UNIVERSITE DE PARIS-SUD U.F.R. SCIENTIFIQUE D'ORSAY

THESE

présentée pour obtenir

LE GRADE DE DOCTEUR EN SCIENCES DE L'UNIVERSITE DE PARIS XI ORSAY

par

Karine BOCCHIALINI

Sujet :

CHROMOSPHERE SOLAIRE CALME : ETUDE STATISTIQUE DE PROFILS D'EMISSION, MODELES D'ATMOSPHERE, ET PROPRIETES DYNAMIQUES

Soutenue le 30 Juin 1994 devant la commission d'examen

M. Jacques SOLOMON	Président
M. Eugene H. AVRETT	Rapporteur
M. Pierre MEIN	Rapporteur
M. Alan H. GABRIEL	
M. Serge KOUTCHMY	
M. Jean-Claude VIAL	

<u>**REMERCIEMENTS**</u> :

Mes remerciements sont adressés en premier lieu à Alan Gabriel, qui m'a donné la possibilité de travailler à l'Institut d'Astrophysique Spatiale dont il est le directeur. Je le remercie également d'avoir participé au jury de cette thèse.

Je remercie très sincèrement Jean-Claude Vial, responsable de l'équipe solaire, qui a dirigé ces travaux depuis mon stage de DEA. Je le remercie pour ses encouragements, pour avoir été toujours très disponible et prêt à s'installer avec moi devant une console afin d'éclaircir des situations délicates.

Que soit ici également remercié Serge Koutchmy, qui m'a associée à ses observations au NSO/SP ayant donné lieu à plusieurs publications ; il a consacré beaucoup de temps à répondre à mes questions, et j'ai énormément appris au cours de nos nombreuses discussions. Qu'il soit également remercié pour sa participation au jury. Mes remerciements sont adressés à Jacques Solomon, président du jury, qui a suivi la progression de mes travaux et qui m'a encouragée dans mes activités de monitorat. Je tiens à remercier MM. Eugene Avrett et Pierre Mein qui ont accepté d'être les rapporteurs de ce travail de thèse, et qui m'ont suggéré quelques modifications pour améliorer mon manuscrit.

Je tiens aussi à remercier Pierre Gouttebroze qui a eu la patience de m'expliquer avec une grande efficacité le fonctionnement de ses codes de calcul de transfert de rayonnement et qui a su à chaque fois cerner les causes des erreurs qui apparaissaient après mes interventions.

Je remercie Petr Heinzel, John Leibacher, Sami Solanki, Jack Zirker pour les conversations que nous avons eues, et Frédéric Baudin qui m'a initiée aux méthodes d'analyse temps/fréquence et aux transformations en ondelettes.

Enfin, merci à tous ceux qui de près ou de loin ont participé au bon déroulement de cette thèse, qui m'ont dépannée quand j'étais arrêtée par un problème informatique -je pense en particulier à Djamel Boumghar et Olivier Forni- et qui ont su m'écouter avec patience.

Chapitre 1 Introduction

"O Pachacamac puissant astre du jour, toi qui as fait le monde, toi le dieu qui l'anime, [...], O sublime Pachacamac ! Je t'adjure de manifester ta toute puissance". Le Temple du Soleil, Hergé.

Depuis le simple télescope de Galilée, notre connaissance du Soleil a avancé par sursauts, en fonction de l'histoire des instruments dédiés à notre plus proche étoile. Chaque observation a permis de découvrir cet astre sous des aspects différents et souvent étonnants, en ce sens que le Soleil n'est pas seulement une "boule de feu", mais un objet complexe où se côtoient des granules, des spicules, des taches, ou encore des protubérances... Le champ magnétique y joue un rôle capital, dont l'importance augmente au fur et à mesure qu'on s'élève dans l'atmosphère.

L'atmosphère solaire peut-être divisée en trois couches, définies en fonction des variations de température avec l'altitude. La plus profonde des couches observables est la photosphère, d'une épaisseur de 500 km, dans laquelle l'essentiel du spectre visible est formé ; la température y décroît de 10^4 K à 4300 K ; au-delà de ce minimum de température, le gradient de température s'inverse, et la photosphère fait place à la chromosphère, observée dans le visible, en infrarouge (IR) et en ultraviolet (UV), dans laquelle la température atteint 2 10^4 K à 2000 km d'altitude. Après la traversée de la mince région de transition, où la température augmente jusqu'à 10^6 K, commence la couronne, observée en UV et X, dans laquelle la température

va décroître progressivement, pour atteindre les valeurs du milieu interplanétaire.

