HAL
open science

Accélération et chauffage des ions lourds dans le vent solaire rapide : modélisations et comparaisons expérimentales

Laurent Dolla

To cite this version:

Laurent Dolla. Accélération et chauffage des ions lourds dans le vent solaire rapide : modélisations et comparaisons expérimentales. Astrophysique [astro-ph]. Université Paris Sud - Paris XI, 2006. Français. NNT : . tel-00011755

HAL Id: tel-00011755

https://theses.hal.science/tel-00011755

Submitted on 4 Mar 2006

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

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

Institut d'Astrophysique Spatiale **Groupe Physique Solaire et Stellaire**

École doctorale Ondes et Matière

Accélération et Chauffage des ions lourds dans le vent solaire rapide : modélisations et comparaisons expérimentales

THÈSE

présentée et soutenue publiquement le 30/01/2006

pour l'obtention du grade de

Docteur de l'Université de Paris-Sud 11

(Spécialité Physique des plasmas)

par

Laurent DOLLA

Composition du jury

Président :	Guillaume PINEAU DES FORETS
Rapporteurs :	Jean ARNAUD Gérard BELMONT
Examinateurs :	Luca TERIACA Jacques SOLOMON (directeur de thèse)
Invité :	Philippe LEMAIRE

Mis en page avec la classe thloria.

Remerciements

Je tiens à remercier en premier lieu Jacques Solomon, qui a proposé et encadré ce sujet de thèse, et m'a ainsi permis de prendre pied dans la recherche sur le Soleil, ainsi que Philippe Lemaire, qui a patiemment répondu à toutes mes questions sur SUMER, m'a initié au traitement de ses données, et qui a attiré mon attention sur le problème de lumière diffusée. J'ai aussi énormément dérangé Karine Bocchialini, et pas seulement pour le "service après-vente" des programmes de traitement des données brutes ou les questions relatives à MEDOC (mais çà, c'est l'inconvénient d'avoir un bureau juste à côté du mien...). Quant à Alan Gabriel, c'est une mine inépuisable de renseignements sur la physique solaire. Je n'oublie pas Suzanna Parenti et Frédéric Auchère que j'ai interrogés sur les caractéristiques techniques des instruments UVCS et EIT, respectivement, ni Sébastien Galtier, qui s'est efforcé de me rendre la turbulence plus compressible... pardon, "compréhensible". Les discussions épistolaires avec Giuseppina Nigro m'ont obligé à formuler le plus clairement possible la question de l'origine de la vitesse non-thermique qui apparaît lors de l'étude des largeurs des raies de la région de transition et de la couronne. Je ne peux donc que la remercier de cet échange.

Je remercie aussi Jean-Claude Vial de m'avoir accueilli dans son équipe, et de m'avoir suggéré de regarder rapidemment "quelques données"[1], pour voir ce qu'il était possible de faire avec : je m'y suis tellement bien intéressé que j'ai poursuivi sur cette lancée pendant le reste de ma thèse... Thierry Appourchaux m'a lui aussi apporté son soutien lorsqu'il a pris sa relève à la tête de l'équipe solaire, et je lui en suis reconnaissant. Merci à tous les membres de l'équipe solaire dans son ensemble (et j'y inclu Catherine) pour l'ambiance de travail, sans pour autant négliger la bonne humeur, qu'ils ont entretenu pendant toutes ces années.

J'ai une pensée compatissante pour les collègues thésards qui ont dû partager un bureau avec moi pendant ce qui a dû leur sembler de longues années : Eric Buchlin et Anne Millard (sortez-moi ces peaux de bananes !). Sans Eric et Alexandre Beelen, ce manuscrit réalisé à l'aide de LateX aurait eu davantage de difficultés à voir le jour. Puisqu'on parle de soutien technique, merci à Jean-Luc Orcesi, Stéphane Caminade et toute l'équipe informatique. Merci aussi aux personnels administratifs, que ce soit pour les missions ou autres démarches. Je n'oublie pas non plus tout le reste de la joyeuse équipe de thésards de l'IAS, qui a fourni une autre forme de soutien !

Lors de la dernière ligne droite, un grand merci aux personnes qui m'ont prodigué leurs conseils pour la préparation de la soutenance : la plupart ont déja été citées, mais il reste de la place pour John Leibacher !

Merci enfin aux membres du jury d'avoir eu la patience de lire ce manuscrit, et d'avoir suggéré quelques points qui n'ont pu que l'améliorer. Encore merci à Jacques d'avoir patiemment relu toutes ces pages. Bien entendu, toute erreur qui se serait glissée dans ce manuscrit ne saurait leur être imputée, et ne serait que le fruit de ma mauvaise compréhension ou de mon manque de concentration...

[1] celles correspondant au jeu de données 0, cf. Tab. 6.1

Aux enseignants qui ont developpé mon goût pour les sciences,
et m'ont donné envie de le faire partager aux autres.
Ainsi qu'à mes parents, qui ont bien été forcés
de répondre à mes "Pourquoi ... ?"
avant mes professeurs.

Table des matières

Table des figures **viii**

Liste des tableaux **xi**

Introduction **1**

1 Le Soleil et ses relations avec les Terriens 1

2 Une brève histoire de la physique solaire 5

3 Motivation et plan de la thèse 11

Partie I Problématique : chauffage et accélération des ions lourds de la couronne et du vent solaire

Chapitre 1 Le Soleil, sa couronne, et le vent solaire **14**

1.1 Quelques généralités sur le Soleil 15

1.2 La structure de l'atmosphère solaire 20

1.3 Le vent solaire 38

1.4 Les relations Soleil-Terre 42

1.5 Conclusion 44

Chapitre 2 Turbulence alfvénique et résonance cyclotronique ionique **45**

2.1 Les ondes d'Alfvén 46

2.2 Les ions lourds : des distributions cinétiques hors-équilibre 49

2.3 La résonance cyclotronique ionique 51

Chapitre 3 Chauffage de la Couronne et accélération du vent solaire rapide **57**

3.1 Le problème du chauffage de la couronne 58
3.2 Le problème de l'accélération du vent solaire rapide 60
3.3 Des modèles basés sur le champ magnétique 60
3.4 Conclusion 63

Partie II Instrumentation et Méthodes

Chapitre 4 L'information contenue dans la largeur d'une raie d'émission coronale **66**

4.1 Quelques rappels sur les processus de formations des raies 68
4.2 Les contributions à la largeur d'une raie coronale 75
4.3 Interprétation de la "vitesse non-thermique" 83
4.4 Séparer la contribution thermique de celle de la vitesse non-thermique 100

Chapitre 5 Instrumentation **104**

5.1 La mission SOHO 106
5.2 Les instruments embarqués sur SOHO 108
5.3 Autres missions solaires et pour le vent solaire 113
5.4 Le centre MEDOC et les campagnes MEDOC 115
5.5 le spectromètre SUMER 116
5.6 Conclusion ou "Pourquoi avoir utilisé uniquement les données SUMER ?" . . 126

Chapitre 6 Mesurer la largeur des raies coronales **129**

6.1 Observations réalisées pendant ma thèse 130
6.2 Obtention d'un spectre hors-limbe 132
6.3 Correction de lumière diffusée instrumentale 137
6.4 Ajustement gaussien des raies 144
6.5 Largeur instrumentale 150
6.6 Mesure du rapport des raies du Si VIII (1445/1440 Å) 151

Partie III Détecter des signatures de chauffage préférentiel des ions lourds

Chapitre 7 A la recherche de signatures de chauffage préférentiel à l'aide des raies coronales **154**

7.1 Stabilité des paramètres des raies 155

7.2 Conditions régnant au dessus des pôles solaires 155

7.3 Impossibilité de conclure directement à partir de courbes $T = f(q/m)$ 155

7.4 Distinguer une variation de température d'une variation de vitesse non-thermique 164

Chapitre 8 Interpréter la variation de largeur avec l'altitude **166**

8.1 Réinterprétation du "plateau" observé par certains auteurs 167

8.2 Courbe $v^2 = f(h)$ 168

8.3 Détermination de la vitesse non-thermique 168

8.4 Variation de température avec l'altitude 174

8.5 Différence de température entre deux altitudes - chauffage préférentiel 174

Chapitre 9 Interpréter les largeurs mesurées à une altitude donnée **179**

9.1 Chauffage préférentiel et rôle des différentes espèces 179

9.2 De la résonance cyclotronique à toutes les latitudes ? 181

Conclusions et Perspectives **184**

Annexes **189**

Annexe A Exemple de programme de commandes pour le spectromètre SUMER/SOHO **190**

Annexe B Publications et Conférences **193**

Annexe C Proceeding de la conférence Solar wind X (16-21 juin 2002) (Dolla et al., 2003) **194**

Annexe D Proceeding de la conférence Soho 13 (29 septembre-3 octobre 2003) (Dolla et al., 2004) **199**

Bibliographie **206**

Table des figures

1 Coucher de Soleil sur Stonehenge 2
2 Représentation d'Aton sous forme de disque solaire 3
3 Spectre de Fraunhofer 5

1.1 Spectre du Soleil 19
1.2 La granulation solaire 21
1.3 Taches et granulation solaires 22
1.4 Spicules au limbe solaire 24
1.5 Gradients de température et densité dans l'atmosphère solaire 28
1.6 Modèle de Gabriel (1976) 30
1.7 Modèle de Dowdy et al. (1986) 31
1.8 Modèle de Pneuman and Kopp (1971) 32
1.9 Le cycle de 11 ans des taches solaires 35
1.10 Diagramme "papillon" 36
1.11 Evolution de la basse couronne au cours du cycle solaire (EIT 171 Å) 37
1.12 Evolution de la haute couronne au cours du cycle solaire (LASCO C2, lumière blanche) 37
1.13 Topologie des solutions du modèle de Parker 39
1.14 Relation entre vitesse du vent solaire et température coronale des électrons . . . 40
1.15 Spirale de Parker 41
1.16 Résultats d'Ulysses 43

2.1 Schéma du principe de la cascade turbulente 48
2.2 Exemple de distribution cinétique des protons du vent solaire (Helios) : Anisotropie de température 50
2.3 Schéma du mouvement cyclotron et de la résonance cyclotronique 52
2.4 Schéma de principe du chauffage préférentiel 54

4.1 Courbes d'abondances relatives des différentes degrés d'ionisation du fer et de l'oxygène 73
4.2 Diagnostic de densité basé sur le rapport de raies du Si VIII 75
4.3 Comparaison de profils gaussien et lorentzien de même largeur à mi-hauteur . . . 77
4.4 Somme de 2 ou 3 gaussiennes 84
4.5 Distribution des valeurs prises par la fonction sinus 85
4.6 Profils théoriques (distribution sinusoïdale) 86
4.7 Profils théoriques (distribution normale) 88
4.8 Gradient de densité le long de la ligne de visée 90
4.9 Intégration sur l'angle solide d'observation : effet des ondes d'Alfvén 93

4.10 Intégration sur la profondeur de la ligne de visée : effet du vent solaire 95

5.1 Position des points de Lagrange du système Soleil-Terre 108
5.2 Orbite de SOHO 109
5.3 Vue schématique de la sonde SOHO et de ses instruments 110
5.4 Exemple de planning d'observations pour SUMER 117
5.5 Logo de SUMER et signe représentant Utu, le dieu Sumérien du Soleil 118
5.6 Spectre solaire observé par SUMER 118
5.7 Schéma optique du spectromètre SUMER 119
5.8 Repères de coordonnées 120
5.9 Réponse des détecteurs de SUMER 121
5.10 Flat-field du détecteur de SUMER 124

6.1 Rapport charge-sur-masse et masse atomique de différents ions observables dans le domaine spectral du spectromètre SUMER 131
6.2 Images de contexte et pointage de SUMER pour les jeux de données 1 et 2 . . . 134
6.3 Localisation de l'image de la fente sur le détecteur (1) 135
6.4 Localisation de l'image de la fente sur le détecteur (2) 136
6.5 Exemple de spectre de lumière diffusé 142
6.6 Spectres corrigés de la lumière diffusée 143
6.7 "Accidents" apparaissant sur le profils de la raie du Si VIII à 1445 Å 144
6.8 Simulation de raies bruitées pour différentes largeurs de la raie 146
6.9 Simulation de raies bruitées pour différentes valeurs de l'amplitude maximale . . 147
6.10 Simulation de raies bruitées pour différentes valeurs de la constante 148
6.11 Simulation de raies bruitées pour différentes valeurs des barres d'erreur 149

7.1 Jeu de données 3 : variations spatio-temporelles de raies coronales 156
7.2 Distorsion verticale du détecteur A 157
7.3 Séquence temporelle de l'O VI (calme) 158
7.4 Séquence temporelle de l'O VI (fortes fluctuations) 159
7.5 Comparaison de la variation avec l'altitude de l'amplitude maximum et de la largeur des raies du Mg X dans plusieurs jeux de données observés au dessus des pôles solaires 160
7.6 Courbe $v^2 = f(1/m)$ 161
7.7 Températures déduites de la largeur de raies coronales, pour deux valeurs différentes de la vitesse non-thermique 162
7.8 Corrélation forte entre le rapport charge-sur-masse et la masse atomique des ions coronaux 163
7.9 Variation de température ou de vitesse non thermique dans les deux cas limites $\Delta\xi = 0$ ou $\Delta T = 0$ 165

8.1 Variation de la largeur des raies de certains ions coronaux du jeu de données 1 en fonction de l'altitude au dessus du limbe 167
8.2 Variation avec l'altitude au dessus d'un trou coronal de la quantité $v^2 = \frac{2kT}{m} + \xi^2$ pour différents ions (jeu 1) 169
8.3 Rapport des deux raies du Si VIII (1445/1440 Å) 170
8.4 Densité en fonction de l'altitude au dessus du limbe 171
8.5 Valeur de $\xi(r_0)$ 173

8.6 Vitesse non-thermique en fonction de l'altitude au dessus du trou coronal polaire Nord 175
8.7 Température en fonction de l'altitude (jeu 1) 176
8.8 Différence de température entre 60″ et 100″ une fois retirée la valeur de la vitesse non-thermique 178

9.1 Températures en fonction de q/m à 60″ et 100″ au dessus d'un trou coronal polaire (contribution de la vitesse non-thermique retirée). 181
9.2 Transferts d'énergie entre ondes, ions minoritaires et protons dans la basse couronne solaire 182
9.3 Comparaison des températures en fonction du rapport charge-sur-masse à des altitudes voisines dans un trou coronal polaire et dans la "couronne calme" 182

Liste des tableaux

2.1 Comparaison des temps caractéristiques cyclotron et de collision avec les protons dans la basse couronne solaire, pour différentes espèces de particules 56

6.1 Liste des jeux de données utilisés dans cette thèse 132
6.2 Liste des raies exploitées dans le jeu 1 (trou coronal). 133
6.3 Liste des raies exploitées dans le jeu 4 (couronne calme). 133

Introduction

***Science** : une façon de comprendre les choses, et ensuite de les faire fonctionner. La Science explique ce qui se passe tout le temps autour de nous. La* religion *aussi, mais la science marche mieux, parce qu'elle trouve des excuses plus crédibles quand elle se trompe. La Science est beaucoup plus répandue qu'on ne le croit en général.*

(Encyclopédie scientifique pour l'édification des jeunes gnomes curieux, par Angalo de Konfection).

Terry Pratchett, *Le grand livre de gnomes (Tome 3)*

1 Le Soleil et ses relations avec les Terriens

Chaque ouvrage (thèses y compris) qui traite de la physique solaire commence par une description des diverses formes d'adoration du Soleil par toutes sortes de civilisations qui se sont succédées dans l'histoire. Je ne souhaite pas déroger à la règle mais, ne pouvant faire mieux, je me contenterai de mentionner quelques faits qui m'ont marqué, et qui sont du reste peu mentionnés. Le lecteur intéressé pourra par exemple consulter, pour une étude un peu plus poussée, les premiers chapitres de Phillips (1992) et Lang (1995).

Le Soleil, source de vie dispensant chaleur, lumière et nourriture (avec une place centrale dans l'agriculture), a été adoré comme un dieu dans de nombreuses religions, en partie parce que ses bienfaits se manifestent par une régularité (cycle diurne, saisons. . .) qui ne peut être que l'apanage d'un être parfait qui mérite qu'on lui rende grâce, ne serait-ce que de crainte qu'il ne se vexe et cesse de prodiguer ses dons !

Ainsi, on trouve mention du Dieu du soleil, UTU (Fig. 5.5, p. 118) dans la civilisation sumérienne, près de 4000 ans avant J.C., tandis que pour les anciens égyptiens, Rê se manifestait sous plusieurs formes selon la période du jour (en changeant de noms), avant de devenir Amon-Rê,

Fig. 1: *Coucher de Soleil sur le site de Stonehenge (îles britanniques). La disposition des monolithes dressés marque le lever du soleil au solstice d'été (source : English Heritage).*

par fusion avec une autre divinité, et d'être servi par un clergé parmi les plus puissant d'Egypte. Le panthéon égyptien fait d'ailleurs intervenir le disque soleil dans la représentation de nombreux autres dieux. De la mythologie gréco-romaine, on retiendra *Helios* ou *Sol*, à l'origine des préfixes relatifs au Soleil que nous utilisons aujourd'hui. On peut aussi rappeler que les civilisations aztèque, maya et inca avaient des cultes solaires, parfois sanguinaires.

On oublie souvent, en revanche, que certaines civilisations européennes qui n'ont pas laissées de traces écrites, ont probablement eu un culte solaire : le site de Stonehenge, dans les îles britanniques, au moins pour sa partie la plus récente (aux alentours de 2300 av. J.C.) comprend une dimension astronomique puisque le cercle le plus intérieur permet de marquer le lever du soleil au solstice d'été[2].

Un autre fait peu souvent mentionné est la tentative du pharaon Amenophis IV (milieu du XIVe siècle av. J.C., il prend alors le nom d'Akhénaton, "Celui qui est agréable à Aton") d'instaurer un des premiers cultes monothéistes de l'histoire, celui d'Aton. Originellement un avatar de Rê, représenté sous forme de disque solaire, il offre une représentation désincarnée en rupture avec celle des autres dieux égyptiens (généralement mi-humains, mi-animaux), quasi abstraite, dont chaque rayon se termine par une main (symbolisant ses bienfaits), certaines

[2]Le site internet de English Heritage sur Stonehenge : `http://www.english-heritage.org.uk/server/show/nav.876`

Fig. 2: *Représentation d'Aton sous forme de disque solaire, chaque rayon étant terminé par une main (symbolisant ses bienfaits), et certaines portant des croix d'ankh (symbole de vie).*

tenant des croix d'ankh (symboles de vie)[3].

Lorsque les relations avec le Soleil prirent un aspect plus scientifique, ce ne fut pas pour autant sans les plus extravagantes des spéculations sur sa nature... Une fois encore, le lecteur intéressé est renvoyé à Phillips (1992), ou tout ouvrage d'histoire des sciences qui lui conviendra. En dehors de l'intérêt de ces études (tant sur les religions que sur l'histoire des sciences) pour l'analyse du raisonnement humain, le fait marquant que l'on peut retenir est qu'il a fallu attendre 1939 (Hans Bethe et Carl von Weizsäcker) pour trouver la source d'énergie du Soleil (la fusion des noyaux). Citons entretemps la (re)naissance de l'héliocentrisme, et le premier calcul des orbites des planètes autour du Soleil, par Copernic, dans le *De Revolutionibus Orbium Coelestium* (1543). Grâce aux lois de Kepler (1609), il est possible de relier les distances des différentes planètes au Soleil à la distance Terre-Soleil. Edmund Halley[4] a proposé en 1716 de calculer cette distance en comparant les trajectoires de planètes en transit devant le Soleil, vues depuis différents points de la Terre. L'expédition de Cook en Nouvelle-Zélande (1769) a permis de calculer une distance Terre-Soleil seulement 2 pourcent plus élevée que la valeur actuelle[5].

Après avoir été au centre de la plupart des cosmogonies d'origine aussi bien religieuse que

[3]Cette brève tentative de créer une religion monothéiste, probablement due à la volonté de diminuer l'influence du clergé d'Amon, prendra fin à la mort d'Akhénaton.

[4]resté célèbre plutôt pour la comète à laquelle on a donné son nom.

[5]pour plus d'information, on pourra consulter les différents liens offerts par le site http ://www.ias.u-psud.fr/medoc/ pour couvrir le dernier transit de Vénus (2004).

scientifique, le Soleil continue de nos jours d'être une source de questionnements pour l'humanité ; il constitue en outre un formidable laboratoire de physique extrême, principalement en physique des plasmas. A cet égard, le soleil est un laboratoire très intéressant pour l'étude d'un plasma chaud[6].

Sans vouloir être exhaustif, de nombreux défis scientifiques sont ainsi reliés à la physique solaire, même si l'éloignement du "dispositif expérimental" en rend l'étude plus difficile qu'une simple expérience de laboratoire :

- le centre du Soleil est le siège de réactions nucléaires de fusion. Or on essaie de reproduire des réactions de ce type dans les tokamaks et autres dispositifs terrestres de fusion contrôlée.
- la couronne solaire est portée à plus haute température que les couches qui sont situées immédiatement dessous, ce qui implique un (ou des) processus de chauffage différent du simple transfert de chaleur d'une source chaude vers une source froide. Du fait, entre autres, de la pression thermique, cette couronne s'étend dans l'espace sous la forme du vent solaire supersonique, dont la vitesse aux hautes latitudes héliosphériques est presque le double de celle rencontrée au niveau de l'équateur. Or la vitesse de ce vent "rapide" ne peut s'expliquer seulement par la température élevée de la couronne, ce qui implique encore une fois l'existence de nouveaux processus autres que ceux connus. Entre autres pistes, on trouve la résonance cyclotronique ionique, dont les implications observationnelles font l'objet de cette thèse, et dont le principe est aussi expérimenté pour chauffer le plasma des tokamaks.
- l'étude à distance du Soleil se fait grâce au rayonnement qu'il émet. Or les températures des couches supérieures variant de quelques milliers à quelques millions de degrés, les raies émises correspondent à des ions présentant des degrés d'ionisation très divers, souvent très élevés, ce qui implique un rapport étroit avec la physique atomique pour les calculs théoriques associés, et leur vérification en observant le spectre solaire. L'histoire de la spectroscopie solaire (voir plus bas) montre que les raies de certains ions ou atomes ont d'abord été observées sur le Soleil.
- la physique des particules n'est pas en reste, avec le problème de l'oscillation des neutrinos. Ces derniers donnent des renseignements sur le coeur du Soleil, où il sont produits, car ils interagissent très peu avec la matière (d'où des difficultés d'observation...). Les quantités de neutrinos solaires détectées par de volumineux détecteurs souterrains tels que Super-Kamiokande n'étaient jusqu'à présent pas en accord avec les modèles théoriques du Soleil. La théorie selon laquelle les neutrinos "oscillent" entre plusieurs états de masse différente a été validée lorsque on a réussi à observer les neutrinos solaires de plus grande masse.
- enfin, un des enjeux de notre civilisation spatiale prend de plus en plus d'importance : la

[6] L'état de plasma est parfois appelé "quatrième état de la matière" : au fur et à mesure que l'on fournit de l'énergie à un corps matériel, il passe de l'état solide à l'état liquide, puis gazeux, c'est à dire que ses constituants élémentaires (atomes ou molécules) ne sont plus liés entre eux et peuvent se déplacer librement. Si on continu de fournir de l'énergie, certains électrons qui gravitent autour des noyaux des atomes du gaz se libèrent eux-aussi : on obtient un plasma, c'est-à-dire un mélange d'électrons et d'ions, globalement neutre, mais présentant localement des charges électriques. L'énergie nécessaire peut être fournie directement en chauffant le gaz ; le plasma est alors qualifié de *chaud* : c'est ce qui se passe par exemple dans la couronne solaire, à un million de degrés Kelvin ou plus. On peut aussi obtenir des plasmas *froids*, lorsqu'on ne fournit de l'énergie qu'aux électrons, par l'intermédiaire de décharges électriques, par exemple ; c'est ainsi le cas des tubes "néons" (ceux destinés à l'éclairage intérieur ne contiennent en réalité que de la vapeur de mercure), dans lesquels les ions et les atomes neutres (une fraction seulement des atomes sont ionisés) ne voient leur température augmenter que très peu par rapport à la température ambiante ($\sim$ 400 K), alors que les électrons atteignent des températures de l'ordre de 10 000 K. Des propriétés nouvelles apparaissent, en particulier des ondes dont la force de rappel n'est plus (exclusivement) la pression mais aussi la force électrique (cf. Sec. 2.1, p. 46).

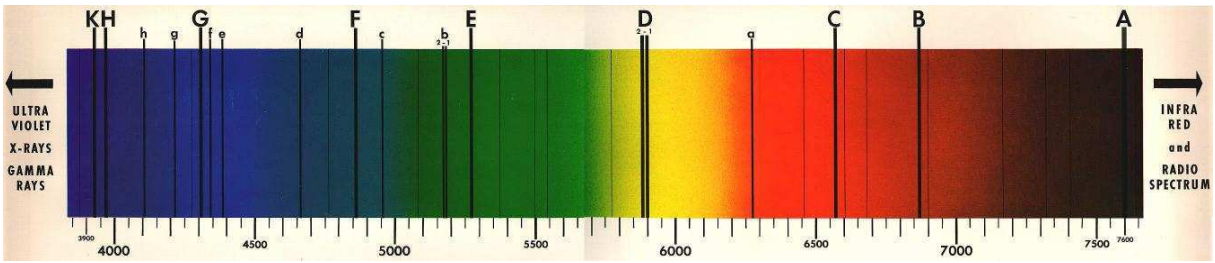


Fig. 3: *Exemple de spectre de Fraunhofer : de nombreuses raies d'absorption apparaissent lorsqu'on observe le spectre du Soleil. Fraunhofer a attribué les lettres A à K aux neufs raies les plus sombres, en commençant par le rouge. On sait aujourd'hui que les bandes A et B sont dues à l'absorption par l'atmosphère terrestre (par la molécule de 0_2, ceci était d'ailleurs suggéré par le fait que ces raies devenaient plus sombres lorsque le Soleil était plus bas sur l'horizon), le reste est dû à l'absorption par la photosphère (tiré de http ://www.harmsy.freeuk.com/fraunhofer.html, page consultée le 21/06/05).*

météorologie spatiale, qui consiste à prévoir les variations de l'environnement de la Terre provoquées par l'activité du Soleil (flux de photons (rayonnements de hautes énergie) et de particules chargées (CME)), qui ont des incidences aussi bien sur l'exposition des personnels naviguant sur les avions, ou sur la durée de vie des satellites (voir Sec. 1.4). Le rôle de l'activité solaire est aussi étudié pour son implication dans les variations climatiques (Solanki et al., 2004).

2 Une brève histoire de la physique solaire

L'étude de l'histoire des sciences en générale n'a pas qu'un intérêt anecdotique : elle permet de faire comprendre que notre vision de l'Univers ne cesse de se construire au cours du temps et ne sort pas telle quelle du cerveau des chercheurs. En particulier, elle met en évidence les différentes observations et techniques expérimentales sur lesquelles se sont appuyées les théories actuelles.

2.1 Les raies de Fraunhofer

L'utilisation de son rayonnement pour étudier le Soleil, et en particulier l'analyse des raies spectrales, remonte à l'époque d'Isaac Newton, qui en 1666 décompose à travers un prisme la lumière solaire qu'il diaphragme à l'aide d'un simple trou, montrant que la lumière solaire se compose de l'ensemble des couleurs de l'arc-en-ciel. W. H. Wollaston réalise la même chose avec une fente très étroite en 1802. De nombreuses raies sombres apparaissent, il pense alors que les plus sombres marquent les limites des couleurs primaires.

C'est Josef von Fraunhofer, en 1814–15, qui mesure avec précision les positions de centaines de raies plus ou moins sombres. Il attribue aux neufs raies les plus sombres les lettres A à K, en commençant par le rouge (Fig. 3). Il remarque déjà que ces raies sont modifiées selon l'étoile observée.

2.2 L'effet Doppler ou la mise en évidence des mouvements dans la ligne de visée

Christian Doppler publie en 1842 une théorie selon laquelle une onde émise par un système en mouvement voit sa longueur d'onde modifiée par rapport à celle émise au repos. Applicable aussi bien au son qu'à la lumière (qu'il considère à tort comme une onde longitudinale, mais cela ne change rien à l'effet), il espère expliquer les couleurs des étoiles (principalement les étoiles doubles) ; en réalité l'effet est trop peu significatif pour que cette explication soit valable. Néanmoins, Hippolyte Fizeau suggère d'utiliser cette propriété pour détecter le mouvement le long de la ligne de visée, à l'aide des raies de Fraunhofer : la longueur d'onde est diminuée (décalage vers le bleu) si la matière émettrice se rapproche de l'observateur, augmentée (décalage vers le rouge) si elle s'éloigne[7]. H.C. Vogel observera ainsi le décalage vers le bleu pour les régions près du limbe solaire Est, vers le rouge pour celles du limbe Ouest, confirmant le sens de rotation du Soleil déjà trahi par le mouvement des taches solaires.

Le principe du spectrohéliographe est proposé en 1869 par le français J. Janssen, et réalisé par G. E. Hale en 1892 (au Mont Wilson, Californie). Une version un peu différente, le "spectro-enrégistreur des vitesses", est mise au point par H.A. Deslandres à Meudon. Ce dispositif réalise des images entières du Soleil dans une longueur d'onde donnée[8]. Ces images mettent en évidence certaines structures[9], mais les différences d'intensité peuvent correspondre aussi à des différences de vitesses (le décalage de la raie fait que ce sont des parties différentes du profil qui sont observées) ; l'effet dû à un champ de vitesses est particulièrement mis en évidence par des fluctuations temporelles d'intensité, qui montrent alors que la surface du Soleil est très dynamique.

2.3 Identification des éléments responsables de la formation des raies

Parallèlement aux études du spectre solaire, des expériences en laboratoire sont menées par Gustav Kirchhoff et Robert Bunsen : ils montrent en 1859 qu'alors qu'un solide incandescent émet un spectre continu (i.e. sans raies, l'intensité variant de façon plus "lisse" avec la longueur d'onde), les gaz incandescents émettent des raies particulières ; par ailleurs, lorsqu'on fait passer un spectre continu à travers un gaz "froid", il apparaît des raies d'absorption, à la même longueur d'onde que les raies d'émission du gaz porté à plus haute température. Ils en concluent que la photosphère est solide ou un liquide incandescent produisant un spectre continu sans raies. Au-dessus, l'atmosphère incandescente produit un spectre de raies d'émission, mais vue avec la photosphère en arrière-plan, fait apparaître des raies sombres.

La longueur d'onde des raies de Fraunhofer fut plus précisément mesurées par les suédois K. Ångströem et C. Thalén en 1869, et par l'américain H.A. Rowland dans les années 1890, en utilisant un réseau plutôt qu'un prisme de verre. Ångströem utilisera une nouvelle unité, baptisée aujourd'hui Ångströem (1 Å$= 10^{-10}$ m $= 0.1$ nm). Rowland identifiera les éléments responsables de l'émission des raies de Fraunhofer (hydrogène, carbone, fer... 36 éléments en tout), ainsi que les molécules responsables des raies "telluriques" due à la présence de l'atmosphère terrestre : 0_2 et vapeur d'eau. La liste des principales raies de Fraunhofer, avec les éléments qui y sont associés, peut être trouvées dans Phillips (1992), p. 93.

Inconnu jusque-là sur Terre, l'hélium fut découvert dans le spectre d'une protubérance solaire par le français J. Janssen et l'anglais J. Lockyer, lors de l'éclipse de 1868 (ils observent une raie

[7] L'effet est semblable pour le son : une sirène sur un véhicule se rapprochant apparaît plus aiguë, puis devient plus grave lorsque le véhicule est à notre hauteur puis nous dépasse.

[8] au début, dans la raie K du calcium, puis la raie Hα quand les plaques photographiques furent suffisamment sensibles au rouge.

[9] *flocculi* (l'équivalent des *faculae* dans le visible), et filaments (plus tard identifiés aux protubérances).

inconnue proche de la raie D du sodium). Ils pensent alors que ce nouvel élément est uniquement présent dans le Soleil, d'où le nom qu'il lui donnent, d'après le dieu grec du Soleil. Ce n'est qu'en 1895 que sir William Ramsay, analysant le gaz produit par un minerai uranifère, retrouve la signature spectrale de l'hélium.

L'explication de la formation des raies n'arrivera qu'avec la mécanique quantique (dans les années 1920 et 1930), avec Niels Bohr, Albert Einstein, Max Planck, etc. L'atome absorbe et émet de l'énergie par quantité discrète E, sous forme de photon ; l'onde lumineuse associée aura une longueur d'onde correspondant à $E = hc/\lambda$ (voir plus de détails Sec. 4.1, p. 68).

2.4 La couronne solaire : un structure dynamique portée à très haute température

Le Soleil peut se décomposer en plusieurs couches aux propriétés différentes. Laissons de côté son intérieur pour l'instant : la surface apparente en lumière visible s'appelle la *photosphère*, juste au-dessus se trouve la *chromosphère*, qui apparaît comme un mince anneau rouge lors des éclipses, puis la *région de transition* et la *couronne* (pour une description plus détaillée de ces couches, voir Sec. 1.2).

La couronne solaire se voit à l'oeil nu comme un halo autour de la Lune lors des éclipses solaires. On possède des témoignages d'observations remontant au moins jusqu'au Ier siècle. Pendant longtemps, certains pensaient qu'il s'agissait de l'atmosphère lunaire, parsemée de nuages (en réalité, il s'agit des protubérances solaires)[10]. La forme de la couronne semblait différente d'un éclipse à l'autre, marquée par la présence de structures lobées plus ou moins allongées, présentes tout autour du disque ou seulement au niveau de l'équateur : les jets coronaux (cf. p. 25). On sait depuis le milieu du XIXe siècle que l'apparence du Soleil suit un cycle de 11 années. Ce cycle se manifeste en particulier par le nombre et la répartition en latitude des taches solaires apparaissant à sa surface (cf. p. 21), comme par ceux des jets coronaux. On peut aussi corréler avec ce cycle ce que l'on appelle l'*activité solaire*, liée aux éruptions se produisant à la surface du Soleil, et associées aux perturbations affectant le champ magnétique terrestre (dont la manifestation la plus esthétique est donnée par les aurores polaires, cf. Sec. 1.4 p. 42). L'activité solaire est ainsi maximale lorsqu'un grand nombre de taches sont visibles sur la surface du Soleil et que les jets coronaux sont répartis sur toutes les latitudes. Le cycle solaire sera décrit plus en détails p. 34

On ne put observer la couronne en dehors des éclipses qu'à partir de 1930, lorsque B. Lyot mis au point le *coronographe*, en réduisant la lumière diffusée instrumentale dans ce telescope muni d'un cache reproduisant l'effet du disque lunaire.

La couronne fut observée spectroscopiquement pour la première fois par Janssen en 1869. Il remarqua que la partie la plus près du limbe présentait un spectre continu sans raies d'absorption, alors que la plus éloignée montrait les mêmes raies de Fraunhofer que le disque (l'explication de ce phénomène se trouve p. 25). Lors de l'éclipse d'août 1869, C.A. Young et W. Harkness observèrent indépendamment une raie verte d'émission à 5303 Å. Comme cette raie était inconnue en laboratoire, elle fut attribuée à un nouvel élément, le "coronium". Jusqu'à la fin du XIXe siècle, on découvrit ainsi 14 raies d'origine inconnue (dont une dans le rouge à 6375 Å) ; mais il n'y avait plus vraiment de place dans la Classification Périodique des Eléments...

A la même époque, des raies inconnues sont aussi observées dans des étoiles et nébuleuses (là encore, on émet l'hypothèse de la présence d'un nouvel élément, le "nebulium"), puis identifiées en 1939 à des raies produites dans des décharges à arc électrique, par des éléments ionisés.

[10] Phillips (1992)

Appliquant la même méthode, W. Grotrian associe la raie “rouge” au Fe X (i.e. ayant perdu 9 électrons). Il en déduit la température de la région émettrice de celle de la décharge : de l'ordre de 500 000 K. En 1941, B. Edlén associe la raie “verte” au Fe XIV (ionisé 13 fois, donc formé à une température encore plus élevée). Guidé par Grotrian, il montre que les raies inconnues sont émises par le fer, le calcium et le nickel très fortement ionisés (10 à 15 électrons). Pour expliquer ces hauts degrés d'ionisation, il faut supposer que la température très élevée donne aux électrons libres (déjà issus d'ionisations) une grande vitesse (du fait de leur faible masse), ce qui leur permet d'arracher de nouveaux électrons lors de collisions avec les ions (s'il y a autant d'électrons libérés que recombinés aux ions à chaque instant, on dit qu'il y a équilibre d'ionisation : le nombre total d'électrons libres demeure stationnaire ; c'est la loi de Saha, voir 4.1.3 p. 71). Edlén remarque par ailleurs que les largeur des raies du fer correspondent à des températures de 2 millions de Kelvins (pour l'élargissement Doppler thermique, voir Sec. 4.2.3).

Ajoutons à cela le fait que pour permettre à la couronne de s'étendre aussi loin dans l'espace, c'est à dire contrebalancer la gravité solaire, une pression d'origine thermique convenait parfaitement, et que la vitesse thermique importante des particules pouvait expliquer l'absence de raies de Fraunhofer dans la basse couronne (cf. p. 25) ; on voit que tout converge vers une seule interprétation : la température de la couronne atteint des millions de degrés. Le problème qui se pose alors est qu'il ne peut y avoir de flux de chaleur depuis la photosphère froide[11] jusqu'à la couronne chaude située plus haut (d'après le Second Principe de la thermodynamique, la chaleur va naturellement du chaud vers le froid, ou alors il faut fournir un travail). Il faut donc trouver un moyen de chauffer la couronne autrement...

En 1957, la cartographie au limbe de la raie verte du Fe XIV permit à M. Waldemeier une des premières mise en évidence de régions de plus faible intensité, les *trous coronaux*[12] : on sait aujourd'hui que ces régions jouent un très grand rôle dans la naissance du vent solaire rapide.

2.5 La couronne en expansion : le vent solaire

L'idée d'un flux de particules en provenance du Soleil fit progressivement son apparition au début du XXe siècle. Chapman et Ferraro, par exemple, proposèrent dans les années 30 un modèle d'interaction entre le champ magnétique terrestre et des nuages de gaz ionisé en provenance du Soleil, pour expliquer les orages géomagnétiques. Néanmoins, ces flux de particules étaient encore considérés comme sporadiques, liés à des éruptions solaires.

Deux observations conduisirent, dans les années 50, à soupçonner l'existence d'un vent permanent de particules en provenance du Soleil. Pour expliquer la polarisation de la lumière zodiacale, Behr et Siedentopf invoquèrent la présence d'une forte densité d'électrons dans le milieu interplanétaire ($\sim 10^3$ cm^{-3} au niveau de l'orbite terrestre). Par ailleurs, pour expliquer l'existence et la configuration de la queue ionique des comètes, Biermann proposa un flux d'ions s'écoulant radialement du Soleil, atteignant $\sim 10^{10}$ cm^{-2}.s^{-1} près de la Terre. Avec la densité estimée par Behr et Siedentopf, cela impliquait un vent de ~ 100 km.s^{-1}. Même si ultérieurement les mesures quantitatives contredirent ces modèles[13], elles stimulèrent les recherches théoriques.

Les observations montraient déjà dans les années 50 que la couronne était constituée principalement d'un plasma de protons et d'électrons porté à une température de plusieurs millions de degrés. L'intensité des raies observées impliquait des densités électronique de 10^8 à 10^9 cm^{-3} près du bord solaire.

[11] $\approx$ 6000 K, ce qui se déduit, entre autres, du spectre de corps noir qu'elle émet.
[12] Il les appela “Löcher” “trou” en allemand : Phillips (1992, p. 151).
[13] Les densités et flux observés sont de deux ordres de grandeur inférieurs à ceux proposés dans ces modèles.

En 1957, Chapman utilisa la température et la densité mesurées dans la couronne comme conditions aux limites pour étudier la structure d'une couronne statique, à géométrie sphérique, contrôlée par le flux classique de chaleur (dû aux électrons). Il obtint alors l'expression de la température et de la densité en fonction de la distance au Soleil. Ce modèle produisant de fortes densités électroniques près de la Terre, Chapman montre ainsi que la couronne solaire s'étend très loin du Soleil. Cependant, E.N. Parker fit remarquer par la suite que la pression produite à l'infini était finie, et trop élevée pour être de l'ordre de grandeur de la pression régnant dans le milieu interstellaire. Sans doute inspiré par l'étude de Biermann, il montra alors en 1958 que la couronne était nécessairement en expansion, formant un flux permanent de particules ionisées qui s'échappe de l'attraction solaire, tirant principalement son énergie de la pression thermique de la couronne (cf. Sec. 1.3.1).

2.6 Le développement des missions spatiales

Les couches supérieures du Soleil, c'est-à-dire la région de transition et la couronne, émettent une grande partie de leur rayonnement dans l'ultraviolet (UV) et l'extrême-UV (EUV). Comme la chromosphère émet à la fois dans le visible et dans l'UV, il est important de pouvoir observer dans cette gamme de longueur d'onde, qui est malheureusement fortement absorbée par l'atmosphère terrestre.

Pour cela, les fusées ou de satellites présentent aussi l'avantage d'éviter les problèmes de qualité du ciel due aux conditions météorologiques ("*seeing*"), et à la turbulence atmosphérique (dont les effets sont de mieux en mieux contrôlés grâce à l'optique adaptative). Dans le cas d'un satellite comme SOHO (voir Sec. 5.1), sa position privilégiée au point L1 de Lagrange (voir Sec. 5.1.2, p. 107) permet en outre des observations ininterrompues : pas de nuit, ni de restrictions des observations à des périodes où le Soleil soit suffisamment haut dans le ciel[14].

Les premières observations à bord de fusées furent réalisées à partir de 1946 (en utilisant les V2 pris aux allemands à la fin de la Seconde Guerre Mondiale, e.g. Durand et al. (1949)) Le programme spatial français d'observation solaire débuta avec les lancements de fusées Véronique en 1963, à partir d'Hammaguir, en Algérie (Bonnet, 2001).

Une série de huit satellites en orbite terrestre, baptisés OSO (Orbiting Solar Observatories) fut lancée de 1962 à 1975. La station Skylab (de mai 73 à février 74, en orbite terrestre et occupée par des opérateurs humains) a permis d'observer le disque solaire en X, EUV, UV, et la couronne hors du limbe en visible (Grinter, 2003). Ces missions permirent entre autre l'étude des trous coronaux en EUV, et une des premières étude de la largeur des raies UV et EUV, sujet qui va être développé dans cette thèse. Citons aussi l'instrument HRTS (High-Resolution Telescope and Spectrograph) du NRL (Naval Research Laboratory), embarqué sur plusieurs vols-fusées depuis 1975, ainsi que sur la navette spatiale américaine, et doté d'une haute résolution spectrale (Dere, 1996).

Le vent solaire, qui n'avait au départ qu'une existence théorique (voir Sec. 1.3), sera observé in situ lorsque les premières missions sortirent de l'environnement immédiat de la Terre (e.g. la sonde Mariner II de la NASA, en 1962). Ce n'est qu'avec la mission Ulysses (lancée en 1990) que l'on s'est rendu compte qu'il existait en réalité 2 régimes de vents : *lent*, plutôt aux latitudes proches de l'équateur solaire, et *rapide*, aux hautes latitudes. Alors que le régime de vent, dit "lent" observé jusqu'alors dans le plan de l'écliptique[15], pouvait s'expliquer à l'aide du gradient de pression des électrons de la couronne chaude, il faut trouver une source d'énergie supplémentaire

[14] en réalité, depuis quelque temps, du fait de problèmes d'alignement d'antenne, les observations sont interrompues à certaines périodes.

[15] i.e. le plan de l'orbite de la Terre autour du Soleil

pour expliquer le régime “rapide” du vent solaire (ce problème sera davantage détaillé en 1.3, p. 38)

2.7 L’étude plus précise du profil des raies, et la vitesse non thermique

Je ne souhaite pas réellement verser de l’huile sur les braises qui couvent depuis de nombreuses années (il semble que ce soit une très vieille polémique, comme en atteste la citation de A. Dupree “One spectrum is worth a thousand images”[16]), mais l’étude du profil des raies (ce qui suppose une haute résolution spectrale) offre de nouveaux moyens pour distinguer les structures solaires (en plus des cartes en intensité), et surtout donne accès à de nouvelles propriétés physiques :

Distinction ailes/coeur des raies : certaines raies, (e.g. Lyman α), voient les différentes parties de leur profil (ailes, coeurs. . .) se former à des altitudes et des températures différentes, ce qui permet de faire apparaître des structures différentes au spectrohéliographe (Phillips (1992), chap. 4, et Vernazza et al. (1981)).

Isoler une raie donnée : délimiter avec précision l’intensité de la raie d’un ion donné permet d’isoler du matériel particulier (par exemple correspondant à une température, celle de la formation de l’ion, donnée ; il faut bien sûr qu’il n’y ait pas de problèmes de mélange trop importants). Par comparaison, un spectro-imageur à “large bande” du type d’EIT/SOHO, enregistre souvent le signal de plusieurs raies de températures de formation différentes dans un intervalle de longueur d’onde donnée. Ce défaut peut être atténué si la bande ne contient qu’une raie très intense dans les limites où la fonction de réponse de l’instrument est importante.

Mesurer le barycentre des raies : l’effet Doppler, comme déjà expliqué, permet de mesurer les mouvements de matière le long de la ligne de visée (e.g. cartes de vitesse en Ne VIII et corrélation avec le réseau chromosphérique : Hassler et al. (1999)). Les variations temporelles permettent par exemple de mettre en évidence la composante parallèle à la ligne de visée d’oscillations dans des boucles coronales[17] (e.g. Wang et al. (2002); Kliem et al. (2002)), alors qu’encore une fois, un spectro-imageur comme TRACE[18], qui ne “voit” que l’intensité, peut uniquement suivre des déplacement qui s’effectuent dans le plan du ciel (donc perpendiculaires à la ligne de visée), ce qui représente néanmoins une information supplémentaire par rapport à la fente d’un spectromètre qui reste généralement fixe, ou dont le déplacement prend du temps.

Mesurer la largeur : si la largeur instrumentale (cf. Sec. 4.2 p. 75) n’est pas trop importante, la largeur des raies peut aussi être exploitée : Les premiers vols-fusées qui ont observé des raies UV typiques de la région de transition ont constaté que la largeur de ces raies était plus élevée que celle qui est déduite de la température de formation des ions correspondants (e.g. Boland et al. (1973)). On a donc introduit la notion d’élargissement (ou “vitesse”) *non-thermique* ou *non-résolue*[19] induit par un champ de vitesses aléatoires du plasma turbulent, émettant à cette température. L’hypothèse à été aussitôt faîte que ces fluctuations étaient dues à des mouvements ondulatoires se propageant depuis la photosphère jusqu’à la région de transition. A partir de la largeur, on peut donc obtenir à la fois une information sur

[16] “un spectre vaut un millier d’images”, parodiant une autre expression bien connue : une image vaut un millier de mots.

[17] cf. p. 34

[18] Les différentes missions sont décrites Chap. 5.

[19] puisque discerner le détail de ce champ de vitesse impliquerait d’avoir une résolution supérieure à la résolution spatiale accessible.

la température, et sur la vitesse non-thermique, qui "tracerait" la source d'énergie du chauffage coronal. C'est ce sujet qui sera détaillé dans la suite de cette thèse...

Comme on l'a vu, imagerie et spectroscopie, sont toutes deux des techniques intéressantes, l'une pour suivre à haute cadence temporelle les modifications des structures sur des champs étendus, l'autre pour obtenir le détail des profils spectraux, mais avec un compromis à faire entre cadence temporelle et couverture spatiale. Le mieux, en l'état actuel des choses, est de les utiliser de façon simultanée ; de façon générale, il sera toujours préférable de multiplier les points de vue si on veut comprendre les mécanismes à l'oeuvre dans les divers phénomènes observés (obtenir simultanément plusieurs raies avec un ou des spectromètres[20], prendre des images avec des spectro-imageurs et des imageurs, obtenir des magnétogrammes, etc...)

La mise au point de spectromètres à images 2D à transformée de Fourier dans l'EUV devrait permettre à terme d'allier taille importante du champ, cadence temporelle et résolution spectrale (Lemaire, 2002b).

3 Motivation et plan de la thèse

Comme on a pu le constater au cours de cette description de l'histoire de l'étude du Soleil, et comme il sera davantage explicité dans la partie I de cette thèse, deux problèmes majeurs se posent de nos jours aux physiciens qui s'occupent des couches extérieures du Soleil : le mode de chauffage de la couronne, et celui qui permet d'accélérer le vent solaire dit "rapide". On verra que les modèles ne manquent pas pour apporter une solution à ces problèmes. Néanmoins, ils souffrent tous d'un grave défaut : ils font appel à des phénomènes encore inobservés, que l'on ne peut donc pas quantifier (par exemple, les "nanoflares", c'est-à-dire des éruptions se produisant à des échelles spatiales très petites, les ondes d'Alfvén, dont la présence dans l'ensemble de la couronne, bien que très probable, n'est pas encore prouvée, ou les ondes cyclotroniques ioniques (limite haute-fréquence des ondes d'Alfvén), dont l'amplitude est largement inconnue...). On en est donc réduit à "ajuster" la valeur des différentes inconnues (et il y en a généralement plusieurs par modèle), de façon à produire le résultat escompté.

J'ai donc choisi de me concentrer sur la mise en évidence observationnelle (ou l'infirmation) de la résonance cyclotronique ionique, dont le principe est envisagé dans de nombreux modèles soit pour chauffer la couronne, soit pour accélérer le vent rapide, soit encore pour les deux. Pour cela, j'ai suivi une voie déjà empruntée, qui consiste à interpréter les largeurs des raies coronales des ions lourds, qui, comme on l'a évoqué plus haut, donnent accès à la fois à la température des différentes espèces ioniques (ce qui permettrait de mettre en évidence un chauffage préférentiel en fonction du rapport charge-sur-masse (q/m) des ions, trahissant un chauffage cyclotron), et accès à la valeur de "vitesses non-thermiques" susceptibles d'être la manifestation d'ondes dont l'énergie serait plus ou moins directement absorbée par ces ions (avec pour conséquence éventuelle de faire varier leur température...).

Je commencerai par décrire, dans la première partie de cette thèse, le Soleil, et principalement son atmosphère jusqu'à la couronne, puis le vent solaire auquel elle donne naissance. L'accent sera mis sur l'importance du champ magnétique, qui réalise un couplage entre ces différentes couches, et qui semble être l'intermédiaire principal amenant au chauffage de la couronne et à

[20] Du point de vue des définitions, un spectroscope permet uniquement d'observer "en direct", sans moyen d'enregistrement ; un spectrographe permet d'obtenir une image en intensité, en intégrant sur un certain intervalle de longueur d'onde, généralement avec des moyens photographiques ; enfin, un spectromètre mesure de façon précise l'intensité en fonction de la longueur d'onde, généralement grâce à des détecteurs.

l'accélération du vent rapide. Je mettrai en particulier en évidence le rôle du cycle solaire, qui est accompagné de profondes modifications de l'aspect du Soleil ainsi que du régime de vent.

Je ferai ensuite un petit intermède pour rappeler quelques notions importantes pour la suite : les ondes MHD (*magnéto-hydrodynamiques*), aussi appelées ondes d'Alfvén[21] (en présentant brièvement la notion de cascade d'énergie associée à la turbulence alfvénique), les distributions hors-équilibre des ions lourds (qui trahissent la présence de certains processus les discriminant selon leur masse, leur charge, voire les deux), et enfin la résonance cyclotronique ionique (l'un de ces processus), induisant entre autres un chauffage préférentiel des ions de plus petit q/m.

Je terminerai cette partie en détaillant les problématiques du chauffage de la couronne et de l'accélération du vent solaire. Je me livrerai à un bref inventaire des processus qui ont été envisagés, que l'on range souvent en deux catégories : dissipation de "courants continus" (associée à de la reconnection magnétique, avec des (nano)éruptions), et la dissipation d'ondes (en l'occurrence, MHD). Je finirais par la présentation de quelques modèles basés sur la résonance cyclotronique ionique renforcée par la cascade turbulente, qui permet un transfert d'énergie des basses vers les hautes fréquences, auxquelles se produit alors une absorption cyclotronique par les ions du plasma solaire.

Dans la deuxième partie, je décrirai les informations contenues dans la largeurs des raies coronales. Après avoir présenté différentes interprétations qui ont été faites sur ces largeurs, et en particulier leur variation avec l'altitude au dessus du limbe solaire, j'introduirai la méthode que j'ai élaborée en vue de distinguer les 2 principales contributions à ces largeurs, en utilisant les données d'ions de charges et masses différentes (pour mettre en évidence un chauffage cyclotronique ionique), ainsi que des mesures de densité réalisées à partir du rapport de l'intensité de deux raies du Si VIII. Ces mesures me permettront de tester l'hypothèse qu'une partie de la variation de la largeur avec l'altitude au dessus du limbe solaire est due à l'augmentation de l'amplitude des ondes d'Alfvén associée à la diminution de la densité (conservation du flux).

Je présenterai ensuite les différents moyens instrumentaux à ma disposition, en particulier le spectromètre SUMER/SOHO.

Enfin, je détaillerai la méthode d'obtention des largeurs gaussiennes des raies coronales, observées hors du disque solaire, en incluant une correction des profils au moyen de spectres reconstruits pour tenir compte de la contribution de la lumière diffusée instrumentale.

La dernière partie de cette thèse sera finalement consacrée à la présentation des différents résultats : la méthode de gradient de la largeur associée à la mesure de densité permet de contraindre la valeur de la vitesse non-résolue en fonction de l'altitude (sans faire appel à la température de formation des raies), ce qui permet en retour de déduire la température des différents ions. Des signatures de chauffage préférentiel apparaissent alors par l'intermédiaire d'un chauffage plus important, entre deux altitudes, pour les ions de petits q/m, et de températures plus élevées, à une altitude donnée, pour ces mêmes ions.

[21] On parle aussi d'ondes *magnéto-acoustiques*.

Première partie

Problématique : chauffage et accélération des ions lourds de la couronne et du vent solaire

Chapitre 1

Le Soleil, sa couronne, et le vent solaire

Gravité *: c'est une chose qu'on ne comprend pas encore bien, mais elle garde les petites choses, comme les gnomes, collées contre les grosses, comme les planètes. A cause de la* ***Science****, ça se passe même si on ne sait pas que la gravité existe. Ce qui prouve que la Science se produit sans arrêt autour de nous.*

Espace *: Il y a deux variétés d'espace : a) un endroit où il n'y a rien et b) un endroit où il y a tout. C'est ce qui reste quand on n'a plus rien d'autre. Il n'y a pas d'air ni de gravité, la chose qui retient les gens contre les choses. S'il n'y avait pas d'espace, tout se retrouverait au même endroit. On l'a conçu pour y placer les* ***Satellites****, les* ***Navettes****, les* ***Planètes****, et le* ***Vaisseau****.*

(Encyclopédie scientifique pour l'édification des jeunes gnomes curieux, par Angalo de Konfection).

Terry Pratchett, *Le grand livre de gnomes (Tome 3)*

Sommaire

1.1 Quelques généralités sur le Soleil **15**
1.1.1 Le Soleil en quelques chiffres 16
1.1.2 Un rapide tour d'horizon 16
1.2 La structure de l'atmosphère solaire **20**
1.2.1 Les structures identifiées par analyse spectroscopique 20
1.2.2 La stratification en température et densité 27
1.2.3 La structuration par le champ magnétique 29
1.3 Le vent solaire **38**
1.3.1 Le modèle de Parker du vent solaire (1958) 38
1.3.2 Deux régimes de vent solaire 40
1.3.3 Origine du vent solaire rapide 42
1.4 Les relations Soleil-Terre **42**
1.5 Conclusion **44**

Introduction

Lorsqu'on discute du chauffage de la couronne et de l'accélération du vent solaire, certains objets apparaissent incontournables, tels que les trous et les jets coronaux, les ondes d'Alfvén, et de façon générale, tout ce qui concerne le champ magnétique. La meilleure façon d'appréhender tous ces objets est encore de les resituer dans leur contexte général, mais en effectuant de nombreux aller-retours entre le détail et ce contexte. Il m'a paru aussi très important de multiplier les angles de vue sur ce sujet. Je commencerais donc par quelques généralités sur le Soleil, en dessinant en quelque sorte une carte grossière du territoire que nous allons explorer, avant de nous intéresser à davantage de détails sur l'atmosphère solaire, à travers trois axes : telle qu'elle nous apparaît en fonction de la longueur d'onde d'observation, puis à travers les rôles respectifs de la pression (température et densité, conduisant à une stratification) et du champ magnétique. Ce dernier joue un grand rôle en introduisant une structuration supplémentaire, à la fois à petite et à grande échelle, et du fait que les lignes de champ, ancrées dans la surface du Soleil et traversant toutes les couches de son atmosphère, influence les transfert d'énergie (en induisant une anisotropie de la conductivité thermique, et surtout en constituant le support d'ondes MHD). Je terminerai enfin par la description du vent solaire et les questions qu'a soulevé la découverte d'un régime de vent "rapide" émanant des trous coronaux[1].

1.1 Quelques généralités sur le Soleil

Le Soleil, comme toutes les étoiles, est le résultat de la compétition entre la gravité (qui tend à faire se contracter cette boule d'hydrogène et d'hélium) et le gradient de pression (pression thermique ou "pression du gaz", qui est la contribution principale pour le Soleil, mais il peut aussi y avoir, selon les étoiles, une pression radiative, quantique, etc. . .). De plus, le Soleil concentre

[1] Présenter l'atmosphère solaire, ainsi que la problématique associée (chauffage et accélération), de la façon proposée, entraînera inévitablement quelques redondances, et une certaine dispersion des informations sur différentes parties du chapitre. J'espère de plus que cette présentation davantage "guidée" et progressive sera appréciée par le lecteur peu familier des objets d'étude de la physique solaire. C'est dans le même esprit que nombre de ces objets ont déjà été évoqués dans l'introduction, sous le "prétexte" d'une présentation historique.

plus de 99% de la masse totale du système solaire, ce qui implique qu'il contrôle par la gravité l'ensembles des corps de ce système, y compris le vent solaire auquel il donne naissance. Cette pression (et donc la densité) décroît progressivement depuis l'intérieur jusqu'à l'extérieur, et en réalité, la surface que l'on appelle photosphère n'est pas une limite "solide" au sens des planètes comme la Terre, même s'il arrive souvent que l'on compare la couronne à une atmosphère. Cette comparaison peut être trompeuse, puisqu'il n'y a pas comme sur Terre une brusque transition entre une surface solide[2] et la partie gazeuse, mais simplement une variation de densité[3] : en réalité, toutes les couches externes du Soleil sont fluides.

1.1.1 Le Soleil en quelques chiffres

Le Soleil est l'étoile la plus proche de nous sur les 100 milliards que compte la Voie Lactée (elle-même une galaxie parmi les milliards de l'Univers connu) : il est plus de 250 000 fois plus proche que l'autre étoile la plus proche (Proxima du Centaure), si bien qu'il est 100 milliards de fois plus lumineux, tandis que l'on peut discerner de nombreux détails de sa surface et de son atmosphère. Il s'agit en fait d'une étoile assez banale, de type spectral G2, c'est-à-dire une étoile jaune naine, peu spectaculaire... Son principal "intérêt" réside dans le fait qu'elle est la source de la vie sur Terre !

Le Soleil est âgé de 4.6 milliards d'années, soit la moitié de la vie d'une telle étoile. Son rayon (au niveau de la photosphère) vaut 696 000 km. Sa masse s'élève à 1.989×10^{30} kg, avec une masse volumique au centre de 148 000 $\mathrm{kg \cdot m^{-3}}$ (soit 148 fois celle de l'eau), pour une moyenne de 1 400 $\mathrm{kg \cdot m^{-3}}$. Avec une luminosité totale de 3.85×10^{26} W, la Terre reçoit environ 1 300 W par mètre carré[4].

Le coeur du Soleil, porté à 15 millions de Kelvins, permet des réactions nucléaires proton/proton par effet tunnel (1 collision sur 10^{25}). Un total de 10^{38} noyaux d'hélium sont formés chaque seconde. La puissance dégagée correspond à un défaut de masse de 5×10^9 $\mathrm{kg \cdot s^{-1}}$. La température décroît ensuite jusqu'à moins de 5 780 K un peu au dessus de la photosphère, pour remonter à quelques dizaines de milliers de Kelvins dans la chromosphère, quelques centaines de milliers de Kelvins dans la région de transition, et dépasser le million dans la couronne.

La rotation des couches externes du Soleil est différentielle (du fait de sa nature fluide) : une rotation sidérale[5] dure 25 jours à l'équateur, et 35 jours au pôle[6].

1.1.2 Un rapide tour d'horizon

La structure interne du Soleil

La structure interne générale du Soleil est déterminée par des modèles d'évolution stellaire combinant les équations théoriques (équilibre des forces, équilibre thermodynamique, équations d'état, création et transport d'énergie, ...) avec les caractéristiques physiques du Soleil (masse,

[2] il y a bien sûr une partie liquide, océanique, mais son épaisseur est négligeable devant le rayon terrestre...

[3] à laquelle s'ajoute un changement de comportement vis-à-vis du rayonnement, comme on le verra dans la suite

[4] La quantité reçue effectivement au niveau du sol dépend de la hauteur du Soleil au dessus de l'horizon, de la couverture nuageuse, etc...

[5] i.e. par rapport aux autres étoiles ; vue de la Terre (rotation synodique), il faut ajouter 2 jours de plus.

[6] Il semble que les étoiles comparables au Soleil, mais plus jeunes, tournent plus vite. La théorie voudrait que le vent solaire emporte du moment cinétique, ce qui ralentit l'étoile. Mais cela implique que l'intérieur devrait être plus rapide que l'extérieur. Or les observations héliosismologiques indiquent que la vitesse de rotation angulaire est sensiblement égale dans toutes les couches, voire même ralentie vers l'intérieur. Cependant, certains indices indiqueraient que le coeur (< 0.2 $\mathrm{R_\odot}$) pourrait être en rotation très rapide, ce qui compenserait (Lang (1995)).

luminosité, rayon, etc...). Ceci amène à distinguer à l'intérieur du Soleil une zone centrale (occupant les 2/3 de la sphère solaire) dite *radiative*, car le transport d'énergie se fait par le biais du rayonnement, surmontée d'une zone *convective*, où au contraire la majeure partie de la chaleur est transporté par le flux de la convection thermique. Les données héliosismologiques permettent ensuite d'affiner ces résultats.

C'est en 1962 que furent rapportées des observations d'oscillations (localisées à une région réduite du Soleil) de période 5 minutes (Leighton et al., 1962), avant qu'on se rende compte que ces oscillations étaient globales à la cavité subphotosphérique. Le Soleil peut en effet être considéré comme une cavité acoustique : les ondes sonores sont réfléchies par l'interface que produit la brusque diminution de la densité à la photosphère, et réfractées en profondeur par l'augmentation de la vitesse du son. D'où l'apparition de résonances, et d'oscillations de différentes périodes (les plus connues étant celles de 5 min). Il en résulte des mouvements de la surface, qui se soulève et s'abaisse, ce qui s'observe par effet Doppler (il y a aussi des variations d'intensité, dues aux variations de densité). La diversité de ces modes permet de sonder les propriétés de régions de différentes profondeurs[7]. Deux méthodes sont utilisées[8] :

- celle du *problème direct* : les fréquences sont calculées à partir de modèles
- celle du *problème inverse* : les propriétés locales sont déduites des fréquences observées

Pour voyager au sein de la structure solaire telle qu'on la conçoit actuellement, commençons par le coeur radiatif, et qui forme un bloc en *corotation* (c'est-à-dire qu'il tourne comme un solide, quelle que soit la profondeur et surtout la latitude, par opposition à la rotation différentielle) ; il est assez mal connu, ce qui justifie la recherche des modes g([9])). C'est là que se produisent les réactions thermonucléaires, qui produisent des photons γ de très haute énergie, mais qui sont constamment réabsorbés et réémis dans des directions aléatoires (du fait de la diffusion par les électrons), avec une perte progressive de leur énergie, si bien qu'il leur faut entre quelques centaines de milliers et quelques millions d'années pour atteindre la zone convective (estimation variable selon les auteurs).

Là, la matière n'est plus assez chaude et devient trop opaque pour que les photons puissent passer : ils sont donc principalement absorbés et amenés à la surface par la convection de la matière (en environ 10 jours, Lang (1995)).

Entre les zone radiative et convective se trouve une interface, la *tachocline*, qui constitue une zone de cisaillement entre la corotation et la rotation différentielle de ces deux zones. C'est là que l'on suppose que se forme par effet dynamo les flux de champ magnétique qui vont remonter

[7] C'est le même principe qui est utilisé pour sonder les profondeur de la Terre, en utilisant les ondes sonores produites lors des tremblement de terre.

[8] Quelques résultats obtenus par cette discipline (Lang, 1995) :

- la correction du modèle standard de la structure du Soleil (avec en particulier le problème des neutrinos, et la profondeur de la zone de convection)
- l'obtention de la courbe de la vitesse du son en fonction de la profondeur
- la détermination de l'abondance de l'hélium
- la détermination des opacités dues aux éléments lourds
- le profil de rotation en fonction de la profondeur (un dédoublement des fréquences selon que les ondes vont dans même sens ou non que la rotation)
- le calcul des champs de vitesses sous les taches solaires, les champs magnétiques absorbant une partie des ondes acoustiques, et les ondes p subissant des décalages en fréquence

[9] Sans trop rentrer dans les détails, on rencontre en héliosismologie deux sortes de modes de vibration : les modes p ou acoustiques (la force de rappel est la *pression*), et les modes g (la force de rappel est la *gravité*, en tenant compte de la poussée d'Archimède). Alors que les modes p sont très sensibles aux paramètres physiques de la zone de convection, et qu'on les observe facilement par leurs effets à la surface solaire (variations d'intensité et effet Doppler), les modes g sont plutôt sensibles à ce qui se passe dans les couches internes, et deviennent évanescents dans la région de convection, ce qui rend l'observation de leurs effets à la surface très difficile

jusqu' la photosphère.

Les couches extérieures

Notre voyage depuis les profondeurs solaires nous a amené maintenant à la *photosphère* qui est, rappelons le, définie comme une limite apparente dans le rayonnement *visible*, délimitant de façon assez nette le Soleil, mais présentant une certaine épaisseur (quelques centaines de kilomètres, ce qui représente moins d'un millième du rayon solaire). Du fait de changements d'opacité[10], le mode de transfert d'énergie prépondérant redevient le rayonnement.

Les couches situées au dessus de la photosphère apparaissent lors des éclipses solaires, lorsque le disque lunaire vient masquer la photosphère très brillante, ou grâce à un coronographe[11]. Au dessus de la photosphère se trouvent la *chromosphère*, qui apparaît rouge lors des éclipses, la *région de transition*, puis la *couronne*, avec ses *jets coronaux* (*streamers* en anglais) et ses protubérances en forme de "flamme", ressemblant à des éruptions de lave. La couronne se dilue progressivement dans l'espace interplanétaire (sur des millions de kilomètres), formant un *vent solaire* poussé par la pression due à la température de la couronne, et qui creuse une cavité, l'*héliosphère*, dans le milieu interstellaire, cavité dont la limite avec le milieu interstellaire est appelée *héliopause* et se situe au-delà de l'orbite de Pluton. Cette bulle de gaz chaud (100 000 K au niveau de la Terre) et ionisé, centrée sur le Soleil, est pénétrée par des atomes du milieu interstellaire, qui sont ensuite ionisés, et déviés par leur interaction avec le vent solaire ("pick up ions"). L'héliopause se déplace au grès de l'équilibre entre la pression dynamique du vent solaire et celle du plasma et du champ magnétique interstellaires. Elle se trouve parcourue d'ondes de choc[12], et certains sursauts radio qui se produiraient entre 100 et 200 UA sembleraient corrélées, avec 2 à 3 ans de retard, aux éruptions solaires (Lang (1995) et Cairns (2005)).

Le spectre du Soleil et son utilisation

Le Soleil émet sur toute la gamme de longueur d'onde, depuis le domaine radio jusqu'aux rayons X. Son spectre (Fig. 1.1) est composé d'un spectre continu (essentiellement celui d'un corps noir à 5 780 K, émis par la photosphère, auquel s'ajoutent celui de chaque couche située au dessus, dont la couronne à 1 millions de degrés), une composante épisodique liée aux éruptions, et les raies de tous les atomes et ions qui se trouvent dans les différentes couches externes, en émission ou en absorption (les raies de Fraunhofer en constituant un sous-ensemble dans le domaine du rayonnement visible, cf. p. 5). La photosphère émet très peu en X et en radio, contrairement à la couronne qui, du fait de sa haute température, émet sur une plus large gamme de longueur d'onde. Elle émet en particulier de très nombreuses raies "chaudes" dans l'UV et l'EUV. L'étude du rayonnement émis par le Soleil permet de l'étudier à distance[13], à la fois en réalisant des images et en étudiant l'intensité émise dans des bandes plus ou moins larges, jusqu'à se concentrer sur des raies des atomes ou des éléments présents sur le Soleil (spectroscopie). On détermine ainsi :

[10] les couches supérieures redeviennent transparentes dans le visible, tandis que les ions H^- absorbent les photons énergétiques provenant de l'intérieur et les réémettent dans la gamme de longueur d'onde visible (Lang, 1995). Ces ions sont formés par combinaison d'un atome d'hydrogène avec un électron libéré par un atome de sodium par exemple, qui nécessite moins d'énergie pour s'ioniser.

[11] les éclipses solaires permettent des observations de meilleure qualité, car le "cache" lunaire est situé avant l'atmosphère terrestre sur le trajet des rayons, alors que la turbulence atmosphérique dégrade la qualité du masquage près du bord du disque, dans le cas d'un coronographe terrestre.

[12] la sonde Voyager 1 pourrait ainsi avoir détecté son passage à travers cette limite lors du dernier maximum solaire : Stone and Cummings (2003).

[13] *remote sensing* en anglais

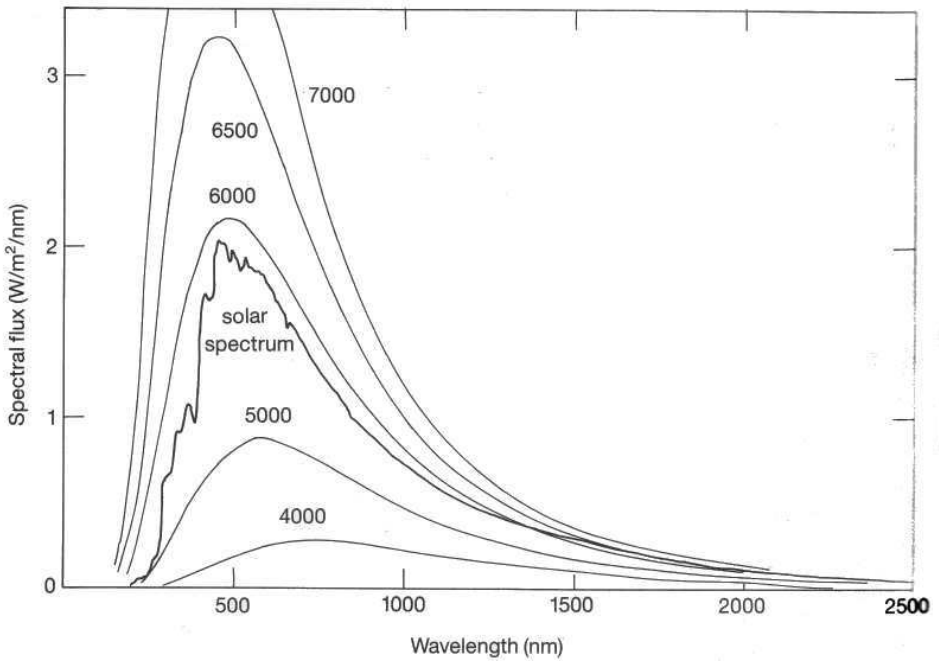


Fig. 1.1: *Spectre du Soleil, comparé à des spectres de corps noirs de différentes températures (en Kelvins). (tiré de Phillips (1992), avec pour source Labs et Neckel (1968)).*

- la composition chimique (abondances)
- la température (à partir de rapports de raies)
- la densité (rapports de raies, mesure du continu)
- le champ magnétique (par Effet Zeeman (ne produisant souvent qu'un élargissement) ou par effet Hanle)
- les champs de vitesses (par effet Doppler direct dans la ligne de visée, et "Doppler dimming" pour la composante perpendiculaire (e.g. Noci et al., 1987))
- les oscillation de la surface en intensité et vitesse Doppler, qui permettent de remonter aux propriétés des couches plus profondes (cf. héliosismologie, plus haut).

Abondances

Les abondances[14] photosphériques et coronales sont déterminées par la méthode de la *courbe de décroissance* des raies d'un élément donné, c'est-à-dire l'intensité en fonction de la force d'oscillateur, laquelle dépend de la probabilité de transition. Elle dépendent donc fortement des valeurs de ces probabilités de transition, ce qui implique une étroite collaboration avec la physique atomique, et une vérification avec les mesures d'abondances effectuées plus directement dans les différents corps du système solaire (comètes, météorites, Lune, Terre, etc), mais où d'autres problèmes se posent (fractionnement, fuite de certains éléments comme l'hélium...). On trouvera plus de détails, en particulier des listes des abondances d'un grand nombre d'éléments, dans Phillips (1992) et dans la revue de Grevesse and Sauval (1998). Pour donner un ordre de grandeur, l'hydrogène représente ≈ 92 % des atomes, l'hélium ≈ 8 %, le reste de tous les éléments $\approx 0{,}1$ %. Le nombre d'atomes de fer, par exemple, représente environ un millionième de ceux

[14] l'abondance d'un élément correspond au quotient du nombre d'atomes ou d'ions de cet élément sur celui de l'Hydrogène.

d'hydrogène. La connaissance des abondances est importante dans de nombreux domaines de la physique solaire, mais surtout, pour ce qui nous concerne, pour étudier les aspects énergétiques de la couronne et du vent solaire, lorsque les processus de chauffage agissent différemment selon les espèces, comme dans le cas de la résonance cyclotronique ionique, que l'on va développer dans les prochains chapitres.

On devrait en principe pouvoir déterminer la densité de chaque espèce ionique à partir des abondances photosphériques (qui sont les plus faciles à obtenir) et de l'équilibre d'ionisation (qui détermine le degré d'ionisation d'un élément en fonction de la température (cf. Sec. 4.1.3). Pourtant, les abondance coronales semblent modifiées par rapport aux abondances photosphérique : c'est le fameux "FIP effect" (First Ionization Potential : Potentiel de première ionisation). Les éléments les plus facilement ionisable (nécessitant moins de 10eV pour la première ionisation : Calcium, Sodium...) ont des abondances accrues d'un facteur 3.5–4 dans la couronne par rapport aux valeurs photosphériques (l'abondance des autres éléments par rapport à l'hydrogène n'étant pas modifiée). Cet effet est vérifié dans les boucles et le vent solaire lent, mais semble beaucoup moins prononcé dans le vent solaire rapide (Laming et al., 1999)[15]. Par ailleurs, un phénomène de "gel" des états d'ionisation intervient assez tôt dans la couronne (voir p. 74).

Pour la modélisation du vent solaire, c'est principalement l'abondance de l'hélium qu'il est important de connaître.

1.2 La structure de l'atmosphère solaire

L'observation de l'atmosphère solaire à différentes longueurs d'onde met en évidence à la fois une stratification en température et densité (superposition de couches différentes, grossièrement sphériques), et une structuration par le champ magnétique solaire, qui introduit des inhomogénéités (telles que les spicules, les protubérances, ou les régions actives), voire une modification globale de la symétrie (provoquée par la présence de trous et de jets coronaux)[16].

1.2.1 Les structures identifiées par analyse spectroscopique

Rappelons que selon la longueur d'onde d'observation, en particulier lorsqu'on isole des raies données, ce que l'on voit correspond à de la matière contenant des atomes, molécules, ou ions différents qui sont formés autour d'une température donnée. Cette équivalence[17] entre longueur d'onde et température permet donc (par spectro-imagerie) de révéler la présence de couches de température donnée, et des structures à l'intérieur de ces couches, mise en évidence du fait de leur température différente (comme les filaments, boucles de régions actives, etc, dont on va parler).

La photosphère

Comme on l'a déjà mentionné, la photosphère est une interface correspondant au lieu où les photons visibles voient soudain leur libre parcours moyen devenir très grand. Sa température est de l'ordre de 5870 K. Cette surface présente des inhomogénéités en intensité due à la présence de cellules de convection, de taille caractéristique 1000–1500 km, mais présentant en réalité une

[15] La raison de cette différence de comportement ne semble pas vraiment élucidée, des processus de transport privilégiant les éléments sous forme ionisée pourraient être impliqués.

[16] Au mieux, on peut utiliser, dans une vision à grande échelle, une symétrie cylindrique d'axe Nord-Sud, qui n'est valable que pendant le minimum d'activité solaire, comme on va le constater dans la suite de cette section.

[17] il faut nuancer cette "propriété" lorsqu'on regarde hors du limbe (cf. Sec. 4.3.2).

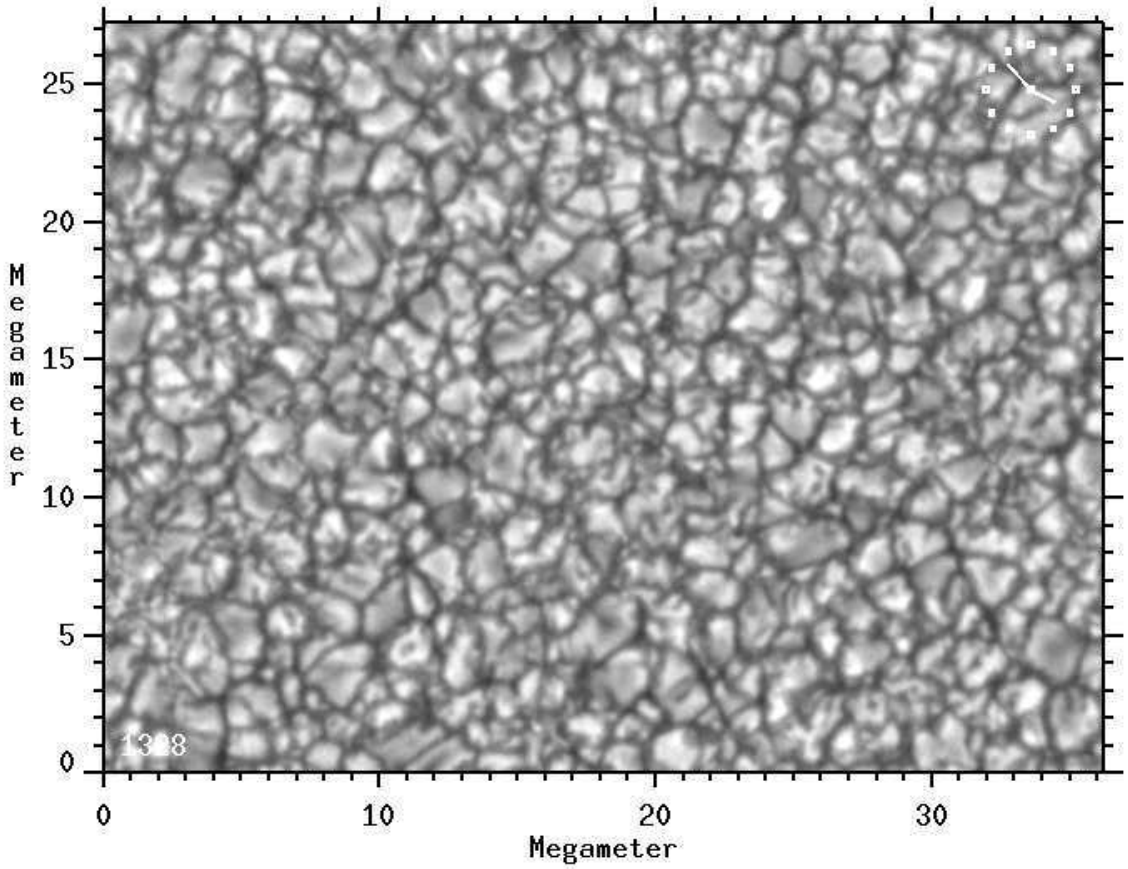


Fig. 1.2: *Image de la granulation solaire, par le Swedish Vacuum Solar Telescope (SVST), dans une bande centrée sur 468 ± 5 nm. L'échelle est en milliers de kilomètres. Par convection, la matière chaude monte au centre des cellules (partie la plus lumineuse), et redescend, plus froide, au niveau du réseau intercellulaire (lignes sombres) (tiré de Brandt (1998)) .*

grande diversité de dimensions (Fig. 1.2 et 1.3). Elle est de plus très dynamique, le temps de vie des cellules étant de l'ordre de quelques dizaines de minutes.

Les taches solaires : En plus du "maillage" produit par la granulation, la photosphère apparaît (toujours en lumière visible) parsemée de taches sombres, les *taches solaires*, dont la durée de vie peut varier de quelques heures à quelques mois (avec une tendance pour les plus grosses à durer le plus longtemps). De tailles pouvant varier de 1 500 à 50 000 km de diamètre[18], leur forme est vaguement circulaire, mais évolue au cours du temps, déformée par la convection photosphérique et par la rotation différentielle (i.e. la vitesse de rotation du Soleil varie selon la latitude). Elles disparaissent finalement, souvent par fragmentations successives en des taches plus petites.

Les plus grosses comprennent deux zones (Fig. 1.3) : une *ombre* au centre, entourée d'une *pénombre*, qui donne l'impression d'être composée de filaments sortant de l'ombre (l'interprétation en termes de champ magnétique sera donnée p. 30). Les plus petites, de forme irrégulière et dépourvue de pénombre, sont souvent appelées *pores*.

[18]en comparaison, le diamètre de la Terre est d'environ 12 700 km.

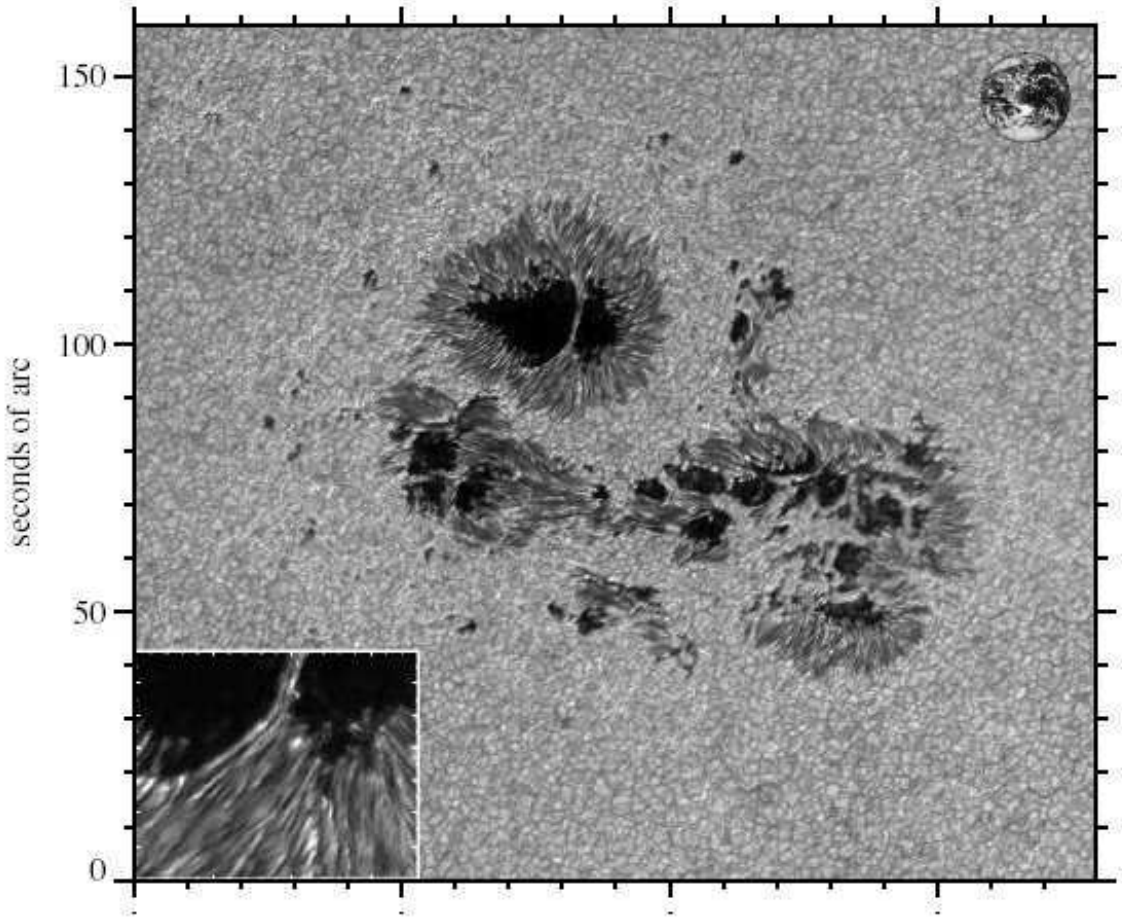


Fig. 1.3: *Image prise le 6 juin 2003 de la région active AR10375 par le Dutch Open Telescope, montrant le détail des taches, ainsi que la granulation solaire (bande G, produite principalement par des molécules CH autour de 430.5 nm). L'image de la Terre indique l'échelle (1 arcsec ≈ 700 km). On distingue particulièrement bien la différence entre ombre et pénombre (tiré de Rutten et al. (2004)) .*

L'apparence sombre des taches provient de leur température plus faible que celle de la matière environnante[19] : jusqu'à 3 500 K, au lieu de 6 000 K pour le reste de la photosphère. D'où un effet de contraste important, puisque, selon la loi de Stephan, l'intensité émise est proportionnelle à la puissance quatrième de la température. Malgré cela, une tache n'en demeure pas moins 10 fois plus lumineuse que la pleine lune !

Les taches solaires sont visibles en lumière blanche[20], comme on l'a déjà dit, mais aussi, entre autre, dans la raie K du calcium, et en Hα pour les plus grosses. Dès l'époque de Galilée, on a observé, des *faculae* (du latin, "petite torche"), c'est-à-dire des taches lumineuses, dans le visible, apparaissant lorsque une tache solaire atteint le limbe solaire.

[19] c'est l'effet de la présence de champs magnétiques importants, voir p. 29
[20] i.e. intégré sur toute la gamme du rayonnement visible par l'oeil humain.

La chromosphère

Lors de l'éclipse de soleil de 1870, juste au moment du contact entre la Lune et un limbe solaire, apparut brièvement un spectre qualifié de "flash", qui fut associé à une "couche renversante" (car son spectre est renversé par rapport au spectre de Fraunhofer, i.e en émission plutôt qu'en absorption). Cette couche est de nos jours appelée chromosphère (du grec *chromos*, couleur, car elle apparaît rougeâtre du fait de l'intense émission de la raie Hα à 656.3 nm). Elle est très mince (quelques milliers de kilomètres), et en réalité très irrégulière : près de 500 000 *spicules* hérissent la chromosphère à un instant donné (Lang, 1995). Ces extensions en forme de minces tiges forment de véritables jets pouvant atteindre 10 000 km de hauteur, montant et retombant, avec des durées de vie de 5 à 10 minutes, sont probablement canalisées par des tubes de flux magnétiques. Plus denses et plus froides que la matière environnante, elles sont donc vues en absorption sur le fond brillant de la chromosphère (mais en émission au dessus du limbe, voir Fig. 1.4). Dans les régions polaires, on observe, en plus, des *macro-spicules*, qui atteignent une altitude plus élevée, et ont une durée de vie plus grande.

La chromosphère émet donc dans le visible (Hα, Ca K...),mais aussi dans l'UV-EUV (série de Lyman, etc...), dans l'infrarouge[21], les ondes radio (centimétriques et millimétriques, Phillips (1992)).

Dans la raie de Fraunhofer Ca K, il apparaît une structure réseau-cellules, qui rappelle celle de la photosphère, mais le réseau étant cette fois le plus intense, entourant des cellules plus sombres. Il correspond à la supergranulation[22], de taille caractéristique 30 000 km, pour des durée de vie d'environ 1 jour. L'origine de cette échelle de convection, s'enfonçant plus profondément sous la surface, est souvent attribuée à l'ionisation de l'hélium (la granulation correspondant alors à celle de l'hydrogène ; Simon and Leighton (1964))

Sur les spectrohéliogrammes en H_α (6563 Å) ou dans les raies K et H du Ca II (3934 et 3968 Å), les taches solaires apparaissent sombres, entourées d'une région plus brillante que le disque, appelée *plage*), et associée aux *faculae* brillantes de la photosphère, citées plus haut. Ces plages, filamenteuses, sont plus facilement visibles près du limbe (les plages peuvent s'observer sans la présence de tache solaire).

La région de transition

La *région de transition* se nomme ainsi car elle permet d'assurer la transition en température entre la chromosphère et la couronne, dont les températures diffèrent de près de 2 ordres de grandeur (cf. Sec. 1.2.2). Elle correspond aussi à une brutale chute de la densité. Il s'agit davantage d'une interface entre la chromosphère et la couronne, que d'une couche à part entière, ce qui n'enlève rien à son importance[23]. Son épaisseur, principalement déterminée par modélisation, est de l'ordre de quelques centaines de kilomètres (Gabriel (1976) et Vernazza et al. (1981), par exemple), ce qui est corroboré par les courbes d'embrillancement au limbe (Wilhelm et al.,

[21] avec en particulier des bandes d'absorption du CO, à 4.7 μm, alors que cette molécule ne peut exister qu'à 4 000 K ; ceci pourrait trahir la présence de nuages de gaz froid (Phillips, 1992).

[22] La première mention en a été faite par Hart (1956) par observation de déplacements Doppler de raies de Fraunhofer, révélant un mouvement quasi horizontale sur de vastes régions depuis le centre des cellules (où la vitesse dirigée vers le haut vaut environ 0.4 km$\cdot$s^{-1}), jusqu'au bord (vers le bas, 0.1 km$\cdot$s^{-1}). Cette vaste structure est mise en évidence par la réalisation de Dopplergrammes (e.g. en Hα), et se voit davantage près du limbe qu'au centre du disque, du fait de la prévalence de vastes étendues où les vitesses sont horizontales.

[23] Dans la vision 1D de la stratification en température (cf. Sec. 1.2.2, la région de transition correspond à l'interface entre la chromosphère et la couronne. Lorsqu'on tient compte de la structuration de l'atmosphère solaire par le champ magnétique (Sec. 1.2.3), cette notion perd son sens au profit de celui, plus large, d'un régime de température entre ceux de ces deux "couches".

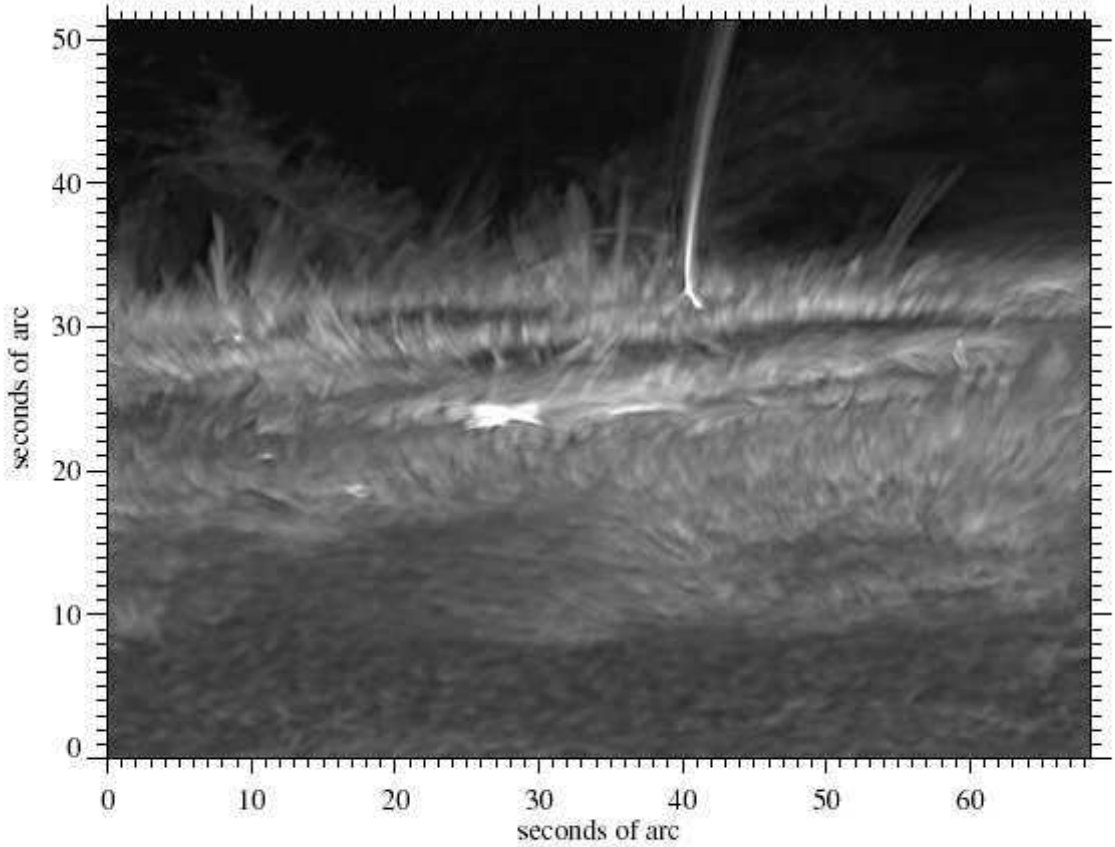


Fig. 1.4: *Image de la région active AR10486 prise par le Dutch Open Telescope, le 4 novembre 2003, dans la raie H du Ca II, émise dans la chromosphère. On constate que cette dernière est loin de ressembler à une couche homogène et purement sphérique, mais présente au contraire une véritable forêt de fibrilles appelées spicules (on parle aussi de "champ de blé") (tiré de Rutten et al. (2004)) .*

1998a). Une structure réseau-cellules, semblable à celle de la chromosphère, apparaît aussi dans la région de transition (e.g. Lemaire et al. (2002)).