L'observation de l'atmosphère se fait grâce à la spectroscopie : le rayonnement est dispersé sous forme de spectre, c'est-à-dire décomposé en fonction de la longueur d'onde, pour en analyser les constituants ; ceci permet de séparer et d'isoler les raies chromosphériques, en émission, provenant de régions spécifiques du Soleil. Ainsi peuvent être révélées ses propriétés physiques : chaque raie du spectre solaire est le signe de la présence d'un atome ou d'un ion, son intensité est une indication de l'abondance de cet élément et sa largeur est une mesure de la température et de la pression. Le décalage de la position d'une raie traduit des mouvements de l'atmosphère dont il est possible de déterminer la vitesse par effet Doppler.

Chaque raie provient de régions de températures différentes ce qui permet de sonder l'atmosphère à différentes altitudes. Le diagnostic de l'atmosphère solaire, tel qu'il se fait par l'étude spectroscopique de raies d'émission, est essentiel pour comprendre les mécanismes de chauffage de la chromosphère et de la couronne.

De nombreuses étoiles possèdent une chromosphère et une couronne ; cependant, seul le Soleil nous fournit des données à haute résolution spatiale pour faire une étude détaillée des composantes atmosphériques ; il permet de vérifier de façon approfondie les théories des atmosphères stellaires.

La chromosphère solaire a été observée pour la première fois avec un spectrographe dès 1860 (Secchi, 1875). Depuis la découverte (inattendue) de températures élevées dans cette couche dans les années 40, l'attention des physiciens solaires s'est entre autres- portée d'une part sur l'existence de cette chromosphère (et de la couronne), et d'autre part sur le problème de son chauffage. L'inversion du gradient de température rend l'étude de cette couche atmosphérique particulièrement intéressante. On peut expliquer, grossièrement, l'élévation de température par le fait qu'une partie de l'énergie de la photosphère est transportée vers la chromosphère, par l'intermédiaire des ondes et du champ magnétique, et est déposée sous forme de chaleur.

Ces ondes, les théoriciens les étudient depuis plus de cinquante ans comme une des sources éventuelles du chauffage de la chromosphère. Les ondes acoustiques ont longtemps été considérées comme efficaces pour chauffer la chromosphère et la couronne mais leur rôle est remis en cause -au moins pour la couronne- du fait de leur trop faible amplitude. Les hypothèses ont été plus récemment orientées vers les ondes magnétohydrodynamiques, (avec les ondes d'Alfvén ou magnétosonores lentes et rapides), mettant en jeu le caractère fondamental du champ magnétique. Une des principales directions de la recherche solaire actuelle est l'étude observationnelle et théorique du champ magnétique et de ses conséquences. Cependant, depuis toutes ces années, la chromosphère n'a toujours pas révélé ses secrets et les tentatives de scenario pour expliquer le chauffage de la chromosphère ne sont pas complètement satisfaisantes. De nombreux problèmes concernant la structure du champ magnétique et son évolution sont encore irrésolus.

Il apparait donc utile de s'intéresser aux propriétés des différentes structures -magnétiques et non magnétiques- de la chromosphère solaire calme. Quand on l'observe dans la raie K du calcium une fois ionisé, Ca II K à 393.4 nm, celle-ci apparait sous la forme de cellules sombres, entourées par un réseau plus brillant, dans lequel il a été établi que se trouve concentré le champ magnétique. Le problème non résolu du chauffage par les ondes requiert une meilleure connaissance des spectres d'oscillations, par l'observation de profils d'émission et d'absorption. Grâce à l'élaboration de techniques nouvelles d'observation et d'analyse, l'étude de la dynamique solaire permet une évaluation des ondes candidates au chauffage de la chromosphère.

L'objectif de cette thèse a consisté d'une part en l'analyse de profils d'émission chromosphérique enregistrés simultanément dans différentes raies de résonance, formées à des températures différentes, donc à des altitudes différentes ; d'autre part, à partir de modèles atmosphériques que nous cherchons à valider, nous avons calculé des profils théoriques, que nous avons comparés aux profils observés ; enfin, nous avons étudié les propriétés dynamiques de la chromosphère, en particulier à travers les oscillations observées simultanément, à deux altitudes différentes.