La région de transition ne s'observe que dans l'UV (par conséquent, grâce aux missions spatiales), où elle émet de nombreuses raies couvrant une grande gamme de températures de formation. On trouvera plus de détails sur la région de transition dans Mariska (1992), et une revue sur les observations dans Lemaire (2002a).

La couronne

La couronne est visible à l'oeil nu pendant les éclipses : lorsque la Lune masque la lumière très intense du disque solaire, un halo apparaît alors tout autour. Le contraste de luminosité dans le visible entre la couronne et la photosphère est en effet de l'ordre de un pour un million (alors que la couronne a un éclat intrinsèque comparable à celui de la pleine lune), du fait de la forte différence de densité entre ces deux couches (environ 10^8 particules par centimètre cube pour la basse couronne, soit près d'un million de fois moins que la photosphère). Le rayonnement émis en lumière blanche par la couronne contient deux composantes, selon la nature des particules qui diffusent la lumière provenant de la photosphère :

- la *couronne K* (de l'allemand *Kontinuierlich*) domine jusqu'à 2 $R_\odot$du centre du soleil ; elle provient de la diffusion par les électrons. Son spectre est semblable au spectre photosphérique, mais sans que les raies de Fraunhofer soient visibles[24].
- la *couronne F* (du nom de Fraunhofer), diffusée par les poussières qui forment un disque dans le plan de l'écliptique, comprenant un trou d'environ 4 $R_\odot$ en son centre[25]. Son spectre, semblable à celui de la photosphère, contient cette fois les raies de Fraunhofer[26].

L'intensité de ces deux composantes décroît avec l'altitude, mais celle de la couronne F devient prédominante autour de 2–2.5 $R_\odot$. Pour les différencier, on peut utiliser le fait que la couronne K est polarisée[27]. L'observation de cette intensité permet de mesurer la densité électronique.

Les jets coronaux : Dès les premières observations de la couronne (donc hors du limbe, comme pendant les éclipses), il est apparu qu'elle ne formait pas un halo sphérique régulier, mais présentait au contraire des structures lobées, des arches s'étirant de façon radiale en se rétrécissant sur plusieurs rayons solaires, pour former des *jets coronaux* (*streamers*, en anglais ; on ajoute parfois l'expression "helmet" : "en bulbe" ou "en casque" ; cf. Fig. 1.12, p. 37). La base de ces structures contient souvent une cavité sombre, dans laquelle on peut parfois voir une protubérance. Ils peuvent avoir une orientation purement radiale, ou être légèrement courbés vers le plan équatorial, et leur nombre et répartition en latitude héliosphérique varie tout au long du cycle solaire (voir plus bas). Les jets coronaux apparaissent plus brillant que le reste de la couronne, car la densité de plasma à l'intérieur est plus élevée, ce qui accroît la diffusion de la lumière provenant de la photosphère. Il faut cependant garder à l'esprit qu'on les voit en projection sur le plan du ciel, avec des effet d'intégration sur la ligne de visée.

Les jets coronaux ont une très longue durée de vie (des semaines, voire des mois), mais finissent souvent leur vie par une éruption (voir Sec. 1.4).

---

[24] du fait de la vitesse individuelle des électrons, très chauds, ces raies sont en fait tellement élargies par effet Doppler qu'elles en deviennent imperceptibles : pour H_α, par exemple, la largeur est de l'ordre de 400 Å

[25] ce disque de poussière est responsable de la lumière zodiacale bien connue des astronomes amateurs

[26] les poussières étant beaucoup plus massives que les électrons, leur vitesse thermique est plus petite, les raies sont moins élargies (voir Sec. 4.2, p.75)

[27] La couronne F est aussi polarisée, mais très légèrement.

L'apparence de la couronne sur le disque : du fait de sa très haute température (de l'ordre du million de degrés, voir 1.2.2), la couronne émet principalement dans les petites longueurs d'onde : UV, EUV, X, et γ. Comme aucune autre couche n'émet autant dans cette gamme, les observations du disque dans ces longueurs d'ondes mettent en évidence la couronne. Son apparence présente des homogénéités en intensité (cf. Fig. 1.11, p. 37) : la majeure partie du disque correspond à ce que l'on appelle le "Soleil calme" ("Quiet Sun" en anglais), piqueté çà et là de *points brillants* qui correspondent, comme leur nom l'indique, à des zones de très petite échelle (de l'ordre du millier de kilomètres) d'intensité lumineuse plus forte. On distingue aussi des *régions actives*, plus intenses que le Soleil calme, et comprenant des *boucles* plus ou moins résolues selon la longueur d'onde observation, et plus ou moins enchevêtrées ; ces régions s'étendent sur des dizaines de milliers de kilomètres, présentent une très grande dynamique temporelle, et sont associées à des éruptions, d'où leur nom. Enfin, on appelle *trous coronaux* des régions plus ou moins vastes dont l'intensité est plus faible que celle du Soleil calme ; en période de minimum d'activité du Soleil, ils sont principalement situés aux pôles, mais peuvent s'étendre jusqu'à l'équateur lors du maximum d'activité.

Les régions actives et les points brillants sont des structures dont l'apparence se modifie en quelques heures (pour les points brillants il s'agit de la durée de vie), qui doivent leur luminosité à des températures plus élevées que le reste la couronne. Ce sont ces régions qui émettent les rayonnements les plus énergétiques, principalement par rayonnements de freinage ou Bremstrahlung[28]. Les trous coronaux, quant à eux, sont moins intenses que le reste de la couronne en EUV du fait de leur plus faible densité ; ils émettent très peu en rayonnement X tandis qu'ils apparaissent moins nettement dans les raies caractéristiques de la chromosphère et de la région de transition (en particulier, le réseau est moins visible). Mais de façon surprenante, ils sont très bien mis en évidence dans les raies de l'hélium (bien que typiques de la chromosphère et de la région transition) : ainsi ils apparaissent plus intenses que le reste la couronne dans la raie de l'He II à 1083 nm (alors que les régions actives apparaissent les plus sombres ; Harvey and Sheeley (1977)). Ajoutons que certaines observations montreraient que la région de transition est plus épaisse au niveau des trous coronaux (Phillips, 1992).

Retour hors-du limbe ; les trous coronaux et les plumes : La contrepartie des trous coronaux s'observe aussi hors du limbe, toujours par leur faible intensité, en EUV et en lumière visible. Leur étendue dépend alors de la surface du trou visible sur le disque. À l'intérieur de ces régions, on distingue des structures radiales un peu plus intenses appelées *plumes* ; il semblerait que la densité de ces structures soient plus élevées (d'un facteur deux environ,Wilhelm et al. (1998b)). La question de savoir si les plumes vues en EUV et en lumière visible (généralement à une altitude plus élevée) sont un seul et même objet n'est toujours pas tranchée (Gabriel et al., 2003). Dans la configuration des trous coronaux polaires (globalement, une symétrie cylindrique d'axe nord-sud), et alors que le rayonnement est intégré sur toute la ligne de visée, il est délicat de déterminer la géométrie exacte de ces structures (purement radiales avec une symétrie cylindrique, ou une structure très peu épaisse et très allongée, dans la dimension parallèle à la ligne de visée, cf. Gabriel et al. (2003)). Il est en particulier possible que ces structures ne soient mises en évidence que par leur contraste avec les trous coronaux, et qu'elles soient en réalité présentes à toutes les latitudes (dans le cas des trous équatoriaux par exemple, la ligne de visée est contaminée par la couronne calme). De façon générale, lors des observations hors du limbe,

[28] ce rayonnement est produit lorsqu'un électron de très haute énergie voit sa trajectoire déviée. Dans la couronne, les électrons sont principalement diffusés par interaction électrostatique à grande distance avec les protons (appelée aussi interaction Coulombienne ou interaction free-free).

il y a toujours un risque de contamination de la ligne de visée par la couronne calme, de telle sorte que le plasma observé ne soit pas uniquement caractéristique des trous coronaux.

Les protubérances et filaments

On ne pouvait terminer cet inventaire des structures de l'atmosphère mises en évidence par la spectroscopie sans mentionner les protubérances et filaments, qui ne sont que deux manifestations différentes de la même structure, selon qu'elle est vue en émission hors du limbe (originellement, lors des éclipses) ou en absorption sur le disque (spectrohéliogrammes en Hα, par exemple). Il s'agit en fait de matière "froide" ($\approx 10\,000$ K, donc plutôt vue dans les longueurs d'onde typiques de la chromosphère), et dense ($\sim 10^{17}$ électrons par mètre cube), en suspension au milieu du plasma plus chaud et plus ténu de la couronne (approximativement 100 fois plus chaud et 100 fois moins dense que le plasma des protubérances). Les protubérances peuvent s'étendre jusqu'à 200 000 km au dessus du limbe.

On doit à Secchi, Respighi et d'autres (XIXe siècle) une classification des protubérances en 2 types :

- *éruptives*, corrélées aux taches solaire (limbe)
- *nébuleuses*, aujourd'hui appelées *quiescentes*, aux hautes latitudes héliosphériques (en dehors des régions actives, visibles durant environ un mois, parfois plus), et mesurant quelques centaines de milliers de kilomètres de long pour quelques dizaines de milliers de kilomètres de large, et jusqu'à 50 000 km de hauteur. En réalité, elles finissent leur vie par une éruption. La différence avec le précédent type provient de ce que les protubérances éruptives sont situées dans les régions actives, et que leur éruption est liée à la survenue d'événements violents accompagnés d'émission intense dans les hautes énergies ("flare"), leur durée de vie étant généralement plus courte.

Les protubérances sont maintenue en suspension contre l'effet de la gravité par le champ magnétique. La formation des protubérances restent encore mal connue (on trouvera davantage de détails sur les protubérances dans la revue de Patsourakos and Vial (2002)). Il est probable qu'en réalité elles soient constituées de fibrilles (e.g. Oliver (2004)).

La réalisation d'un atlas spectral de protubérance permet de mieux caractériser leurs propriétés physiques (Parenti et al., 2004).

1.2.2 La stratification en température et densité

Mise en évidence et diagnostics

La température des différents points de l'atmosphère solaire peut se déduire de la présence d'ions dans un degré d'ionisation donné (cf. p. 7 pour la partie historique, et p. 72 pour la notion de température de formation). Observer à une longueur d'onde donnée (aussi bien sur le disque qu'au-dessus du limbe) équivaut donc, dans une certaine mesure, à regarder les régions qui sont portées à une certaine température ; ceci permet de mettre en évidence l'existence de couches de températures différentes dans l'atmosphère.

Les températures et densités peuvent être déterminées de façon plus précise à l'aide de diagnostics basés sur les rapports de raies (Sec. 4.1.4). La densité peut aussi être mesurée en utilisant les propriétés de la diffusion Thomson du rayonnement photosphérique (visible) des électrons libres de la couronne. Comme le font remarquer Gabriel et al. (2003), la densité mesurée diffère selon la méthode utilisée : la diffusion Thomson donne en fait la densité moyenne le long de la ligne de visée, alors que les rapports de raies donnent accès à une densité "locale", qui privilégie les inhomogénéités (e.g. : plumes). Le rapport des deux valeurs obtenues permet de définir un

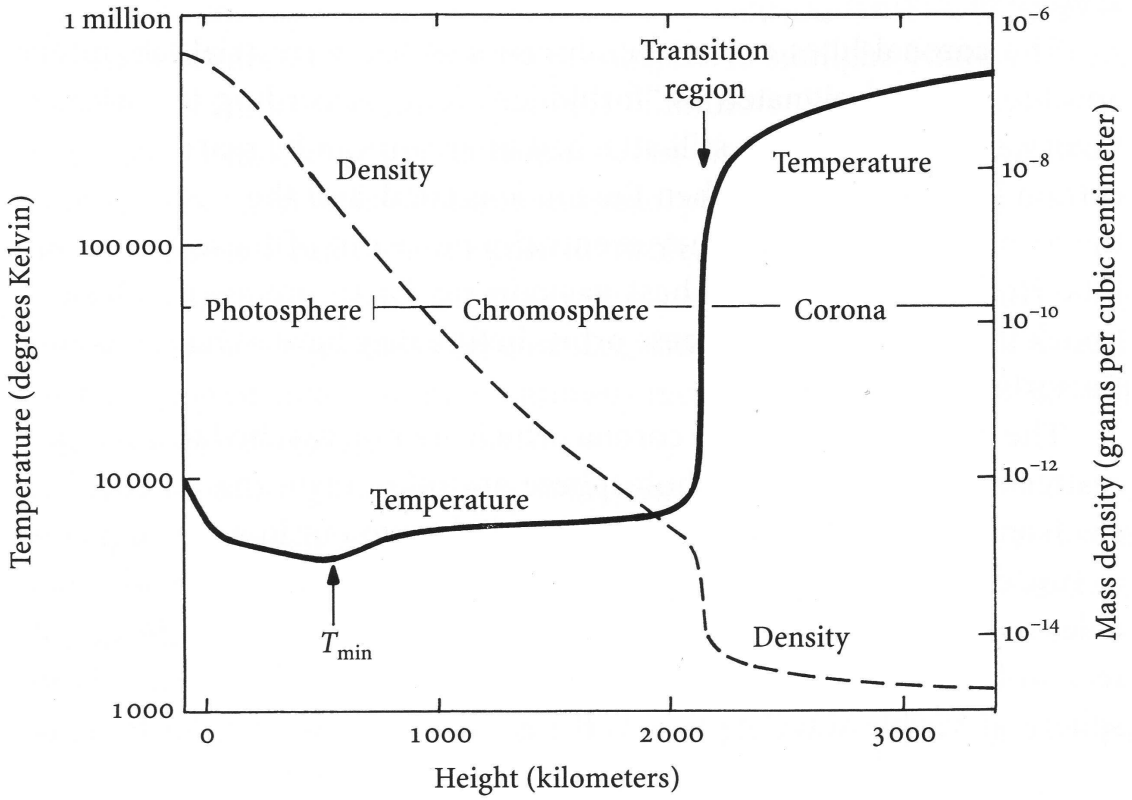


Fig. 1.5: *Gradients de température et densité dans l'atmosphère solaire (tiré de Lang (1995)).*

"facteur de remplissage[29]" ($\approx$ 15 % dans la basse couronne au-dessus des trous coronaux, Gabriel et al. (2003)) ; cette différence s'estompe avec l'altitude.

Gradients de température et de densité dans l'atmosphère solaire

Si l'observation permet de mettre en évidence la stratification de l'atmosphère solaire, il faut faire appel à la modélisation pour mieux en cerner les détails (Fig. 1.5), principalement en ce qui concerne la région de transition.

Tandis que la densité ne cesse de décroître avec l'altitude, parfois de façon brutale comme au niveau de la région de transition, la température connaît un minimum local un peu au-dessus de la photosphère, recommence à croître à partir de la chromosphère, de façon très rapide dans la région de transition, avant de dépasser le million de kelvins dans la couronne. La densité et la température décroissent ensuite toutes deux, pour atteindre environ 5 électrons par centimètre cube et $\approx$ 100 000 K dans l'environnement de la Terre (hors de la magnétosphère).

Le problème que pose l'augmentation de température au-dessus de la photosphère, alors que la source de chaleur (réactions nucléaires) se trouve au coeur du Soleil, sera développé Chap. 3.

[29] *filling factor*

Des inhomogénéités

La densité est trois à quatre fois plus faibles dans les trous coronaux que dans la couronne calme (la densité dans les trous coronaux a été mesurée jusqu'à 5 $R_\odot$ par Fisher and Guhathakurta (1995) et jusqu'à 8 $R_\odot$ par Doyle et al. (1999)). Dans un même trou coronal, la température et la densité peuvent varier légèrement, selon que l'on observe une plume ou un interplume (Wilhelm et al., 1998b; Gabriel et al., 2003). De même, la température électronique est plus faible dans les trous coronaux (Habbal et al., 1993; David et al., 1998). En revanche, les régions actives ont des températures beaucoup plus élevées que le reste de la couronne (pouvant aller jusqu'à 10 millions de Kelvins) ; c'est pourquoi elles apparaissent plus lumineuses que les autres régions dans les raies chaudes (e.g. canal à 284 Å de EIT/SOHO), ou dans le domaine X. Enfin, la température et la densité peuvent varier selon la période du cycle solaire (e.g. Foley et al. (2002), dans des jets coronaux).

1.2.3 La structuration par le champ magnétique

Modélisation du champ magnétique solaire

Les quelques exemples précédents nous montrent que la vision en couches d'oignon, à symétrie sphérique, est une simplification commode, mais qui passe à côté de nombreuses inhomogénéités spatiales et temporelles. Ainsi, l'interface entre les différentes couches de l'atmosphère solaire que nous avons identifiées par leurs propriétés de température, de densité et de longueur d'onde d'émission (photosphère, chromosphère, etc) n'est pas parfaitement plane (e.g. : les spicules de la chromosphère). De plus, des "grains de beauté" apparaissent çà et là (régions actives, points brillants), et à grande échelle, les trous et les jets coronaux structurent profondément la couronne.

Le facteur principal à l'origine de toutes ces inhomogénéités est le champ magnétique solaire, dont on va maintenant évoquer quelques points de modélisation, avant de présenter les modifications qu'il subit au cours du cycle solaire de 11 ans ; nous terminerons avec le rôle joué par l'activité solaire dans la génération d'ondes MHD.

Mesures et reconstruction du champ magnétique solaire : Dès les premières observations, lors des éclipses, il a été remarqué que la couronne présentait des structures lobées, des jets, et des "plumes", dont l'apparence était modifiée d'une observation à l'autre. Au XIXe siècle, il est apparu une certaine corrélation de cette apparence avec le cycle des taches solaires ; la ressemblance avec les motifs dessinés par de la limaille de fer en présence d'un barreau aimanté a rapidement fait soupçonner la présence d'un champ magnétique dans le Soleil.

C'est C. A. Young qui observa le premier que certaines des raies de Fraunhofer sont dédoublées quand la fente du spectroscope intercepte une tache solaire. G. E. Hale (1908) va plus loin à l'aide d'un spectrohéliographe et d'une analyse de la polarisation du rayonnement ; il confirme la présence d'un champ de quelques dixièmes de Tesla dans les taches[30] (effet Zeeman[31]).

[30] $\approx$ 3000 Gauss. En comparaison le champ magnétique terrestre est de l'ordre de 0.3 Gauss.

[31] Effet Zeeman : si le gaz émetteur est soumis à l'influence d'un champ magnétique, certaines des raies émises se séparent en plusieurs composantes selon l'orientation des lignes de champ par rapport à la ligne de visée ; par exemple, deux composantes de polarisation circulaire dans le cas parallèle, trois composantes dans le cas perpendiculaire (la troisième garde alors la longueur d'onde de la raie sans champ magnétique, avec une polarisation rectiligne parallèle aux lignes de champ, les deux autres ont cette fois une polarisation rectiligne perpendiculaire à la troisième). Dans le cas où la séparation en longueur d'onde est trop petite pour être résolue, c'est la polarisation qui permet de séparer les composantes.

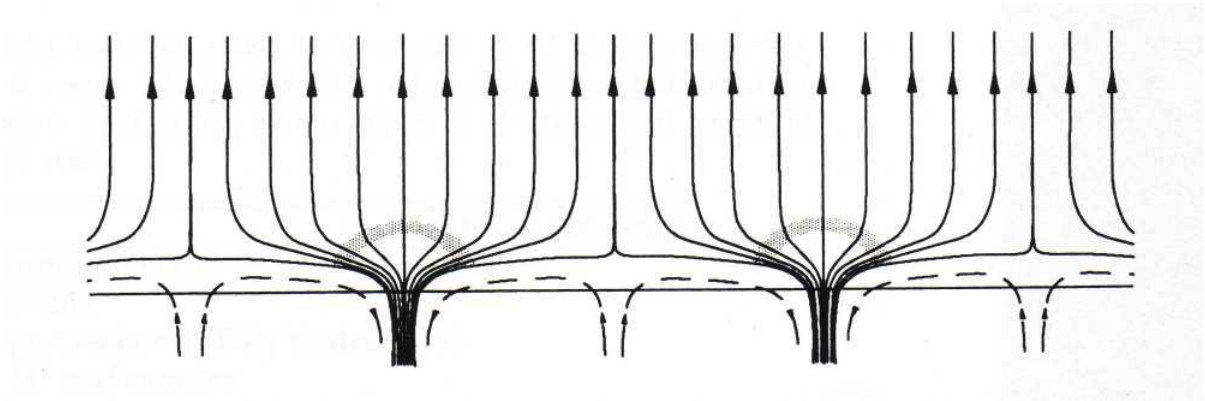


Fig. 1.6: *Modèle de Gabriel (1976) (tiré de Gabriel (1994)).*

Cette méthode a depuis été généralisée à toute la surface du Soleil (pour créer des magnétogrammes[32] (e.g. avec MDI/SOHO[33]). Les meilleurs résultats sont obtenus pour la photosphère, tandis que l'utilisation de l'effet Zeeman dans la couronne est très difficile (Phillips, 1992). On peut en revanche utiliser des méthodes plus élaborées : les propriétés de polarisation peuvent encore être utilisées hors du limbe (Arnaud, 1982a,b; Habbal et al., 2001) ; il est aussi possible d'estimer le champ magnétique dans des boucles coronales, en associant observation de leur oscillations et modélisation (pour la sismologie coronale, voir par exemple Nakariakov (2004)) ; enfin, le champ magnétique peut être reconstruit par extrapolation dans la couronne à partir du champ photosphérique (e.g. Régnier et al. (2002); Régnier and Amari (2004)). On trouvera une petite revue des moyens de détermination du champ magnétique dans la couronne dans Cargill (2004), qui évoque aussi la possibilité d'utiliser le rayonnement radio, et l'effet Hanle.

Origine du champ magnétique solaire : Le champ magnétique solaire est généré par effet dynamo, c'est-à-dire sous l'effet du mouvement d'un fluide conducteur (le plasma solaire) qui entretient et renforce le champ magnétique primordial de l'étoile (il s'agit d'un phénomène magnétohydrodynamique (MHD)[34]). Le mécanisme exact est loin d'être totalement compris, mais l'énergie qui génère le champ magnétique provient de la convection à grande échelle et de la rotation différentielle ; on suppose aujourd'hui que le lieu de cette génération est la tachocline (cf. Sec. 1.1.2), où se produit un cisaillement.

Le champ magnétique est ensuite transporté jusqu'aux couches externes par la convection (ainsi que par la poussée d'Archimède ; ceci toujours dans le cadre de la MHD : le plasma et le champ magnétique évoluent de façon couplée). La convection s'effectue sur au moins quatre échelles spatio-temporelles différentes (Ploner et al., 2000), dont la granulation et la supergranulation. Le flux de champ magnétique émerge au centre des cellules de convection puis migre vers les bords (e.g. Phillips, 1992, p. 117), le mouvement de convection entraînant alors les pieds des lignes de champ s'étendant dans la couronne. Au niveau de la supergranulation, il y a ainsi accumulation de flux magnétique dans le réseau chromosphérique.

[32] en général, les polarités magnétiques "Nord" sont représentées en blanc, celles "Sud" en noir ; les champs de petite intensité sont en gris.

[33] Les instruments de la sonde SOHO sont présentés Chap. 5.

[34] C'est le même principe qui est à l'oeuvre sur Terre, le fluide conducteur étant cette fois constitué par le fer et de nickel de la "graine" liquide.

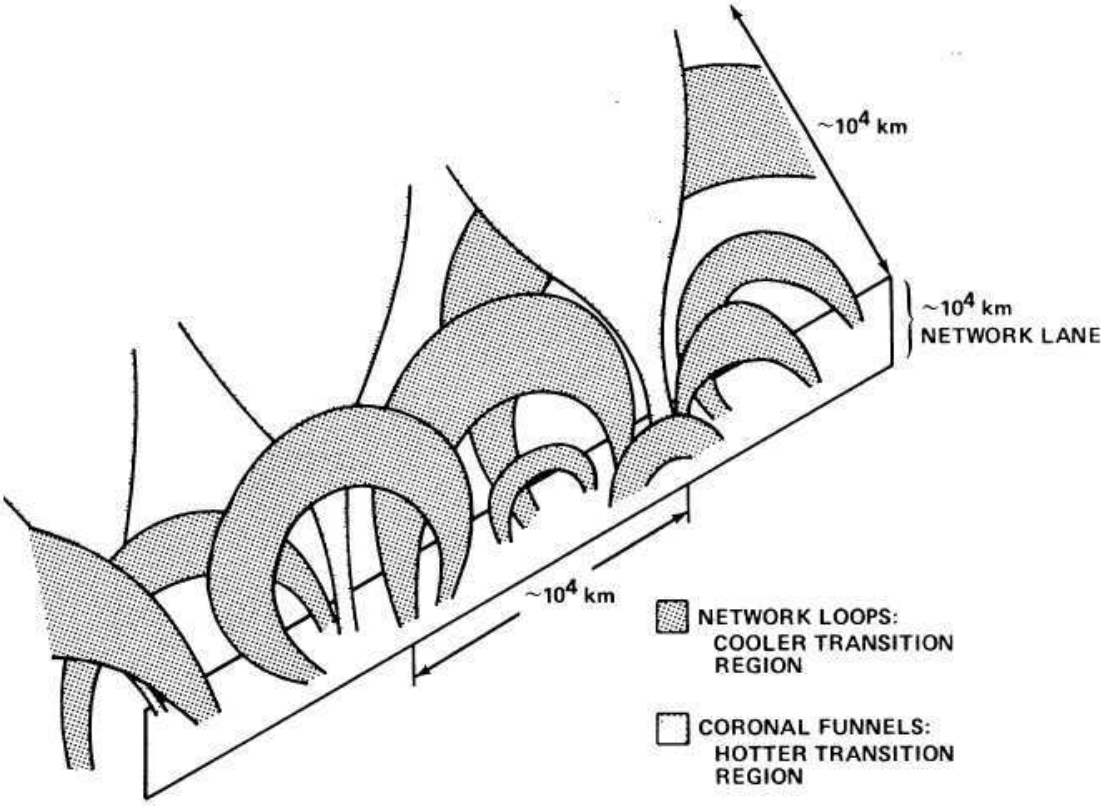


Fig. 1.7: *Modèle de Dowdy et al. (1986) (tiré de Dowdy et al. (1986)).*

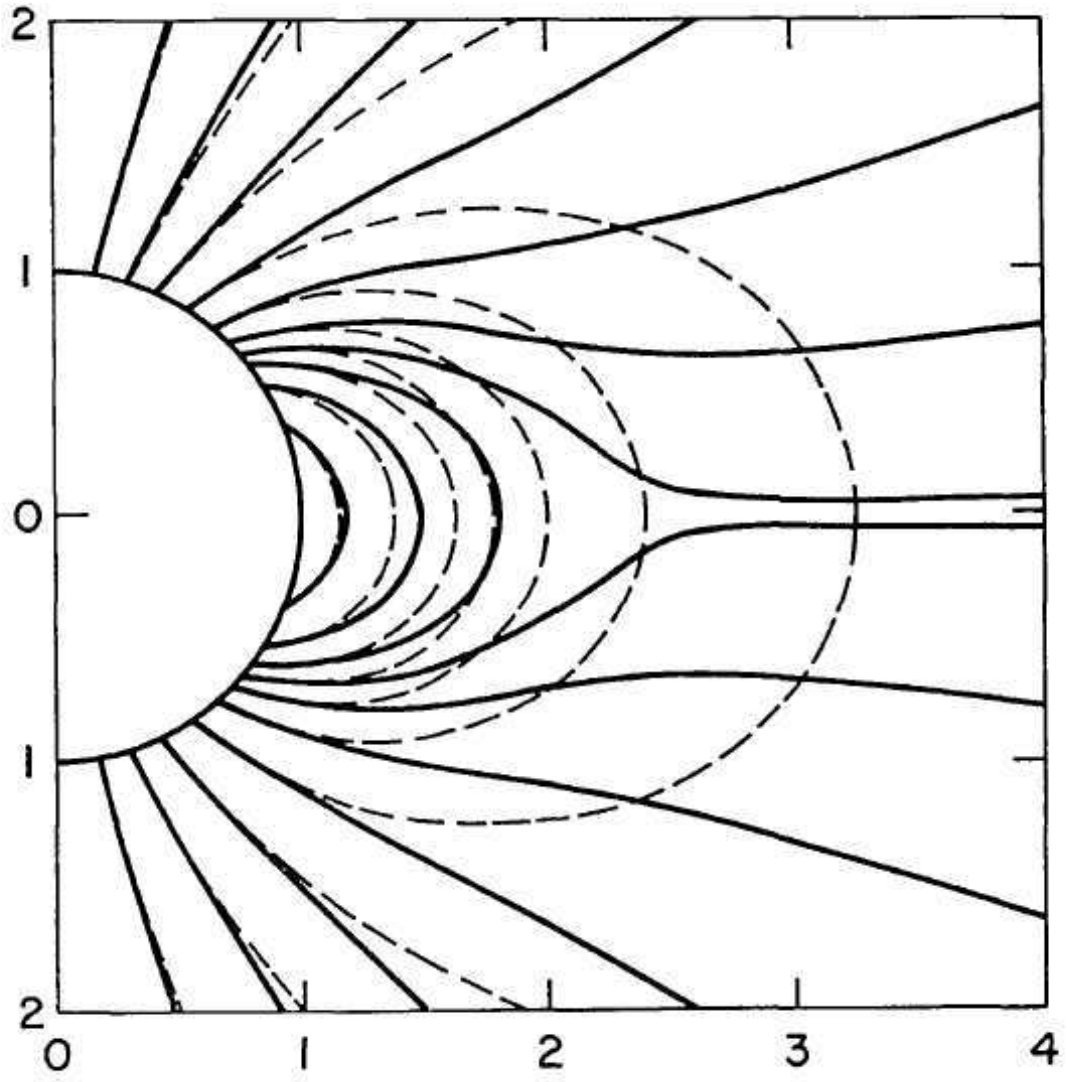


Fig. 1.8: *Modèle de Pneuman and Kopp (1971) (en pointillé, les lignes de champ telles qu'elles seraient sans la présence du plasma en écoulement radial). Le sens des lignes de champ sont opposés dans chacun des deux hémisphères (tiré de Pneuman and Kopp (1971)).*

Topologie des lignes de champ magnétique :

Dans les régions actives : les taches et les pores dans la photosphère, les plages dans la chromosphère, et les boucles dans la couronne constituent en fait différentes manifestations du champ magnétique dans les régions actives[35]. Une tache correspond en fait à une région de fort champ magnétique d'une polarité donnée, le champ étant vertical au centre et s'inclinant au fur et à mesure que l'on s'en éloigne[36]. Les taches sont le plus souvent regroupées par paires de polarités magnétiques opposées, ayant tendance à s'aligner dans la direction Est-Ouest. Ces taches sont reliées par des lignes de champ, certaines se matérialisant par des boucles. Des filaments se trouvent souvent sur la ligne neutre séparant deux polarités opposées. Sous l'influence de l'évolution du champ magnétique depuis l'émergence des boucles jusqu'à la dissipation du champ, les régions actives naissent, voient leur apparence se modifier, puis disparaissent.

Dans les régions de "soleil calme" : le manque de résolution spatiale ne permet pas d'observer le détail de la topologie des lignes de champ en dehors des structures très fortement marquées comme les régions actives (que ce soit dans les magnétogrammes ou en EUV, pour observer des boucles)[37]. On fait donc appel aux modèles, comme celui de Gabriel (1976) (Fig. 1.6), dans lequel les tubes de flux qui s'accumulent au niveau des bords des cellules de supergranulation forment le réseau. Ces tubes de flux en expansion super-radiale (du fait de la diminution de la pression du gaz) sont parfois appelés "funnels" (on parle aussi de "canopée" pour désigner cette "forêt" de lignes de champ dans l'atmosphère solaire)[38]. Aujourd'hui certains auteurs estiment que la totalité du flux magnétique émergeant n'atteint pas la couronne, du fait de l'existence de petites boucles de champ fermé (e.g. Dowdy et al. (1986), Fig. 1.7, et Peter (2001)). Ainsi, la chromosphère comme la région de transition ne forment probablement pas des couches concentriques, mais correspondent plutôt à une multitude de petites structures façonnées par les tubes de flux magnétique, encore inaccessibles à l'observation directe.

La couronne à grande échelle : la couronne dans son ensemble est très fortement structurée par le champ magnétique solaire. Lors du minimum solaire (voir section suivante), les jets et trous coronaux sont en fait le produit de l'interaction du plasma en écoulement (vent solaire), avec le champ dipolaire du Soleil[39] (cf. modèle de Pneuman and Kopp (1971) et Fig. 1.8 ; voir aussi Banaszkiewicz et al. (1998)). A l'équateur, l'interface entre des régions où les lignes de champ ont des directions opposées constitue une couche neutre[40]. L'apparence de la couronne pendant le maximum solaire repose sur le même principe, mais alors le champ magnétique présente des composantes multipolaires.

L'observation des jets coronaux dans la durée montre qu'ils sont partiellement découplés des régions actives (après une rotation solaire, leur structure est préservée mais pas l'ap-

[35] Mais il est possible d'observer une région active, dans l'EUV par exemple, sans pour autant noter la présence de tache (cela dépend du degré d'évolution de la région active).

[36] Le fort champ magnétique ralentit la convection, la matière reste donc plus longtemps en surface, se refroidit davantage (jusqu'à parfois 3 000 K au lieu de 6 000 K dans le reste de la photosphère).

[37] Les points brillants sont néanmoins associés à des "régions éphémères" (*ephemeral regions*) qui sont de petites régions bipolaires de durée inférieure à un jour, apparaissant à n'importe quelle latitude.

[38] Les spicules serait ainsi supporté par les lignes de champ de ce modèle (Phillips, 1992, p. 109)

[39] En MHD idéale, le plasma et le champ magnétique sont couplés. Selon l'importance relative des pressions du gaz et du champ magnétique, c'est l'un ou l'autre qui domine. Ainsi à basse altitude, le plasma est relativement confiné par les lignes de champ magnétique fermées ; mais l'intensité du champ diminuant avec altitude, le vent solaire finit par "ouvrir" les lignes de champ.

[40] *heliospheric current sheet*

parence des régions actives) ; la région de présence des jets peut d'ailleurs s'étendre à des latitudes plus élevées que celles des régions actives.

Le cycle solaire et les modifications de la topologie magnétique associées

C'est Heinrich Schwabe, un astronome amateur, qui fut le premier à faire remarquer, autour de 1840, le comportement suivi par les taches solaires (après 10 ans d'observations). Le nombre des taches suit un cycle, passant tous les 11 ans par un maximum. Il a été régulièrement suivi depuis lors (Fig. 1.9). Les régions actives suivent évidemment le même cycle (cf. Fig. 1.11).

Parallèlement, la répartition des taches selon la latitude suit aussi un motif "en ailes de papillon"[41] (Fig. 1.10). Au début du cycle, les régions actives (et les taches) apparaissent vers 30° de latitude héliosphérique ; puis les suivantes apparaissent de plus en plus près de l'équateur, tandis que le reste de flux magnétique des précédentes taches se disperse vers les pôles Nord et Sud. Pendant le minimum, le champ magnétique est encore présent aux basses latitudes, mais beaucoup plus diffus, tandis qu'une seule polarité domine à chaque pôle (cf. dipôle magnétique).

Les taches suivent la *loi des polarités de Hale* : la tache de tête d'une paire (dans le sens de la rotation solaire) est toujours de la même polarité dans un hémisphère donné, l'ordre dans chacun des hémisphères s'inversant au cycle suivant. Cette inversion touche aussi les polarités magnétiques des pôles eux-mêmes, si bien qu'en réalité le cycle solaire a une période de 22 ans. L'interprétation de ce phénomène est donnée par le modèle de H. W. Babcock (1961)[42]. La répartition des filaments/protubérances est aussi touchée par ce cycle (en ce qui concerne ceux qui apparaissent sur la ligne neutre des paires de taches).

Ces modifications touchent aussi la structure de la couronne : pendant le minimum solaire, deux longs jets coronaux diamétralement opposées apparaissent sur le plan du ciel[43] ("ceinture équatoriale de jets coronaux")[44] (Fig. 1.12), tandis que les pôles sont garnis de plumes (visibles aussi à basse altitude, Fig.1.11). À mesure que l'activité solaire augmente, d'autres jets apparaissent aux latitudes plus élevées, si bien que pendant le maximum, la couronne présente une apparence plus circulaire. Les trous coronaux correspondant à des lignes de champ ouvertes sur l'espace sont présents pendant toute la durée du cycle, mais leur étendue diminue au fur et à mesure que l'on s'approche du maximum.

L'activité solaire et les ondes MHD

L'activité solaire se manifeste aussi par des éruptions (*flares*) et des éjections de masse coronale (*CME*, pour "Coronal Mass Ejection"), qui deviennent plus fréquentes au maximum du cycle.

L'observation du premier flare remonte au moins au 1 septembre 1859, lorsque Carrington et Hodson observent une tache (en lumière blanche) qui croit puis décroît en intensité pendant cinq minutes, au centre d'une tache solaire ; cet événement est ensuite associé à d'importantes aurores polaires qui surviennent peu après, ainsi qu'à des variations du champ magnétique terrestre (Sec. 1.4). De tels événements, très rare dans le visible, seront plus tard observés en Hα, dans les raies H et K (par C. A. Young, dans les années 1870), qui les appellera "éruptions chromosphériques", avant que H. W. Newton ne leur donne le nom de "flare". On les observe aujourd'hui aussi jusque dans les rayons X (la luminosité de la région concernée pouvant dépasser la luminosité totale du Soleil en X).

[41] *butterfly diagram*
[42] Pour plus de détails , voir par exemple Lang (1995)
[43] donnant un rapport d'aspect d'environ 0.2 à la couronne (Phillips, 1992).
[44] bien qu'avant ou après le minimum, ils ne soient pas forcément alignés avec l'équateur.

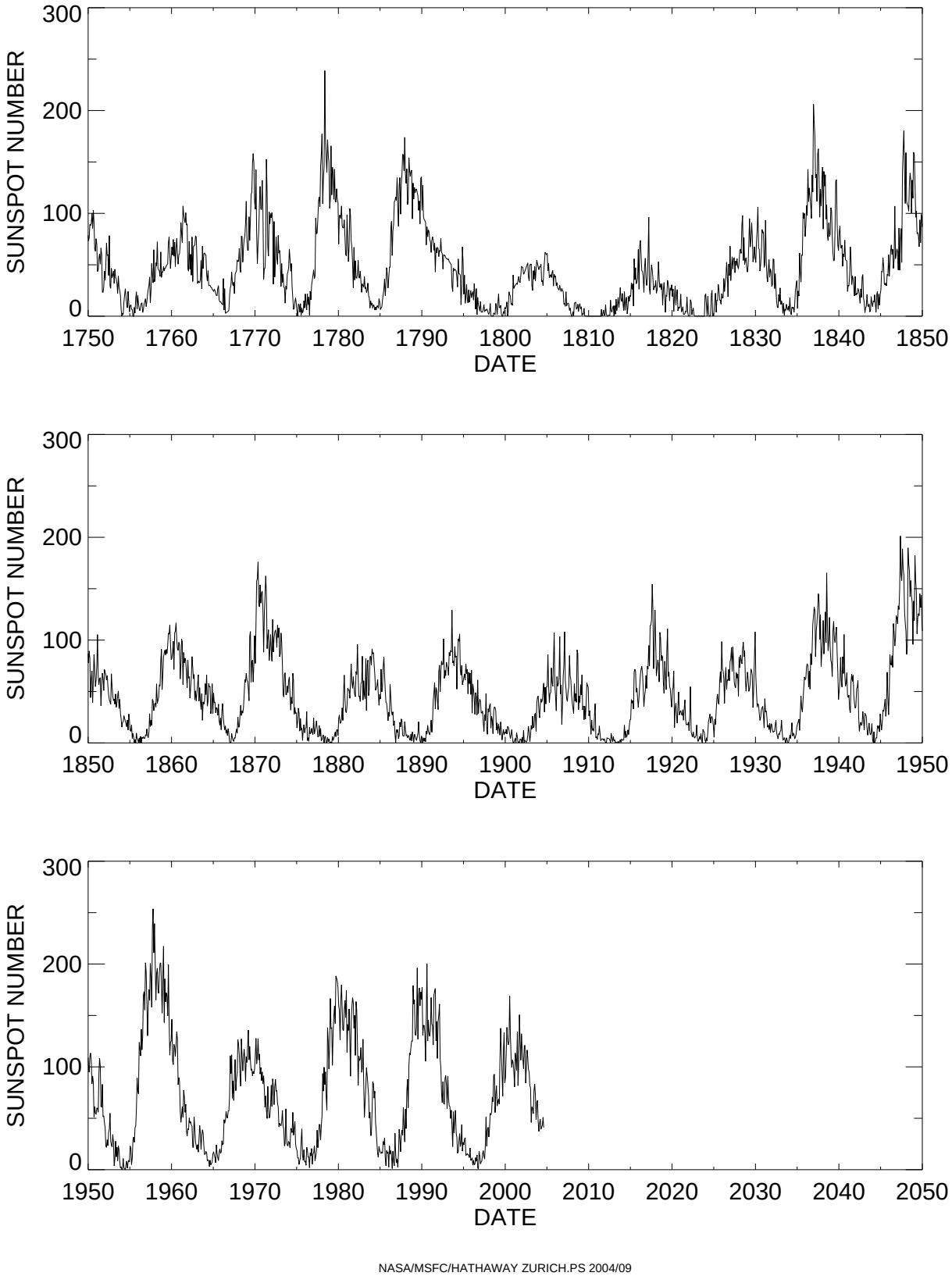


Fig. 1.9: *Le cycle de 11 ans des taches solaires (tiré de Hathaway (2004)) .*

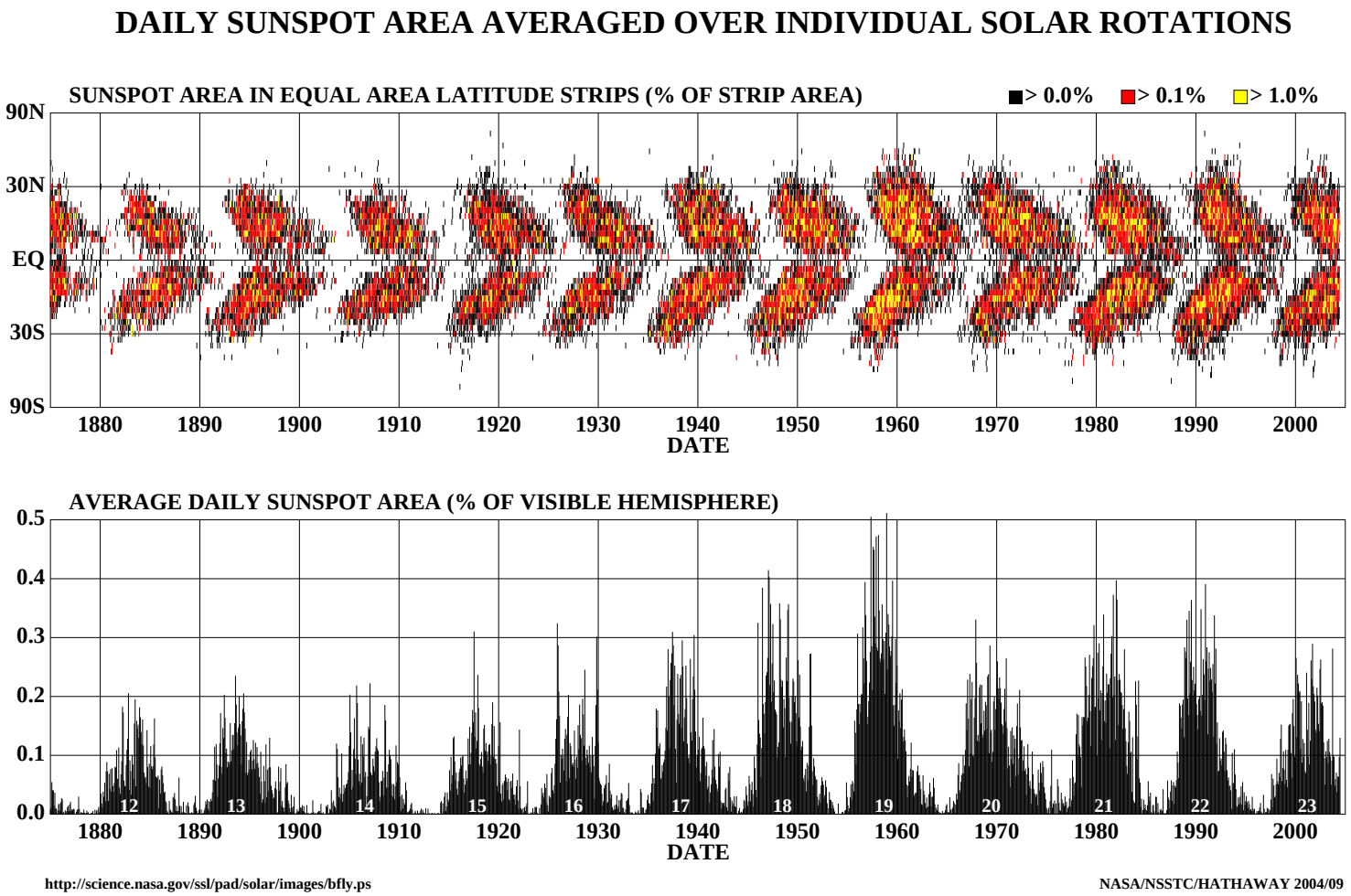


Fig. 1.10: *Diagramme "papillon" : répartition en latitudes des taches observées tout au long des cycles solaires. Les taches apparaissent à une latitude d'environ 30° pendant la phase montante du cycle. Elles se rapprochent ensuite progressivement de l'équateur, où elles disparaissent, tandis que de nouvelles taches apparaissent aux hautes latitudes, au début du cycle suivant. (tiré de Hathaway (2004)).*

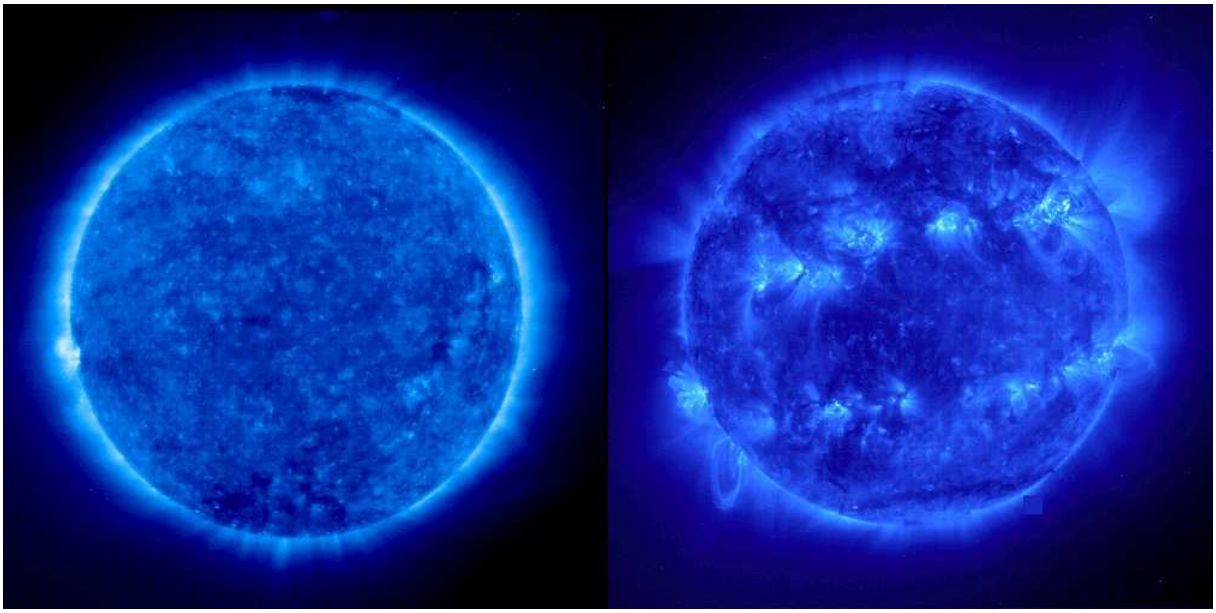


Fig. 1.11: *Evolution de la basse couronne au cours du cycle solaire (EIT/SOHO, 171 Å). Les trous coronaux sont plus étendus pendant le minimum (à gauche), tandis que de nombreuses régions actives (boucles) apparaissent pendant le maximum (à droite).*

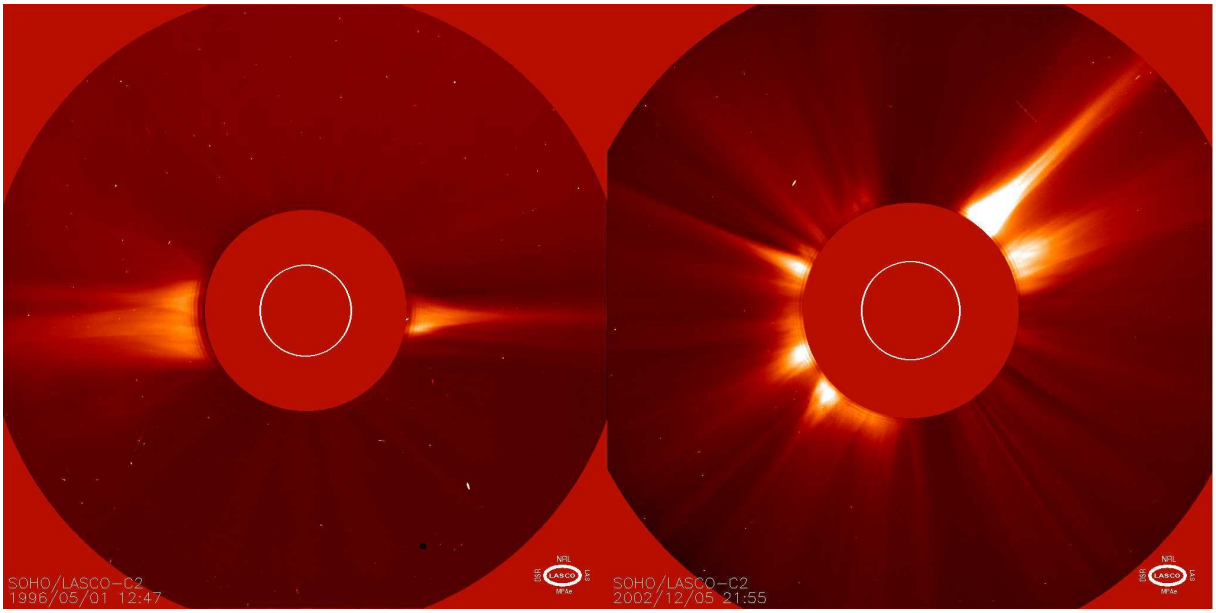


Fig. 1.12: *Evolution de la haute couronne au cours du cycle solaire (coronographe C2 de LASCO/SOHO, lumière blanche). Pendant le minimum (à gauche), 2 longs jets coronaux s'étendent de part et d'autre de l'équateur. Pendant le maximum (à droite), des jets coronaux apparaissent à toutes les latitudes (Le cercle blanc représente l'emplacement du disque solaire).*

On suppose généralement que le processus à la base de telles libérations d'énergie est la reconnection magnétique. Des ondes MHD peuvent être excitées par de telles éruptions et observées dans des structures de lignes magnétiques fermées telles que les boucles (e.g. Aschwanden et al., 1999; Wang et al., 2002) ou les protubérances (e.g. Bocchialini et al., 2001). On a déjà évoqué la sismologie coronale, basée sur l'étude de telles ondes dans les boucles.

Les CME, formant des nuages de particules chargées ($\sim 10^{12}$ kg), peuvent atteindre des vitesses de l'ordre de 1000 km·s^{-1}. Elles peuvent être corrélées à des flares (e.g. Innes et al., 2001). Une grande proportion d'entre elles sont corrélées à des éruptions de protubérances (Delannée et al., 2000; Gopalswamy et al., 2003).

1.3 Le vent solaire

L'espace n'est pas vide entre les planètes et le Soleil : le Soleil le remplit d'un flot supersonique[45], radial, de particules chargées (protons et électrons, avec des traces d'ions plus lourds : un plasma assez semblable à la composition du Soleil)[46], qui forme la cavité héliosphérique, et baigne toutes les planètes[47]. Certaines peuvent lui opposer un bouclier magnétique, lorsqu'elles sont dotée d'un champ magnétique propre (cf. Sec. 1.4).

1.3.1 Le modèle de Parker du vent solaire (1958)

Le principe à la base de la formation du vent solaire a été mis en évidence par E. N. Parker dans son modèle de 1958. Pour simplifier, le gradient de pression dans la couronne très chaude excède la force de gravité, ce qui produit une force nette qui accélère les particules ; le vent finit par atteindre un régime asymptotique, du fait de l'affaiblissement du gradient de pression à plus grande distance. Les équations de base du modèle de Parker peuvent être trouvées dans Hundhausen (1972), par exemple.

Le modèle de Parker consiste à traiter le plasma solaire comme un seul fluide en expansion radiale (symétrie sphérique) et stationnaire. Les températures des protons et des électrons sont donc égales, de même que leurs densités (quasi-neutralité) et leurs vitesses (dans le cas contraire, la densité de courant ne serait pas nul et le Soleil se chargerait)[48]. Le traitement des équations fait apparaître un rayon critique $r_c = \frac{m_p G M_\odot}{4kT}$, et une vitesse critique u_c, telle que $u_c^2 = \frac{2kT}{m_p}$, correspondant à la vitesse du son. Il existe alors 4 classes de solutions[49] (Fig. 1.13). Seule la solution transsonique de classe 2 peut être retenue : les solutions de classe 3 et 4 correspondent à des vitesses élevées près du bord solaire, qui ne sont pas observées, et la solution de classe 1 donne une pression finie trop élevée à l'infini (comme dans le cas du modèle statique de Chapman, cf. p. 8). Pour une température de 10^6 K, le point critique se trouve à approximativement 6 $R_\odot$([50]). La vitesse critique vaut ≈ 120 km $\cdot$ s^{-1}.

En faisant croître la température coronale, il est alors possible de faire augmenter la vitesse du vent solaire (Fig. 1.14).

[45] c'est-à-dire dont la vitesse est supérieure à celle du son dans le vent solaire.

[46] Le Soleil perd ainsi $\approx 10^6$ tonnes par seconde. Mais à la fin de sa vie, il n'aura perdu que 0.01% de sa masse initiale.

[47] Il n'y a donc pas vraiment de limite à la couronne solaire.

[48] Davantage de détails peuvent être trouvé, par exemple, dans Hundhausen (1972).

[49] Parker traita d'abord une version simplifié, isotherme. Mais la topologie générale des solutions est inchangée.

[50] Rappelons que l'orbite de la Terre se trouve à une distance approximative du Soleil de 214 $R_\odot$.

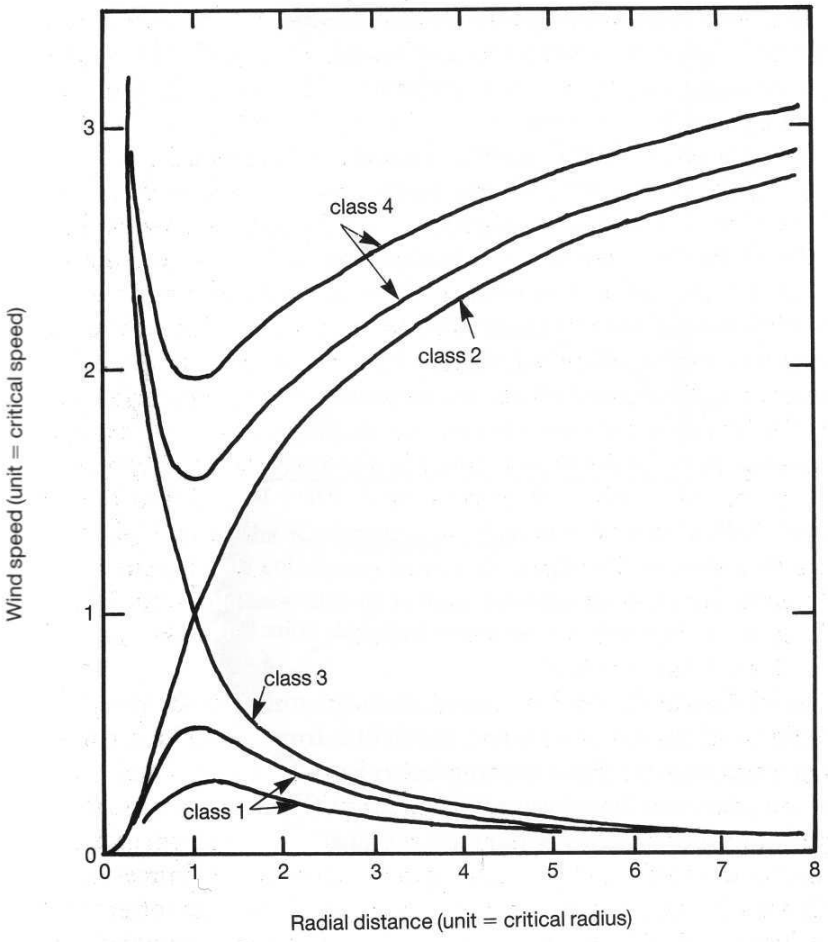


Fig. 1.13: *Topologie des solutions du modèle de Parker de vent solaire : seule la classe 2, correspondant à un vent accéléré jusqu'à une vitesse supersonique, est physiquement acceptable (tiré de Phillips (1992))*

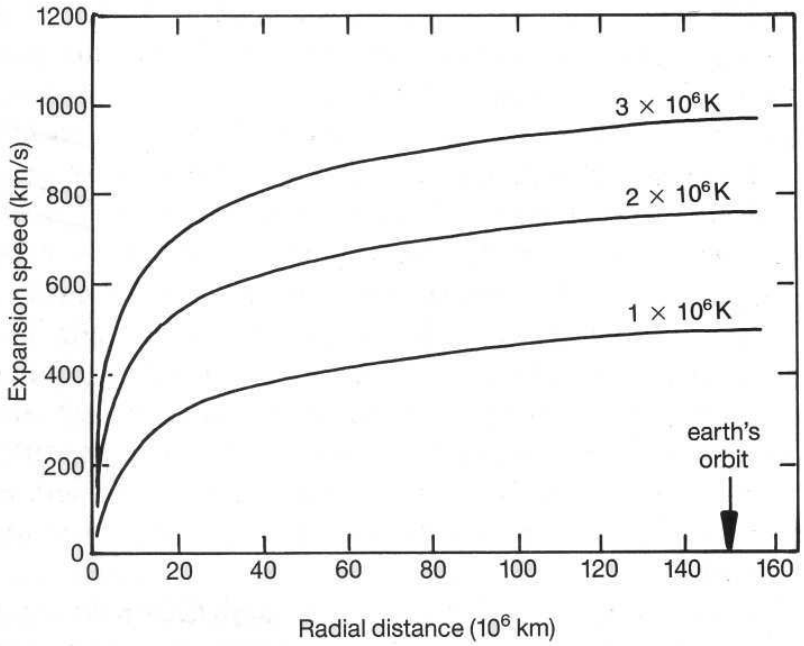


Fig. 1.14: *Vitesse du vent solaire en fonction de la distance au Soleil, pour différentes températures coronales, selon le modèle de Parker (tiré de Phillips (1992)).*

Remarque : Les lignes de champ restent a priori connectées avec la surface du Soleil (ce qui est confirmé par les observations). Du fait de la rotation du Soleil et du couplage du champ magnétique avec le plasma en expansion radiale, les lignes de champ adoptent donc une configuration telle que sur la figure 1.15 ("Spirale de Parker", représentée là dans le plan de l'équateur).

1.3.2 Deux régimes de vent solaire

Dès les premières observations in situ, il apparut que le vent solaire était loin de se présenter comme un flot stationnaire : température, champ magnétique, densité, et en particulier vitesse fluide, peuvent varier fortement au cours du temps[51]. Ceci permis d'identifier une structure appelée "high speed stream", caractérisée par une vitesse pouvant atteindre $\sim$ 800 km $\cdot$ s^{-1}, contre $\sim$ 400 km $\cdot$ s^{-1} pour le vent solaire supposé "calme". La sonde Ulysses, qui permis de sortir du plan de l'écliptique à partir de 1992[52], montra qu'en réalité il existe deux régimes typiques de vent solaire. Lors du minimum solaire, ces deux régimes sont associés à des zones bien définies (voir Fig. 1.16) : la première, au-dessus de $\sim 30°$ de latitude héliosphérique[53], est caractérisée par un vent "rapide" de vitesse moyenne $\sim$ 750 km $\cdot$ s^{-1}, présentant seulement de faibles fluctuations de composition et de vitesse ; ceci suggère que ce vent est en équilibre avec sa base coronale. La seconde, autour de l'écliptique solaire (donc dans la zone couverte par les précédentes missions spatiales), est caractérisée par un vent solaire "lent" ($\sim$ 400 km $\cdot$ s^{-1}),

[51] Du fait des oscillations de la "jupe de ballerine" formée par la couche de courant équatoriale, en période de minimum, ou à cause de CME, ou du fait des changement de conditions au cours du cycle solaire...

[52] Elle permet une étude du vent solaire (vitesse, composition, etc) en faisant varier 3 paramètres : la distance au Soleil (entre 1 et 5 UA), la latitude (elle ne peut néanmoins dépasser 80°de latitude, de part l'inclinaison de son orbite), et la période du cycle.

[53] à la distance du Soleil où Ulysses se trouve.

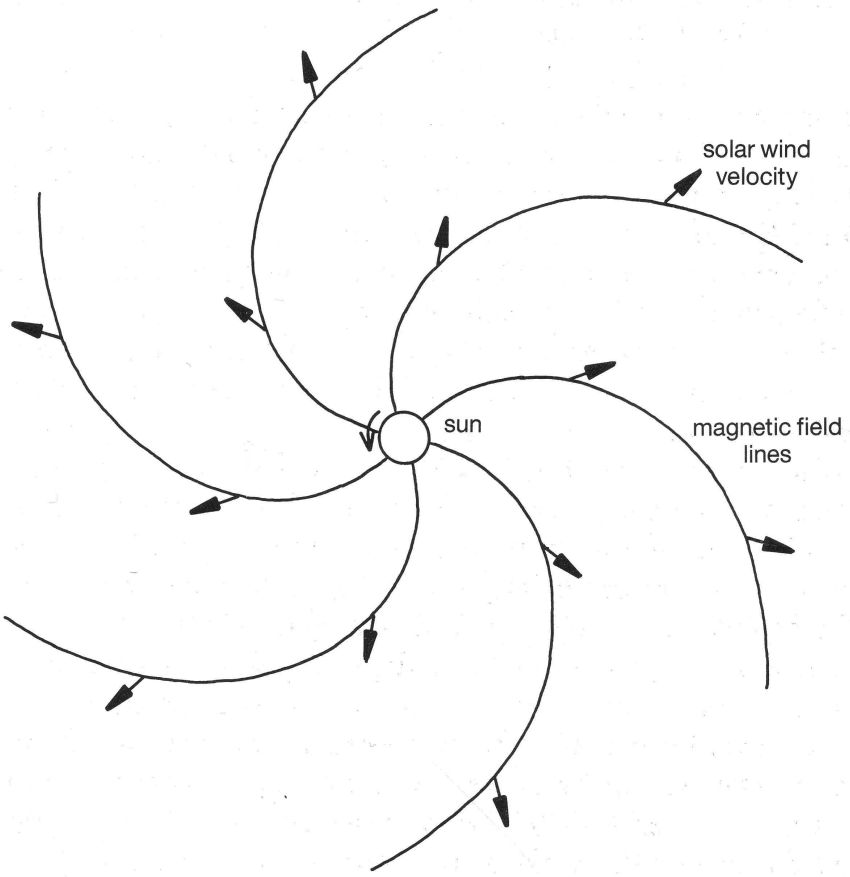


Fig. 1.15: *Spirale de Parker, dessinée par les lignes de champ : elles restent connectées à la surface du Soleil pendant sa rotation. Les flèches représentent le vent solaire en expansion radiale, qui entraîne le champ magnétique avec lui (tiré de Phillips (1992)).*

dont les fluctuations de vitesse, mais aussi de température et de densité, peuvent être très importantes ; ceci suggère que les conditions à la base de la couronne varient, et que le flot n'est pas en équilibre. C'est ce qui pousse de plus en plus la communauté scientifique à s'intéresser au vent solaire rapide, qui semble représenter l'état le plus "pur".

1.3.3 Origine du vent solaire rapide

Krieger et al. (1973) ont été parmi les premiers à identifier les trous coronaux comme la source des "flots de grande vitesse" (*high speed streams*) qu'observent parfois les sondes spatiales, au niveau de l'écliptique. Paradoxalement, ce sont donc les régions où la température électronique est la plus basse qui engendrent le vent solaire le plus rapide. Ce sont par ailleurs les plus "discrètes", celles qui ne "brillent" pas par la manifestation d'événements violents dégageant d'énormes quantités d'énergies telles que les "flares".

L'existence des deux régimes de vent solaire, associés à des régions spatiales bien définies, pendant le minimum du cycle, permet de penser que c'est la structure de la couronne (et donc la topologie du champ magnétique) qui est à l'origine de cette distinction. L'accélération du vent solaire rapide est ainsi souvent associée à des tubes de flux "super-radiaux" (c'est à dire que la section droite d'un tube de flux augmente plus rapidement que la distance au carré). Les trous coronaux présentent ce type d'expansion (e.g. Munro and Jackson (1977)), modélisée par Kopp and Holzer (1976). L'équivalent à plus petite échelle est le "funnel" déjà présenté. Dans les trous coronaux même, l'origine du vent solaire a été identifiée par plusieurs études comme étant dans les interplumes, lesquelles présentent, dans le plan du ciel, une telle divergence (Giordano et al., 2000; Wilhelm et al., 2000; Teriaca et al., 2003) ; Gabriel et al. (2003) estiment au contraire que les plumes contribuent pour une grande part au vent solaire rapide.

Si l'origine d'une partie du vent rapide dans les trous coronaux semble établie, pour Habbal and Woo (2001) et Woo and Habbal (2002) le vent rapide proviendrait aussi de la couronne calme, tandis que le vent lent ne viendrait que de l'axe des jets coronaux uniquement. Antonucci et al. (2005) ont réalisé une étude détaillée de la formation du vent lent dans la structure spatiale et magnétique des jets coronaux. Remarquons aussi que la structure magnétique de la couronne pourrait être un peu plus compliquée que l'image qu'en donne les modèles de type Pneuman and Kopp (1971), comme le laisse penser l'observation d'une importante composante de champ magnétique radial à toutes les latitudes (Habbal et al., 2001).

1.4 Les relations Soleil-Terre

Depuis le sol, les aurores polaires apparaissent comme des taches de lumière (essentiellement du vert ou du rouge) ayant souvent l'apparence de rideaux s'agitant dans l'air. Elles sont principalement observées autour de 70° de latitude Nord ou Sud (ovale auroral).

Le lien entre aurores et champ magnétique terrestre a été conjecturé par Halley en 1716, d'après des observations de Celsius et Hiórter, en Suède, de perturbations du champ géomagnétique lors des aurores. La corrélation entre éruptions solaires et aurores importantes (c'est-à-dire s'étendant jusqu'aux basses latitudes) a été faite dès le milieu du XIXe siècle. Le norvégien K. Birkeland suggère en 1896 qu'elles sont produites par des électrons focalisés par le champ magnétique. En 1904, Maunder note la corrélation entre grandes perturbations géomagnétiques et la présence de grosses taches sur le soleil (période 27 jours).

Les aurores sont en effets provoquées par des particules énergétiques provenant de la magnétosphère, qui excitent les atomes ou les ions des plus basses couches (autour de 100 km

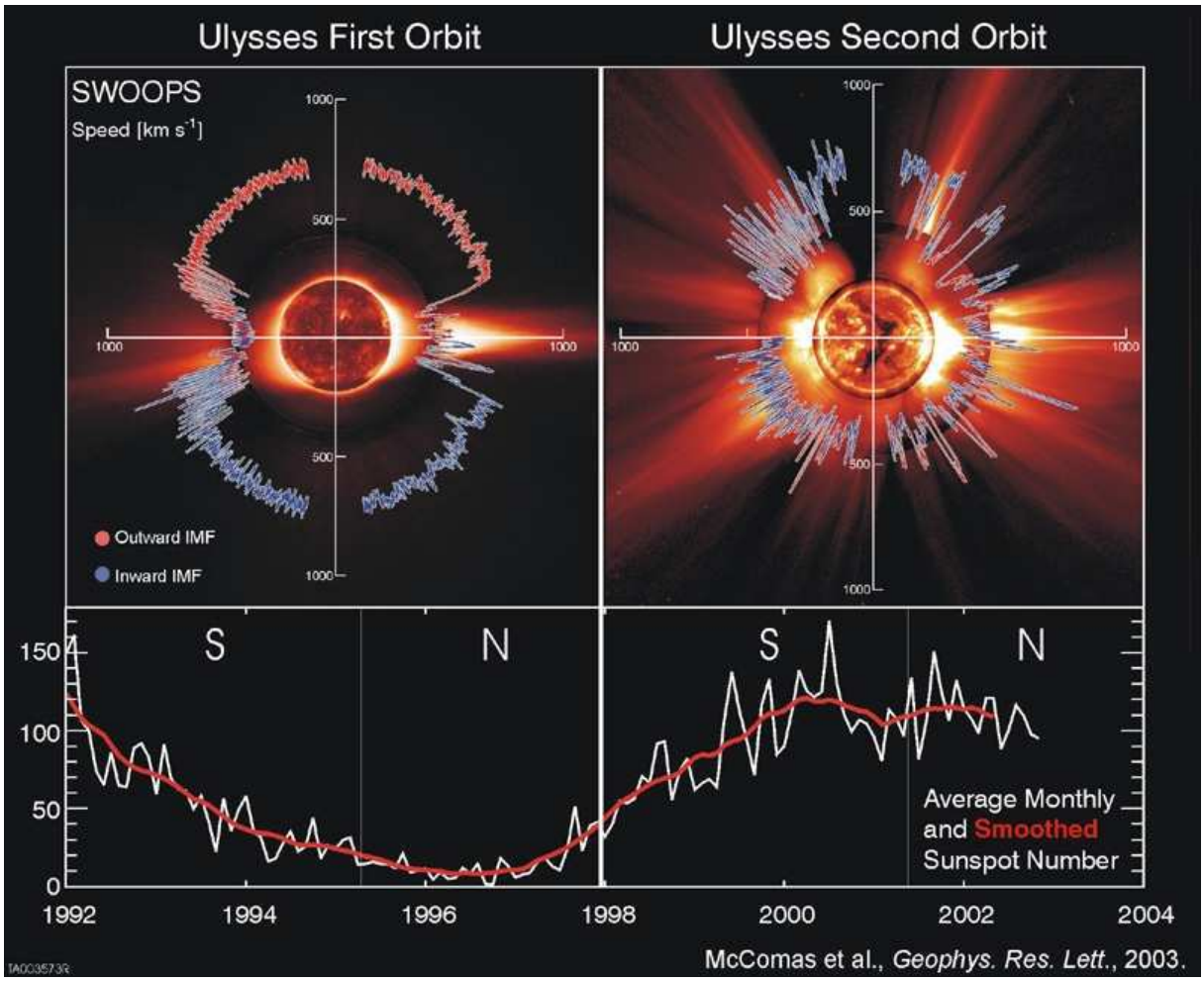


Fig. 1.16: *Diagramme polaire de la vitesse du vent solaire en fonction de la latitude héliosphérique, mesurée par la sonde Ulysses au cours du minimum (à gauche) et du maximum (à droite) du cycle solaire (en bas : le nombre de taches solaires en fonction du temps). La polarité du champ magnétique est indiquée par la couleur du trait. Il existe donc clairement 2 régimes de vent pendant le minimum solaire (Attention : les images d'EIT et de LASCO servant de fond aux diagrammes polaires sont prises, elles, à une date donnée, caractéristique de la couronne selon la période du cycle ; les mesures de vitesse, elles, sont prises sur des mois, durant le voyage de la sonde) (tiré de McComas et al. (2003)).*

d'altitude). De telles "rentrées" de particules sont favorisées par l'arrivée de particules énergétiques en provenance du Soleil (CME, voir p. 34), ou lorsque la pression du vent solaire change : le champ magnétique de la Terre, qui nous protège normalement de ce flux de particules, se déforme sous l'effet des perturbations, et les laisse entrer. La configuration des lignes de champ aux hautes latitudes (cornets polaires) rendent de telles rentrées plus favorables.

Des événements plus violents peuvent aller jusqu'à provoquer des pannes dans les réseaux électriques (par induction magnétique). Ils sont aussi dangereux sur les satellites artificiels (les particules énergétiques endommagent le matériel électronique), et exposent les personnes séjournant à très haute altitude (stations spatiales, avions) à davantage de radiations. Leur prévision relève de ce que l'on appelle la *météorologie spatiale*[54]

1.5 Conclusion

L'image qui ressort de ce chapitre est celle d'une couronne très fortement structurée par le champ magnétique (aussi bien à grande échelle, que d'un point de vue plus local (boucles, "funnels"...)), et dont l'apparence change au cours du cycle d'activité du Soleil. Cette couronne est en expansion, principalement du fait de sa forte température, et donne naissance à deux régimes de vent solaires ("lent" et "rapide"), dont la différence prend sa source dans la topologie des lignes de champ de la couronne. Le rôle des lignes de champ ouvertes, au-dessus des trous coronaux notamment, apparaît prédominant.

Si on peut incriminer cette topologie pour expliquer les différences apparaissant selon les latitudes et la période du cycle solaire, il n'en reste pas moins à expliquer la présence d'une couche plus chaude, la couronne, au-dessus des autres, ce qui pose un problème de transfert d'énergie, qui sera davantage explicité Chap. 3. On y verra aussi que le vent solaire rapide demande un supplément d'énergie par rapport au régime "lent", supplément d'énergie dont la nature reste à déterminer. Une approche conjointe des deux problèmes est actuellement privilégiée dans la communauté solaire.

Cette présentation a aussi mis en évidence différentes échelles de convection dans les basses couches de l'atmosphère solaire (granulation, supergranulation). Cette convection transporte de l'énergie sous forme thermique depuis les profondeurs jusqu'à la surface du Soleil. Là, un travail mécanique est effectué sur l'atmosphère, prenant la forme d'ondes acoustiques, mais aussi d'ondes MHD, du fait de l'agitation des lignes de champ magnétique (cette gamme d'échelles de convection offre ainsi la possibilité d'une gamme étendue de fréquences des ondes MHD excitées). Ces ondes MHD peuvent être générées aussi lors d'événements de reconnection magnétique, favorisés par les mouvements de lignes de champ induits par la convection. Toutes ces ondes sont susceptibles de permettre un transfert d'énergie depuis les basses couches jusque très loin dans la couronne (on verra néanmoins que cela dépend de leur caractéristiques physiques).

[54] Voir, entre autre, le site de la NOAA (National Oceanic and Atmospheric Administration, agence des Etats-Unis) : `http://www.sec.noaa.gov/today.html`).

Chapitre 2

Turbulence alfvénique et résonance cyclotronique ionique

God does not care about our mathematical difficulties. He integrates empirically

Albert Einstein

Sommaire

2.1 Les ondes d'Alfvén 46

2.1.1 Définitions 46

2.1.2 Générer des ondes d'Alfvén 47

2.1.3 Conservation du flux : variation de l'amplitude d'une onde d'Alfvén avec la densité 47

2.1.4 Turbulence d'onde et cascade 47

2.1.5 Observations d'ondes d'Alfvén et de turbulence 48

2.2 Les ions lourds : des distributions cinétiques hors-équilibre . . . 49

2.2.1 Distributions cinétiques 49

2.2.2 Anisotropies de température et vitesses différentielles des ions lourds 49

2.3 La résonance cyclotronique ionique 51

2.3.1 Modélisation 51

2.3.2 Effets observables 53

2.3.3 Compétition entre chauffage cyclotronique et thermalisation avec les protons 53

Les ondes d'Alfvén jouent un rôle grandissant dans les théories récentes visant à chauffer la couronne solaire et à accélérer le vent solaire rapide. L'observation d'anisotropies de température dans le vent solaire et dans la haute couronne solaire suggère, elle, que la résonance cyclotronique y est à l'oeuvre.

2.1 Les ondes d'Alfvén

2.1.1 Définitions

Un plasma baigné par un champ magnétique est susceptible d'être parcouru d'ondes magnétohydrodynamiques (MHD). Les lignes de champ magnétiques dans le plasma peuvent être comparées à des élastiques tendus, ou des cordes d'instrument (la force de Laplace joue un rôle de force de rappel analogue à celui de la tension appliquée à une corde). Si elles sont déplacées (à cause d'une perturbation ; on peut prendre l'image mentale d'une corde "pincée"), elles tendent à revenir à leur position, en se mettant à osciller. Ces oscillations se propagent à la *vitesse d'Alfvén* (vitesse de phase) :

$$V_A = \frac{B}{\sqrt{\mu_0 \rho}} = \frac{\omega}{k} \tag{2.1}$$

La vitesse d'Alfvén dépend donc à la fois de l'intensité du champ magnétique B et de la masse volumique du plasma ; μ_0 est la perméabilité du vide, ω est la pulsation de l'onde, et k le nombre d'onde.

Le comportement qu'on vient de décrire correspond à l'un des modes MHD (dit mode d'Alfvén) : une oscillation à la fois de la perturbation B_1 du champ magnétique principal B et d'une composante de vitesse ξ du plasma, puisque champ et plasma évoluent de concert ("Théorème du gel"))[1]. Ces deux champs vectoriels oscillent selon des axes orthogonaux à la ligne de champ principal (on parle aussi de cisaillement transverse).

Les modes MHD sont en fait au nombre de trois, caractérisés par des vitesses de phase différentes (e.g. Priest, 1984; Roberts, 2004) : *lent*, *rapide*[2], et "Alfvén" (modes plans). Du point de vue des oscillations de tubes de flux magnétique sous l'influence de ces ondes (modes cylindriques), on parlera de mode "sausage", "kink", et "mode de torsion" (Alfvén).

Les modes lents et rapides possèdent une composante acoustique en plus de la composante magnétique (on parle aussi de *modes magnétosonores*).

La propagation des ondes d'Alfvén se fait sans amortissement dans le cas classique d'un fluide parfaitement conducteur ; des effet de dissipation peuvent être introduits par exemple par la résistivité du plasma. Selon les conditions physiques régnant, ou du fait de la configuration des structures magnétiques (le rôle des interfaces est très important), les différents modes peuvent voir leur propriétés de propagation, de dispersion et d'amortissement modifiées (Erdelyi et al., 1998; Roberts, 2000, 2004). Ainsi, les modes lents sont réputés ne pouvoir traverser la région de transition. En outre, toujours selon les conditions physiques, la vitesse de groupe (qui caractérise la propagation de l'énergie, et non la phase des oscillations), ne suit pas obligatoirement les lignes de champ.

[1] On peut aussi associer un champ électrique à cette onde, mais elle peut être caractérisée complètement par B_1 et ξ.

[2] *slow* and *fast* modes.

2.1.2 Générer des ondes d'Alfvén

Les ondes d'Alfvén peuvent être excitées soit par les mouvements de convection photosphériques (les lignes de champ sont "ancrées" à ce niveau), soit par des événements de reconnection (flares : e.g. Terradas et al. (2005) ; voir aussi les références p. 34 : "Activité solaire et ondes MHD").

2.1.3 Conservation du flux : variation de l'amplitude d'une onde d'Alfvén avec la densité

En l'absence d'amortissement[3], le flux d'énergie d'une onde d'Alfvén doit se conserver au long du tube de flux dans lequel elle se propage. Or à mesure que l'altitude augmente dans la couronne, la densité décroît (atmosphère stratifiée). La quantité d'énergie par particule doit donc augmenter, ce qui a pour effet d'augmenter l'amplitude de la fluctuation de vitesse ξ associée à l'onde d'Alfvén.

En effet, la densité de flux d'énergie est donnée par $\rho\,\xi^2\,V_A$. Si on remplace V_A par son expression dans l'équation 2.1, que l'on multiplie la densité de flux par l'aire de la section du tube A, on obtient le flux total :

$$\Gamma_t = \frac{1}{\sqrt{\mu_0}}\,\sqrt{\rho}\,\xi^2\,BA \tag{2.2}$$

Or, si l'intensité du champ magnétique évolue en suivant la géométrie du tube (y compris dans le cas de l'expansion super-radiale), le produit BA est constant lorsque l'altitude augmente. Comme le montre Moran (2001), l'amplitude ξ de l'onde suivra alors la relation :

$$\xi \propto \rho^{-1/4}. \tag{2.3}$$

2.1.4 Turbulence d'onde et cascade

La théorie de la turbulence fluide a été énoncée par Kolmogorov (1941) : l'énergie est injectée dans le système au niveau des grandes échelles, redistribuée progressivement vers les plus petites échelles (*cascade*, due à des effets non-linéaires), où elles sont finalement dissipées (par viscosité, par exemple). La répartition de l'énergie se fait selon une loi d'échelle (loi de puissance[4] de l'énergie en fonction du nombre d'onde ; cf. Fig. 2.1).

Ce principe peut être appliqué à la turbulence d'ondes alfvéniques (e.g. Tu et al., 1984) : l'effet de couplages entre des ondes de fréquences différentes, dont une partie se propage dans le sens opposé (avec, en générale, une amplitude plus faible), amène à la redistribution de l'énergie depuis les faibles fréquences vers les fréquences les plus élevées (dans certaines conditions, la cascade peut se produire des petites vers les grandes fréquences, on parle alors de *cascade inverse*).

Le mode se propageant dans le sens opposé peut provenir de sources locales, d'instabilités causées par des vitesses de cisaillement (Dobrowolny, 1972), ou du fait de la réflection du mode "sortant" sur une structure statique (inhomogénéité de densité, par exemple ; dans le cas du vent solaire, elle se déplacera avec le vent).

Selon les hypothèses utilisées, on utilise la théorie de Kolmogorov (turbulence purement hydrodynamique), de Kraichnan (turbulence MHD dite isotrope)[5], ou la turbulence MHD ani-

[3] *damping*, en anglais.
[4] *power law*, en anglais.
[5] On trouvera les références aux articles originaux de Kolmogorov et Kraichnan dans Hu et al. (1999), par exemple.

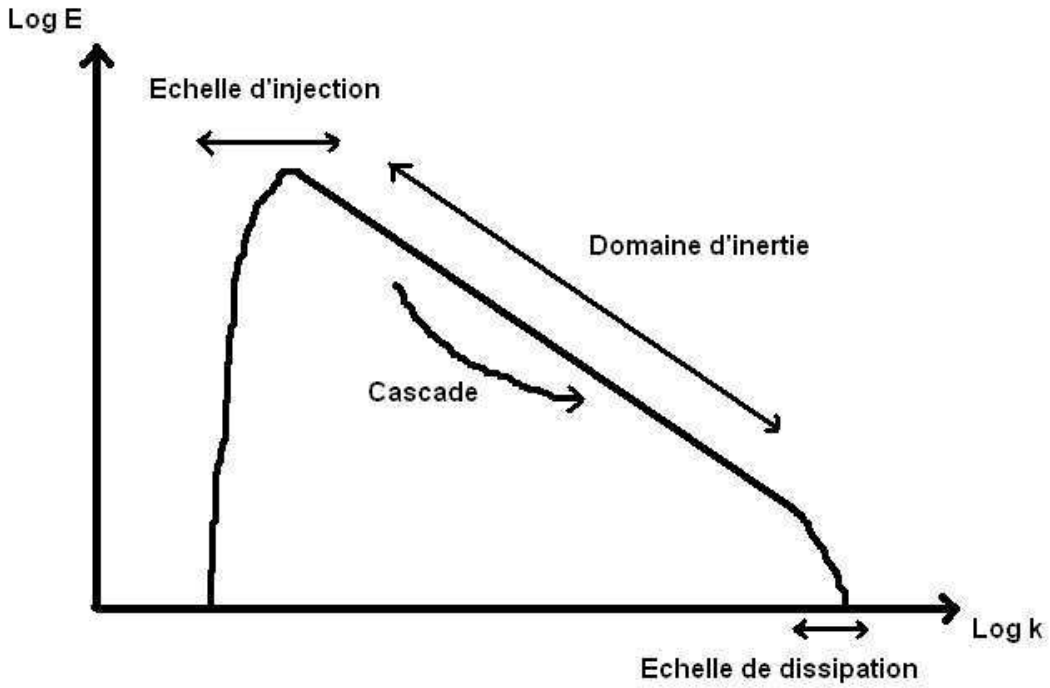


Fig. 2.1: *Schéma de la loi d'échelle associée au phénomène de cascade turbulente : répartition de l'énergie E en fonction du nombre d'onde k (le principe est le même avec Log f, f étant la fréquence des ondes, à la place de Log k). L'énergie est injectée aux grandes échelles (petits nombres d'onde, ou basses fréquences), et se dissipe aux petites échelles (ou aux hautes fréquences). Entre les deux, sur le* domaine d'inertie *qui couvre plusieurs gammes d'échelles, l'énergie est continuement transférée depuis les plus grandes échelles vers les petites, en maintenant une loi de puissance de la répartition d'énergie en fonction de k.*

sotrope (e.g. Galtier et al. (2002), et références citées à l'intérieur). Ces différentes théories conduisent à des indices de loi de puissance différents.

2.1.5 Observations d'ondes d'Alfvén et de turbulence

Des ondes d'Alfvén sont observées dans des structures fermées telles que les protubérances ou les boucles coronales (avec des fréquences de l'ordre de $10^{-3} - 10^{-2}$ Hz ; voir aussi p. 34). Leur mise en évidence directe dans le reste de la couronne (c'est-à-dire hors des structures particulièrement brillantes), est plus difficile ; elle est souvent déduite de l'élargissement des raies d'émission, cf. Chap. 4. On en observe aussi dans le vent solaire (par corrélations entre les fluctuations de vitesse et de champ magnétique, e.g. Bavassano et al. (1982)). Cranmer (2004), par exemple, passe en revue les observations dans la couronne et le vent solaire. Cranmer and van Ballegooijen (2005) déterminent l'amplitude des ondes d'Alfvén de différentes fréquences depuis la photosphère jusqu'à plus d'1 UA, et effectuent des comparaisons avec les observations.

Des spectres en loi de puissance des ondes d'Alfvén dans le vent solaire sont observés entre 0.3 et 1 UA (Bavassano et al., 1982). On trouvera dans Horbury (1999) une revue de la turbulence

dans le vent solaire.

2.2 Les ions lourds : des distributions cinétiques hors-équilibre

2.2.1 Distributions cinétiques

Les différentes particules que contient un élément de volume ont toutes des vitesses différentes. La *distribution cinétique* correspond à la répartition statistique des vitesses au sein de la population de particules. Cette distribution peut être représentée dans le référentiel de repos de l'élément de volume, en la recentrant sur la vitesse moyenne des particules (qui constitue la *vitesse fluide* de l'élément de volume).

La distribution cinétique des particules d'une même espèce à l'équilibre thermodynamique portée à une certaine température T est une maxwellienne, c'est-à-dire une gaussienne de largeur proportionnelle à $\sqrt{kT/m}$, où m est la masse individuelle d'une particule, et k la constante de Boltzman. Ce sont en fait les collisions entre particules qui tendent à ramener la distribution cinétique à une maxwellienne. Une telle distribution est isotrope : elle se conserve quelle que soit l'un des 3 axes de l'espace sur lequel on la projette.

Selon les circonstances, les différentes espèces de particules dans un même élément de volume pourront avoir des températures différentes, voire des vitesses moyennes différentes (les espèces en question sont alors découplées thermodynamiquement). Une espèce donnée peut même se trouver hors de l'équilibre thermodynamique, pour peu que les collisions ne soient pas assez fréquentes pour contrecarrer un autre processus physique (dit *cinétique*) écartant la distribution de la maxwellienne. De telles distributions peuvent être instables, et générer des ondes.

De façon générale, on peut considérer que les distributions cinétiques sont à l'équilibre dans les très basses couches de l'atmosphère solaire (du fait de la forte densité, les collisions sont fréquentes), mais que le plasma devient progressivement non-collisionnel à mesure que l'altitude augmente, ce qui permet à ces distributions de s'éloigner de la maxwellienne.

2.2.2 Anisotropies de température et vitesses différentielles des ions lourds

On trouve des distributions qui s'écartent de la maxwellienne dans le vent solaire (mesures in situ) ; en général, c'est un surplus de particules aux grandes vitesses qui est observé, par rapport à la distribution maxwellienne. On parle souvent de particules ou "queues" *suprathermiques*.

On utilise différentes modélisations pour représenter ces distributions : bi-maxwelliennes (somme de deux gaussiennes de largeurs, voir de vitesses différentes ("coeur" et "halo". On peut même rajouter une troisième composante, le "strahl"; e.g. Pilipp et al. (1987), pour des électrons)), ou fonctions "kappa" (e.g. Maksimovic et al., 1997). Ces distributions présentent en faite une symétrie de révolution autour de l'axe matérialisant la direction du champ magnétique local. En les projetant sur un plan contenant cet axe (isocontours, cf. Fig. 2.2), il apparaît que la distribution présente une largeur différentes selon l'axe parallèle ou perpendiculaire au champ magnétique : on parle d'anisotropie de température.

Les mesures réalisées, entre autres, par la sonde Helios (cf. Sec. 5.3.2), nous apprennent que dans le vent solaire, les protons et les électrons ont des températures différentes. Ils présentent par ailleurs des anisotropies de température, dont l'importance varie selon la distance au Soleil, et selon le régime de vent (Schwenn and Marsch, 1991).

En ce qui concerne les ions lourds dans ce même vent solaire, ils présentent en outre une vitesse différentielle par rapport aux protons (de l'ordre de la vitesse d'Alfvén). Certaines distributions présentent un double pic (protons comme ions plus lourds, Schwenn and Marsch (1991)).

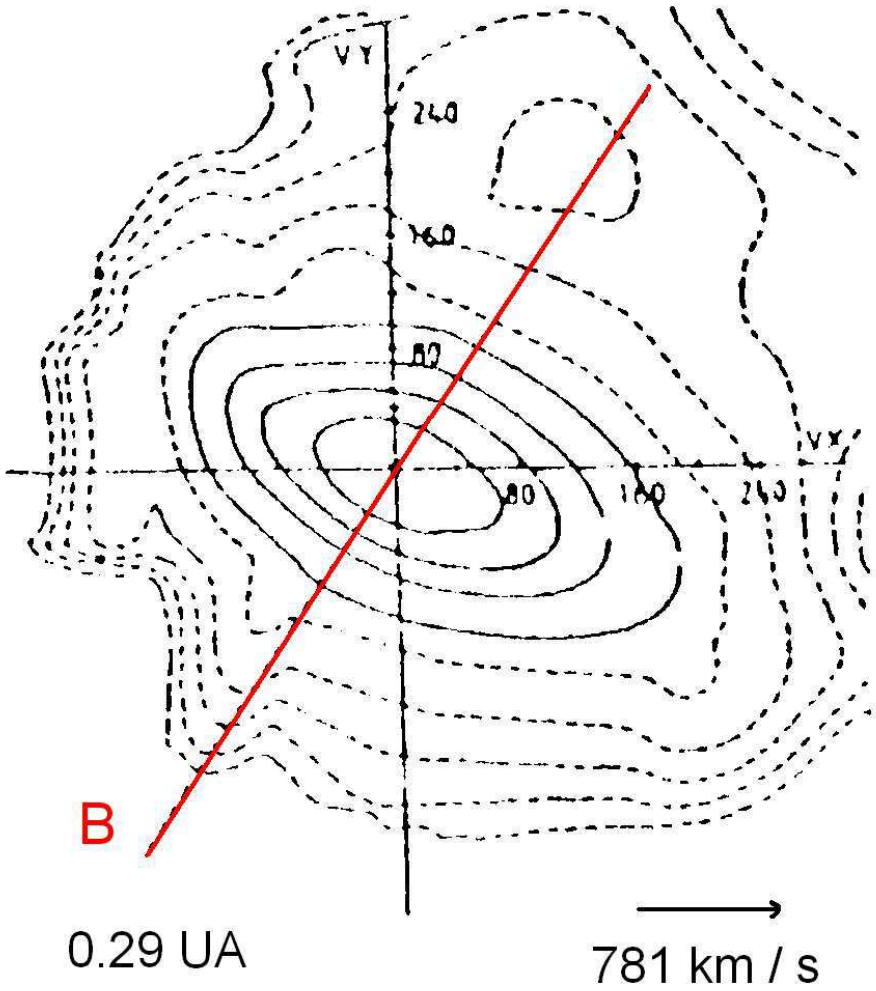


Fig. 2.2: *Exemple de distribution cinétique des protons du vent solaire (isocontour de densité de particules), mesurée par la sonde Helios à 0.29 UA. La direction et la valeur de la vitesse du vent solaire est indiquée (direction v_x). Le trait rouge matérialise la direction du champ magnétique : la distribution est invariante par rotation autour de cet axe. On remarque que la largeur de la distribution est plus importante selon la direction perpendiculaire au champ magnétique : il s'agit d'une anisotropie de température. (tiré de Schwenn and Marsch (1991)).*

Dans la haute couronne solaire, les mesures de largeurs de raies d'émission réalisées à l'aide du coronographe UVCS/SOHO[6] tendent à montrer que les ions présentent aussi, à quelques rayons solaires dans la région de naissance du vent solaire, des anisotropies de température ($T_\perp > T_\parallel$, e.g. Cranmer et al. (1999b), ainsi que les autres références citées p. 98).

Tout ceci montre que les populations de particules du vent solaire ne sont non seulement pas à l'équilibre thermodynamique entre elles, (ce qui justifie l'utilisation de modèles multi-fluides, par exemple), mais de plus que chaque population prise en elle-même n'est pas à l'équilibre thermodynamique. Ce dernier point suggère que des interactions onde-particules, en particulier des résonances cyclotroniques ioniques, se développent dans la couronne (du moins dans sa partie haute, supérieure à 2 $R_\odot$) et tout au long de l'écoulement du vent solaire. Ces interactions déclenchent des instabilités qui déforment les distributions cinétiques.

2.3 La résonance cyclotronique ionique

2.3.1 Modélisation

Toute particule chargée (de masse m et de charge q) plongée dans un champ magnétique de valeur B, est animée d'un mouvement de giration autour des lignes de champ, de *pulsation cyclotron* égale à[7] :

$$\omega_c = \frac{q\,B}{m}. \tag{2.4}$$

De façon générale, le mouvement de la particule est hélicoïdal[8], du fait de la composition de ce mouvement tournant (produit par la force de Lorentz : interaction de la particule chargée animée d'une certaine vitesse perpendiculaire $v_\perp$ au champ magnétique, avec ce même champ) et de la vitesse parallèle $v_\parallel$ de la particule (qui n'induit pas d'interaction avec le champ B).

Dans le cas où une onde d'Alfvén, de pulsation ω se propage de façon parallèle au champ $\vec{B}$, le champ électrique de l'onde $\vec{E}$ va entrer en résonance avec la particule chargée si le champ vu par la particule dans son référentiel tourne à sa propre fréquence cyclotronique. Dans le référentiel de la particule animé d'une vitesse $v_\parallel$, la condition de résonance, tenant compte de l'effet Doppler, s'écrit donc :

$$\omega - k_\parallel v_\parallel = \omega_c \qquad \text{(propagation parallèle)}. \tag{2.5}$$

En effet, il se produit une force nette $\vec{f}$ (Fig. 2.3) qui tend à accroître la vitesse perpendiculaire de la particule (la particule absorbe alors de l'énergie dans l'onde ; le sens effectif des échanges d'énergie dépend, entre autres, de la phase entre les mouvements tournants de l'onde et de la particule). A l'échelle de la distribution de particules, il se produit un chauffage (augmentation de la largeur de la distribution). Dans le cas non-parallèle, la résonance se produit aussi avec les harmoniques $n\,\omega_c$.

D'après l'équation 2.5, la résonance (ou *absorption*) cyclotronique ionique peut se produire même lorsque la pulsation de l'onde n'est qu'une fraction de la pulsation cyclotron. Le principe est le même en propagation oblique.

La résonance dépend du rapport charge-sur-masse q/m de la particule (Eq. 2.5 et Eq. 2.4) ; la pulsation cyclotron d'un électron est donc environ 2000 fois plus élevée que celle d'un proton,

[6] instrument décrit Sec. 5.2.2, p. 111

[7] $\omega_c = 2\pi\, f_c$, f_c étant la *fréquence cyclotron*.

[8] Du fait de ce mouvement, les collisions entre particules sont beaucoup moins fréquentes dans la direction perpendiculaire au champ magnétique que dans la direction parallèle, ce qui a pour effet d'induire un coefficient de conduction thermique différent dans ces deux directions.

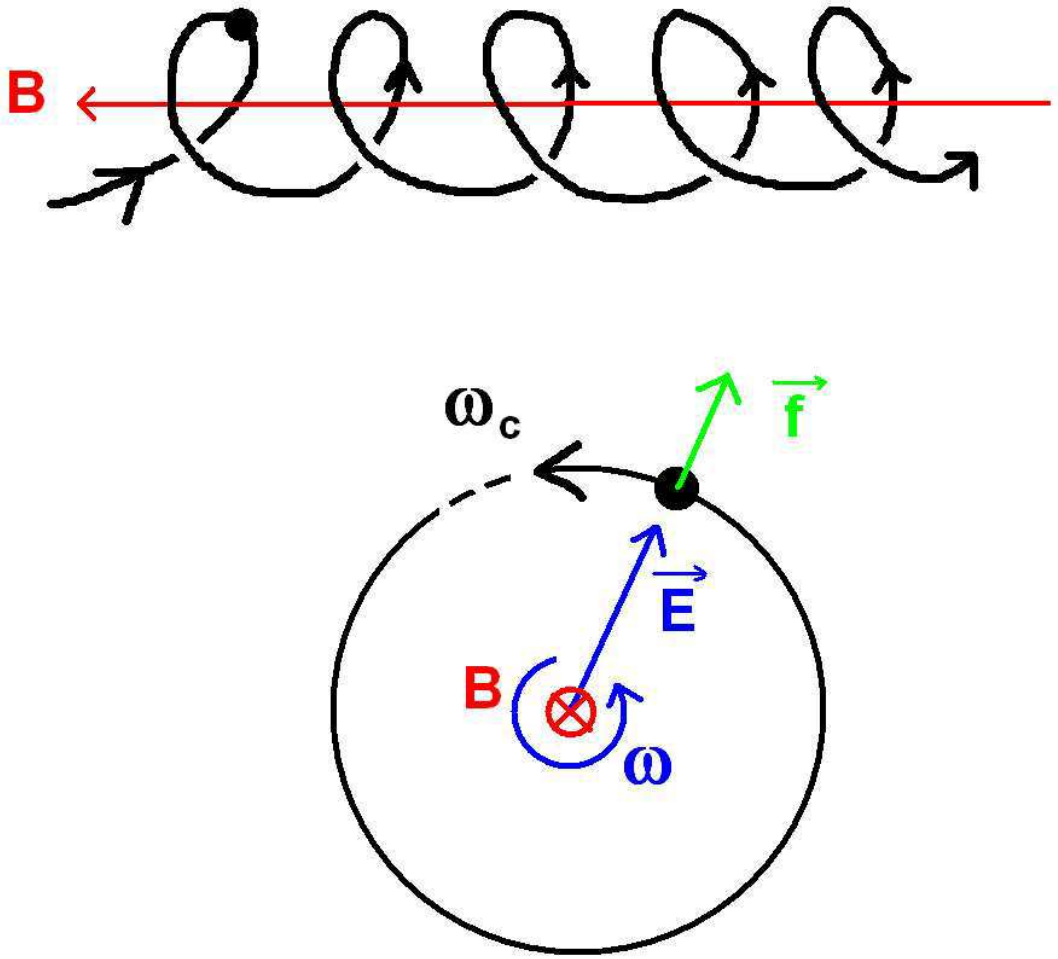


Fig. 2.3: *En haut : mouvement hélicoïdal d'une particule chargée autour d'une ligne de champ magnétique. En bas : principe de la résonance cyclotronique. Si le champ électrique tournant $\vec{E}$ de l'onde (pulsation ω) suit le mouvement de giration cyclotronique de la particule, alors l'onde et la particule échangent de l'énergie. La particule perçoit une force nette $\vec{f}$ et voit sa vitesse perpendiculaire au champ magnétique augmenter.*

tandis que les différentes espèces d'ions auront des pulsations cyclotron différentes. Les ondes résonantes sont appelées *ondes cyclotroniques*, elles constituent la limite haute-fréquence des ondes d'Alfvén.

Au niveau de la distribution cinétique, l'effet consiste essentiellement en une diffusion en angle d'attaque[9] dans le référentiel se déplaçant avec la vitesse de phase de l'onde[10] (Marsch and Tu (2001a), observé pour des protons), de sorte que les particules gagnent effectivement de l'énergie. Cet effet, prédit dans le cadre de la théorie quasi-linéaire, a été davantage modélisé dans le "kinetic shell model" (e.g. Isenberg et al., 2001; Isenberg, 2001). Cette modélisation met en lumière les faiblesses des bi-maxwelliennes ou des fonctions kappa pour représenter la réalité des distributions cinétiques observées dans le vent solaire.

Hollweg and Isenberg (2002) ont passé en revue les travaux sur la résonance cyclotronique ionique. On y trouvera en particulier des diagrammes de dispersion des ondes cyclotroniques ioniques, dans le cas où le plasma contient un faible proportion de particules α (Hélium complètement ionisé) en plus des protons (y compris dans le cas où ces α ont une vitesse différentielle par rapport au protons). On pourra trouver dans Boyd and Sanderson (2003) des diagrammes de dispersion des différents modes MHD dans différentes conditions (plasma chaud/froid, direction de propagation, mode de polarisation...), avec en particulier les ondes cyclotroniques ioniques comme limite haute-fréquence des ondes d'Alfvén.

2.3.2 Effets observables

La résonance cyclotronique ionique se manifeste par certaines signatures : des anisotropies de température (Sec. 2.2.2), mais aussi, du fait de la dépendance en q/m de la condition de résonance, des effets différenciant les espèces d'ions : vitesses différentielles (e.g. Tu et al., 2003), et chauffage préférentiel des ions de petits q/m.

Ce dernier effet peut s'interpréter ainsi : lorsque le champ magnétique décroît à mesure que l'on s'éloigne du Soleil (Fig. 2.4), la valeur des différentes pulsations cyclotron diminue (cf. Eq. 2.4). Une onde de fréquence ω ne résonne avec une espèce donnée d'ions qu'à partir d'une certaine altitude, lorsque la condition 2.5 se vérifie, ce qui se fera d'abord pour les espèces ayant la plus petite valeur de q/m. Si l'on considère un spectre étendu pour les ondes (comme dans le cas de la figure 2.1), ces espèces seront donc davantage chauffées que les autres au fur et à mesure que l'altitude augmente.

2.3.3 Compétition entre chauffage cyclotronique et thermalisation avec les protons

Dans le plasma, il se produit en fait une compétition entre la résonance cyclotronique, qui provoque une diffusion en angle d'attaque, et les collisions coulombiennes, qui tendent à ramener les distributions vers des maxwelliennes isotropes, et à égaliser les températures entre les différentes espèces. Pour évaluer l'importance relative de ces effets, il est intéressant de comparer les temps caractéristiques du mouvement cyclotron (la résonance pouvant se produire sur quelques girations) et des collisions entre particules.

La période caractéristique du mouvement cyclotron est donnée par :

$$\tau_c = 2\pi \frac{m}{q\,B}. \tag{2.6}$$

[9] *Pitch angle diffusion.*

[10] La vitesse de phase d'une onde cyclotronique ionique est donnée par $V_A(1-\frac{\omega}{\omega_c})^{1/2}$ (Kennel and Petscheck, 1966).

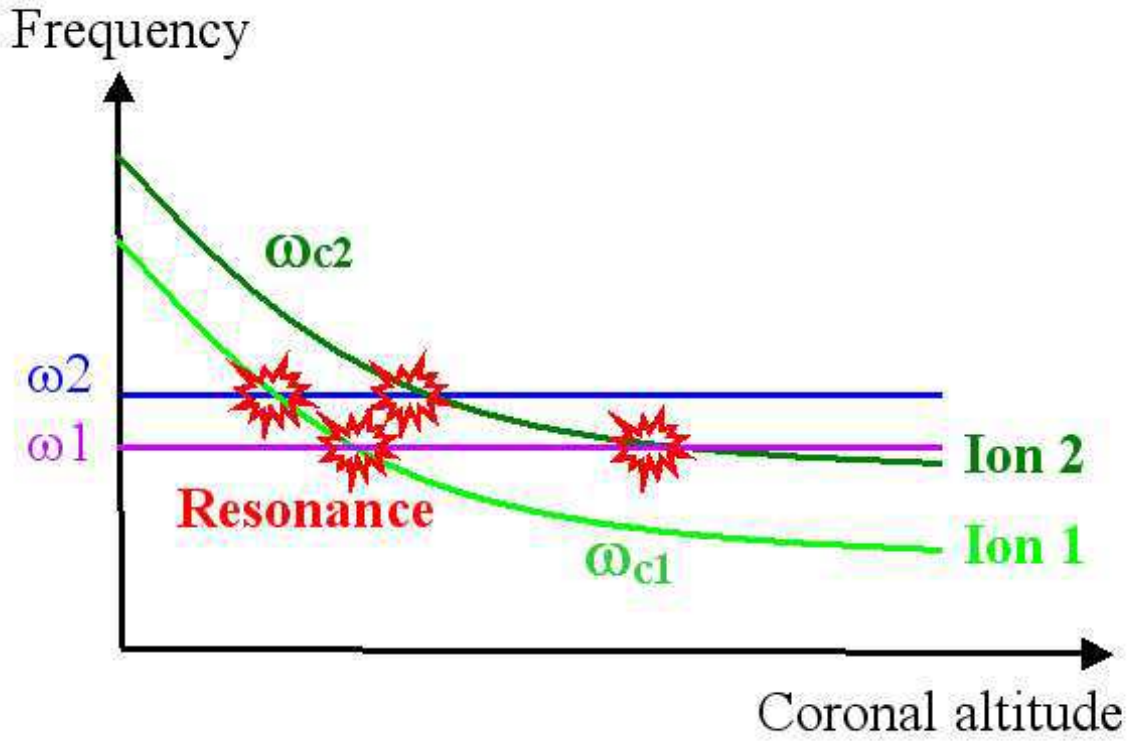


Fig. 2.4: *Schéma de principe du chauffage préférentiel des espèces ioniques ayant les plus petites valeurs du rapport charge-sur-masse q/m. A mesure que l'altitude augmente dans la couronne solaire, le champ magnétique décroît, ce qui entraîne aussi la décroissance de la pulsation cyclotron $\omega_{c,i}$ des ions (en tons de vert). Des ondes de pulsation ω_i (bleu et violet) résonneront en premier avec les espèces ayant le plus petit q/m. Le fait que l'onde est absorbée lors de la résonance accentue cet effet, puisqu'il reste moins d'énergie à une fréquence donnée pour les autres espèces qui résonneraient à plus haute altitude (N.B. : ceci n'est qu'un schéma. La véritable condition de résonance fait aussi intervenir la vitesse, parallèle au champ magnétique, de l'ion, cf. Eq. 2.5).*

Les temps de collision coulombienne entre deux populations de particules, $\tau_{\text{i-p}}$ (les ions de masse m_i et numéro atomique Z_i (nombre de charges élémentaires) avec les protons) et $\tau_{\text{p-e}}$ (les protons et les électrons) sont donnés par[11] (e.g. Boyd and Sanderson, 2003; Wesson, 1987) :

$$\tau_{\text{i-p}} = \frac{\frac{3}{2}(2\pi)^{3/2}\epsilon_0^2 m_i (k_B T_p)^{3/2}}{n_p Z_i^2 e^4 \ln\Lambda\, m_p^{1/2}} \tag{2.7}$$

$$\tau_{\text{p-e}} = \frac{\frac{3}{2}(2\pi)^{3/2}\epsilon_0^2 m_p (k_B T_e)^{3/2}}{n_e e^4 \ln\Lambda\, m_e^{1/2}} \tag{2.8}$$

$\ln\Lambda$ est le logarithme coulombien, avec Λ égal selon les cas, à :

$$\Lambda = \frac{4\pi\epsilon_0}{Z_i e^2}(3k_B T_p)\left(\frac{\epsilon_0 k_B T_p}{n_p e^2}\right)^{1/2} \quad \text{(collisions ions-protons)} \tag{2.9}$$

$$\Lambda = \frac{4\pi\epsilon_0}{e^2}(3k_B T_p)\left(\frac{\epsilon_0 k_B T_e}{n_e e^2}\right)^{1/2} \quad \text{(collisions protons-électrons)} \tag{2.10}$$

Au fur et à mesure que l'on s'éloigne du Soleil, depuis la région de transition jusque dans le vent solaire, le champ magnétique décroît. Le temps cyclotron augmente donc, tandis que le plasma devient de moins en moins collisionnel. Il n'est donc pas étonnant que le vent solaire présente des distributions cinétiques déformées : les instabilités cinétiques peuvent se développer sans que les collisions ne les entravent[12]. La question à laquelle cette thèse veut répondre est celle de savoir s'il se produit de l'absorption cyclotronique ionique dans la basse couronne (puisque des signatures de cette absorption sont déjà observées dans la haute couronne et le vent solaire, cf. Sec. 2.2.2[13]). Il est donc important de savoir si la signature de chauffage préférentielle est observable ou non : est-ce que des différences de température entre les différentes espèces peuvent se maintenir par le biais de la résonance cyclotronique ionique ? En effet, il pourrait y avoir effectivement chauffage, mais la chaleur ainsi fournie préférentiellement à certaines espèces pourraient être immédiatement réparties sur toutes les espèces, rendant toute signature inobservable.

Le tableau 2.1 présente les temps caractéristiques cyclotroniques des électrons, des protons, et de deux ions coronaux (présentant la plus petite et la plus grande valeur de q/m parmi les ions observables en utilisant le spectromètre SUMER/SOHO (cf. Chap. 5)), ainsi que les temps de collision de ces espèces sur les protons. La comparaison de tous ces temps caractéristiques fait apparaître que les électrons sont relativement découplés des ions, et ne peuvent résonner qu'avec des ondes cyclotroniques de très haute fréquence, dont l'énergie ne peut être très importante dans le contexte d'un spectre en loi de puissance issu d'une cascade turbulente. En revanche, les ions minoritaires sont davantage susceptibles d'être chauffés par absorption cyclotronique que les protons (qui présenteront toujours la plus grande valeur de q/m, quelle que soit l'espèce ionique considérée[14]), tandis que les protons, moins concernés par le chauffage préférentiel (du

[11] Les indices i, p, e correspondent respectivement aux ions, aux protons et aux électrons. ϵ_0 est la permittivité électrique du vide, k_B la constante de Boltzman, m, n et T correspondent à la masse, la densité et la température de l'espèce considérée.

[12] Esser et al. (1999) discutent aussi du temps de collisions, mais le comparent au temps caractéristique d'expansion du vent solaire.

[13] Le caractère non-collisionel de la haute couronne et du vent solaire est largement accepté dans la communauté scientifique. Il est corroboré par les observations de distributions cinétiques déformées qui y sont observées, cf. Sec. 2.2.2. Ce qu'il est important de montrer ici, c'est que les collisions ne sont pas assez fréquentes dans la basse couronne (surtout dans un trou coronal) pour effacer les "traces" d'une éventuelle résonance cyclotronique ionique.

[14] Dans le tableau 2.1 comme dans le reste de cette thèse, les valeur de q/m seront toujours normalisées à celle du proton

	q/m	τ_c (s)	τ_{coll} (s)
e^-	1758	$4 \cdot 10^{-7}$	120
p^+	1	$6 \cdot 10^{-4}$	3
Mg X	0.37	$2 \cdot 10^{-3}$	1
Fe X	0.16	$4 \cdot 10^{-3}$	2

Tab. 2.1: *Comparaison des temps caractéristiques cyclotron τ_c ($\propto m/(qB)$) et de collision avec les protons τ_{coll} (fonction de m/q^2) dans la basse couronne solaire, pour différentes espèces de particules (en secondes). Le rapport charge-sur-masse q/m est normalisé à celui des protons. Le* Mg X *et le* Fe X *sont les espèces ioniques lourdes ayant respectivement la plus grande et la plus petite valeur de q/m dans le spectre observé par SUMER/SOHO. Ces temps sont calculés en utilisant les paramètres suivant : champ magnétique de 1 Gauss, densité électronique de 10^{14} m^{-3} et des températures des protons et des électrons toutes deux égales à 10^6 K ($\beta \approx 0.35$).*

fait de leur valeur de q/m qui majore celle de tous les autres ions) agissent comme "refroidisseur". Si une différence de température peut s'établir entre ions minoritaires et protons (puisque les temps cyclotron sont ≈ 500 fois plus petits que les temps de collision), elle nécessite un chauffage continu à la fois dans le temps et sur de grandes distances, ou alors tout écart de température sera résorbé. Dans cette perspective, un spectre continu en loi de puissance pour des ondes d'Alfvén, associé à un phénomène de cascade turbulente qui "régénère" constamment les ondes de plus haute fréquence (cyclotroniques), peut jouer un rôle prépondérant.

Quoi qu'il en soit, les collisions des ions minoritaires avec les protons assurent un transfert d'énergie vers cette population, qui constitue la majeure partie du plasma coronal ; cet effet intervient avant la résonance propre des protons, qui interviendra éventuellement à une altitude plus élevée.

Chapitre 3

Chauffage de la Couronne et accélération du vent solaire rapide

Entre chaque sépulcre un tourbillon de flammes
S'élevait, embrasant ces tombeaux remplis d'âmes ;
Dans la forge rougi moins brûlant est le fer.

Dante, *L'Enfer, chant neuvième (traduction en vers de Louis Ratisbonne)*

Sommaire

3.1 Le problème du chauffage de la couronne 58
3.1.1 Transport d'énergie et bilans énergétiques 58
3.1.2 Les ondes acoustiques : un scénario écarté 59
3.2 Le problème de l'accélération du vent solaire rapide 60
3.3 Des modèles basés sur le champ magnétique 60
3.3.1 Le rôle prépondérant du champ magnétique 60
3.3.2 Deux types généraux de dissipation de l'énergie magnétique 61
3.3.3 Modèles basés sur les ondes MHD 61
3.4 Conclusion 63

Comme on l'a constaté Chap. 1, les deux problèmes majeurs qui se posent lorsqu'on étudie l'atmosphère solaire sont le chauffage de la couronne, et l'accélération du vent solaire (e.g. Gabriel, 1994). Ce sont en fait deux aspect d'un même problème, celui du transfert d'énergie aux particules de l'atmosphère solaire, sous forme thermique (correspondant à des vitesses désordonnées des particules) ou d'impulsion (correspondant à des vitesses présentant une direction privilégiée). Ces deux problèmes sont d'autant plus connectés que l'énergie thermique de la couronne fournit une impulsion suffisante pour l'accélération du vent solaire, du moins dans le cadre du régime "lent" (par l'intermédiaire du gradient de pression du plasma, cf. modèle de Parker). Ce lien est encore plus renforcé par la difficulté de séparer spatialement la couronne en deux zones, l'une qui serait liée à son chauffage, l'autre à l'accélération du vent solaire (Hollweg, 1986).

Je vais maintenant donner quelques détails supplémentaires sur ces questions, et présenter brièvement différents types de modèles qui ont été envisagés dans la littérature pour y répondre.

3.1 Le problème du chauffage de la couronne

3.1.1 Transport d'énergie et bilans énergétiques

Transport d'énergie

Les réactions nucléaires se produisant au coeur du Soleil constituent sa source d'énergie. Cette énergie est ensuite transportée sous forme radiative jusque dans la zone convective (cf. Sec. 1.1.2). A partir de là, le vecteur prépondérant de l'énergie devient la convection (i.e. sous forme d'énergie cinétique) et le transport de flux magnétique généré par effet dynamo. La température ne cessant de décroître depuis l'intérieur jusqu'à la photosphère, on s'attendrait à ce que cela continue ainsi dans les couches supérieures. Néanmoins, la température finie par remonter (cf. Fig. 1.5) !

Les hautes températures de la couronne (plusieurs millions de Kelvins) ne peuvent s'expliquer par simple conduction thermique depuis la Photosphère (6000 K). En effet, d'après le Second Principe de la thermodynamique, le flux de chaleur va naturellement du plus chaud vers le plus froid (ou alors, il faut fournir un travail). La conduction thermique tend donc à agir dans le sens opposé de celui qui nous intéresse (elle est sans doute à l'origine de la formation de la partie supérieure de la région de transition, par conduction thermique depuis la couronne).

Par ailleurs, le flux radiatif ne peut servir à chauffer la couronne, puisque du fait de l'expansion sphérique, et de la décroissance de la densité (qui rend le milieu optiquement mince), la majeure partie des ondes électromagnétiques "pures" (par opposition aux ondes d'Alfvén) sont perdues dans l'espace ; c'est d'ailleurs la perte radiative intense qui limite la hausse de température dans la chromosphère (Phillips, 1992).

Il faut donc faire intervenir un nouveau vecteur pour apporter de l'énergie dans la couronne et au-delà. Des ondes (autres que le rayonnement électromagnétique) ont donc été envisagé : des ondes acoustiques ou des ondes d'Alfvén. Pour se représenter la distinction entre les mécanismes de chauffage liés au flux de chaleur et aux ondes, on peut imaginer la différence entre un four traditionnel et un four à micro-ondes[1] : dans le four traditionnel, les bords constituent une source de chaleur, qui se transmet à l'air, puis aux aliments. Elle se transmet ensuite par conduction à l'intérieur de ceux-ci ; prenons un rôti de boeuf, par exemple : la température décroît depuis l'extérieur vers l'intérieur (se qui se traduit par les différentes couleurs que prend la viande : du

[1] Les limites de cette image par rapport au problème qui nous concerne résident 1) en ce que le transport d'énergie dans ces fours se fait des bords vers le centre, au contraire de ce qui se passe pour le Soleil, et 2) ce NE SONT PAS des micro-ondes (rayonnement électromagnétique) qui sont invoquées pour le chauffage de la couronne !

brun au rose jusqu'au rouge). Dans le four à micro-onde, l'énergie est transporté par les ondes depuis la source directement vers les aliments (l'air et les récipients ne sont chauffés qu'ultérieurement, par contact avec les aliments). L'autre point intéressant de cette analogie est que le chauffage des aliments est rendu possible par la résonance des molécules d'eau (principalement) avec les micro-ondes. De même, certains scénarios utilisant les ondes d'Alfvén font intervenir la résonance cyclotronique de ces ondes avec les ions de la couronne (Sec. 2.3). En fait, à l'intérieur des aliments, la conduction thermique finit par reprendre le pas sur les ondes, puisque celles-ci sont progressivement absorbées avec la "profondeur". L'analogie avec les ondes d'Alfvén vaut toujours : l'essentiel de l'énergie des ondes risque d'être dissipée sur une faible distance. Mais on peut aussi envisager que l'absorption soit plus progressive, ou qu'un phénomène physique "régénère" les ondes au fur et à mesure. Il reste aussi à cerner la nature de ces ondes dans le cas du Soleil, et le mécanisme exacte de leur dissipation.

Enfin, l'advection (par le vent solaire, ou le reflux du fluide coronal vers les pieds des boucles...) constitue un dernier mode de transport.

Bilans énergétiques

Comme le fait remarquer Lang (1995), un millionième seulement de l'énergie totale produite par le Soleil suffit à chauffer la couronne ; car si la température y est très importante, la densité est en contrepartie très petite.

On trouvera dans Withbroe and Noyes (1977) les flux de masses et d'énergie associés aux différentes régions (d'altitude, mais aussi de natures différentes (trous coronaux, "Soleil calme" et régions actives)).

3.1.2 Les ondes acoustiques : un scénario écarté

Le chauffage de la couronne a été un temps attribué à la dissipation d'ondes acoustiques (celles étudiées en héliosismologie, cf Sec. 1.1.2). En 1948-49, L. Bierman, E. Schatzman et M. Schwarzchild ont proposé (indépendamment) un scénario basé sur les ondes acoustiques générées par la convection. Dans l'atmosphère raréfiée, elles sont accélérées, voient leur amplitude augmenter, jusqu'à ce que des chocs se forment et que les ondes soient dissipées (e.g. Schatzman, 1949).

On a montré plus tard (grâce aux observation de Skylab dans les années 70) que la quantité d'énergie dissipée par les ondes de choc atteignant la partie supérieure de la chromosphère est très faible : les ondes acoustiques sont réfléchies vers l'intérieur par le gradient de température et de densité[2], si bien qu'elles ne peuvent intervenir pour le chauffage de la couronne (ou alors éventuellement pour le chauffage de la basse chromosphère[3]).

Pour passer jusque dans la couronne, les ondes d'Alfvén apparaissent donc comme d'excellentes candidates. Néanmoins, le mode lent connaît les mêmes problèmes que les ondes acoustiques "pures" pour traverser les gradients de température et densité (il est néanmoins envisagé qu'il puisse exister des ondes d'Alfvén "lentes" dans la couronne, mais elles y seraient directement générées (e.g. par des éruptions)).

[2] C'est d'ailleurs ce qui permet la formation d'une cavité résonante, et les applications héliosismologiques qui en découlent.

[3] Ceci est d'ailleurs suggéré par le fait que les étoiles ayant une zone de convection (présence déduite des modèles, à partir de la masse, de la luminosité, etc.) ont une chromosphère (observée par spectroscopie), contrairement à celles qui en sont dépourvues.

3.2 Le problème de l'accélération du vent solaire rapide

Le modèle de Parker, traitant le vent solaire comme un fluide unique, ne permet pas d'étudier la différence de température entre électrons et protons qui est observée dans le vent. Le premier modèle bi-fluide est celui de Sturrock et Hartle (en 1968), qui prend en compte le découplage progressif de ces deux populations au fur et à mesure que la distance au Soleil augmente (cf. Hundhausen, 1972). Ce modèle accroît néanmoins un autre problème, celui de la trop forte densité prédite au niveau de l'orbite terrestre, lorsqu'on prend des conditions à la base de la couronne en accord avec les observations.

Un autre problème est soulevé par l'existence des deux régimes de vent (Sec. 1.3.2), avec le paradoxe apparent d'un vent plus rapide provenant de régions où la température électronique est la plus basse. En effet, ce régime nécessite, avec un modèle de type Parker, des températures élevées (plus de $2 \cdot 10^6$ K, cf. Fig. 1.14, p. 40) qui ne sont pas observées dans sa région de naissance : les trous coronaux (la température électronique n'y dépassant pas 800 000 K, cf. Sec. 1.2.2).

Il apparaît donc nécessaire de fournir un supplément d'impulsion pour le régime de vent "rapide".

Les différences entre les deux régimes proviennent probablement de la différence de topologie magnétique dans leurs régions respectives de naissance (lignes de champ ouvertes ou fermées). Ces différences de topologie impliquent éventuellement des processus différents à l'oeuvre dans ces régions (e.g. : effet des ondes modifié), mais aussi un comportement du fluide différent à cause de l'expansion super-radiale des trous coronaux : Kopp and Holzer (1976) ont ainsi montré que ce type d'écoulement rapproche le point transsonique de la surface du Soleil. Par ailleurs, Leer and Holzer (1980) ont montré que le même apport d'impulsion ou de chauffage avant ou après le point transsonique provoquait respectivement un accroissement de la densité ou de la vitesse du vent.

Enfin, le problème des modèles fluides en général (méthodes de moments) est de négliger les effets à petite échelle dans les distributions (instabilités). Certains modèles cinétiques cherchent à utiliser l'effet des queues suprathermiques des distributions électroniques (e.g. Maksimovic et al., 1997).

3.3 Des modèles basés sur le champ magnétique

3.3.1 Le rôle prépondérant du champ magnétique

La plupart des théories actuelles pour le chauffage de la couronne et l'accélération du vent solaire se basent sur le champ magnétique. Celui-ci, non content de canaliser la chaleur (conduction thermique anisotrope) et les ondes MHD (e.g. Boland et al., 1975), représente un réservoir conséquent d'énergie, provenant de la convection qui régénère constamment le flux de champ magnétique, et qui, avec la rotation différentielle, crée des configurations magnétiques hors équilibre. Le problème est plutôt de déterminer le mode de dissipation effectif de cette énergie ; plusieurs mécanismes sont en effet "en compétition".

Une bonne partie des travaux se focalise sur ce qui peut se produire dans les boucles de champ fermées. Dans ce cadre, contraindre le chauffage revient à trouver le modèle qui reproduit le profil de température et de densité observé dans les boucles (éventuellement la vitesse fluide, du fait, par exemple, de l'observation de "pluie coronale") ; le comportement temporel de ces paramètres fournit des contraintes sur l'énergie et sa dissipation (Cargill, 2004). Mais il faut

alors supposer que les trous coronaux contiennent aussi de telles boucles fermées, ou imaginer un autre processus.

3.3.2 Deux types généraux de dissipation de l'énergie magnétique

L'énergie magnétique dans un plasma peut être dissipée de deux façons différentes, que l'on peut résumer par "AC/DC" (*Alternative Current* et *Direct Current*) : dissipation d'ondes, ou de courants électriques (comme le remarquent Narain and Ulmschneider (1996), par exemple, les ondes sont associées aux hautes fréquences du spectre de mouvement, les courants aux faibles fréquences).

Dissipation de courants : des nappes de courant se forment, par exemple, à la frontière de deux zones où les lignes de champs magnétiques sont de sens opposés. Il peut alors se produire de la reconnection (voir par exemple Priest, 1981; Solanki, 2004). La dissipation de l'énergie magnétique (grossièrement, par effet Joule[4]) peut se faire de façon impulsive (e.g. flares) ou continue. Pour Parker (1988), des "nanoflares" impliquant de petites énergies se produisent à des échelles encore inobservables.

Dissipation d'ondes MHD : le problème que posent les ondes d'Alfvén, c'est qu'elles sont difficilement amorties, comme le fait remarquer Parker (1991), qui passe en revue différents types de dissipation. La plupart du temps, cela fait appel à des des effets non-linéaires, qui sont efficaces seulement lorsque l'amplitude des ondes devient très importante.

Citons quelques processus couramment évoqués : viscosité, résistivité, "absorption résonante", "mélange de phases"[5], amortissement Landau, amortissement sous l'effet de la gravité, "energy-pinching" (e.g. Cuseri et al., 1999; McKenzie and Axford, 2000; Mckenzie and Axford, 2000; Marsch and Tu, 2001b; del Zanna and Velli, 2002).

Les approches "courants"/reconnection et "ondes" ne sont pas forcément concurrentes, mais peuvent se révéler complémentaires. Elles peuvent par exemple intervenir dans des zones différentes : dissipations de courants à très petite altitude (donnant naissance à des éruptions), et dissipation d'ondes MHD, éventuellement générées lors de ces mêmes éruptions, à plus hautes altitude (e.g. Parker (1991), qui estime que les ondes d'Alfvén ne peuvent être dissipées qu'à plusieurs rayons solaires). La turbulence peut éventuellement jouer un rôle pour transférer l'énergie vers les petites échelles , lors de nanoflares (e.g. Buchlin et al., 2003; Nigro et al., 2004). Il est possible aussi que différents moyens de dissipation contribuent de façon non négligeable au chauffage de la couronne, voire à l'accélération du vent solaire.

3.3.3 Modèles basés sur les ondes MHD

On trouvera dans Cranmer (2002), par exemple, une revue de modèles liés au chauffage de la couronne et à l'accélération du vent solaire. On trouve dans la littérature différentes méthodes (particulaires, cinétiques, fluides), qui rendent compte de la difficulté numérique de concilier à la fois les effets cinétiques d'interaction avec les ondes, le nombre d'espèces à prendre en compte (électrons, protons, différentes espèces d'ions lourds), ainsi que le nombre de dimensions (de façon à tenir compte de la topologie du champ magnétique, par exemple).

[4]La dissipation est due à résistivité du plasma, résistivité qui peut être "normale" (due aux collisions des particules,comme dans un conducteur métallique), ou "anormale" (due à la présence d'ondes ou de turbulence (Phillips, 1992, p. 219)).

[5]*phase mixing*

Cranmer et al. (1999a), par exemple, modélisent le chauffage préférentiel des ions lourds induit par la résonance cyclotron en fonction de l'altitude, et mettent en évidence le problème de la dissipation rapide de l'énergie des ondes cyclotroniques, ce qui rend nécessaire leur régénération tout au long de l'écoulement du plasma (e.g., par cascade turbulente). Markovskii (2001) et Markovskii and Hollweg (2002) suggèrent un mécanisme de génération à partir d'instabilités engendrées par des modes MHD.

Modèles hybrides

Pour mieux modéliser le détail d'une distribution cinétique, le mieux est encore de suivre l'évolution individuelle de chaque particule (codes particulaires). Pour faire une économie de calculs, dans le cas de la résonance cyclotronique ionique, on peut traiter les électrons comme un fluide qui s'adapte rapidement à toutes les perturbations électromagnétiques (du fait de la faible masse des électrons comparée à celles des ions). On parle alors de codes hybrides (e.g. Liewer et al., 1999), dont on trouvera une revue dans Ofman (2004).

Modèles cinétiques

Parmi les modèles cinétiques, citons les études de Isenberg et al. (2001) et Isenberg (2001), qui analysent l'effet, sur les distributions cinétiques des protons, de la résonance cyclotronique ionique avec des ondes se propageant dans le sens du vent solaire et dans le sens opposé[6] ; ce modèle met l'accent sur la diffusion en angle d'attaque, qui délimite des surfaces dans l'espace des vitesses ("couches" ou *shells*) ; des forces s'exercent alors sur ces couches, déformant la distribution.

Enfin, certains étudient l'effet des queues suprathermiques : le mécanisme du "filtrage en vitesse" (*velocity filtration*) a été énoncé par Scudder (1992a,b), et utilisé par exemple par Pierrard and Lamy (2003). Citons aussi Maksimovic et al. (1997), pour un exemple de queues suprathermiques modélisées à l'aide de fonctions kappa.

De façon générale, la résonance cyclotron fournit un processus de dissipation aux ondes MHD, la cascade turbulente (ou un autre processus) assurant un transfert graduel de l'énergie de ces ondes vers les fréquences où la résonance peut intervenir.

Modèles fluides

La résonance cyclotronique a d'abord été introduite pour expliquer que les ions lourds du vent solaire présentent des anisotropies de température, ainsi que des vitesses différentielles, et des différences de température avec les protons (cf. Chap. 2). Depuis plusieurs années, l'effet de la résonance a été étudié pour le chauffage de la couronne et l'accélération du vent solaire rapide. Je me contenterai d'en présenter brièvement quelques aspects.

Chauffage cyclotronique ionique et cascade turbulente : L'introduction d'un taux de chauffage par cascade, purement phénoménologique, fut effectuée sans succès, mais sans prendre en compte l'évolution du spectre des ondes avec la distance, par Hollweg (1986) et Hollweg and Johnson (1988). Tu et al. (1984) obtinrent l'équation régissant l'évolution de ce spectre, permettant de reproduire les spectres observés entre 0.3 et 1 UA, mais Tu (1987, 1988) et Tu and Marsch (1997) n'utilisèrent la cascade d'énergie qu'à partir de 10 $R_\odot$ (modèle à 1 fluide, puis

[6] Ces dernières étant générées par l'instabilité provoquée par la résonance des protons avec les ondes se propageant dans le sens opposé.

bi-fluide). Hu et al. (1999); Hu and Habbal (1999) reprirent les équation de Tu (1987), en utilisant la fonction de cascade dès 1 $R_\odot$ (modèle bi-fluide, mais ils ne traitent pas indépendamment les températures des protons perpendiculaire et parallèle au champ magnétique, contrairement à Hu et al. (1997)). Hu et al. (2000) étudient un modèle à 4 fluides (électrons, protons, hélium, et un ion minoritaire au choix).

Dans ces derniers modèles, l'énergie des ondes est répartie selon un spectre en loi de puissance, tandis que les hautes fréquences sont progressivement absorbées à mesure que les fréquences cyclotroniques ioniques diminuent avec l'altitude. La cascade turbulente apporte un supplément d'énergie vers ces hautes fréquences. Les ions subissent donc un certain chauffage, tandis que le vent recoit un supplément d'accélération (par rapport à un modèle de type Parker simple) grâce aux gradients de pression des protons (température plus élevée que les électrons) et des ondes d'Alfvén. Il possible que les électrons subissent aussi un chauffage par des ondes (e.g. Hu et al., 1999).

Funnels et chauffage cyclotronique ionique : L'intérêt des funnels dans le cadre de la résonance cyclotronique ionique réside dans la brusque diminution de l'intensité du champ magnétique occasionnée par cette topologie (la résonance avec une onde de fréquence donnée se produit à une plus faible altitude que pour une expansion radiale). Citons quelques exemples de résultats numériques et observationnels : Hackenberg et al. (2000); Li (2002); Peter and Vocks (2003); Xia and Marsch (2004); Aiouaz et al. (2005).

3.4 Conclusion

Pour assurer le chauffage de la couronne, il apparaît nécessaire de faire intervenir des processus qui se produisent sur la totalité de la surface du Soleil. Se concentrer sur les événement violents des régions actives n'est probablement pas la meilleure solution ; tout au plus, ils peuvent nous renseigner sur certains mécanismes qui y sont plus "visibles" (comme la reconnection, ou les oscillations MHD des boucles). Comme le fait remarquer Cargill (2004), tous ces processus dynamiques ne sont peut-être là que pour "la décoration", au risque de passer à côté d'un processus de chauffage quasi-stationnaire. Des régions actives localisées ne peuvent expliquer à elles seules le chauffage de la totalité de la couronne, surtout en ce qui concerne les trous coronaux. On peut supposer néanmoins qu'à plus petite échelle, des nanoéruptions se produisant constamment sur toute la surface puissent jouer ce rôle.

Une source homogène apparaît de même nécessaire en ce qui concerne l'accélération du vent solaire, surtout dans le régime rapide, qui apparaît relativement homogène et stationnaire. Dans cette optique, les ondes d'Alfvén se présentent comme des candidates séduisantes, pouvant exister partout à la surface du Soleil. Comme dans le cas de la reconnection, elles tirent leur énergie des flux magnétiques émergeant constamment à la surface, et des mouvements de convection photosphériques. Elles assurent aussi le transport de cette énergie jusque dans le vent solaire. Il apparaît néanmoins que leur point faible se trouve dans le moyen de dissiper l'énergie qu'elles transportent. Cela soulève quelques problèmes : quel est le (ou quels sont les) processus de dissipation prédominant ? Cela libère-t-il assez d'énergie pour chauffer la couronne ; reste-t-il assez d'énergie pour accélérer le vent solaire rapide ?

L'absorption cyclotronique ionique de la partie hautes-fréquences d'un spectre étendu d'ondes d'Alfvén, associée à une régénération locale de ces hautes fréquences (par cascade ou autres), offre une solution intéressante, qui permet aussi d'expliquer les propriétés des distributions cinétiques des ions lourds observées dans la haute couronne et le vent solaire (anisotropies, chauffage

préférentiel, vitesses différentielles...)[7]. Il n'en reste pas moins nécessaire de vérifier à quel endroit ces ondes cyclotroniques ioniques commencent à être dissipées, et s'il se produit une cascade turbulente (dans ce cas, de quel type ?). Dans quelle mesure la topologie des lignes de champs magnétiques influence-t-elle ces processus ?

Pour cela, on peut faire appel aux études théoriques (en particulier sur la modélisation de l'effet de la résonance sur les distributions cinétiques des différentes espèces d'ions), comme aux observations. Car le principal point faible réside dans le défaut de contraintes observationnelles, qui seules permettent de discriminer entre les différentes théories concurrentes.

La résonance cyclotron montrant déjà des effets dans le vent solaire et dans la haute couronne solaire (cf. Sec. 2.2.2), il apparaît important d'étudier le cas de la basse couronne, les études actuelles étant moins convaincantes, voire contradictoires (cf. Sec. 4.3.4). Une des pistes consiste à rechercher des signatures de chauffage préférentiel des ions lourds, en fonction de leur rapport charge-sur-masse. On a conclu Sec. 2.3.3, par la comparaison de certains temps caractéristiques, que les taux de collisions ne s'opposent pas à l'établissement de différences de températures entre différentes espèces d'ions.

En eux même, les ions minoritaires ne sont pas prépondérant dans l'équilibre énergétique de la couronne. Ils peuvent en revanche servir de "traceurs" pour étudier la résonance cyclotronique[8].

De même, le fait d'observer une signature de chauffage cyclotronique ionique n'implique pas obligatoirement que ce processus soit dominant dans le chauffage de la couronne ou l'accélération du vent solaire rapide. Cela offre néanmoins la possibilité de contraindre le spectre général des ondes d'Alfvén (i.e. l'énergie disponible pour d'autres processus de dissipation). Dans le but d'étudier le chauffage préférentiel, le spectroscope SUMER/SOHO (cf. Sec. 5.5) offre l'opportunité de déduire les températures individuelles de différentes espèces d'ions coronaux, à partir de la largeur de leurs raies d'émission visibles dans son domaine d'observation EUV.

[7] Il est bien sûr possible, comme pour les processus dynamiques, que tout cela ne soit là que pour nous induire sur une fausse piste, en n'ayant pas vraiment d'influence dans l'équilibre énergétique de la couronne et du vent solaire.

[8] Mais il est possible aussi, comme on l'a déjà noté, qu'ils jouent le rôle de "catalyseurs" en favorisant cette résonance, et en transférant leur énergie aux protons par le biais des collisions.

Deuxième partie

Instrumentation et Méthodes

Chapitre 4

L'information contenue dans la largeur d'une raie d'émission coronale

Etudier sans réfléchir est vain, mais réfléchir sans étudier est dangereux.
Attaquer un problème par le mauvais bout, voilà qui est désastreux !

Entretiens de Confucius, II. 15 et II. 16

Sommaire

4.1 Quelques rappels sur les processus de formations des raies . . . 68
4.1.1 Niveaux d'énergie . . . 68
4.1.2 Transitions électroniques . . . 69
4.1.3 Equilibre d'ionisation – Notion de "température de formation" . . . 71
4.1.4 Faire des diagnostics de température et densité à partir des raies d'émission . . . 74
4.2 Les contributions à la largeur d'une raie coronale . . . 75
4.2.1 Généralités . . . 75
4.2.2 La largeur naturelle . . . 78
4.2.3 La largeur Doppler thermique . . . 79
4.2.4 D'autres causes potentielles d'élargissement . . . 80
4.2.5 Introduction de la "vitesse non-thermique" . . . 82
4.3 Interprétation de la "vitesse non-thermique" . . . 83
4.3.1 Sommes et combinaisons de raies . . . 83
4.3.2 Le problème de l'intégration sur la ligne de visée . . . 87
4.3.3 L'effet de la présence d'un champ de vitesse . . . 91
4.3.4 Les observations sur la largeur des raies . . . 94
4.3.5 Observations au-dessus du limbe . . . 96
4.3.6 Discussion sur l'origine de la vitesse non-thermique . . . 98
4.4 Séparer la contribution thermique de celle de la vitesse non-thermique . . . 100
4.4.1 Faire une hypothèse sur la température . . . 100
4.4.2 Faire une hypothèse sur la vitesse non-thermique . . . 101
4.4.3 Méthode utilisée dans cette thèse . . . 102

Introduction

Comme on l'a vu dans la Première Partie, une des façon de mettre en évidence la résonance cyclotronique ionique dans le plasma de la basse couronne solaire consiste à observer un chauffage préférentiel des ions de rapports charge-sur-masse (q/m) les moins élevés. Cette observation suppose d'une part que des écarts à l'équilibre de température entre les différentes population ioniques puissent se maintenir (i.e. les ions plus lourds que les protons ne sont pas trop "refroidis" par leurs collisions avec ceux-ci, qui sont les moins concernés par le chauffage préférentiel, et représentent néanmoins la plus grande part du plasma coronal), et d'autre part, que l'on puisse mesurer la température individuelle de chaque espèce d'ion. Les méthodes de rapport de raies ne sont sensibles qu'à la température électronique, ce qui exclue par avance de trouver des températures différentes entre les différentes espèces, dans un volume donné, si on cherche justement à mettre en évidence des découplages thermiques. Pour avoir accès à la température de différentes population d'ions (donc la largeur de leurs distribution cinétiques), et sans pouvoir réaliser de mesures in-situ, il nous reste la mesure des largeurs des raies émises par ces mêmes ions (c'est la méthode qui a été, par exemple, utilisée avec UVCS/SOHO)[1]. On conçoit bien entendu l'intérêt d'effectuer une étude sur le plus grand nombre d'ions possible, s'étalant sur le plus grand domaine de valeurs de q/m possible.

[1]Notons que certains auteurs ont suggéré de détecter l'anisotropie des distributions cinétiques en étudiant la polarisation de certaines raies (Raouafi and Solanki, 2003)

Je commencerai par quelques rappels sur les processus de formation des raies, l'équilibre d'ionisation (en expliquant la notion de "température de formation"), et la réalisation de diagnostics de température et densité basés sur ces mêmes processus de formation. Je détaillerai ensuite les diverses causes d'élargissement des raies d'émission coronales : nous retiendront principalement la température et la "vitesse non-thermique". J'expliciterai ensuite cette notion de "vitesse non-thermique", en présentant ma vision personnelle de ce concept, et en m'appuyant sur la bibliographie. Pour finir, nous chercherons à séparer température et vitesse non-thermique dans la largeur des raies coronales, dont la plupart des auteurs s'accordent à dire qu'elle augmente avec l'altitude au-dessus du limbe, du moins dans la plus basse partie de la couronne.

4.1 Quelques rappels sur les processus de formations des raies

De façon générale, les sources lumineuses peuvent émettre 2 types de spectre : un *spectre continu* sur toutes les fréquences, ou un *spectre de raies*, sur certaines fréquences bien particulières. Les spectres continus[2] sont généralement émis par la matière portée à une haute température (c'est le fameux *spectre de corps noir*, émis par un corps en équilibre thermodynamique avec le rayonnement qu'il émet, dont la répartition de l'intensité en fonction de la fréquence dépend exclusivement de la température de la matière). Les spectres de raies peuvent être émis par des atomes, molécules ou ions à l'état libre, souvent hors de l'équilibre thermodynamique (tel que dans les décharges électriques, dans les tubes "néons" de l'éclairage par exemple). Ces raies sont caractéristiques de la particule qui l'a émise, et présentent des propriétés qui fournissent de nombreuses information sur la population de particules qui les émettent (composition chimique, vitesse moyenne des particules, répartition statistique de leurs vitesses individuelles, etc : on a déjà mentionné tout cela dans l'introduction, p. 10, et au chapitre 1, p. 18).

Notons que la base de données CHIANTI regroupe les paramètres de physique atomique (niveaux d'énergie, longueurs d'onde des transitions, données relatives aux excitation radiatives et collisionnelles...) permettant le calcul de spectres synthétiques (dans des conditions optiquement minces), à partir de conditions d'équilibre (Dere et al. (1997), et publications qui ont suivi).

Dans cette section, je rappellerai quelques principes fondamentaux sur les processus de formation des raies atomiques. Sauf mention contraire, "atome" devra être entendu au sens large : on peut en effet considérer, pour ce qui concerne les propriétés générales des transitions électroniques, les états atomique et ionique[3] comme différents cas particuliers de nuages électroniques gravitant autour d'un noyau.

4.1.1 Niveaux d'énergie

C'est la sélectivité de l'énergie absorbée et émise par les atomes (principalement sous forme de rayonnement) qui a amené la notion de quantification de l'énergie de l'électron gravitant autour d'un noyau atomique. La mécanique quantique nous enseigne ainsi que chaque électron du cortège (ou "nuage") électronique se trouve sur un niveau d'énergie déterminée, ou *couche*. On représente généralement l'ensemble de ces niveaux par des orbites circulaires autour du noyau, de rayons différents (cette vision "classique" présente néanmoins de nombreuses limites que nous ne développerons pas) ; ils sont caractérisés par un ensemble de valeurs de *nombres quantiques* (n, l, etc...).

[2] Les transitions entre deux états dont l'un au moins est libre apportent aussi une contribution continue dans les spectres.

[3] voire moléculaire, bien que certaines "subtilités" soient évidemment rajoutées

Le calcul de l'énergie de chaque niveau constitue l'un des principaux objets de la physique atomique. Comme il ne présente pas de grand intérêt pour la mesure des largeur de raies, il ne sera pas détaillé (le lecteur est donc renvoyé aux ouvrages traitant de ce sujet, e.g. Cagnac and Pebay-Peyroula (1975)). Rappelons seulement que ces énergies correspondent aux différentes interactions des charges de l'atome (interaction électrostatique ("coulombienne") entre noyau positif et électrons négatifs), interaction magnétique des différentes charges en mouvement (moment orbital et spin du noyaux et des différents électrons)). De l'ensemble de ces interaction, on tire les niveaux d'énergie de l'atome lui-même, le calcul pouvant être approchés par différentes méthodes, selon les contributions qui prédominent (on parle de couplages, tels que L-S (couplage du moment orbital de l'ensemble des électrons avec le spin de ce même ensemble d'électrons), ou j-j (couplage du moment cinétique total (orbital + spin) de chacun des électrons avec celui des autres).

A chaque niveau calculé, on associe une notation, dite *notation spectroscopique*, dont on pourra trouver les règles pp. 346–351 de Cagnac and Pebay-Peyroula (1975), par exemple.

Pour finir, on appelle *niveau fondamental* le niveau de plus petite énergie, qui est donc le plus stable (en utilisant l'image des orbites circulaires, tous les électrons sont alors dans les orbites les plus proches du noyau[4]).

4.1.2 Transitions électroniques

Excitation – Désexcitation

Tout changement, ou *transition*, d'un niveau à un autre, implique qu'un électron gagne de l'énergie (pour aller vers une orbite plus "haute", on parle alors d'*excitation*) ou en perde (pour aller vers une orbite plus "basse", on parle de *désexcitation*). Pour observer un rayonnement (*transition radiative*), il faut préalablement que l'électron ait été excité. Sans aucune intervention extérieure, il se désexcite alors de façon spontanée, au bout d'un temps plus ou moins long, en émettant un photon.

Les principaux processus d'excitation (et désexcitation) sont :

Excitation/désexcitation radiative [5] : par *absorption* d'un photon d'énergie égale à la différence d'énergie ΔE entre les 2 niveaux de la transition, et donc de longueur d'onde λ déterminée ($\Delta E = hc/\lambda$, où h est la constante de Planck, c la vitesse de la lumière). Le processus antagoniste de l'absorption est l'émission, qui peut être *spontanée* (sans aucune influence extérieure), ou *stimulée* par un photon de même longueur d'onde que celui qui va être émis. Ces transitions se produisent avec une certaine probabilité, donnée par les coefficients d'Einstein[6].

Collision électronique : l'énergie d'excitation est apportée par un électron libre extérieur, qui n'a pas besoin d'avoir l'énergie précise de la transition (l'électron impacteur repartant avec l'excédent). Si l'électron du nuage atomique était sur un niveau excité, il peut aussi céder l'énergie de la transition à l'électron impacteur, et se désexciter[7].

Dans la couronne solaire, les ions sont principalement excitées par les collisions électroniques, et se désexcitent par émission spontanée (*approximation coronale*).

[4] D'après le Principe de Pauli, deux électrons ne peuvent être en même temps dans le même état quantique, ils ne peuvent donc pas avoir la même énergie. Lorsqu'on représente plusieurs électrons sur une même orbite, c'est que l'on a négligé en fait une quantification supplémentaire (par exemple, le spin).

[5] On parle aussi de *photo-excitation* ; *photoexcitation* et *radiative decay* en anglais.

[6] Le lecteur est encore une fois renvoyé aux ouvrages spécialisés.

[7] Dans la couronne, les collisions avec les protons peuvent aussi intervenir (raies interdites ; e.g. Doschek et al. (1997)).

Du fait de l'ensemble des transitions possibles entre les différents niveaux de son nuage électronique, un atome donné absorbe ou émet donc de la lumière sur un ensemble de longueurs d'onde déterminées, qui constituent des *raies* d'émission ou d'absorption dans les spectres observés. Comme les différences d'énergie entre niveaux dépendent, entre autres, du nombre de charges positives dans le noyau (protons), et du nombre d'électrons dans le nuage électronique (chaque particule chargée va agir sur les autres par le biais de la force électromagnétique), ces raies constituent une véritable signature de chaque élément dans un état d'ionisation donné.

Les transitions ayant en commun le même niveau de plus basse énergie forment des *séries*, les plus connues étant celles de l'atome d'hydrogène : série de Lyman dans l'UV, série de Balmer dans le visible (Hα, Hβ, ...), etc...

On parle de *raie de résonance* lorsque la transition implique le niveau fondamental[8]. Ainsi, la série de Lyman correspond à des raies de résonance, contrairement à celle de Balmer.

On appelle *durée de vie* d'un niveau l'intervalle de temps moyen où l'atome se maintient sur ce niveau. Il s'agit donc d'un paramètre caractérisant un niveau atomique donné, calculé à partir de l'inverse de la probabilité de l'atome de quitter ce niveau, laquelle probabilité est la somme de toutes les probabilités des différents processus amenant l'atome à changer de niveau (les différentes transitions radiatives possibles, les collisions, etc). Les durée de vie ont habituellement des valeurs de l'ordre de 10^{-8} s([9]). En revanche, la *force d'oscillateur* ne caractérise qu'une transition donnée entre deux niveaux. Elle permet de quantifier l'intensité de la raie associée (elle dépend aussi des probabilités de transition (coefficients d'Einstein)).

Pour chaque raie, la lumière est émise à la longueur d'onde λ de la transition, mais aussi un peu aux longueurs d'onde immédiatement voisines ; cet *élargissement* est causés par différents processus détaillés Sec. 4.2, dont l'un est la durée de vie des niveaux.

Raies interdites

Lors des calculs de mécanique quantique, il apparaît des *règles de sélection* (relations sur les nombres quantiques, dépendant des couplages utilisés[10]), autorisant les transitions dites "dipolaires électriques". Toutes les autres transitions sont dites *interdites*. Certaines sont pourtant très souvent observées ! Ces transitions sont rendues "possibles" par les termes négligés lors des calculs[11] ; leur probabilité est simplement beaucoup plus faible. Un niveau pour lequel toutes les transitions vers des niveaux d'énergie inférieure sont interdites est dit *métastable* (sa durée de vie est très longue). Dans des conditions habituelles, les collisions viennent désexciter ce niveau, empêchant la transition interdite d'être observée. Ceci n'est plus le cas dès que la probabilité de désexcitation collisionnelle devient plus faible que celle de réaliser une transition interdite (par exemple, dans un milieu très dilué).

On trouve des exemples de raies interdites dans la couronne solaire, dans le visible : les raies "verte" (5303 Å, du Fe XIV) et "rouge" (6375 Å, du Fe X), dont on a parlé dans l'introduction de cette thèse, mais aussi lors des aurores polaires, dans la haute atmosphère terrestre (les molécules de dioxygène et de diazote sont alors excitées par collision avec les particules énergétiques

[8] Une expérience de résonance consiste à éclairer un gaz, ou un plasma (historiquement, du sodium neutre) : la majeure partie des atomes se trouvant dans leur état fondamental, ils absorbent le rayonnement correspondant à une transition entre le niveau fondamental et un niveau excité, puis rayonnent à la même longueur d'onde que celle absorbée, dans toutes les directions (la différence avec un processus de diffusion simple réside dans la sélectivité en longueur d'onde du phénomène, beaucoup plus intense).

[9] pour des transitions dipolaire électriques.

[10] (e.g. Cagnac and Pebay-Peyroula, 1975, pp. 358–363)

[11] Il s'agit le plus souvent de transitions "magnétiques"

provenant du Soleil). On trouve aussi des raies interdites dans l'UV : certains exemples seront donnés plus loin.

Milieu optiquement mince

Un milieu est dit *optiquement mince*[12] pour une longueur d'onde donnée si un photon entrant dans ce milieu ou créé dans celui-ci a toute les chances d'en ressortir. On peut dire aussi que le milieu est faiblement absorbant pour la longueur d'onde considérée, ou que sa profondeur optique est inférieure à 1. La couronne, du fait de sa faible densité, est ainsi optiquement mince pour la plupart des rayonnements qu'elle émet, et pour ceux émis par les couches plus profondes. Ce que "voit" l'observateur correspond ainsi à la somme de tous les photons émis dans la ligne de visée, par opposition à ce qui se passe lorsque le milieu est *optiquement épais*, où les photons émis sont constamment réabsorbés et réémis : seuls ceux émis au niveau de la surface de l'objet peuvent finalement s'échapper (c'est le cas par exemple pour les protubérances).

4.1.3 Equilibre d'ionisation – Notion de "température de formation"

Ionisation – Recombinaison

Si l'énergie mise en jeu lors des processus d'excitation décrits plus haut est supérieure ou égale à l'énergie de liaison d'un électron placé sur une couche extérieure, celui-ci peut alors se libérer de l'attraction du noyau : l'atome (ou l'ion) est ionisé.

L'ion ainsi obtenu est caractérisé par de nouvelles raies, puisqu'il compte un électron de moins dans son nuage, ce qui modifie l'énergie des niveaux sur lesquels se trouvent les électrons restant. Cet ion compte en revanche le même nombre d'électrons que l'élément situé juste avant dans la Classification Périodique des Elements (ou "table de Mendeleiev") : ils vont donc avoir des configurations électroniques semblables (ils sont dits *isoélectroniques*). Leurs spectres présenteront donc des similitudes ; la différence sera due à la présence d'un proton supplémentaire dans le noyau de l'ion.

Ce processus d'ionisation peut se répéter plusieurs fois, chaque *degré d'ionisation* étant identifié en astrophysique par des chiffres romains : pour le fer, par exemple, Fe I représente l'atome neutre, Fe II l'ion Fe^{+}, etc, jusqu'au Fe XXVII pour Fe^{26+}, complètement ionisé (qui ne peut donc plus émettre ou absorber de photon, puisqu'il n'y a plus d'électrons pour faire de transition). Chaque degré est caractérisé par un isoélectronique différent, qui permet de calculer l'énergie des nouvelles transitions possibles, par approximation. Chaque famille d'ion ayant le même nombre d'électrons, et donc des spectres se ressemblant, est appelée *séquence isoélectronique*.

Le processus inverse de l'ionisation est appelé *recombinaison* (capture d'un électron libre). Le plus souvent l'ion se trouve alors dans un état excité.

Les principaux processus d'ionisation sont :

- la collision avec un électron libre, qui libère un électron (généralement celui de la couche la plus extérieure) ; c'est la base de l'équilibre d'ionisation.
- la photoionisation, par absorption d'un photon.

Comme pour l'excitation, le processus dominant dans la basse couronne solaire repose sur les collisions électroniques.

Les principaux processus de recombinaison se produisant dans la couronne sont :

[12] *optically thin* en anglais. Le contraire consiste à être optiquement *épais* (*thick*) ; on parle aussi d'*opacité*.

– la recombinaison radiative : un électron libre est capturé. Il a généralement une énergie plus grande que celle correspondant au niveau fondamental : l'excédent est alors évacué sous forme de photon.
– la recombinaison diélectronique : après la capture d'un électron, celui-ci et un deuxième (qui se trouvait déjà dans le nuage électronique) se retrouvent dans des états excités. Celui initialement libre doit avoir précisément l'énergie nécessaire pour que cela se produise. La désexcitation peut se produire par le processus inverse (il n'y a donc finalement pas de recombinaison), ou en deux étapes, chaque électron se désexcitant en émettant un photon.

La notion de "température de formation" et ses limites

Dans la couronne solaire[13], c'est sous l'effet de la température que les électrons libres (principalement ceux des queues de la distribution cinétique) peuvent acquérir suffisamment d'énergie cinétique pour à la fois exciter les ions ou les atomes , et les ioniser davantage[14].

Si, à chaque instant, il y a autant d'électrons libérés que recombinés aux ions (les taux d'ionisation et de recombinaison sont alors égaux), on dit qu'il y a *équilibre d'ionisation* : le nombre total d'électrons libres et d'ions dans un degré d'ionisation donné demeure stationnaire[15]. Ces taux peuvent être calculés, et parfois mesurés en laboratoire ; on en tire la proportion relative d'ions d'un élément dans un état d'ionisation donné, selon la température. Ces quantités sont données, pour plusieurs éléments important dans la couronne solaire, dans Arnaud and Rothenflug (1985), Arnaud and Raymond (1992) et Mazzotta et al. (1998).

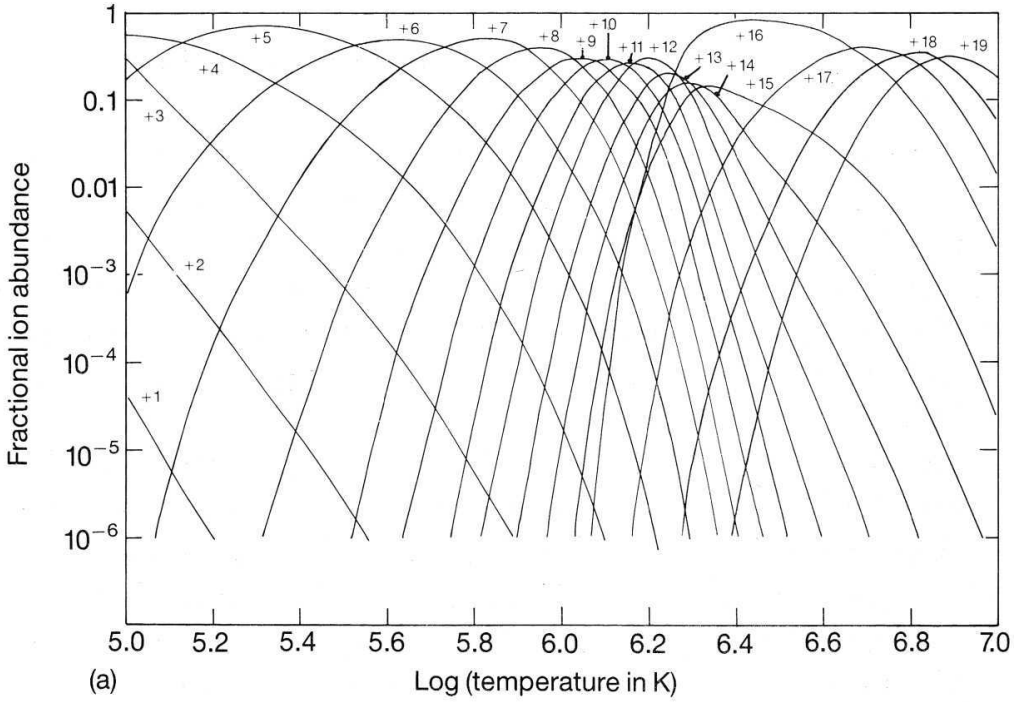
On peut représenter les abondances relatives des différents états d'ionisation en fonction de la température, par des courbes telles que sur la figure 4.1. Comme on le constate sur cette figure, cette abondance relative est maximale, pour un état d'ionisation donné, autour d'une température, dont la valeur croît avec le degré d'ionisation considéré. Si l'on tient aussi compte de l'excitation collisionnelle de la raie (dépendant de la température), on obtient la *fonction de contribution*, qui a sensiblement la même allure que la courbe d'abondance en fonction de la température. Le maximum de cette courbe légitime la notion de "température de formation" : la raie d'un ion dans un degré d'ionisation donné est principalement formé à une température donnée (e.g. Boland et al., 1975; Dere and Mason, 1993).

Néanmoins, la véritable propriété est que la probabilité est plus grande de trouver un certain degré d'ionisation à une certaine température ("maximum" de formation). Observer la raie d'un état d'ionisation donné n'implique absolument pas que la température soit égale à celle du maximum de formation : plusieurs degrés d'ionisation peuvent coexister à une même température, et ce maximum s'étale souvent sur une plage relativement large de valeurs. De plus, des effets de seuils apparaissent (certains degrés d'ionisation nécessitent davantage d'énergie que d'autres pour être atteints), si bien qu'il existe des plateaux à plus haute température, permettant une émission de raie à une température largement supérieure à celle du maximum de formation. C'est ainsi le cas pour l'O VI : son maximum de formation se trouve aux alentours de 300 000 K, alors que son abondance à 10^6 K vaut encore un centième environ de ce qu'elle est à 300 000 K, ce qui permet à cet ion d'émettre deux des raies les plus intenses de la couronne dans l'EUV,

[13]Rappelons qu'il s'agit d'un *plasma chaud*, où ions et électrons sont portés à très haute température.

[14]en partant d'un gaz non-ionisé que l'on chaufferait, ce sont les collisions atomiques qui libèrent les premiers électrons. Dans un plasma créé par des décharges électriques, ces dernières n'agissent principalement que sur les électrons, les atomes et ions restant plus froids (on parle alors de *plasma froid*).

[15]La loi de Saha relie la température, le nombre d'électrons, le nombre d'ions dans un état d'ionisation donné, et le nombre d'ions dans l'état d'ionisation immédiatement supérieur. L'équilibre est assuré par la compétition entre les collisions ionisantes, et la tension de vapeur des électrons ainsi formés.



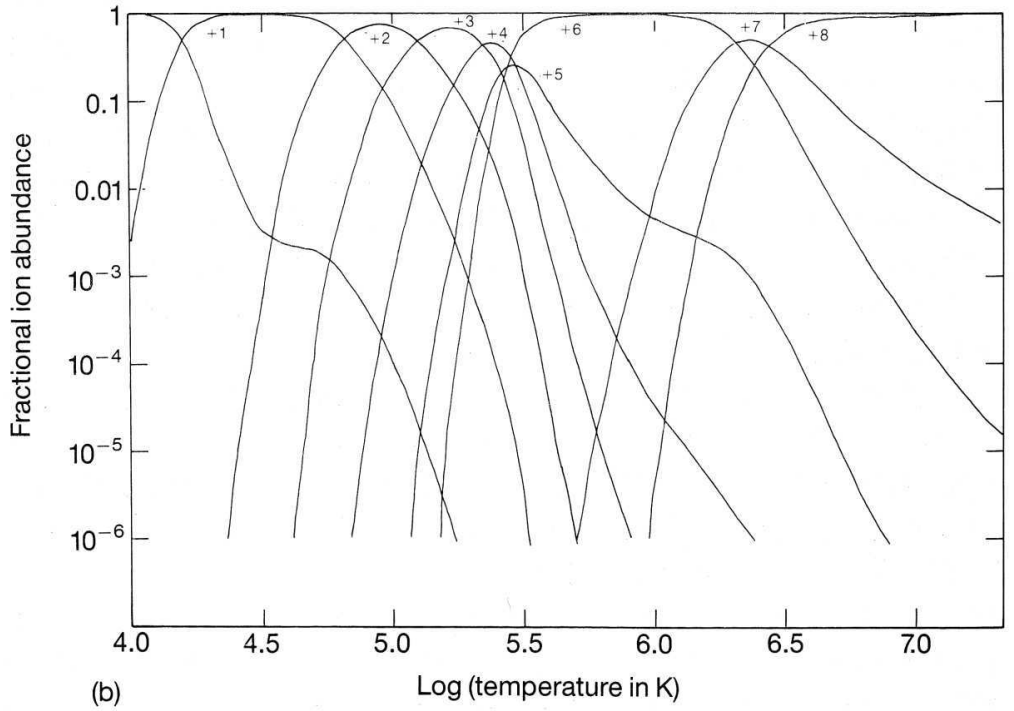


Fig. 4.1: *Abondances relatives des différents degré d'ionisation du fer (a) et de l'oxygène (b), en fonction de la température (échelles logarithmiques) (tiré de Phillips (1992), d'après Arnaud and Rothenflug (1985)).*

encore observée par UVCS/SOHO[16] à plusieurs rayons solaires.

Par ailleurs, d'autres effets viennent bousculer la vision trop simple issue de l'équilibre d'ionisation :

- un effet de gel des états d'ionisation dans la couronne et le vent solaire (*frozen-in charge state*) : du fait de la chute rapide de la densité, et du transport des particules (naissance du vent solaire), les ions ne peuvent plus se recombiner à partir d'une certaine altitude (cet effet se produit à différentes altitudes selon l'élément considéré, entre 1.2 $R_\odot$ et 1.5 $R_\odot$, d'après Chen et al. (2003)) : alors que les conditions de température peuvent changer, la répartition des ions dans leurs différents états d'ionisation reste figée.
- les relations théoriques sont évidemment modifiée en présence de distributions cinétiques non-maxwelliennes.
- plus l'altitude au dessus du limbe augmente, plus la densité électronique décroît, ce qui fait que la photoionisation (comme la photoexcitation) devient non négligeable par rapport aux collisions électroniques, surtout pour des raies très intenses comme Lyα ou les raies de l'O VI à 1032 et 1037 Å.

4.1.4 Faire des diagnostics de température et densité à partir des raies d'émission

Généralités

Comme on l'a dit, les raies coronales sont en général excitées de façon collisionnelle, et se désexcitent de façon radiative. Mais si le taux de désexcitation radiative est petit (comme dans le cas d'une raie interdite), alors la désexcitation par collision électronique devient prépondérante, et l'intensité de la raie dépend fortement de la densité électronique (e.g. Gabriel and Jordan, 1969). Si on évalue le rapport de deux raies du même ion (l'autre raie n'ayant pas cette sensibilité à la densité), le diagnostic devient plus précis (certaines incertitudes disparaissent ; Wilhelm et al. (1995)). L'avantage de ce genre de diagnostic réside dans ce que la valeur de la température influe très peu sur la densité obtenue (on prend donc généralement la température de formation de l'ion considéré). Selon le couple de raie utilisé, le diagnostic est plus sensible pour une certaine plage de valeurs de la densité électronique (Fig. 4.2).

De même, le rapport de deux raies émises dans un milieu optiquement mince, excitées à partir du même niveau, dépendra fortement de la température si la différence d'énergie entre les deux transitions est de l'ordre de kT([17] ; Bely-Dubau (1994)). Selon les plages de valeurs de la densité et de la température à mesurer, divers couples sont plus ou moins sensibles. On trouvera une liste de rapports de raies permettant des diagnostics de température et de densité dans Wilhelm et al. (1995).

Diagnostic de densité par le rapport de deux raies du Si VIII

J'ai utilisé pour cette thèse un diagnostic de densité utilisant le rapport des deux raies du Si VIII à 1440.49 et 1445.76 Å. L'avantage de ce couple de raies, observées par le spectromètre SUMER/SOHO, réside dans ce que la calibration en intensité n'est pas nécessaire, du fait de leur proximité (Doschek et al., 1997). Ce diagnostic de densité à été abondamment étudié et utilisé (Feldman et al., 1978; Dwivedi, 1991; Doschek et al., 1997; Laming et al., 1997; Wilhelm et al., 1998b; Mohan et al., 2003).

[16] Les principaux instruments d'étude du Soleil sont présentés au chapitre 5

[17] k étant la constante de Boltzmann.

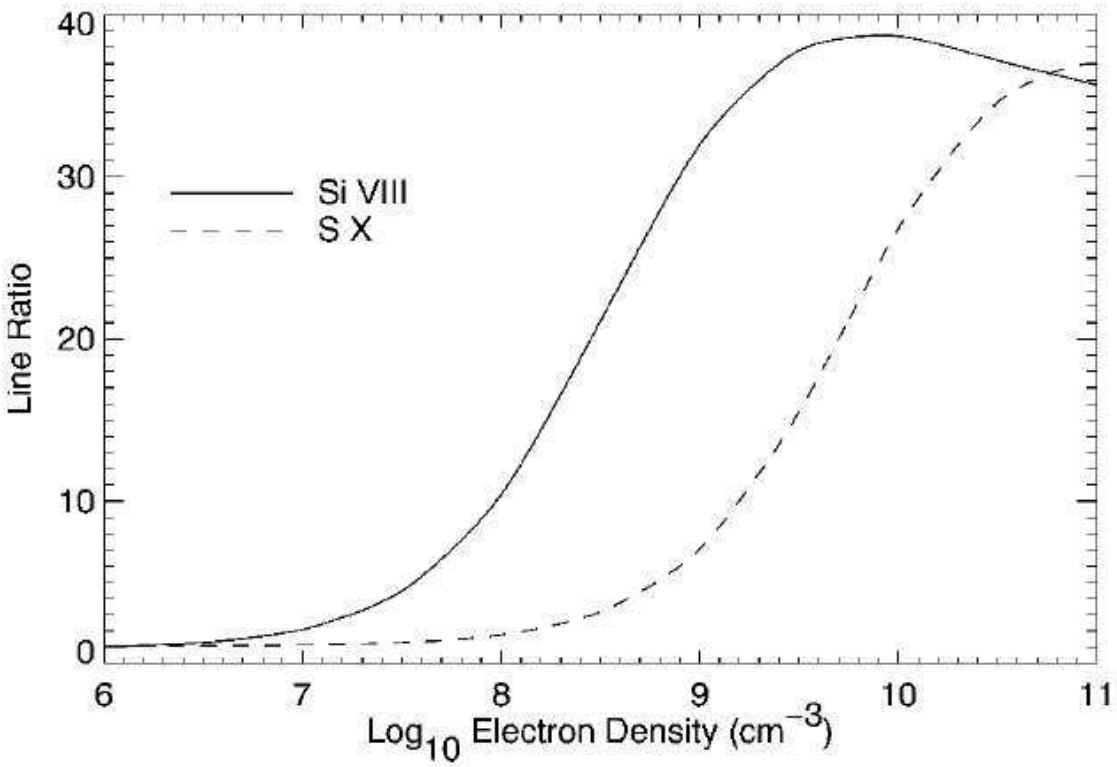


Fig. 4.2: *Courbe théorique donnant le rapport des intensités des 2 raies du* Si VIII *à 1440 et 1445 Å, en fonction de la densité (ligne pleine). La courbe en pointillé représente le cas du* S X*, isoélectronique du* Si VIII*, et sensible sur une plage de densité différente. (tiré de Doschek et al. (1997)).*

Pour mes travaux, je me suis basé sur la courbe théorique de Doschek et al. (1997)[18].

4.2 Les contributions à la largeur d'une raie coronale

Je vais présenter maintenant les principales causes d'élargissement des raies d'émission. On identifiera ainsi les deux contributions majeures dans la largeur des raies émises dans la couronne, optiquement minces pour ces rayonnements. Notons dès maintenant que tous les auteurs s'accordent pour dire que les largeurs coronales, observées hors du limbe, augmentent avec l'altitude, au moins dans les premières dizaines de milliers de kilomètres. Mais rappelons tout d'abord quelques définitions.

4.2.1 Généralités

Effet Doppler

Comme on l'a vu, un atome (au sens large) émet un rayonnement dans des longueurs d'ondes bien précises. Néanmoins[19], la composante radiale v de vitesse relative entre l'objet émetteur

[18] Il semble en fait d'après Banerjee et al. (1998) que CHIANTI, en se basant sur des calculs plus récents, donne, pour une valeur donnée du rapport de raie, des densités un peu plus élevées.

[19] Cet effet a déjà été évoqué p. 6, dans l'introduction de cette thèse.

et l'observateur modifie la longueur d'onde telle qu'elle est observée (on parle aussi de *décalage Doppler* de la longueur d'onde) : la différence $\Delta\lambda$ entre les longueurs d'onde observée λ', et émise λ est négative si l'objet se rapproche de l'observateur ("décalage vers le bleu"), positive s'il s'éloigne ("décalage vers le rouge") :

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{v}{c}. \tag{4.1}$$

où c est la vitesse de la lumière[20].

Profils associés aux raies

Une onde sinusoïdale infinie, "classique" (n'ayant ni début ni fin dans le temps) est associée à une fréquence unique (onde *monochromatique*). La transformée de Fourier (qui permet de passer de l'espace des temps à l'espace des fréquences) d'un sinus correspond ainsi à un pic de Dirac. Pourtant, une transition entre 2 niveaux d'énergie ne produit pas une onde monochromatique : le pic, ou dit autrement, la raie, présente une largeur finie[21] ; ceci correspond en fait à une onde ayant une extension temporelle finie.

La raie s'élargit de façon inversement proportionnelle à une grandeur τ, que l'on peut associer à l'étendue temporelle de l'onde : de nouvelles fréquences apparaissent, immédiatement voisines de celle ν_0 correspondant à l'onde infinie. La largeur de la raie $\Delta\nu$ vaut alors :

$$\Delta\nu = \frac{1}{2\pi\tau} \tag{4.2}$$

L'effet tel qu'il a été présenté correspond à l'élargissement dit "naturel" des raies (les différentes causes physiques en seront davantage explicitées Sec. 4.2.2). La courbe associée dans l'espace des fréquences ν est une *lorentzienne* (ou *profil de Lorentz*), transformée de Fourier d'un sinus amorti. Sa formule générale (l'intensité totale étant normalisée à 1) est :

$$f_L(\nu) = \frac{2}{\pi\,\Delta\nu}\frac{1}{1+\left(\frac{\nu-\nu_0}{\Delta\nu/2}\right)^2} \tag{4.3}$$

où ν_0 est la fréquence centrale précédemment définie, et $\Delta\nu$ la largeur à mi-hauteur.

Il existe d'autres causes d'élargissement, tel l'effet de la température (Sec. 4.2.3), qui produit une *gaussienne* (profil gaussien) dans l'espace des fréquences. Sa forme générale (toujours normalisée à 1) est donnée par :

$$f_G(\nu) = \frac{2}{\Delta\nu}\sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}}\exp\left[-4\ln 2\left(\frac{\nu-\nu_0}{\Delta\nu}\right)^2\right] \tag{4.4}$$

La figure 4.3 compare un profil de Lorentz avec un profil gaussien de même centre et de même largeur : on constate que le profil de Lorentz possède des "ailes" plus importantes (l'intensité est davantage répartie de part et d'autre de la fréquence centrale). Ces deux types d'effets sont souvent présents en même temps, ce qui produit un profil de Voigt, convolution de la lorentzienne et de la gaussienne.

[20] Cette formule est modifié dans le cas relativiste où v se rapproche de la valeur de c.
[21] l'effet est identique en longueur d'onde

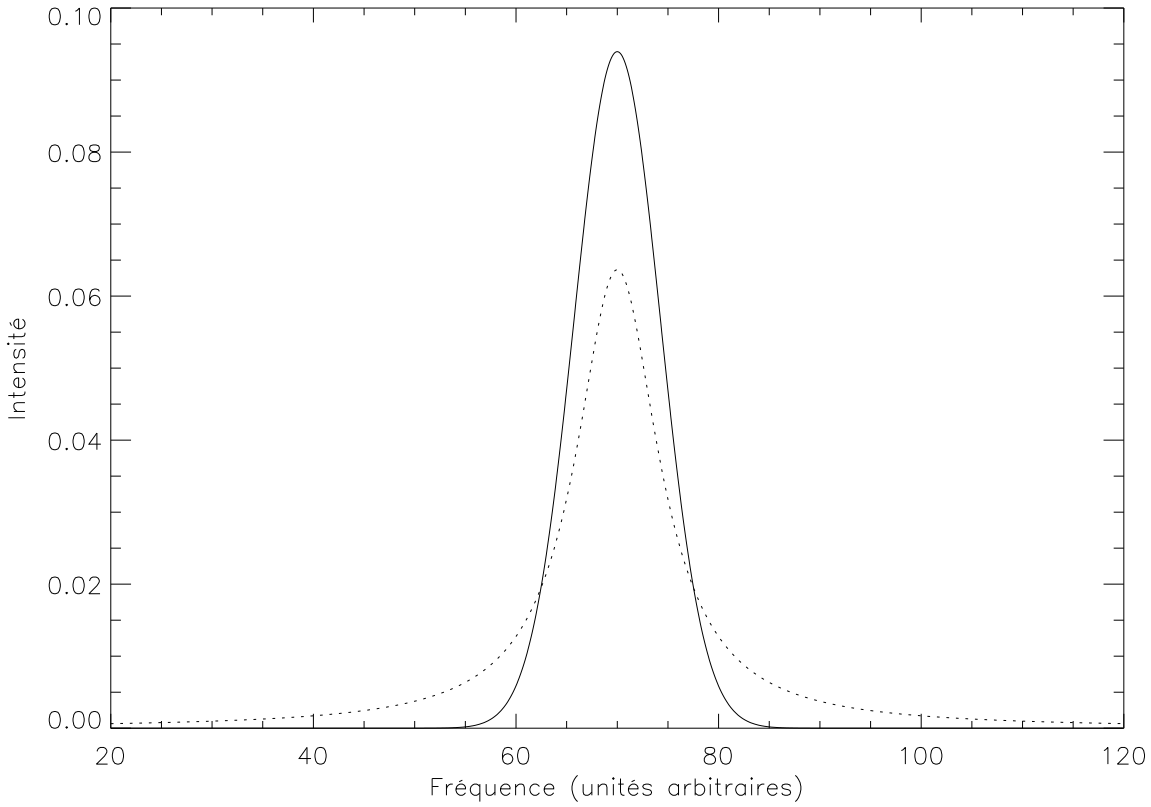


Fig. 4.3: *Comparaison de profils gaussien (trait plein) et lorentzien (trait pointillé) de même largeur à mi-hauteur (intensité normalisée à 1).*

Les différentes définition de la largeur d'une raie

Jusqu'à présent, nous avons présenté la notion de largeur des raies dans l'espace des fréquences. On utilisera plutôt la forme dans l'espace des longueurs d'onde, telles que $\lambda = c/\nu$, d'où l'on tire $\Delta\lambda/\lambda = \Delta\nu/\nu$ (en valeur absolue), ou :

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2\pi c}\frac{1}{\tau} \tag{4.5}$$

On constate donc que la largeur reste une quantité inversement proportionnelle à la durée de vie du niveau considéré.

Selon les auteurs, la définition de la largeur d'une raie peut varier : il peuvent utiliser la largeur à mi-hauteur[22], ou la largeur dite "gaussienne"[23], laquelle présente l'avantage de produire des formules plus contractées lorsqu'il s'agit d'interpréter physiquement cette largeur, spécialement en termes de température. Dans le cas gaussien, on rencontre différentes définitions : la largeur "à 1/e", ou à "$1/\sqrt{e}$"' de la hauteur maximale de la courbe, avec dans chaque cas la possibilité de prendre la largeur, ou la demi-largeur. Ils peuvent aussi choisir, lorsque le profil s'éloigne d'une gaussienne, d'évaluer le deuxième moment (la *variance*, dont la racine carrée constitue

[22] *Full Width at Half-Maximum*, en anglais, ou FWHM.
[23] *gaussian width*

l'*écart-type*[24]) de la distribution associée à la courbe considérée, ce qui permet de mieux tenir compte de l'importance des "ailes" qui écartent la courbe d'un profil purement gaussien (Dere and Mason (1993) ; on peut aussi utiliser un ajustement avec un profil de Voigt, qui spécifie les deux contributions, gaussienne et lorentzienne). Ce choix dépend évidemment du profil des raies étudiées.

Pour ma part, les raies coronales ayant des profils se rapprochant plutôt de profils gaussiens (e.g. Tu et al., 1998), j'utiliserai la formule de Dere and Mason (1993), c'est-à-dire la demi-largeur à $1/\sqrt{e}$, que j'appellerai par la suite σ, et qui correspond, dans le cas gaussien, à la définition de l'écart-type[25]. La largeur à mi-hauteur vaut alors $2\sqrt{2\ln 2}\sigma$, tandis que les relations entre les différentes définitions des largeurs gaussiennes ne font intervenir que des facteurs 2 ou $\sqrt{2}$, selon les cas.

Pour finir, remarquons simplement que dans le cas de raies d'absorption, on définie la *largeur équivalente* comme la largeur d'une bande rectangulaire qui enlèverait la même quantité de rayonnement du continuum que la raie en question (Phillips, 1992, p.94).

4.2.2 La largeur naturelle

On a introduit plus haut le concept d'élargissement naturel (produisant un profil de Lorentz), comme étant la conséquence dans l'espace des fréquences de l'extension temporelle finie d'une onde telle que celle émise lors d'une transition électronique concernant un atome isolé. Ceci peut s'interpréter et se décrire de deux points de vue :

- L'ensemble électron-atome peut être assimilé à un oscillateur (dipôle élastiquement lié) : suite à une excitation (gain d'énergie de l'électron), il oscille et perd son énergie en émettant un train d'onde qui s'amortit en même temps que l'amplitude de l'oscillation, avec un taux γ [s^{-1}]. Concrètement, si on excite (par un moyen ou un autre) les atomes d'un milieu, celui-ci émet des raies caractéristiques. Si l'on cesse tout à coup la cause de l'excitation, l'intensité émise décroît aussitôt selon le taux d'amortissement γ ; le profil observé en fréquence aura une largeur $\Delta\nu = \gamma/2\pi$.
- Le coefficient $\tau = 1/\gamma$ peut aussi s'interpréter comme la durée de vie de l'atome dans le niveau excité. Dans le cas le plus simple, il s'agit d'une durée de vie *radiative*, correspondant à l'inverse de la probabilité de désexcitation spontanée de l'atome[26].

Lorsque l'atome n'est plus isolé, des effets collectifs peuvent venir modifier la durée de vie des niveaux excités :

- Les collisions avec d'autres particules (généralement des électrons) viennent diminuer la durée de vie des niveaux excités, lorsque la fréquence de collisions (collisions qui "détruisent"

[24] *standard deviation*, en anglais.

[25] L'intensité totale de la raie vaut alors $A_0\sqrt{2\pi}\sigma$, où A_0 est l'amplitude maximale de la courbe gaussienne (i.e. : en son centre)

[26] Celle-ci est calculée à partir de la somme des probabilités de désexcitation de chacun des deux niveaux i et j de la transition, vers l'ensemble des niveaux d'énergie inférieure au niveau considéré :

$$\gamma = \sum_{n<i} A_{in} + \sum_{m<j} A_{jm}$$

où A_{in} par exemple, est le coefficient d'émission spontanée depuis le niveau i vers le niveau n, d'énergie inférieure. Dans le cas d'une raie de résonance, le niveau j est le fondamental, dont la probabilité de désexcitation est nulle (durée de vie infinie), ce qui implique que τ est directement égal à la durée de vie radiative du niveau excité i. On trouvera ces quantités, pour les transitions de certains ions, dans la base de données du NIST (`http://physics.nist.gov/PhysRefData/ASD/index.html`). Dans cette vision quantique du problème, on peut aussi raisonner sur le Principe d'incertitude d'Heisenberg $\Delta E \Delta t \geq \hbar$, et aboutir au même résultat.

les niveaux excités) devient plus grande que celle associée à la probabilité d'émission spontanée (ce qui peut se produire avec des niveaux métastables, par exemple).

– Des processus de diffusions multiples peuvent apparaître lorsque la pression (essentiellement la densité) augmente : le photon est réabsorbé et réémis plusieurs fois par d'autres atomes, surtout dans le cas d'une raie de résonance. On défini ainsi le *temps d'emprisonnement de la radiation*, qui peut augmenter de plusieurs ordres de grandeur la durée de vie (on peut se représenter les choses ainsi : la cause de l'excitation ayant cessé, les derniers photons émis ne peuvent s'échapper immédiatement du milieu, ce qui a pour effet d'allonger le train d'onde mesuré par un observateur extérieur, d'un facteur de l'ordre de la durée de vie radiative × le nombre de diffusions (Cagnac and Pebay-Peyroula, 1975, p. 80)[27].

  Ces processus sont néanmoins très peu efficaces dans la couronne ténue (et donc optiquement mince). Ils ont en outre pour effet d'augmenter la durée de vie, donc de diminuer la largeur des raies : ce ne sont donc pas a priori de bons candidats pour expliquer l'élargissement important observé pour les raies coronales !

La largeur naturelle dépend donc essentiellement de la durée de vie radiative associée aux niveaux impliqués dans la transition, et du temps caractéristique de collisions (impliquant la densité)[28]. Evaluons maintenant l'importance de ces effets dans la largeur des raies coronales EUV que j'ai mesurées avec SUMER dans le cadre de cette thèse. On a compris que ce sont les transitions "permises" qui ont les plus courts temps de vie, donc les largeurs naturelles les plus importantes. Prenons l'exemple de la raie de l'O VI à 1031.9 Å, dont la durée de vie radiative vaut 2.44×10^{-9} s. D'après la formule 4.5, la largeur naturelle vaut $\Delta\lambda_{\rm nat} \approx 2 \times 10^{-5}$ Å, alors que la largeur à mi-hauteur mesurée pour cette raie (hors du limbe) est de l'ordre de 0.33 Å[29]. La durée de vie radiative ne peut donc pas être responsable de l'élargissement des raies coronales.

Inversement, cette largeur mesurée de la raie de l'O VI correspondrait à une durée de vie de l'ordre de 10^{-13} s, ce qui est sans commune mesure avec les temps caractéristiques de collision (cf. Sec 2.3.3), plutôt de l'ordre de 1 à 10 s.

Tout ceci nous amène à la conclusion que la largeur naturelle est négligeable pour les raies coronales. Il faudrait des durées de vie très courtes, très différentes des durées de vie radiatives les plus courtes, ou des temps de collisions incompatibles avec la densité de la couronne. Ajoutons que les effets d'opacité sont négligeables pour la plupart des raies de la région de transition et de la couronne (e.g. Dere and Mason, 1993; Chae et al., 1998).

4.2.3 La largeur Doppler thermique

Comme on l'a dit Sec. 2.2.1, la distribution cinétique des particules d'une même espèce à l'équilibre thermodynamique portée à une certaine température T est une maxwellienne, c'est-à-dire une gaussienne de largeur proportionnelle à $\sqrt{kT/m}$, où m est la masse individuelle d'une particule, et k la constante de Boltzman. Ainsi, même si l'élément de volume dV est au repos, les particules qu'il contient sont animées de vitesses individuelles aléatoires. Le rayonnement qu'elles émettent est donc soumis à l'effet Doppler du fait de la composante v, parallèle à la ligne de visée, de ces vitesses : le centre de la raie émise par les dN particules de la distribution ayant

[27] Il peut apparaître aussi un effet purement quantique, lorsque l'atome émetteur et l'atome voisin qui réabsorbe le photon deviennent indissociables du point de vue de la fonction d'onde (Cagnac and Pebay-Peyroula, 1975, p. 460) ; on parle alors de *durée de cohérence*.

[28] L'effet Stark statistique, décrit plus bas, dépendant aussi de la densité, on l'associe souvent, dans la littérature, avec l'élargissement collisionnel.

[29] L'ensemble des largeurs coronales que j'ai pu mesurer s'étend d'environ 0.2 à 0.4 Å, largeur à mi-hauteur.

la vitesse comprise entre v et $v + dv$ (avec $dN = f(v)dv$) sera décalé en longueur d'onde selon la formule 4.1 ; l'intensité de chaque raie associée à une valeur v donnée sera proportionnelle à dN. L'intégration de tous ces profils (lorentziens, de largeur naturelle $\Delta\lambda_{\text{nat}}$) sur l'ensemble des vitesses, aboutit à un profil élargi (issu de la convolution d'une lorentzienne et d'une gaussienne, ou profil de Voigt). La nouvelle largeur $\Delta\lambda_{\text{obs}}$ sera telle que $\Delta\lambda^2_{\text{obs}} = \Delta\lambda^2_{\text{nat}} + \Delta\lambda^2_{\text{therm}}$, avec la largeur Doppler thermique $\Delta\lambda^2_{\text{therm}}$[30].