Le Chapitre 2 est consacré à l'étude statistique réalisée à partir de profils émis dans les raies du calcium II (H et K), du magnésium II (h et k) et de l'hydrogène (L α et L β) enregistrés simultanément par le polychromateur du LPSP à bord du satellite OSO-8 ; ces observations à hautes résolutions spatiale et spectrale des régions centrales du disque solaire, ont eu lieu de 1975 à 1978. Le but d'une telle étude est de proposer des profils typiques de référence pour les structures du soleil calme, à savoir cellule et élément du réseau, et qui mettent en évidence leurs conditions atmosphériques différentes. Notre base de données a été complétée par des profils observés dans la raie K du Ca II, à la tour solaire de l'Observatoire de Sacramento Peak (Nouveau-Mexique, EU), le 16 Mars 93, dans le réseau chromosphérique loin des régions actives.

De tels profils ont été comparés (Chapitre 3) dans un premier temps avec des profils théoriques obtenus à partir de modèles à une dimension (Vernazza, Avrett et Loeser, VAL), certains faisant intervenir la diffusion ambipolaire (Fontenla, Avrett et Loeser, FAL); dans un second temps, les profils observés ont été comparés avec des profils théoriques issus de modèles à deux dimensions (Solanki et al.), dans lesquels le champ magnétique joue un rôle essentiel.

Cependant, l'étude de ces profils ne permet pas de déduire les paramètres atmosphériques sans l'utilisation de codes de calculs mettant en jeu le transfert de rayonnement hors Equilibre Thermodynamique Local (ETL). Ainsi, nous avons travaillé à partir des codes établis par Gouttebroze et al. (1978), pour les raies $L\alpha$, $L\beta$ et $H\alpha$ de l'hydrogène, pour les raies h et k du MgII, et les raies H et K du CaII et nous avons étudié les effets de nouveaux modèles atmosphériques (FAL, par exemple), dans les six raies, pour cellule et réseau.

Toutefois il semble aussi nécessaire d'associer à ces recherches des paramètres liés à la dynamique de la chromosphère, en étudiant des régions magnétiques et non-magnétiques de la chromosphère calme, à des altitudes différentes. Afin de tenir compte des effets dynamiques, nous avons étudié les profils de soleil calme, enregistrés simultanément dans la raie K du Ca II et la raie 1083 nm de l'He I (formées respectivement entre 900 et 1700 km, et entre 1600 et 1900 km, Avrett et al.), avec le spectrographe de l'Observatoire de Sacramento Peak, le 22 Mars 1993. Nous nous sommes intéressés au réseau (magnétique) et à l'inter- réseau (sans champ magnétique vertical fort), et nous avons étudié les oscillations à basse et haute fréquences, avec une attention particulière pour les oscillations typiques de la chromosphère et de la photosphère, de 3 et 5 mn dans les deux types de régions et dans les deux raies (Chapitre 4).

Afin d'obtenir une information temporelle pour ces modes d'oscillations, et sur la durée de vie des trains d'onde, nous avons procédé à une analyse temps/fréquence, par la transformation en ondelettes, qui consiste à faire une analyse harmonique du signal. Cette analyse a par ailleurs abouti au calcul du déphasage des ondes aux deux altitudes observées.

Enfin dans la conclusion nous abordons les perspectives, en particulier liées aux projets d'étude du chauffage coronal sur le satellite SOHO (SOlar and Heliospheric Observatory) ; nous nous intéressons plus spécialement à l'expérience SUMER (Solar UV Measurements of Emitted Radiation) prévue pour étudier les phénomènes dynamiques et la structure fine de la basse couronne.

Une partie des résultats contenus dans cette thèse a été publiée dans A&A, en 1994, par K. Bocchialini et J.-C. Vial (Chapitres 2 et 3), dans ApJ Letter, en 1994, par K. Bocchialini, J.-C. Vial et S. Koutchmy, dans Spa. Sci. Rev. par les mêmes auteurs (Chapitre 4). Ils ont de plus été présentés au cours de quelques communications (essentiellement sous forme de posters). L'ensemble des résultats a été obtenu avec le logiciel de traitement de données IDL (Interactive Data Language). Les codes de transfert de rayonnement ont tourné sur le CRAY 2 du Centre de Calcul Vectoriel pour la Recherche (CCVR) de l'Ecole Polytechnique à Palaiseau et par la suite sur le C98 de l'IDRIS, à Orsay. Liste des articles publiés dans le cadre de la thèse :

Bocchialini,K., Vial, J.-C., 1992, 1st SOHO Workshop Rapport ESA SP-348, p. 197 Quiet and active solar structures as observed at the bottom of the transition region