Dans le cas où $\Delta\lambda_{\text{nat}} \ll \Delta\lambda_{\text{therm}}$ (tel que dans la couronne), le profil observé est très proche d'une gaussienne, à l'image de la distribution cinétique. Sa largeur gaussienne vaut alors :

$$\sigma_{\text{therm}} = \frac{\lambda}{c}\sqrt{\frac{kT}{m}} \tag{4.6}$$

Insistons sur le fait que cet élargissement ne tient compte que des vitesses parallèles à la ligne de visée. Par ailleurs, le véritable profil observé sera celui intégré sur tout l'angle solide de l'observation. On va voir Sec. 4.3.2 que l'effet de cet intégration est loin d'être négligeable si le plasma n'est pas homogène dans cet angle solide.

Remarque : Comme on l'a déjà évoqué, aucune transition radiative électronique ne peut plus être observée lorsqu'il ne reste plus d'électron gravitant autour d'un ion. C'est notamment le cas pour l'un des ions le plus abondant dans la couronne : le proton (résultant du départ de l'unique électron de l'atome d'hydrogène). Mais sous certaines conditions, on peut néanmoins utiliser le profil de raies telles que Lyman α comme source d'information sur la distribution cinétique des protons, en considérant qu'elle est émise par des atomes d'hydrogène tout juste recombinés sous forme excitée (en faisant l'hypothèse qu'ils gardent la même vitesse jusqu'à leur désexcitation radiative, qui est très rapide) (e.g. Cranmer et al., 1999a).

4.2.4 D'autres causes potentielles d'élargissement

Levée de dégénérescence des niveaux d'énergie

En présence d'un champ magnétique (effet Zeeman) ou électrostatique (effet Stark), certains niveaux d'énergie se scindent en plusieurs sous-niveaux d'énergie légèrement décalée par rapport à l'énergie initiale[31] (*levée de dégénérescence* en énergie d'états atomiques différents (certains nombres quantiques diffèrent) qui possédaient la même énergie en l'absence de champ) ; la valeur du décalage est une fonction croissante de la valeur du champ baignant les atomes. Les transitions depuis ces sous-niveaux voient alors leurs longueurs d'onde modifiées en conséquence, toujours par rapport à la longueur d'onde initiale. Si la séparation en longueur d'onde entre ces nouvelles raies est plus petite que la largeur intrinsèque d'une raie (largeur naturelle, thermique...), on observe une unique raie, élargie, au lieu de plusieurs raies distinctes (voir les exemples Sec. 4.3.1).

L'effet Zeeman est notamment utilisé pour mesurer le champ magnétique photosphérique, avec certaines raies particulièrement sensibles (voir aussi p. 29).

Dans un plasma, l'effet Stark se produit du fait de la présences des charges électriques, induisant des champ locaux (effet Stark *statistique* : les énergies des niveaux prennent un grand nombre de valeurs, car sur le volume observé, les valeurs de champ électrostatique vues par chaque atome sont localement différentes). L'intensité de l'effet augmente donc avec la densité

[30] voir Cagnac and Pebay-Peyroula (1975, p. 22) pour le calcul formel de cette largeur. Remarquons qu'il utilise la largeur à mi-hauteur, ainsi que la constante des gaz parfaits R et la masse molaire M, au lieu de k et m (masse individuelle des particules).

[31] Dans certains cas, l'un des niveaux garde néanmoins la même valeur en énergie

(la similitude de ce comportement avec l'effet des collisions amène certains auteurs à regrouper ces effets lorsqu'ils analysent les causes d'élargissement).

Il est peu probable que l'effet Zeeman soit une contribution notable de l'élargissement des raies coronales. L'argument principal que l'on peut avancer est que le champ magnétique décroît avec l'altitude dans la couronne, ce qui devrait faire diminuer la largeur des raies, alors que c'est le contraire qui se produit. Le même raisonnement vaut pour l'effet Stark : la densité décroît avec l'altitude[32].

Une autre cause de levée de dégénérescence provient des structures dites *fines* et *hyperfines* (correspondant, entre autres, à différentes interactions entre les moments magnétiques du noyau et du nuage électronique). Ces contributions, en termes de largeurs, sont aussi négligeables dans le cas des raies coronales chaudes. La séparation induite sur les niveaux d'énergie est d'ailleurs constante quelles que soient les conditions extérieures, elle ne peut donc pas varier avec l'altitude dans la couronne...

On trouvera davantage de détails sur tous ces processus dans n'importe quel ouvrage de physique atomique (e.g Cagnac and Pebay-Peyroula (1975)).

Modification du profil de la raie par photo-excitation

Il peut arriver que l'excitation radiative ne soit pas négligeable dans la couronne (pour certaines raies particulièrement intenses, et à haute altitude, où les fréquences de collisions sont plus faibles). La raie coronale observée hors du limbe est alors excitée par la même raie émise à plus basse altitude, où la température est plus basse (c'est le cas par exemple pour les raies de l'O VI, ou pour Lyman α). Le profil excitateur va donc être plus mince que le profil "excitable" (correspondant à la distribution cinétique de l'ion considéré), ce qui introduira une excitation préférentielle du coeur de la raie au détriment des ailes, et déformera le profil, produisant un amincissement de la raie (la photo-absorption, au contraire, provoquera un élargissement, voire un renversement de la raie[33]).

Intégration sur la ligne de visée

L'effet de l'intégration sur la ligne de visée sera davantage détaillé Sec. 4.3.2. Disons simplement que du fait de l'épaisseur optique très faible de la couronne, le rayonnement observé correspond à l'accumulation de toutes les raies émises le long de la ligne de visée. S'il apparaît des inhomogénéités de vitesses le long de la ligne de visée, ces raies seront décalées les unes par rapport aux autres par effet Doppler, ce qui produira un élargissement, selon le même principe que pour l'élargissement d'origine thermique (sauf que la somme de raies de centres différents se fait le long de la ligne de visée, sur différents volumes élémentaires, au lieu de se faire déjà directement dans un volume élémentaire)[34].

Mélanges de raies

Si deux raies sont très proches l'une de l'autre, d'une distance petite devant leur largeur propre, le profil résultant peut ne pas trahir le mélange (en ressemblant toujours au profil auquel

[32] L'effet Stark statistique n'est d'ailleurs observé que dans des plasma pour lesquels la densité est de plusieurs ordres de grandeurs supérieure à celle de la couronne.

[33] Cagnac and Pebay-Peyroula (1975, p. 87) parlent d'auto-absorption (ils donnent l'exemple d'une lampe à décharge).

[34] Il faut se méfier de ne pas considérer trop rapidement que les vitesses dans un sens compensent celles dans l'autre sens par rapport à la ligne de visée, et d'en conclure que l'effet net est nul...

on s'attend, e.g. gaussien), mais la largeur mesurée sera évidemment modifiée. Le problème peut devenir très important lorsque on néglige la possibilité de mélange pour des questions de température de formation, alors qu'une raie "froide" peut venir se rajouter de façon artificielle, du fait de la lumière diffusée instrumentale (ce problème sera étudié plus en détail Chap. 6).

Largeur instrumentale

L'instrument d'observation introduit lui-même un biais dans le profil observé de la raie, qui se retrouve constitué de la convolution du profil réel et du profil instrumental (dû principalement à la largeur de la fente du spectromètre ; voir Sec. 5.5 et 6.5 pour davantage de détails sur la largeur instrumentale de SUMER/SOHO).

4.2.5 Introduction de la "vitesse non-thermique"

D'après ce qui précède, on peut considérer que c'est l'effet Doppler qui constitue la contribution principale pour les raies émises dans la couronne optiquement mince[35]. Certaines raies présentent néanmoins des écarts au profil gaussien (ailes importantes) ; je n'ai pas étudié plus en détail ces problèmes, mais il est possible que des effets parmi ceux que nous avons cités interviennent sur certaines parties du profil[36].

Toutefois, l'effet Doppler ne semble pas se restreindre à l'influence de la température de la population ionique considérée. Certains indices ont ainsi conduit à introduire une vitesse "non-thermique", ou "non-résolue"[37], symbolisée par la lettre grecque ξ. En effet, dès que les largeurs des raies émises par la région de transition et la couronne (dans l'EUV) ont pu être observées, il est apparu qu'elles excédaient la valeur qu'elles auraient dû avoir si seule la contribution thermique était présente (en se basant pour cela sur la température de formation). Il fallait donc introduire une contribution supplémentaire, qui sera d'abord attribué à des ondes sonores (Boland et al., 1973). Boland et al. (1975) discuteront davantage sur les interprétations possibles (ondes sonores, ondes MHD, turbulence fluide...). Le terme "non-résolue" fait d'ailleurs référence au fait qu'il peut s'agir de mouvement se produisant à des échelles plus petites que la résolution spatiale de l'instrument. Kjeldseth Moe and Nicolas (1977) mettent en évidence le rôle joué par l'hypothèse faite sur la température de l'ion sur la valeur déduite pour la vitesse non-thermique. Feldman and Doschek (1977) tentent d'observer des variations selon les régions solaires étudiées, tandis que Doschek and Feldman (1977) observent hors du limbe, au-dessus du soleil calme, de trous coronaux, ou de régions actives. Une des premières mises en évidence, lors d'observations sur le disque, de l'augmentation de la valeur de la vitesse non-thermique en fonction de la température de formation de l'ion, est réalisée par Mariska et al. (1978)[38],[39].

[35] Pour la vérification de l'épaisseur optique de nombreuses raies de la région de transition et de la couronne, on pourra voir, par exemple, Lee et al. (2000).

[36] en ce qui concerne la largeur naturelle, Chae et al. (1998) a montré que le profil de Voigt ajustait parfaitement les profils de raie ayant des ailes importantes, mais pour des valeurs trop grandes de la contribution Lorentzienne par rapport à un élargissement collisionnel réaliste (densité trop faible) ; il lui préfère la double gaussienne, correspondant à une deuxième composante dans la distribution cinétique observée (due, par exemple, à l'intégration sur la ligne de visée).

[37] *nonthermal* ou *unresolved velocity*, en anglais.

[38] Remarquons que le fait que certaines raies s'écartent d'une gaussienne est alors attribué aux défauts du film photographique...

[39] Je n'ai donné ici que quelques exemples des premières mentions du concept de vitesse non-thermique, avec des instruments différents. On pourra trouver d'autres publications, éventuellement antérieures, dans les références contenus dans ces articles.

4.3 Interprétation de la "vitesse non-thermique"

4.3.1 Sommes et combinaisons de raies

On va dans un premier temps étudier le cas "théorique" où l'on additionne un certain nombre de raies (gaussiennes ou non) de centres légèrement différents, de façon à évaluer l'effet d'élargissement obtenu sur le profil issu de cette somme. Ceci peut correspondre dans la réalité à des levées de dégénérescences de niveaux d'énergie, à l'effet d'une intégration temporelle, et/ou sur la ligne de visée ou sur le champ de vue de l'instrument. Les résultats obtenus nous aiderons à comprendre la nature de la vitesse non-thermique.

Somme de quelques gaussiennes

Étudions d'abord le cas de la somme d'un petit nombre de raies de même largeur "intrinsèque", dont les centres vont être légèrement décalés les uns par rapport aux autres. L'application de ce cas peut être celui des levées de dégénérescence de type Zeeman ou Stark (dans le cas non statistique pour ce dernier effet), et constitue surtout une bonne introduction au problème de la somme d'un grand nombre de gaussiennes. La figure 4.4 représente la somme observée (croix) de deux ou trois gaussiennes de même largeur σ_{init}, dont les centres ont été décalés de $\pm\delta\lambda$ par rapport à la longueur d'onde non perturbée de la transition (la troisième gaussienne restant à la position "au repos" de la raie)[40].

Un ajustement gaussien est réalisé (trait plein). La première ligne de courbes correspond à $\delta\lambda = 0.9 \times \sigma_{\text{init}}$, la deuxième à $1.5 \times \sigma_{\text{init}}$. On constate que la "raie" alors observée (en tant que somme des deux ou trois gaussiennes) ressemble beaucoup à une gaussienne dans le cas où $\delta\lambda < \sigma_{\text{init}}$. L'effet est encore plus crédible s'il y a une troisième raie au centre (l'élargissement est aussi moindre). Il sera encore plus difficile de distinguer une telle somme de raies pour peu que l'on rajoute un bruit statistique sur la raie observée. Dans le cas où $\delta\lambda > \sigma_{\text{init}}$[41], la somme reste encore difficile à détecter lorsqu'il y a une troisième raie centrale.

On constate donc que si la séparation entre les raies est petite devant leur largeur, il devient très difficile de les distinguer, et la raie observée est élargie. Ce cas simple peut être étendu à celui où les raies ont des largeurs différentes, correspondant, par exemple, à des mélanges de raies de transitions différentes (i.e. associées à des ions différents, par exemple).

Somme d'un "grand nombre" de gaussiennes

Considérant maintenant le cas où il y a un beaucoup plus grand nombre de raies gaussiennes qui sont additionnées pour former la raie observée (pour ne pas dire une somme infinie). Dans le cas le plus simple, celles-ci ont la même largeur σ_{init} et des centres différents (par exemple, dans le cas d'inhomogénéités de vitesses apparaissant lors de l'intégration temporelle, ou sur le champ de vue, ou sur la profondeur de la ligne de visée (inhomogénéités pouvant être dues à des ondes, de la turbulence ou encore le vent solaire, cf. Sec. 4.3.3). Dans ce cas, il apparaît pratique de modéliser les choses de telle sorte que les centres suivent une certaine loi de distribution dans l'espace des longueurs d'onde[42]. Nous allons étudier deux cas : tout d'abord celui où les

[40] En toute rigueur, dans les cas réels de l'effet Zeeman, par exemple, les intensités des raies sont différentes dans le cas à trois raies. Par ailleurs, pour l'effet Stark, les décalages ne sont pas toujours symétriques par rapport à la longueur d'onde initiale. Il peut aussi y avoir plus de trois raies, mais le principe reste le même. Plus ce nombre augmente, plus l'on se rapproche du cas étudié dans la sous-section suivante.

[41] Cette distinction n'est pas sans rappeler le "critère de Rayleigh" utilisé en imagerie, concernant la résolution spatiale en présence de diffraction.

[42] plutôt qu'une addition, la véritable opération consiste alors en une convolution.

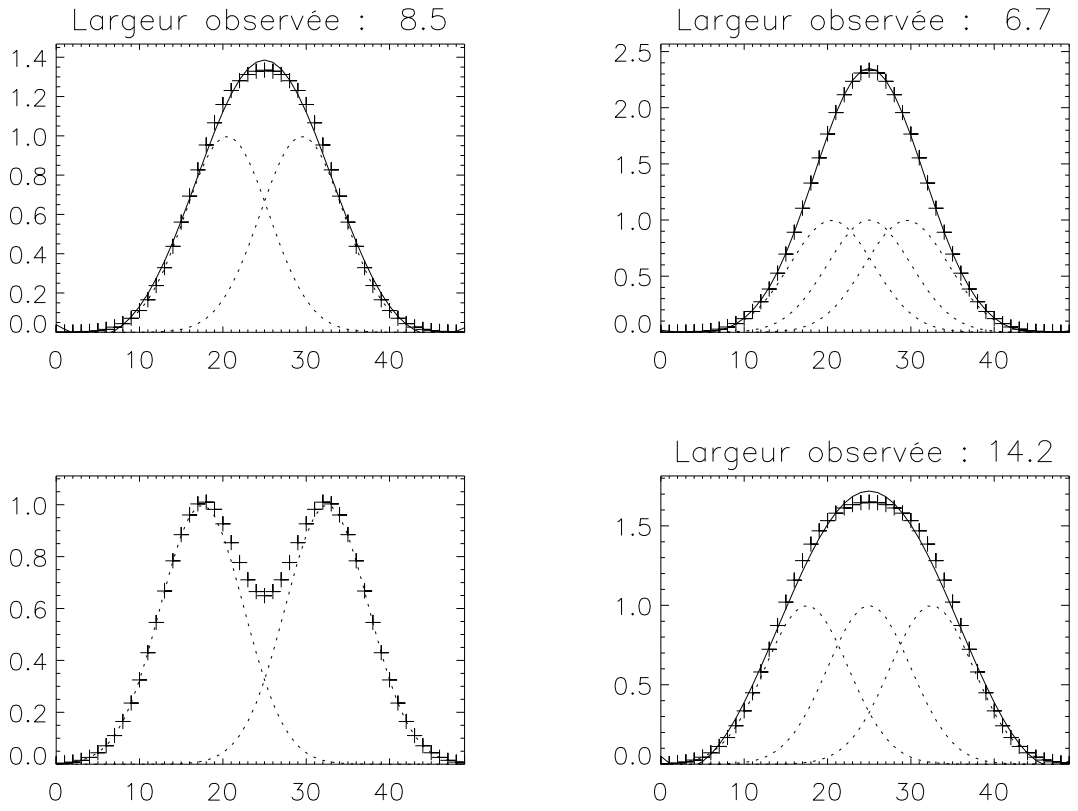


Fig. 4.4: *Somme de deux (colonne de gauche) ou trois (colonne de droite) gaussiennes de largeur $\sigma_{init} = 5$ (unité arbitraire) dont les centres sont décalés du centre "au repos"' de la transition d'une valeur $\delta\lambda = 0.9 \times \sigma_{init}$ (première ligne) et $1.5 \times \sigma_{init}$ (deuxième ligne). La raie "composite" (croix) est ajusté à une gaussienne (le cas en bas à gauche ne converge évidemment pas), la nouvelle largeur "observée" étant indiquée au-dessus du graphique.*

valeurs successives (dans le temps ou dans l'espace) des longueurs d'onde suivent une sinusoïde (cas intuitif d'une onde "classique" simple) ; ceci conduira à une distribution un peu particulière. Ensuite nous verrons le cas où la distribution de valeurs en longueurs d'onde sera *normale* (ou "gaussienne").

Distribution "sinusoïde" : dans le cas où le plasma émetteur est animé par une onde sinusoïdale, la distribution de valeur des longueurs d'onde (centrée en 0, et proportionnelle à la vitesse, cf. effet Doppler) prend une forme représentée Fig. 4.5. Il apparaît clairement que le plasma reste plus souvent dans l'état où il est animé des vitesses extrémales, que des petites vitesses. Ceci a évidemment une incidence sur la forme de la raie obtenue par intégration sur une période de l'onde (Fig. 4.6). Il apparaît que si l'amplitude du déplacement des centres des gaussiennes (i.e. l'amplitude du sinus) $\delta\lambda$ excède trop la largeur intrinsèque d'une gaussienne élémentaire, la raie obtenue n'a plus rien d'un profil gaussien, et laisse apparaître un double pic, correspondant aux valeurs extrémales de la fonction sinus.

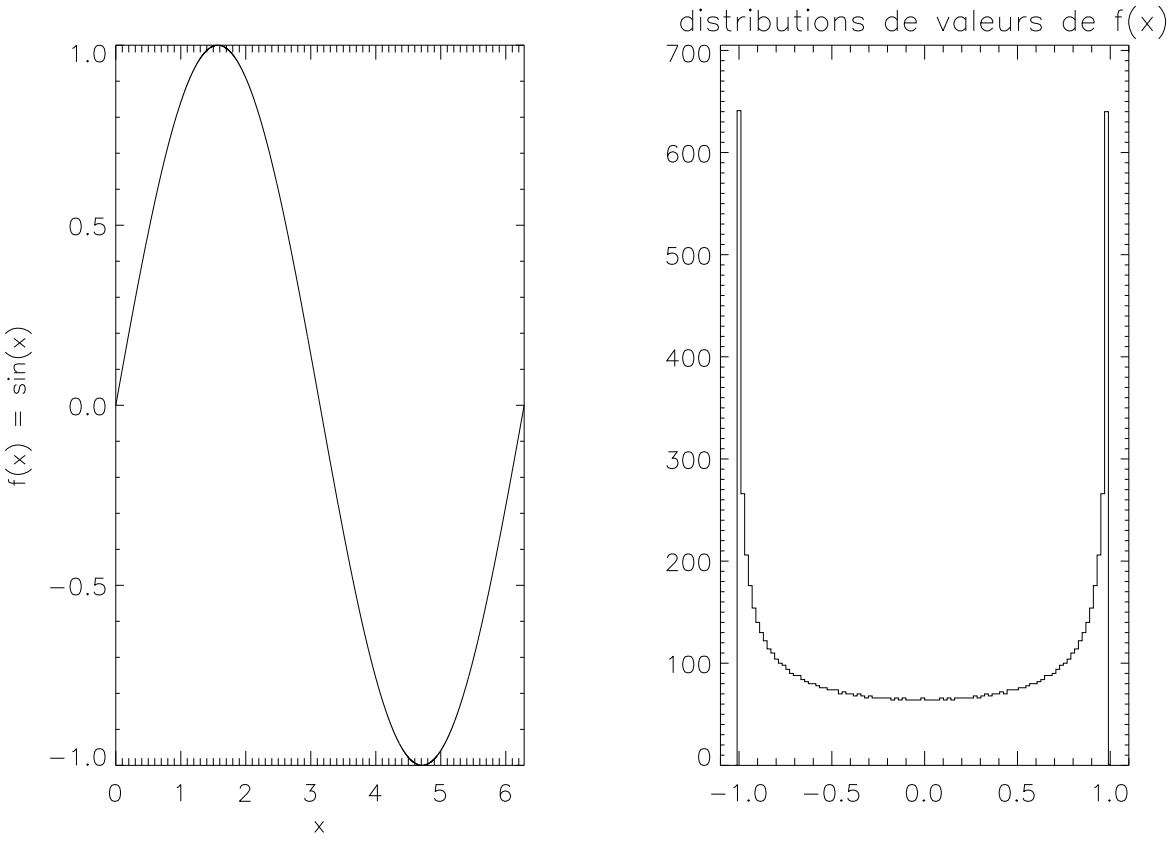


Fig. 4.5: *À droite est représentée la distribution des valeurs prises par une fonction sinus sur une période, distribution représentée, elle, à gauche. L'histogramme est construit sur 100 bins, la fonction étant échantillonnée sur cent fois plus de points. On constate que ce sont les valeurs extrêmes (i.e. voisines de* -1 *et 1) qui sont les plus représentées : l'onde passe plus de temps à son maximum d'amplitude qu'autour des valeurs nulles.*

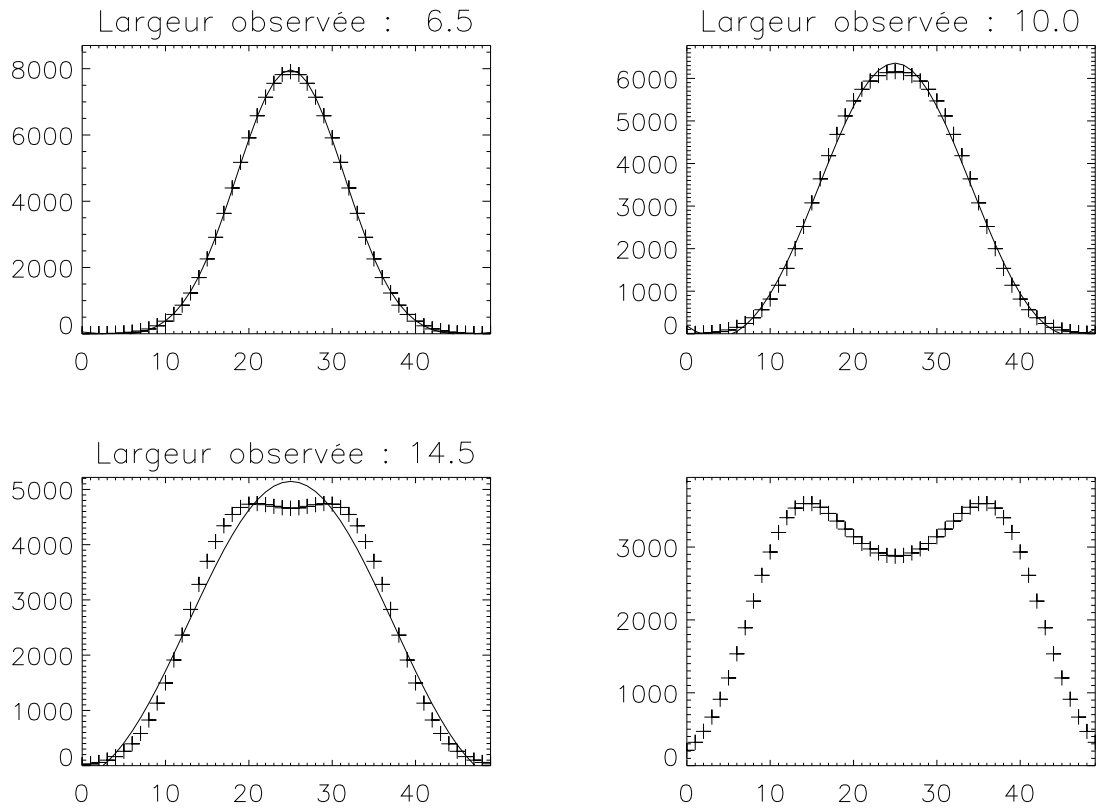


Fig. 4.6: *Profils théoriques de raies obtenus en sommant 10 000 gaussiennes de largeur* $\sigma_{init} = 5$ *(unité arbitraire), dont les centres décrivent la première période d'une sinusoïde (i.e. la sinusoïde a été échantillonnée sur 10 000 points), d'amplitudes respectives 1, 1.5, 2 et 3 fois* σ_{init} *(de gauche à droite puis de haut en bas). L'ajustement gaussien (trait plein) fournit une " largeur observée" des courbes issues de la sommation (croix) qui sont de plus en plus déformées lorsque l'amplitude de la sinusoïde augmente (le dernier ajustement ne converge pas).*

Distribution normale (loi gaussienne) : si l'on considère maintenant que les centres des raies ne suivent plus une organisation particulière, mais sont distribués de façon aléatoire autour de la valeur "au repos" de la transition correspondante, selon une loi normale (courbes gaussiennes de largeur $\delta\lambda$), on constate que le profil obtenu en sommant un grand nombre de raies (toujours des gaussiennes de largeur $\sigma_{\rm init}$; Fig. 4.7) reste gaussien, quelle que soit la valeur du rapport $\delta\lambda/\sigma_{\rm init}$. La largeur du profil obtenu par intégration est telle que (résultat classique de la convolution de deux gaussiennes, et cf. le Théorème de la Limite Centrale) :

$$\sigma_{\rm obs}^2 = \sigma_{\rm init}^2 + \delta\lambda^2 \tag{4.7}$$

Bien entendu, tous ces résultats peuvent être extrapolés à des cas où les raies qui sont sommées n'ont pas la même largeur, ou la même intensité (il y a alors un effet de pondération que l'on pourrait s'attacher à modéliser, pour reproduire par exemple la stratification de densité le long de la ligne de visée).

On pourrait aussi regarder ce qui se passe lorsque la forme des raies élémentaires est modifiée, par exemple avec des queues suprathermiques (bi-maxwelliennes, fonctions kappa, cf. Sec. 2.2.2).

4.3.2 Le problème de l'intégration sur la ligne de visée

Une nouvelle étape dans la compréhension de la nature de la vitesse non-thermique consiste à prendre conscience de l'effet de l'intégration du rayonnement observé sur la totalité de la ligne de visée[43]. En effet pour un objet optiquement épais (tel qu'une protubérance), le rayonnement est émis par la surface même de l'objet, ce qui constitue une information importante pour contraindre le lieu d'émission de ce rayonnement, et simplifie l'interprétation de ce que l'on observe (les photons proviennent d'une interface, dont les caractéristiques physiques sont "univaluées"). Alors que dans le cas d'un milieu optiquement mince, les photons proviennent de l'ensemble de la ligne de visée, pouvant donc être émis dans des conditions physiques différentes : l'information que l'on peut tirer des raies se trouvent donc "mélangée". Pour interpréter un tel rayonnement, l'observateur est obligé bien souvent de faire des hypothèses, tel que le "le plasma est isotherme sur toute la ligne de visée", ou "le rayonnement que j'observe est émis principalement par telle région, dont je peux modéliser les propriétés physiques". Dans ce dernier cas on se base souvent sur l'équilibre d'ionisation, et sur la température de formation de la raie observée. Ainsi, comme l'ion Fe X est plus abondant lorsque la température est voisine de un million de Kelvins (on dit un peu trop abusivement qu'il "se forme" à cette température), on peut supposer que la majeure partie du rayonnement dans une raie du Fe X est émise dans la région où T = 10^6 K, donc à une altitude donnée dans l'atmosphère solaire, si l'on se réfère à une stratification en température du type de la figure 1.5 (p. 28). L'ion Fe XI, quant à lui, sera émis par la couche située immédiatement au-dessus.

Ce raisonnement est très efficace lors d'observations effectuées sur le disque, parce qu'il existe effectivement toujours une région portée à la température du maximum de formation de l'ion considéré dans la ligne de visée, et parce que c'est cette région qui contribue le plus au rayonnement émis par l'ion considéré. C'est d'ailleurs ce qui permet de réaliser des images des différentes couches de l'atmosphère solaire (cf. Sec. 1.2.1). Néanmoins, lors d'observations au-dessus du limbe solaire, certaines couches de température ne sont plus présentes dans la ligne de visée (en particulier celles de la région de transition, dès que l'on se trouve à quelques milliers de kilomètres du bord). Pourtant, on peut encore observer des raies émises par des ions "de la région

[43] *Line Of Sight integration* (LOS), en anglais

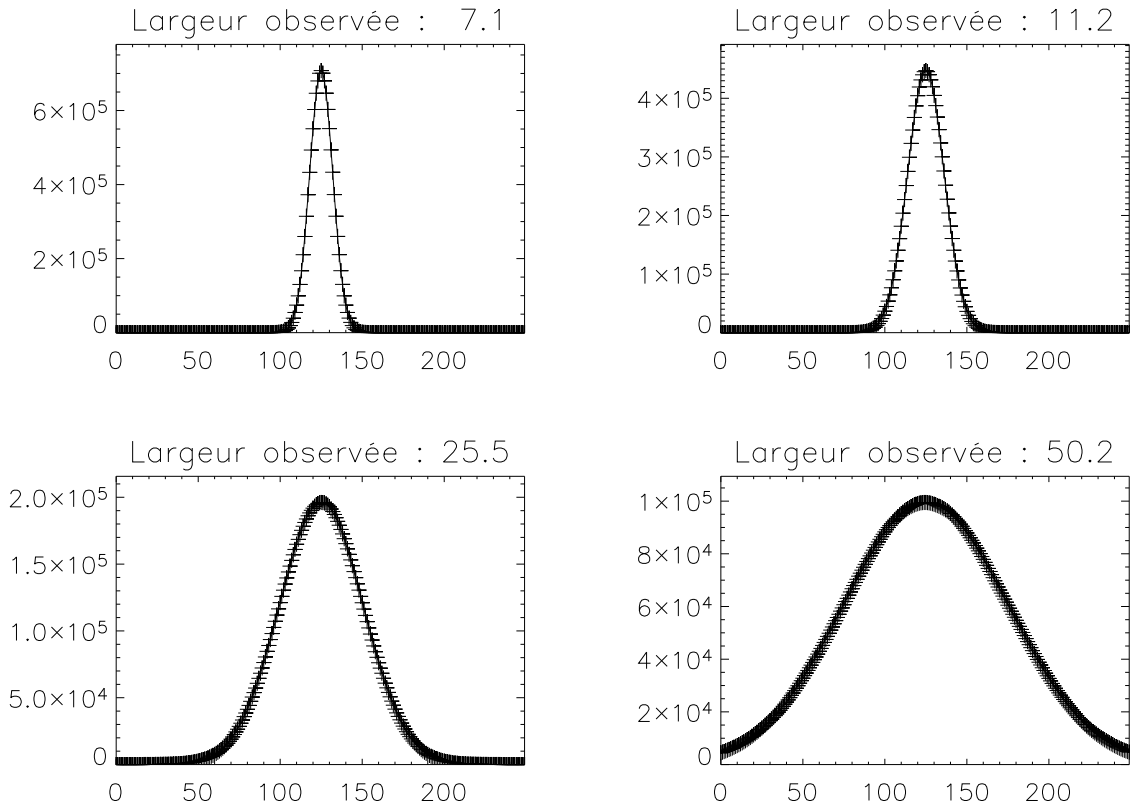


Fig. 4.7: *Profils théoriques de raies obtenus en sommant 100 000 gaussiennes de largeur $\sigma_{init} = 5$ (unité arbitraire), dont les centres sont répartis selon une loi normale autour de la valeur "au repos" de la transition correspondante. La largeur gaussienne $\delta\lambda$ associée à la distribution normale vaut respectivement 1, 2, 5 et 10 fois σ_{init} (de gauche à droite et de haut en bas). La largeur du profil obtenu après la somme (croix), par ajustement gaussien (trait plein, indiscernable du tracé des croix) vérifie chaque fois la relation 4.7, classique dans le cas de la convolution de deux gaussiennes. Les profils restent toujours gaussiens, quelle que soit la valeur du rapport $\delta\lambda/\sigma_{init}$.*

de transition" : l'ion est toujours présent, même à des températures plus élevées que celle du maximum de formation, et peut donc encore émettre. Par ailleurs, dans certains cas extrêmes, les fonctions de contribution possèdent des "ailes" importantes, voire de véritables plateaux aux hautes températures (cf. Fig. 4.1). Le cas le plus frappant est celui de l'O VI, dont le maximum de formation se situe autour de 300 000 K (région de transition), alors qu'il est toujours observé à plusieurs rayons solaires du bord (par SUMER/SOHO, ou par UVCS/SOHO, par exemple). A de telles altitudes, on ne peut plus considérer que le plasma qui émet les raies à 1032 et 1037 Å de l'O VI est porté à la température de 300 000 K. Le raisonnement est analogue, bien que moins spectaculaire, pour tous les autres ions observés dans la couronne. Il me semble donc primordial de manier l'hypothèse de la température de formation avec précaution, et de ne pas hésiter à l'abandonner dans le cas d'observations hors-limbe.

En revanche, on peut utiliser un autre raisonnement au-dessus du limbe : on peut tout d'abord considérer qu'une fois dans la couronne, le gradient de température électronique est beaucoup moins important (le "contraste" entre les couches de températures différentes est donc moins marqué) ; l'intensité émise est alors principalement fonction de la densité électronique, laquelle décroît avec l'altitude. Ce sont donc les couches les plus denses qui apporteront la contribution la plus importante au rayonnement émis (Fig. 4.8). Le gradient de densité dans la couronne étant moins important que celui présent dans les parties plus basses de l'atmosphère solaire, on comprend que la région ainsi délimitée sera beaucoup moins "fine" que dans le cas d'observations sur le disque. La figure 4.8 illustre alors un phénomène important : plus on pointe loin du centre du Soleil, plus le gradient de densité faiblit le long de la ligne de visée ; c'est donc un segment plus long qui apportera une même proportion (disons les 90 %, par exemple) de la lumière émise le long de la ligne de visée.

Selon que l'intensité émise par la raie dépend du carré de la densité électronique (dans le cas d'une excitation exclusivement collisionnelle) ou simplement de la densité (photo-excitation uniquement), les régions de plus fortes densité auront un poids plus ou moins important[44]. Dans le cas d'une dépendance avec le carré de la densité (qui est donc le cas le plus favorable pour minimiser la profondeur de la ligne de visée qui apporte le maximum de contribution au rayonnement), cette profondeur atteint plusieurs rayons solaires quand on pointe à quelques rayons solaires du bord.

En plus de cette intégration du rayonnement émis sur toute la profondeur de la ligne de visée, il faut aussi tenir compte de l'intégration sur le champ de vue de l'instrument[45], qui possède une certaine résolution. L'intégration se réalise donc en fait sur la totalité de l'angle solide d'observation. Rappelons qu'en plus de cette intégration spatiale il y a aussi une intégration temporelle du fait du temps de pose. Si toutes les raies d'une même longueur d'onde, émises par chaque élément de volume contenu dans l'angle solide d'observation, ont les mêmes centres et les mêmes largeurs, la raie résultant de l'intégration spatiale (et/ou temporelle) aura alors les mêmes caractéristiques. Néanmoins :

s'il y a des inhomogénéités en température : les raies auront des largeurs différentes. On peut dénombrer plusieurs causes à ces inhomogénéités : le gradient de température électronique avec altitude, tout d'abord. La variation de largeur sera alors relativement "lisse" ; la largeur totale est ainsi moyennée sur la ligne de visée, avec une pondération en fonction la densité électronique (Singh et al., 2003a,b)[46]. Les inhomogénéités peuvent provenir aussi

[44] La réalité se trouvant probablement entre les deux, avec un exposant pour la densité compris entre 1 et 2. La contribution relative des deux types d'excitation varie selon la nature des raies (interdite ou pas, Moran (2003)), et selon l'altitude.

[45] *field of view*, en anglais.

[46] De fait, ce sont alors les régions de plus faible altitude, donc potentiellement les plus froides, qui contribuent

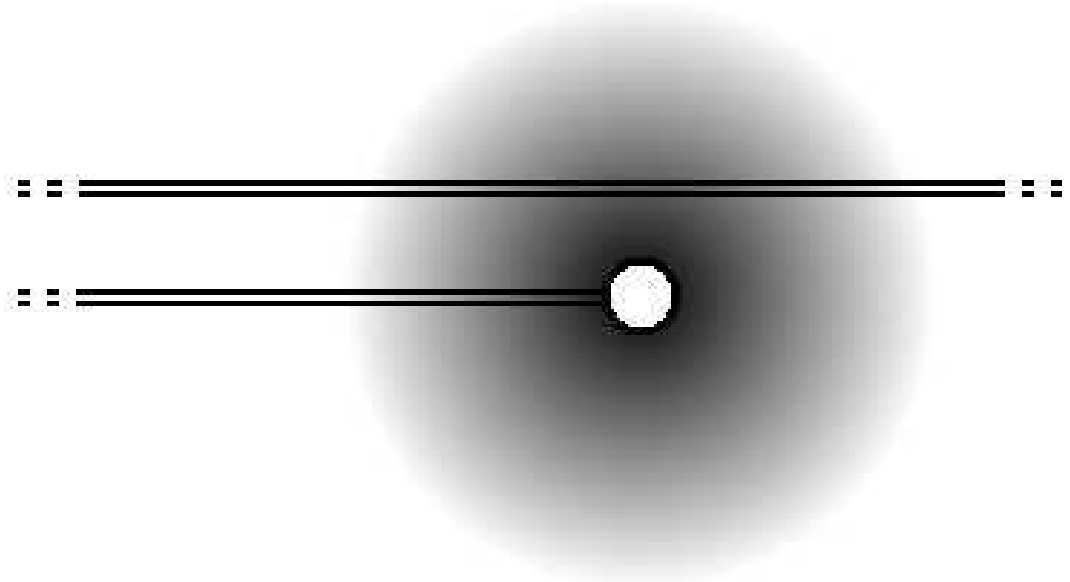


Fig. 4.8: *Schéma du gradient de densité le long de la ligne de visée, selon que l'on pointe directement sur le disque solaire, ou hors du limbe : dans ce dernier cas, toutes les couches de densité ne sont pas présentes, et le gradient est plus faible. Ce sera donc une longueur plus grande de la ligne de visée qui apportera 90% du rayonnement. (N.B. du fait de la distance entre l'observateur et le Soleil, ainsi que de la taille du champ de vue, on peut négliger la divergence de l'angle solide d'observation.)*

de la présence de structures (liées à la topologie du champ magnétique par exemple).

Dans le cas extrême, les caractéristiques des raies peuvent alors être radicalement différentes le long de la ligne de visée ; ainsi, lorsqu'on observe un trou coronal équatorial, la ligne de visée peut intersecter un ou plusieurs jets coronaux (plus denses, et dans lesquels les ions sont plus froids que dans le trou coronal), si bien que l'on observe deux composantes de largeurs très différentes (cf. Miralles et al. (2002), raies de l'O VI avec UVCS). Le même cas de figure se pose pour l'observation des trous coronaux polaires à faible distance du limbe : du fait de l'extension superradiale, la ligne de visée intercepte aussi des portions de couronne qui sont rattachées au "Soleil calme ", ce qui entraîne une certaine contamination par ces régions plus denses (Patsourakos et al., 2002; Moran, 2003)[47].

On observe aussi des cas de doubles composantes de largeurs différentes lors d'observation sur le disque (Dere and Mason, 1993; Chae et al., 1998; Peter, 2001). Pour ma part, je n'ai

le plus dans la ligne de visée.

[47] Dans ce cas, l'effet est moins dramatique qu'avec UVCS, puisque les différences de température sont moins marquées à basse altitude qu'à haute altitude.

pas observé, au-dessus du limbe, de profils montrant de façon franche la présence d'une deuxième composante ; mais si la différence de largeur entre les deux composantes n'est pas trop importante, et si la composante la plus large est moins intense que l'autre, on peut envisager que cet effet explique certains cas de raies ayant des "ailes" plus importantes que celles correspondant à un profil gaussien simple.

s'il existe un champ de vitesse non uniforme dans l'angle solide observé : cette fois, les raies auront des centres différents, ce qui conduit à un élargissement supplémentaire (cf. Sec. 4.3.1). C'est cet effet que l'on va privilégier dans la suite de cette thèse, en ce qui concerne l'explication de la vitesse non-thermique. Il sera davantage détaillé dans la section suivante.

si les lignes de champ magnétique ont des orientations différentes dans l'angle solide observé (cf. le modèle de Pneuman and Kopp (1971), à symétrie de révolution autour de l'axe des pôles, Fig. 1.8, p. 32) : la largeur de raie observée ne correspond pas exclusivement à la composante perpendiculaire au champ magnétique de la largeur de la distribution cinétique, ce qui pose problème si on s'attend à des anisotropies de température (on pourrait certes affirmer le contraire si la seule contribution venait du plan du ciel, perpendiculaire à la ligne de visée ; cet effet n'est probablement pas trop important si l'orientation des lignes de champ ne varie pas de façon brutale, comme dans le modèle de Banaszkiewicz et al. (1998), car les régions les plus "perturbantes" sont aussi celles qui contribuent le moins, du fait du gradient de densité). Encore une fois, l'intégration sur la ligne de visée vient perturber l'information, en entraînant une moyenne sur des éléments de volume où les conditions physiques sont différentes.

4.3.3 L'effet de la présence d'un champ de vitesse

Le fait que la largeur des raies émises dans la région de transition et la couronne excède la largeur Doppler produite par la température de formation est souvent imputé à l'existence d'un champ de vitesse[48]. L'origine de ce champ de vitesse est plus discutée : turbulence fluide (ainsi, Boland et al. (1975) distinguent une *micro* ou une *macro* turbulence selon la longueur d'échelle considérée), la présence d'ondes (des ondes acoustiques ont d'abord été envisagées (Boland et al., 1975), puis des ondes MHD (e.g. Hassler et al., 1990; Doyle et al., 1999; Harrison et al., 2002)).

Imaginons que chaque élément de volume de l'angle solide d'observation (à la fois dans les plans parallèles au champ de vue et le long de l'axe de la ligne de visée) soit animé d'une certaine vitesse fluide ; on considérera que l'ensemble de ces vitesses suit une distribution gaussienne, d'écart type $< \delta v^2 >^{1/2}$. Si la température est la même dans chaque élément de volume (on néglige donc le fait que la température peut varier le long de la ligne de visée, par exemple du fait de la simple augmentation de la température avec l'altitude au-dessus du limbe, altitude qui varie le long de la ligne de visée), l'intégration du rayonnement émis dans l'ensemble de l'angle solide conduit à observer une distribution cinétique gaussienne (cf. Sec. 4.3.1) dont la largeur v est donnée par la somme quadratique de la vitesse thermique et de la vitesse non-thermique :

$$v^2 = \frac{2kT}{m} + \xi^2. \tag{4.8}$$

D'où l'on tire la largeur en longueur d'onde de la raie observée, qui est telle que (e.g. Dere and

[48]"un mouvement du plasma sur une échelle plus grande que le libre parcours moyen des particules, mais plus petite que le chemin optique sur lequel la raie est formée", Withbroe et al. (1982).

Mason, 1993) :

$$\sigma^2 = \frac{\lambda^2}{2c^2}(\frac{2kT}{m} + \xi^2). \tag{4.9}$$

La vitesse non-thermique ξ est proportionnelle aux fluctuations moyennes de la vitesse fluide $< \delta v^2 >^{1/2}$, la valeur du coefficient de proportionnalité, voisine de 1, dépend de façon générale du nombre de degrés de liberté du mouvement fluide (Tu et al., 1998)[49]. Elle dépend aussi de la définition adoptée pour la largeur gaussienne (cf. p. 77).

Considérons maintenant deux cas particuliers de champ de vitesse : celui produit par la présence d'onde MHD, et celui dû à l'existence du vent solaire.

Cas d'ondes MHD

Les ondes MHD sont caractérisées, entre autres, par une oscillation spatio-temporelle du champ de vitesse fluide du plasma (Sec. 2.1.1). Dans le cas extrême d'une onde d'Alfvén "pure" (ou de "cisaillement"[50]), il n'y a pas de composante compressionelle et uniquement une oscillation en vitesse et en amplitude du champ magnétique (ces deux oscillations se produisant dans des directions transverses à la direction du champ magnétique principal (i.e., perpendiculaires à la ligne de champ)). La figure 4.9 représente schématiquement de telles ondes, à un instant donné, émises depuis les basses couches de l'atmosphère et se propageant le long des lignes de champ magnétique. Chaque élément de volume est ainsi animé d'une vitesse fluide, dont la projection sur la ligne de visée dépend de l'orientation de la ligne de champ par rapport à l'observateur (la projection est maximale si le champ magnétique est perpendiculaire à la ligne de visée). Si l'échelle caractéristique de l'oscillation est plus grande que la résolution correspondante (spatiale ou temporelle[51]) de l'instrument, alors l'observateur distingue des variations du centre de la raie (oscillation Doppler). Dans le cas contraire il n'observe qu'un élargissement supplémentaire, la position de la raie restant fixe. Comme le montre la figure 4.9, il ne faut pas oublier aussi l'intégration sur la profondeur de la ligne de visée.

Cas du vent solaire

La présence d'un vent solaire radial, associé à l'intégration sur la ligne de visée, peut aussi produire un élargissement des raies observées. Chaque élément de volume de la ligne de visée est ainsi animé d'une vitesse dont la composante sur l'axe de la ligne de visée augmente à mesure que l'on s'éloigne du point le plus proche du limbe (Fig. 4.10). Évidemment, le poids de chaque élément de volume dans l'intégration décroît de la même façon (du fait de la décroissance de l'intensité à cause de la chute de densité) : seule une partie de la ligne de visée contribue réellement. Mais on a vu plus haut (Sec. 4.3.2) que cette portion a une longueur de plus en plus grande au fur et à mesure que l'on vise de plus en plus loin du disque, alors que le vent solaire prend une vitesse de plus en plus grande. Cet effet devient donc non négligeable à partir du

[49] Dans le cas d'ondes, on peut évoquer la "polarisation et direction de propagation de l'onde par rapport à la ligne de visée" (e.g. Hassler et al., 1990). Dans le cas d'une onde d'Alfvén "pure", il y a donc 2 degrés de liberté. On trouvera davantage de détails sur ce coefficient de proportionnalité, et sur la nature supposée pour la vitesse non-thermique, dans Dere and Mason (1993); Banerjee et al. (1998); Chae et al. (1998); Doyle et al. (1999), ainsi qu'une revue par Lee et al. (2000).

[50] *shear* en anglais.

[51] Du point de vue spatial, la longueur d'onde doit être plus grande que la taille du champ de vue (par exemple la dimension de la fente du spectromètre, le pixel du détecteur, etc.) tandis que du point de vue temporel (évoquée par Tu et al. (1998)), il faut que la fréquence de l'onde soit plus petite que l'inverse du temps de pose des observations.

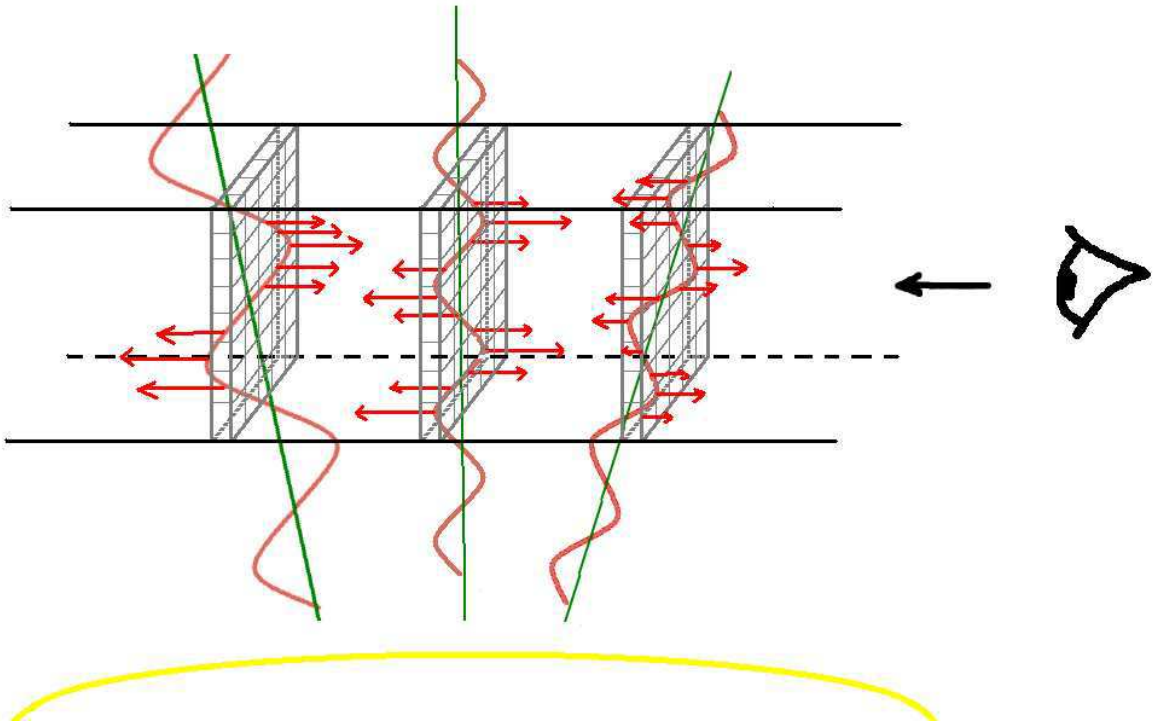


Fig. 4.9: *Schéma représentant l'effet de l'intégration sur l'angle solide d'observation, en présence d'ondes d'Alfvén se propageant depuis les basses couches de l'atmosphère solaire (les sinusoïdes rouges représentent l'oscillation en vitesse, à un instant donné ; les lignes vertes représentent les lignes de champ magnétique (ici ouvertes sur l'infini, comme dans le cas des trous coronaux ; elle apparaissent ici comme des droites pour la commodité du schéma : dans la réalité, elles sont évidemment courbes)). Chaque "tranche" de la profondeur de la ligne de visée (parallèles au plan du ciel, en gris) est découpée en volumes élémentaires, chacun étant animé d'une certaine vitesse instantanée (les flèches rouges représentent la projection de ces vecteurs-vitesse sur la ligne de visée). La raie observée correspond à l'intégration de toutes les raies émises par ces différents volumes élémentaires, dont les centres sont légèrement décalées par effet Doppler : il y a donc un élargissement supplémentaire dû à ces fluctuations de vitesses. (N.B. du fait de la distance entre l'observateur et le Soleil, ainsi que de la taille du champ de vue, on peut négliger la divergence de l'angle solide.).*

moment où l'on pointe à 1 ou 2 $R_\odot$ du limbe[52], surtout si le vent solaire est accéléré très près du bord comme on le suppose depuis quelques années.

Conclusion

Le concept de vitesse non-thermique est une hypothèse née du besoin d'expliquer les largeurs des raies de la région de transition et de la couronne, largeurs qui sont plus grandes que la contribution Doppler thermique déduite de l'hypothèse où la température est égale à la température de formation de la raie. On a montré qu'il pouvait s'agir de l'effet d'un champ de vitesse associé à l'intégration inévitable du rayonnement observé, en temps comme en espace.

Si on néglige la largeur naturelle, et si l'on fait abstraction de la largeur instrumentale, la largeur observée pour les raies de la région de transition et de la couronne à une origine purement "Doppler". L'origine de cet effet Doppler peut être séparée en trois contributions, que j'appellerai "microscopique", "mésoscopique", et "macroscopique"[53]. Certains auteurs parlent de *température cinétique*[54] pour regrouper ces trois contributions. Par "microscopique", j'entends tout ce qui touche aux effets liés à la distribution cinétique des ions dans un élément de volume donné (autrement dit, leurs vitesses individuelles dans le référentiel de repos de l'ensemble de la distribution), distribution dont la largeur est associée au concept de température. Les contributions mésoscopique et macroscopique correspondent alors aux effets dû au mouvements fluides de ces mêmes éléments de volume, et sont à l'origine du concept de vitesse non-thermique ; la contribution mésoscopique est celle liée aux mouvements dont les échelles caractéristiques (en temps et en espace) sont plus petites que la résolution de l'instrument[55], tandis que la contribution macroscopique est celle liée à l'intégration sur la profondeur de la ligne de visée, c'est-à-dire sur des échelles beaucoup plus grandes que la résolution.

Les candidats les plus probables pour expliquer ces champs de vitesse sont des ondes d'Alfvén (qui pourraient agir aussi bien au niveau mésoscopique qu'au niveau macroscopique, selon leur fréquence[56]), ou le vent solaire (qui agirait plutôt au niveau macroscopique, mais pourrait aussi le faire au niveau mésoscopique (turbulence fluide)).

4.3.4 Les observations sur la largeur des raies

Les variations de la largeur d'une raie en fonction de la région observée apportent de précieuses informations : selon les conditions d'observation (mais aussi selon le parti pris par les auteurs), cette variation peut être attribuée à la température, ou à la vitesse non-thermique. Dans les deux cas, ceci est d'un grand intérêt pour la question du chauffage de la couronne et de l'accélération du vent solaire (on discutera du problème qui consiste à distinguer les deux contributions Sec. 4.4).

Observations sur le disque solaire

Variation centre-bord : comparer les largeurs au centre du disque et en son bord permet de faire varier les conditions d'orientation des lignes de champs par rapport à la ligne de visée.

[52] Cet effet a été sous-estimé par les personnes qui étudient les largeurs des raies observées par UVCS/SOHO. Il a été quantifié par Raouafi and Solanki (2004), qui lui imputent une bonne part des excès de température déduite de ces observations.

[53] Les distinctions microscopiques et macroscopiques apparaissent parfois chez certains auteurs. Je rajoute ici la partie mésoscopique, qui me semble aussi pertinente (voir la suite de la discussion).

[54] *kinetic temperature*, en anglais.

[55] d'où le terme de "vitesse non-résolue" parfois utilisé à la place de "vitesse non-thermique".

[56] ou longueur d'onde, selon la grandeur considérée.

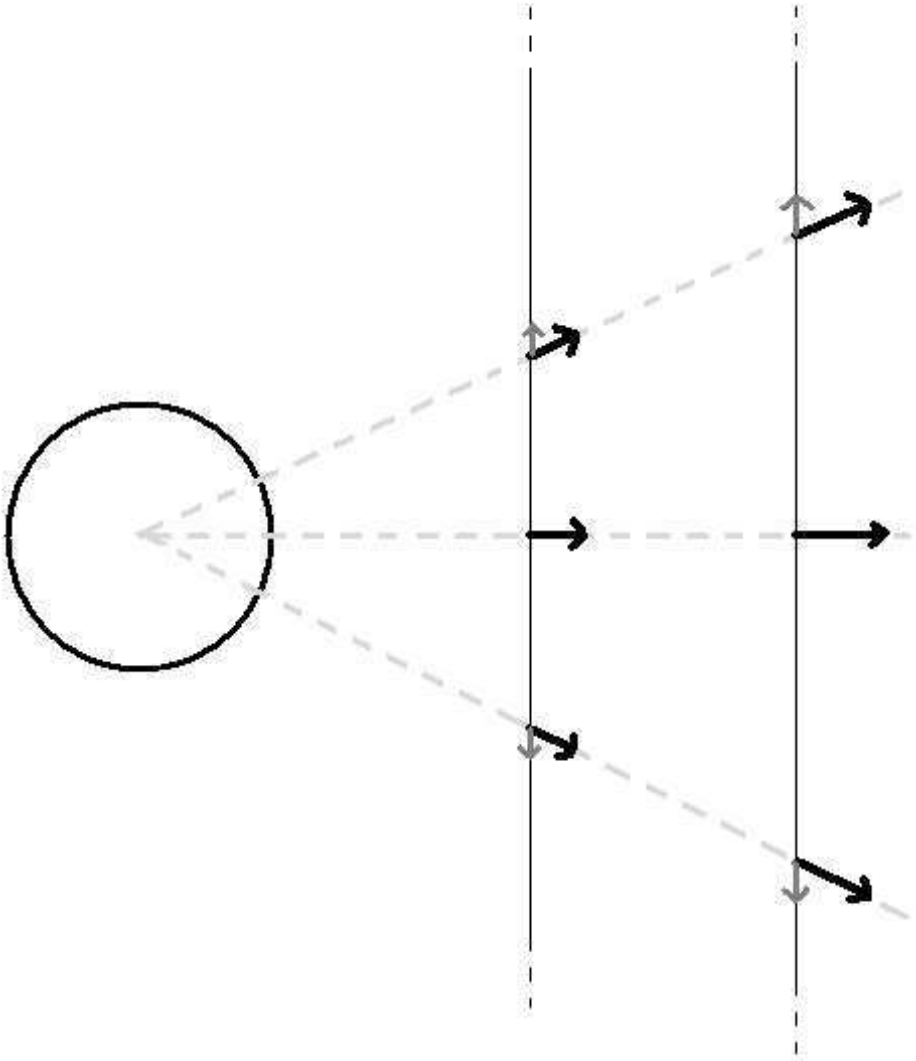


Fig. 4.10: *Schéma représentant l'effet de l'intégration sur la profondeur de la ligne de visée, avec un vent solaire radial (flèches noires). Ce que voit l'observateur correspond à la somme de toutes les raies émises le long d'une ligne de visée donnée (traits plein gris), dont les centres sont décalés en fonction de la composante du vent sur cette ligne de visée, l'intensité décroissant avec la densité (cf. Fig. 4.8).*

Les observations de Chae et al. (1998) montrent que la largeur de raie est globalement isotrope (confirmant les résultats de Mariska et al. (1978)), avec toutefois une augmentation de 2 à 3 $\mathrm{km \cdot s^{-1}}$ au bord, par rapport à la valeur au centre (ils écartent les effets d'opacité). Cette légère variation est aussi confirmée par Lee et al. (2000), tandis que Doyle et al. (2000) concluent plutôt à une nature isotrope. Si ce sont des ondes transverses au champ magnétique qui sont à l'origine de la vitesse non-thermique, alors on s'attendrait à ce que la variation centre-bord soit plus importante (de façon à mettre en évidence la nature non-isotrope d'une telle onde, qui n'apporte aucune contribution à la largeur si la ligne de champ est parallèle à la ligne de visée). Pourtant ce serait négliger les effets de la structure du champ magnétique à petite échelle (cf. les modèles de canopée, Sec. 1.2.3, et Fig. 1.7), surtout dans les basses couches de l'atmosphère solaire : on doit en effet s'attendre à un enchevêtrement de lignes de champ présentant, dans le même champ de vue et la même ligne de visée, un grand nombre d'orientations différentes. Erdelyi et al. (1998) ont quantifié l'effet des différents types d'ondes MHD, et concluent que les ondes transverses (onde d'Alfvén "pure") sont plus à même de reproduire les valeurs de largeur non-thermique observées.

courbe $\xi = f(T_{\mathbf{formation}})$: dans le cas où l'on suppose que la température du plasma est égale à la température de formation de la raie, on peut déduire la vitesse non-thermique à partir de la mesure de la largeur de cette raie. En faisant cela pour un grand nombre d'ions, on peut tracer la courbe de la vitesse non-thermique en fonction de la température de formation $\xi = f(T_{\mathrm{formation}})$, comme l'ont fait Boland et al. (1975), Dere and Mason (1993) ou Chae et al. (1998). Chae et al. (1998), par exemple, observent une courbe croissante depuis $\approx 5\ \mathrm{km \cdot s^{-1}}$ à 10^4 K jusqu'à $\approx 30\ \mathrm{km \cdot s^{-1}}$ (à environ 300 000 K, pour l'O VI[57]), puis une décroissance jusqu'à $\approx 17\ \mathrm{km \cdot s^{-1}}$ à 10^6 K (Fe XII). Comme le suggèrent Mariska et al. (1978), les différentes températures de formation d'ions observés en un même point du disque peuvent être associées à différentes altitudes au dessus de la surface. Une telle courbe laisse donc présager que la vitesse non-thermique joue un rôle très important dans le chauffage la couronne, la décroissance de sa valeur à partir d'une certaine altitude évoquant la dissipation d'ondes d'Alfvén.

Variations selon le type de région observé : Lemaire et al. (1999) ou O'Shea et al. (2003), par exemple, ont montré que la largeur est plus importante dans un trou coronal que dans une "région calme" ; pour Dere and Mason (1993), la vitesse non-thermique est plus importante dans une région active que dans une région calme (ceci dans la région de transition). Teriaca et al. (1999) retrouvent une courbe similaire à celle de Chae et al. (1998) pour $\xi = f(T_{\mathrm{formation}})$ dans une région active, avec le même maximum ($\approx 30\ \mathrm{km \cdot s^{-1}}$) autour de 300 000 K ; ils trouvent néanmoins une valeur plus élevée pour le Fe XII, tandis que la décroissance après le maximum est moins prononcée (ceci pourrait s'expliquer si l'on considère que dans une région active, les régions qui émettent la raie du Fe XII sont peut-être à une température plus élevée que celle de sa formation).

4.3.5 Observations au-dessus du limbe

Concernant la variation de la largeur au-dessus du limbe solaire, en fonction de l'altitude, les résultats sont plutôt contradictoires, reflétant probablement la variation des conditions d'observation, mais aussi la sous-estimation (c'est du moins ce que je vais montrer dans cette thèse) du problème de lumière diffusée instrumentale.

[57] Boland et al. (1975) s'étaient arrêtés à environ 100 000 K. Une valeur aussi élevée de la vitesse non-thermique pour cet ion était déjà observée par Warren et al. (1997).

Dans la basse couronne ($< 2\ R_\odot$)

Notons tout d'abord que la largeur des raies présente un maximum local au passage du limbe (peut-être dû à des effets de ligne de visée). Tous les auteurs s'accordent pour dire que la largeur des raies coronales augmente ensuite dès que l'on s'éloigne du limbe ; pour beaucoup, elle atteint ensuite un maximum avant de présenter un plateau, voire une décroissance. Hassler et al. (1990) observent ainsi (à l'aide d'une fusée-sonde) une raie du Mg X au-dessus d'un trou coronal, raie dont la largeur augmente jusqu'à 1.1 $R_\odot$, avant de montrer un plateau entre 1.1 $R_\odot$ et 1.2 $R_\odot$. Banerjee et al. (1998) observent le même comportement avec une raie du Si VIII (en utilisant SUMER/SOHO).

Ce comportement est attribué à l'augmentation de l'amplitude des ondes du fait de la chute de la densité avec l'altitude (conservation du flux, cf. Sec. 2.1.3), puis à leur amortissement.

Avec CDS/SOHO, O'Shea et al. (2003) ont observé que la largeur d'une raie du Mg X diminuait à partir de 1.06 $R_\odot$("turn over point") au-dessus d'un trou coronal. Ils notent par ailleurs que la localisation de ce point varie selon les jeux de données utilisés, mais se produit toujours pour une même valeur de la largeur (soupçonnant un effet de seuil pour l'amortissement des ondes d'Alfvén). Pourtant, quand O'Shea et al. (2004) observent une raie du Si XII en plus de celle du Mg X, et comme celle du Si XII ne présente pas le même comportement, ils incriminent des effets dus à la photo-excitation pour expliquer la décroissance de la largeur des deux raies du Mg X...

Lee et al. (2000) ont montré, toujours au-dessus d'un trou coronal et avec SUMER, le lien entre le moment où la raie change de comportement et l'échelle de hauteur en intensité (intensité maximum (au limbe) à $1/e$([58]) (néanmoins, ils utilisent pour arriver à cette conclusion beaucoup de raies de la région de transition, et les résultats du Mg X (ion coronal) apparaissent très bruités). Ils retrouvent aussi une courbe $\xi = f(T_{\text{formation}})$ semblable à celle que Chae et al. (1998) ont observé sur le disque, à quelques secondes d'arc au-dessus du bord.

La largeur a aussi été étudiée dans la couronne au-dessus des régions de "soleil calme" : Harrison et al. (2002) ont observé avec CDS une décroissance de la largeur de la raie du Mg X à partir de seulement $40''$ ($\approx 1.04\ R_\odot$; les largeurs observées sont moins importantes qu'au-dessus des trous coronaux). Excluant toute influence de la lumière diffusée instrumentale, ils attribuent ce comportement à l'absorption d'ondes d'Alfvén dans des régions où les lignes de champs sont fermées. Wilhelm et al. (2004) (avec SUMER), toujours à l'équateur mais à une date différente, ne retrouvent pas un tel comportement. Les résultats des deux instruments sont "réconciliés" lors d'observations conjointes (Wilhelm et al., 2005) ; mais on n'observe alors plus de décroissance de la largeur des raies (plutôt un léger plateau)... Par ailleurs, Peter and Vocks (2003) ont observé un maximum local de la largeur de raies de la région de transition (O V et S VI) à moins de $10''$ au-dessus du limbe, ce qu'ils attribuent à la manifestation de la dissipation d'ondes cyclotroniques ioniques (la décroissance qui suit s'explique, selon eux, par les collisions refroidissant ces ions à plus haute altitude).

À partir d'observations depuis le sol des raies du Fe X, Fe XIII et Fe XIV (dans le visible et l'infrarouge), dans un jet coronal jusqu'à environ $140''$, Singh et al. (2003a,b) estiment que le comportement des largeurs avec l'altitude dépend de la température de formation de la raie : ainsi, la largeur du Fe X augmente, celle du Fe XIII augmente de façon moins forte, tandis que celle du Fe XIV décroît légèrement ! Estimant que cela contredit l'interprétation de la variation de la largeur du fait de la présence d'ondes d'Alfvén, ils incriminent plutôt les effets de ligne de visée. Toujours à partir du sol, Contesse et al. (2004), quant à eux, n'observent pas de décroissance nette de la largeur du Fe XIV (plutôt un plateau), jusqu'à près de 1.5 $R_\odot$ au niveau

[58] *intensity scale height*

de l'équateur (des côtés ouest et est), et jusqu'à près de 1.2 $R_\odot$ au-dessus des pôles (ils appliquent une correction de lumière diffusée semblable à celle de Singh et al. (2003a,b)). Les largeurs qu'ils observent sont plus élevées au-dessus des pôles que de l'équateur.

Dans la haute couronne solaire

Les largeurs des raies ont été observées par UVCS/SOHO jusqu'à plusieurs rayons solaires (essentiellement Lyα et les deux raies de l'O VI à 1032 et 1037 Å). On se référera par exemple à Li et al. (1998), Kohl et al. (1998), Cranmer et al. (1999b), Esser et al. (1999), Frazin et al. (1999), et Morgan and Habbal (2004) (lesquels argumentent sur les différences observées entre les deux raies de l'O VI). De façon générale, la largeur de ces raies augmente de façon importante avec l'altitude. À partir de modèles, ils concluent à d'importantes anisotropies de température (avec des températures perpendiculaires jusqu'à plusieurs centaines de fois supérieures aux températures parallèles).

Doyle et al. (1999) ont réalisé une synthèse des largeurs de raies observées depuis le limbe jusqu'à 8 $R_\odot$ (Banerjee et al. (2000) : jusqu'à une altitude moins élevée). Même si l'on peut mettre en doute la réalité du plateau observé à basse altitude (lumière diffusée instrumentale ?), ces courbes mettent en évidence la présence de deux régimes différents : les largeurs augmentent de façon beaucoup plus importante à partir de ≈ 2 $R_\odot$ qu'en deçà.

En conclusion, dans la basse couronne, il semble important de réaliser une étude plus systématique des largeurs de raies, en faisant très attention à la présence de structures différentes lorsqu'on essaie de faire varier l'altitude observée. Il faudrait aussi quantifier les effets de photo-excitation, ce que je n'ai pas fait, me concentrant surtout sur les effets de la lumière diffusée. Concernant la haute couronne observée par UVCS, les largeurs importantes observées méritent d'être réinterprétées à la lumière des effets du vent solaire associé à l'intégration sur la profondeur de la ligne de visée (cf. Sec. 4.3.3).

4.3.6 Discussion sur l'origine de la vitesse non-thermique

On a conclu p. 94 que la vitesse non-thermique provenait d'effets d'intégration sur l'angle solide observé, dans un milieu soumis à des mouvements fluides. On a parlé de contribution mésoscopique et macroscopique. Y a-t-il des arguments qui permettent de privilégier l'une plutôt que l'autre, et de contraindre la nature de la vitesse non-thermique ? On a aussi compris que la principale source d'élargissement des raies de la basse couronne venait probablement de la présence d'ondes d'Alfvén (le fait qu'il apparaisse aussi une vitesse non-thermique dans la région de transition implique en effet de faire intervenir autre chose que le vent solaire), tandis que le vent solaire joue probablement un grand rôle dans l'élargissement des raies de la haute couronne (> 2 $R_\odot$).

Analysons maintenant l'hypothèse d'ondes d'Alfvén présentant un spectre en loi de puissance du fait d'un mécanisme de cascade turbulente (cf. Sec. 2.1.4, et Fig. 2.1). Considérons dans un premier temps que seule contribue au rayonnement observé une interface fine (la "surface du Soleil", ou une couche particulière, ou, dans le cas d'observations au-dessus du limbe, uniquement le plan perpendiculaire à la ligne de visée). Alors les longueurs d'onde et/ou périodes plus petites que la résolution de l'instrument aboutissent en effet à un élargissement des raies observées, par intégration de raies émises à des longueurs d'onde légèrement décalées, du fait de la vitesse fluide du plasma, laquelle vitesse est induite par l'onde d'Alfvén. Les échelles plus grandes que la résolution de l'instrument créeront, elles, des décalages Doppler directement observables. Calculons un ordre de grandeur de ces échelles pour des ondes d'Alfvén telles qu'on les suppose

dans la basse couronne solaire, et plus particulièrement le mode purement transverse (sans composante acoustique ; voir Eq. 2.1[59]). Les plus basses fréquences (qui sont aussi celles ayant les plus fortes amplitudes dans le spectre turbulent (cf. Fig. 2.1), et celles qui suivent la relation 2.3 liée à la conservation du flux) se situent autour de 10^{-3}–10^{-2} Hz , soit des périodes de l'ordre de 100 à 1000 s, et des longueurs d'onde comprise entre 0.2 et 2 millions de kilomètres[60]. Ces échelles sont donc très supérieures aux résolutions instrumentales (quelques secondes, et quelques milliers de kilomètres). De telles ondes devraient donc être observées par décalage Doppler, or elles ne le sont pas (e.g. Chae et al. (1998), et cf. Sec. 7.1).

Doit-on pour autant rejeter l'existence de ces ondes, ou plutôt privilégier la contribution macroscopique (i.e. la profondeur de la ligne de visée) ? En fait, Si l'amplitude des ondes est suffisament importante, le simple fait que les raies aient des profils gaussiens impliquent que la distribution de vitesse à l'origine de la vitesse non-thermique soit elle-même gaussienne (la contribution thermique l'étant déjà) : on a vu p. 83 qu'une onde "isolée" produirait une déformation des raies. Or pour une température de 10^6 K, la vitesse thermique du fer, par exemple, vaut ≈ 17 km $\cdot$ s^{-1}. Une amplitude des ondes de l'ordre de 35 km $\cdot$ s^{-1} devrait donc produire sur cette raie une déformation parfaitement discernable (cf. Fig. 4.6).

Une distribution gaussienne ne peut être obtenue (si on veut faire intervenir des ondes) que par le biais de l'intégration sur la ligne de visée, seule à même de constituer une collection d'ondes de phases différentes, de façon à ce que les vitesses élémentaires des éléments de volumes soient "désordonnées", et à détruire toute information "sinusoïdale"[61]. Il faut donc "mélanger" des ondes se propageant sur des lignes de champ différentes. L'effet de déphasage est alors évident dans le cas de fréquences différentes, mais est aussi vrai dans le cas d'ondes de même fréquence : du fait, par exemple d'une origine spatiale commune (les pieds des boucles sont souvent plus rapprochés que leur apex), toute perturbation au niveau de ces pieds a de grandes chances de se propager dans plusieurs boucles. Le déphasage est ensuite dû au fait que le chemin parcouru est différent pour arriver à la ligne de visée, tandis que la valeur de la vitesse peut être modifiée par les effets de projection (angle différent entre la boucle et la ligne de visée).

Ainsi il est fort probable que la présence d'ondes d'Alfvén de périodes supérieures aux résolutions temporelles et spatiales soit masquée par l'intégration sur la ligne de visée (un point qui est négligé par Tu et al. (1998), qui estiment que la largeur des raies ne représente que l'effet des ondes de période inférieure au temps d'exposition) ; les fluctuations moyennes de ces ondes sur la ligne de visée constituent alors une part importante de la "vitesse non-thermique".

Bien entendu, il reste aussi la possibilité que tout ou partie de la vitesse non-thermique "mesurée" par certains auteurs soit due à un effet purement thermique, dans le cas où la température de l'ion serait supérieure à la température de formation de la raie...

[59] Pour des ondes magnéto-sonores, ces relations sont modifiées, mais cela ne devrait pas changer le principe de la discussion.

[60] Estimations basées sur des valeurs "raisonnables" des paramètres suivants de la basse couronne : un champ magnétique de l'ordre de 10 Gauss et une densité électronique de l'ordre de 10^8 cm^{-3}.

[61] La présence d'une collection d'ondes de fréquences différentes dans le même tube de flux ne réalise pas une telle condition : si elles ont toutes la même amplitude (ou si l'indice de la loi de puissance de leur amplitude en fonction de la fréquence est voisin de zéro) les interférences destructives qui se produisent entre elles n'induisent que de faibles fluctuations, donc peu d'élargissement de la raie. Si les amplitudes sont très différentes (par exemple, si elles suivent une loi de puissance d'indice supérieur ou égal à 1) alors les plus fortes amplitudes (correspondant aux plus petites fréquences) dominent, et le décalage Doppler de la longueur d'onde de la raie devient observable (i.e. : pas uniquement un élargissement).

4.4 Séparer la contribution thermique de celle de la vitesse non-thermique

La largeur des raies coronales contient potentiellement une double information : à la fois sur le résultat observable du chauffage, c'est-à-dire la température, et sur l'origine éventuelle de ce chauffage, à savoir l'amplitude d'ondes d'Alfvén, dont la dissipation peut-être directe, ou se faire suite à une cascade turbulente, par absorption cyclotronique ionique (Sec. 2.3). Toute la difficulté réside dans ce que nous avons précisément deux valeurs a priori inconnues mélangées dans une seule observable. Il faut donc faire obligatoirement une hypothèse sur la valeur d'une des contributions, pour déduire l'autre ! L'ensemble des méthodes utilisées dans la littérature se résume donc à faire soit une hypothèse sur la température des ions (hypothèse qui est souvent implicite), soit sur la valeur de la vitesse non-thermique... Dans le premier cas, les auteurs cherchent souvent à déterminer l'amplitude des fluctuations dues aux ondes d'Alfvén (ou à infirmer leur existence), tandis que dans le deuxième cas, on trouve plutôt ceux qui veulent mettre en évidence un chauffage préférentiel des ions, sans vraiment chercher à contraindre l'amplitude des ondes d'Alfvén.

Je vais donc discuter de ces différentes méthodes, dont on a compris qu'aucune ne me satisfait vraiment, avant d'introduire celle que j'ai développée dans le cadre de cette thèse. On commencera par les hypothèses sur la température, qui apparaissent en définitive comme les plus fortes, puis on verra celles sur la vitesse non-thermique.

4.4.1 Faire une hypothèse sur la température

L'hypothèse isotherme

L'hypothèse isotherme (i.e. tous les espèces de particules de la colonne de plasma observée sont à la même température) n'a pas beaucoup de succès : on en trouve un exemple dans Doschek and Feldman (2000); Doschek et al. (2001) (dans un jet coronal), qui déterminent la température électronique à l'aide de la mesure d'émission (diagnostic réalisé dans Feldman et al. (1999)), et qui font l'hypothèse que tous les ions sont à cette même température électronique. Ils trouvent alors des valeurs différentes pour la vitesse non-thermique, selon les ions considérés, et argumentent sur les sources d'erreur pour justifier ces différences. Ils supposent donc en réalité que les valeurs de température et vitesse non-thermiques doivent être identiques (respectivement) quels que soient les ions considérés...

En fait, Moran (2003) a montré (dans un trou coronal) que l'hypothèse isotherme et l'hypothèse de vitesse non-thermique identique pour tous les ions ne pouvaient être vraies en même temps : la courbe $v^2 = f(1/m)$ (cf. Eq. 4.8) ne forme pas une droite, les ions de même masse, mais de charges différentes, ont donc soit des températures soit des vitesses non-thermique différentes.

On met là en évidence un point très important : observer plusieurs ions en même temps permet de poser des contraintes très fortes sur les valeurs respectives de T et ξ : c'est un point négligé par les auteurs qui ne s'intéressent qu'à un seul ion à la fois...

L'hypothèse $T = T_{\textbf{formation}}$

La plupart des auteurs privilégient l'hypothèse qui consiste à attribuer à chaque ion la température de formation. C'est ainsi le cas pour les premières observations (cf. Sec. 4.2.5) sur le disque, comme pour Hassler et al. (1990) ou Contesse et al. (2004), hors du limbe. Une telle hypothèse suppose aussi que l'équilibre d'ionisation est vérifié. Or de nombreux auteurs le mettent en doute, surtout dans les trous coronaux (plasma non collisionnel ; e.g. Seely et al. (1997); Tu

et al. (1998); Banerjee et al. (1998)), et on a vu Sec. 2.3.3 que les temps caractéristiques de collision étaient plus grands que ceux sur lesquelles un éventuel chauffage cyclotronique ionique pouvait se produire. Comme on l'a déjà dit, l'hypothèse $T = T_{\text{formation}}$, qui tient compte de l'intégration sur la ligne de visée, est valable lors d'observations sur le disque, mais devient plus discutable hors du limbe : alors que les gradients de densité et température le long de la ligne de visée deviennent plus faibles, des couches de densités et températures différentes contribuent au rayonnement observé[62].

Doyle et al. (1999) utilisent une hypothèse un peu plus élaborée : ils supposent que la température électronique est égale à celle de formation du Si VIII qu'ils observent, et déduisent la température des protons de l'équilibre hydrostatique (équilibre contraint par des mesures de densité) ; ils supposent alors que les ions Si VIII ont la même température que les protons, elle-même supérieure à la température électronique (donc la température de formation du Si VIII), avant de déduire la vitesse non-thermique de la largeur du Si VIII.

4.4.2 Faire une hypothèse sur la vitesse non-thermique

Une vitesse non-thermique identique pour tous les ions

L'hypothèse générale que l'on peut faire sur la vitesse non-thermique consiste à dire que sa valeur est identique pour tous les ions à une "altitude" donnée. Cette hypothèse semble raisonnable si l'on considère que la vitesse non-thermique provient de mouvements fluides (i.e. : de l'ensemble du plasma, quelles que soient les espèces considérées). De fait, il se pourrait que les différentes espèces d'ions ne "voient" par la même amplitude d'une onde d'Alfvén dans le cas où ils auraient une vitesse différentielle par rapport aux protons (les ions "surfent" sur l'onde d'Alfvén (Hollweg and Isenberg, 2002)). Dans ce cas, les valeurs de ξ seraient différentes selon les différentes espèces ioniques. Pourtant, cela suppose aussi que la vitesse des protons (donc le vent solaire) est déjà importante ; cette situation est donc peu probable dans la basse couronne.

L'hypothèse a priori d'une vitesse non-thermique commune est ainsi faite par Seely et al. (1997). Ils supposent alors que les ions de même température de formation ont effectivement la même température, et ajustent ensuite la valeur de ξ de façon que la température de l'ion de plus grande température de formation soit précisément égale à cette température de formation. Les autres ions se retrouvent alors avec une température supérieure à leur température de formation, l'écart augmentant d'autant plus que la température de formation est plus basse. Ces auteurs concluent en attribuant cet écart à des processus thermiques hors équilibre (phase de chauffage et/ou refroidissement), ou à du chauffage préférentiel (ils estiment aussi que Hassler et al. (1990) surestiment la valeur de la vitesse non-thermique, puisque le Mg X a une température supérieure à sa température de formation, d'après leurs propres résultats).

Tu et al. (1998, 1999) sont plus prudents : ils cherchent effectivement la signature d'un chauffage préférentiel, mais sans faire d'hypothèse forte pour contraindre la vitesse non-thermique (ils abandonnent en particulier toute utilisation de la température de formation). Ils se contentent de contraindre la valeur supérieure de ξ avec l'ion du Fer (élément le plus lourd disponible) ayant la plus petite largeur dans le jeu de donné considéré (i.e. la borne supérieure est donnée par la totalité de la largeur dans le cas où la contribution thermique serait fortement négligeable ($kT/m \ll \xi^2$, du fait de la valeur importante de m)) ; la borne inférieure de ξ étant trivialement 0. Ces deux valeurs extrêmes leur permettent alors de contraindre la température de chaque

[62] N. B. : on parle parfois de "multi-thermal plasma" dans la littérature ; cela ne veut pas forcément dire que les températures des ions sont différentes, mais plutôt que la colonne de plasma le long de la ligne de visée n'est pas porté à une même température.

ion entre une valeur minimum et maximum. Ils notent ainsi un chauffage plus important (entre ≈ 1.04 et 1.18 $R_\odot$), pour les ions de plus fort A/Z (donc de plus faible rapport charge-sur-masse q/m).

Gradient de l'amplitude d'ondes d'Alfvén avec la chute de densité

Le fait que l'amplitude des ondes d'Alfvén augmente lorsque la densité décroît a été présenté Sec. 2.1.3 (conservation du flux). La variation de la largeur de certaines raies (hors-limbe) a été analysé à la lumière de la relation suivante (e.g. par Hassler et al. (1990) (Mg X) ou par Pekünlü et al. (2002) (Si VIII)) :

$$\xi \propto \rho^{-1/4} \tag{4.10}$$

Banerjee et al. (1998) ont alors contraint la valeur de la température du Si VIII de façon à obtenir la meilleure adéquation avec la relation précédente[63].

4.4.3 Méthode utilisée dans cette thèse

La meilleure façon d'observer des différences de température entre différentes altitudes et différents ions (conditions suffisantes pour conclure respectivement à du chauffage et à du chauffage préférentiel) est bien entendu de ne pas faire d'hypothèse a priori sur la valeur de la température ; je laisserai donc de côté l'hypothèse de la température de formation, dont j'ai montré qu'elle n'était pas vraiment fiable hors du limbe. Un dernier argument contre celle-ci consiste à remarquer que les raies des ions du Fer les moins chargés (qui sont aussi ceux formés à une température inférieure) s'avèrent avoir des largeurs Doppler (en termes de vitesse), donc des températures (si on suppose que tous les ions ont la même vitesse non-thermique) plus grandes que les ions plus fortement chargés (e.g. Seely et al. (1997); Tu et al. (1998); Wilhelm et al. (2005)). Ceci est en revanche en accord avec un chauffage préférentiel des ions de plus petits q/m, compatible avec le chauffage cyclotronique ionique.

Analyser les largeurs de raies de plusieurs ions à une altitude donnée

La signature la plus triviale pour conclure à du chauffage préférentiel d'origine cyclotronique ionique consiste à observer des différences de température entre ions de différentes espèces, les ions de plus petits q/m étant davantage chauffés.

Cependant, j'ai montré dans Dolla et al. (2004) que déduire la température à partir de la largeur sans vraiment connaître la valeur de ξ, ne permettait pas de conclure : les ions de plus petits q/m sont aussi ceux qui ont une grande masse m, donc ceux pour lesquels la température déduite de la largeur dépend fortement de la valeur de ξ. Pour les fortes valeurs de ξ, on ne peut exclure que tous les ions aient la même température, dans la limite des barres d'erreur (voir aussi Partie III).

Dans l'idéal, il faudrait donc, avec cette méthode, disposer d'un très grand nombre d'ions, couvrant une large gamme de valeur de q/m et $1/m$, Ce qui n'est pas le cas dans les conditions actuelles.

Analyser le gradient de la largeur des raies avec l'altitude

Se concentrer sur le chauffage cyclotronique serait négliger un autre aspect de la question : la variation de l'amplitude des ondes d'Alfvén avec l'altitude, variation qui fournit un moyen

[63] Rappelons que le fait que la largeur stagne ou décroisse à partir d'une certaine altitude est attribuée à l'absorption de l'énergie des ondes d'Alfvén.

de contraindre à la fois la vitesse non-thermique et la température des ions (on doit bien sûr supposer pour cela que ce sont bien des ondes d'Alfvén qui sont responsables de la vitesse non-thermique). Rappelons que les courbes $\xi = f(T_{\text{formation}})$ observées (principalement sur le disque) font supposer que ξ décroît à partir d'une certaine altitude dans la région de transition. En revanche une fois hors du limbe, on constate que les largeurs augmentent avec l'altitude (avant d'éventuelles plateaux ou décroissances). La question est donc : qu'est-ce qui est responsable de cette variation ? Une variation de température (potentiellement induite par du chauffage cyclotronique ionique, auquel cas le chauffage sera préférentiel) ou une variation de la vitesse non-thermique (dans le cas d'ondes d'Alfvén, leur amplitude est supposée augmenter tandis que la densité décroît). N'oublions pas non plus l'importance des ondes d'Alfvén dans le cadre de modèles de cascade turbulente, dans lesquels les ondes cyclotroniques ioniques assurent la dissipation de l'énergie aux petites échelles.

Or il faut bien constater qu'en général dans la littérature, ces deux interprétations s'ignorent. L'idée principale de cette thèse consiste à les réconcilier, et à les contraindre toutes les deux en même temps, en étudiant le gradient de la largeur de raies de différentes espèces, de façon à distinguer les variations de température des variations de vitesse non-thermique.

Je montrerai qu'utiliser la relation 4.10, et supposer que le gradient de largeur d'une espèce ayant un grand q/m (donc la moins concernée par le chauffage cyclotronique) permet de contraindre la valeur de ξ, et par conséquent la température[64] de tous les autres ions, pour ensuite mettre en évidence le chauffage préférentiel.

Tous les points de cette méthode seront développés dans la Partie III (ainsi que l'illustration des problèmes présentés dans cette dernière section). Je vais d'abord présenter, dans les deux prochains chapitres, les moyens d'observer les raies coronales, ainsi que le traitement des données, et en particulier la mesure des largeurs, en mettant l'accent sur la correction des profils pour tenir compte de la lumière diffusée instrumentale.

[64] Maintenant que nous avons mis en évidence les effets de l'intégration sur la ligne de visée, on reprendra de "mauvaises habitudes", en indiquant l'altitude comme étant celle du point de la ligne de visée le plus proche du limbe. La température observée sera donc une température moyenne sur la colonne de plasma (pondérée par la densité), et ce d'autant plus que j'effectuerai la plupart du temps des moyennes sur des champs de vue relativement importants, lorsque la statistique (nombre de coups dans les raies) l'exigera...

Chapitre 5

Instrumentation

Satellites *: On les trouve dans l'**espace**, et ils y restent parce qu'ils vont si vite qu'ils ne sont jamais assez longtemps à un endroit pour tomber. On fait rebondir les **télévisions** contre eux. Ils font partie de la **science**.*

(Encyclopédie scientifique pour l'édification des jeunes gnomes curieux, par Angalo de Konfection).

Terry Pratchett, *Le grand livre de gnomes (Tome 3)*

Sommaire

5.1 La mission SOHO 106
5.1.1 Objectifs scientifiques 106
5.1.2 Orbite 107
5.1.3 Télémesure 107
5.2 Les instruments embarqués sur SOHO 108
5.2.1 Instruments pour l'héliosismologie 110
5.2.2 Instruments pour observer l'atmosphère solaire 111
5.2.3 Instruments de mesures in situ du vent solaire 112
5.3 Autres missions solaires et pour le vent solaire 113
5.3.1 Missions solaires 113
5.3.2 Missions d'étude in situ du vent solaire 113
5.3.3 Missions futures 114
5.4 Le centre MEDOC et les campagnes MEDOC 115
5.5 le spectromètre SUMER 116
5.5.1 Aspects techniques de l'instrument 119
5.5.2 Traitement des données brutes 122
5.5.3 Optimisation des observations 125
5.6 Conclusion ou "Pourquoi avoir utilisé uniquement les données SUMER ?" 126
5.6.1 SUMER : un spectromètre de très grande qualité 126
5.6.2 Les imageurs utilisés 127
5.6.3 La complémentarité apportée par le JOP 158 127

Introduction

Dans ce chapitre, je me propose de présenter tous les moyens qui m'ont permis de collecter des informations sur le Soleil. C'est donc là que l'on s'attend à me voir décrire les instruments dont j'ai pu utiliser les données pendant ma thèse, qui ne sont pas très nombreux ! Mais il aurait été dommage de ne pas présenter une vue d'ensemble de tous les instruments disponibles "sur le marché", ne serait-ce que parce que je suis susceptible d'utiliser certains d'entre eux pour mes futurs travaux. Je décrirai donc tout d'abord la mission SOHO dans son ensemble, puis j'apporterai quelques précisions sur les caractéristiques et les buts scientifiques de chacun de ses 12 instruments, avec lesquels j'ai pu "entrer en contact", même sommairement, pendant les campagnes d'observations MEDOC. J'enchaînerai ensuite avec les autres missions ayant pour objet d'étude le Soleil ou le vent solaire, certaines ayant déjà pu apparaître dans ce manuscrit à cause de leurs résultats majeurs ; enfin, je n'oublierai pas les missions que les agences spatiales ont planifiées (ou seulement envisagées) pour l'avenir.

Je présenterai aussi brièvement les campagnes MEDOC, puisque j'ai participé à plusieurs d'entre elles, et qu'elles m'ont permis de réaliser la totalité des observations utilisées pour cette thèse ; je n'oublierai pas le centre d'archivage des données MEDOC. Une section entière est dédiée au spectromètre SUMER (ses caractéristiques techniques et le traitement préliminaire des données brutes), lequel mérite d'être davantage détaillé : ce sont ses données que j'ai principalement utilisées. Pour finir, je ferai le bilan de mon utilisation de ces différents moyens, en répondant en particulier à la question qui pourrait tarauder le lecteur : "Mais, avec cette abondance d'instruments disponibles, pourquoi n'avoir utilisé que SUMER ? ? ?"

5.1 La mission SOHO

La sonde SOHO (SOlar and Heliographic Observatory), développée conjointement par l'ESA (European Space Agency) et la NASA (National Aeronautics and Space Administration), a été lancée le 2 décembre 1995, depuis le Kennedy Space Center (Cape Canaveral), à l'aide d'une fusée Atlas II-AS.

Une fois arrivée en février 1996 sur son orbite définitive (Sec. 5.1.2), les opérations ont commencé progressivement au printemps 1996, en période de minimum d'activité du Soleil[1]. La durée initiale de la mission était de deux ans, et du fait des très nombreuses avancées qu'elle a permis et qu'elle promet encore, elle a été depuis prolongée jusqu'en 2007. De cette façon, cette mission aura permis d'observer le Soleil, avec les mêmes instruments, sur quasiment un cycle solaire.

La sonde est composée de deux modules : un module de service (partie basse de la figure 5.3, p. 110), qui gère la puissance électrique issue des panneaux solaires, la température de la sonde, le pointage, et les télécommunications ; et le module de "charge utile", qui abrite les instruments (partie haute). La sonde elle-même a été construite en Europe par un consortium industriel dirigé par Matra, tandis que les instruments étaient fournis par des équipes scientifiques, réunies en 12 consortiums impliquant 39 instituts dans 15 pays (Allemagne, Belgique, Danemark, Espagne, Etats-Unis, Finlande, France, Irlande, Italie, Japon, Norvège, Pays-Bas, Royaume-Uni, Russie, Suisse). Neuf PI[2] sont européens, trois américains. La NASA a fourni le lanceur, et dirige les opérations scientifiques et techniques depuis le Goddard Space Flight Center (voir aussi Sec. 5.4).

Le détail de la charge utile scientifique, ainsi que les détails techniques de la sonde sont dans Domingo et al. (1995). On trouvera aussi beaucoup d'informations sur les sites `http://soho.nascom.nasa.gov` et `http://www.medoc-ias.u-psud.fr/` (avec, en particulier, les images acquises en temps réel par les différents instruments). Je me contenterai de rapporter dans le reste de cette section quelques points importants.

5.1.1 Objectifs scientifiques

Les objectifs scientifiques annoncés sont :

1. mieux comprendre la structure et la dynamique de l'intérieur du Soleil, à l'aide de l'héliosismologie
2. mieux comprendre les phénomènes physiques qui donnent naissance à la couronne solaire et la chauffent
3. mieux comprendre les phénomènes physiques qui accélèrent le vent solaire, et l'étudier en détail.

Il s'agit donc d'étudier le Soleil depuis son intérieur (héliosismologie) jusqu'à la couronne et au vent solaire, en corrélant les mesures in situ du vent solaire avec les observations à distance de la couronne (température, densité, et vitesse). De plus, le fait de réunir autant d'instruments complémentaires sur un même satellite permet de les pointer sur le Soleil en même temps, sans avoir à gérer les fuseaux horaires ou les conditions météorologiques de différents observatoires du globe terrestre. Néanmoins, des observations conjointes avec ces observatoires sont possibles et encouragées (Sec. 5.4).

[1] Pour le cycle solaire, voir Fig. 1.9, p. 35.
[2] "Principal Investigator" : scientifique responsable d'un instrument.

5.1.2 Orbite

Après une première satellisation sur une orbite temporaire autour de la Terre, SOHO a été transférée sur une orbite de halo (d'une période de 180 jours) autour du point de Lagrange L1[3] (Fig. 5.2).

Les avantages d'une telle position et d'une telle orbite, par rapport à une orbite terrestre sont multiples :

- l'orbite de halo autour de L1 assure une meilleure stabilité comparée au cas où le satellite resterait en L1 (équilibre instable), et évite le bruit radio d'origine solaire qui s'ajouterait à la télémesure lors des transmissions si la sonde restait dans l'axe Soleil-Terre.
- les variations de vitesse pendant l'orbite sont moins abruptes (entre 8 et 10 m s^{-1} $jour^{-1}$ autour de la vitesse moyenne), ce qui est indispensables pour la précision des mesures héliosismiques (Domingo et al., 1995).
- l'affranchissement de l'atmosphère terrestre évite l'absorption d'une bonne part du rayonnement UV et EUV, de même que les problèmes de qualité du ciel ("seeing"), y compris pour les observations en lumière visible.
- de cette façon, "le Soleil ne se couche jamais pour SOHO", ce qui permet des observations en continu des divers phénomènes solaires, et la continuité des mesures héliosismiques.
- la sonde est en permanence en dehors de la magnétosphère, ce qui favorise les mesures in situ du vent solaire.
- de part cette position, les instruments de mesure in situ se trouvent sur le trajet de tout ce qui, provenant du Soleil, atteindra la Terre quelques minutes ou heures plus tard (selon la vitesse des particules). On peut donc connaître les caractéristiques du vent solaire (vitesse, densité, champ magnétique) qui interagit avec la magnétosphère, et en particulier, lors des éjections de masse coronale dite "de halo" (i.e. éjection se dirigeant vers la Terre : elle est vue par les coronographes, en projection sur le plan du ciel, sur tout le pourtour du Soleil, formant un halo autour du cache), celles-ci atteignent la sonde environ 2 ou 3 jour plus tard. Les particules énergétiques font alors apparaître des traces "brillantes" sur les détecteurs des différents imageurs. Ce sont ces mêmes particules qui pourront provoquer des perturbations de la magnétosphère, mesurables depuis les observatoires au sol.

La stabilité de pointage annoncée est de $10''$ sur le centre du Soleil, et mieux que $1''$ par intervalles de 15 minutes (Domingo et al., 1995).

5.1.3 Télémesure

Un réseau de grandes antennes radio de la NASA, sur l'ensemble du globe terrestre, forment le "Deep Space Network" (DSN) qui permet de communiquer avec le satellite. Trois sites espacés d'environ 120 degrés permettent une observation continue de nombreuses missions spatiales en "espace profond" : Goldstone, dans le désert du Mojave californien (Etats-unis), Robledo de Chavela, prés de Madrid (Espagne), et le dernier à 40 kilomètres de Canberra (Australie). Les sites ont été choisis dans des régions en cuvettes, entourées de montagnes, pour éviter les interférences radio. On trouvera plus d'informations sur `http://deepspace.jpl.nasa.gov/dsn/`.

Même si chaque site comprend plusieurs antennes, le temps de communication doit être partagé entre de nombreuses missions spatiales. Dans les premiers temps de la mission, le DSN

[3] Un des 5 points où les attractions gravitationnelles de la Terre et du Soleil s'annulent, celui-ci est situé à environ 1.5×10^6 km de la Terre, sur l'axe Soleil-Terre (soit $\approx 1\%$ de la distance entre la Terre et le Soleil) ; voir Fig. 5.1.

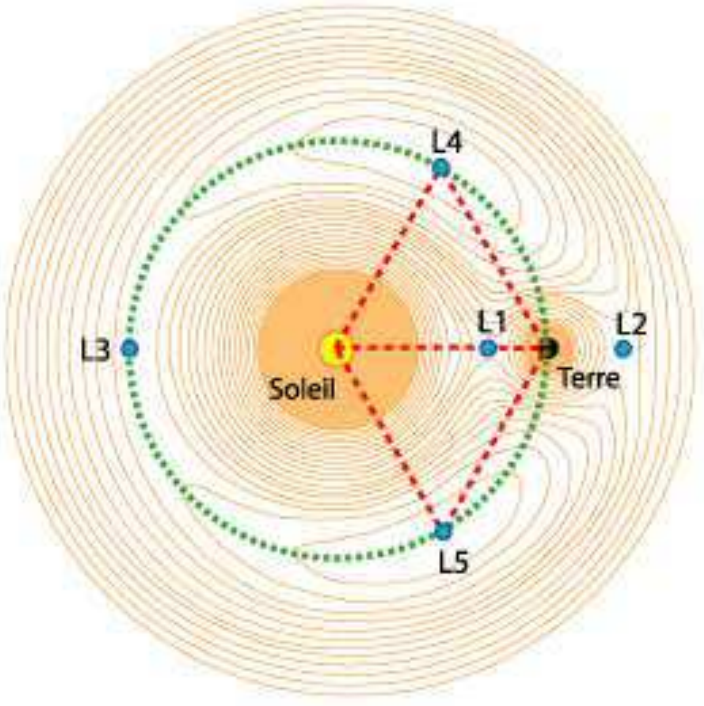


Fig. 5.1: *Positions des cinq points de Lagrange terrestres, c'est-à-dire les points d'équilibre gravitationnels entre les influences de la Terre et du Soleil. Le tracé des équipotentielles montre que si L4 et L5 sont des équilibres stables, L1, L2 et L3, sur l'axe Soleil-Terre, sont instables : un objet sera sensible à la moindre perturbation et s'éloignera facilement du point d'équilibre. L'orbite de halo de la sonde SOHO autour de L1 permet une meilleure stabilisation, et évite le bruit radio venant du Soleil lors des transmissions de télémesure. (tiré de Frendelvel (1999)).*

recevait la télémesure en provenance de la sonde durant 3 périodes courtes (1.6 heures) et une longue (8 heures) chaque jour. Depuis, ces horaires sont plus irréguliers ; ils sont disponibles en général une ou deux semaine à l'avance. En dehors des périodes de couverture, les données sont stockées à bord, et transmises dès que le contact avec une station est possible. Elles sont ensuite immédiatement transférées au centre des opérations (EOF, voir Sec. 5.4).

La sonde se voit donc attribuée une quantité de télémesure donnée pendant ses contacts avec le sol. Elle est ensuite répartie entre chacun des instruments, selon des taux variant selon les besoins ponctuels (haute résolution ou cadence temporelle, pour MDI par exemple), ou si certains instruments sont en veille (comme c'est souvent le cas pour SUMER, ce qui permet de doubler la résolution d'EIT, par exemple).

5.2 Les instruments embarqués sur SOHO

Une information détaillée pour chaque instrument peut être trouvé dans une série d'articles dans le même volume de *Solar Physics* que Domingo et al. (1995), ainsi qu'à partir des sites `http://soho.nascom.nasa.gov` et `http://www.medoc-ias.u-psud.fr/`. Pour la position des instruments sur la sonde, voir Fig. 5.3.

La sonde a donc embarqué à son bord 12 instruments complémentaires (environ 800 kg), cou-

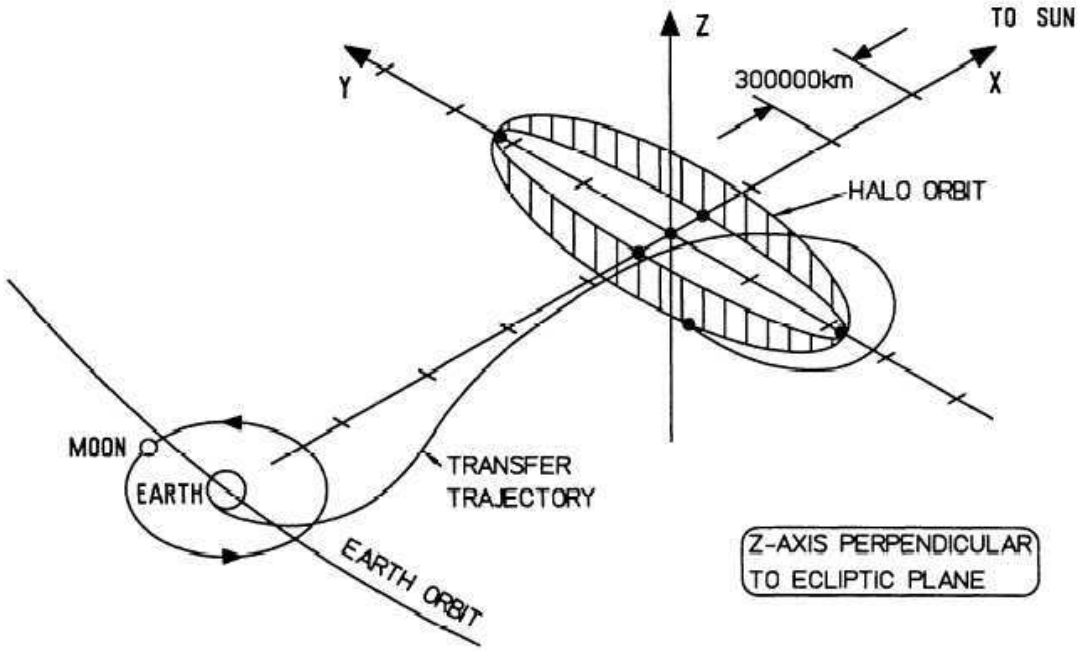


Fig. 5.2: *Trajectoire de transfert et orbite de halo de la sonde SOHO autour du point de Lagrange L1. Les demi-axes mesurent 200 000 km dans le plan de l'écliptique sur l'axe Soleil-Terre, 650 000 km dans le plan de l'écliptique, perpendiculaire à l'axe Soleil-Terre, et 200 000 km en dehors de l'écliptique (tiré de Domingo et al. (1995)).*

vrant des champs de vue différents (depuis le disque solaire jusqu'à l'ensemble de l'héliosphère), des domaines de longueur d'onde différents (depuis l'EUV lointain jusqu'au domaine visible), et associant des spectromètres, des imageurs et des mesures in situ.

Les imageurs permettent de suivre sur de grandes régions des phénomènes très dynamiques (e.g. éjections de masse coronale), fournissent des images de contextes pour les spectromètres, et sont parfois même utilisés (e.g. EIT) pour le calcul de la Mesure Différentielle d'Emission (DEM, en anglais), qui évalue la quantité de matière à une température donnée, dans la ligne de visée observée (utilisation des 4 bandes de longueur d'onde pour reconstruire la DEM). Les spectromètres, pour leur part, permettent des diagnostics plus fins de température, densité, et des champs de vitesse (effet Doppler) ; mais ils sont souvent handicapés par un champ de vue plus restreint, du fait de la présence d'une fente. Ce problème peut-être compensé par un balayage de la région observée avec la fente, au prix alors d'une perte de l'information temporelle : il s'agit donc d'opérer le meilleur compromis en fonction des caractéristiques du phénomène que l'on observe.

Enfin, l'association des mesures à distance et des mesures in situ permet de suivre le vent solaire depuis sa naissance jusqu'au niveau de la Terre, où il a déjà atteint sa vitesse "de croisière".

Certains de ces instruments sont passés par l'Institut d'Astrophysique Spatiale (IAS) et le Campus d'Orsay avant de s'envoler pour L1 :

– L'Institut d'Optique était en charge de la fabrication et du revêtement des miroirs de EIT. L'étalonnage à ensuite été réalisé à la station d'étalonnage de l'IAS, en utilisant le

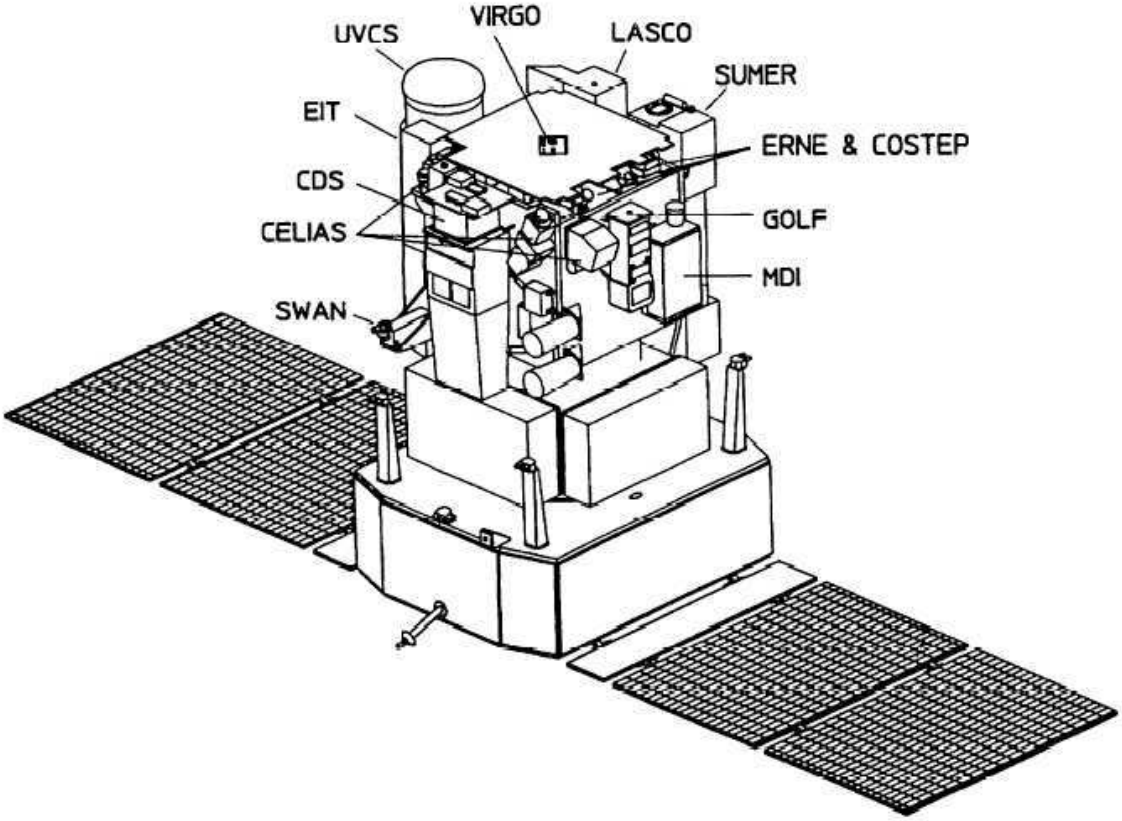


Fig. 5.3: *Vue schématique de la sonde SOHO et de ses instruments (tiré de Domingo et al. (1995)).*

rayonnement du LURE. (PI IAS).
- GOLF à été conçu et largement réalisés à l'IAS. (PI IAS).
- SUMER a été réalisé en partie à l'IAS. (PI au Max-Planck-Institut für Sonnensystemforschung, Lindau (Allemagne)[4].)

5.2.1 Instruments pour l'héliosismologie

Trois instruments permettent un usage en héliosismologie. Ils sont conçus en particulier pour les observations difficiles voir impossibles depuis le sol.

Les deux instruments suivants étudient les modes p (pression), et cherchent les fameux modes g (gravité) (cf. p. 16). Ceci pour de relativement basses fréquences (0.1 μHz à 6 mHz), afin d'étudier des modes qui pénètrent jusqu'au coeur du Soleil. Les techniques utilisées sont complémentaires :

GOLF (Global Oscillation at Low Frequencies) : mesure les oscillations en vitesse (le long de la ligne de visée)

VIRGO (Variability of Solar IRradiance and Gravity Oscillations) : mesure les oscillations en intensité.

[4]"pour la recherche dans le système solaire", ex Max-Planck-Institut für Aeronomie.

L'instrument suivant permet entre autre d'étudier les modes p de grands degrés l (harmoniques sphériques).

MDI (Michelson Doppler Imager) : fournit à haute résolution spatiale, en mesurant la raies du Ni I à 676.8 nm, la vitesse le long de la ligne de visée, l'intensité de la raie, l'intensité du continu, et le champ magnétique longitudinal.

5.2.2 Instruments pour observer l'atmosphère solaire

Les spectromètres et imageurs suivant étudient principalement la chromosphère, la région de transition et la couronne, en fournissant en particulier des mesures de température, densité, et vitesse.

EIT (Extreme-ultraviolet Imaging Telescope) : images du Soleil entier (ou région plus petite, à plus haute cadence) dans 4 bandes, chacune étant associée à une raie dominante, donc à une température donnée (celle de formation de la raie). Chaque bande permet de distinguer différentes structures solaires :
- 171 Å (Fe IX/X, $\sim 1.3 \times 10^6$ K) : boucles, plumes polaires, et trous coronaux
- 195 Å (Fe XII, $\sim 1.6 \times 10^6$ K) : trous coronaux (dans cette bande, la couronne apparaît plus diffuse qu'avec le canal 171 Å, on discerne moins bien les boucles et plumes)
- 284 Å (Fe XV, $\sim 2 \times 10^6$ K) : régions actives, trous coronaux
- 304 Å (He II, $\sim 80\,000$ K) : couloirs de filaments (en absorption), spicules et macrospicules, protubérances, et parfois des boucles (du fait de la présence d'une raie du Si XI dans le voisinage de 304 Å)

Les trois premier canaux permettent de visualiser la couronne, le dernier la chromosphère et la base de la région de transition. Le choix entre ces canaux se fait à l'aide d'un obturateur tournant devant le miroir principal, chacun des deux miroirs du télescope (hors-axe) étant séparé en quatre quadrants recouverts de traitement multi-couches différents, pour sélectionner une bande de longueur d'onde donnée. La résolution est de 2.5 ou 5 arcsec selon le taux de télémesure accordé à cet instrument, avec une image toutes les 12 minutes. Depuis quelques temps, l'utilisation en mode "sans cache"[5] permet une image du quart du disque solaire toutes les 68 secondes (ce programme est géré par l'équipe du Royal Observatory of Belgium, voir `http://sol.oma.be/High-cadence/`). J'ai utilisé les images d'EIT principalement pour identifier le contexte de mes observations, et en déterminer le pointage. Bien entendu, cela s'avère très réducteur vis-a-vis des possibilités de cet instrument. Pour plus de détail sur EIT : Delaboudiniere et al. (1995).

UVCS (UltraViolet Coronagraph Spectrometer) : il s'agit d'un instrument (à occulteur interne) pour observer la couronne solaire entre 2.5 et 12 $R_\odot$ (distances à partir du centre du Soleil). Il permet de faire de la polarimétrie dans le domaine visible, et de la spectroscopie UV, pour diagnostiquer la température et la densité, et évaluer la vitesse du vent solaire par la méthode du "Doppler dimming" (Kohl et al., 1995). On lui doit aussi des observations des raies de l'O VI et Lyman α qui ont été interprétées en termes d'anisotropies des distributions, et de chauffage cyclotronique ionique (Cranmer et al. (1999b) ; cf. Sec. 2.2.2, ainsi que p. 98).

LASCO (Large Angle and Spectrometric COronograph) : originellement, il s'agissait d'un triple coronographe en lumière visible :

[5] Mode "shutterless" : sans cacher le détecteur pendant la lecture de l'information, ce qui épargne le temps d'opération du mécanisme du cache, mais demande un traitement supplémentaire des données pour tenir compte de l'exposition qui continue pendant le temps de lecture du CCD.

- C1 : de 1.1 à 3 $R_\odot$, tombé en panne après quelques mois d'observation, et qui avait aussi des possibilité spectroscopiques (Fabry-Perot)
- C2 : 1.5 à 6 $R_\odot$
- C3 : 3 à 30 $R_\odot$

Cet instrument me sert pour des images de contexte de la couronne (trous coronaux), mais il sert aussi, entre autres choses, à l'étude des CME (mesures de densité électronique).

SWAN (Solar Wind ANisotropies) : mesure la distribution en latitude du flux de vent solaire (densité), en obtenant une carte de l'intensité en Lymanα de toute l'héliosphère.

Les spectromètres CDS et SUMER permettent d'observer l'ensemble des couches de l'atmosphère solaire, selon les raies utilisées :

SUMER (Solar Ultraviolet Measurements of Emitted Radiation) : spectromètre EUV en incidence normale, couvrant un domaine de longueur d'onde entre 500 (au 2e ordre) et 1600 Å. Il mesure le profil complet des raies (d'où l'on peut tirer intensité, position et largeurs), avec une très grande résolution spectrale, et permet des diagnostics du mouvement du plasma, de température, de densité, et d'étudier les mouvements dus aux ondes. La résolution spatiale est théoriquement d'environ $1''$. Voir Sec. 5.5 pour plus de détails.

CDS (Coronal Diagnostic Spectrometer) : Télescope à incidence rasante (Wolter II), il comprend 2 spectromètres (un à incidence normale (NIS) et un à incidence rasante (GIS)). Il couvre un domaine spectral de 150 à 800 Å, et permet des diagnostics de température, de densité, et des mesures de vitesse. La largeur instrumentale est importante, si bien que du point de vue quantitatif, on doit se contenter d'observer les variations spatiales de la largeur : il est très difficile d'en retirer une information quantitative sur les processus qui élargissent la raie (température ou vitesse non-résolue). La résolution spatiale est comprise entre 2 et $4''$. Le pouvoir de résolution $\lambda/\Delta\lambda$ varie entre 2 000 et 10 000.

Tous ces instruments sont complémentaires dans leur champs de vue et leurs capacités de diagnostic.

5.2.3 Instruments de mesures in situ du vent solaire

Trois expériences mesurent in situ les abondances élémentaires et isotopiques, l'état d'ionisation, et la distribution en vitesse des ions du vent solaire, ainsi que l'énergie des électrons :

CELIAS (Charge, Element and Isotope Analysis System) : comprend trois détecteurs discriminant la masse et la charge (par mesure du temps de vol), et mesurant l'énergie des vents lents et rapides (coeur des distributions), des ions suprathermiques, et des particules de basse énergie. S'y ajoute SEM (Solar Extreme-Ultraviolet Monitor), un spectromètre à photodiode qui mesure le flux total du disque solaire dans la raie de l'He II à 304 Å, et le flux total dans la bande 170–700 Å.

COSTEP (COmprehensive SupraThermal and Energetic Particle analyser) : mesure les spectres d'électrons jusqu'à 5 MeV, des protons et des noyaux d'hélium jusqu'à 53 MeV/nucléon.

ERNE (Energetic and Relativistic Nuclei and Electrons experiment) : mesure les spectres d'énergie d'éléments dans le domaine Z=1 à 30 (jusqu'à 540 MeV/nucléon), les rapports d'abondances des isotopes, et les anisotropies du flux des particules.

L'ensemble de ces deux derniers instruments est aussi appelé CEPAC (COSTEP-ERNE Particle Analyser Collaboration).

5.3 Autres missions solaires et pour le vent solaire

On peut signaler quelques autres missions présentant un intérêt pour l'étude du Soleil et du vent solaire, même si je n'ai pas directement exploité leurs données, ou si elles n'ont pas encore été lancées !

5.3.1 Missions solaires

TRACE (Transition Region and Coronal Explorer) : satellite en orbite terrestre, à qui l'on doit de magnifiques images des boucles coronales (une des meilleures définitions spatiales actuelles), et l'observation de leurs oscillations grâce à une haute cadence temporelle (quelques dizaines de secondes). Il permet l'observation dans plusieurs bandes passantes : autour de 5000 Å (lumière blanche), 1216 Å (Lyman α), autour de 1700, 1600 et 1550 Å (raies et continu UV), et enfin des bandes plus étroites autour de 173 Å (Fe IX) 195 Å (Fe XII), et 284 Å (Fe XV). (plus de détails techniques : `http://vestige.lmsal.com/TRACE/`)

Yohkoh : mission japonaise en collaboration avec les Etats-Unis, de 1991 à 2001, comprenant quatre instruments (imageurs et spectromètres) observant dans différents domaines X (`http://isass1.solar.isas.ac.jp/`).

RHESSI (Reuven Ramaty High Energy Solar Spectroscopic Imager) : mission de la NASA lancée en février 2002 sur une orbite terrestre, destinée à l'étude de l'accélération des particules et de la libération d'énergie lors des éruptions solaires ("flares"). Différents canaux permettent de mesurer le flux X-dur dans différents domaines de longueur d'onde. Par un système de rotation de grilles de différents pas par rapport aux détecteurs, la provenance spatiale des photons X-durs est reconstruite (alors qu'il est quasiment impossible d'utiliser des techniques traditionnelles de focalisation pour ce type de rayonnement, on peut ainsi savoir de quelle région sur le Soleil il provient). Plus de détails : `http://hesperia.gsfc.nasa.gov/hessi/`

Ces deux dernières missions n'ont évidemment qu'un intérêt très limité pour le sujet qui concerne cette thèse, à savoir le problème du chauffage de la couronne et de l'accélération du vent solaire, dont on a compris qu'il doit pouvoir se passer des événements très énergétiques auxquels ces instruments sont sensibles.

5.3.2 Missions d'étude in situ du vent solaire

Helios : il s'agit de deux sondes, lancées en 1974 et 1976 sur des orbites héliocentriques qui les ont rapproché jusqu'à 0.3 $R_\odot$ (`http://www.linmpi.mpg.de/english/projekte/helios/`). Ce projet commun entre l'Allemagne et la NASA a fonctionné jusqu'en 1985. Il s'agissait entre autres de mesures in situ de champ magnétique, d'ondes plasma, et de mesures des distributions cinétiques des différentes particules chargées. Un des résultats intéressant est l'étude de l'évolution de l'anisotropie en température de ces distributions avec la distance au Soleil (Schwenn and Marsch (1991) ; cf. Sec. 2.2.2).

Ulysses : cette sonde, lancée en octobre 1990 et prévue pour durer au moins jusqu'en mars 2008, a pour la première fois permis de réaliser des mesures in situ du vent solaire hors du plan de l'orbite de la Terre (orbite à 80°de l'écliptique, grâce à l'assistance gravitationnelle de Jupiter, ce qui l'amène d'environ 1 UA à 5 UA du Soleil au cours de son orbite). Elle porte une douzaine d'instruments pour étudier les particules chargées, les poussières,

le champ magnétique et les ondes radio et plasma (pour plus de détails, voir le site de l'ESA (`http://ulysses.esa.int/science-e/www/area/index.cfm?fareaid=11`)). Elle a révélé, en particulier, l'existence de deux régimes de vent (lent et rapide), dont la répartition en fonction de la latitude héliographique dépend du cycle solaire (Fig. 1.16, p. 43).

ACE (Advanced Composition Explorer) : lancée en 1997, en orbite autour de L1 (comme SOHO), cette mission compte six instruments pour mesurer la composition élémentaire, isotopique et l'état d'ionisation des particules du vent solaire qui vont rencontrer la Terre quelques heures plus tard (`http://www.srl.caltech.edu/ACE/ASC/`).

CLUSTER : cet ensemble de 4 satellites identiques a été lancé en juillet et août 2000 (la mission devant se poursuivre au moins jusqu'en décembre 2005), sur une orbite polaire elliptique autour de la Terre (de demi-axes 19 000 et 119 000 km, pour une période de 57 heures). Ils forment un trièdre déformable qui permet d'étudier en trois dimensions le plasma (ondes et particules) de la magnétosphère terrestre et son interaction avec le vent solaire, en permettant de distinguer en particulier les variations spatiales des variations temporelles. Cette mission est associée à SOHO dans les programmes de l'ESA, pour l'étude des relations Soleil-Terre (`http://sci.esa.int/science-e/www/area/index.cfm?fareaid=8`).

5.3.3 Missions futures

On peut présenter brièvement le futur des missions solaires, en constatant malheureusement qu'aucune d'entre elles ne comprendra de spectromètres proposant des caractéristiques techniques intéressantes pour étudier le profil des raies. Par ailleurs, à la date où je rédige ce manuscrit, les dates de lancement ne sont que "prévues". Le lecteur ne me tiendra donc pas rigueur des éventuels retards qui pourraient se produire...

STEREO (Solar Terrestrial Relations Observatory) : cette mission américano-européenne, prévue pour 2006, comprend deux satellites qui s'éloigneront progressivement de chaque coté de la Terre, sur son orbite autour du Soleil. Chaque satellite emporte le même jeu d'instruments : l'ensemble SECCHI de quatre instruments de champs de vue complémentaires (un imageur EUV, deux coronographes en lumière blanche, et un imageur de l'héliosphère), pour étudier principalement l'aspect tri-dimensionnel des CME depuis leur naissance dans la couronne jusqu'à leur impact au niveau de la Terre ; et trois instruments de mesures in situ pour les particules chargées, le champ magnétique, et les ondes radio (`http://stereo.jhuapl.edu/` et `http://stereo.nrl.navy.mil/`).

SDO (Solar Dynamics Observatory) : lancement en 2007 sur une orbite géostationnaire. Trois instruments pour l'étude du champ magnétique solaire et l'héliosismologie (type MDI/SOHO), un imageur multi-longueur d'onde pour la couronne, et une mesure de l'irradiance EUV (`http://sdo.gsfc.nasa.gov/`).

LYOT/SMESE (LYman α Orbiting Telescopes) : cette mission micro-satellite franco-chinoise est prévue pour un lancement en 2011. Elle comprend un imageur du disque et un coronographe (1.15 à 2.5 $R_\odot$) en Lyman α, ainsi qu'un imageur du disque à 195 Å, pour étudier la chromosphère, la région de transition et la couronne, ainsi que pour l'étude des régions source des CME et leur détection.

Solar Orbiter : le lancement de cette sonde est pour l'instant prévu pour 2017. Elle s'approchera jusqu'à 45 $R_\odot$ (0.21 UA) du Soleil, sur une orbite qui l'éloignera néanmoins jusqu'à 0.9 UA. Au cours de ses rotations autour du Soleil, l'orbite s'inclinera jusqu'à 35° hors de l'écliptique, ce qui permettra d'observer les régions polaires sous un angle plus favorable que depuis la Terre (7°). Cette proximité permettra une haute résolution spatiale des images

(un pixel[6] = 35 km, contre 700 km pour plusieurs instruments de SOHO) ; elle n'est en revanche pas beaucoup plus intéressante qu'Helios (0.3 $R_\odot$ au plus près) pour les observations in situ. La communauté scientifique souhaite que les observations (ou du moins une partie) soient héliosynchrones lors des passages au périhélie. Les instruments de mesure in situ devraient comprendre des mesures du plasma du vent solaire, ainsi que des ondes plasma et radio, un magnétomètre, des détecteurs de particules énergétiques, de particules neutres, de poussières interplanétaires, et de neutrons basse énergie. Pour les instruments de télédétection : un imageur dans l'EUV (soleil entier), un spectromètre EUV, un magnétographe dans le visible, un coronographe dans le visible et l'EUV, et un radiomètre (mesurant l'énergie totale du spectre). `http://sci.esa.int/science-e/www/area/index.cfm?fareaid=45`.

Solar B : le lancement de ce satellite, sur une orbite polaire héliosynchrone inclinée de 97.9°, est prévu pour 2006. Se trouveront à bord le Solar Optical Telescope (SOT), dans le visible, et incluant un magnétographe ; un télescope dans le rayonnement X (XRT) ; et le EUV Imaging Spectrometer (EIS). Ce spectromètre comprendra 2 détecteurs couvrant chacun 40 Å simultanément, sur les domaines spectraux suivants : 170–210 Å et 240–290 Å, comprenant des raies du fer très fortement ionisées : il s'agit essentiellement d'observer les régions actives. La résolution angulaire prévue est de 2″, le long de fentes (ou d'ouvertures) de différentes tailles : 1, 2, 40 et 266″. Les vitesses Doppler devraient atteindre une résolution de 3 km.s^{-1}, tandis que celle des largeurs de raie, 20 km.s^{-1}. En mode spectroscopique simple, la cadence temporelle prévue est de 1 s pour suivre des événements particulièrement dynamiques, 10 s dans les autres cas. En mode spectro-imageur ("raster"), une image "monochrome" de région active devrait prendre 3 s pour des événements dynamiques, 10 s sinon, pour un champ de vue de $360'' \times 512''$. (`http://www.mssl.ucl.ac.uk/www_solar/solarB/index.html`, `http://science.nasa.gov/ssl/pad/solar/solar-b.stm`)

Une sonde solaire est en projet, pour venir très près du Soleil, voire se précipiter sur lui.

On constate que très peu de spectromètres vont voler dans les prochaines années. En général, leur largeur instrumentale sera peu compatible avec une exploitation de la largeur des raies...

5.4 Le centre MEDOC et les campagnes MEDOC

Les commandes vers la sonde SOHO et ses instruments se passent depuis l'EOF (Experiment Operations Facility), situé au Goddard Space Flight Center (GSFC) de la NASA, dans le Maryland (USA). Les réunions pour la programmation des observations s'y tiennent donc quotidiennement. De même, c'est là que les données sont collectées, puis transférées aux autres instituts.

Néanmoins, des campagnes MEDOC[7] se déroulent à l'IAS depuis mai-juin 1997, qui permettent à des scientifiques européens de coordonner les observations entre les différents instruments de SOHO, d'autres satellites (comme TRACE, RHESSI, CLUSTER...), et les observatoires au sol (tel que THEMIS (observatoire solaire, Tenerife), EISCAT (surveillance radar de la ionosphère et de la magnétosphère terrestres[8])...), tout cela sans traverser l'Atlantique. Elles durent environ quinze jours, deux fois par an, et sont associées au centre MEDOC (Multi-Experiments Data and Operations Centre), à l'IAS. Ce centre étant directement relié à l'EOF, les données de SOHO y sont reçues en temps réel (si la couverture DSN le permet), parfois même brutes de tout traitement (comme pour SUMER). A l'aide des dernières images du Soleil

[6]"pixel" (en abrégé : px), pour *Picture Element*.
[7]`http://www.medoc-ias.u-psud.fr`
[8]`http://www.eiscat.se/about.html`

provenant de SOHO ou des autres observatoires, les observations sont planifiées, et les cibles déterminées (il faut tenir compte de la rotation solaire entre la planification et l'observation). Certaines commandes sont directement générées depuis MEDOC (c'est le cas pour SUMER, en particulier), puis transmises à l'EOF qui les envoie vers le satellite via le réseau DSN. Les données qui reviennent par ce même réseau peuvent ensuite être traitées à MEDOC, puisque c'est aussi l'archive européenne des données SOHO (c'est une des composantes du Centre de données spatiales de l'IAS, qui comprend aussi le Centre de données français ISO, et le Centre de Données Planétaires).

J'ai assisté à ces campagnes depuis mai 2001 (durant mon stage de DEA), et j'ai ensuite participé activement à toutes les suivantes, principalement en temps que planificateur pour SUMER (cf. Fig. 5.4, pour un exemple de planning sur une journée d'observation), et surtout en réalisant mes propres observations.

Les observations sont en principe organisées en "programmes conjoints" (JOP, Joint Observing Program), de façon à planifier et coordonner à l'avance le rôle de chaque instrument, dans un but scientifique déterminé (e.g. observer une même région active avec différents moyens complémentaires (spectromètres, imageurs, magnétomètres...), ou suivre un phénomène sur des champs de vue complémentaires (e.g. éruption, ou vent solaire, depuis le disque jusqu'à plusieurs rayons solaires)). Pour ma part, je n'ai pas utilisé ce dispositif, n'ayant pas vraiment eu besoin d'utiliser plusieurs instruments simultanément[9]. Mes observations étaient d'ailleurs souvent accolées temporellement avec celles du JOP 158[10] : l'intérêt de ce JOP pour mes propres observations est discuté dans la Sec. 5.6 de ce présent chapitre) .

5.5 le spectromètre SUMER

Le spectromètre SUMER, embarqué à bord de SOHO, est le fruit de la collaboration de nombreuses institutions dont ont trouvera la liste dans Schühle (2004), par exemple, ou sur le logo représenté Fig. 5.5. Il a été en partie conçu et intégré à l'IAS. Il a enregistré ses premiers photons le 24 janvier 1996.

Les caractéristiques techniques de SUMER sont décrites dans Wilhelm et al. (1995), Wilhelm et al. (1997) et Lemaire et al. (1997) (les premiers résultats de cet instrument sont aussi présentés dans ces deux derniers articles). Judge et al. (1998) décrit diverses calibrations, tandis que le site internet dédié à SUMER (Schühle, 2004) fournit aussi de précieuses informations.

On trouvera divers spectres de référence (sous forme de tables et de graphiques ; la Fig. 5.6 présente sous forme compacte l'ensemble du spectre accessible en utilisant SUMER, au premier ordre) dans Curdt et al. (1997), Curdt et al. (2001) (pour le disque solaire, avec une distinction entre tâche, Soleil Calme et trou coronal), Feldman et al. (1997) (hors du limbe, dans un jet coronal), et Wilhelm et al. (1998a). Les programmes de commandes de l'instrument sont écrit dans un langage spécial, le SUMER Command Language (SCL), dont un exemple est donné en annexe A[11]. Il existe des programmes prédéfinis pour certaines tâches (POP : Predefined Operational Programme), mais la plupart des observations nécessitent des programmes spécialement écrits (UDP : User Defined Programme). Plus de détails à ce sujet sont donnés dans Wilhelm et al. (1995).

Je présente dans la suite de cette section quelques points importants des aspects techniques

[9] Je n'avais ainsi besoin que de l'accord des Investigateurs Principaux de SUMER.

[10] Voir sur le site `http://soho.nascom.nasa.gov`, les liens "Operations" puis "Joint Observation Programs" pour une liste et une description précise des différents JOP.

[11] Il s'agit d'un des programmes que j'ai écrit pour mes propres observations.

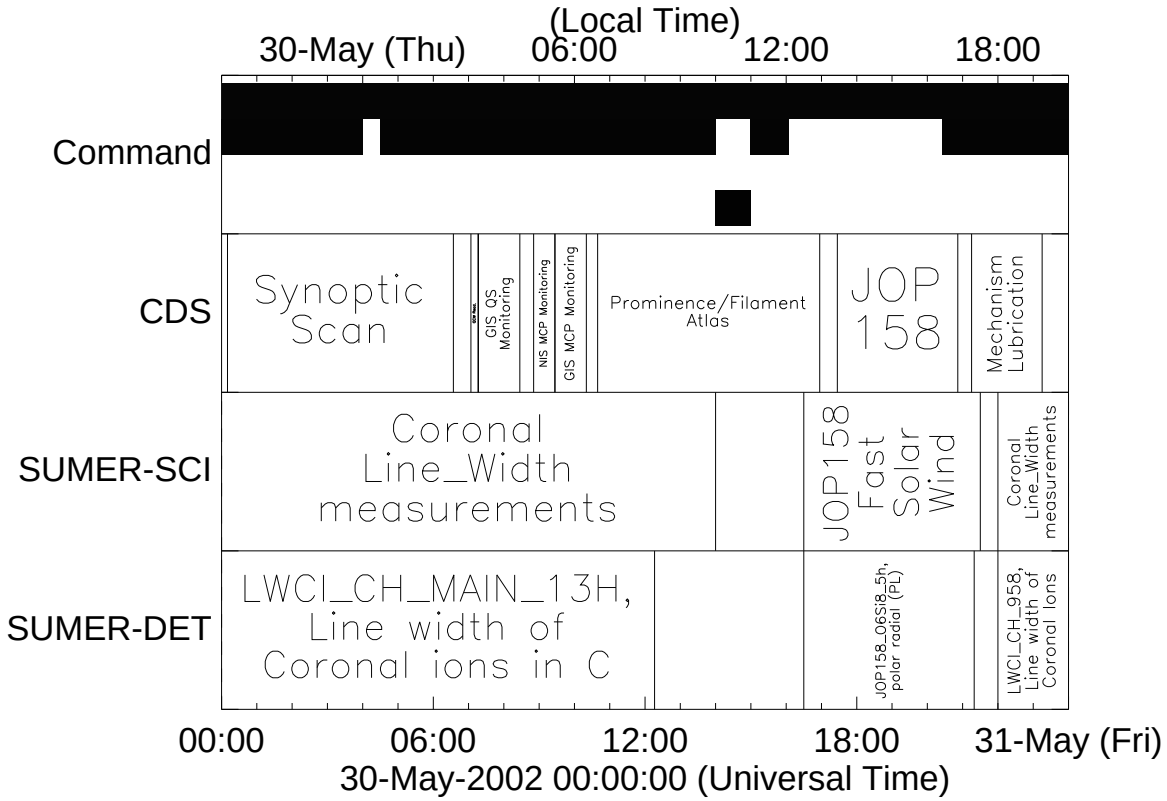


Fig. 5.4: *Exemple de planning d'observations pour SUMER. Le temps est donné en heure locale (à l'EOF) ou en UT. La première ligne (complètement noire) correspond aux horaires disponibles pour le retour des données sur Terre. La deuxième ("Command") correspond à ceux où il est possible d'envoyer des commandes vers le satellite (cf. Sec. 5.1.3). Le planning de l'instrument CDS apparaît, pour faciliter les observations coordonnées. Pour celui de SUMER, la première ligne correspond aux objectifs scientifiques, la suivante au détail des programmes d'observation.*

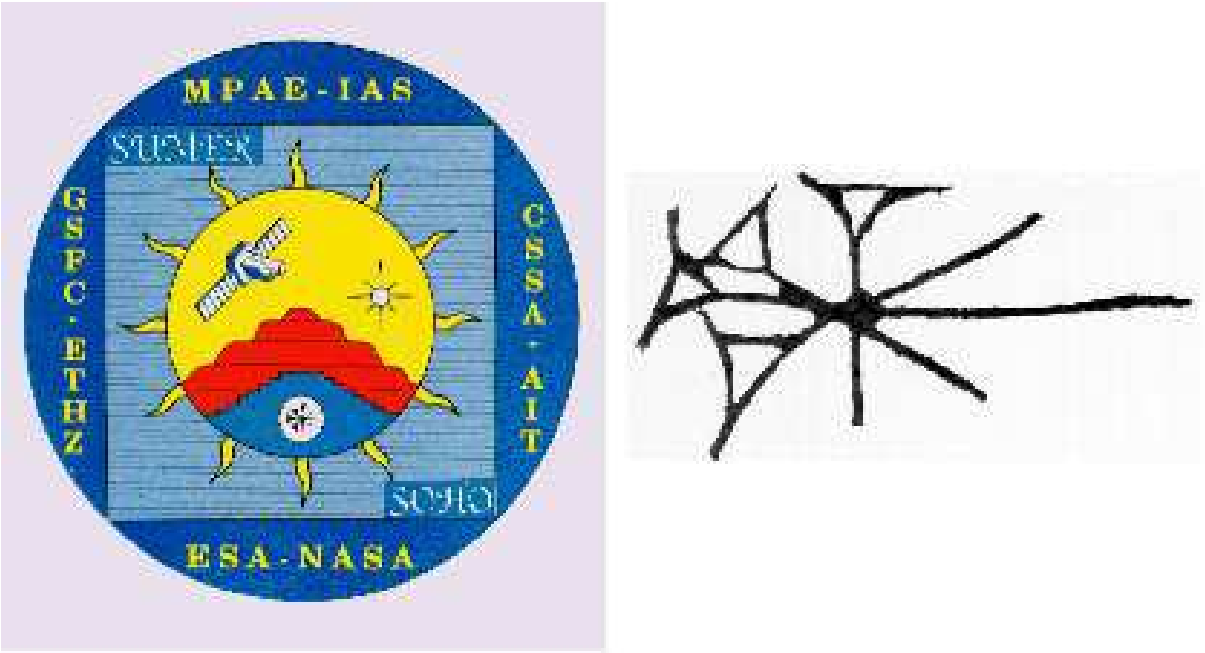


Fig. 5.5: *Logo de SUMER et signe représentant Utu, le dieu Sumérien du Soleil (tiré de Schühle (2004)).*

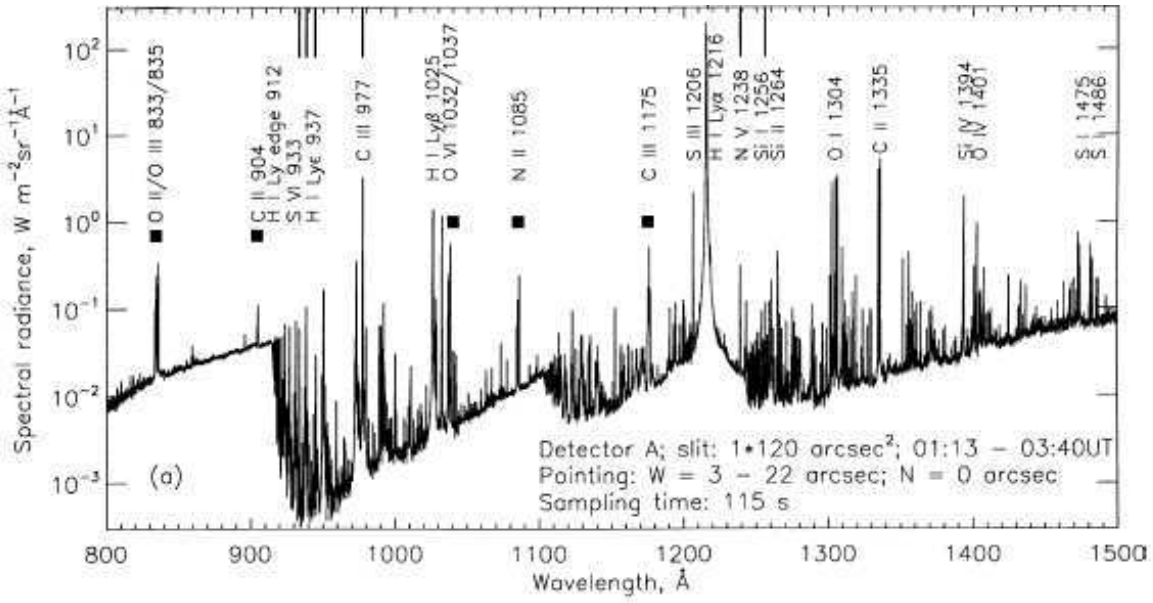


Fig. 5.6: *Exemple de spectre solaire observé par SUMER ("soleil calme", 1er ordre uniquement) (tiré de Wilhelm et al. (1998a)).*

et du traitement préliminaire des données brutes. Davantage de détails seront donnés sur le traitement des donnés au chapitre 6, notamment en ce qui concerne le traitement du problème de lumière diffusée instrumentale.

5.5.1 Aspects techniques de l'instrument

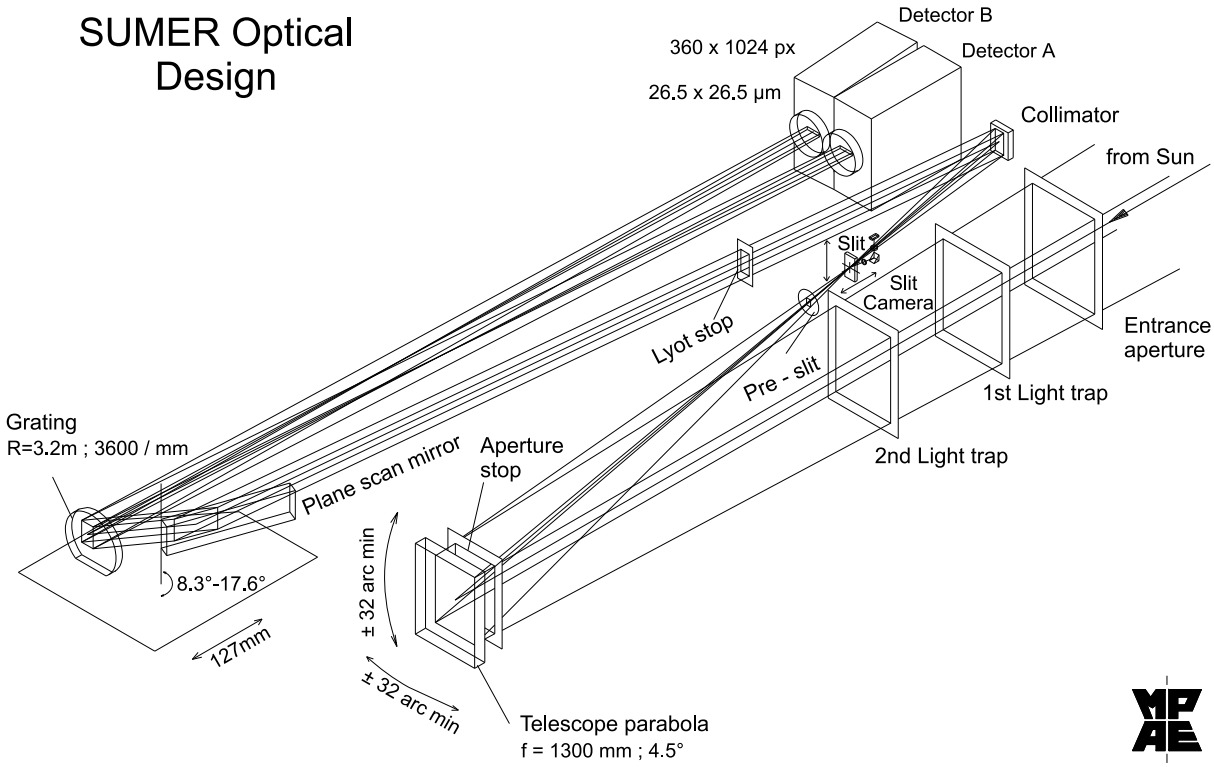


Fig. 5.7: *Schéma optique du spectromètre SUMER (tiré de Schühle (2004)).*

Montage optique

Le montage optique de SUMER est représenté Fig. 5.7. Les surfaces réfléchissantes sont en carbure de silicium (SiC), de façon à travailler dans l'EUV. Les rayons provenant du Soleil frappent un premier miroir parabolique hors-axe, dont le déplacement sur deux axes permet de sélectionner la partie de l'image du Soleil qui illuminera la fente placée au foyer du télescope. Celle-ci peut être sélectionnée parmi un jeu de quatre fentes de différentes largeurs et hauteurs : $0.3'' \times 120''$, $1'' \times 120''$, $1'' \times 300''$, $4'' \times 300''$ (il y a aussi la possibilité d'utiliser un trou de $1''$ de diamètre pour des applications spécifiques). Les fentes peu larges permettent de réduire l'exposition du détecteur à la lumière, pour les régions actives par exemple. Celles de petite hauteur, en réduisant le champ de vue observé, permettent de réduire la taille des données transférées tout en évitant d'exposer inutilement le détecteur. Une caméra opérant dans le visible (Rear Slit Camera, RSC) permet d'assurer le pointage sur le Soleil (détection du limbe).

Un deuxième miroir parabolique permet de collimater le faisceau sortant de la fente. Un miroir plan renvoie alors le faisceau, qui éclaire le réseau sphérique concave. Selon l'angle de déviation donné par ce miroir plan, on peut ainsi régler les longueurs d'ondes qui seront interceptées par les détecteurs (A et B), lesquels seront décrits plus bas plus en détail.

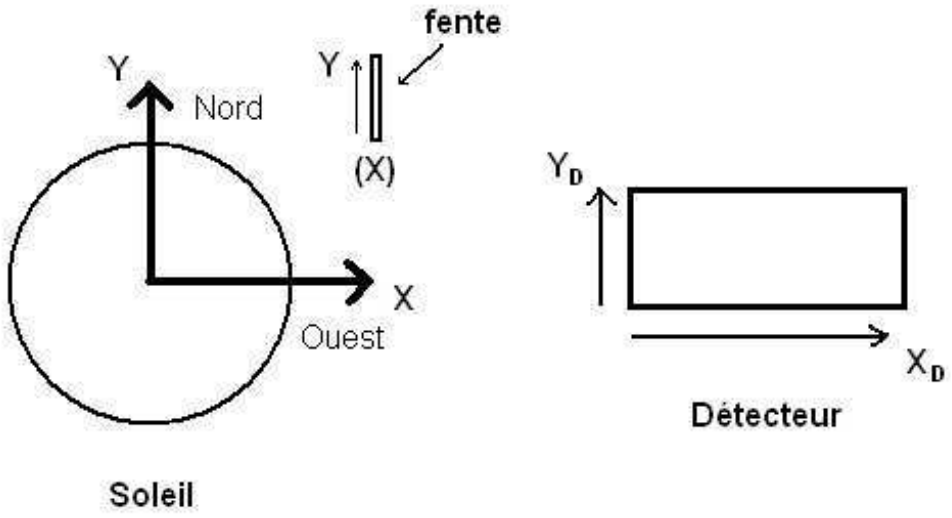


Fig. 5.8: *Repère de coordonnées héliocentriques (X,Y) utilisé par l'ensemble des instruments de SOHO, et repère (X_D, Y_D) du détecteur de SUMER.*

Pointage, balayage spatial, et repères de coordonnées

Comme on l'a dit précédemment, le mouvement du télescope sur deux axes X et Y[12] (voir Fig. 5.8 pour le repère de coordonnées adopté) permet la sélection de la zone qui éclaire la fente, ce qui revient à un pointage virtuel de cette même fente par rapport au disque solaire, jusqu'à des distances de 1.7 $R_\odot$ du centre (voire plus). C'est le balayage selon X qui permet de produire des spectrohéliogrammes (on parle aussi souvent de *raster* en anglais), la fente restant dans un alignement Nord-Sud, sauf pour des manoeuvres spéciales, pendant lesquelles le satellite peut tourner autour de l'axe de visée. Ce balayage s'est avéré poser quelques problèmes ces dernières années (le moteur pas-à-pas saute parfois des pas, ce qui peut résulter en d'importantes erreurs de pointage, par accumulation. En conséquence, les rasters sont désormais déconseillés, ce qui ne posent pas de problème pour mes propres observations. Elles nécessitent en effet de long temps de pose, tandis que je suis intéressé par la mesure du gradient de la largeur avec l'altitude au-dessus des pôles : ceci revient à privilégier la direction Y observée en une seule fois avec une fente, dont le pointage peut rester fixe pendant toute la durée de la mesure. Il n'y a donc pas lieu d'effectuer des rasters pour mes observations.

Il faut faire attention à ce que ce système de coordonnées à été redéfini pour assurer la compatibilité avec la convention finalement adoptée pour l'ensemble des instruments de SOHO : un autre repère avait été utilisé lors du développement de SUMER (il apparaît sur la Fig. 5.7 représentant le montage optique). Ainsi, en interne (commandes), les axes portent des noms différents, et l'orientation de ces axes peut être inversée.

Pour finir, j'appellerai ici X_D et Y_D les axes permettant de se repérer sur un des détecteurs, tels que définis sur la Fig. 5.8[13]

[12]Tous les mouvements des pièces mobiles sont effectués grâce à des moteurs pas-à-pas.

[13]Comme on le dira Sec. 5.5.2, il peut y avoir un renversement de l'axe Y selon le format des données. De même, dans le langage de commande SCL, le sens de l'axe X_D est inversé (*copixels*). Je considérerai donc ici que l'origine

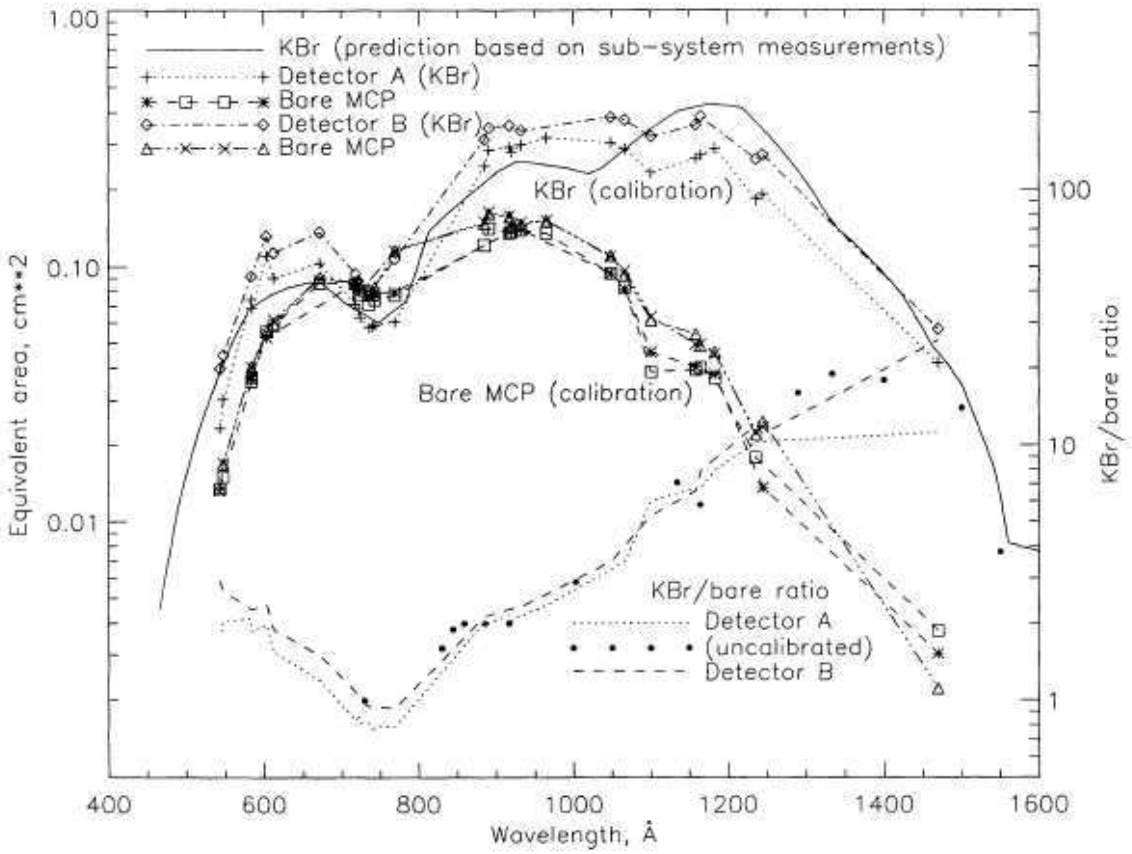


Fig. 5.9: *Réponse des détecteurs de SUMER en fonction de la longueur d'onde (calibration au sol), selon le détecteur (A ou B) et le revêtement de la galette micro-canaux (MCP) : KBr, ou laissée nue (bare). (tiré de Wilhelm et al. (1995)).*

Propriétés optiques

SUMER permet d'observer un domaine spectral s'étendant de 500 à 1600 Å, trois ordres étant superposés. Le premier ordre va d'environ 700 à 1600 Å (selon le détecteur utilisé). Cet intervalle est en fait aussi limité par la réflectivité du SiC, et la sensibilité du détecteur (Fig. 5.9).

Le pouvoir de résolution $\lambda/\Delta\lambda$ varie de 18 000 à 40 000 ($\Delta\lambda$, la résolution spectrale au 1er ordre, correspondant au pixel spectral, varie de 42 à 45 mÅ, selon la longueur d'onde), tandis que la résolution spatiale est de l'ordre de 1″ (taille du pixel).

L'instrument est stigmatique le long de la fente (en Y), le détecteur se trouvant perpendiculaire au rayon, dans le plan focal du réseau.

La largeur instrumentale des raies est principalement due à la largeur de la fente, mais aussi aux propriétés du réseau, et à différentes aberrations. Elle ne varie pas avec la longueur d'onde en ce qui concerne le détecteur A, mais en dépend pour le détecteur B.

---

est en bas à gauche.

Les détecteurs

Les détecteurs sont des galettes de micro-canaux de verre chargé au plomb, un dépot Nickel–Chrome sur les deux faces fournissant les deux électrodes entre lesquelles est appliquée une différence de potentiel. La face des détecteurs exposée au rayonnement est recouverte de bromure de potassium (KBr) sur sa moitié centrale. Ce revêtement accroît l'efficacité quantique aux grandes longueurs d'onde (Fig. 5.9). Les zones nues de part et d'autres permettent de faire la différence entre les raies du premier et du deuxième ordre (les grandes longueurs d'onde du premier ordre sont quasiment coupées sur la partie nue) ; elles permettent aussi de distinguer un éventuel mélange de raies (*blending* en anglais) entre deux ordres, et d'éviter une saturation du détecteur dans le cas de raies trop intenses. Deux grilles d'atténuation sont placées aux deux extrémités du détecteur, pour observer les raies particulièrement intenses telles que Lyman α (réduisant le signal à 10% de sa valeur). On voit apparaître ces zones de différentes sensibilités sur le "flat-field", Fig. 5.10.

Il y a en fait deux détecteurs : A, qui se trouve dans l'axe optique, et B, légèrement décalé. Ce sont des rectangles de 1024 px $\times$ 360 px. L'axe X_D correspond à la dimension spectrale (couvrants 44 ou 22 Å selon que l'on considère le premier ou le deuxième ordre), tandis que les 360 pixels de l'axe Y_D correspondent à la dimension spatiale Y (cf. Fig. 5.8). L'image des fentes les plus longues ($\approx 300''$) s'étale sur environ 315 pixels. La totalité du détecteur n'est donc pas complètement illuminée (dans sa hauteur Y_D) mais la taille de l'image et sa position (en Y_D) varient avec la longueur d'onde (voire avec la température de l'instrument). De plus, pour les petites fentes de $120''$ de hauteur, on peut choisir la zone du détecteur qui sera éclairée, ce qui assure un vieillissement plus uniforme. Enfin, les pixels non éclairés peuvent servir à évaluer le bruit de fond du détecteur : $\approx 3 \cdot 10^{-5}$ coups.s^{-1}.px^{-1} (Wilhelm et al. (1997), valeur que j'ai vérifiée lors de mes propres observations). Il est important de connaître cette valeur lorsqu'on mesure l'intensité du continu sur les spectres, ce qui est nécessaire dans certains cas pour évaluer l'intensité de la lumière diffusée, lorsque aucune raie ne convient pour cela (cf. Sec. 6.3).

Lors des observations, les deux détecteurs sont illuminés, mais seul l'un des deux est mis sous tension (plusieurs milliers de volts). C'est cette haute tension qui permet d'accélérer les photo-électrons arrachées lorsqu'un photon EUV vient frapper le détecteur. Ces électrons vont alors arracher d'autres électrons du même "canal" de la galette, lesquels seront à leur tour accélérés, et ainsi de suite, pour un gain total d'environ 2.10^7 (Wilhelm et al., 1995). Le courant constitué de l'ensemble de ces électrons est alors collecté par l'anode, et un système électronique reconstitue les coordonnées de l'impact initial (X_D, Y_D et t, instant de l'impact). Comme le matériau est dégradé lors du processus d'arrachage des électrons, la haute tension est régulièrement ajustée pour maintenir le gain à un niveau constant.

5.5.2 Traitement des données brutes

Les données de SUMER sont publiques, accessibles via l'archive MEDOC, ou le site de SOHO de la NASA, ou encore l'archive du MPS (fichiers IDL)[14]. Dans le cas le plus simple et le plus général, ces données sont constituées de tableaux à deux dimensions (X_D, Y_D) comprenant le nombre de coups reçus par chaque pixel pendant la durée de l'exposition choisie. Ces tableaux peuvent être additionnés pour réaliser de très longs temps de pose, tout en laissant la possibilité d'étudier chaque tableau individuellement, de façon à retrouver le détail de l'information temporelle. Il existe aussi la possibilité de réaliser diverses sortes de compressions : addition de plusieurs colonnes voisines (*binning*), réalisation à bord d'un ajustement des raies (*fit*, seuls

[14] http ://www.mps.mpg.de/projects/soho/sumer/FILE/SumerEntryPage.html

les moments (intensité, centre, largeur, etc...) sont alors renvoyés), ainsi que la restriction des données transférées à une ou plusieurs zones du détecteur, de façon à sélectionner certaines raies intéressantes, toujours dans le but de réduire le volume de télémétrie (cf. Sec. 5.5.3)

Les données brutes (les fichiers portent l'extension "RRD") sont transformées en fichiers de type FITS[15] (les erreurs survenues lors de la télétransmission, telles que décalages de bits, etc..., sont ainsi corrigées). Il y a deux types de fichiers FITS, correspondant à deux niveaux de traitement, l'un portant l'extension "FITS" et l'autre, "FTS". C'est ce dernier type que j'ai utilisé ; la principale différence entre les deux est que le Sud solaire est en haut de l'image pour les premiers, en bas pour les seconds. Ces fichiers sont ensuite archivés.

Avant d'être utilisées, ces données doivent ensuite être corrigées pour tenir compte de certains "défauts" instrumentaux. Les routines correspondantes sont disponibles dans la bibliothèque SolarSoft sous IDL[16]. Les corrections possibles sont[17] :

1. Décompression, si les données ont été compressées à bord avant la transmission au sol.
2. Correction de la variation pixel à pixel de la sensibilité du détecteur ("Flat-field" en anglais, j'utiliserai ce terme par la suite pour faire plus court) : pour tenir compte des inhomogénéités de la réponse de la photocathode et de la galette de micro-canaux. Sur la figure 5.10, obtenue en illuminant le détecteur avec une source a priori homogène, on voit apparaître les "défauts" du détecteur : trous (pixels endommagés), motif hexagonal de la galette, et motif pair-impair des lignes, dû à l'électronique. A partir de ce flat-field, on peut en déduire le signal réellement reçu par chaque pixel lors d'une observation donnée.
3. Correction du "temps mort" (*dead time*) : lorsque le flux de photons est trop important, l'électronique ne peut distinguer les événements trop rapprochés, il faut donc évaluer à la hausse le nombre de photons (effet sensible au dessus de 50 000 coups.s^{-1}, ce qui se produit rarement pour des observations hors-limbe comme les miennes).
4. Correction du gain par pixel : lorsque le flux sur un pixel est trop important, le nombre d'électrons arraché à la galette micro-canaux n'est plus proportionnel au nombre de photons (saturation). Encore une fois, cette correction n'est pas nécessaire pour les observations hors-limbe.
5. Correction de la distorsion géométrique de l'image (due à la déformation du détecteur, et à des non-linéarités dans les lignes à retards de l'électronique de lecture)
6. Calibration "radiométrique" : elle tient compte de la réflectivité des différentes parties du montage optique, depuis le premier miroir, jusqu'à la réponse du détecteur. Elle convertit des coups.s^{-1} en unités physiques (photons (correction de la sensibilité), ou watts). Cela ne présente aucun intérêt pour mesurer la largeurs des raies : l'énergie du photon varie très peu avec la longueur d'onde sur une raie EUV. C'est en revanche beaucoup plus sensible en ce qui concerne la réalisation de rapports de raies ; néanmoins, l'utilisation des raies du Si VIII à 1440 et 1445 Å, donc très proches l'une de l'autre, rend la calibration inutile (la réponse de l'instrument étant alors quasi-identique).

L'ensemble de ces corrections peuvent être effectuées en appelant une seule routine de SolarSoftware : sum_read_corr_fts.pro (ou sum_read_corr_fits.pro, pour le premier type de fichier FITS), écrite par Karine Bocchialini et Philippe Lemaire.

[15] Le site `http://fits.gsfc.nasa.gov/` fournit un guide d'utilisation des fichiers FITS (Flexible Image Transport System). Pour résumer, chaque image (ou collections d'images) est accompagnée d'un en-tête (*header*) contenant toutes les informations pertinentes (date, pointage, longueur d'onde, etc...)

[16] Cette bibliothèque est disponible sur `http://sohowww.nascom.nasa.gov/solarsoft/`, par exemple.

[17] Pour plus de détails, voir `http://www.medoc-ias.u-psud.fr/instruments/SUMER/sumer_doc.html` et `http://www.linmpi.mpg.de/english/projekte/sumer/text/cookbook.html`.

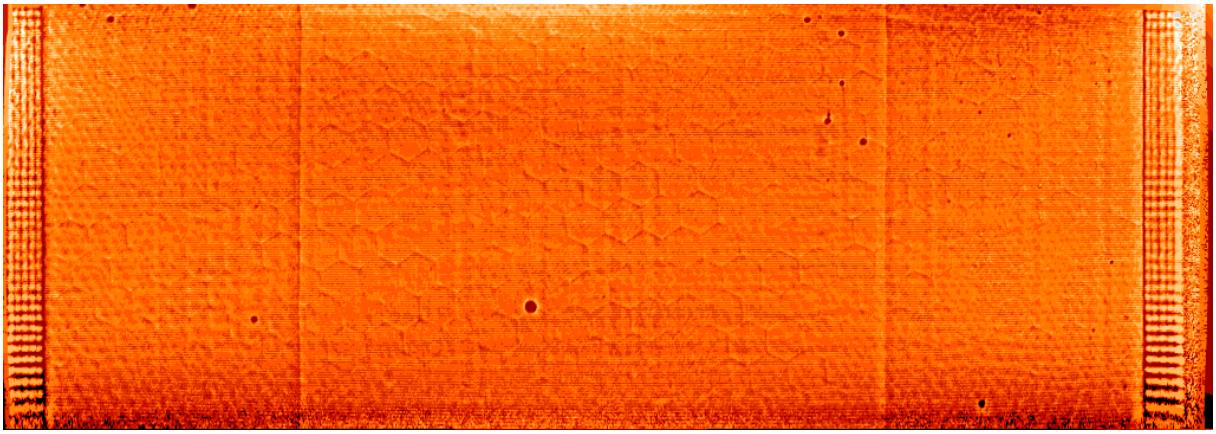


Fig. 5.10: *"Flat-field" du détecteur de SUMER : réponse du détecteur illuminé par une source a priori homogène (obtenue le 13 novembre 2001, à 05h06 UT, par défocalisation de l'image du disque solaire dans le continu de Lyman). Cette image permet de corriger chaque observation, en fonction de la réponse non homogène du détecteur. On remarque les défauts tels que "trous" (pixels défaillants), motif hexagonal, et motif pair-impair des lignes. On voit apparaître aussi les différentes régions du détecteur : la région centrale correspond à la partie la plus sensible du détecteur (recouverte de KBr, sur environ la moitié de la largeur du détecteur), tandis que sur les coté apparaît la partie "nue" de la galette de micro-canaux (verre) ; enfin, sur les extrémités, une grille sert d'atténuateur pour les fortes intensités (raie Lyman α, par exemple).*

Il apparaît que la correction de distorsion "classique" laisse un résidu de déformation des raies (courbure le long de l'axe Y_D, ce qui cause un élargissement artificiel lorsqu'on somme les nombres de coups sur plusieurs lignes avant de produire le spectre), mais l'effet est négligeable (et ce d'autant plus que l'on diminue le nombre de lignes sommées).

Par ailleurs, le centre des raies présente une dérive d'origine thermique (oscillation d'une fréquence de l'ordre de 0.15 mHz (Régnier et al., 2001), due aux changements d'alignement de l'optique sous l'effet du système de régulation de la température). Sommer plusieurs tableaux (X_D, Y_D) de façon à obtenir de longs temps de pose d'une heure ou plus occasionne donc, une fois encore, un élargissement artificiel. L'amplitude de l'oscillation serait de l'ordre du quart de pixel (Lemaire, communication privée ; je n'ai pas cherché à mettre cette oscillation directement en évidence), mais du fait du mouvement plus ou moins sinusoïdal, l'élargissement "effectif" devrait être moindre. Je n'ai pour ma part pas observé, sur des raies intenses, d'élargissement significatif entre des temps d'exposition de 5 minutes et 1 heure (i.e. la variation est de l'ordre de l'erreur sur la détermination de la largeur). On peut néanmoins envisager, dans l'avenir, de corriger cet effet...

Soustraire la contribution instrumentale à la largeur mesurée peut se faire à l'aide de la routine con_width_funct_3.pro écrite par K. Wilhelm.

Le problème de la correction de la lumière diffusée instrumentale, directement sur le profil des raies, sera détaillé Sec. 6.3, car j'ai mis au point moi-même cette correction, qui n'était pas disponible dans les bibliothèques de routines.

5.5.3 Optimisation des observations

Le compromis sur la taille des données

le taux de télémétrie étant fixé (de l'ordre de 10 kbits.s^{-1} dans les conditions habituelles), ainsi que le temps alloué pour les observations[18], il faut réaliser un compromis en fonction des objectifs liés aux observations.

On peut résumer le problème avec l'équation suivante :

$$\text{taille des données} = \text{info spectrale} \times \text{info spatiale} \times \frac{\text{durée des observations}}{\text{résolution temporelle}}. \tag{5.1}$$

En ce qui concerne la mesure de largeurs de raies, il semble évident que ce qui prime, c'est l'information spectrale. Il est donc hors de question d'utiliser une quelconque compression des données[19]. Si on souhaite étalonner les longueurs d'onde, observer plusieurs raies en même temps et pouvoir réaliser ultérieurement une correction de lumière diffusée, il est de plus très important de profiter au maximum de toute la longueur du détecteur (axe X_D), ce qui exclut de ne récupérer qu'une partie des raies. Par ailleurs, comme les temps de pose hors du limbe sont relativement longs (de l'ordre de l'heure), il apparaît difficile de pouvoir faire varier la position X de la fente : il est plus intéressant de se contenter de l'opportunité d'obtenir une information spatiale le long de l'axe Y de la fente du spectromètre. Par chance, au-dessus des pôles, cette dimension Y coïncide avec la variation de l'altitude au-dessus du limbe ! L'utilisation des fentes de plus grande longueur ($300''$) optimise donc la couverture spatiale. Il faut noter ici que des temps de pose de plusieurs heures ne sont rendus possibles que du fait du faible bruit du détecteur. En revanche, la faible intensité des raies observés hors du limbe évite les problème de saturation du détecteur.

Pour ce qui est de la résolution temporelle, il serait possible de descendre jusqu'à la seconde, mais au prix, comme on l'a déjà dit, d'un sacrifice sur l'information spectrale et/ou spatiale (utiliser la mémoire de stockage de l'instrument ne ferait que limiter le temps d'observation total, puisqu'il faudrait laisser le temps au contenu de cette mémoire d'être transmis au sol, avant de commencer de nouvelles observations). Dans le cas où l'on récupère l'information de la totalité des 1024×360 pixels du détecteur (avec la fente de $300''$), la résolution temporelle minimale est d'environ cinq minutes (dit autrement, le temps d'exposition de cinq minutes correspond au temps de transfert des données de nombre de coups accumulés pendant ces cinq minutes sur l'ensemble des pixels du détecteur). J'ai pu vérifier (Sec. 7.1) que les largeurs et positions des raies étaient stables sur des intervalles de temps aussi petits que 5 secondes (l'interprétation de cette stabilité, même si l'on suppose la présence d'ondes d'Alfvén, est discutée en 4.3). Le fait de devoir se contenter d'une résolution de 5 minutes de pose donc pas de problème. Il est en revanche préférable de ne pas trop augmenter ce temps de pose "élémentaire", de façon à garder une certaine information au cas où des événements transitoires se produiraient pendant les observations (par exemple, la présence de macrospicules (en mouvement) à basse altitude).

Réduire la largeur instrumentale

Il est évidemment préférable que la contribution de la largeur instrumentale dans la largeur totale mesurée soit la plus faible possible. Pour cela, il faut utiliser une fente de largeur la plus

[18] La vie de l'expérimentateur solaire moderne est en effet dégradée par rapport à ses illustres prédécesseurs, en ce qu'il doit utiliser du matériel sophistiqué, qu'il est obligé de partager avec ses petits camarades... Qu'il est loin le temps de ces pionniers qui décomposaient la lumière du Soleil avec un simple prisme !

[19] Du moins celles qui font perdre de l'information, comme le binning ou les ajustements de raies.

petite possible. Celle de 0.3″ ne donne pas de résultats plus intéressants que celle de 1″ (du fait des effets autres que ceux de la largeur de la fente ; Lemaire, communication privée), alors qu'elle ne couvre que 120″ en hauteur (Y), et qu'elle divise par environ un facteur 3 l'intensité collectée (donc réduit d'autant la précision statistique, à temps d'exposition constant). Pour la plupart des observations, j'ai donc utilisé la fente de 1″ × 300″. Dans le même esprit, le détecteur A permet une largeur instrumentale constante quelle que soit la longueur d'onde, et cette largeur est assez bien contrainte (Chae et al. (1998) : 99 mÅ en largeur à mi-hauteur). En revanche, pour le détecteur B, décalé par rapport à l'axe optique, la largeur instrumentale varie avec la longueur d'onde, et majore celle du détecteur A (elle est par ailleurs moins bien étudiée, alors que la largeur instrumentale s'est dégradée depuis les calibrations au sol). Malheureusement, le choix entre détecteur A et B ne dépend pas de l'observateur mais des responsables des instruments. Pour les dernières observations que j'ai effectuées (mai 2005), c'est le détecteur B qui était utilisé. J'ai alors choisi la fente de 4″ × 300″, sacrifiant davantage la largeur instrumentale afin de gagner en statistiques de nombre de coups dans les raies (facteur 4 !). J'en ai profité pour observer certaines raies avec les différentes largeurs de fente, de façon à permettre de calibrer les largeurs instrumentales qu'elles produisent.

Augmenter la précision spectrale

La résolution spectrale est en théorie limitée par la taille d'un pixel du détecteur. Néanmoins, un ajustement numérique (*fit*) sur les raies (à l'aide d'une gaussienne, cf. Sec. 6.4) permet de faire descendre la précision sur la détermination du centre et de la largeur de la raie jusqu'au dixième de pixel (Wilhelm et al. (1998b) ; voir aussi ma propre étude Sec. 6.4).

Optimiser les temps de pose

Les spectres de référence de SUMER permettent d'anticiper sur le nombre de coups dans une raie donnée. Pour les observations hors du limbe, j'ai utilisé les tables de Feldman et al. (1997) (observation hors du limbe, mais dans un jet coronal), que j'ai "recalibrées" à l'aide d'observations trouvées dans la base de données, et prises dans un trou coronal. Comme j'ai effectué plus d'une campagne d'observation, j'ai ensuite optimisé les temps de pose en fonction des résultats obtenus.

5.6 Conclusion ou "Pourquoi avoir utilisé uniquement les données SUMER ?"

5.6.1 SUMER : un spectromètre de très grande qualité

Parmi ces instruments de physique solaire énoncés plus haut, assez peu peuvent vraiment servir à la problématique de cette thèse, à savoir l'interprétation de la largeur des raies en termes de chauffage cyclotronique ionique ou de la manifestations de la présence d'ondes d'Alfvén. Un spectromètre semble en effet indispensable pour cette étude, qui a déjà été faite dans la haute couronne solaire avec UVCS. Il faut par ailleurs que la largeur instrumentale ne soit pas disproportionnée par rapport à la largeur physique des raies, ce qui n'est pas vraiment le cas de CDS[20]. Il ne restait donc plus que SUMER. Il me semblait en outre primordial de bien connaître les caractéristiques de cet instrument, et surtout ses limites (e.g. lumière diffusée

[20] Il faut reconnaître que la largeur instrumentale d'UVCS est plus grande que celle de SUMER , mais à l'altitude où UVCS observe, les largeurs sont aussi augmentées par une température cinétique plus grande.

instrumentale), de façon à exploiter complètement ses capacités qui sont exceptionnelles et ne seront plus disponibles après sa mise hors service (au vu des missions programmées dans le futur).

5.6.2 Les imageurs utilisés

Je me suis aussi servi des imageurs EIT et LASCO, mais uniquement pour déterminer préalablement la cible de mes observations, i.e. déterminer le trou coronal de meilleure qualité, qualité évaluée à partir de l'étude des images du Soleil pendant la précédente rotation solaire : la structure du trou évoluant assez peu sur cette période de temps, on peut juger de la qualité de sa symétrie d'axe Nord-Sud (pour éviter une trop forte contamination par la partie ”couronne calme”), et anticiper sur son apparence (avant-plan) à la date effective des observations. Ces images permettent ensuite de vérifier le contexte des observations (i.e. si les conditions attendues se sont bien réalisées, s'il n'y a pas eu de CME, de macrospicule, etc. . .). Bien entendu, l'utilisation réductrice que j'ai pu faire de ces instruments ne rend pas justice à leurs capacités réelles.

5.6.3 La complémentarité apportée par le JOP 158

Comme on l'a déjà dit, les qualités d'une observation multi-instruments sont la complémentarité des diagnostics sur un même champ de vue, et la complémentarité de ces champs de vue. Il se trouve que ces deux propriétés sont réalisés avec le JOP 158 (dont les responsables scientifiques sont E. Antonucci et A. Gabriel). Ce JOP réalise une observation de champ de vues complémentaires des trous coronaux polaires à l'aide de CDS (raster à cheval sur le disque et hors du limbe), SUMER (hors-limbe, à partir de quelques dizaines de seconde d'arc du bord solaire), et UVCS (hors-limbe, entre 2.5 et 5 rayons solaires), ainsi que des diagnostics complémentaires : température électronique pour CDS, à partir de l'équilibre d'ionisation, densité et atténuation Doppler dans l'O VI (”Doppler dimming”) pour SUMER, et vitesses Doppler et largeur de raies pour UVCS. Ces observations simultanées (les temps de pause étant différents, certaines durent néanmoins plus que d'autres), se répétant plusieurs jours, étaient réalisées juste avant ou juste après les miennes en ce qui concerne SUMER et CDS, et avec un recouvrement pour UVCS (temps de pose très longs) ; et ce, sur le même trou coronal (pointage quasi-identique en ce qui concerne SUMER), sauf en certaines occasions (pour la liste et la description des observations voir Sec. 6.1.2).

Une analyse approfondie de ces observations conjointes pourra s'avérer intéressante dans l'avenir, mais présente dans l'immédiat un avantage très important : le diagnostic de densité nécessaire à l'interprétation des largeurs de raies en termes d'effet dû aux ondes d'Alfvén (cf. Sec. 8.3). Ce diagnostic, effectué à l'aide du rapport de deux raies du Si VIII (cf. p. 74), est plus précis avec les données SUMER du JOP 158 (la fente utilisée est plus large, ce qui assure une meilleure statistique du nombre de coups sans trop sacrifier la résolution spatiale et trop dépenser de temps d'observation), qu'avec mes propres données SUMER (qui comprennent aussi ces mêmes raies, mais avec une fente plus étroite, donc une largeur instrumentale plus petite, ce qui optimise la mesure de la largeur Doppler réelle de la raie).

Je n'ai pas cherché à développer davantage, pendant ma thèse, la complémentarité avec UVCS, car une telle analyse pose de nombreux problèmes, tout en apportant peu d'informations supplémentaires. La détermination du gradient de la largeur en fonction de l'altitude est en effet fragilisée par le changement d'instruments, dont les largeurs instrumentales sont mal connues, et alors que les processus agissant sur la largeur s'avèrent différents aux altitudes concernées

(de récents travaux ont montré que l'effet du vent solaire devait être pris en compte dans l'interprétation des largeurs observées par UVCS (Raouafi and Solanki, 2003, 2004)). Par ailleurs, les observations d'UVCS, à plus haute altitude dans des trous coronaux déjà moins denses que le reste de la couronne, sont limitées à quelques raies particulièrement intenses (Lyα, les deux raies de l'O VI à 1032 et 1037 Å, ...). Les raies sont aussi plus larges qu'avec SUMER, pour une moindre résolution spectrale, ce qui provoque des mélanges de raies malvenus (e.g. Fe XII avec N V à 1242 Å) ; de même, les raies intenses subissent un effet instrumental qui "étale" leur intensité sur les ailes, lesquelles viennent se mélanger à des raies importantes pour la question du chauffage cyclotronique ionique, mais peu intenses (ainsi, la raie du Fe X à 1028 Å, perturbée par la présence de celle de l'O VI voisine (S. Parenti, communication privée ; Cranmer et al. (1999b))). Tout ceci fait que je n'ai pas jugé opportun d'approfondir la complémentarité d'UVCS pour ce qui concerne cette thèse.

Chapitre 6

Mesurer la largeur des raies coronales

Zizhang étudiait en vue d'obtenir une charge officielle. Le Maître lui dit : "Ecoute beaucoup, laisse de côté ce qui est douteux et ne répète le reste qu'avec prudence ; de cette façon, tu te tromperas rarement. Observe beaucoup, laisse de côté ce qui suspect, et n'adopte le reste qu'avec prudence ; de cette façon tu n'auras que rarement lieu de te repentir. Si tu te trompes rarement dans tes propos, et si tu n'as que rarement lieu de te repentir de tes actions, ta carrière est toute faite."

Entretiens de Confucius, II. 18

Sommaire

6.1 Observations réalisées pendant ma thèse 130
6.1.1 Travail préparatoire 130
6.1.2 Liste des observations et des raies utilisées 132
6.2 Obtention d'un spectre hors-limbe 132
6.2.1 Addition de plusieurs images 132
6.2.2 Découpage spatial : spectres à une altitude donnée 134
6.2.3 Détermination de l'altitude 135
6.2.4 Bruit du détecteur 136
6.3 Correction de lumière diffusée instrumentale 137
6.3.1 Le problème de la lumière diffusée instrumentale 137

6.3.2 Méthode suivie 138
6.3.3 Effet de la correction 141
6.4 Ajustement gaussien des raies 144
6.4.1 Obtention de la largeur des raies 144
6.4.2 Barres d'erreur 145
6.4.3 Ajustements multi-gaussiens 145
6.5 Largeur instrumentale 150
6.5.1 Contribution instrumentale dans le spectre corrigé de la lumière diffusée 150
6.5.2 Correction de la largeur instrumentale 150
6.5.3 Effet de la correction 151
6.6 Mesure du rapport des raies du Si VIII (1445/1440 Å) 151

6.1 Observations réalisées pendant ma thèse

6.1.1 Travail préparatoire

J'ai réalisé des observations avec SUMER quasiment à chaque campagne MEDOC qui a eu lieu pendant ma thèse (cf. Sec. 6.1.2, pour la liste de celles que j'utilise pour cette thèse). La plupart concernaient les trous coronaux polaires, certaines des zones de couronne "calme", à plus basse latitude (toujours au dessus du limbe). Le but de ces nombreuses observations était d'obtenir des conditions d'observations optimales : qualité des trous coronaux, et optimisation des temps d'exposition avec le nombre de raies observées (voir aussi Sec. 5.5.3).

J'ai préparé le programme[1] de l'observation associée au jeu de donnée 1 (cf. Tab. 6.1) en me basant sur les spectres de références de SUMER (cf. Sec. 5.5) ; j'ai en particulier utilisé le tableau de Feldman et al. (1997), pris à environ 30″ au dessus du limbe (dans un jet coronal), en extrapolant les valeurs dans un trou coronal à l'aide d'observations recherchées dans la base de donnée MEDOC (les raies sont moins intenses dans un trou coronal, du fait de la chute de densité). J'ai utilisé les spectres de référence pris sur le disque[2] pour avoir une estimation des problèmes de lumière diffusée instrumentale (problème dont j'ai pu évaluer l'importance lors du traitement du jeu de données 0, dans Dolla et al. (2003), cf. Annexe C ; ce problème est présenté en détails Sec. 6.3). J'ai donc commencé par faire un inventaire de toutes les raies disponibles dans le domaine spectral couvert par SUMER. J'ai écarté en particulier certaines raies du fait de leur trop faible intensité. J'ai essayé aussi d'écarter celles qui présentaient des mélanges trop important avec des raies voisines[3], ainsi que celles qui étaient trop contaminées par la lumière diffusée instrumentale. Il fallait par contre essayer d'en observer qui présentent une gamme de valeur de rapport charge-sur-masse q/m la plus large possible (Fig. 6.1).

Dans les observations qui ont suivi, j'ai adapté les programmes en fonction des résultats précédents, des temps d'observation disponibles, et de l'information supplémentaire que je voulais retirer (e.g., nouvelles raies associées à des ions de valeur de q/m intéressante, même si elles étaient moins intenses). Il est apparu important, une fois vérifiée la relative stabilité des caractéristiques des raies dans le temps (cf. Sec. 7.1), d'augmenter les temps de pose, de façon à obtenir une meilleure précision spatiale (avec une meilleure statistique, il est possible de sommer sur moins de pixels en Y[4]).

[1] cf. Annexe A
[2] cf. Sec. 5.5
[3] *blending*, en anglais
[4] cf. Fig. 5.8 pour les repères de coordonnées.

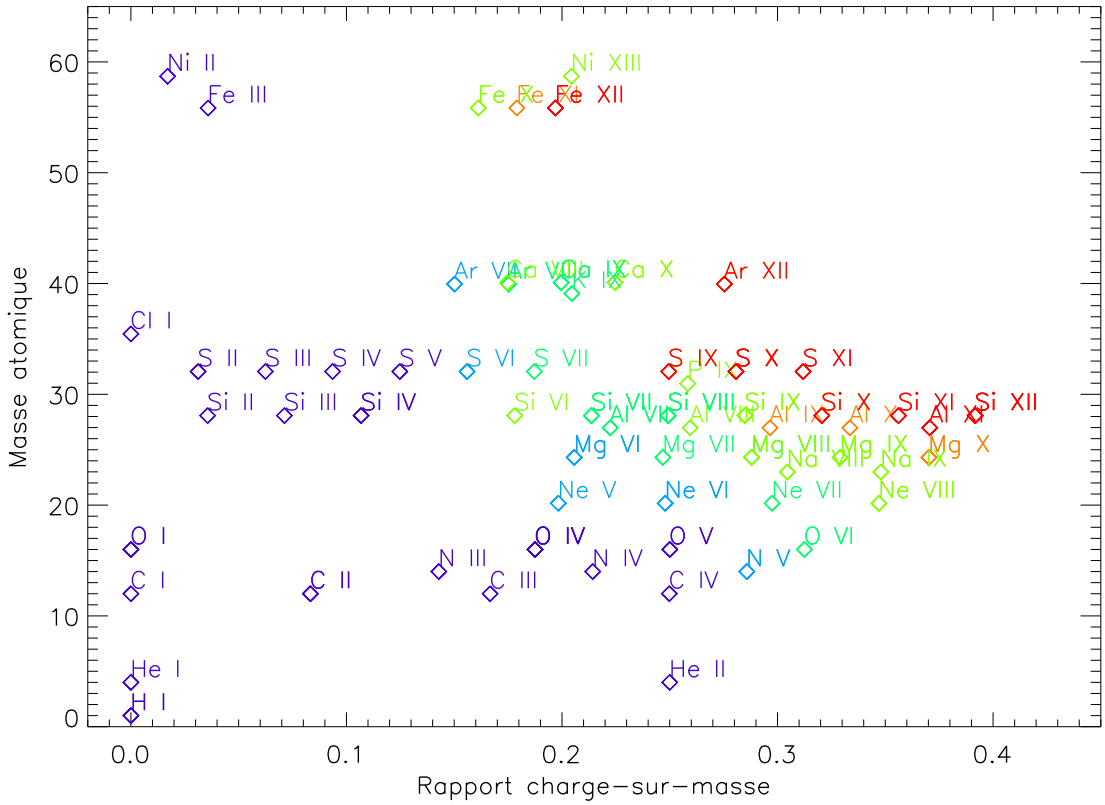


Fig. 6.1: *Rapport charge-sur-masse (q/m) et masse atomique de différents ions observables dans le domaine spectral du spectromètre SUMER. La couleur indique la température de formation (des plus basses, en bleu-violet, aux plus hautes, en rouge). Seules les raies ayant les températures de formations les plus élevées pourront être exploitées à des altitudes un peu importantes hors du limbe, surtout dans les trous coronaux. Ceci limite le domaine de valeur couvert pour q/m.*

Jeu de données	date	position	$R_\odot$ apparent (arcsec)
0	23–29/05/01	X=860, Y=-600	956.5
1	30/05/02	X=0, Y=1150	956.5
2	28/05/02	X=0, Y=-1150	956.5
3	23/05/02	X=990, Y=0	956.5
4	21/05/02	X=990, Y=250	956.5
5	18-22/11/03	X=0, Y=1145	980.0
6	11-14/06/04	X=0, Y=-1140	960.0

Tab. 6.1: *Liste des jeux de données utilisés dans cette thèse. Le détecteur A de SUMER a été utilisé dans tous les cas. Toutes ces observations ont été réalisée avec la fente de* $1'' \times 300''$*, sauf le jeu 3, réalisé avec celle de* $1'' \times 120''$*.*

6.1.2 Liste des observations et des raies utilisées

Le tableau 6.1 présente les jeux de données qui seront utilisés dans la suite de cette thèse. Toutes ces observations ont été réalisée avec la fente de $1'' \times 300''$, sauf le jeu 3, réalisé avec celle de $1'' \times 120''$. Des détails sur les conditions d'observations seront donnés Sec. 7.2.

Le jeu de données 0 consiste en l'observation de raies du Fe X (1463.5 Å) et Fe XI (1467.08 Å), dans la couronne calme (cf. Annexe C).

Le jeu de données 3 consiste en l'observation d'une raie de l'O VI (1031.93 Å) et d'une du Mg X (1249.88 Å, à l'ordre 2), successivement, chacune pendant une heure, avec une raie toutes les 5 secondes. Le 28/05/02, une heure de plus d'observation a été consacrée au Mg X, en $(X = 0, Y = -1060)$, au dessus d'un trou coronal, mais la statistique était trop faible pour une véritable exploitation.

Les raies exploitées dans certains jeux de données sont énumérées dans les tableaux 6.2 et 6.3 (pour le détail des transitions impliquées, voir les catalogues précédemment cités). La longueur d'onde λ indiquée dans ces tableaux est celle d'observation (i.e., longueur d'onde réelle $\times$ ordre d'observation) ; il s'agit des valeurs données par Feldman et al. (1997) (je n'ai pas réalisé de calibration précise, elle est inutile pour la mesure des largeurs de raies). Le rapport charge-sur-masse q/m est normalisé à celui des protons. Les raies indiquées sont celles qui sont utilisées à l'altitude la plus basse du jeu de données ; certaines ne sont plus exploitables aux altitudes plus élevées. Les temps d'exposition pour les jeux 1 et 2 (trous coronaux) sont de l'ordre de l'heure (avec souvent plusieurs raies dans le même domaine spectral observé), l'observation complète ayant pris respectivement 13 et 16 heures. Pour le jeu 4 (couronne calme), ces temps d'exposition étaient inférieurs, tandis qu'ils étaient multipliés par 2 voir par 4 dans les observations ultérieures de trous coronaux (observations étalées sur plusieurs jours).

Les mesures de densité ont été effectuées grâce aux données du JOP 158 effectuées le 30/05/02. J'ai utilisé la partie consacrée au Si VIII correspondant à l'altitude couverte par mes propres observations (temps d'exposition d'environ 2h50, avec une fente de $4'' \times 300''$).

6.2 Obtention d'un spectre hors-limbe

6.2.1 Addition de plusieurs images

L'exploitation de spectres ayant une statistique suffisante sur de petits intervalles spatiaux (de l'ordre de la dizaine de secondes d'arc en Y) requiert de longs temps de pose. Il est néanmoins préférable de segmenter ce temps de pose lors des observations, de façon à garder une information

ion	λ (Å)	ordre	masse atomique	q/m
Ar VIII	1400.52	2	39.95	0.18
Ar VIII	1427.64	2	39.95	0.18
Ca X	1148.00	2	40.08	0.22
Fe X	1028.02	1	55.85	0.16
Fe X[a]	1463.50	1	55.85	0.16
Fe XI	1467.08	1	55.85	0.18
Fe XII	1349.36	1	55.85	0.20
Fe XII	1242.00	1	55.85	0.20
Mg IX	1412.11	2	24.31	0.33
Mg X	1249.88	2	24.31	0.37
N V	1238.81	1	14.00	0.29
Na IX	1363.45	2	22.99	0.35
O VI	1031.93	1	16.00	0.31
S X	1196.20	1	32.06	0.28
Si IX	1389.39	2	28.08	0.28
Si X	1277.88	1	28.08	0.32
Si VIII	1445.75	1	28.08	0.25
Si XI	1161.82	2	28.08	0.36
Si XI	1208.30	2	28.08	0.36

[a] La raie du Fe X à 1463 Å n'apparaît pas sur les courbes contenues dans le corps principal de ce manuscrit, mais dans celles de l'Annexe D (cf. Sec. 9.1, dans ce manuscrit).

Tab. 6.2: *Liste des raies exploitées dans le jeu 1 (trou coronal).*

ion	λ (Å)	ordre	masse atomique	q/m
Ar XII	1054.57	1	39.95	0.28
Ca X	1148.00	2	40.08	0.22
Fe X	1028.02	1	55.85	0.16
Fe XI	1467.08	1	55.85	0.18
Fe XII	1242.00	1	55.85	0.20
Fe XII	1349.36	1	55.85	0.20
Mg IX	1412.11	2	24.31	0.33
Mg X	1249.88	2	24.31	0.37
Na IX	1363.45	2	22.99	0.35
Ne VIII	1560.66	2	20.17	0.35
S X	1552.48	2	32.06	0.28
S X	1196.20	1	32.06	0.28
S XI	1149.77	2	32.06	0.31
Si IX	1352.98	1	28.08	0.28
Si IX	1389.39	2	28.08	0.28
Si XI	1161.82	2	28.08	0.36
Si XII	1041.32	2	28.08	0.39

Tab. 6.3: *Liste des raies exploitées dans le jeu 4 (couronne calme).*

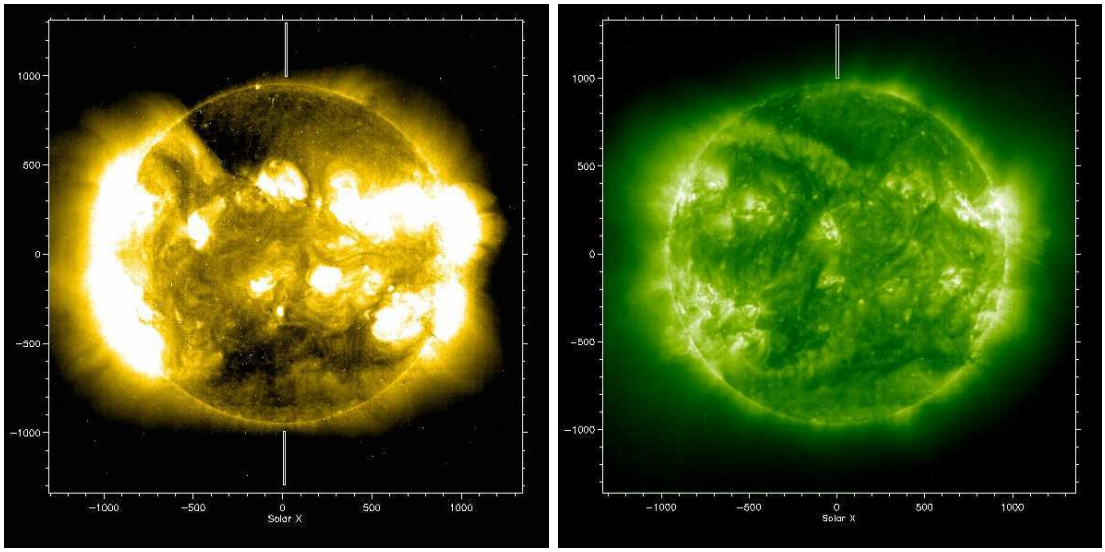


Fig. 6.2: *Images de contexte et pointage de SUMER pour les jeux de données 1 et 2 (respectivement au Nord et au Sud). La couverture spatiale de la fente est représentée sur ces images de EIT/SOHO dans les canaux à 284 Å (à gauche) et à 195 Å (à droite, seule la position du jeu 3 est alors représentée). Au pôle Sud, le trou coronal n'est pas vraiment visible sur le disque ; la ligne de visée, hors du limbe, est probablement contaminée par de la couronne "calme".*

temporelle (en particulier, en cas d'événements transitoires (il faut alors essayer, autant que possible, de ne pas en tenir compte), et au cas où des problèmes de transmission feraient perdre certaines données).

En contrepartie, il faut ensuite additionner de nombreuses images du détecteur pour reconstituer le temps de pose complet. Ces images, tableaux du nombre de photons détectés pendant le temps d'exposition, comprennent 1024×360 pixels (longueur d'onde $\times$ dimension spatiale Y)[5]. Avant addition, les images sont inspectées visuellement (en pouvant s'aider aussi de différence d'images avec l'image moyenne, pour mettre en évidence les anomalies).

6.2.2 Découpage spatial : spectres à une altitude donnée

A partir des tableaux de données obtenus à l'étape précédente, des spectres pris à différentes positions (en Y) sont obtenus en découpant la dimension Y_D du détecteur en intervalles de plusieurs lignes (de façon à obtenir une statistique suffisante pour l'exploitation des raies). Ces intervalles sont néanmoins suffisamment petits pour éviter de provoquer un élargissement additionnel du fait de la distorsion résiduelle du détecteur (cf. Sec. 5.5.2).

On obtient ainsi des spectres en nombre de coups par pixel du détecteur (correspondant à la longueur d'onde). Pour l'ajustement gaussien, ce sont ces spectres que l'on utilisera (la conversion en Angstroems intervenant après), mais pour les graphiques, on représentera ces spectres avec une échelle en longueur d'onde.

L'erreur sur chaque pixel est prise comme étant la racine carrée du nombre de coups enregistrés (erreur statistique, dite aussi "Poissonnienne").

[5]Rappellons que l'instrument est stigmate dans la direction spatiale Y. Les différents traitements des données brutes ont été décrits Sec. 5.5.2. Plusieurs domaines spectraux sont observés à chaque observation, pouvant comprendre chacun plusieurs raies intéressantes pour le problème du chauffage préférentiel.

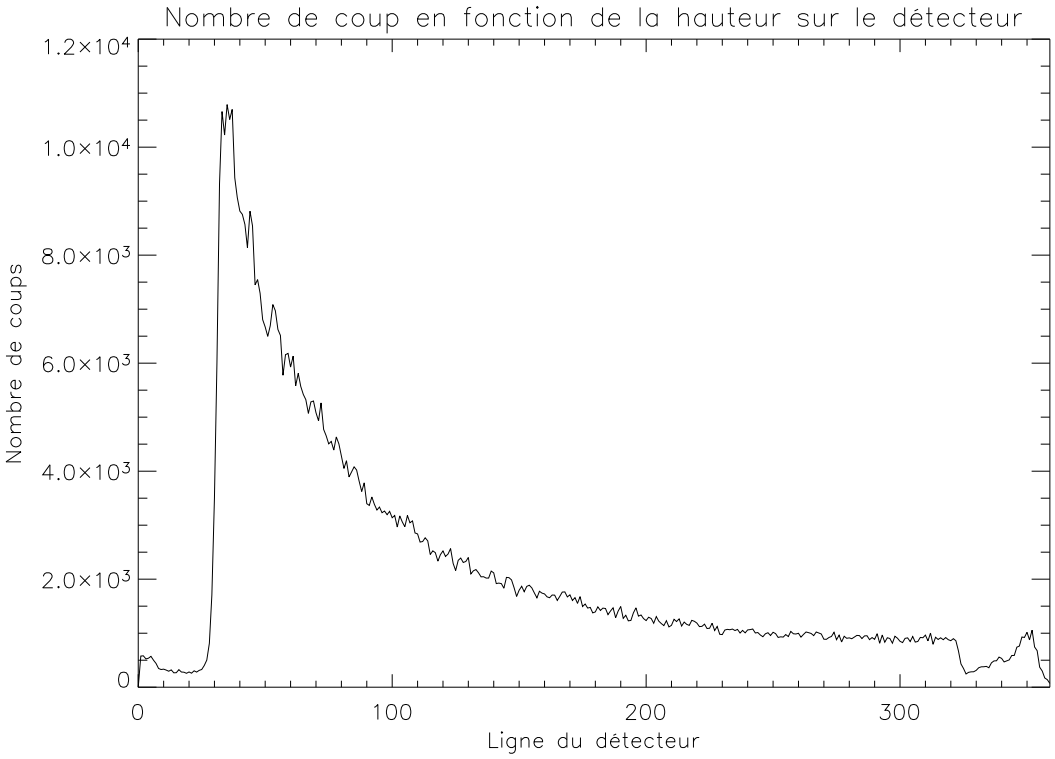


Fig. 6.3: *Exemple du nombre de coups intégrés sur la totalité des pixels de l'axe X_D (longueur d'onde), pour chacune des 360 lignes du détecteur. L'image de la fente apparaît de façon évidente entre la ligne 30 et la ligne 320 (coordonnée Y_D du détecteur).*

6.2.3 Détermination de l'altitude

Avant le découpage, il faut préalablement repérer les limites de l'image de la fente du spectromètre sur le détecteur (la hauteur Y_D du détecteur n'est pas illuminée en totalité). Cette image, correspondant à environ 300″ dans la plupart de mes observations (fente de $1 \times 300''$), s'étale sur un peu plus de 300 lignes (la valeur exacte, ainsi que la position sur le détecteur, dépendant de la longueur d'onde, mais aussi des conditions de température de l'instrument).

La Fig. 6.3 représente un exemple de nombre de coups $N = N(Y_D)$ intégrés sur la totalité des pixels en X_D (i.e., toutes les longueurs d'onde du domaine spectral observé) pour chaque ligne (position Y_D) ; l'image de la fente y est repérable de façon évidente. Pour détecter précisément les bords de cette image, j'ai profité du fait que, lors des observations au dessus du limbe, l'intensité suit une variation (relativement) monotone selon Y_D (le sens de variation dépendant de l'hémisphère observé). Les limites de l'image de la fente correspondent donc à de fortes variations de la dérivée de $N(Y_D)$ en fonction de Y_D (Fig. 6.4).

Le quotient C entre la dimension spatiale couverte par l'image de la fente F (e.g. 300″) et la dimension de l'image en pixels permet la conversion entre pixels et secondes d'arc. La ligne médiane de l'image correspond alors à la position centrale de la fente (X_C,Y_C), celle pointée lors des observations, tandis que la première ligne de cette même image correspond à une valeur $Y_0 = Y_C - F/2$. On a donc $Y = Y_0 + pos \times C$, où *pos* est la position dans l'image en pixels.

Finalement, pour obtenir l'altitude h au dessus du limbe, associée au pixel considéré, il faut

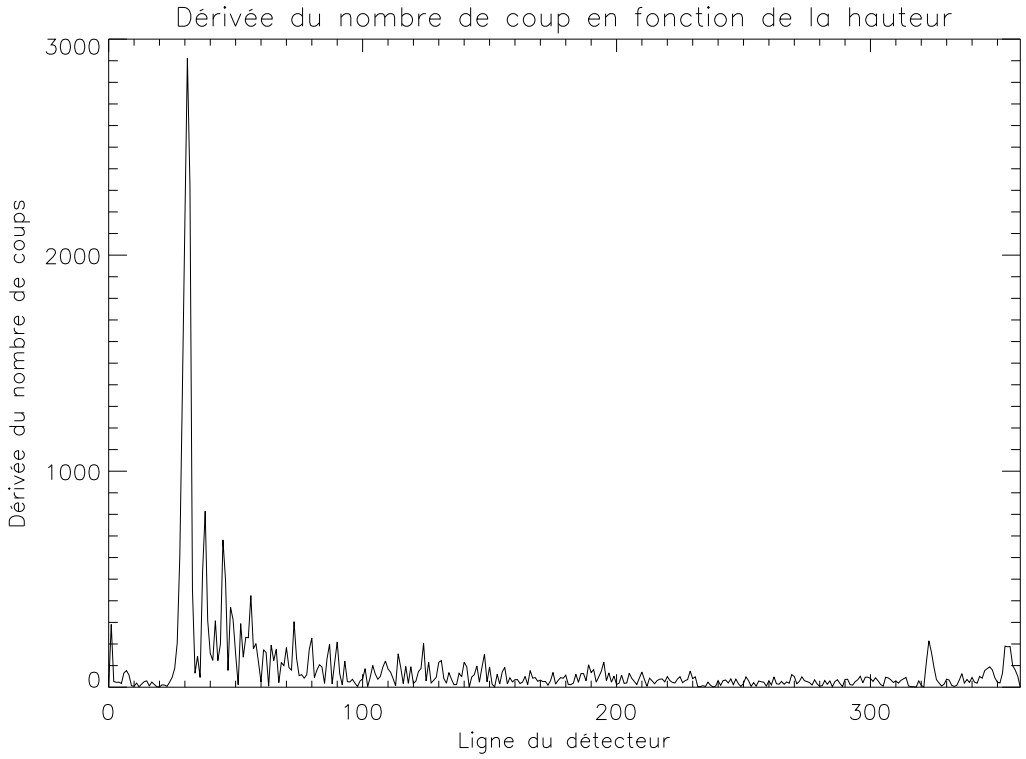


Fig. 6.4: *Dérivée de la courbe de la figure 6.3 : les pics permettent de localiser finement les limites de l'image de la fente sur le détecteur (en excluant les pics trop rapprochés des extrémités du détecteur).*

retrancher la dimension du rayon solaire à la date considérée, vue depuis SOHO[6] :

$$h = \sqrt{\mathrm{X}_C^2 + \mathrm{Y}^2} - \mathrm{R}_\odot \tag{6.1}$$

Puisque chaque spectre est en réalité intégré sur plusieurs lignes (en Y_D, ou Y), chaque spectre sera donc associé à une altitude moyenne (couvrant en réalité un certain intervalle d'altitudes).

Pour une meilleure précision (le pointage fournit par l'instrument peut être biaisé), il faudrait déterminer la position du limbe avec des données à cheval sur le disque et hors du limbe (par exemple, avec le JOP 158). Je ne l'ai pas fait systématiquement. J'ai néanmoins effectué une évaluation de l'écart entre pointage renvoyé par l'instrument, et position du limbe repéré grâce aux données du JOP 158 : celui-ci ne dépassait pas 3 ou $4''$. Je ne considérerais pas cela comme très important vu les intervalles utilisés pour produire un spectre (au minimum, $10''$).

6.2.4 Bruit du détecteur

Les pixels non illuminés peuvent servir à déterminer le bruit de fond du détecteur : environ $3 \cdot 10^{-5}$ coups.s^{-1}.px^{-1}. Pour des temps de pose de l'ordre de l'heure, cela représente environ

[6]Le rayon solaire vu de la Terre, variable selon l'époque de l'année, peut être trouvé dans *The Astronomical Almanac* (e.g. U. S. Naval Observatory and Royal Greenwich Observatory (2001) pour l'année 2003, ou `http://asa.usno.navy.mil/`). Il faut ensuite lui rajouter 1% pour tenir compte de la position de SOHO entre la Terre et le Soleil.

0.1 coups par pixel, ce qui est très peu au regard du nombre de coups dans les raies observées. J'en ai néanmoins tenu compte dans le calcul de l'intensité du continuum, lorsqu'il m'a servi à estimer l'intensité de la lumière diffusée (cf. Sec. 6.3).

6.3 Correction de lumière diffusée instrumentale

6.3.1 Le problème de la lumière diffusée instrumentale

Lorsqu'on observe des spectres pris par SUMER hors du limbe, il apparaît des raies "froides" (typiques de la photosphère ou de la chromosphère) parmi les raies plus "chaudes" de la couronne. Ces raies froides mettent en fait en évidence la lumière diffusée instrumentale[7]. Un grand soin a été apporté lors de la réalisation de l'instrument pour éliminer toute lumière parasite (qui serait due, par exemple, à des réflexions internes) ; le problème vient plus directement des surfaces réfléchissantes du système optique lui-même. L'image complète du Soleil est en permanence formée sur le miroir principal de SUMER (c'est son orientation qui permet de sélectionner la zone de l'image qui illuminera la fente du spectromètre). Du fait des défauts de très petite taille de sa surface (typiquement, de dimension spatiale l'ordre de la longueur d'onde utilisée ; dans l'EUV, il suffit donc de défauts très petits), l'image d'un point n'est pas un point, mais une tâche[8] (voir aussi les explications de Feldman et al. (1999)). A 3.5 pixels du centre de la tache (dans la dimension spatiale), il ne reste plus que 0.1 % du pic (Lemaire et al., 1997), ce qui est négligeable lors d'observations sur le disque. En revanche, du fait du contraste entre l'intensité sur le disque et hors du limbe, la lumière diffusée due au disque devient non négligeable lors des observations hors-limbe (dit autrement, on est "ébloui" par le disque). Rappelons que SUMER n'est pas un coronographe, il n'est donc pas équipé d'un occulteur.

L'intensité de la lumière diffusée en un point de l'image est en fait la somme de toutes les contributions de chaque point du disque (convolution). Comme l'intensité de la lumière diffusée décroît moins vite avec l'altitude d'observation que l'intensité réellement émise par la couronne, la contamination devient de plus en plus importante avec l'altitude, et de façon plus critique dans les trous coronaux, déjà moins intenses que le reste de la couronne. Finalement, à partir d'une certaine altitude, certaines raies ne correspondent plus qu'à de la lumière diffusée instrumentale : d'après Feldman et al. (1999), le spectre de SUMER est entièrement dû à la lumière diffusée au dessus de 1.6 $R_\odot$. Il se base pour cela sur le changement de pente de l'intensité décroissante des raies coronales avec l'altitude : elle devient moins forte vers les hautes altitudes, devenant semblable à celle de raies dont le caractère de lumière diffusée est indiscutable (voir aussi David (1998)).

Les spectres observés hors du limbe sont donc la somme du spectre d'émission coronale au dessus du limbe et d'un spectre moyen caractéristique de l'émission du disque, ce dernier dépendant des contributions de chaque région du disque (régions actives, "soleil calme" et trous coronaux) et intégré sur les différentes couches (photosphère, etc.). Il varie donc selon la date d'observation, et les contributions relatives des différentes raies de lumière diffusée peuvent varier selon la région observée hors du limbe, et avec l'altitude, en fonction de la localisation de leur émission sur le disque.

Toutes les raies observables sur le disque contribuent à la lumière diffusée . Les raies coronales particulièrement intenses sur le disque (e.g. celles du Mg X, ou du Fe XII) sont donc contaminées hors du limbe par leur propre lumière diffusée (en général, une raie de largeur plus petite), mais

[7]En anglais : *instrumental scattered light* ou *stray light*.
[8]c'est la notion de *Point Spread Function*, ou PSF, en anglais.

aussi par des raies "froides" de longueur d'onde voisine (elles aussi de largeur différente, du fait de la température différente au lieu dominant d'émission, ou de la différence de masse entre les deux espèces d'ions). Ce dernier type de contamination est très souvent négligé par les études qui ont été réalisées avec SUMER. Dans tous les cas, dès que la contribution de la lumière diffusée devient non négligeable, la largeur de la raie observée est différente de celle de la raie véritablement émise dans la couronne (du fait du décalage éventuel des longueurs d'onde des deux raies, et de leurs largeurs différentes). Il est donc très important de corriger cet effet.

6.3.2 Méthode suivie

Certains travaux ont pris en compte le problème de la lumière diffusée instrumentale de SUMER (e.g. Doschek and Feldman, 2000). David (1998) effectue une correction sur l'intensité uniquement, à partir du comportement d'une raie froide en fonction de l'altitude, et en tenant compte de la répartition spatiale des raies sur le disque solaire à la date de l'observation (la méthode est aussi décrite dans Gabriel et al. (2003)). Il montre que plus on est proche du limbe, plus ce sont les régions toutes proches sur le disque qui apportent la plus grosse contribution à la lumière diffusée. Loin du disque au contraire, les régions du disque les plus éloignées finissent par avoir un poids relatif plus important.

En ce qui concerne l'exploitation de la largeur des raies, la correction demande de connaître à la fois le profil de la largeur de la raie en lumière diffusée (surtout quand elle a une longueur d'onde légèrement différente), et sa contribution dans la raie observée hors-limbe. Le fait d'utiliser un spectre pris à haute altitude comme référence est évoqué dans Doschek and Feldman (2000) ; la largeur de la raie en lumière diffusée est alors égale à celle observée à très haute altitude (pourtant, ils ne concluent pas à un effet important dans la variation de certaines largeurs de raies avec l'altitude, minimisant en particulier le rôle joué dans le plateau en largeur observé à environ 1.2 $R_\odot$).

Il nous faut donc tout d'abord prédire les intensités relatives des différentes raies de lumière diffusée qui se trouvent sur le domaine spectrale observé, avec tout le détail de leur profil ; cela constitue ce que j'appelerai un *spectre de référence*. Après estimation de la contribution relative de la lumière diffusée dans le spectre hors-limbe[9] observé à une certaine altitude (à partir de l'intensité d'une raie dont on sait qu'il ne s'agit que de lumière diffusée sur le spectre hors-limbe (raie "froide")), on ajuste l'intensité du spectre de référence, pour obtenir le *spectre de lumière diffusée* correspondant à l'altitude observée (voir Fig. 6.5). Ce spectre de lumière diffusée est ensuite soustrait du spectre observé hors-limbe, pour obtenir le *spectre corrigé*, qui correspond à l'émission réelle de la couronne.

On a donc effectué ainsi une correction point par point du profil observé hors du limbe.

Cette méthode, avec des spectres de référence de lumière diffusée pris très loin du limbe, est utilisée par exemple par Singh et al. (2003a,b), dans le cas d'observations depuis le sol pour des raies dans le visible et le proche infrarouge, ainsi que par Banerjee et al. (2000) pour des raies de l'O VI.

spectre de référence

J'utilise comme "spectre de référence" un spectre acquis à très haute altitude (en général, à la limite observable avec SUMER, à environ 1700″ du centre du soleil (≈ 1.7 $R_\odot$), sauf dans le

[9] Lorsque je parle de "spectre hors-limbe", je fait référence au spectre observé entre environ 50″ et 350″, qui nous intéresse pour étudier la largeur des raies. Il ne faut pas le confondre avec les spectres pris à très haute altitude qui me servent de "spectre de référence".

cas du domaine spectral associé aux raies du Fe X et du Fe XI (autour de 1465 Å), qui peut être pris plus bas pour une meilleure statistique). Comme on l'a vu, il ne reste alors plus que de la lumière diffusée.

J'ai montré dans Dolla et al. (2003) (cf. figures dans l'annexe C) que les spectres pris sur le disque (dans une zone de "soleil calme"), mais moyennés sur une centaine de secondes d'arc, ne permettaient pas un prédiction optimale de la lumière diffusée (on s'en rend compte, entre autre, grâce à l'écart entre intensité observée et prédite pour des raies de lumière diffusée qui apparaissent nettement sur les spectres hors-limbe, sans être mélangées à des raies coronales). Ce défaut vient de ce que ces spectres restent trop "locaux", alors que la lumière diffusée provient d'une convolution sur toute la surface du disque (comprenant aussi des régions actives et des trous coronaux). L'avantage du spectre pris à haute altitude réside dans ce que cette convolution est déjà faite, ce qui évite aussi la modélisation du type de celle de Gabriel et al. (2003). Bien sûr, extrapoler le spectre de référence pour la lumière diffusée à toutes les altitudes n'est pas entièrement correct, puisque les contributions des différentes régions du disque sont modifiées selon la distance au limbe (donc les intensités relatives des différents types de raies, selon leur température de formation)). Pourtant, cette erreur devient de plus en plus négligeable à mesure que l'on observe loin du disque (cf. Feldman et al. (1999)), là où précisément la correction de lumière diffusée devient le plus nécessaire ! Doschek and Feldman (2000) estiment par ailleurs que le comportement, en fonction de l'altitude, des raies froides et chaudes vue en lumière diffusée, est similaire (et ce d'autant plus, encore une fois, que la distance au limbe augmente).

J'ai personnellement noté une meilleure adéquation entre les raies de lumière diffusée identifiables sur les spectre hors-limbe et les spectres de lumière diffusée lorsque ces deux types de spectres étaient pris à la même période (concordance en intensité, ce qui s'explique par les contributions des différents types de régions solaires, mais aussi parfois en longueur d'onde, ce qui s'explique plutôt par les conditions instrumentales[10]. Mais encore une fois, la différence se fait surtout sentir aux basses altitudes, où la contribution relative de la lumière diffusée est moins importante.

Pour obtenir les spectres de référence, je me suis efforcé d'observer le même domaine spectral que celui du spectre hors-limbe pour lequel la correction de lumière diffusée doit être effectuée. Ces spectres à très haute altitude exigent de longs temps de pose, et sont obtenus par sommation sur une grande partie du détecteur (le flux de photons est très faible). Ceci pose le problème d'un élargissement artificiel des raies du spectre de référence du fait de la distorsion résiduelle du détecteur. Pourtant, lorsque j'ai procédé à des vérification de l'importance de cet effet sur les spectres de lumière diffusée, je n'ai pas noté de variation notable de la largeur des raies (dans la limite des barres d'erreur). En fait, la faible statistique de photons ne permet pas vraiment de corriger cet effet (dans le cas contraire, on pourrait par exemple découper le détecteur en petits intervalles selon Y_D, et réaligner les spectres obtenus avant sommation, mais les raies ne sont pas toujours suffisamment intenses)). Je pense néanmoins que soustraire une raie de lumière diffusée trop large à une raie hors-limbe tend à diminuer la largeur de la nouvelle raie, ce qui signifie que les effets que j'observe sont sous-évalués, et non pas sur-évalués (cf. aussi Sec. 7.1).

Etant donné que l'on va réaliser une correction point par point des profils, il est nécessaire que le spectre de référence soit obtenu avec la même largeur de fente que le spectre hors-limbe (pour que les raies présentent la même largeur instrumentale, cf. Sec. 6.5.1).

[10] cf. plus bas, sous-section "Intercalibration en longueur d'onde des spectres hors-limbe et de lumière diffusée"

Spectre de lumière diffusée

Comme on l'a compris, on peut considérer que les contributions relatives des différentes raies du spectre de lumière diffusée restent figées selon l'altitude d'observation. Il reste donc à appliquer une simple homothétie selon l'altitude h où est effectuée la correction pour prédire le spectre de lumière diffusée correspondant. Le coefficient de dilatation $C = C(h)$ est déterminé de façon à faire coïncider, sur le spectre hors-limbe et sur le spectre de lumière diffusée, l'intensité d'une raie identifiée comme étant purement de la lumière diffusée (par exemple, des raies atomiques, ou d'ions faiblement chargés ; on peut aussi se baser sur les température de formation, ou les "classes" de Feldman et al. (1997) ; j'ai parfois utilisé une moyenne sur plusieurs raies). Cette intensité est déterminée à partir du produit de l'amplitude par la largeur de la raie, fournis par un ajustement gaussien (Sec. 6.4).

A défaut de raie suffisamment intense, on peut aussi utiliser l'intensité du continuum. Dans ce dernier cas, vu les longs temps d'exposition et le petit nombre de photons dans certains domaines spectraux (e.g. Fe X), il faut tenir compte du bruit du détecteur. Si le nombre de coups par pixel est parfois faible, une grande statistique est néanmoins obtenue en effectuant la mesure sur une grande partie du détecteur (idéalement la moitié centrale, la plus sensible). La valeur du continu est déterminée à l'aide d'une méthode de réjection de pics : le spectre est considéré comme un ensemble de valeurs décrivant un signal constant soumis à des fluctuations. Les valeurs supérieures à la moyenne $\pm$ 2 écarts-type sont éliminées, au cours d'itérations successives, jusqu'à convergence.

L'erreur absolue sur chaque point du spectre de lumière diffusée $I_{\mathrm{diff}}(\lambda)$ (dilaté par rapport au spectre de référence) correspond à la somme des deux erreurs suivantes : l'erreur due à la statistique du nombre de coup $N(\lambda)$ reçu dans le spectre de référence ($\sqrt{N(\lambda)} \times C$, où C est le coefficient de dilatation définit plus haut), et l'erreur sur la détermination du coefficient C : $\Delta C/C \times I_{\mathrm{diff}}(\lambda)$

Intercalibration en longueur d'onde des spectres hors-limbe et de lumière diffusée

L'avant-dernière étape de la correction consiste à recalibrer les longueurs d'onde du spectre de lumière diffusée sur celles du spectre hors-limbe (y compris lorsque qu'on observe les mêmes domaines spectraux ; il se produit en effet une dérive temporelle des propriétés de dispersion de l'instrument, alors que ces spectres sont observés à plusieurs heures, voire plusieurs jours d'intervalle ; et surtout, le mécanisme pas-à-pas de réglage de la longueur d'onde ne revient pas exactement sur la même position).

Pour cela, on choisit de nouveau une raie de référence (idéalement, il s'agit encore une fois d'une raie "froide" vue en lumière diffusée sur le spectre hors-limbe). Après ajustement gaussien sur les deux spectres, l'échelle de longueur d'onde du spectre de lumière diffusée est translatée de façon à ce que les positions de la raie sur les deux spectres coïncident. Un nouveau spectre de lumière diffusée est créé en interpolant les valeurs de l'ancien aux points de l'échelle de longueur d'onde du spectre hors-limbe.

J'ai parfois utilisé plusieurs raies de référence, lorsqu'il apparaissait que la seule translation ne permettait pas la concordance complète des deux spectres. Il faut alors effectuer aussi une dilatation de l'échelle de longueur d'onde. Ceci ce produit surtout dans le cas où le spectre de référence a été pris à une date très différente de celle du spectre hors-limbe : les propriétés de dispersion de l'instrument peuvent être modifiées par des variations de température, par exemple.

Spectre corrigé

Le spectre corrigé de la lumière diffusée (correspondant donc à l'émission réelle de la couronne) est obtenu en soustrayant le spectre de lumière diffusé au spectre hors-limbe point par point (pixels correspondant à la longueur d'onde).

L'erreur sur les points de ce spectre (en nombre de coups par pixels) est la somme des erreurs sur le spectre hors-limbe et sur le spectre de lumière diffusée.

On trouvera des exemples de spectres de lumière diffusée dans la figure 6.5, et dans les annexes C (avec en particulier l'augmentation de la contribution relative de la lumière diffusée avec l'altitude) et D. La figure 6.6 donne des exemples de spectres reconstruits après correction de la lumière diffusée.

6.3.3 Effet de la correction

La présence du spectre diffusé dans les spectres observés hors-limbe peut provoquer, selon les cas, les deux effets contraires d'élargissement ou d'amincissement "artificiels" des raies ; la correction produira donc l'effet inverse, en rétablissant la largeur réelle de la raie émise dans la couronne.

L'élargissement intervient essentiellement lorsque la raie qui contamine possède une longueur d'onde différente (transition différente), et une intensité qui ne prédomine pas trop dans la raie totale observée (e.g. Fe X contaminé par l'O I à 1028 Å, ou le C I à 1463 Å, à basse altitude). L'amincissement se produit par exemple lorsque la raie contaminante provient de la même transition, mais que la raie typique du disque a une largeur plus petite du fait des conditions de température et/ou de vitesse non-thermique (e.g. Mg X ; en fait, les raies coronales observées sur le disque sont toujours, pour autant que j'ai pu en juger, plus minces sur le disque que hors du limbe) ; c'est ce dernier cas qui est uniquement traité par bon nombre de travaux, ce qui conduit alors à une sous-estimation du problème de la lumière diffusée avec SUMER (e.g. Doschek et al. (2001)). Mais il existe un autre cas d'amincissement, qui survient pour des raies élargies à basse altitude par la raie d'une transition différente, mais qui finit par dominer à haute altitude : on ne mesure alors plus que cette raie, qui est bien souvent plus mince (raies "froides", cf. exemples du Fe X). Dans cette optique, il n'est pas impossible que ce problème ait été négligé dans le cas d'instruments autres que SUMER : le mélange de raies "froides" (en lumière diffusée) et "chaudes" (coronales) serait sous-estimé, en ne se concentrant que sur la lumière diffusée provenant que de la raie coronale elle-même (je pense en particulier à CDS/SOHO).

La section 8.1 présente les conséquences de la correction de lumière diffusée sur la variation de la largeur des raies avec l'altitude. D'autres exemples de l'effet de la correction de lumière diffusée sont donnés dans les articles des annexes C (Fig. 3 et 4) et D (en particulier, Fig. 8).

Toute correction n'étant jamais parfaite, ce qui compte pour la confiance dans les raies corrigées, c'est autant le nombre de coups restants dans la raie (statistique), que la contribution de lumière diffusée qui a été soustraite. Devant les risques qu'il y ait des contributions différentes (lumière diffusée, mais aussi photo-excitation, etc.) dans des raies de transitions différentes impliquant un même ion, il me parait plus prudent de conserver la même transition pour comparer des températures/vitesses non-thermiques à des altitudes différentes. Ceci n'est pas le cas, par exemple, dans Tu et al. (1998) (qui ne tiennent d'ailleurs pas compte de la lumière diffusée), pour le Si VIII : ils comparent la raie à 1445 Å à basse altitude avec celle à 944 Å à haute altitude (mélangée au S VI, cf. Fig. 6.5). J'ai pu constater, dans le jeu de données 2, que les largeurs de ces deux raies étaient déjà différentes à une même altitude !

La raie à 1445 Å me semble elle-même suspecte, bien que j'ai longtemps sous-estimé sa

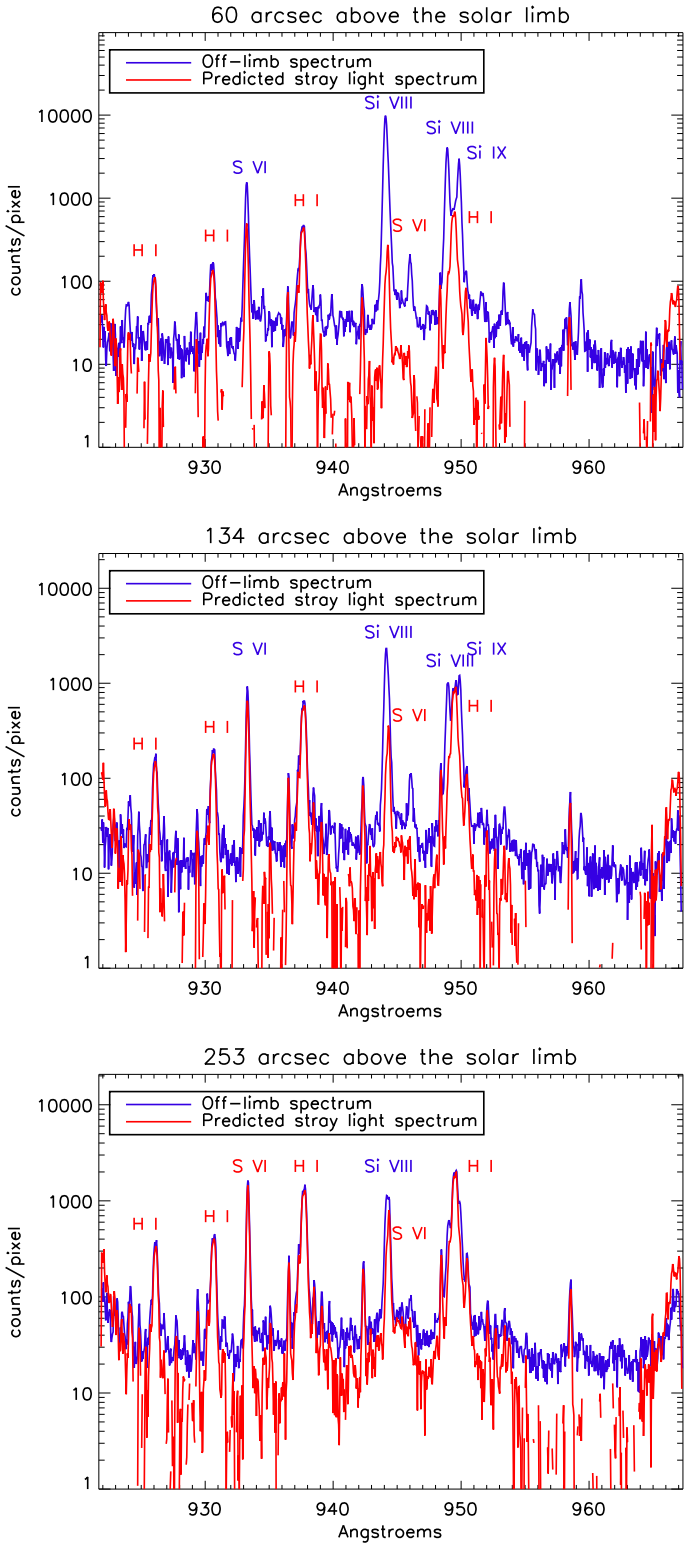


Fig. 6.5: *Exemple de spectre de lumière diffusé (en rouge), venant s'ajouter au spectre d'émission coronale pour former le spectre observé (en bleu). La contribution relative de la lumière diffusée augmente avec l'altitude (60, 134 et 253″, de haut en bas). Les spectres sont en coups par pixels (intégré sur des intervalles spatiaux de plus en plus grand avec l'altitude, pour une meilleure statistique ; la calibration est inutile pour l'ajustement des raies, cf. Sec. 6.4.1), mais l'échelle des abscisses est en longueur d'onde (valeurs correspondantes des pixels), pour faciliter l'identification des raies.*

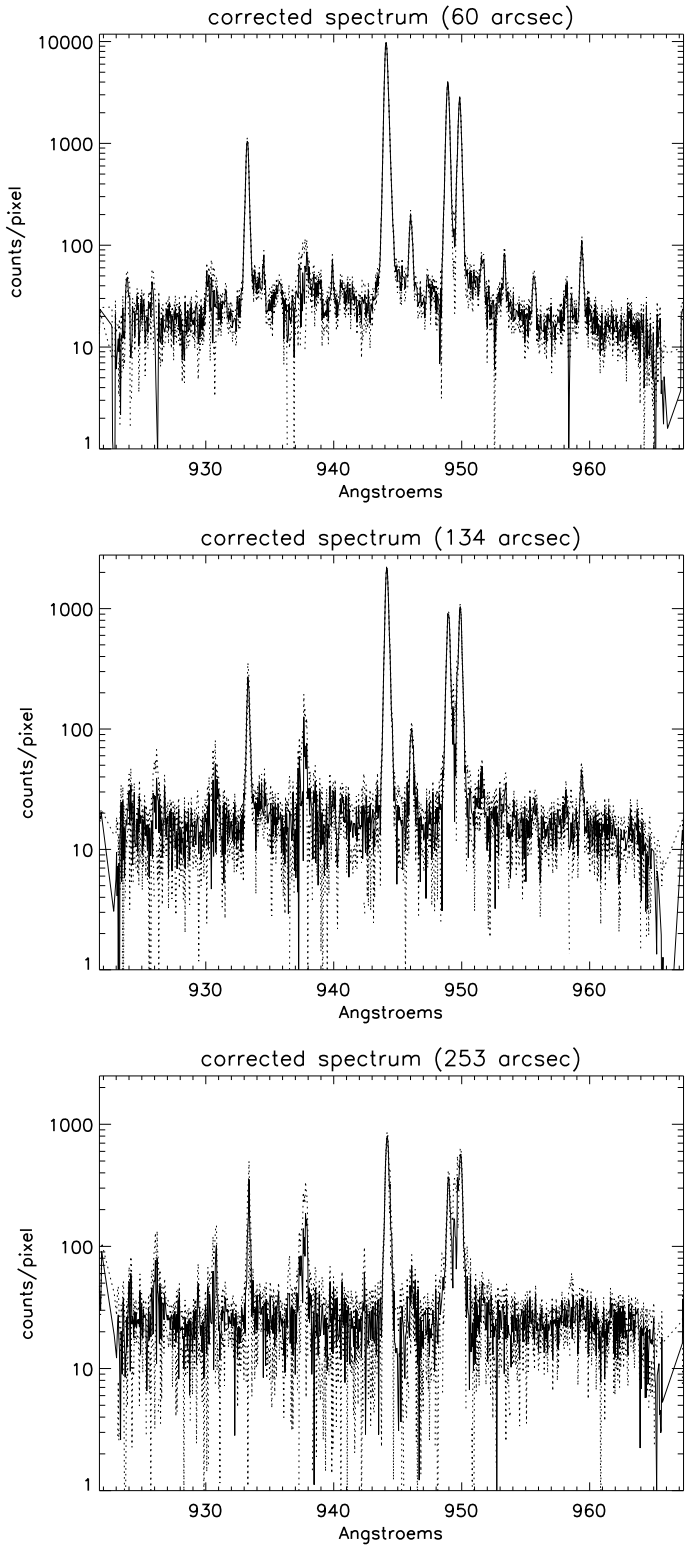


Fig. 6.6: *Spectres corrigés de la lumière diffusée, correspondants aux spectres de la figure 6.5. Les barres d'erreurs sont délimitées par les lignes pointillées.*

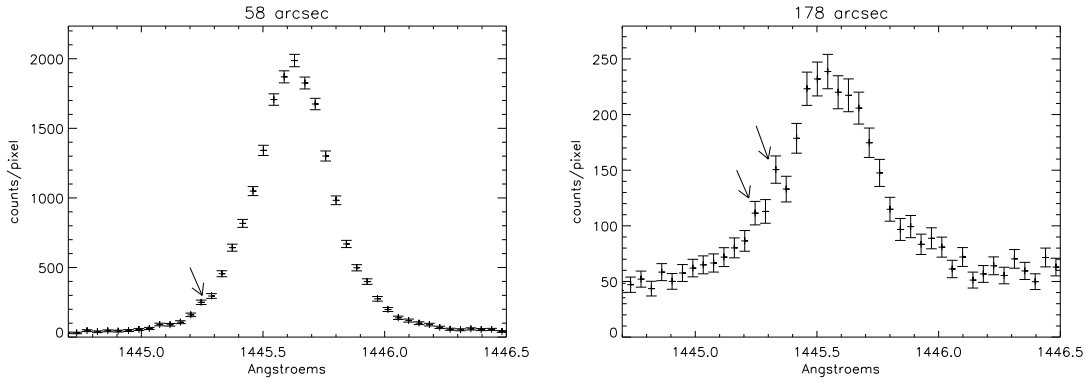


Fig. 6.7: *Raie du* Si VIII *à 1445 Å, à 58″ et 178″ au dessus d'un trou coronal (jeu 1). Les "accidents" indiqués par les flèches, qui augmentent d'intensité avec l'altitude, et se retrouvent sur d'autres jeux de données, font penser que cette raie est en fait contaminé par de la lumière diffusée (ayant sous-estimé le problème, je n'ai malheureusement pas acquis de spectre de référence pour la lumière diffusée correspondant à cette raie). Il est probable qu'il y ait aussi une contamination de l'autre côté de la raie.*

possible contamination, et n'ai donc pas pris de spectre de référence pour la lumière diffusée. La figure 6.7 montre en effet des déformations du profil qui se développent à plus haute altitude. Ces déformations apparaissant sur plusieurs jeux de données, il est exclu qu'elles soient due à une erreur statistique. Doyle et al. (1998) parle d'ailleurs d'un mélange avec une raie du N IV, sur le disque. La contamination par de la lumière diffusée expliquerait le comportement de cette raie à haute altitude (décroissance, après une phase de croissance, cf. Fig. 8.1).

Un intérêt secondaire de la correction de lumière diffusée consiste, en l'absence d'ajustement multi-gaussien, de permettre l'élimination de certaines raies froides proches des raies coronales (sans pour autant provoquer de mélange), qui perturbent la procédure d'ajustement (en particulier, pour l'estimation de la partie polynomiale, cf. Sec 6.4 ; la modification de l'ajustement du continu ainsi provoquée se répercute sur celle de l'amplitude maximum de la raie, et donc sur celle de la largeur).

6.4 Ajustement gaussien des raies

6.4.1 Obtention de la largeur des raies

La largeur des raies (entre autres) est fournie par un ajustement à l'aide d'une gaussienne à laquelle on ajoute un polynôme du second degré (termes constant, linéaire, et quadratique). Il s'agit d'un ajustement par minimisation des moindres carrés[11], à l'aide de la procédure CURVEFIT dans IDL. C'est le spectre en nombre de coups par pixels qui est utilisé, pour éviter une recalibration en coups $\cdot$ Å^{-1}, à la fois du spectre et de son erreur statistique. La valeur en Angstroems est obtenue en multipliant le résultat en pixel par la dispersion angulaire connue du spectromètre (fonction FT_Calambda de *Solar Software* ; cette dispersion dépend de la longueur d'onde)[12].

[11] *Least square fit*, en anglais.

[12] Selon les dates d'observations, cette dispersion varie, mais de quelques pixels pour les 1024 que compte le détecteur sur l'axe X_D, ce qui est négligeable à l'échelle d'une seule raie, et surtout devant l'incertitude due à la discrétisation sur les pixels du détecteur.

6.4.2 Barres d'erreur

La procédure d'ajustement fournit aussi des barres d'erreur sur les paramètres ajustés (à 1 sigma, ou dit autrement, l'écart-type de la distribution de solutions obtenue en faisant varier les valeurs des points du profil en fonction de leur barre d'erreur (elle aussi à 1 sigma)). L'incertitude sur la largeur peut descendre à une fraction de pixel, du fait de la modélisation par une fonction (en l'occurrence, gaussienne ; cf. Wilhelm et al. (1995)).

Pour évaluer la confiance que l'on peut avoir dans cet ajustement, j'ai réalisé des simulations de raies "bruitées" : à partir d'une raie de paramètres déterminés (amplitude, centre, largeur, constante...), on génère un ensemble de raies dont chaque point se voit ajouté (en valeur relative) un bruit gaussien (d'écart-type égal à l'erreur sur le nombre de coups, typiquement sa racine carrée). On compare ensuite l'erreur moyenne fournie par la procédure d'ajustement avec la moyenne des erreurs réellement commise par la procédure (puisqu'on connaît la solution correcte). De façon générale, les deux erreurs coïncident.

Quelques points importants mis en évidence par cette étude méritent d'être notés (même si certains sont assez triviaux) :

- Si la raie est échantillonnée sur un plus grand nombre de points (e.g. largeur plus grande à nombre de points constants), alors l'erreur absolue sur le centre de la raie augmente (mais pas celles sur l'amplitude ou la largeur ; Fig. 6.8).
- Lorsque le nombre de coups dans la raie augmente, le rapport signal-sur-bruit augmente, l'erreur diminue donc sur chacun des paramètres (Fig. 6.9).
- L'ajout d'une constante dans le spectre diminue ce même rapport signal-sur-bruit ; l'erreur fournie reste encore identique à l'erreur moyenne constatée (Fig. 6.10).
- En revanche, si l'erreur sur chaque point du spectre est surestimée par rapport à l'erreur réelle (en donnant à la procédure d'ajustement des barres d'erreurs supérieures au bruit effectivement rajouté), alors la procédure d'ajustement renvoie une erreur surestimée par rapport à l'erreur réellement commise (Fig. 6.11). Ce résultat parfaitement logique met en lumière le problème que pose une éventuelle surestimation de l'erreur commise lors de la correction de lumière diffusée.

Par souci de "sécurité", j'ai néanmoins préféré majorer l'erreur sur la largeur par 0.1 pixel. Il m'a par ailleurs paru préférable de ne garder que les résultats de raies ayant au minimum 100 coups, voire plus, à l'amplitude maximale de la raie.

6.4.3 Ajustements multi-gaussiens

J'ai essayé de réaliser des ajustements multi-gaussiens dans le cas de raies très proches l'une de l'autre. Les procédures classiques de minimisation de moindres carrés ne convergent alors plus vraiment. Je me suis donc tourné vers un *algorithme génétique*[13] du nom de PIKAIA, développé par P. Charbonneau[14], et en particulier la version IDL de S. McIntosh[15]. Les résultats sont apparus très inégaux, et n'ont pas donnés en définitive de meilleurs résultats que les ajustements à une seule gaussienne (les algorithmes génétiques demandent par ailleurs de long temps de calculs ; la plupart du temps, il est nécessaire d'injecter le résultat fourni dans une procédure classique de minimisation des moindres carrés, de façon à obtenir une meilleure convergence. Le principal intérêt de l'algorithme génétique est d'éviter de converger vers une "fausse" solution avec la minimisation des moindres carrés, du fait de la présence de maximum locaux. Pour plus

[13] utilisé, par exemple, dans Doyle et al. (1999); Peter and Vocks (2003).
[14] `http://www.hao.ucar.edu/Public/models/pikaia/pikaia.html`
[15] cf. le site internet précédemment cité

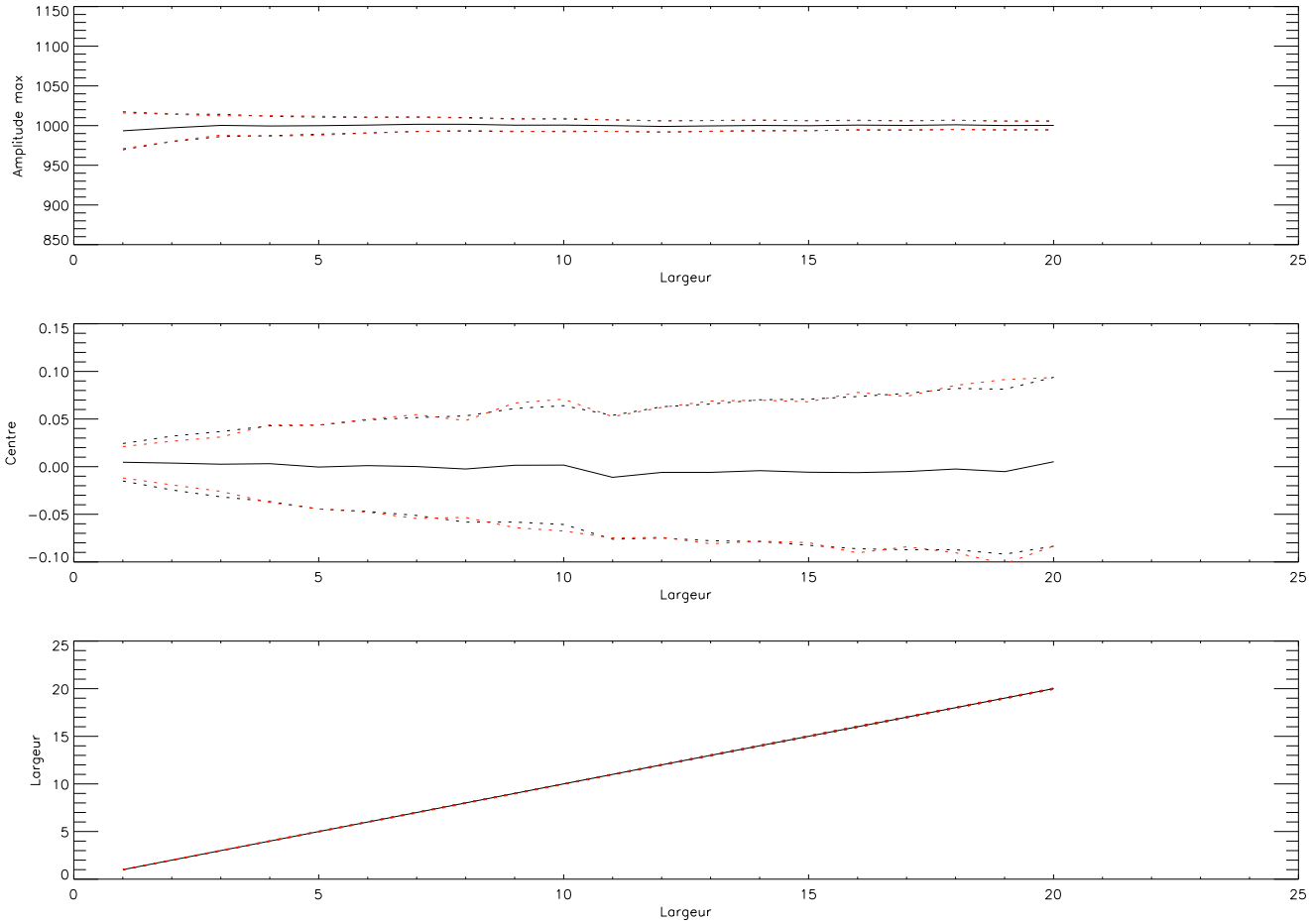


Fig. 6.8: *Simulation de raies bruitées pour différentes largeurs de la raie (ce qui a pour effet de modifier le nombre de point sur lequel elle est échantillonnée). En pointillé rouge, l'erreur moyenne réellement commise par la procédure d'ajustement ; en pointillé noir, l'erreur (moyenne) fournie par la procédure. Raies d'amplitude maximale égale à 1000 coups.*

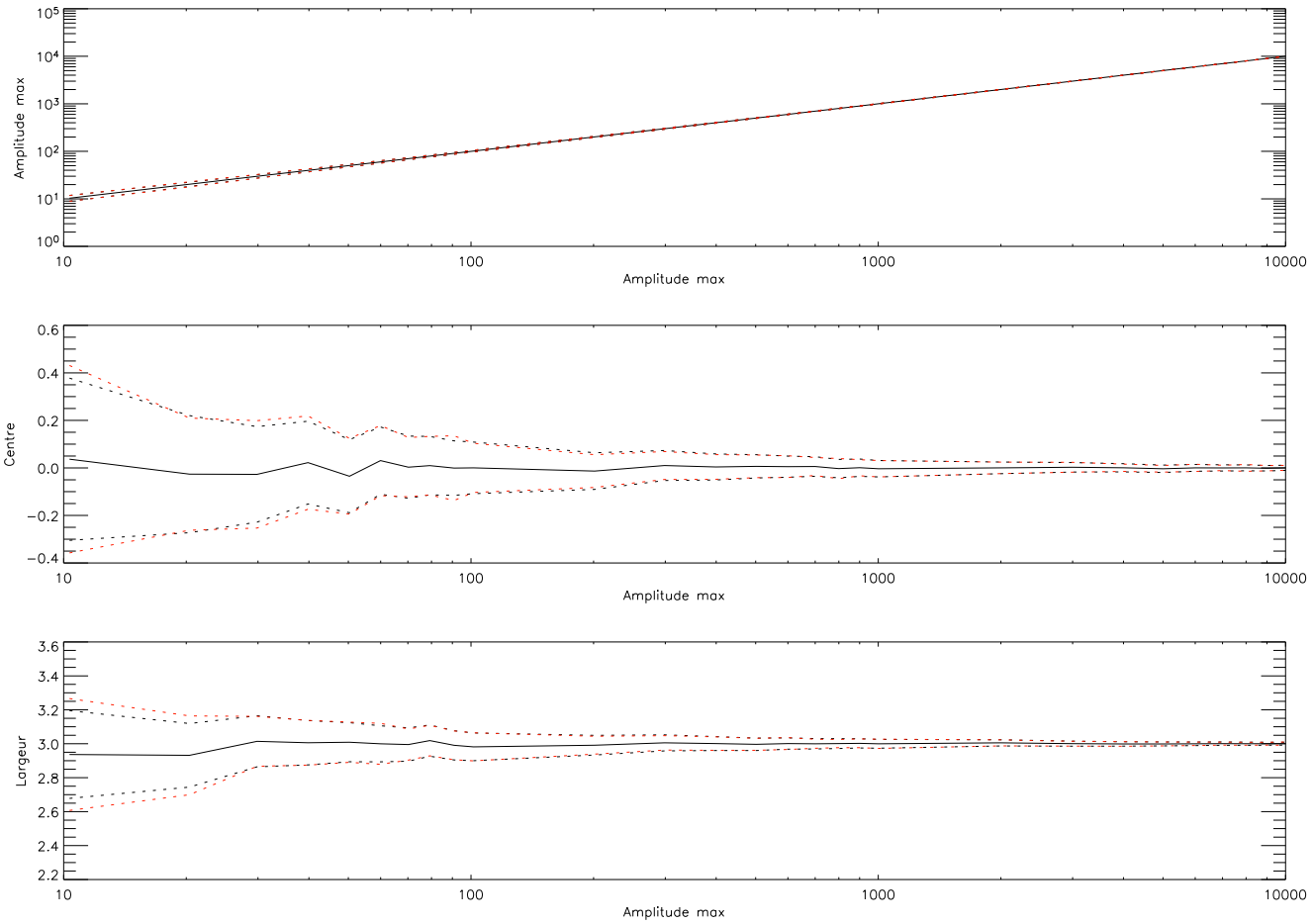


Fig. 6.9: *Simulation de raies bruitées pour différentes valeurs de l'amplitude maximale : l'erreur commise sur les différents paramètres d'ajustement diminue évidemment lorsque le rapport-signal-sur-bruit augmente (en pointillé rouge, l'erreur moyenne réellement commise par la procédure d'ajustement ; en pointillé noir, l'erreur (moyenne) fournie par la procédure. Raies de largeur gaussienne égale à 3 points d'échantillonnage).*

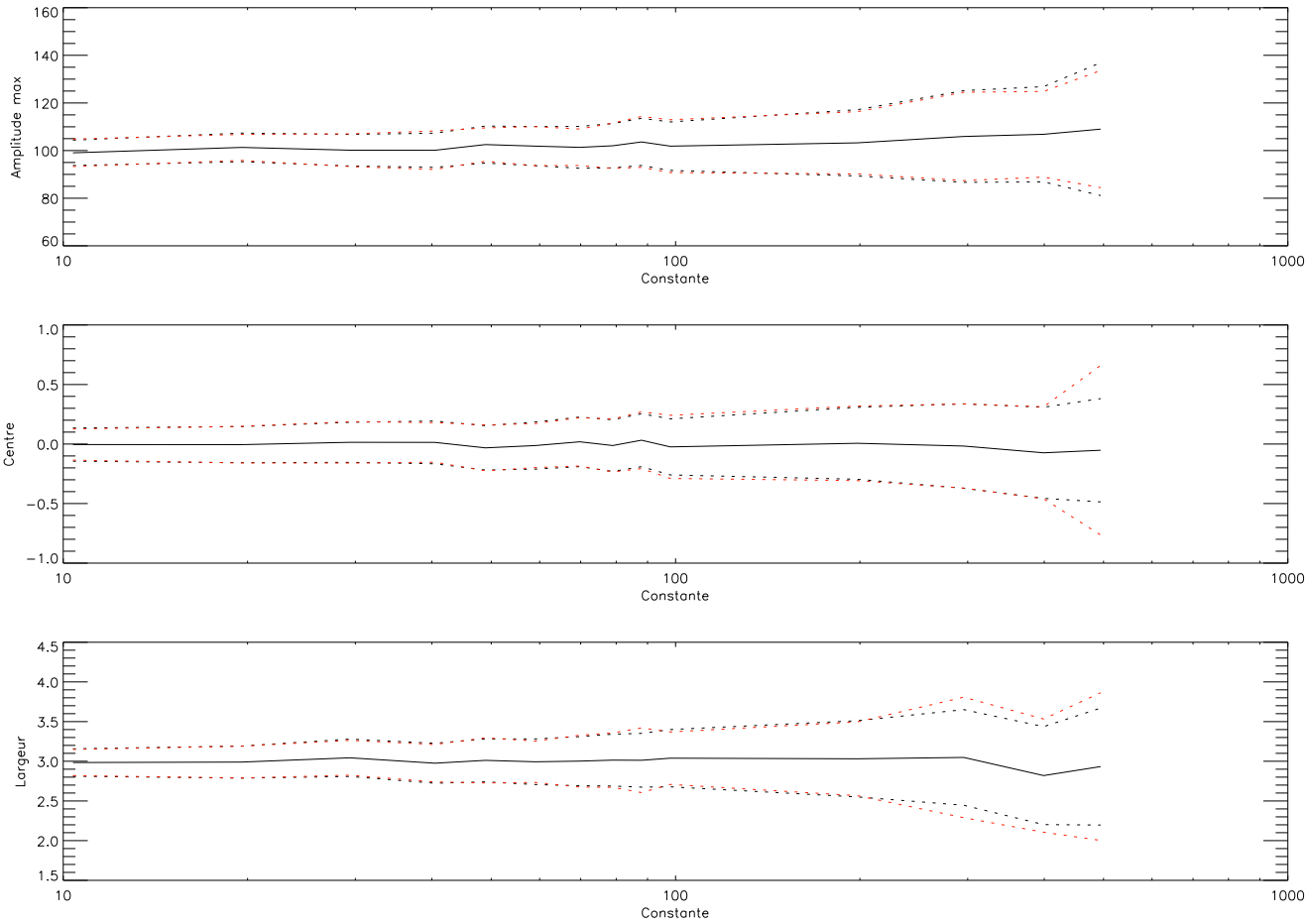


Fig. 6.10: *Simulation de raies bruitées pour différentes valeurs de la constante ajoutée à la raie gaussienne. La valeur croissante de la constante diminue le rapport rapport-signal-sur-bruit, ce qui augmente les barres d'erreur sur les paramètres (raies d'amplitude égale à 100 coups, et de largeur gaussienne égale à 3 points d'échantillonnage. En pointillé rouge, l'erreur moyenne réellement commise par la procédure d'ajustement ; en pointillé noir, l'erreur (moyenne) fournie par la procédure).*

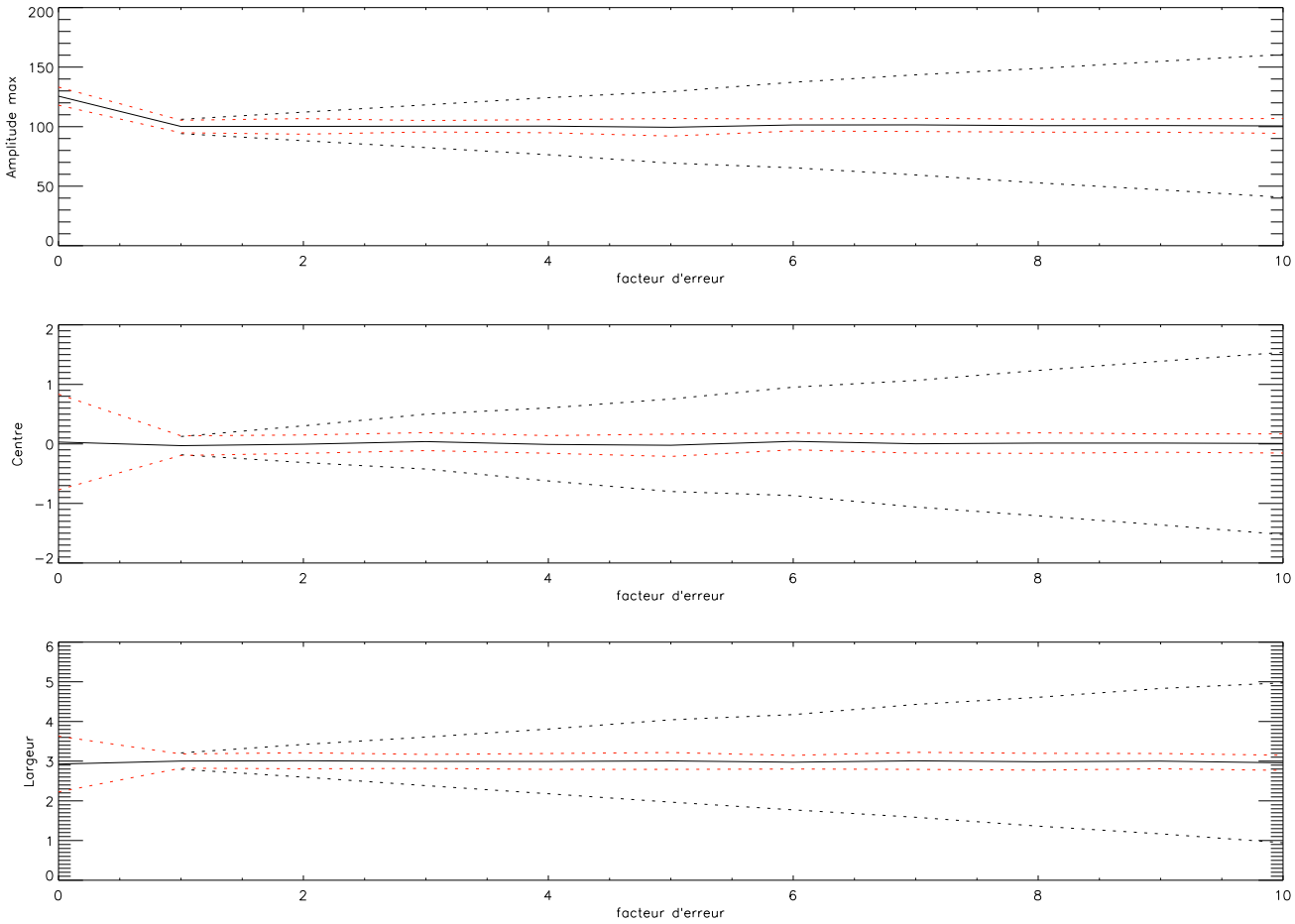


Fig. 6.11: *Simulation de raies bruitées pour différentes valeurs des barres d'erreur donnée à la procédure d'ajustement en chacun des points de la raie. Celles-ci sont surestimées d'un certain facteur par rapport au bruit gaussien effectivement ajouté. En retour, la procédure surestime les barres d'erreur sur les paramètres d'ajustement, alors qu'elle ne commet pas réellement ces erreurs (raies d'amplitude égale à 100 coups, et de largeur gaussienne égale à 3 points d'échantillonnage, avec une constante égale à 20 coups. En pointillé rouge, l'erreur moyenne réellement commise par la procédure d'ajustement ; en pointillé noir, l'erreur (moyenne) fournie par la procédure).*

de détails, se référer à la documentation citée).

6.5 Largeur instrumentale

6.5.1 Contribution instrumentale dans le spectre corrigé de la lumière diffusée

Le spectre observé sur le détecteur correspond à la convolution du spectre reçu à l'ouverture de l'instrument, avec le profil instrumental. La largeur instrumentale des raies mesurées par SUMER est principalement due à la largeur finie de la fente du spectromètre[16] (cf. Sec. 5.5.1 et 5.5.3).

Si le spectre hors-limbe et le spectre de lumière diffusée qui lui est soustrait ont tous les deux été acquis avec la même fente, on peut considérer que le spectre obtenu après la soustraction du spectre de lumière diffusée est toujours convolué avec le profil instrumental. En effet, on peut considérer que la contribution instrumentale apparaît après le passage de la fente (si elle est due aussi à d'autres parties du spectromètre, la démonstration reste valide), alors que la lumière diffusée provient essentiellement du miroir primaire (avant dispersion par le spectromètre ; à partir du miroir secondaire, il ne reste plus que l'image de la fente, c'est-à-dire plus rien du rayonnement direct du disque, cf. Fig. 5.7, p. 119). Soit α la fonction d'appareil, et I et $\tilde{I}$ les intensités respectivement entrant par la fente et reçue par le détecteur ; on peut donc écrire :

$$\tilde{I}_{\mathrm{hl}}(\lambda) = \int [I_{\mathrm{E}}(\lambda) + I_{\mathrm{D}}(\lambda)] \cdot \alpha(t-\lambda)\,\mathrm{d}t \tag{6.2}$$

$$\tilde{I}_{\mathrm{D}}(\lambda) = \int I_{\mathrm{D}}(\lambda) \cdot \alpha(t-\lambda)\,\mathrm{d}t \tag{6.3}$$

Les indices hl, E et D correspondent respectivement au spectre observé hors du limbe, au spectre réellement émis par la couronne (ou plutôt, reçu sur le miroir), et au spectre de lumière diffusée. Le spectre une fois corrigé $\tilde{I}_{\mathrm{corr}}$ est donc bien égal au spectre émis par la couronne convolué avec la fonction d'appareil :

$$\tilde{I}_{\mathrm{corr}}(\lambda) = \tilde{I}_{\mathrm{hl}}(\lambda) - \tilde{I}_{\mathrm{D}}(\lambda) \tag{6.4}$$

$$= \int I_{\mathrm{E}}(\lambda) \cdot \alpha(t-\lambda)\,\mathrm{d}t \tag{6.5}$$

6.5.2 Correction de la largeur instrumentale

La procédure con_width_funct_3.pro (écrite par K. Wilhelm et inclue dans *Solar Software*), permet de corriger la largeur des raies du profil instrumental (déconvolution). Cette correction dépend a priori de la longueur d'onde, de l'ordre, du détecteur utilisé, et bien sûr de la fente. En ce qui concerne le détecteur A, la dépendance en fonction de la longueur d'onde est négligeable ; on pourrait se contenter d'une soustraction quadratique de la valeur constante de 99 mÅ en largeur à mi-hauteur (valeur corrigée depuis les travaux de Chae et al. (1998)), soit 42 mÅ en largeur gaussienne, telle que définie p. 77[17].

[16] Ainsi, plus on utilise une fente large, plus le profil des raies sera élargi.
[17] soit environ un pixel du détecteur.

6.5.3 Effet de la correction

Après correction de la largeur instrumentale, la largeur diminue d'environ 7 % pour le Fe XII (1242 Å), et d'environ 4 % pour l'O VI (1031 Å) (raies mesurées à environ 60″ au dessus du limbe, dans un trou coronal (jeu de données 1)). Au dessus de 60″, les largeurs augmentent, la contribution relative de la largeur instrumentale diminue donc.

6.6 Mesure du rapport des raies du Si VIII (1445/1440 Å)

Les données SUMER du JOP 158 subissent les mêmes traitements que les autres. Les spectres sont créés par sommations sur plusieurs lignes du détecteur (le long de l'axe Y_D).

Après avoir repéré les limites en longueur d'onde des deux raies du Si VIII (1440 et 1445 Å), le total des coups dans l'intervalle correspondant est intégré (comme par exemple, Doschek et al. (1997)). J'ai restreint ces limites pour ne pas tenir compte des petites contributions qui apparaissent sur les ailes, de plus en plus importantes avec l'altitude (cf. Fig. 6.7 ; je n'ai pas opéré de correction de la lumière diffusée sur ces raies, puisqu'il n'y avait pas de spectre de référence disponible, malgré les soupçons). La composante due au continu est ensuite soustraite. L'erreur absolue consiste en la somme de l'erreur statistique sur le nombre total de coups (racine carrée) et de l'erreur sur la détermination de l'intensité du continu.

Le rapport des deux intensités (celle de la raie à 1445 sur celle à 1440 Å) est ensuite reporté sur la courbe de la figure 4.2 (p. 75) pour obtenir la densité à l'altitude considérée. La barre d'erreur sur ce rapport, reporté sur cette même courbe, donne une incertitude sur la densité.

Troisième partie

Détecter des signatures de chauffage préférentiel des ions lourds

Chapitre 7

A la recherche de signatures de chauffage préférentiel à l'aide des raies coronales

Vivre, vraiment vivre, c'est se poser des questions, ce n'est pas connaître les réponses, c'est le désir de voir ce qu'il y a derrière la prochaine colline, qui nous permet d'aller plus loin. On ne doit jamais arrêter de se poser des questions, de vouloir comprendre. Même quand on sait qu'on ne trouvera jamais les réponses, on doit continuer à se poser des questions.

Ally Clarke-Holding, *Disparition*

Sommaire

7.1 Stabilité des paramètres des raies **155**
7.2 Conditions régnant au dessus des pôles solaires **155**
7.3 Impossibilité de conclure directement à partir de courbes $T = f(q/m)$ **155**
7.4 Distinguer une variation de température d'une variation de vitesse non-thermique **164**

7.1 Stabilité des paramètres des raies

Le jeu de données 3 permet de tester la variabilité des paramètres des raies, tant du point de vue instrumental, que de la stabilité de l'ajustement, et que du point vue spatio-temporelle (conditions physiques dans la couronne). La figure 7.1 représentent l'amplitude, le centre, et la largeur des raies du Mg X et de l'O VI (cf. Sec. 6.1.2), sur une heure (axes des abscisses, par intervalles de 30 s) et sur la hauteur de la fente (ordonnées, moyenne glissante sur 10 pixels). Pour le centre, j'ai retiré la distorsion du détecteur (non corrigée dans le traitement initial des données brutes ; cf Fig. 7.2) . Le centre de la fente est positionné à environ 33 000 km du limbe. Du fait de la position à l'équateur, la différence d'altitude maximum entre chaque point de la fente est d'environ 3 000 km. Les amplitudes maximales des raies (i.e. l'intensité, si la largeur reste sensiblement constante) montrent la présence de structures spatiales.

Les centres des raies présentent des fluctuations (écart-type) sur une heure, et sur toute la hauteur de la fente (axe Y_D) de 0.1 pixel pour l'O VI comme pour le Mg X (respectivement 0.3 et 0.2 sans la soustraction de la distorsion). Les largeurs, quant à elles, fluctuent de 0.07 et 0.1 pixels, respectivement. Ceci reste donc de l'ordre de l'erreur minimale que je me suis imposée.

On constate qu'il n'apparaît pas d'oscillations de grandes amplitude (i.e., elles restent inférieures à 2 $\mathrm{km \cdot s^{-1}}$, dans la limite des barres d'erreur (Fig. 7.3), excepté de façon localisée, dans le cas de l'O VI (Fig. 7.4 ; oscillations dans des boucles ?). Il est possible de descendre à une résolution de 5 s, mais cela ne montre pas plus d'activité, tout en rajoutant du bruit statistique. La conclusion principale que l'on peut tirer de cette étude est qu'on est loin de trouver dans la basse couronne la trace directe d'ondes omniprésentes et de forte amplitude (i.e. de l'ordre de 20 ou 30 $\mathrm{km \cdot s^{-1}}$), dans le domaine de fréquences compris entre environ 10^{-4} et 10^{-1} Hz. Soit la vitesse non-thermique est due à des ondes de plus haute fréquence, soit c'est l'intégration sur la ligne de visée qui masque la signature Doppler des ondes de basse fréquence.

7.2 Conditions régnant au dessus des pôles solaires

La figure 7.5 permet la comparaison des largeurs des raies du Mg X dans différents jeu de données observés au dessus des pôles solaires (l'amplitude maximum est aussi représentée ; jeux 1,2, 5 et 6). Seul le jeu 2 ne présente pas la même tendance de largeur croissante avec l'altitude. En fait, les images de contexte correspondant au jeu 2 (Fig. 6.2), ainsi que celles prises au cours de la rotation solaire précédente, montrent que le trou coronal est très peu développé dans ce cas. Rappelons que toutes ces observations ont été réalisées en dehors du minimum d'activité solaire. Le plasma observé est probablement contaminé par du matériel originaire de régions de type "couronne calme".

On observe une décroissance des largeurs à plus haute altitude, intervenant entre 150″ et 250″. Toutefois, la lumière diffusée instrumentale n'a pas été corrigée avant d'obtenir ces courbes (cf. Sec. 8.1).

7.3 Impossibilité de conclure directement à partir de courbes $T = f(q/m)$

Si on trace la courbe $v^2 = f(1/m)$, (Fig. 7.6), on remarque, comme Moran (2003) (cf. Sec. 4.4.1 (hypothèse isotherme), et Eq. 4.8), que les ions de même masse mais de charge différente n'ont pas la même température (du moins si l'on suppose qu'ils ont la même vitesse non-thermique). Les barres d'erreur empêchent néanmoins d'être vraiment catégorique.

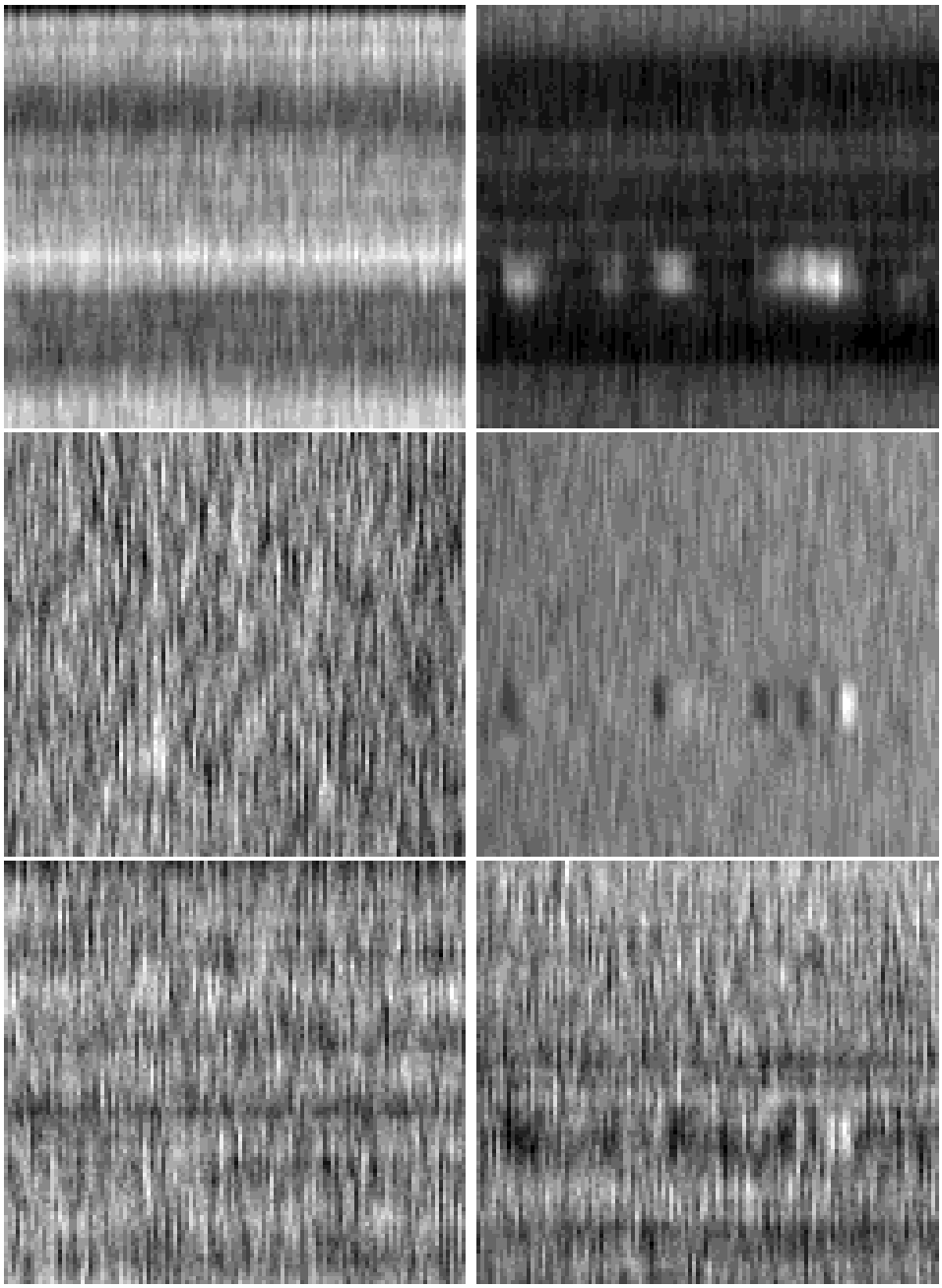


Fig. 7.1: *Jeu de données 3 : variations spatio-temporelles de raies coronales. De haut en bas, évolution temporelle (axe des abscisses, sur une heure) de l'amplitude maximale, du centre, et de la largeur des raies du* Mg X *(colonne de gauche) et de l'*O VI *(colonne de droite, observé juste après le* Mg X*), pour toute la hauteur de la fente (120″, moyenne glissante sur 10 pixels). Les amplitudes maximales du* Mg X *varient entre 130 et 250 coups, celles de l'*O VI *entre 237 et 482 coups (voir Fig. 7.3 et 7.4 pour des variations plus quantitatives).*

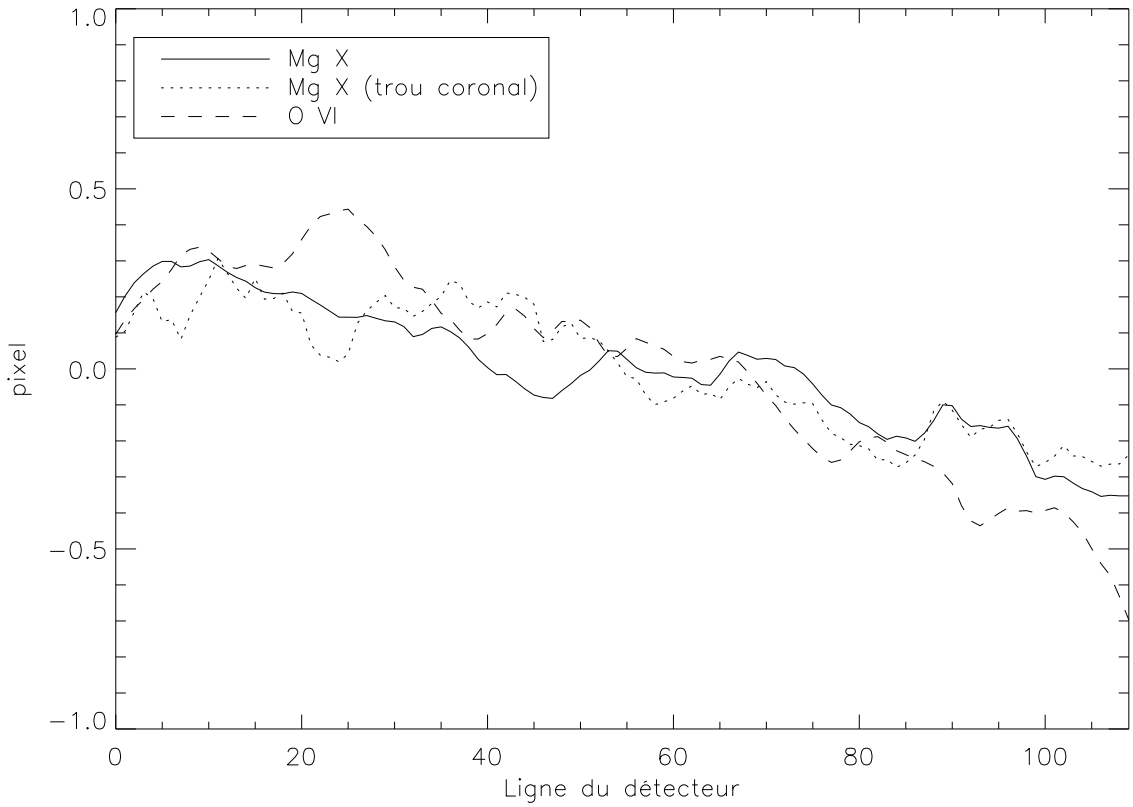


Fig. 7.2: *Distorsion verticale du détecteur A (moyenne du centre des raies du jeu de données 3 sur chaque ligne).*

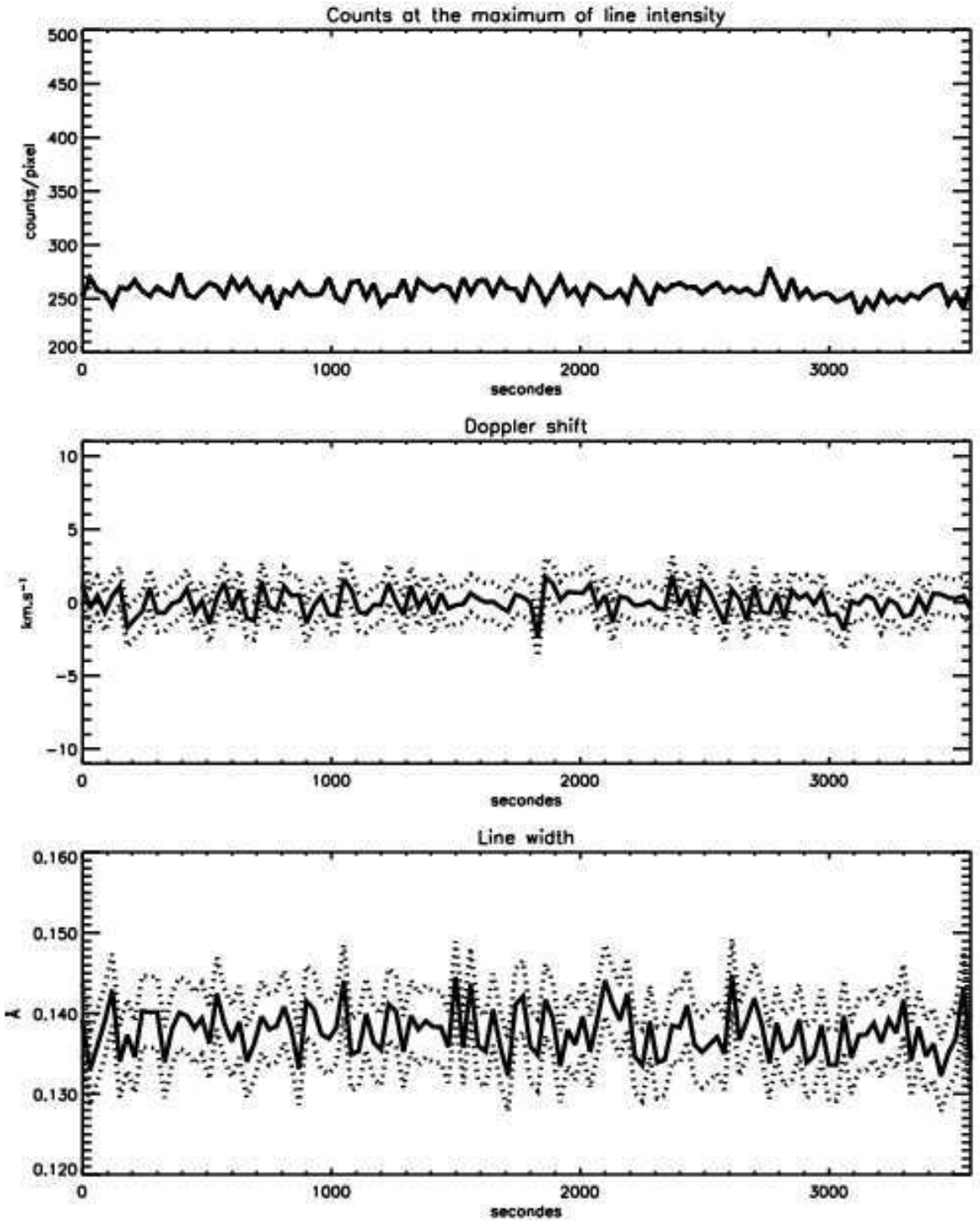


Fig. 7.3: *Séquence temporelle extraite de la figure 7.1 pour l'*O VI*, typique de cet échantillon de données.*

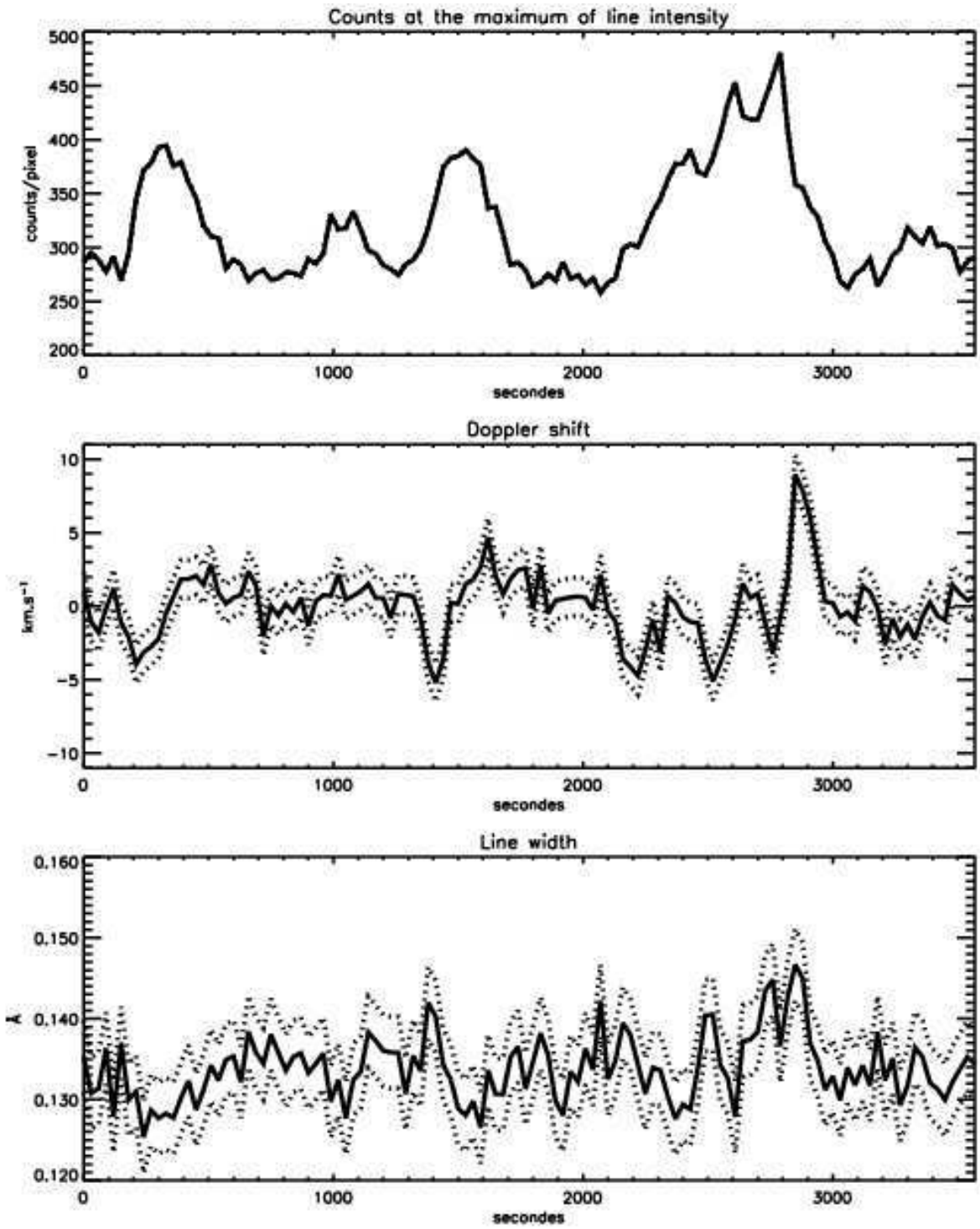


Fig. 7.4: *Séquence temporelle extraite de la figure 7.1 pour l'*O VI*, dans la partie montrant de fortes fluctuations (événement se produisant dans des boucles ?).*

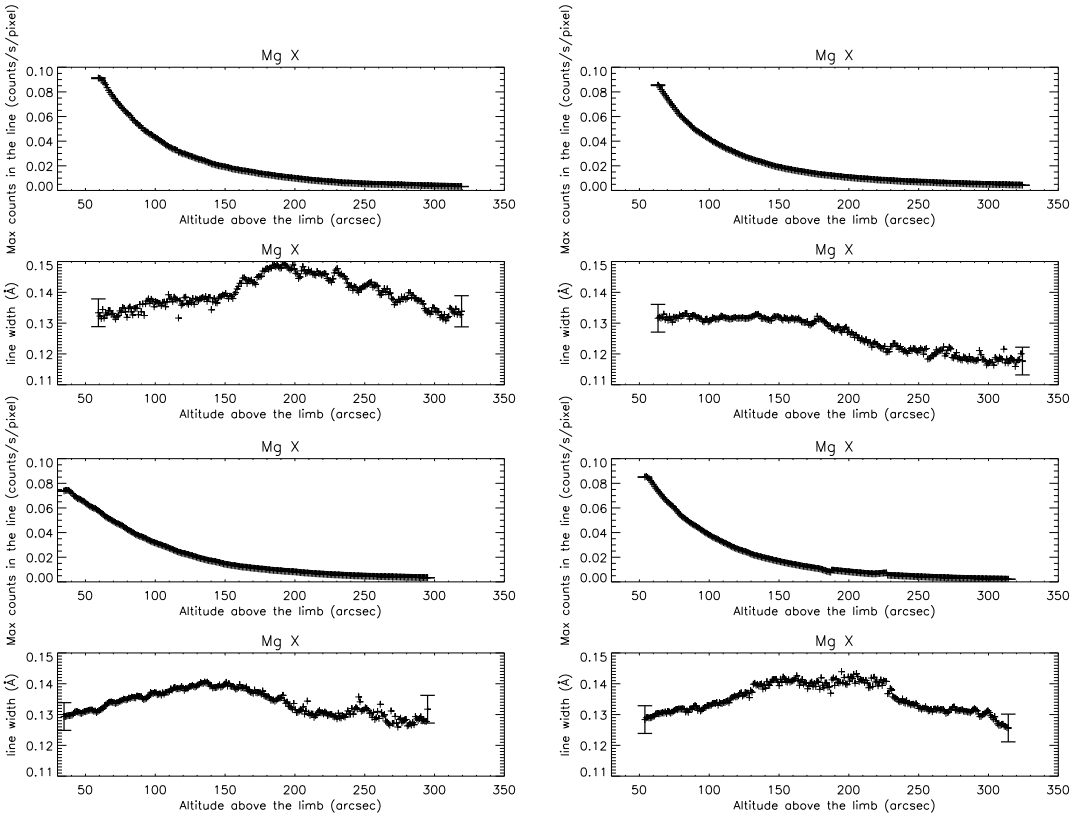


Fig. 7.5: *Comparaison de la variation avec l'altitude de l'amplitude maximum et de la largeur des raies du* Mg X *dans les jeux de données 1,2, 5 et 6 (de gauche à droite puis de haut en bas), au dessus des pôles solaires. La lumière diffusée instrumentale n'a pas encore été corrigée.*

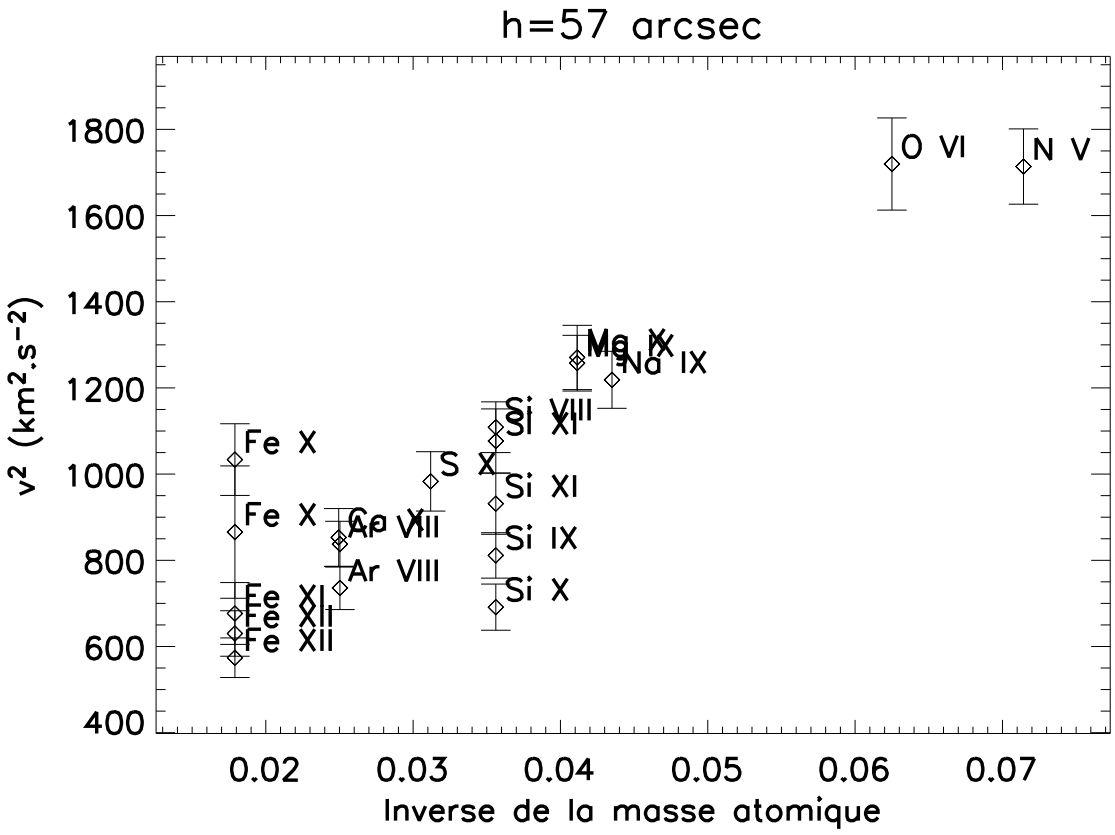


Fig. 7.6: *Courbe $v^2 = f(1/m)$ (v est la largeur interprétée uniquement en terme de vitesse (thermique + non-thermique), cf. Eq. 4.8), pour le jeu de données 1, à 57″ au dessus du limbe. Les ions ne s'alignent pas vraiment sur une droite, ce qui implique que l'hypothèse d'une température et d'une vitesse non-thermique commune n'est pas vérifiée.*

Si on trace la courbe $T = f(q/m)$, pour mettre en évidence des différences de températures d'origine cyclotronique ionique, on constate que les écarts de température entre ions de différents q/m dépendent fortement de la valeur supposée pour ξ (Fig. 7.7). Conclure à du chauffage préférentiel ne repose que sur quelques points. Cela est principalement dû à la forte dépendance entre les valeurs de q/m et m (Fig. 7.8). De fait, les ions les plus susceptibles d'être chauffés sont aussi ceux pour lesquels la température, déduite de la largeur de raie, est très sensible à la valeur de ξ. En fait, on a beau multiplier le nombre d'espèces ioniques observées, si on permet à chaque espèce d'avoir une température différente (du fait d'un chauffage préférentiel), il reste toujours une inconnue supplémentaire, la vitesse non-thermique ξ, par rapport au nombre d'informations dont on dispose (les largeurs de raies).

J'ai tenté de diminuer le nombre d'inconnues, pour contraindre la valeur de ξ, en partant de l'observation des courbes de températures comme celles de la figure 7.7 : quelle que soit la valeur posée pour ξ, les espèces ayant un grand q/m tendent vers la même température (ce qui apparaît logique en présence de chauffage préférentiel des espèces ayant un petit q/m). On peut donc étudier l'hypothèse qu'un certain nombre n d'espèces de plus grand q/m aient toutes la même température T_0, et la même valeur de ξ. Si $n > 2$, le système d'équations de type $\sigma_i^2 = \frac{\lambda_i^2}{2c^2}(\frac{2kT_0}{m} + \xi^2)$ serait $(n-2)$ fois dégénéré, avec une solution unique (les σ_i sont connus par

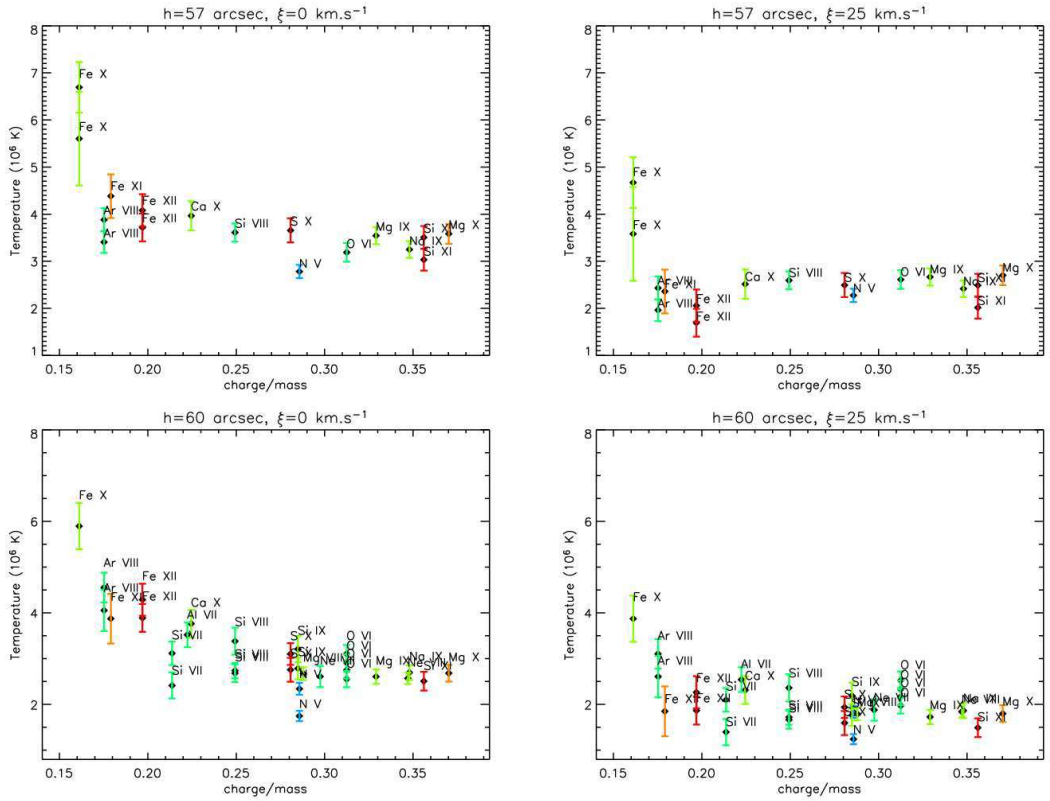


Fig. 7.7: *Températures déduites de la largeur de raies coronales, pour deux valeurs différentes de la vitesse non-thermique ξ (0 $km \cdot s^{-1}$ à gauche, 25 $km \cdot s^{-1}$ à droite). La première ligne correspond au jeu de données 1, la deuxième au jeu 2, dans les deux cas à environ 60″ du limbe.*

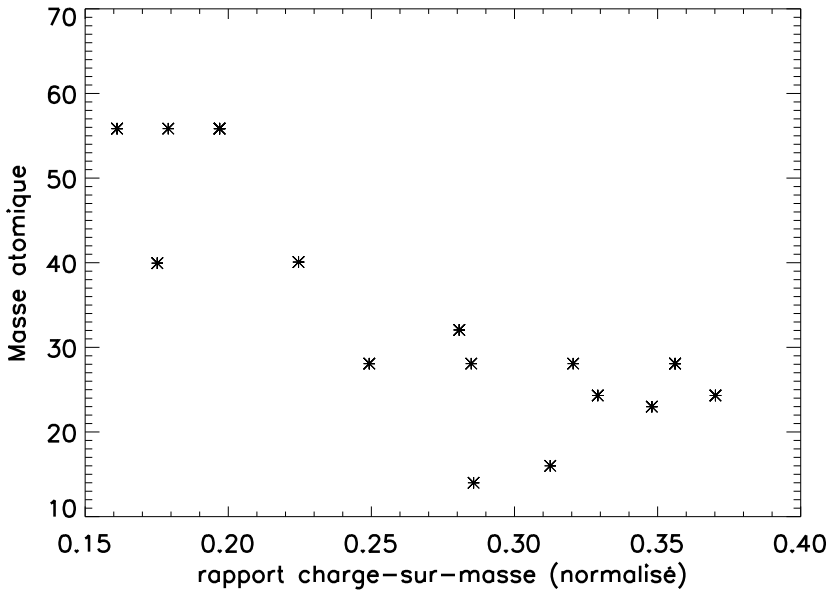


Fig. 7.8: *Corrélation forte entre le rapport charge-sur-masse (normalisé à celui du proton) et la masse atomique des ions coronaux utilisés dans le jeu de données 1.*

la mesure). En réalité, du fait des incertitudes expérimentales, chaque équation i n'est vérifiée que pour une température $T_{i,\xi}$ à priori différente (dépendant de la valeur de ξ). On peut dans ce cas chercher la solution (T_0, ξ) qui minimise la somme des termes $(T_{i,\xi} - T_0)^2$ (moindres carrés). Les $(n-2)$ équations supplémentaires apportent alors une meilleure précision (statistique). Mais il faut choisir la valeur de n de façon à réaliser le meillleur compromis entre ce gain de précision et la validité de l'hypothèse d'une température commune (hypothèse qui est d'autant moins vrai que n est grand, c'est-à-dire que l'on prend des ions de q/m de plus en plus petits).

Cette méthode n'a pas donné de résultats probants : la solution qui minimise le χ^2 est celle qui correspond à une valeur faible (voire nulle) de ξ, même dans des jeux de données synthétiques (simulés) où elle est au contraire élevée. Ce problème vient encore une fois du manque d'espèces de masses suffisamment différentes pour des q/m voisins. Il suffirait d'un ion du Fer ayant un grand q/m pour que le problème soit mieux posé. Il est donc nécessaire de chercher une nouvelle approche.

Notons que le jeu de données 0 (cf. Annexe C) montrait déjà que la largeur du Fe X était supérieure à celle du Fe XI. Comme ces ions ont la même masse, la différence doit provenir de la température (et non de la vitesse non-thermique ; les raies correspondantes ont de plus des longueurs d'onde très voisines). Elle correspond à ce qu'on attend en présence de chauffage cyclotronique. Ces observations-là ont été faites dans la couronne calme, ce qui laisse supposer que si chauffage cyclotronique il y a, il se produit partout dans la couronne (et pas uniquement dans les trous coronaux).

7.4 Distinguer une variation de température d'une variation de vitesse non-thermique

Pour éviter d'avoir à faire une hypothèse sur la valeur de la vitesse non-thermique, on peut se pencher sur la variation de largeur avec l'altitude. En différenciant l'équation 4.9, on trouve :

$$\Delta\sigma = \frac{\lambda^2}{2\sigma c^2}(\frac{k}{m}\Delta T + \xi\Delta\xi) \tag{7.1}$$

On constate que si l'on suppose que ξ ne varie pas (ou si ξ est nul), la variation de température ne dépend plus d'aucune hypothèse sur la valeur de ξ, ni même sur la température initiale. Or mettre en évidence une variation de température privilégiée pour les ions de petit q/m constituerait une signature de chauffage cyclotronique ionique. Malheureusement, on ne peut exclure l'existence d'un $\Delta\xi$. Etudier les deux cas limites ($\Delta\xi = 0$ ou $\Delta T = 0$, Fig. 7.9) n'apporte pas plus d'arguments : un chauffage préférentiel des ions ou une augmentation commune de leur vitesse non-thermique sont aussi vraisemblables l'un que l'autre (voir aussi Dolla et al. (2004), Annexe D). Il est en fait très vraisemblable que les deux effets se produisent en même temps ! En fait, pour essayer de discriminer entre les deux contributions, il va nous falloir faire une hypothèse sur la vitesse non-thermique : plutôt que d'en faire une sur sa valeur, on va en faire une sur son gradient. L'hypothèse repose alors sur le fait que la vitesse non-thermique est due à des ondes d'Alfvén, dont l'amplitude suit la relation 2.3 en fonction de la densité électronique, du fait de la conservation du flux de l'onde. Cette hypothèse est testée dans le chapitre 8.

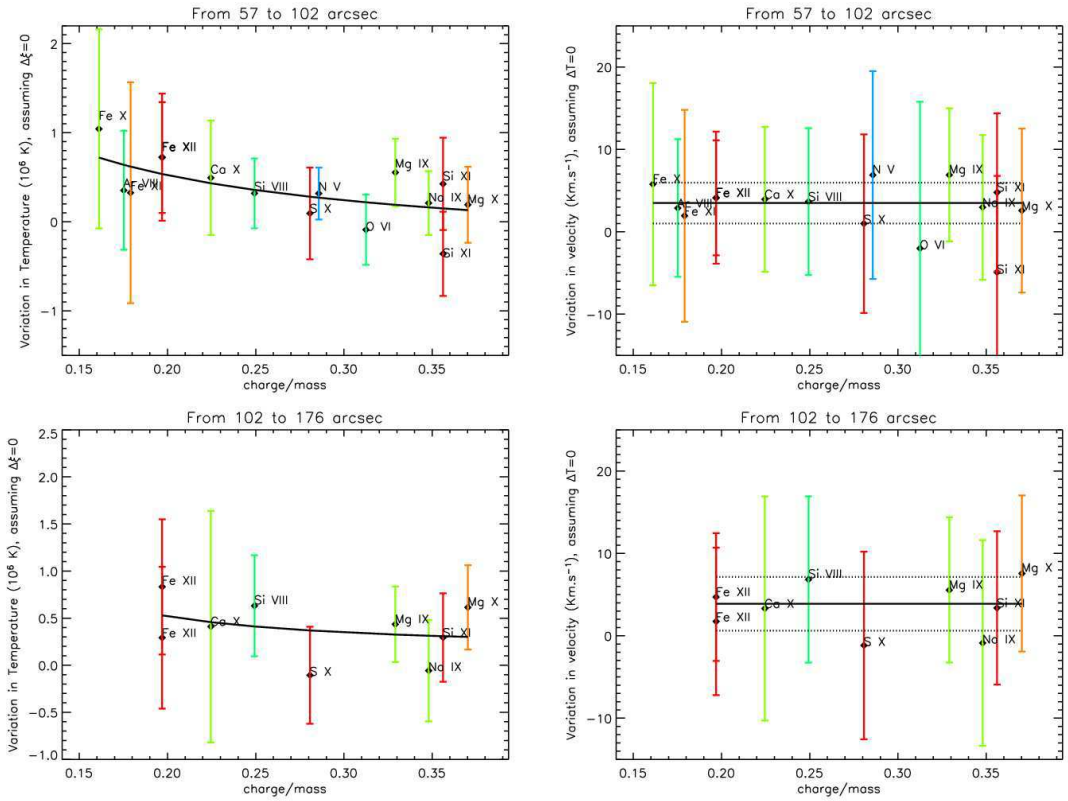


Fig. 7.9: *Variation de température ou de vitesse non thermique dans les deux cas limites respectifs : si $\Delta\xi = 0$ (à gauche, la courbe d'ajustement est une loi de puissance, sans prétention à représenter correctement la physique à l'oeuvre) ou $\Delta T = 0$ (à droite). La première ligne correspond à la variation de la largeur des raies entre 60″ et 100″, la deuxième à la variation entre 100″ et 175″ (jeu de données 1). A droite, la variation de largeur de toutes les raies peut être interprétée comme une augmentation commune de la vitesse non-résolue : une moyenne de 4 $km \cdot s^{-1}$ (trait plein horizontal, les traits pointillés délimitent l'écart-type sur l'ensembles des points) entre 60″ et 100″, si on suppose une valeur initiale de 25 $km \cdot s^{-1}$; ceci n'est qu'un exemple, puisque'on ne connaît pas la valeur de ξ.*

Chapitre 8

Interpréter la variation de largeur avec l'altitude

Adam was the only man who, when he said a good thing, knew that nobody had said it before him.

Mark Twain

Sommaire

8.1 Réinterprétation du "plateau" observé par certains auteurs . . 167
8.2 Courbe $v^2 = f(h)$ 168
8.3 Détermination de la vitesse non-thermique 168
8.3.1 Détermination de la densité 168
8.3.2 Détermination de la vitesse non-thermique à la plus basse altitude . 172
8.3.3 Détermination de la vitesse non-thermique à toute altitude 174
8.4 Variation de température avec l'altitude 174
8.5 Différence de température entre deux altitudes - chauffage préférentiel 174

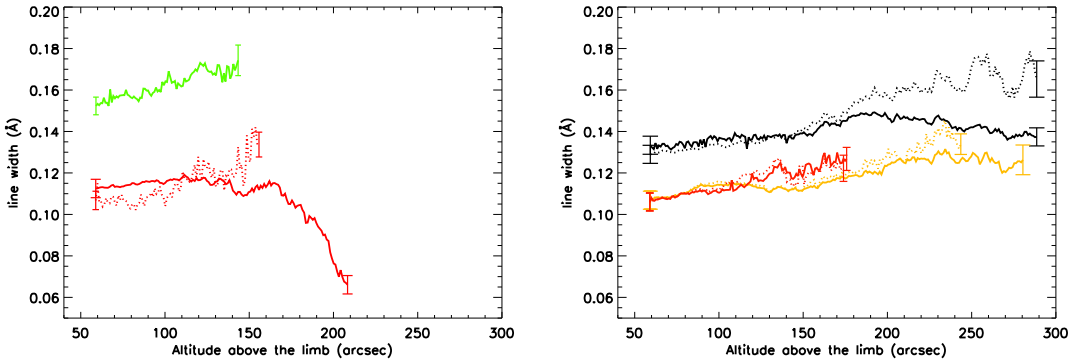


Fig. 8.1: *Variation de la largeur des raies de certains ions coronaux du jeu de données 1 en fonction de l'altitude au dessus du limbe (les spectres sont obtenus par moyenne glissante sur 40 pixels du détecteur). Les barres d'erreur sont indiquées aux points extrêmes uniquement, pour plus de clarté. A gauche : le* Si VIII *(1445 Å) en vert et le* Fe X *(1028 Å) en rouge. A droite : le* Mg X *(1250 Å, ordre 2) en noir, et 2 raies du* Fe XII *en orange (1242 Å) et rouge (1349 Å). Les courbes sont arrêtées lorsque la statistique devient insuffisante. En trait pointillés, la valeur après correction de la lumière diffusée. On remarque des inhomogénéités apparaissant à plus haute altitude (*Fe XII *et* Mg X*), de façon amplifiée après correction.*

8.1 Réinterprétation du "plateau" observé par certains auteurs

La figure 8.1 montre la variation de la largeur de certains des ions coronaux du jeu de données 1 en fonction de l'altitude au dessus du limbe (pour les autres, voir Sec. 8.4). Malgré la présence de certaines inhomogénéités aux plus hautes altitudes, on retrouve le même genre de comportement que ceux rapportés par de précédentes études (cf. Sec. 4.3.5), en particulier pour le Mg X : une phase de croissance, puis un plateau (ou une décroissance), autour de 200″ au dessus du limbe (soit environ 1.2 $R_\odot$ du centre du Soleil). On constate néanmoins que cette décroissance de la largeur disparaît si on effectue une correction de la lumière diffusée. Le fait que le point d'inflexion (sans correction) se produise d'ailleurs à des altitudes différentes selon la raie (e.g. Fe X et Mg X) renforce l'argument que cette décroissance est due à la lumière diffusée : il se produit lorsque la contribution de la raie de mélange devient prédominante (avec la même raie du disque pour le Fe XII et le Mg X , avec l'O I pour le Fe X). Globalement, après correction, la largeur semble toujours augmenter, même si cette augmentation se ralentit à grande altitude. Concernant le Si VIII, pour lequel il a été rapporté aussi un changement de pente autour de 1.2 $R_\odot$, il est plus difficile de conclure. En effet, l'ajustement des raies a dû être arrêté autour de 160″, faute de statistique. En moyennant ces derniers spectres sur des intervalles 2 fois plus grands, il apparaît que la largeur se met à diminuer (résultats non présentés). Toutefois, les résultats sont très bruités, et j'ai déjà fait part Sec. 6.3.3 de mes soupçons de mélange avec de la lumière diffusée.

On peut supposer que les précédentes études qui ont été faites avec SUMER hors du limbe (cf. Sec. 4.3.5) ont sous-estimé le problème de la lumière diffusée (e.g. Doschek et al. (2001), pour lesquels l'estimation de la contribution de la lumière diffusée était plus indirecte, et qui jugeaient qu'elle n'était pas responsable du plateau à grande altitude ; cf. Sec. 6.3.3).

Il n'est pas exclu que la correction telle que je l'effectue élimine aussi une composante de la raie due à la photo-excitation (cf. Sec. 4.2.4, et O'Shea et al. (2004), qui suggèrent que c'est ce phénomène qui est responsable de la décroissance de la largeur de la raie du Mg X,

phénomène qui deviendrait important à partir d'une certaine altitude). Les largeurs des profils de lumière diffusée et de photo-excitation sont en effet tous les deux similaires, typiques des basses altitudes, donc moins larges que les raies à plus haute altitude où leur effet se fait sentir. Ma propre correction reviendrait alors à supprimer tout ou partie de la contribution radiative de l'émission dans la raie, pour ne laisser que la contribution collisionnelle (plus représentative de la distribution cinétique des ions). Mais cela suppose que je surestime en fait l'intensité de la lumière diffusée de façon importante. Et si c'est réellement le cas, cela aboutit à une meilleure estimation du profil de la distribution cinétique à l'altitude observée.

8.2 Courbe $v^2 = f(h)$

La variation de la largeur en fonction de l'altitude h nous fournit un autre moyen de distinguer les contributions thermique et non-thermique, en traçant la valeur de v^2, défini Sec. 4.3.3 (Eq. 4.8), et dont je rappelle ici l'expression théorique :

$$v^2 = \frac{2kT}{m} + \xi^2. \tag{8.1}$$

En effet, si $v^2 = f(h)$ présente la même pente pour tous les ions, alors on peut penser que cela est dû à une même variation de ξ pour tous ; sinon, il s'agit plus vraisemblablement de chauffage (la vitesse thermique dépendant de la masse ; mais on ne peut distinguer de cette façon un chauffage qui serait proportionnel à la masse). On constate sur la figure 8.2 que les pentes sont assez similaires, pour plusieurs ions, dans les basses altitudes (le tracé des dérivées serait trop bruité). Ceci suggère qu'il y a à la fois une variation de la vitesse thermique et de la vitesse non-thermique.

Le cas des ions de la deuxième partie de la figure 8.2 est assez troublant : la largeur de leurs raies (ou de v^2) diminue avec l'altitude, avec une pente similaire pour plusieurs d'entre eux. Je n'ai pour l'instant pas d'explication pour cela. Moran (2003) observe aussi ce comportement pour certains de ces ions, en particulier l'O VI à 1037 Å, l'attribuant entre autres à la lumière diffusée (ce qui ne devrait pas être le cas ici). Il est possible aussi que l'effet de la photo-excitation soit important (Feldman et al., 1999). Cette interprétation ne saurait toutefois s'appliquer qu'au cas de l'O VI, les autres raies n'étant pas assez intenses pour cela. Quoi qu'il en soit, la largeur de ces raies décroît dès les basses altitudes, contrairement à ce qui se passe pour les autres en l'absence de correction de la lumière diffusée.

8.3 Détermination de la vitesse non-thermique

8.3.1 Détermination de la densité

J'ai déterminé la densité à partir des données du JOP 158 qui a fonctionné le même jour et à la même position que le jeu de données 1, en effectuant des moyennes glissantes sur 40 pixels comme pour la figure 8.2.

Le rapport des deux raies du Si VIII est représenté Fig. 8.3, d'où l'on déduit la densité en fonction de l'altitude, Fig. 8.4 (cf. méthode Sec. 6.6).

On note un changement de pente autour de $150''$. Il est possible qu'il s'agissent d'une structure différente (différence plume/interplume, par exemple), mais il faut remarquer aussi qu'à partir de là, le rapport de raies devient très peu sensible (au dessous de 10^7 cm^{-3}, cf. Fig. 4.2, p. 75). Comme je l'ai déjà dit, je soupçonne aussi la raie du Si VIII d'être contaminée par de la lumière diffusée, justement à partir de cette altitude...

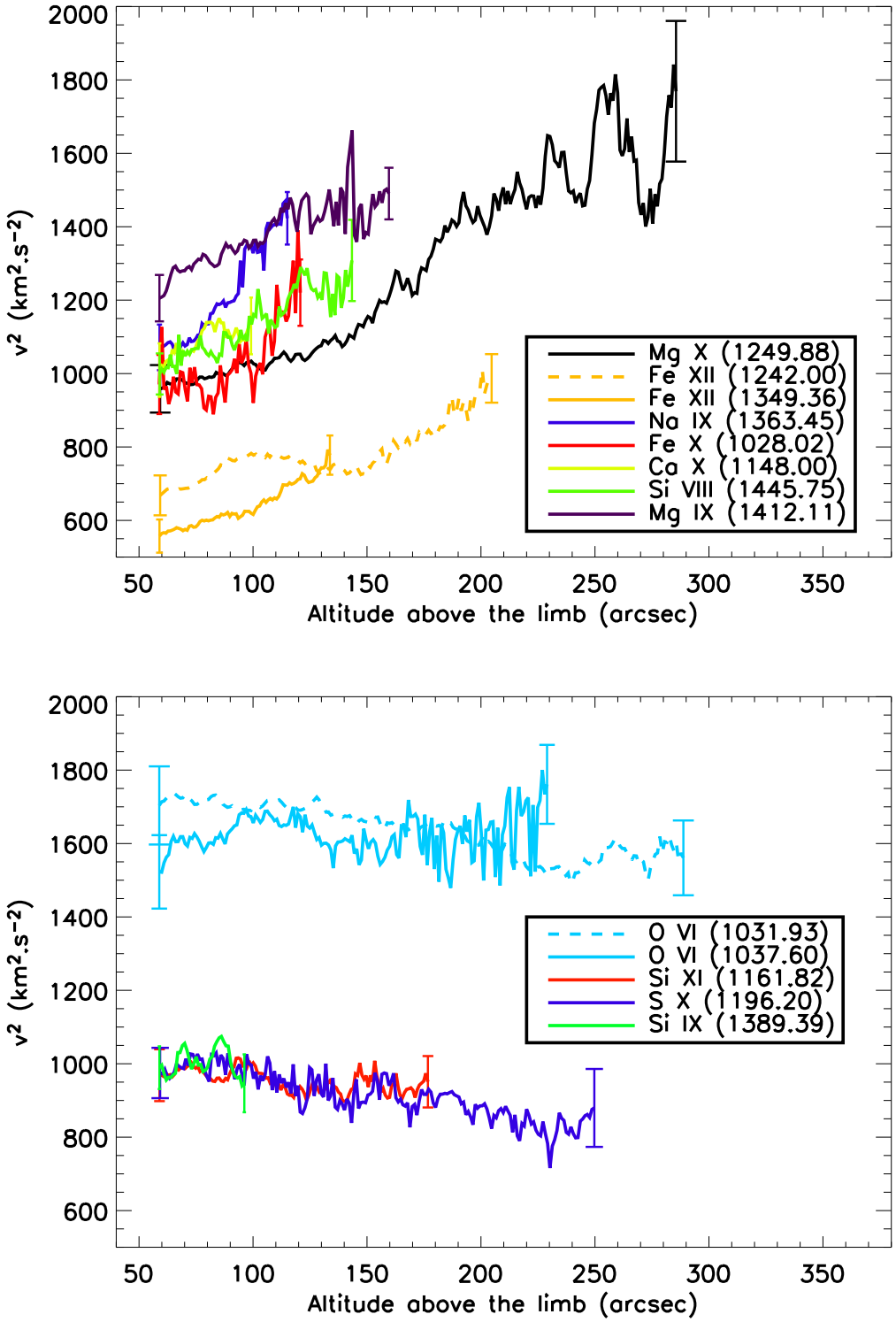


Fig. 8.2: *Variation avec l'altitude au dessus d'un trou coronal de la quantité* $v^2 = \frac{2kT}{m} + \xi^2$ *pour différents ions du jeu de données 1 (la correction de lumière diffusée a été effectuée).*

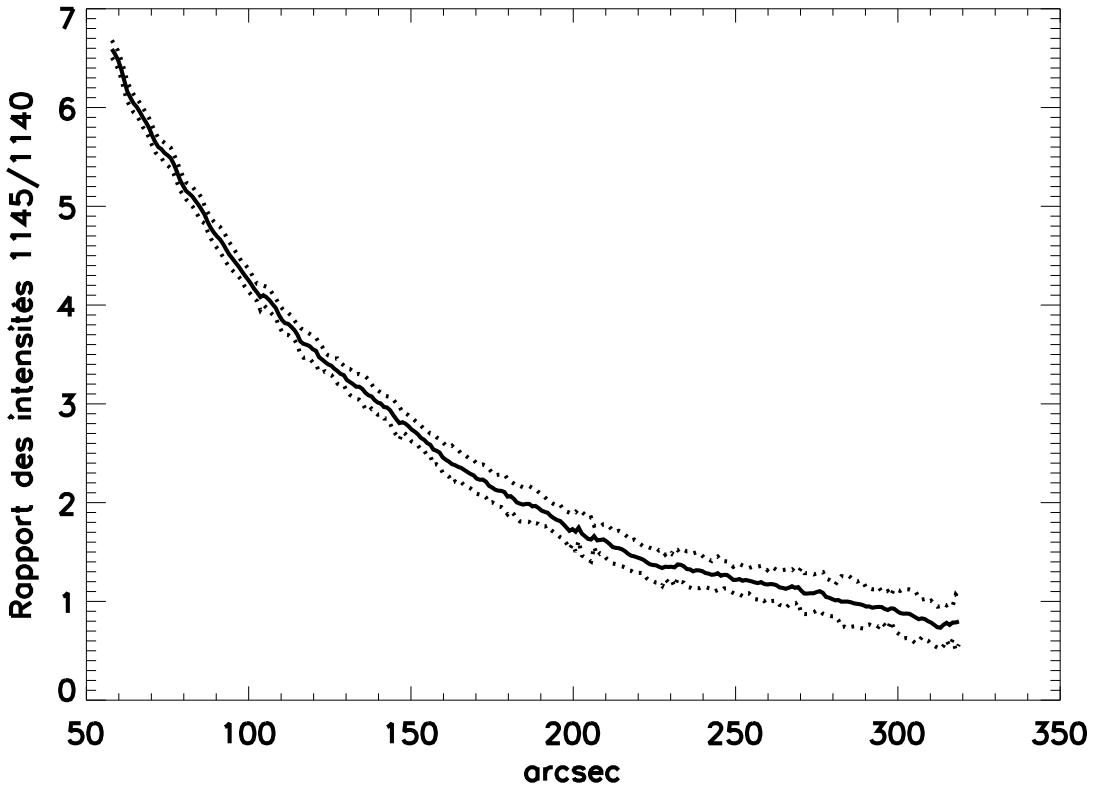


Fig. 8.3: *Rapport des deux raies du* Si VIII *(1445/1440 Å) en fonction de l'altitude au dessus du limbe, servant pour le diagnostic de densité. Les lignes pointillés délimitent les barres d'erreur.*

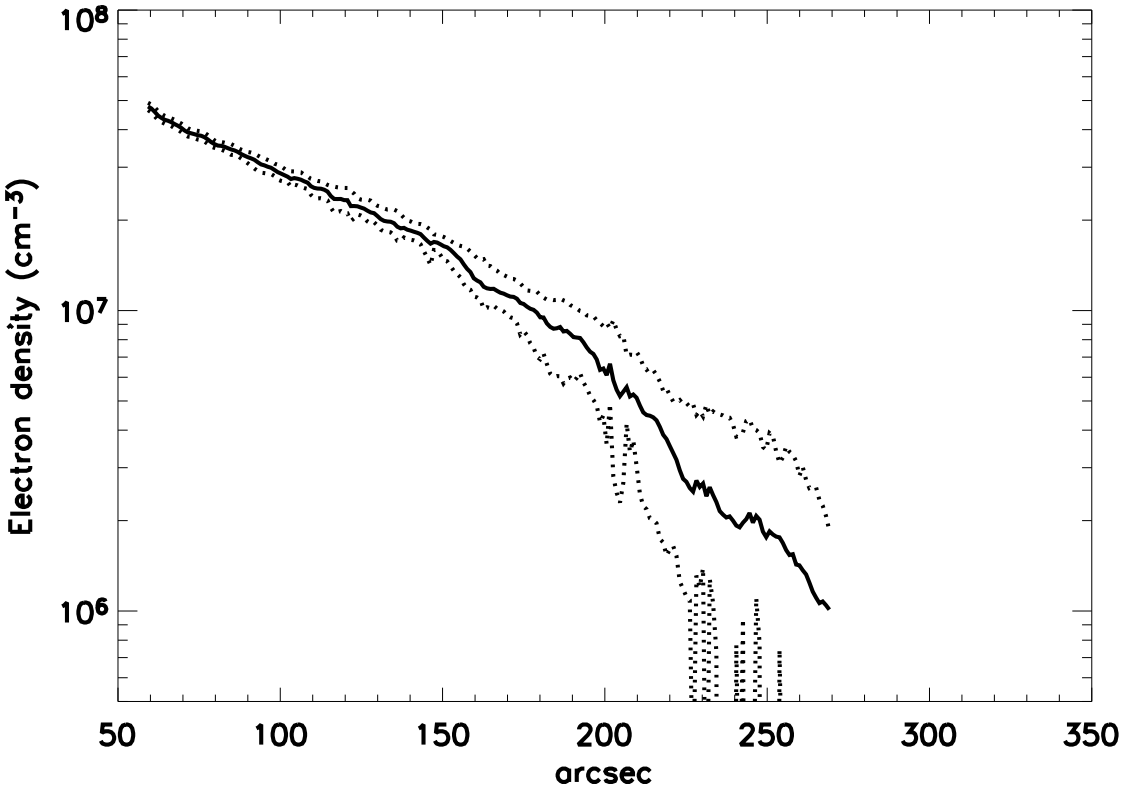


Fig. 8.4: *Densité en fonction de l'altitude au dessus du limbe (correspondant à la zone observée par le jeu de données 1, à partir de données obtenues le même jour). Les lignes pointillés délimitent les barres d'erreur. Les valeurs ont été interpolées aux points où sont obtenues les largeurs de la raie du* Mg X.

Lorsque le rapport de raie devient inférieur à 1 (au dessus de 270″), j'ai considéré qu'il n'y avait plus de solution pour la densité. Toutefois, je n'accorderai qu'une confiance limitée aux résultats des altitudes supérieures à 200″, pour les raisons déjà mentionnées.

Les valeurs de densité obtenues sont comparables à celles de Doschek et al. (1997) aux mêmes altitudes. Les miennes décroissent néanmoins plus vite.

8.3.2 Détermination de la vitesse non-thermique à la plus basse altitude

Dans l'hypothèse où la variation de largeur d'une raie, entre les positions r_0 et r([1]), est exclusivement due à une variation de la vitesse non-thermique de $\xi(r_0)$ à $\xi(r)$ (i.e. $\Delta T = 0$), on a la relation :

$$\Delta(v^2)(r) = v^2(r) - v^2(r_0) = \xi^2(r) - \xi^2(r_0) \tag{8.2}$$

Cette hypothèse pourra être vérifiée, éventuellement de façon approchée, par une espèce ionique de grand q/m dans les plus basses altitudes (c'est-à-dire dans les conditions où un chauffage cyclotronique est le moins probable).

La conservation du flux de l'onde d'Alfvén (si on suppose que la vitesse non-thermique est due aux ondes d'Alfvén, et cf. Sec. 2.1.3), nous permet d'écrire :

$$\frac{\xi(r)}{\xi(r_0)} = \left(\frac{\rho(r)}{\rho(r_0)}\right)^{-1/4} \tag{8.3}$$

d'où l'on peut tirer l'expression de $\xi(r)$, et l'injecter dans l'équation 8.2. On en tire finalement la relation suivante :

$$\xi(r_0) = \left[\frac{\Delta(v^2)(r)}{\left(\frac{\rho(r)}{\rho(r_0)}\right)^{-1/2} - 1}\right]^{1/2} \tag{8.4}$$

$\Delta(v^2)(r)$ étant obtenu à partir des données (jeu 1), $\rho(r)$ ayant été calculé Sec. 8.3.1, on peut calculer $\xi(r_0)$ sur tout intervalle où l'on possède simultanément ces deux informations. Mais en fait, l'équation 8.4 ne doit être appliquée qu'en des points r où l'on estime que l'hypothèse $\Delta T = 0$ est vérifiée, avec l'ion choisi. J'ai pris le Mg X (sur la figure 8.5, $\xi(r_0)$ est calculé en tout point où à la fois la densité et la largeur de la raie du Mg X sont mesurées). r_0 sera le premier point de l'intervalle étudié. L'erreur sur $\xi(r_0)$ est obtenue en différenciant la relation 8.4 (après avoir symétrisé l'erreur sur la densité). Elle diminue lorsque l'écart entre les différentes valeurs en r et r_0 augmente, donc lorsque la distance $r - r_0$ augmente. Notons que les calculs doivent être effectués avec les positions prises à partir du centre du Soleil, même si les résultats sont présentés en fonction de l'altitude au dessus du limbe. Comme les valeurs de la densité ont été obtenues avec un jeu de données différent, elles doivent être interpolées aux points où est mesurée la largeur du Mg X (les spectres des 2 jeux de données sont obtenus par découpage du détecteur en intervalles de 40 pixels, mais l'altitude correspondant à ces intervalles peut légèrement varier).

La figure 8.5 montre que la valeur de $\xi(r_0)$ est relativement constante sur l'intervalle compris entre 70″ et 150″. De façon à obtenir une meilleure précision (et diminuer les barres d'erreur), j'ai effectué une moyenne pondérée entre 90″ et 150″ (intervalle réduit pour éviter de tenir compte des points associés aux barres d'erreur importantes des basses altitudes). On obtient $\xi(r_0) = 15 \pm 2\ \mathrm{km \cdot s^{-1}}$.

[1] prises à partir du centre du Soleil

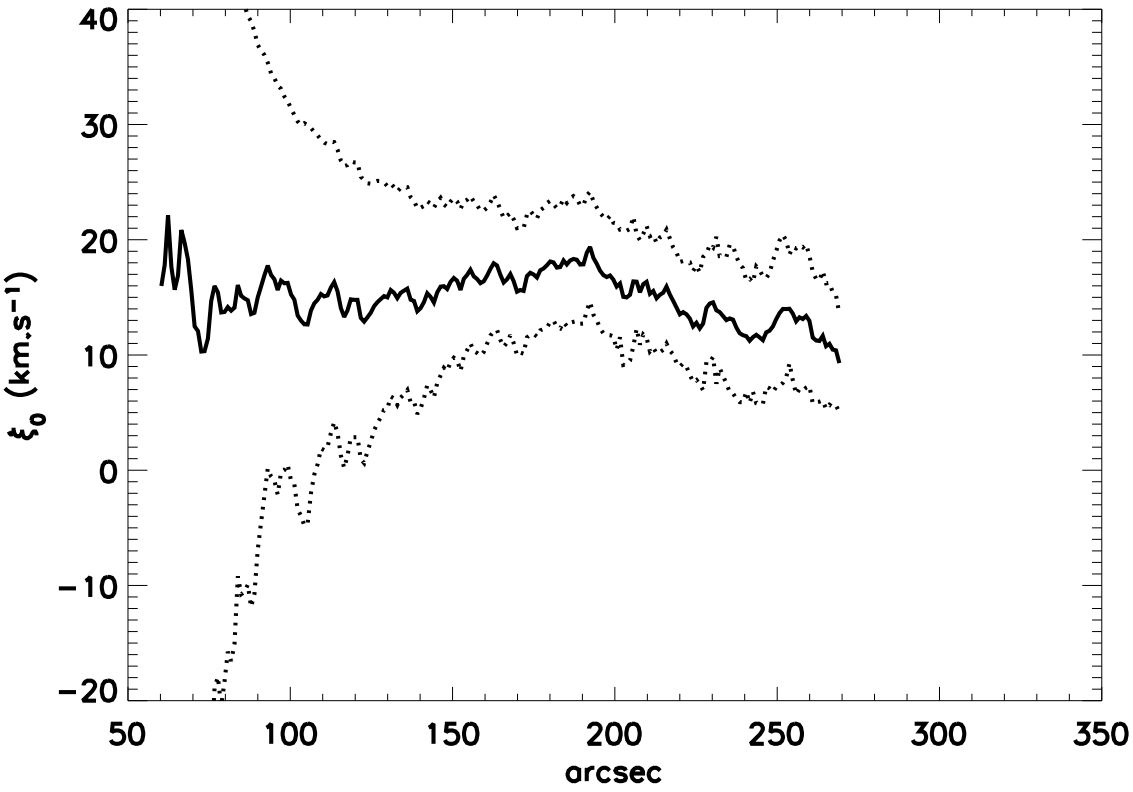


Fig. 8.5: *Valeur de $\xi(r_0)$ (avec $r_0 = h_0 + R_\odot$, et $h_0 = 58''$ ici) selon la position r du point utilisé pour le calcul de la formule 8.4, à partir de la différence de largeur de la raie du* Mg X *(1250 Å, à l'ordre 2). L'intervalle compris entre $70''$ et $150''$ montre une valeur à peu près constante de $\xi(r_0)$. On peut en déduire que l'hypothèse $\Delta T = 0$ est valable sur cet intervalle.*

8.3.3 Détermination de la vitesse non-thermique à toute altitude

Une fois la valeur de $\xi(r_0)$ calculée, on peut calculer $\xi(r)$ en tout point r où l'on connaît $\rho(r)$ (Fig.8.6), sans que plus aucune hypothèse sur ΔT n'ait besoin d'être vérifiée, ni même qu'on y mesure la largeur d'une raie. Il suffit pour cela d'utiliser la relation 8.3. Dans les faits, si j'utilise la raie du Mg X du jeu 1 (la plus intense des ions ayant les plus petits q/m), il s'avère que la mesure de densité couvre un intervalle plus petit que celui couvert par la mesure de la largeur de la raie.

Bien entendu, la valeur de ξ ainsi obtenue n'est valable que si l'on suppose qu'il n'y a aucun amortissement des ondes d'Alfvén. Il est toujours possible que $\Delta\xi$ s'annule, voir devienne négatif. Dans ce cas, la totalité de la variation de largeur sera imputée à du chauffage, ce qui ne fait qu'amplifier les signatures de chauffage préférentiel que l'on va observer.

Les valeurs que j'obtiens pour la vitesse non-thermique sont en fait situées dans la limite basse des résultats publiés par de précédents auteurs. Néanmoins, la plupart d'entre eux ont utilisé l'hypothèse de la température de formation de l'ion considéré (cf. Sec. 4.3.4). En fait, dans la partie basse de la couronne, elle correspond très bien à la valeur donnée par Chae et al. (1998) pour la partie coronale de ses observations sur le disque (a priori, correspondant aussi à la partie basse de la couronne, où la densité, donc l'émission, est plus importante). Les valeurs élevées de 25 ou 30 $\mathrm{km \cdot s^{-1}}$, typiques de celles utilisées dans les modèles basés sur la turbulence alfvénique comme conditions à la base de la couronne, ne sont atteintes qu'au dessus de $200''$ (soit environ 1.2 $\mathrm{R_\odot}$, avec toutes les réserves sur la fiabilité des résultats à cette altitude), c'est-à-dire là où la densité est au moins 10 fois plus faible que celle aussi utilisée comme condition aux limites. L'énergie disponible dans les ondes, ramenée à chaque particule, est donc inférieure à celle que les modèles utilisent, ce qui implique qu'il faut chercher de l'énergie ailleurs pour aboutir au même résultat.

On pourrait envisager de comparer la valeur de ξ obtenue avec le Mg X avec celle obtenue avec un autre ion. Le Mg X présente néanmoins l'avantage de permettre de couvrir un large intervalle d'altitudes.

8.4 Variation de température avec l'altitude

Maintenant que la valeur de ξ est à notre disposition, nous pouvons déterminer la température de chaque ion à une altitude donnée à partir de la largeur d'une de ses raies (Fig. 8.7, moyenne glissante sur 40 pixels). On note que les températures de nombre d'ions sont différentes (l'étude en fonction de q/m est réalisée Chap. 9).

Le relatif désaccord des deux raies du Fe XII en dessous de $130''$ pourrait s'expliquer par le mélange de la raie à 1242 Å avec une raie du Si X (cf. Tab. 1 dans Feldman et al. (1997)), sans oublier l'incertitude.

8.5 Différence de température entre deux altitudes - chauffage préférentiel

Ce qu'il est le plus intéressant d'analyser, c'est la différence de température en fonction du rapport charge-sur-masse q/m, comme sur la figure 8.8, avec une valeur de ξ égale à 15 et 17 $\mathrm{km \cdot s^{-1}}$ respectivement à $60''$ et $100''$. Les spectres correspondants ont été réalisés en moyennant respectivement sur 30 et 60 pixels (donc de façon différente des résultats de la figure 8.7, d'où d'éventuels décalages).

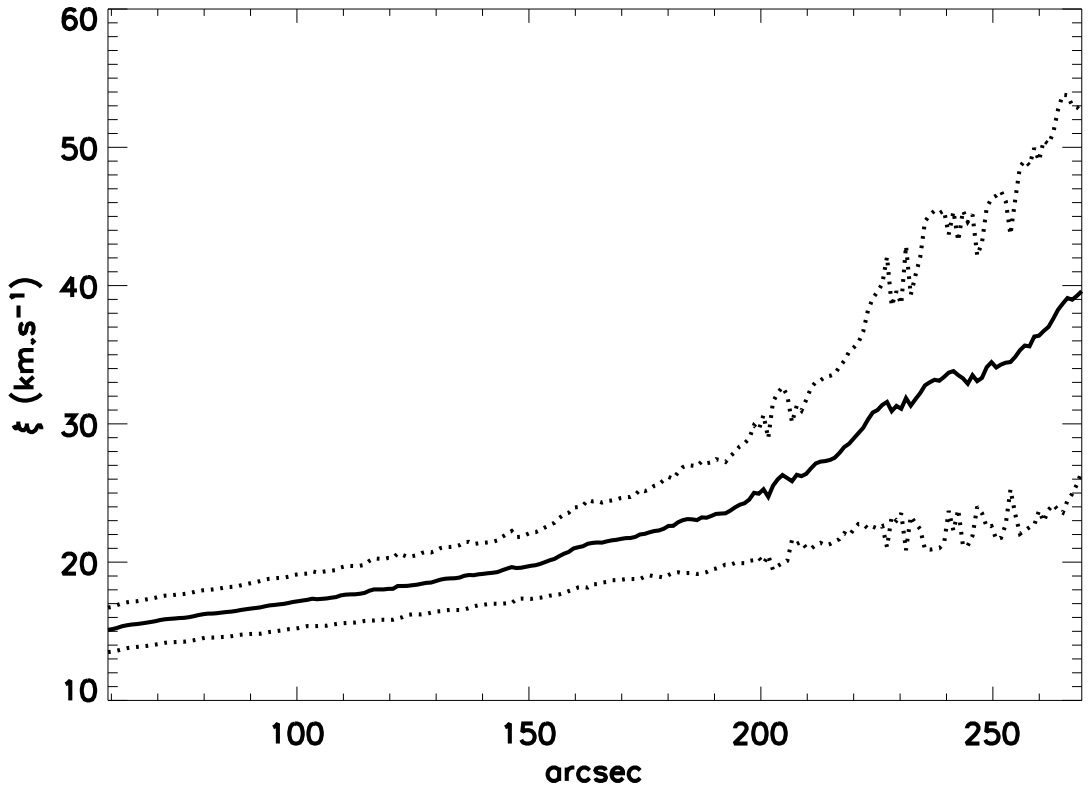


Fig. 8.6: *Vitesse non-thermique en fonction de l'altitude au dessus du trou coronal polaire Nord, le 30/05/02, calculée à partir de la formule 8.3. La densité a été déterminée par le rapport de deux raies du* Si VIII *(cf. Sec. 8.3.1), tandis que* $\xi(r_0)$ *a été calculé à partir de la formule 8.4 et de la variation de la largeur du* Mg X *entre 90″ et 150″. Les courbes en pointillés délimitent les incertitudes de mesure.*

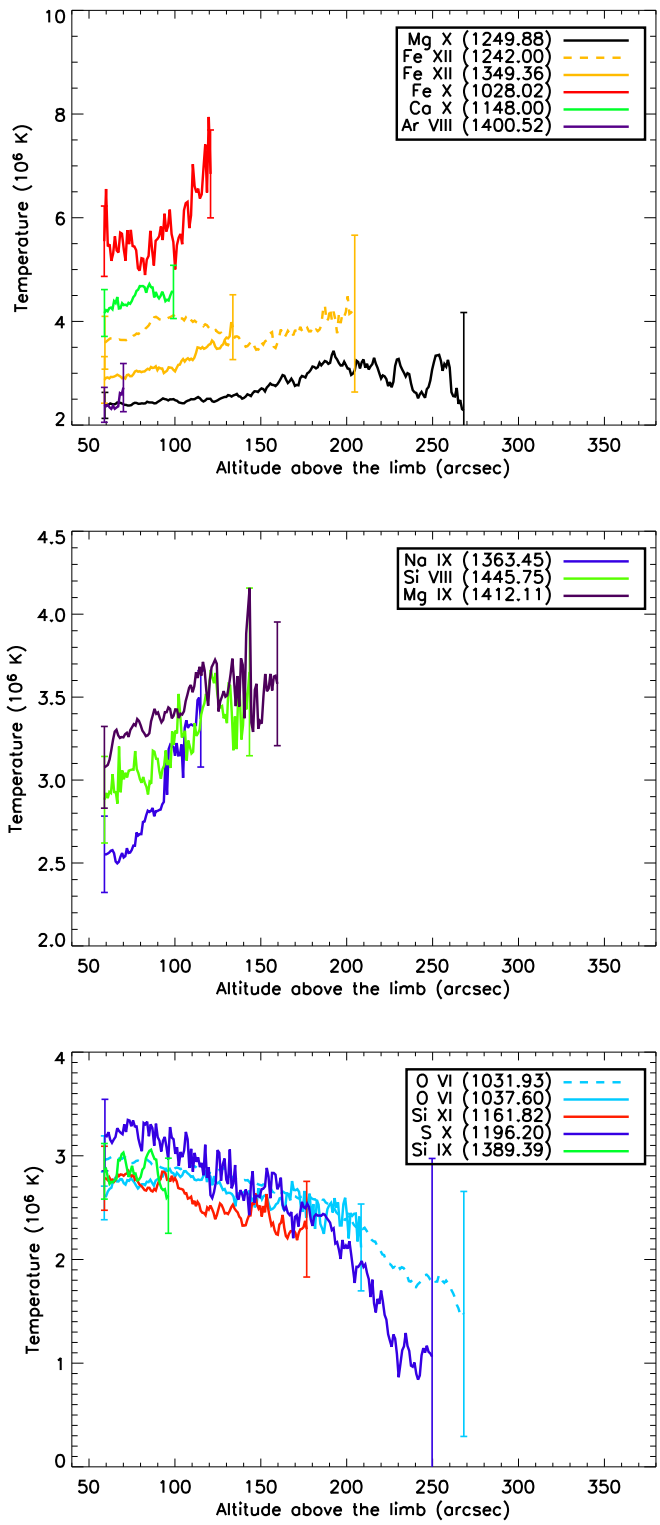


Fig. 8.7: *Température en fonction de l'altitude, une fois retirée la vitesse non-thermique dans la largeur des raies des ions du jeu de données 1 (moyenne glissante sur 40 pixels).*

On constate que les ions de plus petits q/m subissent une variation de température plus élevée que les autres, même si le fait de tenir compte de la variation de ξ entre ces deux altitudes réduit cet effet (bien que la variation de ξ soit petite entre ces deux altitudes, la correction effective dépend aussi de la valeur de ξ, cf. Eq. 7.1). Ceci correspond à une signature de chauffage préférentielle de type cyclotronique ionique.

Les résultats de Singh et al. (2003a,b) (cf. Sec. 4.3.5) trahissent le même comportement, même si ces auteurs l'analysent plutôt en fonction de la température de formation, fonction de q^2/m (qui les oriente vers un effet d'intégration sur la ligne de visée), que de q/m. Le cas du Fe XIV, qui décroît légèrement dans leur étude, est toutefois troublant ; je ne l'ai malheureusement pas observé. La présence de certaines raies dont la largeur décroît dès les premières secondes d'arc sur mes observations est tout aussi troublante, puisqu'elle ne s'explique pas par du "chauffage" préférentiel. Elle peut être due à une contribution supplémentaire dans la largeur (e.g. excitation radiative ?). S'il s'agit vraiment d'une variation de la température, le processus reste à expliquer. On peut remarquer, en tout cas, que les raies concernées sont toutes associées à des des valeurs de q/m situées dans la seconde moitié de l'intervalle couvert par mes observations.

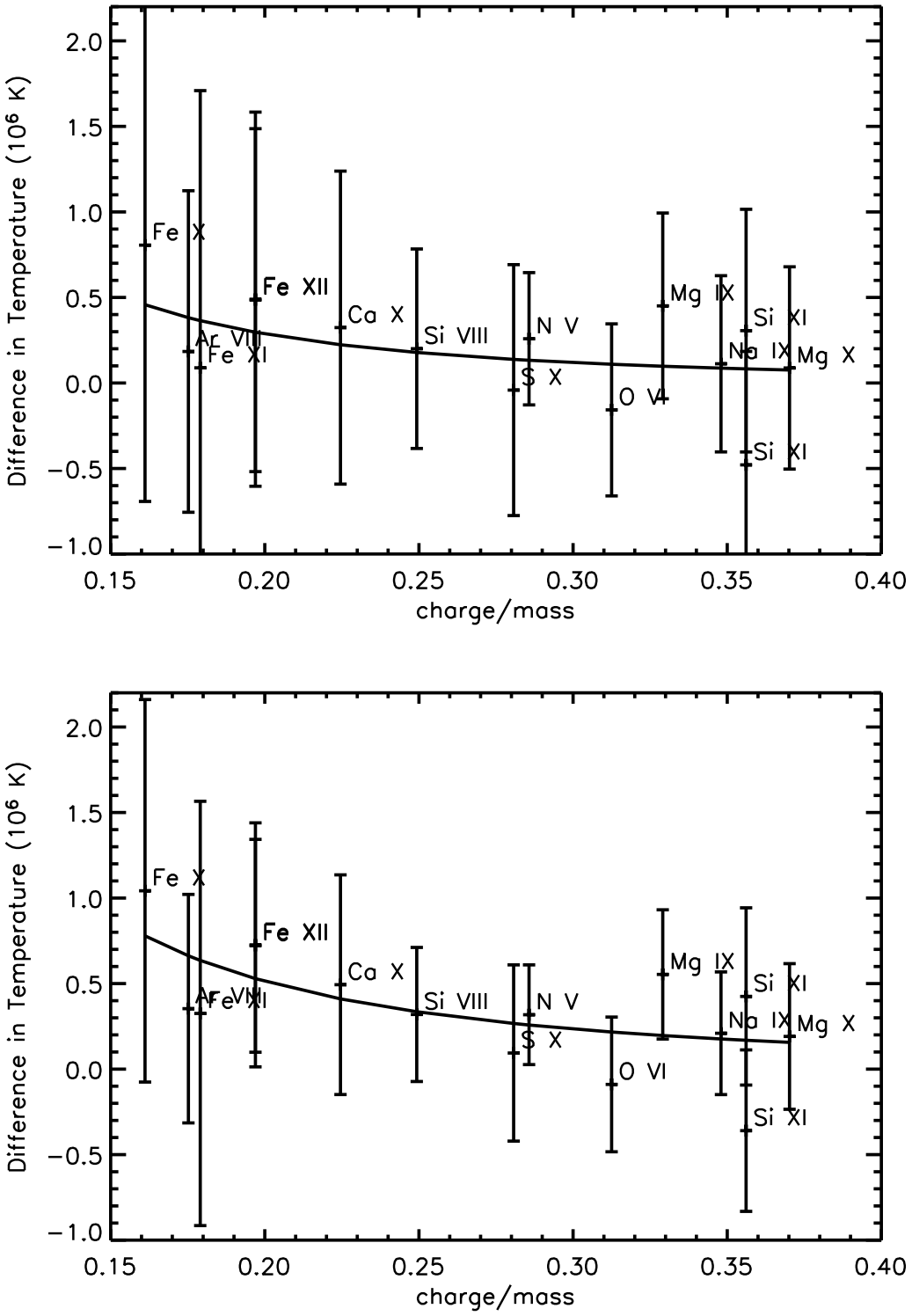


Fig. 8.8: *Différence de température entre 60″ et 100″, déduite de la largeur des raies du jeu 1, une fois retirée la valeur de la vitesse non-thermique ξ (en haut). En bas, la même différence si on ne tenait pas compte d'une variation de ξ.*

Chapitre 9

Interpréter les largeurs mesurées à une altitude donnée

Essayer, c'est le meilleur moyen de se planter.

Homer Simpson

Sommaire

9.1 Chauffage préférentiel et rôle des différentes espèces 179
9.1.1 Le rôle des protons 180
9.1.2 Le rôle des ions minoritaires 180
9.2 De la résonance cyclotronique à toutes les latitudes ? 181

9.1 Chauffage préférentiel et rôle des différentes espèces

Le fait de connaître la vitesse non-thermique nous permet maintenant d'analyser les températures des ions en fonction de leur rapport charge-sur-masse, en éliminant ce paramètre qui était précédemment "libre" (Fig. 9.1, à 60″ et 100″, pour le jeu de données 1). Les valeurs obtenues, supérieures à 2 millions de degrés, sont comparables à de précédentes estimations basées sur les largeurs de raies (Tu et al., 1998; Patsourakos et al., 2002). Des températures semblables sont retrouvées dans le jeu 2 (Fig. 7.7, même si la valeur de ξ reste indéterminée dans ce cas).

A une altitude donnée, il s'avère que les ions de plus petit q/m sont aussi les plus chauds, ce qui constitue une nouvelle signature de chauffage préférentiel. Cette tendance est plus marquée à 100″ qu'à 60″ (du fait de l'augmentation préférentielle de température entre ces deux altitudes, cf. Fig. 8.8). Le cas du Fe X est assez singulier : sa température est près de deux fois supérieure

à celle du Fe XII, le plus chaud des ions du reste de l'échantillon (ce qui a pour effet de rendre moins apparente la tendance, en écrasant la dynamique de l'echelle des ordonnée ; la tendance de température plus élevée pour les ions de petit q/m est néanmoins présente si on excepte le Fe X). On pourrait donc mettre en doute la validité de ce point. Toutefois, la deuxième raie du Fe X, à 1463 Å, fournit une température équivalente, comme on peut le constater sur la figure 1 de l'Annexe D, à 57″ au dessus du limbe, dans le trou coronal (jeu 1)[1].

Ces écarts de température entre les différents ions peuvent s'expliquer en présence d'un chauffage cyclotronique ionique qui s'effectuerait plus rapidement que tout refroidissement par collisions avec d'autres espèces moins concernées (car ayant de plus grands q/m ; cf. Sec. 2.3.3).

9.1.1 Le rôle des protons

Les protons jouent en particulier un rôle très important : majoritaires dans la couronne, ils constituent un véritable thermostat pour le reste des ions. En revanche, ce sont les moins susceptibles d'être chauffés par absorption cyclotronique ionique (ils ont le plus grand q/m possible). Même si je n'ai pas de mesure directe de leur température, il est probable que celle-ci soit inférieure ou égale à celle des ions de plus grand q/m que j'ai observé, soit environ $2 \cdot 10^6$ K (dans le cas contraire, ces derniers seraient chauffés par collisions avec les protons). Les courbes $T = f(q/m)$ semblent néanmoins atteindre une asymptote, qui pourrait concerner aussi les protons.

L'effet des collisions entre ions minoritaires est négligeable (temps de collisions très grands, du fait de leurs faibles densité). Quant aux électrons, étant donnée leur masse et leurs temps de collision avec les ions, on peut aussi les négliger. Leur température dans les trous coronaux est toutefois inférieure d'au moins un facteur 2 à celle des ions observés (cf. Sec. 1.2.2) ; si les protons sont effectivement plus chauds, il faut imaginer qu'un processus les a chauffé par rapport aux électrons (à plus basse altitude ?), voire continue de les chauffer. La figure 9.2 schématise les échanges d'énergie entre ondes et ions de la couronne que nous venons de décrire.

Pour chaque espèce d'ions minoritaires, il y a donc compétition entre chauffage cyclotronique et refroidissement par les protons. Pour savoir définitivement, à une altitude donnée, pour quelle valeur de q/m le chauffage cyclotronique devient négligeable devant l'effet des collisions avec les protons, il faudrait connaître le spectre en énergie des ondes. On peut toutefois envisager deux cas : soit les ondes cyclotroniques chauffent aussi les protons dès les premières altitudes que j'ai observées (ce qui est peu probable, mais dans ce cas les autres ions subiraient un chauffage encore plus important), soit les protons se contentent de tirer les températures de tous les autres ions vers le bas.

9.1.2 Le rôle des ions minoritaires

Tout ceci n'empêche toutefois pas un transfert de chaleur, même minime, des ions de petits q/m vers les protons (toujours par l'intermédiaire des collisions).

On peut imaginer en fait que les ions de petit q/m constituent de véritables catalyseurs, réagissant plus facilement avec les ondes cyclotroniques de plus basse fréquence que les protons. Ils chaufferaient ensuite le reste du plasma coronal par collisions (les protons, puis les autres ions par leur intermédiaire). Il faudrait toutefois imaginer des taux de chauffage très important des ions de petits q/m pour produire un effet significatif. On ne peut exclure, d'un autre côté, que le chauffage plus important des ions de petit q/m soit simplement dû à leur faible densité,

[1] En fait, la figure 9.1 a été produite en ne sélectionnant que les raies exploitables à 57″ ET à 102″. Or la raie du Fe X à 1463 Å n'a pas une statistique suffisante à 102″ pour être exploitée, dans ce jeu de données.

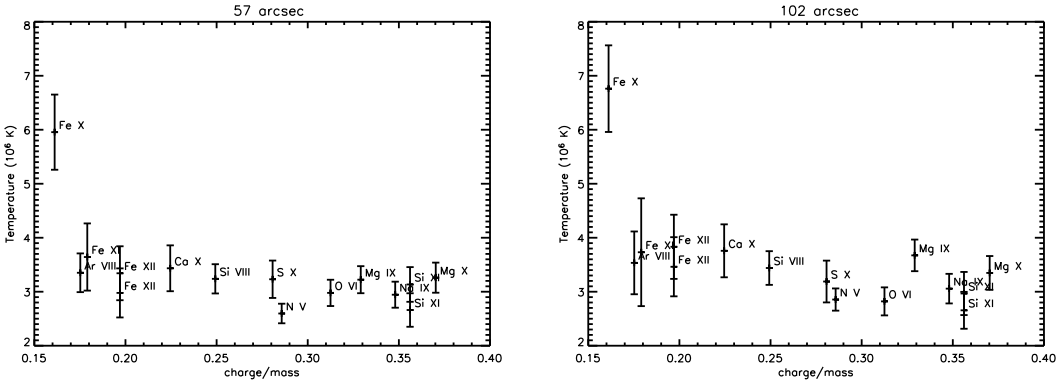


Fig. 9.1: *Températures en fonction du rapport charge-sur-masse à 60″ (à gauche) et 100″ (à droite) au dessus d'un trou coronal polaire (jeu 1). La contribution de la vitesse non-thermique dans la largeur, calculée Sec. 8.3, a été retirée.*

d'où une quantité d'énergie disponible par particule plus importante, sans effet majeur dans l'équilibre énergétique de la couronne : nous ne voyons que le résultat d'un chauffage sur les ions minoritaires. Il faudrait un modèle comprenant plusieurs espèces (protons plus ions minoritaires), pour reproduire le chauffage entre deux altitudes des ions observés tout en quantifiant le transfert de chaleur vers les protons.

Ce scénario de "catalyse" a été envisagé, à plus haute altitude, mais avec l'hélium[2] (cf. modèles présentés Sec. 3.3.3), plus abondant (près de 20 % de la masse totale du plasma coronal), avec un rapport q/m deux fois plus petit que celui du protons (selon l'isotope). Si les ions lourds résonnent plus facilement et absorbent la totalité de l'énergie des ondes avant que la résonance avec ces mêmes ondes ne soit efficace pour les protons, il est possible que les collisions avec les ions lourds redistribuent l'énergie aux protons.

9.2 De la résonance cyclotronique à toutes les latitudes ?

Le jeu de données 4 m'a permis d'observer des largeurs de raies dans la "couronne calme". Son analyse est rendue difficile par la présence de matière plus froide (protubérance ?) à certains endroits du champ de vue observé par la fente. De plus, contrairement au cas des observations aux pôles, la variation le long de la fente ne correspond pas à une variation purement radiale, mais aussi latitudinale, si bien qu'on ne peut pas vraiment considérer que les différentes altitudes soient connectées par le même tube de flux.

En l'absence de toute contrainte sur la valeur de ξ pour ce jeu de données, la figure 9.3 compare les températures de certains ions pour $\xi = 0$ (aussi appelées *températures cinétiques*), en fonction de q/m, dans un trou coronal et dans la "couronne calme". On retrouve un motif semblable de températures plus élevées pour les ions de petits q/m, avec des températures comparables à celles dans les trous coronaux, mais aussi à celles observées, par exemple, par Seely et al. (1997) (avec toutefois des hypothèses de travail différentes) ou Wilhelm et al. (2005) dans la couronne calme. De même, Antonucci et al. (2005) font remarquer que les largeurs de l'O VI observées par UVCS/SOHO à plusieurs rayons solaires sont élevées dans les jets coronaux,

[2] Je n'ai pas essayé de mesurer la largeur de raies de l'hélium hors du limbe : elles sont fortement contaminées par la lumière diffusée instrumentale, comme les raies de l'hydrogène. Il faut aussi faire attention à l'épaisseur optique.

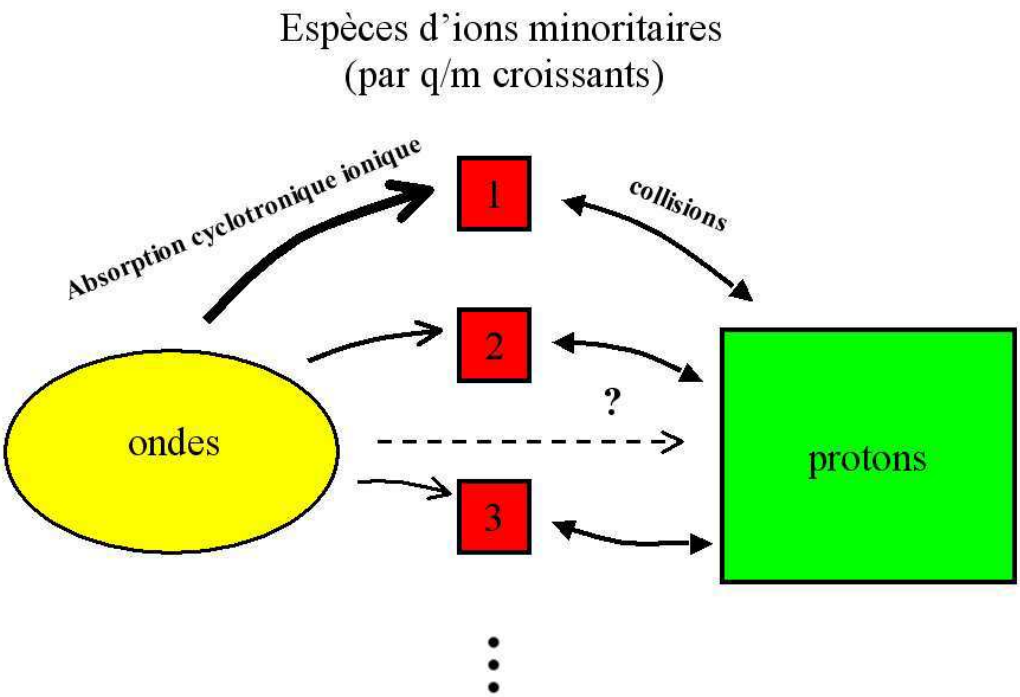


Fig. 9.2: *Transferts d'énergie entre ondes, ions minoritaires et protons dans la basse couronne solaire. Les ions minoritaires "pompent" de l'énergie aux ondes par absorption cyclotronique ionique (de façon plus efficace pour les ions de plus petits q/m), tandis que les collisions tendent à uniformiser les températures à celle des protons, majoritaires (le sens effectif de transfert d'énergie se fera de l'espèce la plus chaude vers la plus froide ; les collisions entre espèces minoritaires sont négligeables, de même que celles avec les électrons).*

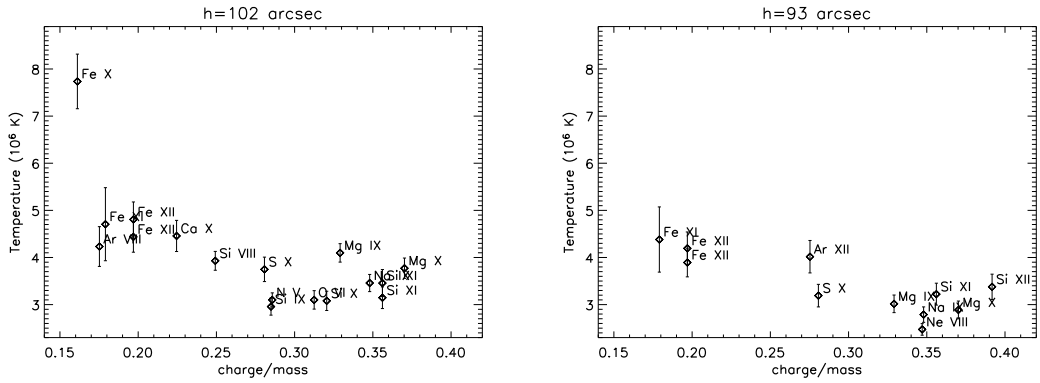


Fig. 9.3: *Comparaison des températures "cinétiques" (i.e. à partir de la largeur des raies, sans soustraire de composante de vitesse non-thermique) en fonction du rapport charge-sur-masse à des altitudes voisines ($\approx 100''$) dans un trou coronal polaire (à gauche, jeu 1) et à plus basse latitude, dans la "couronne calme" (à droite, jeu 4).*

même si elles le sont moins que dans les trous coronaux.

Il est donc possible que la résonance cyclotronique ionique soit aussi à l'oeuvre ailleurs que dans les trous coronaux (ou alors, il y a une interprétation complètement différente à l'élargissement des raies dans la couronne, et à la tendance présentée par les courbes $T = f(q/m)$!). L'effet sur le vent solaire serait différent selon les régions touchées, du fait, par exemple, de la différence de topologie (lignes de champ fermées ou ouvertes, bien qu'on puisse envisager la présence de lignes de champ radiales à basse latitude, cf. Sec. 1.3.3).

Conclusions et Perspectives

Man is a credulous animal, and must believe something ; in the absence of good grounds for belief, he will be satisfied with bad ones.

Bertrand Russell

L'objet principal de cette thèse était de mettre en évidence des signatures d'ondes d'Alfvén et d'ondes cyclotroniques (constituant leur limite haute-fréquence) dans la basse couronne solaire (< 1.5 $R_\odot$). Les ondes d'Alfvén sont essentiellement produites dans les basses couches de l'atmosphère solaire (leur source d'énergie se trouve dans les mouvements de convection photosphérique), où elles se manifestent par exemple lors d'oscillations de boucles coronales, tandis que plusieurs signatures de résonance cyclotronique ionique (chauffage préférentiel, anisotropies de températures, etc.) ont déjà été observées à plus haute altitude dans la couronne et dans le vent solaire. La résonance cyclotronique est utilisée dans différents modèles théoriques, souvent de façon couplée avec de la turbulence alfvénique, pour expliquer l'accélération du vent solaire rapide, le chauffage des ions de la haute couronne solaire (cf. résultats d'UVCS), voire même le chauffage de la partie basse de la couronne (c'est-à-dire celui responsable de la hausse de température au dessus de la région de transition, comme avec certains modèles de funnels). Il apparaît donc important de "sonder" ce qui se passe à des altitudes intermédiaires entre celles où sont produites les ondes et celles où des signatures de leurs effets ont déjà été observées par de précédentes études.

La signature que représente le chauffage préférentiel en fonction du rapport charge-sur-masse (q/m) des ions demande une étude des températures d'un grand nombre d'ions minoritaires de la couronne, à l'aide des largeurs de leurs raies d'émission. L'enjeu consiste alors à distinguer l'effet Doppler thermique de l'effet Doppler dû à la présence d'ondes d'Alfvén. Ces deux manifestations sont non seulement liées dans la largeur des raies, mais aussi parce que le chauffage préférentiel est potentiellement dû à l'interaction d'ondes cyclotroniques ioniques avec le plasma coronal, tandis que les ondes d'Alfvén peuvent fournir de l'énergie à la fois par des processus de dissipation directe des basses fréquences (e.g. résistivité), et par absorption cyclotronique ionique des hautes fréquences. Celles-ci peuvent être directement générées lors d'événements associés à

de la reconnection magnétique, ou par transfert d'énergie des basses vers les hautes fréquences (cascade turbulente).

Il a donc fallu découpler les deux types d'information "mélangés" dans la largeur des raies de la basse couronne solaire : la température T de l'espèce ionique émettrice, et la "vitesse non-thermique" ξ. J'ai montré que si l'on supposait, comme plusieurs auteurs, que cette vitesse non-thermique était issue de l'intégration spatio-temporelle de décalages Doppler dus à la présence d'ondes d'Alfvén dans le plasma coronal solaire, alors l'effet principal devait provenir de l'intégration sur la ligne de visée ; j'ai aussi supposé que la valeur de ξ était commune à toutes les espèces d'ions observées à une position donnée.

J'ai montré que la décroissance de la largeur de certaines raies (ou la présence d'un plateau) observées dans des études précédentes avec SUMER/SOHO (mais probablement aussi avec d'autres instruments) résultait de la contribution de la lumière diffusée instrumentale, problème qui a été sous-estimé jusqu'à présent. J'ai donc procédé à une correction des profils des raies avant leur ajustement à une gaussienne, à l'aide de spectres de références pris à très haute altitude. Il s'avère que la plupart des raies coronales observées hors du limbe sont contaminées par le spectre moyen du disque, vu en lumière diffusée ; le mélange peut être dû non seulement à la même raie observées sur le disque, mais aussi à des raies de longueur d'onde voisines dont l'émission réelle est beaucoup plus intenses sur le disque qu'au dessus du limbe. Au delà de $\approx 150 - 200''$, de nombreuses raies ne correspondent plus qu'à de la lumière diffusée.

Une fois cet effet corrigé, les largeurs continuent de croître avec l'altitude, ce qui masque toute preuve directe d'un amortissement des ondes d'Alfvén de basse fréquence qui pourrait intervenir à partir d'une certaine altitude. Ceci est en accord avec de nombreuses études théoriques mettant en évidence la difficulté d'amortir de telles ondes dans la basse couronne solaire. Certaines raies présentent toutefois une décroissance de leur largeur, mais dès les premières altitudes observées (ce que je n'explique pas).

Comme les deux informations T et ξ sont mélangées dans une seule observable, la largeur des raies coronales, et comme les hypothèses utilisées dans les précédentes études pour les séparer m'ont paru discutables (en particulier, celle de la température de formation), j'ai envisagé différentes méthodes pour contraindre la valeur de ξ, en essayant à chaque fois de faire en sorte que les hypothèses utilisées soient les moins fortes possibles. J'ai ainsi testé l'hypothèse que les ions de plus grand q/m aient une même température (suggérée par les observations), mais elle n'a pas permis de résultat satisfaisant. J'ai essayé de me passer d'hypothèses ad hoc, en étudiant simplement la différence de largeur avec l'altitude, mais il s'avère toujours nécessaire de connaître la valeur de ξ pour pouvoir trancher entre chauffage préférentiel et augmentation de la valeur de ξ entre deux altitudes.

J'ai finalement proposé une méthode de séparation basée sur le gradient de la largeur des raies. L'hypothèse utilisée est relativement forte puisqu'elle suppose que la vitesse non-thermique résulte de la présence d'ondes d'Alfvén, dont l'amplitude évolue sans amortissement avec l'altitude (conservation du flux des ondes d'Alfvén en présence d'un gradient de densité, que j'ai contraint par un diagnostic). Je suppose en outre qu'un ion (Mg X) présentant la plus grande valeur de q/m disponible n'est concerné par aucun chauffage préférentiel ($\Delta T = 0$) à basse altitude (en fait, cette dernière partie de l'hypothèse, si elle était fausse, ne compromettrait pas la conclusion : le chauffage préférentiel de l'ensemble des autres espèces ioniques serait plus important).

Ceci m'a permis de contraindre la valeur de ξ à basse altitude, et de la calculer à toutes les

altitudes supérieures : elle croît d'environ 15 km $\cdot$ s^{-1} à 60″ du limbe à 25 km $\cdot$ s^{-1} à 200″. Ces valeurs sont moins élevées qu'un certain nombre d'estimations précédemment publiées, probablement du fait de l'abandon de l'hypothèse de la température de formation. Ces ondes d'Alfvén sont encore susceptibles de fournir une certaine énergie au vent solaire, en dehors du champ de vue observé, mais cette énergie est inférieure à celle utilisée dans la plupart des modèles.

Une fois la valeur de ξ déterminée, la température de chaque espèce ionique se déduit alors directement de la largeur des raies. Deux signatures de chauffage préférentiel des espèces ioniques de plus petit q/m (i.e. de type cyclotronique) se manifestent alors : la température augmente en fonction de l'altitude pour la plupart des espèces ioniques, mais en privilégiant celles qui ont les plus petites valeurs de q/m. Si la valeur de la vitesse non-thermique diminue à partir d'une certaine altitude (du fait de la dissipation des ondes), contrairement à l'hypothèse qui a été faite, alors ce chauffage est encore plus important (c'est bien sûr lui qui masquerait une telle décroissance). De plus, à une altitude donnée, les ions de plus petits q/m ont des températures plus élevées que les autres. J'ai montré que de telles écarts pouvaient se maintenir, malgré les collisions, dans les conditions physiques de la couronne, et en présence de chauffage cyclotronique ionique. Ces températures sont supérieures aux températures de formation des ions observés et à la température des électrons généralement mesurée dans les trous coronaux. Du fait de la tendance observée en fonction de q/m, on peut supposer que la température des protons est inférieure ou égale à celles des ions minoritaires de la couronne de plus grand q/m.

Le fait qu'on observe des signatures de chauffage préférentiel sur des ions minoritaires ne veut pas dire que la résonance cyclotronique produit un effet important dans la balance énergétique de la couronne. Les protons sont néanmoins susceptibles d'être chauffés par collisions avec ces mêmes ions minoritaires. Les ions minoritaires pourraient alors faciliter le transfert d'énergie des ondes cyclotroniques vers les protons, avant éventuellement que ceux-ci ne résonnent à leur tour.

Une telle analyse a été rendue possible par l'observation sur un même champ de vue et dans un laps de temps relativement court des raies d'un grand nombre d'espèces d'ions. Certains faits sont susceptibles de fragiliser ces conclusions, comme l'observation que certaines largeurs décroissent, et le fait que les tendances observées reposent beaucoup sur l'ion Fe X, dont les deux raies disponibles présentent une contamination par la lumière diffusée relativement importante.

La comparaison du comportement des températures entre trou coronal et "couronne calme" n'a pas été vraiment approfondie (en particulier, il manque un diagnostic de densité pour contraindre la valeur de ξ dans la couronne calme). Toutefois, les températures déduites pour $\xi = 0$ (aussi appelées *températures cinétiques*), montrent la même tendance en fonction de q/m dans ces deux régions. Ceci laisse supposer que la résonance cyclotronique est aussi à l'oeuvre dans la "couronne calme". Les effets énergétiques qu'elle produit seraient différents, du fait de la différence de topologie des lignes de champ.

Cette thèse m'a permis de mettre en oeuvre un certain nombre de compétences : le traitement des données du spectromètre SUMER (en tirant partie de leur potentiel, mais aussi en tenant compte de leurs faiblesses), les méthodes d'ajustement (y compris l'utilisation d'un algorithme génétique), et la simulation de données (de façon à tester les méthodes de traitement et d'interprétation des données réelles). J'ai abordé aussi la Transformée de Fourier "Rapide" (FFT), ainsi que les ondelettes, même si je n'ai présenté aucun travail qui y soit lié. Enfin, cette thèse aura été l'occasion d'élargir ma connaissance des différentes problématiques liées à l'étude du Soleil, et plus particulièrement à sa couronne en expansion, formant le vent solaire.

Un certain nombre de points méritent d'être développés à l'avenir. Il faudrait en particulier d'avantage quantifier les aspects énergétiques liés à l'absorption cyclotronique. Puisque la différence de température de chaque espèce ionique entre deux altitudes résulte de la compétition entre chauffage et collisions avec les protons, on peut envisager dans un premier temps de remonter au taux de chauffage de chaque espèce. Dans un deuxième temps, on peut essayer de remonter au spectre des ondes dans leur partie haute-fréquence, puisqu'on possède un échantillonage de l'énergie dissipée autour de différentes fréquences cyclotroniques. Cela nécessite bien entendu un effort de modélisation supplémentaire.

Il resterait quelques questions auxquelles répondre : dans quelle mesure cette modélisation nous permettrait-elle de remonter au spectre global des ondes d'Alfvén ? Ce spectre est-il turbulent ? Que deviennent ces ondes : sont-elles aussi dissipées directement (et à quelle altitude ?), sans passer par une cascade d'énergie vers les hautes fréquences ? Des contraintes observationnelles supplémentaires pourraient aussi aider à quantifier l'énergie disponible (amplitude des ondes d'Alfvén se propageant dans la couronne) et celle effectivement dissipée.

Concernant le type de modélisation à employer, autant les codes fluides permettent de modéliser plus aisément tout ce qui touche aux spectres des ondes d'Alfvén, autant un code hybride semble plus approprié pour étudier la propagation et l'absorption d'une onde cyclotronique dans un plasma comprenant majoritairement des protons et une ou plusieurs autres espèces d'ions, minoritaires, mais qui absorberaient préférentiellement l'énergie de cette onde.

Des jeux de données supplémentaires résultant de différentes campagnes d'observations sont encore à ma disposition : entre autres, les jeux 5 et 6, qui demandent davantage de travail pour être pleinement exploités (en particulier, à l'aide de diagnostics de densité). Une telle analyse pourrait permettre de confirmer les résultats déjà obtenus, et surtout d'obtenir une meilleure résolution spatiale (statistique plus élevée du fait de temps de pose plus grands). La complémentarité du JOP 158 mérite d'être davantage développée : en plus du diagnostic de densité dans la basse couronne effectué avec SUMER, UVCS observe les raies de l'O VI dans la haute couronne, ce qui autorise des comparaisons de leurs largeurs à différentes altitudes lors d'observations simultanées.

Enfin, ce travail de thèse permet de formuler des besoins futurs pour l'instrumentation solaire. L'étude des profils des raies coronales nécessite de disposer de spectromètres dont la largeur instrumentale soit peu importante devant la largeur intrinsèque des raies. Or ce n'est pas vraiment le cas des spectromètres (au demeurant peu nombreux) qui sont prévus par les agences spatiales dans les deux prochaines décennies. Par ailleurs, il est important de réduire la lumière diffusée instrumentale pour les observations hors du limbe, ce qui nécessite éventuellement de faire appel à un coronographe. Un spectromètre à Transformée de Fourier dans l'UV permettrait en outre une observation simultanée dans un large champ de vue, contrairement aux spectromètres à fente, tandis que l'observation in situ des distributions cinétiques de particules, voire des ondes MHD, ne peut se faire que par l'envoi d'une sonde au plus près du Soleil, de façon à compléter les observations spectroscopiques effectuées à distance.

Annexes

Annexe A

Exemple de programme de commandes pour le spectromètre SUMER/SOHO

Le langage utilisé (SCL : SUMER Command Language) comprend quelques fonctions-type pour des actions sur l'instrument telles que :

- *point* : mouvement du miroir pour le pointage (la valeur correspond au centre de la fente)
- *slit* : choix de la fente utilisée
- *lambda11* : mouvement du miroir plan de façon que le réseau renvoie une longueur d'onde donnée sur un pixel donné du détecteur
- *spectrohelio* : enregistrement des données (possibilité de n'enregistrer qu'une partie de l'image qui se forme sur le détecteur)

On trouvera davantage de détail sur le langage SCL dans Wilhelm et al. (1995).

L'en-tête (entre `/*+++` et `---*/`) est rajouté automatiquement lors de la validation et de l'enregistrement du programme, étape nécessaire avant que les commandes ne soient envoyées vers le satellite.

```
/*+++
!NAME
      LWCI_CH_MAIN_13H
!TITLE
      LWCI_CH_MAIN_13H, Line width of Coronal ions in Coronal hole
!PURPOSE
      comparing the line widths of different coronal ions lines, above the limb
      reduced number of spectral ranges as previously observed
!CATEGORY
      OP
!DEF_Y
      0.00
!DEF_Z
      -1149.82
!TIME_SAVED
      29-May-2002 10:14:39
---*/
```

```
/*-----------------------------------------------------------------------------
Laurent DOLLA and Philippe LEMAIRE
may 2002
      Line Widths of Coronal Ions, in a "Coronal Hole"
      Slit of 1 arcsec to measure the line width with accuracy

      Reduced number of spectral ranges, to take into account the evolution
        of the relative intensities at higher altitude.
      One spectral range (1277) is added, and an other one is in LWCI_CH_958
-----------------------------------------------------------------------------*/
/*------ Abbreviations ---------------------------------------------*/
ExitOnError     ALIAS if (Res < -3) goto Exit; ifend
/*------ Main Progamme ---------------------------------------------*/
main;
/*------ Definition of Programme Variables -------------------------*/
uINT16 Rep, cnt;
INT32 Res;
INT16 Y;
INT16 Z;
REAL32 RC=-1.00000;
uINT8 MODE=0;
uINT8 S=2;
uINT8 S1=3;
INT16 I=0;
uINT16 PX2[1]={250};
uINT16 PX3[2]={675,511};
uINT16 PX4[6]={600,511,675,675,511,450};
REAL32 L2[1]={1031.9};
REAL32 L3[2]={1148.0,1189.8};
REAL32 L4[6]={1242.0,1277.88,1349.4,1400.0,1445.8,1463.5};
INT16 N2[1]={11};
INT16 N3[2]={17,17};
INT16 N4[6]={11,11,11,17,17,23};
uINT16 T=1200;
uINT8 F=2;
uINT8 ff=0;
INT16 CMP=5;
uINT16 B0=1;
uINT16 B1=1;
Res=SetMCPHighVoltage(-3000);
Res=sphel_mode(MODE);
Res=rot_comp(RC);
Res=binning(B0,B1);
Res=compression(CMP);
Res=FF_mode(ff);
Y=(INT16)SystemS(32);
Z=(INT16)SystemS(33);
```

```
Res=slit(S);
Res=point(Y,Z);

cnt=0;
Res=lambda11(PX2[cnt],L2[cnt]);    ExitOnError;
Res=RestoreSettings();             ExitOnError;
Res=spectrohelio1(T,F,I,N2[cnt]);  ExitOnError;

Res=SetMCPHighVoltage(-3000);

cnt=0;
Res=lambda11(PX3[cnt],L3[cnt]);    ExitOnError;
Res=RestoreSettings();             ExitOnError;
Res=spectrohelio1(T,F,I,N3[cnt]);  ExitOnError;

cnt=1;
Res=lambda11(PX3[cnt],L3[cnt]);    ExitOnError;
Res=spectrohelio1(T,F,I,N3[cnt]);  ExitOnError;

Res=SetMCPHighVoltage(-3000);

cnt=0;
Res=lambda11(PX4[cnt],L4[cnt]);    ExitOnError;
Res=RestoreSettings();             ExitOnError;
Res=spectrohelio1(T,F,I,N4[cnt]);  ExitOnError;

for (cnt=(uINT16)1 to 5)
Res=lambda11(PX4[cnt],L4[cnt]);    ExitOnError;
Res=spectrohelio1(T,F,I,N4[cnt]);  ExitOnError;
forend;

Res=SetMCPHighVoltage(-3000);
Exit:
Res=SetMCPHighVoltage(-3000);
Res=slit(S1);
Res=lambda11(PX4[5],L4[5]);
end;
```

Annexe B

Publications et Conférences

Publications

- Dolla et al. (2003) (cf. Annexe C)
- Dolla et al. (2004) (cf. Annexe D)

Ateliers et Conférences

- Soho 11, 11-15 mars 2002, Davos, Suisse
- Solar wind X, 16-21 juin 2002, Pise, Italie (poster + proceeding avec referee : *A search for signatures of turbulent wave heating and acceleration with SOHO/SUMER observations : Off-limb measurements of the widths of Iron lines*)
- Atelier PNST : Aspects cinétiques du vent solaire, 21-24 janvier 2003, Saint-Malo (présentation orale : *Mesures Spectroscopiques de températures ioniques dans la basse Couronne Solaire*)
- Colloque A. Bouyssy, 27-28 février 2003, Orsay (poster : *Chauffage de la couronne solaire et accélération du vent solaire rapide*)
- Ecole d'été du réseau TOSTISP : Basic Processes in turbulent Plasmas, 23-28 septembre 2003, Chalkidiki, Grèce (présentation orale : *A search for signatures of preferential heating of heavy ions in the low solar corona*)
- Soho 13, 29 septembre-3 octobre 2003, Palma de Mayorque, Espagne (poster + proceeding : *A search for signatures of preferential heating by ion cyclotron waves in the low corona*)
- Science en Fête, 18-19 octobre 2003, à l'Institut d'Astrophysique Spatiale, Orsay (séminaire : *Découverte d'un nouveau Soleil : notre étoile vue par SOHO*)
- Atelier "Traitement d'image" (TOSTISP+PNST), 28-31 octobre 2003, Institut d'Astrophysique Spatiale, Orsay
- Atelier PNST, 26-28 janvier 2004, Autrans (contribution orale : *A la recherche de signatures de chauffage cyclotronique ionique dans la basse couronne solaire*)

Acronymes :

PNST : Programme National Soleil-Terre (`http://www.ias.u-psud.fr/pnst/`)

TOSTISP : Theory, Observation and Simulation for Turbulence In Space Plasmas, réseau européen dont fait partie l'équipe de physique solaire de l'Institut d'Astrophysique Spatiale (`http://www.sp.ph.ic.ac.uk/rtn/index.html`).

Annexe C

Proceeding de la conférence Solar wind X (16-21 juin 2002) (Dolla et al., 2003)

A search for signatures of turbulent wave heating and acceleration with SOHO/SUMER observations : Off-limb measurements of the widths of Iron lines

L. Dolla*, P. Lemaire*, J. Solomon* and J.-C. Vial*

*Institut d'Astrophysique Spatiale, Unité Mixte CNRS-Université Paris XI, Bât. 121, 91405 Orsay, France

Abstract. The widths of coronal ions lines may contain important information about the energetics of the solar wind and corona. We present a method to measure these widths, taking into account the problems of instrumental stray light inherent to SoHO/SUMER. The Iron lines are interesting to set an upper limit on the "unresolved" velocity, that may be a signature of turbulent or wave motion in the corona.

INTRODUCTION

For many years, and more particularly since Ulysses observations of a fast solar wind at high heliolatitudes, it has appeared that the heating of the solar corona and the acceleration of the solar wind require additional (non-thermal) energy input. One energy input could result from wave-particle interactions (Alfvén waves, ion cyclotron resonance, turbulence, *e.g.* [1], [2]). A possible signature of such turbulent or Alfvénic motion could be the apparent non-thermal broadening of coronal ions lines as discussed in [3], [4], for instance.

The non-thermal broadening of spectral lines of coronal ions

The width of an optically thin line is a signature of the particle velocity distribution of the plasma which emitted the light (modified by the integration along the line of sight). Coronal (and transition region) spectral lines show a width larger than the thermal width corresponding to the ion formation temperature.To account for this excess broadening, we can add a non-thermal or "unresolved" velocity ξ, so that the observed Gaussian width is given by :

$$\sigma^2 = \frac{\lambda^2}{2c^2}(\frac{2kT}{M} + \xi^2) + \sigma_I^2.$$

(where σ_I is the instrumental width)

As the thermal contribution is inversely proportional to the ion mass, it is smaller for heavy ions, like iron. Therefore, the width of iron lines can be used to set an upper limit on this unresolved velocity.

THE DATA

The SoHO/SUMER instrument is described in [5]. We just recall here some characteristics of the data. The data that we get from the detector are made of images of 1024×300 pixels (wavelength versus spatial dimension). Each pixel dimension corresponds to ≈ 43 mÅ and ≈ 1 arcsec.

We use data acquired during the MEDOC Campaign #7 (May 2001), in the corona above a "Quiet Sun" region. The position of the slit is (860",-600") (in solar disc coordinates). The altitudes covered are from 13 to 180 arcsec above the solar limb. Two Iron lines are visible in the same spectral range : Fe X and Fe XI, at 1463.50 Å and 1467.06 Å, respectively.

A 1" wide slit is used for a better accuracy in measuring the width.

To reduce the noise, several profiles can be summed, thus increasing the total exposure time. For the same purpose, we must average the data over several pixels in the spatial dimension.

The accuracy of the width given by a gaussian fit can be estimated by simulating fits of noisy lines. In this simulation, we reproduce the main characteristics of the studied lines (average width, discrete sampling on the detector pixels, etc...) and we add a noise proportional to the square root of the number of counts at a given wavelength. With sufficient counts in the line, the width uncertainty is a fraction of a pixel.

Using the results of the simulation, we can perform temporal and/or spatial sums to obtain the counts necessary for a given accuracy.

DEALING WITH THE INSTRUMENTAL STRAY LIGHT

As the SUMER instrument has been designed to observe the solar disc, there is no occulter. Therefore, when observing off-limb corona, the SUMER slit is "dazzled" by the light coming from the solar disc. Thus, in the spectra acquired in off-limb observations, one must take into account the stray light, especially for a radial analysis of the linewidth [6].

Yet, SUMER remains the unique spectrometer able to provide information about the corona below 1.5 solar radii, complementing the SoHO/UVCS field of view.

Choice of a "stray light reference spectrum"

We first have to establish a stray light reference spectrum, *i.e.* the spectral distribution that contributes to the off-limb spectrum as stray light. We can use a reference spectrum directly acquired on the disc, in a Quiet Sun region, but this solution is not satisfactory. Indeed, such data were not available at the same date of our observations. Moreover, an on-disc spectrum is local, while the off-limb stray light is made of contributions from all the points of the solar disc, including structures such as active regions or sunspots, which are known to exhibit different kinds of spectra (see [7]).

For these reasons, we preferred to use data obtained the same day at a higher altitude z_0 ($\approx$ 350 arcsec above limb), which can be considered as due to stray light only. These data provide a reference spectrum $I(\lambda)_{\text{ref}}$.

Estimation of the stray light intensity

A method to estimate the stray light intensity, using cold lines, is described in [8]. It is based on the assumption that all counts observed in off-limb cold lines are due to stray light (very low emission of cold ions in the hot corona).

Here we extend this assumption to the continuum : we suppose that there is no emission of continuum at the altitude above limb where we are observing : then, all the continuum observed off-limb is due to stray light.

We calculate the intensity of the stray light spectrum $I(\lambda,z)_{\text{stray light}}$ at any altitude $z < z_0$, and for any wavelength λ, using the mean intensities of the continuum on the reference spectrum $I(continuum)_{\text{ref}}$, and on the off-limb data $I(continuum,z)$, to normalize the reference stray light spectrum $I(\lambda)_{\text{ref}}$ previously defined :

$$I(\lambda,z)_{\text{stray light}} = \frac{I(continuum,z)}{I(continuum)_{\text{ref}}} \cdot I(\lambda)_{\text{ref}}$$

During all these intensity measurements, we take into account the average noise from the detector itself.

We can, next, compare $I(\lambda,z)_{\text{stray light}}$ to the observed spectrum $I(\lambda,z)$ (Fig. 1) : it appears that the two Iron lines are blended by stray light from chromospheric lines.

For the sake of comparison, we tried to use an on-disc spectrum as an alternative stray light reference, instead of the high altitude spectrum (Fig. 2). Without a doubt, this latter better matched the intensities of the known cold lines appearing as stray light in the off limb spectra. An accurate determination of the stray light spectrum is very important for width measurements, which are more sensitive to the line profile than intensity measurements.

Two kinds of blending by stray light are possible :

1. by the same resonance line, if this one is very intense on the disc
2. by a cold ion line, which should not exist in the hot corona.

Presently, we are in the second case : both Iron lines are blended by C I lines (possibly with some contribution from Ni II). It is noticeable that the stray light intensity decreases less rapidly than the intensity of the emission lines (Fig. 1 : comparison at two different altitudes).

MEASURING THE WIDTH

To obtain the width of the effective coronal emission line, we fit the observed spectrum with two gaussians, one of them fitting the stray light contribution. Nevertheless, this method is very sensitive to the wavelength of the blending line. Thus we had to adjust the wavelength scales between the data and the reference spectrum for every radial position, to take into account some remnants of the geometric distorsion of the detector (this distorsion is not completely corrected by applying the SUMER data reduction software).

Performing such gaussian fits also produces some errors, as the blending lines do not look like pure gaussians, mainly because they are blended themselves. These errors become critical when the blending is strong, and will be taken into account in a future work. Here we present the results yielded by using gaussian fits.

"Radial" variation

Figures 3 and 4 show the radial evolution of the widths of Fe X and Fe XI lines, with a 12600 s total exposure time. We performed spatial averaging over several pixels in the slit height, in such a way as to provide a quite

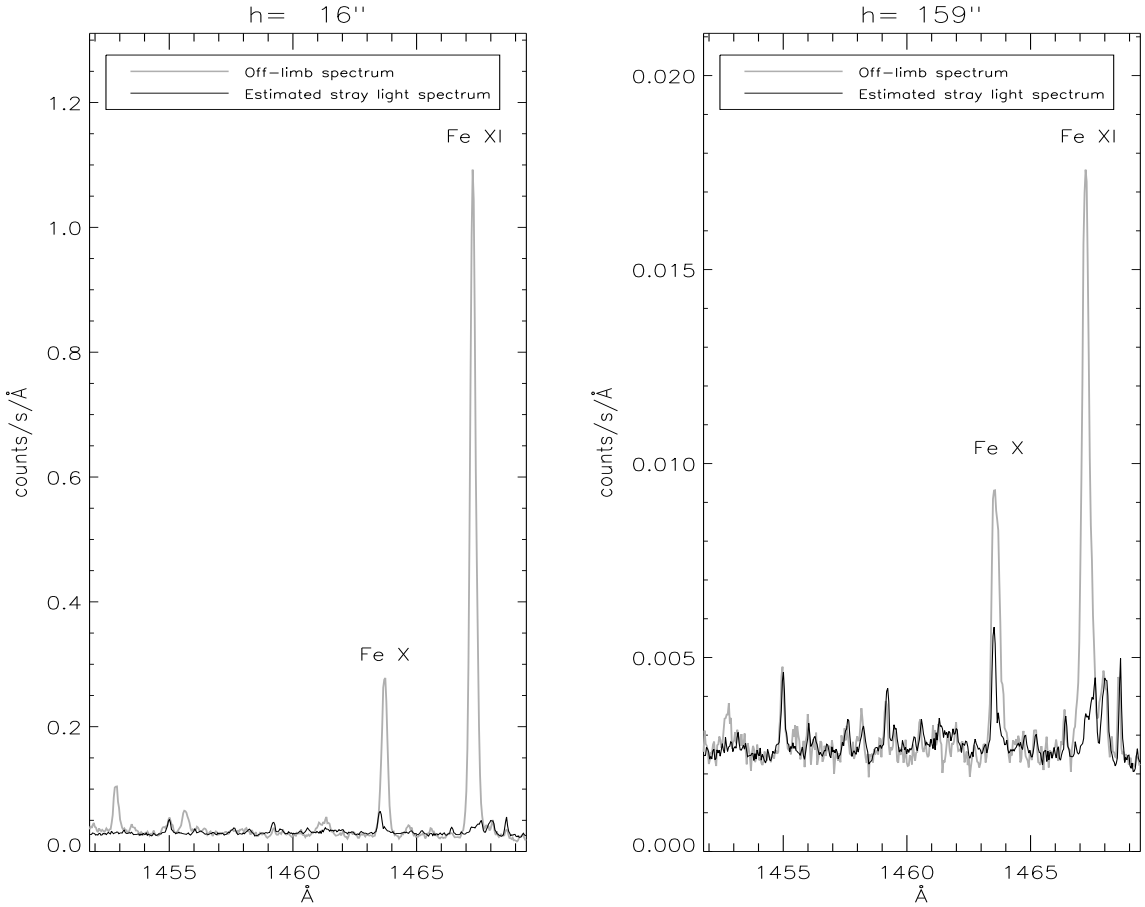


FIGURE 1. Examples of spectra at two altitudes (16 and 159 arcsec above the solar limb) : the observed spectrum (in grey) is the sum of stray light contribution (in black, using high altitude spectrum as a stray light reference spectrum) and effective off-limb emission.It is noticeable that the stray light intensity decreases less rapidly than the intensity of the emission lines

constant size of the errors bars for the non corrected linewidths (using at least 10 pixels).

We have plotted both linewidths before and after the correction from the stray light contribution (removing the instrumental width contribution). The error bars are given for the non-corrected results. It is obvious that the stray light correction is not important for the Fe XI line, especially for the lower altitudes. On the contrary, there is no doubt about the critical effect of the stray light on the width of the Fe X line.

Radial or latitudinal variation ?

One should notice that when moving along the SUMER slit, both the radial and latitudinal positions change (13 to 180 arcsec above limb, and -27° to -41° in latitude). Consequently, the field of view may intersect different structures (a check with EIT image shows that it is the case for the present observations). This may explain why the radial variation of the Fe XI linewidth (more reliable than the Fe X linewidth, which is more blended) presents some local maxima (Fig. 4).

CONCLUSION

Width measurements of relatively hot Iron lines in the low corona have been discussed in some details. Particularly, we have stressed the importance of the stray light spectrum which can increase dramatically the error on width measurements, if not taken into account. In this context, analysis of recent observations of various coronal ions lines is in progress.

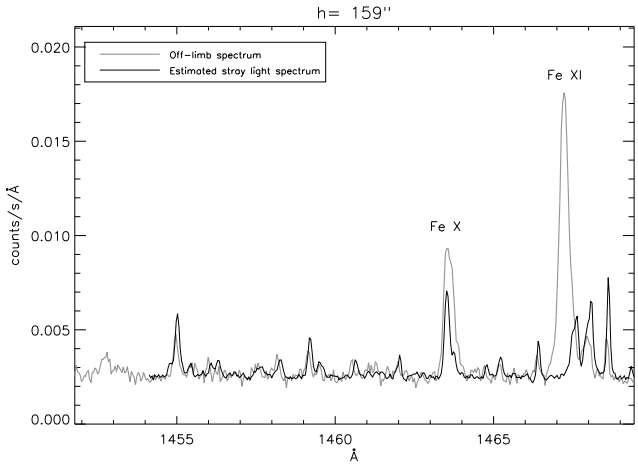


FIGURE 2. Same example as for Fig. 1, at 159 arcsec above the limb, but using an on-disc spectrum as a reference spectrum for stray light. The main problem of this choice lies in the fact that the cold CI lines on the right of the spectrum, predicted as stray light (in black, last three lines), display overestimated intensities as compared to the off-limb data (in grey). This casts doubt on the reliability of the intensity predicted for the CI line which blends the Fe X line.

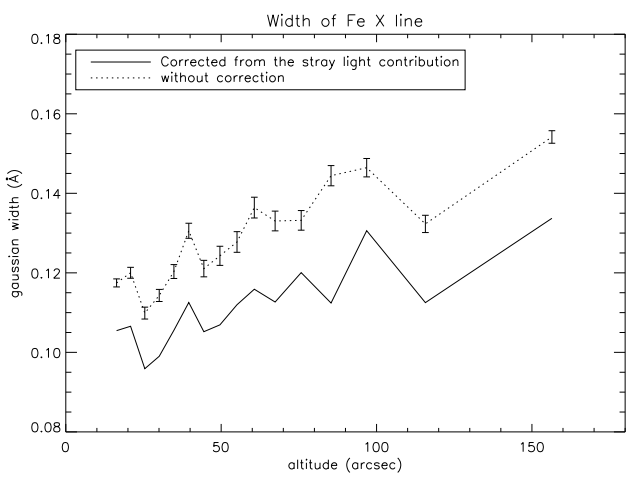


FIGURE 3. Radial variation of the gaussian width of Fe X : the large correction necessary to account for stray light makes this line dubious to use for width measurements.

ACKNOWLEDGEMENTS

SoHO is a mission of international cooperation between ESA and NASA. The SUMER project is financially supported by DLR, CNES, NASA and ESA PRODEX Programme (Swiss contribution). The observations were performed during the MEDOC Campaign #7 (May 2001).

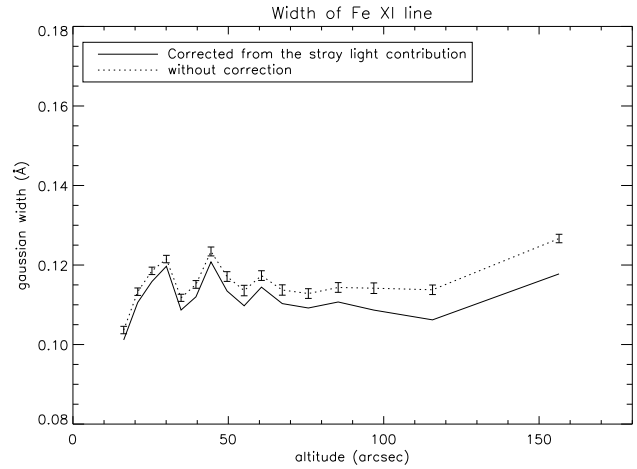


FIGURE 4. Radial variation of the gaussian width of Fe XI (error bars are only drawn for the values before correction from the stray light).

REFERENCES

1. Cranmer, S. R., Field, G. B., and Kohl, J. L., *Ap. J*, **518**, 937–947 (1999).
2. Marsch, E., and Tu, C.-Y., *J. Geophys. Res.*, **106**, 227–238 (2001).
3. Seely, J. F., Feldman, U., Schuehle, U., Wilhelm, K., Curdt, W., and Lemaire, P., *Ap. J. Let.*, **484**, L87–+ (1997).
4. Tu, C.-Y., Marsch, E., Wilhelm, K., and Curdt, W., *Ap. J*, **503**, 475+ (1998).
5. Wilhelm et al., K., *Solar Phys.*, **162**, 189–231 (1995).
6. Doschek, G. A., Feldman, U., Laming, J. M., Schühle, U., and Wilhelm, K., *Ap. J*, **546**, 559–568 (2001).
7. Curdt, W., Brekke, P., Feldman, U., Wilhelm, K., Dwivedi, B. N., Schühle, U., and Lemaire, P., *Astron. Astrophys.*, **375**, 591–613 (2001).
8. Feldman, U., Doschek, G. A., Schühle, U., and Wilhelm, K., *Ap. J*, **518**, 500–507 (1999).

Annexe D

Proceeding de la conférence Soho 13 (29 septembre-3 octobre 2003) (Dolla et al., 2004)

A SEARCH FOR SIGNATURES OF PREFERENTIAL HEATING BY ION CYCLOTRON WAVES IN THE LOW CORONA

L. Dolla, J. Solomon, and P. Lemaire

Institut d'Astrophysique Spatiale, Unité Mixte CNRS-Université Paris XI, Bât. 121, F-91405 ORSAY Cedex, FRANCE.
E-mail: laurent.dolla@ias.u-psud.fr

ABSTRACT

Pointing above the solar Poles (above the limb), in May 2002 (MEDOC Campaign #9), with the SUMER spectrometer (on board SOHO), we measure the width of several minor ion lines. Assuming the same so-called "unresolved velocity" ξ for each ion, we derive the temperature of the ion species. We then investigate the possible presence of preferential heating of ions presenting a low charge-to-mass ratio, characteristic of ion cyclotron interaction. For a given altitude, the trend of the temperature as a function of the charge-to-mass ratio is difficult to interpret, due to the unknown value of ξ. We get rid of that constraint by analysing the difference of line width with the altitude. Interpreted in terms of difference in temperature only, it is independent of the absolute value of the temperature, or of the unresolved velocity. Nevertheless, one could interpret, to a certain extent, the difference in line width as an increase of the unresolved velocity with altitude. We conclude that our results support the possibility of a preferential ion cyclotron heating.

1. INTRODUCTION

Ion cyclotron resonance has been frequently invoqued to provide additional heating and acceleration for the fast solar wind, as in Tu and Marsch (1997), Li and Habbal (1999), and Cranmer *et al.* (1999). We thus intend to investigate the presence of ion cyclotron waves in the low Corona, by detecting the possible preferential heating induced on the minor ions.

In the magnetized plasma of the solar Corona, each ion species is characterized by an ion cyclotron frequency:

$$f_c = \frac{1}{2\pi}\frac{qB}{m} \propto \frac{Z}{A}B \qquad (1)$$

where B is the magnetic field strength, q and m are the charge and mass of the ion. We can also use the dimensionless quantity Z/A, where Z is the number of elementary charges, and A is the atomic number of the ion. Concisely, each ion species can experience resonance with a wave having a frequency matching the ion cyclotron frequency (the correct resonance relation also takes into account the Doppler shift due to the plasma motion in the wave frame). In fact, an ion species may interact with a wave even if its frequency is about one tenth of the ion cyclotron frequency. For more details, see Hollweg and Isenberg (2002) for example. As the magnetic field strength decreases with distance to the Sun, a wave of given frequency will eventually interact with an ion species as soon as its frequency matches the local ion cyclotron frequency, leading to an absorption of the wave energy by the ions. In this process, ion species having the lowest charge-to-mass ratio will begin to interact with the wave before the other species, producing a preferential heating.

Such a preferential heating may be detected, if the cooling by collisions with the protons is weaker than the heating by cyclotron absorption. Protons indeed constitute the largest majority of the coronal ions, and have the largest charge-to-mass ratio. Consequently, they are less concerned by the cyclotron preferential heating, and may behave as a thermostat that prevent from detecting large differences of temperature among the different ion species. Nevertheless, in a coronal hole, and even at the lowest altitude of our study (40 000 km above the limb), the characteristic collision time of a minor ion species with the protons is of several seconds, while the cyclotron time for such ion species is some milliseconds (for $B = 1$ Gauss ; if we suppose $B = 10$ Gauss, the cyclotron time is 10 times lower). This gives time for the cyclotron resonance to heat the coronal minor ions. We must emphasize that the characteristic collision time of the ions with the electrons is several tens of seconds, making the ionization equilibrium probably irrelevant.

The aim of this study is to detect preferential heating signatures in the solar Corona, in order to investigate the presence of cyclotron absorption. Such attempt was made by Tu *et al.* (1998), but the result was rather inconclusive. To improve the relevance of the observations, we prefer to use data acquired the same day, and to compare the radial variation of the same line (same wavelength, not only the same ion species), to avoid additional biases. Moreover, we also take into account the effect of the instrumental stray light.

Proc. of SOHO 13 'Waves, Oscillations and Small-Scale Transient Events in the Solar Atmosphere: A Joint View from SOHO and TRACE', Palma de Mallorca, Balearic Islands (Spain), 29 September – 3 October 2003 (ESA SP-547, January 2004)

2. THE DATA SETS

We analyse two sets of observation made with the SOHO/SUMER EUV spectrometer, during MEDOC Campaign #9 (May 2002). This instrument is described in Wilhelm *et al.* (1995). The first observation was made on 2002/05/28, above the South Solar Pole (data set 1), the second one was made on 2002/05/30, pointing at the North Pole (data set 2). For each set of observation, we used the 1×300 arcsec^2 slit, pointing in such a way that the altitudes covered by the slit range from 43 to 343 arcsec above the solar limb (viewed from SOHO, 1 arcsec $\approx$ 700 km on the Sun). The slit width of 1 arcsec provide a better accuracy when measuring the line width, without restricting too much the intensity received by the detector.

Analysing the images provided by SOHO/EIT and SOHO/LASCO for the two weeks preceding and following these observations (i.e. covering about one solar rotation), we conclude that there was no coronal hole at the South Pole. On the contrary, a coronal hole was present at the North Pole, although not well-developped. Even if most of the coronal hole "base" on the disc was not located on the side directly seen by the satellite, we nevertheless consider, as we point at least 40 arcsec above the limb, that the SUMER slit observes the plasma originating from the coronal hole (because of the so-called superadial "expansion").

Each data set is composed of several spectral ranges, each one acquired after at least one hour of time exposure. To improve the statistics, we sum over 30 pixels in the slit height. The data are corrected using the standard SUMER procedures of flatfield and destreching. We also correct the line profiles from the stray light contribution, as described in section 5.

3. MEASURING THE TEMPERATURE OF AN ION SPECIES USING THE LINE WIDTH

In coronal conditions, the main contributions to the gaussian width σ of an optically thin line are the effect of the thermal Doppler shift, of the so-called "nonthermal" velocity, and of the instrumental width (Dere and Mason, 1993):

$$\sigma^2 = \frac{\lambda^2}{2c^2}(\frac{2kT}{m} + \xi^2) + \sigma_I^2 \qquad (2)$$

where λ is the wavelength, c the light velocity, k the Boltzman constant, T the ion temperature, m its mass, and ξ the "nonthermal" or "unresolved" velocity. σ_I is the SUMER instrumental width ($\approx$ 99 mÅ for detector A, almost independent of the wavelength).

For one measured quantity, we have two unknowns (T and ξ). Two methods are possible:

- one can suppose the temperature to be the temperature of the maximum of ionization. Then the line width presents an excess broadening, that is accounted for by introducing the nonthermal velocity ξ (this is the way this quantity was originally introduced). But given the collision time with the protons discussed in section 1, it is not possible for each ion species observed at the same altitude in the corona to keep its own temperature of maximum ionization (ranging from 3×10^5 K for O VI to 1.3×10^6 K for Fe XII).
- we prefer assuming the same ξ for every ion, and deduce the temperature of each ion.

Some theories claim that the unresolved velocity is an important actor in coronal heating and fast wind acceleration. Its nature is still uncertain (Alfvén waves amplitude, turbulence: Tu and Marsch (1997), Hu *et al.* (1999)). The width of the heaviest ions can yield an upper limit for the unresolved velocity ξ, assuming $kT/m \ll \xi^2$ for these ions.

In Fig. 1 and 2, we derive the temperature of different coronal ions, as a function of the Z/A ratio, at about the same altitude above the limb: 60 arcsec. Fig. 1 corresponds to data set 1 (i.e. the Coronal hole), while Fig. 2 corresponds to data set 2 (above the "Quiet sun" region). From the width of the Iron lines, we can estimate $\xi_{max} \sim 35$ km $\cdot$ s^{-1}. In each figure, we compare the effect of varying ξ from 0 to 25 km $\cdot$ s^{-1}: it dramatically affects the temperature of the heaviest ions, which precisely correspond to the lowest charge-to-mass ratios in our data, assumed to experience the cyclotron preferential heating.

Moreover, temperature results from a balance between preferential heating ($\propto q/m$) and cooling by collisions with the protons (which is a function of q^2/m): this makes uneasy the interpretation of temperature in terms of heating. At last, we observe the same trend above the coronal hole and the "quiet sun" region. For all these reasons, this method is not satisfactory for detecting signatures of ion cyclotron preferential heating, though some ions still present an excess of temperature for a large value of ξ.

4. VARIATION OF LINE WIDTH WITH THE ALTITUDE

The variation of line width with the altitude seems to be more directly related to the heating, than the simple interpretation of the width in terms of temperature, at a given altitude. We then concentrate on the variation of width between 60 and 100 arcsec.

At first, we note that the temperature of a given ion, for the same value of ξ, is quite similar above a coronal hole or a "quiet sun" region, at 60 arcsec above the limb (Fig. 1 and 2). Yet, if we consider what happens at higher altitudes, we note a different behaviour: Fig. 3 show the variation of the derived temperature for the most intense lines of the data sets, with $\xi = 0$. This is just a more convenient way to display the variation of width with the altitude, as the mass dependence (Eq. 2) enables to distinguish between the different curves. We note that in the coronal

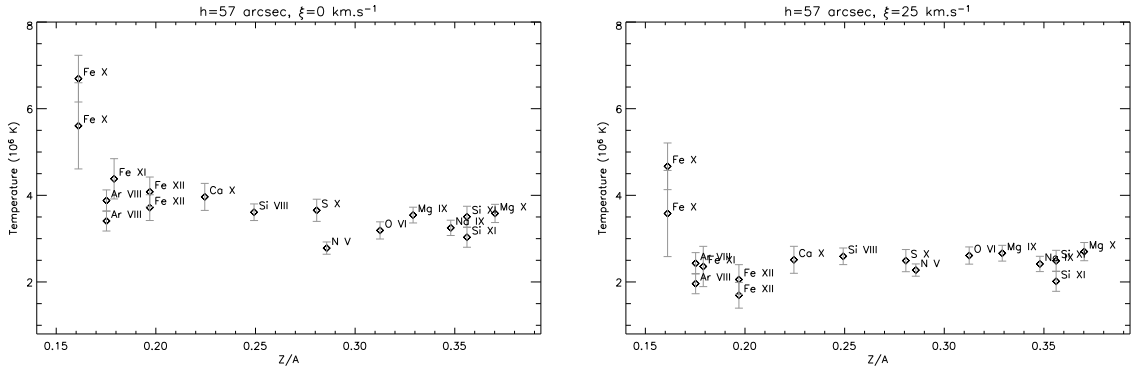


Figure 1. Temperature (derived from the line width) as a function of the ion charge-to-mass ratio, at an altitude above the limb of about 60 arcsec, in a coronal hole. Varying the unresolved velocity ξ from 0 to 25 km $\cdot$ s^{-1} dramatically affects the derived temperature for the heaviest ions. They precisely correspond to the lowest charge-to-mass ratios in our data set, and are crucial for the detection of cyclotron preferential heating.

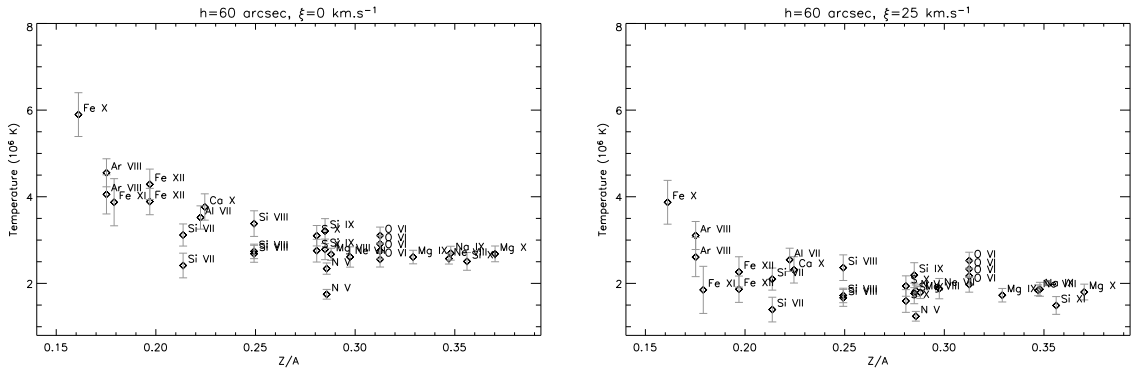


Figure 2. Temperature as a function of the ion charge-to-mass ratio, at about 60 arcsec above a "Quiet sun" region, for two different values of ξ. These temperatures are similar to those in the coronal hole, at the same altitude (Fig. 1).

hole (on the left-hand side), the widths of the lines corresponding to the lowest charge-to-mass ratios are increasing with the altitude (the ions are listed with increasing charge-to-mass ratio). Above the Quiet Sun (on the right-hand side), there is no general trend as a function of the charge-to-mass ratio: it turns out that some lines have a width decreasing with the altitude, while some other ones have widths increasing or staying almost constant.

We now focus on the case of the coronal hole. When interpreting a radial variation in the line width, one has to distinguish between the effect of the variation in temperature, and the effect of the variation in nonthermal velocity:

$$\Delta\sigma = \frac{\lambda^2}{2\sigma c^2}\left(\frac{k}{m}\Delta T + \xi\Delta\xi\right) \qquad (3)$$

On one hand, if we assume that there is no variation of ξ, the variation in temperature is independent of the absolute values of temperature or unresolved velocity ; in case of ion cyclotron preferential heating, we expect an increase in temperature that is larger for the lowest charge-to-mass ratios: this is the trend that we observe in Fig. 4. Data are fitted with a power law function, minimizing the chi-square. On the other hand, if we assume that the increase of the width is only due to an increase of ξ, the amount of this increase will depend on the absolute value of the nonthermal velocity, but not on the ion temperature. Fig. 5 show the difference in nonthermal velocity, equivalent to the difference in line width between 60 and 100 arcsec, for $\xi = 25\,\mathrm{km}\cdot\mathrm{s}^{-1}$ for each species at 60 arcsec (the temperature staying constant). These results can be interpreted as an increase of $3.5 \pm 2.5\,\mathrm{km}\cdot\mathrm{s}^{-1}$ for the nonthermal velocity (the same for every ion). Given Eq. 3, $\Delta\xi$ is inversely proportional to ξ: for instance, $\Delta\xi = 5.8 \pm 4\,\mathrm{km}\cdot\mathrm{s}^{-1}$ for an initial value of $\xi = 15\,\mathrm{km}\cdot\mathrm{s}^{-1}$. Such a radial increase of the unresolved velocity may be interpreted as the increase of the mean Alfvén wave amplitude (e.g. due to density rarefaction in the adiabatic case).

The line width variation may of course be due to both effects. It is thus difficult to discriminate between the two effects that contribute to the line widening with radial distance. However, note that, if we suppose that the unresolved velocity is decreasing with the altitude (e.g. due to wave absorption), the equivalent variation in temperature will be larger than in Fig. 4.

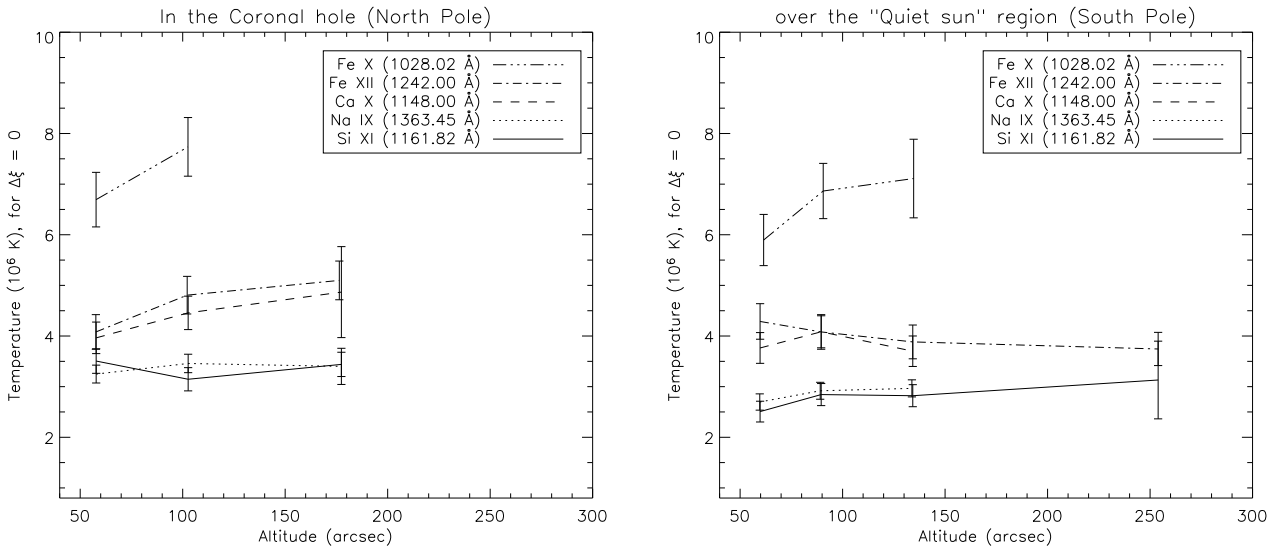


Figure 3. Variation of temperature as a function of the altitude above the solar limb, for some particular lines of data set 1 (coronal hole, left-hand side) and 2 (Quiet sun, right-hand side). The ions are listed with increasing charge-to-mass-ratio. We draw the temperature, for $\xi = 0$, so as to prevent the different curves from merging: these curves may simply be interpreted as the variation of line width with the altitude. In the coronal hole, the line widths seem to increase with the altitude, for the low charge-to-mass ions, while above the Quiet Sun, there is no clear trend as a function of the charge-to-mass ratio.

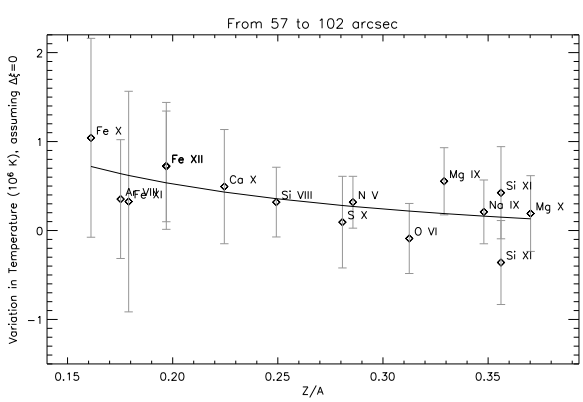


Figure 4. Difference in temperature derived from the difference in line width between 60 and 100 arcsec, in the coronal hole, assuming that the unresolved velocity stays constant. The curve is yielded by a least-square, weighted fit, using a power law function ; it emphasizes the trend of stronger heating for the ions with the lowest charge-to-mass ratios: this may be a signature of ion cyclotron preferential heating.

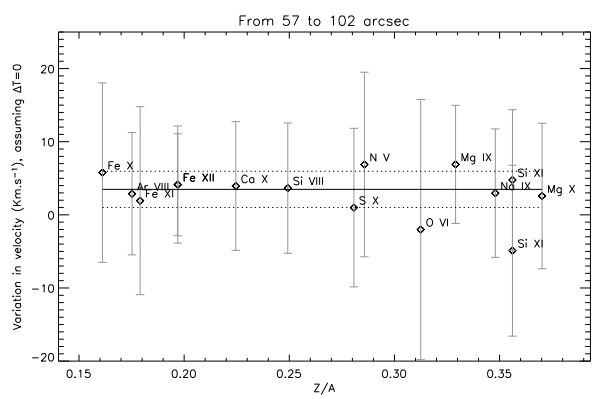


Figure 5. Difference in nonthermal velocity ξ derived from the difference in line width between 60 and 100 arcsec, in the coronal hole, assuming that the ion temperature stays constant. This may be interpreted as an increase of about 4 km $\cdot$ s^{-1} for the nonthermal velocity of each ion species (the solid line represents the mean value over all species, the dotted lines delimit the one-sigma confidence interval) ; it could be the signature of an increase of the mean Alfvén wave amplitude.

5. CORRECTION FROM THE INSTRUMENTAL STRAY LIGHT

When observing above the limb, SUMER is dazzled by the solar disc. The observed spectrum is thus the sum of the real coronal spectrum, and of an instrumental stray light spectrum (where photospheric and chromospheric lines are dominant). This creates a blending of some coronal lines with:

- one or more "cold" ion lines of neighbouring wavelength (e.g. C I for Fe X and Fe XI, see Fig. 6).
- the line of the same ion, that primarily emits in the chromosphere: the on-disc line (seen as stray light) has a smaller width than the coronal one, due to the smaller temperature in the chromosphere (e.g. N V, see Fig. 7).

To correct the spectrum that we observe above the limb (hereafter named "off-limb" spectrum), and retrieve the coronal line profile, we use a method described in Dolla *et al.* (2002):

1. We use a stray light reference spectrum acquired at the highest altitude where SUMER can point at. Almost all the intensity observed is due to stray light.
2. The stray light intensity contribution is predicted using the intensity of a cold line appearing on the off-limb spectrum, making the assumption that it is a pure stray light contribution (e.g. O V in Fig. 7). If no cold line is available, we use the intensity of the continuum (as for the spectrum in Fig. 6). We then multiply the reference spectrum by the adequate factor, so as to match the stray light intensity computed in the off-limb spectrum.
3. So that the wavelengths on the reference spectrum match those on the off-limb spectrum, we use one or several cold lines as a reference (one line is not enough if we want to take into account the variation in spectral dispersion of the instrument, that depends on its temperature). Note that, in the case of Fig. 6, the cold lines of Ni II and C I are too faint for a correct computation of the stray light intensity, but proved to be adequate for the wavelength fit.
4. We then substract the predicted stray light spectrum from the off-limb spectrum.

The effect of this correction is significant for several lines, as shown by the comparison made in Fig. 8. It is noteworthy that the stray light contribution to the off-limb spectrum increases with altitude. As seen in Fig. 6, the stray light contribution of C I to the Fe X line at 1463.5 Å is extremely important. That is why at an altitude of 100 arcsec above the limb, we decided not to use this line, and only used the Fe X line at 1028.02 Å, which is also blended with a stray light line (O I, 1027.41 Å), but in a less dramatic way.

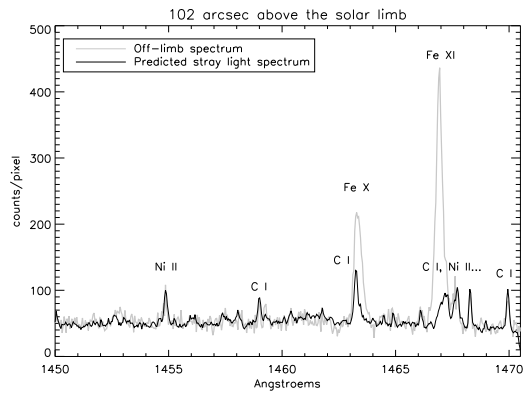


Figure 6. Example of blending of some coronal lines (Fe X and Fe XI) with "cold" lines (C I and Ni II) that should not emit in the corona, but are seen as instrumental stray light. The off-limb spectrum (grey line curve) is the sum of the real coronal emission and of the stray light spectrum, that we try to predict (black line curve) in order to correct the line profiles.

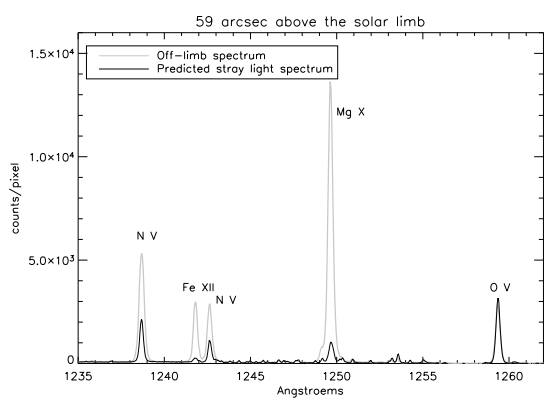


Figure 7. Another example of blending by instrumental stray light: both the lines of N V observed above the limb are the sum of the coronal line and of the on-disc (chromospheric) line (from the same ion, seen as instrumental stray light), that has a lower line width. We thus have to correct from this effect so as not to underestimate the line width.

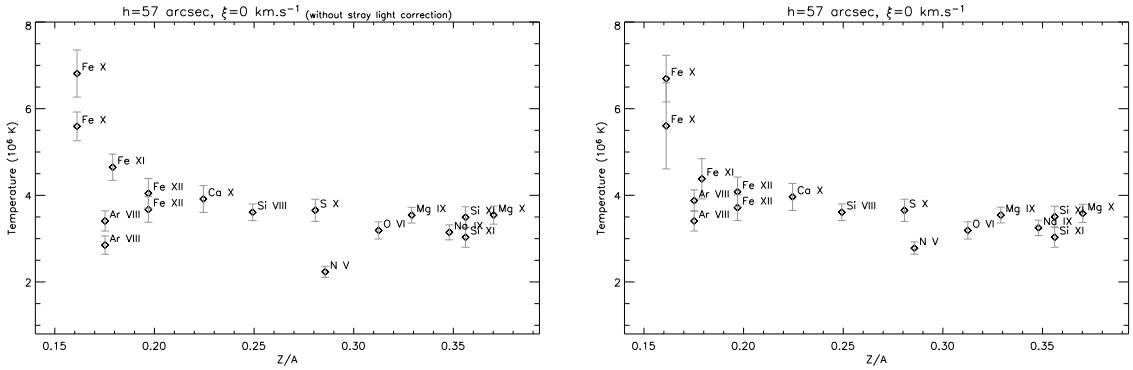


Figure 8. Effect, on the derived temperatures, of the correction of the line profiles from the instrumental stray light contribution (left panel: uncorrected ; right panel: corrected).

CONCLUSION

The observed differences of line widths between two altitudes support the possibility of ion cyclotron preferential heating. Yet, one cannot dismiss an increase of the nonthermal velocity with the altitude. This increase is inversely proportional to the initial value of the nonthermal velocity. To distinguish between the two effects, and correctly interpret the radial variation of the line widths, one would need to know more about the nature of the unresolved velocity. It is noteworthy that, to really provide a large heating for the Corona (i.e. for the protons), one need a large amount of energy that is not yet demonstrated to be available at cyclotron frequencies.

ACKNOWLEDGEMENTS

SoHO is a mission of international cooperation between ESA and NASA. The SUMER project is financially supported by DLR, CNES, NASA and ESA PRODEX Programme (Swiss contribution). The observations were performed during the MEDOC Campaign #9 (May 2002).

REFERENCES

Cranmer, S. R., Field, G. B., and Kohl, J. L. (1999). Spectroscopic Constraints on Models of Ion Cyclotron Resonance Heating in the Polar Solar Corona and High-Speed Solar Wind. *Ap. J*, **518**, 937–947.

Dere, K. P. and Mason, H. E. (1993). Nonthermal velocities in the solar transition zone observed with the high-resolution telescope and spectrograph. *Solar Phys.*, **144**, 217–241.

Dolla, L., Lemaire, P., Solomon, J., and Vial, J.-C. (2002). A search for signatures of turbulent wave heating and acceleration with SOHO/SUMER observations: Off-limb measurements of the widths of Iron lines. In *AIP Conf. Proc. 679: Solar Wind Ten.*

Hollweg, J. V. and Isenberg, P. A. (2002). Generation of the fast solar wind: A review with emphasis on the resonant cyclotron interaction. *J. Geophys. Res.*, **107**, 12–1.

Hu, Y. Q., Habbal, S. R., and Li, X. (1999). On the cascade processes of Alfvén waves in the fast solar wind. *J. Geophys. Res.*, **104**, 24819+.

Li, X. and Habbal, S. R. (1999). Ion cyclotron waves, instabilities and solar wind heating. *Solar Phys.*, **190**, 485–497.

Tu, C. . and Marsch, E. (1997). Two-fluid model for heating of the solar corona and acceleration of the solar wind by high-frequency Alfvén waves. *Solar Phys.*, **171**, 363–391.

Tu, C.-Y., Marsch, E., Wilhelm, K., and Curdt, W. (1998). Ion Temperatures in a Solar Polar Coronal Hole Observed by SUMER on SOHO. *Ap. J*, **503**, 475+.

Wilhelm, K., Curdt, W., Marsch, E., Schuhle, U., Lemaire, P., Gabriel, A., Vial, J.-C., Grewing, M., Huber, M. C. E., Jordan, S. D., Poland, A. I., Thomas, R. J., Kuhne, M., Timothy, J. G., Hassler, D. M., and Siegmund, O. H. W. (1995). SUMER - Solar Ultraviolet Measurements of Emitted Radiation. *Solar Phys.*, **162**, 189–231.

Bibliographie

Aiouaz, T., Peter, H., and Keppens, R. *Forward modeling of coronal funnels. A&A*, 442 : L35–L38, **2005**.

Antonucci, E., Abbo, L., and Dodero, M. A. *Slow wind and magnetic topology in the solar minimum corona in 1996-1997. A&A*, 435 :699–711, **2005**.

Arnaud, J. *Observed polarization of the Fe XIV 5303 coronal emission line. A&A*, 112 :350–354, **1982**.

Arnaud, J. *The analysis of Fe XIV 5303 coronal emission-line polarization measurements. A&A*, 116 :248–254, **1982**.

Arnaud, M. and Raymond, J. *Iron ionization and recombination rates and ionization equilibrium. ApJ*, 398 :394–406, **1992**.

Arnaud, M. and Rothenflug, R. *An updated evaluation of recombination and ionization rates. A&AS*, 60 :425–457, **1985**.

Aschwanden, M. J., Fletcher, L., Schrijver, C. J., and Alexander, D. *Coronal Loop Oscillations Observed with the Transition Region and Coronal Explorer. ApJ*, 520 :880–894, **1999**.

Banaszkiewicz, M., Axford, W. I., and McKenzie, J. F. *An analytic solar magnetic field model. A&A*, 337 :940–944, **1998**.

Banerjee, D., Teriaca, L., Doyle, J. G., and Lemaire, P. *Polar Plumes and Inter-plume regions as observed by SUMER on SOHO. Sol. Phys.*, 194 :43–58, **2000**.

Banerjee, D., Teriaca, L., Doyle, J. G., and Wilhelm, K. *Broadening of Si VIII lines observed in the solar polar coronal holes. A&A*, 339 :208–214, **1998**.

Bavassano, B., Dobrowolny, M., Mariani, F., and Ness, N. F. *Radial evolution of power spectra of interplanetary alfvenic turbulence. J. Geophys. Res.*, 87 :3617–3622, **1982**.

Bely-Dubau, F. *Spectroscopic methods for coronal diagnostics. Advances in Space Research*, 14 : 153–+, **1994**.

Bocchialini, K., Costa, A., Domenech, G., Rovira, M., Vial, J. C., and Wingfield, K. *Dynamics of a Quiescent Solar Prominence Observed with the SUMER/SOHO Instrument. Sol. Phys.*, 199 :133–143, **2001**.

Boland, B. C., Dyer, E. P., Firth, J. G., Gabriel, A. H., Jones, B. B., Jordan, C., McWhirter, R. W. P., Monk, P., and Turner, R. F. *Further measurements of emission line profiles in the solar ultraviolet spectrum. MNRAS*, 171 :697–724, **1975**.

Boland, B. C., Engstrom, S. F. T., Jones, B. B., and Wilson, R. *The Heating of the Solar Corona. I. Observation of Ion Energies in the Transition Zone. A&A*, 22 :161–+, **1973**.

Bonnet, R. *Les premières expériences françaises de physique solaire dans l'espace.* In Schürmann, B., editor, *ESA SP-472 : L'Essor des Recherches Spatiales en France : Première rencontre de l'I. F. H. E.*, pages 59–+, **2001**.

Boyd, T. J. M. and Sanderson, J. J. *The Physics of Plasmas.* ISBN 0521459125. Cambridge, UK : Cambridge University Press, February 2003.

Brandt, P. N. *Some images of the solar granulation (page personnelle sur le site du Kiepenheuer-Institut für Sonnenphysik).* 1998, < `http://www.kis.uni-freiburg.de/~pnb/grantext1.html`. > (page consultée le 04/07/05.).

Buchlin, E., Aletti, V., Galtier, S., Velli, M., Einaudi, G., and Vial, J.-C. *A simplified numerical model of coronal energy dissipation based on reduced MHD. A&A*, 406 :1061–1070, **2003**.

Cagnac, B. and Pebay-Peyroula, J.-C. *Physique atomique (2 tomes).* Dunod Université, 1975.

Cairns, I. H. *Radio Signals from the Outer Heliosphere.* In *COSPAR, Plenary Meeting*, pages 2429–+, **2005**.

Cargill, P. J. *Overview of SOHO-15 and Thoughts about Future Directions.* In *ESA SP-575 : SOHO 15 Coronal Heating*, pages 324–+, **2004**.

Chae, J., Schühle, U., and Lemaire, P. *SUMER Measurements of Nonthermal Motions : Constraints on Coronal Heating Mechanisms. ApJ*, 505 :957–973, **1998**.

Chen, Y., Esser, R., and Hu, Y. *Formation of Minor-Ion Charge States in the Fast Solar Wind : Roles of Differential Flow Speeds of Ions of the Same Element. ApJ*, 582 :467–474, **2003**.

Contesse, L., Koutchmy, S., and Viladrich, C. *Analysis of non-thermal velocities in the solar corona. Annales Geophysicae*, 22 :3055–3062, **2004**.

Cranmer, S. R. *Coronal Holes and the High-Speed Solar Wind. Space Science Reviews, v. 101, Issue 3, p. 229-294 (2002).*, 101 :229–294, **2002**.

Cranmer, S. R. *Observational Aspects of Wave Acceleration in Open Magnetic Regions.* In *ESA SP-547 : SOHO 13 Waves, Oscillations and Small-Scale Transients Events in the Solar Atmosphere : Joint View from SOHO and TRACE*, pages 353–+, **2004**.

Cranmer, S. R., Field, G. B., and Kohl, J. L. *Spectroscopic Constraints on Models of Ion Cyclotron Resonance Heating in the Polar Solar Corona and High-Speed Solar Wind. ApJ*, 518 :937–947, **1999**.

Cranmer, S. R., Kohl, J. L., Noci, G., Antonucci, E., Tondello, G., Huber, M. C. E., Strachan, L., Panasyuk, A. V., Gardner, L. D., Romoli, M., Fineschi, S., Dobrzycka, D., Raymond, J. C., Nicolosi, P., Siegmund, O. H. W., Spadaro, D., Benna, C., Ciaravella, A., Giordano, S., Habbal, S. R., Karovska, M., Li, X., Martin, R., Michels, J. G., Modigliani, A., Naletto, G., O'Neal, R. H., Pernechele, C., Poletto, G., Smith, P. L., and Suleiman, R. M. *An empirical model of a polar coronal hole at solar minimum. ApJ*, 511 :481–501, **1999**.

Cranmer, S. R. and van Ballegooijen, A. A. *On the Generation, Propagation, and Reflection of Alfvén Waves from the Solar Photosphere to the Distant Heliosphere. ApJS*, 156 :265–293, **2005**.

Curdt, W., Brekke, P., Feldman, U., Wilhelm, K., Dwivedi, B. N., Schühle, U., and Lemaire, P. *The SUMER spectral atlas of solar-disk features. A&A*, 375 :591–613, **2001**.

Curdt, W., Feldman, U., Laming, J. M., Wilhelm, K., Schuehle, U., and Lemaire, P. *The solar disk spectrum between 660 and 1175 Angstroems (first order) obtained by SUMER on SOHO. A&AS*, 126 :281–296, **1997**.

Cuseri, I., Mullan, D., Noci, G., and Poletto, G. *Heating and Acceleration of the Solar Wind via Gravity Damping of Alfvén Waves. ApJ*, 514 :989–1012, **1999**.

David, C. *Observation spectroscopique des trous coronaux, à partir des instruments CDS et SUMER embarqués sur le satellite SOHO.* PhD thesis, Université Paris-Sud, 1998.

David, C., Gabriel, A. H., Bely-Dubau, F., Fludra, A., Lemaire, P., and Wilhelm, K. *Measurement of the electron temperature gradient in a solar coronal hole. A&A*, 336 :L90–L94, **1998**.

del Zanna, L. and Velli, M. *Coronal heating through Alfvén waves. Advances in Space Research*, 30 :471–480, **2002**.

Delaboudiniere, J.-P., Artzner, G. E., Brunaud, J., Gabriel, A. H., Hochedez, J. F., Millier, F., Song, X. Y., Au, B., Dere, K. P., Howard, R. A., Kreplin, R., Michels, D. J., Moses, J. D., Defise, J. M., Jamar, C., Rochus, P., Chauvineau, J. P., Marioge, J. P., Catura, R. C., Lemen, J. R., Shing, L., Stern, R. A., Gurman, J. B., Neupert, W. M., Maucherat, A., Clette, F., Cugnon, P., and van Dessel, E. L. *EIT : Extreme-Ultraviolet Imaging Telescope for the SOHO Mission. Sol. Phys.*, 162 :291–312, **1995**.

Delannée, C., Delaboudinière, J.-P., and Lamy, P. *Observation of the origin of CMEs in the low corona. A&A*, 355 :725–742, **2000**.

Dere, K. *A Brief Scientific History of the NRL HRTS Program.* 1996, < `http://wwwsolar.nrl.navy.mil/hrts.html`. > (page consultée le 2/12/04.).

Dere, K. P., Landi, E., Mason, H. E., Monsignori Fossi, B. C., and Young, P. R. *CHIANTI - an atomic database for emission lines. A&AS*, 125 :149–173, **1997**.

Dere, K. P. and Mason, H. E. *Nonthermal velocities in the solar transition zone observed with the high-resolution telescope and spectrograph. Sol. Phys.*, 144 :217–241, **1993**.

Dobrowolny, M. *Phys. Fluids*, 15 :2263, **1972**.

Dolla, L., Lemaire, P., Solomon, J., and Vial, J.-C. *A search for turbulent wave heating and acceleration signatures with SOHO/SUMER observations : Measurements of the widths of off-limb Iron lines.* In *AIP Conf. Proc. 679 : Solar Wind Ten*, pages 351–354, **2003**.

Dolla, L., Solomon, J., and Lemaire, P. *A Search for Signatures of Preferential Heating by Ion Cyclotron Waves in the Low Corona.* In *ESA SP-547 : SOHO 13 Waves, Oscillations and Small-Scale Transients Events in the Solar Atmosphere : Joint View from SOHO and TRACE*, pages 391–+, **2004**.

Domingo, V., Fleck, B., and Poland, A. I. *The SOHO Mission : an Overview. Sol. Phys.*, 162 : 1–37, **1995**.

Doschek, G. A. and Feldman, U. *The coronal temperature and nonthermal motions in a coronal hole compared with other solar regions. ApJ*, 212 :L143–L146, **1977**.

Doschek, G. A. and Feldman, U. *Extreme-Ultraviolet Spectral Line Widths in Quiet-Sun Coronal Plasmas at Distances of 1.03 $\leq R_\odot \leq$ 1.45 along the Solar Equatorial Plane. ApJ*, 529 :599–604, **2000**.

Doschek, G. A., Feldman, U., Laming, J. M., Schühle, U., and Wilhelm, K. *Properties of Solar Polar Coronal Hole Plasmas Observed above the Limb. ApJ*, 546 :559–568, **2001**.

Doschek, G. A., Warren, H. P., Laming, J. M., Mariska, J. T., Wilhelm, K., Lemaire, P., Schuehle, U., and Moran, T. G. *Electron Densities in the Solar Polar Coronal Holes from Density Sensitive Line Ratios of Si8 and Si10. ApJ*, 482 :L109+, **1997**.

Dowdy, J. F., Rabin, D., and Moore, R. L. *On the magnetic structure of the quiet transition region. Sol. Phys.*, 105 :35–45, **1986**.

Doyle, J. G., Banerjee, D., and Perez, M. E. *Coronal line-width variations. Sol. Phys.*, 181 : 91–101, **1998**.

Doyle, J. G., Teriaca, L., and Banerjee, D. *Coronal hole diagnostics out to 8 $R_\odot$. A&A*, 349 : 956–960, **1999**.

Doyle, J. G., Teriaca, L., and Banerjee, D. *Solar transition region line broadening : Limb to limb measurements. A&A*, 356 :335–338, **2000**.

Durand, E., Oberly, J. J., and Tousey, R. *Analysis of the First Rocket Ultraviolet Solar Spectra. ApJ*, 109 :1–+, **1949**.

Dwivedi, B. N. *Forbidden line ratios from SI VIII and S X coronal ions. Sol. Phys.*, 131 :49–52, **1991**.

Erdelyi, R., Doyle, J. G., Perez, M. E., and Wilhelm, K. *Center-to-limb line width measurements of solar chromospheric, transition region and coronal lines. A&A*, 337 :287–293, **1998**.

Esser, R., Fineschi, S., Dobrzycka, D., Habbal, S. R., Edgar, R. J., Raymond, J. C., Kohl, J. L., and Guhathakurta, M. *Plasma Properties in Coronal Holes Derived from Measurements of Minor Ion Spectral Lines and Polarized White Light Intensity. ApJ*, 510 :L63–L67, **1999**.

Feldman, U., Behring, W. E., Curdt, W., Schuehle, U., Wilhelm, K., Lemaire, P., and Moran, T. M. *A Coronal Spectrum in the 500–1610 Angstroems Wavelength Range Recorded at a Height of 21,000 Kilometers above the West Solar Limb by the SUMER Instrument on Solar and Heliospheric Observatory. ApJS*, 113 :195+, **1997**.

Feldman, U. and Doschek, G. A. *A search for a turbulent-free region in the solar transition zone. ApJ*, 216 :L119–L121, **1977**.

Feldman, U., Doschek, G. A., Mariska, J. T., Bhatia, A. K., and Mason, H. E. *Electron densities in the solar corona from density-sensitive line ratios in the N I isoelectronic sequence. ApJ*, 226 :674–678, **1978**.

Feldman, U., Doschek, G. A., Schühle, U., and Wilhelm, K. *Properties of Quiet-Sun Coronal Plasmas at Distances of 1.03 $\leq R_\odot \leq$ 1.50 along the Solar Equatorial Plane*. *ApJ*, 518 : 500–507, **1999**.

Fisher, R. and Guhathakurta, M. *Physical properties of polar coronal rays and holes as observed with the spartan 201-01 coronagraph*. *ApJ*, 447 :L139–+, **1995**.

Foley, C. R., Patsourakos, S., Culhane, J. L., and MacKay, D. *Solar cycle variation of the temperature structure within the cores of coronal streamers*. *A&A*, 381 :1049–1058, **2002**.

Frazin, R. A., Modigliani, A., Ciaravella, A., Dennis, E., Fineschi, S., Michels, L. D., Gardner, J., O'Neal, R., Raymond, J. C., Wu, C.-R., Noci, G., and Kohl, J. L. *UVCS/SOHO Observations of Coronal Streamers*. In *American Institute of Physics Conference Series*, pages 235–+, **1999**.

Frendelvel, J. *Les points de Lagrange, étude didactique (page personnelle)*. 1999, < `http://membres.lycos.fr/fransyl/lagrange/lagr01.htm`. > (page consultée le 1/10/04.).

Gabriel, A. H. *A magnetic model of the solar transition region*. *Royal Society of London Philosophical Transactions Series A*, 281 :339–352, **1976**.

Gabriel, A. H. *Some Problems in Understanding the Solar Corona (Introductory Review)*. In *IAU Colloq. 144 : Solar Coronal Structures*, pages 1–+, **1994**.

Gabriel, A. H., Bely-Dubau, F., and Lemaire, P. *The Contribution of Polar Plumes to the Fast Solar Wind*. *ApJ*, 589 :623–634, **2003**.

Gabriel, A. H. and Jordan, C. *Interpretation of solar helium-like ion line intensities*. *MNRAS*, 145 :241–+, **1969**.

Galtier, S., Nazarenko, S. V., Newell, A. C., and Pouquet, A. *Anisotropic Turbulence of Shear-Alfvén Waves*. *ApJ*, 564 :L49–L52, **2002**.

Giordano, S., Antonucci, E., Noci, G., Romoli, M., and Kohl, J. L. *Identification of the Coronal Sources of the Fast Solar Wind*. *ApJ*, 531 :L79–L82, **2000**.

Gopalswamy, N., Shimojo, M., Lu, W., Yashiro, S., Shibasaki, K., and Howard, R. A. *Prominence Eruptions and Coronal Mass Ejection : A Statistical Study Using Microwave Observations*. *ApJ*, 586 :562–578, **2003**.

Grevesse, N. and Sauval, A. J. *Standard Solar Composition*. *Space Science Reviews*, 85 :161–174, **1998**.

Grinter, K. *The skylab project*. 2003, < `http://www-pao.ksc.nasa.gov/kscpao/history/skylab/skylab.htm`. > (page consultée le 27/06/05.).

Habbal, S. R., Esser, R., and Arndt, M. B. *How reliable are coronal hole temperatures deduced from observations ?* *ApJ*, 413 :435–444, **1993**.

Habbal, S. R. and Woo, R. *Connecting the Sun and the Solar Wind : Comparison of the Latitudinal Profiles of Coronal and Ulysses Measurements of the Fast Wind*. *ApJ*, 549 :L253–L256, **2001**.

Habbal, S. R., Woo, R., and Arnaud, J. *On the Predominance of the Radial Component of the Magnetic Field in the Solar Corona. ApJ*, 558 :852–858, **2001**.

Hackenberg, P., Marsch, E., and Mann, G. *On the origin of the fast solar wind in polar coronal funnels. A&A*, 360 :1139–1147, **2000**.

Harrison, R. A., Hood, A. W., and Pike, C. D. *Off-limb EUV line profiles and the search for wave activity in the low corona. A&A*, 392 :319–327, **2002**.

Hart, A. B. *Motions in the Sun at the photospheric level. VI. Large-scale motions in the equatorial region. MNRAS*, 116 :38–+, **1956**.

Harvey, J. W. and Sheeley, N. R. *A comparison of He II 304 Å and He I 10,830 Å spectroheliograms. Sol. Phys.*, 54 :343–351, **1977**.

Hassler, D. M., Dammasch, I. E., Lemaire, P., Brekke, P., Curdt, W., Mason, H. E., Vial, J., and Wilhelm, K. *Solar Wind Outflow and the Chromospheric Magnetic Network. Science*, 283 :810–+, **1999**.

Hassler, D. M., Rottman, G. J., Shoub, E. C., and Holzer, T. E. *Line broadening of Mg X 609 and 625 Å coronal emission lines observed above the solar limb. ApJ*, 348 :L77–L80, **1990**.

Hathaway, D. H. *The sunspot cycle.* 2004, < `http://science.nasa.gov/ssl/pad/solar/sunspots.htm`. > (page consultée le 14/10/04.).

Hollweg, J. V. *Transition region, corona, and solar wind in coronal holes. J. Geophys. Res.*, 91 : 4111–4125, **1986**.

Hollweg, J. V. and Isenberg, P. A. *Generation of the fast solar wind : A review with emphasis on the resonant cyclotron interaction. Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, pages 12–1, **2002**.

Hollweg, J. V. and Johnson, W. *Transition region, corona, and solar wind in coronal holes - some two-fluid models. J. Geophys. Res.*, 93 :9547–9554, **1988**.

Horbury, T. S. *Waves and Turbulence in the Solar Wind – an Overview.* In *Plasma Turbulence and Energetic Particles in Astrophysics, Proceedings of the International Conference, Cracow (Poland), 5-10 September 1999, Eds. : Michał Ostrowski, Reinhard Schlickeiser, Obserwatorium Astronomiczne, Uniwersytet Jagielloński, Kraków 1999, p. 115-134.*, pages 115–134, **1999**.

Hu, Y. Q., Esser, R., and Habbal, S. R. *A fast solar wind model with anisotropic proton temperature. J. Geophys. Res.*, 102 :14661–14676, **1997**.

Hu, Y. Q., Esser, R., and Habbal, S. R. *A four-fluid turbulence-driven solar wind model for preferential acceleration and heating of heavy ions. J. Geophys. Res.*, 105 :5093–5112, **2000**.

Hu, Y. Q. and Habbal, S. R. *Resonant acceleration and heating of solar wind ions by dispersive ion cyclotron waves. J. Geophys. Res.*, 104 :17045–+, **1999**.

Hu, Y. Q., Habbal, S. R., and Li, X. *On the cascade processes of Alfvén waves in the fast solar wind. J. Geophys. Res.*, 104 :24819+, **1999**.

Hundhausen, A.J. *Coronal Expansion and Solar Wind*. Springer-Verlag, 1972.

Innes, D. E., Curdt, W., Schwenn, R., Solanki, S., Stenborg, G., and McKenzie, D. E. *Large Doppler Shifts in X-Ray Plasma : An Explosive Start to Coronal Mass Ejection*. *ApJ*, 549 : L249–L252, **2001**.

Isenberg, P. A. *The kinetic shell model of coronal heating and acceleration by ion cyclotron waves : 2. Inward and outward propagating waves*. *J. Geophys. Res.*, pages 29249–29260, **2001**.

Isenberg, P. A., Lee, M. A., and Hollweg, J. V. *The kinetic shell model of coronal heating and acceleration by ion cyclotron waves : 1. Outward propagating waves*. *J. Geophys. Res.*, pages 5649–5660, **2001**.

Judge, P. G., Hansteen, V., Wikstol, O., Wilhelm, K., Schuehle, U., and Moran, T. *Evidence in Support of the "Nanoflare" Picture of Coronal Heating from SUMER Data*. *ApJ*, 502 :981–+, **1998**.

Kennel, C. F. and Petscheck, H. E. *Limit on stably trapped particle fluxes*. *J. Geophys. Res.*, 71 :1–28, **1966**.

Kjeldseth Moe, O. and Nicolas, K. R. *Emission measures, electron densities, and nonthermal velocities from optically thin UV lines near a quiet solar limb*. *ApJ*, 211 :579–586, **1977**.

Kliem, B., Dammasch, I. E., Curdt, W., and Wilhelm, K. *Correlated Dynamics of Hot and Cool Plasmas in the Main Phase of a Solar Flare*. *ApJ*, 568 :L61–L65, **2002**.

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 Ballegooijen, 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 Luhe, O., Geiss, J., Timothy, J. G., Gloeckler, G., Allegra, A., Basile, G., Brusa, R., Wood, B., Siegmund, O. H. W., Fowler, W., Fisher, R., and Jhabvala, M. *The Ultraviolet Coronagraph Spectrometer for the Solar and Heliospheric Observatory*. *Sol. Phys.*, 162 :313–356, **1995**.

Kohl, J. L., Noci, G., Antonucci, E., Tondello, G., Huber, M. C. E., Cranmer, S. R., Strachan, L., Panasyuk, A. V., Gardner, L. D., Romoli, M., Fineschi, S., Dobrzycka, D., Raymond, J. C., Nicolosi, P., Siegmund, O. H. W., Spadaro, D., Benna, C., Ciaravella, A., Giordano, S., Habbal, S. R., Karovska, M., Li, X., Martin, R., Michels, J. G., Modigliani, A., Naletto, G., O'Neal, R. H., Pernechele, C., Poletto, G., Smith, P. L., and Suleiman, R. M. *UVCS/SOHO Empirical Determinations of Anisotropic Velocity Distributions in the Solar Corona*. *ApJ*, 501 :L127–+, **1998**.

Kopp, R. A. and Holzer, T. E. *Dynamics of coronal hole regions. I - steady polytropic flows with multiple critical points*. *Sol. Phys.*, 49 :43–56, **1976**.

Krieger, A. S., Timothy, A. F., and Roelof, E. C. *A Coronal Hole and Its Identification as the Source of a High Velocity Solar Wind Stream*. *Sol. Phys.*, 29 :505–+, **1973**.

Laming, J. M., Feldman, U., Drake, J. J., and Lemaire, P. *The Off-Limb Behavior of the First Ionization Potential Effect in $T > 5 \times 10^5$ K Solar Plasmas*. *ApJ*, 518 :926–936, **1999**.

Laming, J. M., Feldman, U., Schuehle, U., Lemaire, P., Curdt, W., and Wilhelm, K. *Electron Density Diagnostics for the Solar Upper Atmosphere from Spectra Obtained by SUMER/SOHO. ApJ*, 485 :911–917, **1997**.

Lang, K. R. *Sun, Earth and Sky.* Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York, 1995.

Lee, H., Yun, H. S., and Chae, J. *Nonthermal Broadening of UV Lines Observed at the Limb of the Quiet Sun. Journal of Korean Astronomical Society*, 33 :57–73, **2000**.

Leer, E. and Holzer, T. E. *Energy addition in the solar wind. J. Geophys. Res.*, 85 :4681–4688, **1980**.

Leighton, R. B., Noyes, R. W., and Simon, G. W. *Velocity Fields in the Solar Atmosphere. I. Preliminary Report. ApJ*, 135 :474–+, **1962**.

Lemaire, P. *From chromosphere to corona through ground-based to space observatories. Il Nuevo Cimento*, 25 C :719–727, **2002**.

Lemaire, P. *SUMER in retrospective and future EUV spectrometers.* In *ESA SP-508 : From Solar Min to Max : Half a Solar Cycle with SOHO*, pages 539–542, **2002**.

Lemaire, P., Artzner, G., Vial, J.-C., Curdt, W., Schühle, U., and Wilhelm, K. *Transition region quiet sun velocity field evolution. Advances in Space Research*, 30 :487–490, **2002**.

Lemaire, P., Bocchialini, K., Aletti, V., Hassler, D., and Wilhelm, K. *Search for Signatures of a Coronal Hole in Transition Region Lines Near Disk Center. Space Science Reviews*, 87 : 249–252, **1999**.

Lemaire, P., Wilhelm, K., Curdt, W., Schule, U., Marsch, E., Poland, A. I., Jordan, S. D., Thomas, R. J., Hassler, D. M., Vial, J. C., Kuhne, M., Huber, M. C. E., Siegmund, O. H. W., Gabriel, A., Timothy, J. G., and Grewing, M. *First Results of the SUMER Telescope and Spectrometer on SOHO - II. Imagery and Data Management. Sol. Phys.*, 170 :105–122, **1997**.

Li, X. *Heating in Coronal Funnels by Ion Cyclotron Waves. ApJ*, 571 :L67–L70, **2002**.

Li, X., Habbal, S. R., Kohl, J., and Noci, G. *The Effect of Temperature Anisotropy on Observations of Doppler Dimming and Pumping in the Inner Corona. ApJ*, 501 :L133–+, **1998**.

Liewer, P., Velli, M., and Goldstein, B. *Hybrid Simulations of Wave Propagation and Ion Cyclotron Heating in the Expanding Solar Wind. Space Science Reviews*, 87 :257–260, **1999**.

Maksimovic, M., Pierrard, V., and Lemaire, J. F. *A kinetic model of the solar wind with Kappa distribution functions in the corona. A&A*, 324 :725–734, **1997**.

Mariska, J. T. *The solar transition region.* Cambridge Astrophysics Series, New York : Cambridge University Press, 1992.

Mariska, J. T., Feldman, U., and Doschek, G. A. *Measurements of extreme-ultraviolet emission-line profiles near the solar limb. ApJ*, 226 :698–705, **1978**.

Markovskii, S. A. *Generation of Ion Cyclotron Waves in Coronal Holes by a Global Resonant Magnetohydrodynamic Mode. ApJ*, 557 :337–342, **2001**.

Markovskii, S. A. and Hollweg, J. V. *Electron heat flux instabilities in coronal holes : Implications for ion heating. Geophys. Res. Lett.*, 29 :24–1, **2002**.

Marsch, E. and Tu, C.-Y. *Evidence for pitch angle diffusion of solar wind protons in resonance with cyclotron waves. J. Geophys. Res.*, 106 :8357–8362, **2001**.

Marsch, E. and Tu, C.-Y. *Heating and acceleration of coronal ions interacting with plasma waves through cyclotron and Landau resonance. J. Geophys. Res.*, 106 :227–238, **2001**.

Mazzotta, P., Mazzitelli, G., Colafrancesco, S., and Vittorio, N. *Ionization balance for optically thin plasmas : Rate coefficients for all at oms and ions of the elements H to Ni. A&AS*, 133 : 403–409, **1998**.

McComas, D. J., Elliott, H. A., Schwadron, N. A., Gosling, J. T., Skoug, R. M., and Goldstein, B. E. *The three-dimensional solar wind around solar maximum. Geophys. Res. Lett.*, 30 : 24–1, **2003**.

Mckenzie, J. F. and Axford, W. I. *Can gravitational effects damp Alfvén waves ? Sol. Phys.*, 193 :153–159, **2000**.

McKenzie, J. F. and Axford, W. I. *Hydromagnetic Gravity Waves in the Solar Atmosphere. ApJ*, 537 :516–523, **2000**.

Miralles, M. P., Cranmer, S. R., and Kohl, J. L. *Cyclical variations in the plasma properties of coronal holes.* In *ESA SP-508 : From Solar Min to Max : Half a Solar Cycle with SOHO*, pages 351–359, **2002**.

Mohan, A., Landi, E., and Dwivedi, B. N. *On the Extreme-Ultraviolet/Ultraviolet Plasma Diagnostics for Nitrogen-like Ions from Spectra Obtained By SOHO/SUMER. ApJ*, 582 :1162–1171, **2003**.

Moran, T. G. *Interpretation of coronal off-limb spectral line width measurements. A&A*, 374 : L9–L11, **2001**.

Moran, T. G. *Test for Alfvén Wave Signatures in a Solar Coronal Hole. ApJ*, 598 :657–666, **2003**.

Morgan, H. and Habbal, S. R. *The Linewidth Ratio of the O VI 1032 and 1037 Å Doublet in the Quiet Corona. American Astronomical Society Meeting Abstracts*, 204 :–+, **2004**.

Munro, R. H. and Jackson, B. V. *Physical properties of a polar coronal hole from 2 to 5 solar radii. ApJ*, 213 :874+, **1977**.

Nakariakov, V. M. *Theoretical Aspects of MHD Coronal Seismology.* In *ESA SP-547 : SOHO 13 Waves, Oscillations and Small-Scale Transients Events in the Solar Atmosphere : Joint View from SOHO and TRACE*, pages 407–+, **2004**.

Narain, U. and Ulmschneider, P. *Chromospheric and Coronal Heating Mechanisms II. Space Science Reviews*, 75 :453–509, **1996**.

Nigro, G., Malara, F., Carbone, V., and Veltri, P. *Nanoflares and MHD Turbulence in Coronal Loops : A Hybrid Shell Model. Physical Review Letters*, 92(19) :194501–+, **2004**.

Noci, G., Kohl, J. L., and Withbroe, G. L. *Solar wind diagnostics from Doppler-enhanced scattering*. *ApJ*, 315 :706–715, **1987**.

Ofman, L. *Theoretical Aspects of Wave Acceleration in Open Magnetic Structures*. In *ESA SP-547 : SOHO 13 Waves, Oscillations and Small-Scale Transients Events in the Solar Atmosphere : Joint View from SOHO and TRACE*, pages 345–+, **2004**.

Oliver, R. *Theoretical Aspects of Waves and Oscillations in Prominences*. In *ESA SP-547 : SOHO 13 Waves, Oscillations and Small-Scale Transients Events in the Solar Atmosphere : Joint View from SOHO and TRACE*, pages 175–+, **2004**.

O'Shea, E., Banerjee, D., and Doyle, G. *Variation of Line Widths in Coronal Hole Off-Limb Regions : Evidence for Long-Term Structuring in Plumes*. In *ESA SP-575 : SOHO 15 Coronal Heating*, pages 142–+, **2004**.

O'Shea, E., Banerjee, D., and Poedts, S. *Variation of coronal line widths on and off the disk*. *A&A*, 400 :1065–1070, **2003**.

Parenti, S., Vial, J.-C., and Lemaire, P. *Prominence atlas in the SUMER range 800–1250 Å : I. Observations, data reduction and preliminary results*. *Sol. Phys.*, 220 :61–80, **2004**.

Parker, E. N. *Nanoflares and the solar X-ray corona*. *ApJ*, 330 :474–479, **1988**.

Parker, E. N. *Heating solar coronal holes*. *ApJ*, 372 :719–727, **1991**.

Patsourakos, S., Habbal, S. R., and Hu, Y. Q. *Ion Effective Temperatures in Polar Coronal Holes : Observations versus Ion-Cyclotron Resonance*. *ApJ*, 581 :L125–L127, **2002**.

Patsourakos, S. and Vial, J. *Soho Contribution to Prominence Science*. *Sol. Phys.*, 208 :253–281, **2002**.

Pekünlü, E. R., Bozkurt, Z., Afsar, M., Soydugan, E., and Soydugan, F. *Alfvén waves in the inner polar coronal hole*. *MNRAS*, 336 :1195–1200, **2002**.

Peter, H. *On the nature of the transition region from the chromosphere to the corona of the Sun*. *A&A*, 374 :1108–1120, **2001**.

Peter, H. and Vocks, C. *Heating the magnetically open ambient background corona of the Sun by Alfvén waves*. *A&A*, 411 :L481–L485, **2003**.

Phillips, K. J. H. *Guide to the Sun*. Cambridge University Press, 1992. ISBN 052139483X.

Pierrard, V. and Lamy, H. *The Effects of the Velocity Filtration Mechanism on the Minor Ions of the Corona*. *Sol. Phys.*, 216 :47–58, **2003**.

Pilipp, W. G., Muehlhaeuser, K.-H., Miggenrieder, H., Montgomery, M. D., and Rosenbauer, H. *Characteristics of electron velocity distribution functions in the solar wind derived from the HELIOS plasma experiment*. *J. Geophys. Res.*, 92 :1075–1092, **1987**.

Ploner, S. R. O., Solanki, S. K., and Gadun, A. S. *Is solar mesogranulation a surface phenomenon ?* *A&A*, 356 :1050–1054, **2000**.

Pneuman, G. W. and Kopp, R. A. *Gas-Magnetic Field Interactions in the Solar Corona*. *Sol. Phys.*, 18 :258–+, **1971**.

Priest, E. R. *Solar flare magnetohydrodynamics*. Gordon and Breach Science Publishers, 1981.

Priest, E. R. *Solar magneto-hydrodynamics*. Geophysics and Astrophysics Monographs, Dordrecht : Reidel, 1984.

Régnier, S. and Amari, T. *3D magnetic configuration of the Hα filament and X-ray sigmoid in NOAA AR 8151*. *A&A*, 425 :345–352, **2004**.

Régnier, S., Amari, T., and Kersalé, E. *3D Coronal magnetic field from vector magnetograms : non-constant-alpha force-free configuration of the active region NOAA 8151*. *A&A*, 392 : 1119–1127, **2002**.

Raouafi, N.-E. and Solanki, S. K. *Effect of anisotropic velocity distribution on the linear polarization of coronal lines. Does the ion cyclotron exist in the inner corona ?* *A&A*, 412 :271–280, **2003**.

Raouafi, N.-E. and Solanki, S. K. *Effect of the electron density stratification on off-limb O VI line profiles : How large is the velocity distribution anisotropy in the solar corona ?* *A&A*, 427 : 725–733, **2004**.

Régnier, S., Solomon, J., and Vial, J. C. *Oscillations in an active region filament : Observations and comparison with MHD waves*. *A&A*, 376 :292–301, **2001**.

Roberts, B. *Waves and Oscillations in the Corona - (Invited Review)*. *Sol. Phys.*, 193 :139–152, **2000**.

Roberts, B. *MHD Waves in the Solar Atmosphere*. In *ESA SP-547 : SOHO 13 Waves, Oscillations and Small-Scale Transients Events in the Solar Atmosphere : Joint View from SOHO and TRACE*, pages 1–+, **2004**.

Rutten, R. J., Bettonvil, F. C. M., Hammerschlag, R. H., Jägers, A. P. L., Leenaarts, J., Snik, F., Sütterlin, P., Tziotziou, K., and de Wijn, A. G. *The Dutch Open Telescope on La Palma*. In *IAU Symposium*, pages 597–604, **2004**.

Schatzman, E. *The heating of the solar corona and chromosphere*. *Annales d'Astrophysique*, 12 : 203–+, **1949**.

Schühle, U. *Sumer homepage*. 2004, < `http://www.linmpi.mpg.de/english/projekte/sumer/`. > (page consultée le 27/09/04.).

Schwenn, R. and Marsch, E. *Physics of the Inner Heliosphere II, Particules, Waves and Turbulence*. Springer-Verlag, 1991.

Scudder, J. D. *On the causes of temperature change in inhomogeneous low-density astrophysical plasmas*. *ApJ*, 398 :299–318, **1992**.

Scudder, J. D. *Why all stars should possess circumstellar temperature inversions*. *ApJ*, 398 : 319–349, **1992**.

Seely, J. F., Feldman, U., Schuehle, U., Wilhelm, K., Curdt, W., and Lemaire, P. *Turbulent Velocities and Ion Temperatures in the Solar Corona Obtained from SUMER Line Widths*. *ApJ*, 484 :L87–+, **1997**.

Simon, G. W. and Leighton, R. B. *Velocity Fields in the Solar Atmosphere. III. Large-Scale Motions, the Chromospheric Network, and Magnetic Fields. ApJ*, 140 :1120–+, **1964**.

Singh, J., Ichimoto, K., Sakurai, T., and Muneer, S. *Spectroscopic Studies of the Solar Corona. IV. Physical Properties of Coronal Structure. ApJ*, 585 :516–523, **2003**.

Singh, J., Sakurai, T., Ichimoto, K., and Muneer, S. *Spectroscopic Studies of the Solar Corona - V. Physical Properties of Coronal Structures. Sol. Phys.*, 212 :343–359, **2003**.

Solanki, S. K. *Magnetic Coupling and Topological Change.* In *ESA SP-547 : SOHO 13 Waves, Oscillations and Small-Scale Transients Events in the Solar Atmosphere : Joint View from SOHO and TRACE*, pages 155–+, **2004**.

Solanki, S. K., Usoskin, I. G., Kromer, B., Schüssler, M., and Beer, J. *Unusual activity of the Sun during recent decades compared to the previous 11,000 years. Nature*, 431 :1084–1087, **2004**.

Stone, E. C. and Cummings, A. C. *Location of the Termination Shock at Solar Maximum.* In *AIP Conf. Proc. 679 : Solar Wind Ten*, pages 47–50, **2003**.

Teriaca, L., Banerjee, D., and Doyle, J. G. *SUMER observations of Doppler shift in the quiet Sun and in an active region. A&A*, 349 :636–648, **1999**.

Teriaca, L., Poletto, G., Romoli, M., and Biesecker, D. A. *The Nascent Solar Wind : Origin and Acceleration. ApJ*, 588 :566–577, **2003**.

Terradas, J., Oliver, R., and Ballester, J. L. *The Excitation and Damping of Transversal Coronal Loop Oscillations. ApJ*, 618 :L149–L152, **2005**.

Tu, C. *A solar wind model with the power spectrum of alfvenic fluctuations. Sol. Phys.*, 109 : 149–186, **1987**.

Tu, C. *The damping of interplanetary Alfvenic fluctuations and the heating of the solar wind. J. Geophys. Res.*, 93 :7–20, **1988**.

Tu, C., Pu, Z., and Wei, F. *The power spectrum of interplanetary alfvenic fluctuations derivation of the governing equation and its solution. J. Geophys. Res.*, 89 :9695–9702, **1984**.

Tu, C. Y. and Marsch, E. *Two-fluid model for heating of the solar corona and acceleration of the solar wind by high-frequency Alfvén waves. Sol. Phys.*, 171 :363–391, **1997**.

Tu, C.-Y., Marsch, E., and Wilhelm, K. *Ion Temperatures as Observed in a Solar Coronal Hole. Space Science Reviews*, 87 :331–334, **1999**.

Tu, C.-Y., Marsch, E., Wilhelm, K., and Curdt, W. *Ion Temperatures in a Solar Polar Coronal Hole Observed by SUMER on SOHO. ApJ*, 503 :475+, **1998**.

Tu, C.-Y., Wang, L.-H., and Marsch, E. *A possible way of understanding the differential motion of minor ions in the solar wind. Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, (A4) :9–1, **2003**.

U. S. Naval Observatory and Royal Greenwich Observatory. *The Astronomical Almanac for the year 2003.* U.S. Government Printing Office (USGPO) and London : The Stationery Office, 2001.

Vernazza, J. E., Avrett, E. H., and Loeser, R. *Structure of the solar chromosphere. III - Models of the EUV brightness components of the quiet-sun. ApJS*, 45 :635–725, **1981**.

Wang, T., Solanki, S. K., Curdt, W., Innes, D. E., and Dammasch, I. E. *Doppler Shift Oscillations of Hot Solar Coronal Plasma Seen by SUMER : A Signature of Loop Oscillations ? ApJ*, 574 : L101–L104, **2002**.

Warren, H. P., Mariska, J. T., Wilhelm, K., and Lemaire, P. *Doppler Shifts and Nonthermal Broadening in the Quiet Solar Transition Region : O VI. ApJ*, 484 :L91+, **1997**.

Wesson, J. A. *Tokamaks.* Clarendon Press Oxford, 1987.

Wilhelm, K., Curdt, W., Marsch, E., Schuhle, U., Lemaire, P., Gabriel, A., Vial, J.-C., Grewing, M., Huber, M. C. E., Jordan, S. D., Poland, A. I., Thomas, R. J., Kuhne, M., Timothy, J. G., Hassler, D. M., and Siegmund, O. H. W. *SUMER - Solar Ultraviolet Measurements of Emitted Radiation. Sol. Phys.*, 162 :189–231, **1995**.

Wilhelm, K., Dammasch, I. E., Marsch, E., and Hassler, D. M. *On the source regions of the fast solar wind in polar coronal holes. A&A*, 353 :749–756, **2000**.

Wilhelm, K., Dwivedi, B. N., and Teriaca, L. *On the widths of the Mg X lines near 60 nm in the corona. A&A*, 415 :1133–1139, **2004**.

Wilhelm, K., Fludra, A., Teriaca, L., Harrison, R. A., Dwivedi, B. N., and Pike, C. D. *The widths of vacuum-ultraviolet spectral lines in the equatorial solar corona observed with CDS and SUMER. A&A*, 435 :733–741, **2005**.

Wilhelm, K., Lemaire, P., Curdt, W., Schuhle, U., Marsch, E., Poland, A. I., Jordan, S. D., Thomas, R. J., Hassler, D. M., Huber, M. C. E., Vial, J.-C., Kuhne, M., Siegmund, O. H. W., Gabriel, A., Timothy, J. G., Grewing, M., Feldman, U., Hollandt, J., and Brekke, P. *First Results of the SUMER Telescope and Spectrometer on SOHO - I. Spectra and Spectroradiometry. Sol. Phys.*, 170 :75–104, **1997**.

Wilhelm, K., Lemaire, P., Dammasch, I. E., Hollandt, J., Schuehle, U., Curdt, W., Kucera, T., Hassler, D. M., and Huber, M. C. E. *Solar irradiances and radiances of UV and EUV lines during the minimum of sunspot activity in 1996. A&A*, 334 :685–702, **1998**.

Wilhelm, K., Marsch, E., Dwivedi, B. N., Hassler, D. M., Lemaire, P., Gabriel, A. H., and Huber, M. C. E. *The Solar Corona above Polar Coronal Holes as Seen by SUMER on SOHO. ApJ*, 500 :1023–+, **1998**.

Withbroe, G. L., Kohl, J. L., Weiser, H., and Munro, R. H. *Probing the solar wind acceleration region using spectroscopic techniques. Space Science Reviews*, 33 :17–52, **1982**.

Withbroe, G. L. and Noyes, R. W. *Mass and energy flow in the solar chromosphere and corona. ARA&A*, 15 :363–387, **1977**.

Woo, R. and Habbal, S. R. *The Origin of the Solar Wind. American Scientist*, 90 :532–+, **2002**.

Xia, L. and Marsch, E. *Observational Constraints on Ion Acceleration by Waves in Coronal Holes.* In *ESA SP-547 : SOHO 13 Waves, Oscillations and Small-Scale Transients Events in the Solar Atmosphere : Joint View from SOHO and TRACE*, pages 387–+, **2004**.

The secret to creativity is knowing how to hide your sources.

Albert Einstein

Cette bibliographie a été en grande partie générée en utilisant le formatage Bibtex fourni par ADS (*Astrophysics Data System* de la NASA, dont le site-miroir français est `http://cdsads.u-strasbg.fr/abstract_service.html/`).

Résumé

La résonance cyclotronique ionique est utilisée dans certains modèles pour fournir la contribution nécessaire à l'accélération du vent solaire "rapide", voire pour chauffer la couronne solaire. Elle est souvent associée, dans ces modèles, à une cascade turbulente d'ondes d'Alfvén, dont les ondes cyclotroniques ioniques constituent la limite haute-fréquence. Ces modèles s'appuient en particulier sur certaines caractéristiques des distributions cinétiques ioniques observées dans la haute couronne (par spectroscopie) et dans le vent solaire (mesures in situ), telles que chauffage préférentiel en fonction du rapport charge-sur-masse (q/m), anisotropies de températures, ou vitesses différentielles.

L'objet principal de cette thèse consiste à mettre en évidence des signatures d'ondes d'Alfvén et d'ondes cyclotroniques dans la basse couronne solaire (<1.5 rayons solaires), dans l'intention de mieux contraindre l'énergie réellement présente sous forme d'ondes, et celle effectivement dissipée dans la couronne.

Pour cela, j'ai utilisé les largeurs des raies coronales appartenant à des ions de différents q/m, observées à l'aide du spectromètre SUMER opérant dans l'extrême-UV, et embarqué à bord du satellite SOHO. J'ai séparé les deux principales contributions à ces largeurs : effets Doppler thermique et "non-thermique" (lequel est potentiellement dû à la présence d'ondes d'Alfvén), en analysant le gradient des largeurs en fonction de l'altitude au dessus du limbe solaire. Lors de ce travail, j'ai montré l'importance de corriger les profils de raies observés de l'effet de la lumière diffusée instrumentale.

J'ai mis en évidence deux signatures de chauffage préférentiel dans un trou coronal : les ions de plus petits q/m sont plus chauds que les autres à une altitude donnée, et ils sont davantage chauffés quand l'altitude augmente. Par ailleurs, les courbes de températures en fonction de q/m présentent une tendance similaire dans un trou coronal et dans une région de "soleil calme", ce qui laisse penser que la résonance cyclotronique ionique se produit à toutes les latitudes.

Ces résultats me permettent de suggérer quelques pistes pour la modélisation des échanges entre ondes, ions minoritaires et protons.

Mots-clés: Soleil : couronne ; Résonance cyclotronique ionique ; Ondes d'Alfvén ; Largeurs de raies EUV

Abstract

Acceleration and heating of the heavy ions in the fast solar wind : modelling and experimental comparisons

Ion cyclotron resonance is used in models to provide the necessary contribution to the acceleration of the fast solar wind, and sometimes to heat the solar corona. It is often combined with an Alfvén waves turbulence cascade, the ion cyclotron waves being the high-frequency limit at which energy is dissipated in the solar plasma. These models are supported by features of the ion velocity distributions observed both in the upper corona (spectroscopically) and in the solar wind (in situ), like preferential heating as a function of the charge-to-mass ratio (q/m), anisotropies of temperature, or differential speeds.

The main purpose of this thesis is to constrain the power found in the waves and dissipated in the corona, by observing signatures of Alfvén and cyclotron waves in the lower corona (<1.5 solar radii). I studied for that the linewidths of coronal ions having different q/m, using the EUV-spectrometer SUMER (on board SOHO). The two main contributions in these linewidths (thermal and "non-thermal" Doppler effects, the latter potentially due to the presence of Alfvén waves) were separated by analysing the gradient of the widths above the solar limb. While doing so, I pointed out the importance of correcting the line profiles from the contribution of the instrumental stray light.

This study revealed two signatures of preferential heating above a coronal hole : ions having the lowest q/m are the hottest ones at the considered altitudes, and they also experience the largest heating when the altitude increases. Besides, curves of temperature as a function of q/m show a similar trend above a "Quiet Sun" region, which suggests that the cyclotron resonance is occurring at all latitudes.

Using these results, I proposed some guidelines on the modelling of energy exchanges between waves, minor ions, and protons in the corona.

Keywords: Sun : corona ; ion cyclotron resonance ; Alfvén waves ; EUV linewidths

Résumé

La résonance cyclotronique ionique est utilisée dans certains modèles pour fournir la contribution nécessaire à l'accélération du vent solaire "rapide", voire pour chauffer la couronne solaire. Elle est souvent associée, dans ces modèles, à une cascade turbulente d'ondes d'Alfvén, dont les ondes cyclotroniques ioniques constituent la limite haute-fréquence. Ces modèles s'appuient en particulier sur certaines caractéristiques des distributions cinétiques ioniques observées dans la haute couronne (par spectroscopie) et dans le vent solaire (mesures in situ), telles que chauffage préférentiel en fonction du rapport charge-sur-masse (q/m), anisotropies de températures, ou vitesses différentielles.

L'objet principal de cette thèse consiste à mettre en évidence des signatures d'ondes d'Alfvén et d'ondes cyclotroniques dans la basse couronne solaire (<1.5 rayons solaires), dans l'intention de mieux contraindre l'énergie réellement présente sous forme d'ondes, et celle effectivement dissipée dans la couronne.

Pour cela, j'ai utilisé les largeurs des raies coronales appartenant à des ions de différents q/m, observées à l'aide du spectromètre SUMER opérant dans l'extrême-UV, et embarqué à bord du satellite SOHO. J'ai séparé les deux principales contributions à ces largeurs : effets Doppler thermique et "non-thermique" (lequel est potentiellement dû à la présence d'ondes d'Alfvén), en analysant le gradient des largeurs en fonction de l'altitude au dessus du limbe solaire. Lors de ce travail, j'ai montré l'importance de corriger les profils de raies observés de l'effet de la lumière diffusée instrumentale.

J'ai mis en évidence deux signatures de chauffage préférentiel dans un trou coronal : les ions de plus petits q/m sont plus chauds que les autres à une altitude donnée, et ils sont davantage chauffés quand l'altitude augmente. Par ailleurs, les courbes de températures en fonction de q/m présentent une tendance similaire dans un trou coronal et dans une région de "soleil calme", ce qui laisse penser que la résonance cyclotronique ionique se produit à toutes les latitudes.

Ces résultats me permettent de suggérer quelques pistes pour la modélisation des échanges entre ondes, ions minoritaires et protons.

Mots-clés : Soleil : couronne ; Résonance cyclotronique ionique ; Ondes d'Alfvén ; Largeurs de raies EUV

DISCIPLINE : Physique
SPECIALITE : Physique solaire

LABORATOIRE : Institut d'Astrophysique Spatiale
Batiment 121, Universite Paris-SUD 11
F-91405 ORSAY Cedex