Bocchialini,K., Gouttebroze P., Vial, J.-C., 1993, Publ.dell' Osserv. Astrof. di Catania, "Advances in Solar Physics", sous presse Observed chromospheric profiles compared with theoretical ones

Bocchialini, K., Koutchmy, S., Vial, J. C. et Zirker, J. B., 1993, Publ.dell' Osserv. Astrof. di Catania, "Advances in Solar Physics", sous presse Analysis of the chromospheric proxies of coronal bright points - Preliminary results

Bocchialini, K., Koutchmy, S., Vial, J. C. et Zirker, J. B., 1993, 14th NSO/SP International Summer Workshop PASP, à paraître Analysis of the chromospheric proxies of coronal bright points

Bocchialini K., Vial J.-C., Koutchmy S., 1993, IAU Colloquium Proceedings, à paraître

Wave properties in the upper chromosphere and at the base of the corona

Bocchialini K., Vial J.-C., Koutchmy S., 1993, Spa. Sci. Rev., à paraître Chromospheric network dynamics as derived from the analysis of Ca II K and He I 1083 nm lines

Bocchialini K., Vial J.-C., Koutchmy S., 1994, ApJ L, 423, L-67 Dynamical properties of the chromosphere in and out of the solar magnetic network

Bocchialini K., Vial J.-C., 1994, A&A, 287, 233 Solar chromospheric structures as observed simultaneously in strong UV lines. I- Observations, statistical analysis and characteristic line profiles

Bocchialini K., Baudin F., 1994, Nature soumis Wavelet analysis of chromospheric solar oscillations

Chapitre 2

Structures Chromosphériques Solaires dans l'UV : Observation simultanée dans plusieurs raies de résonance

"The dark lines of the spectrum and the spectrum itself gradually faded away ; until all at once, as suddenly as a bursting rocket shoots out its stars, the whole field of view was filled with bright lines more numerous than one could count. The phenomenon was so sudden, so unexpected, and so wonderfully beautiful as to force an unvoluntary exclamation." Charles Young, 1870.

2.1 Introduction

Les structures magnétiques de l'atmosphère solaire constituent un élément essentiel pour l'étude et la compréhension du chauffage de la haute chromosphère et de la couronne : elles sont en effet soupçonnées d'être la principale voie à travers laquelle les ondes acoustiques et MHD, intervenant dans les mécanismes de chauffage se propagent de la photosphère vers la couronne, via la chromosphère ; ces structures peuvent être associées à des émissivités différentes : forte dans le cas d'une plage ou du réseau chromosphérique, faible dans le cas des cellules, ou très faible dans le cas d'une tache ; ainsi, les variations de flux tel qu'il est observé depuis la Terre découlent de leurs propriétés d'émission, de leur extension spatiale et de leur évolution temporelle.

Afin de prédire les pertes radiatives dans le réseau ou dans une cellule, Gabriel (1976) a proposé un modèle de supergranulation à lignes de champ ouvertes concentrées aux frontières du réseau : le réseau et la cellule sont deux structures physiques différentes, aux propriétés différentes (notamment la température). La construction de modèles d'atmosphère distincts pour ces deux types de structure est par conséquent indispensable pour valider les théories de chauffage.

La nécessité d'une description détaillée des hétérogénéités de l'atmosphère solaire est évidente en ce sens qu'une telle description permet de déterminer entre autres, des moyennes utiles dans le cadre des modèles à composantes multiples. Une des approches possibles consiste à utiliser les différentes propriétés statistiques de chaque structure, afin de les distinguer. Ainsi, Jensen et Orrall (1963) ont trouvé que la distribution de la brillance dans la raie K de Ca II était dûe d'une part au réseau et d'autre part aux cellules. Grossmann-Doerth et al. (1974) ont analysé des spectres en Ca II K, provenant de régions très calmes du centre du disque solaire. Ils ont distingué les profils de cellules et de réseau (distinction qu'ils qualifient de subjective...) et ont étudié les distributions d'intensité en fonction de la forme des profils (suivant qu'ils présentaient des pics doubles, simples -rouge ou violet-, ou uniquement une absorption). Skumanich et al. (1975) ont fait une étude statistique des structures du Soleil calme (cellule et réseau) dans Ca II K.

Lemaire et Skumanich (1973) ont interprété les profils des raies Mg II k et h qu'ils ont observés pour le Soleil calme. Lemaire et al. (1981) ont étudié les propriétés d'un échantillon de profils du Soleil calme, observés par OSO-8 dans les raies $L\alpha$, $L\beta$, Ca II K et H, et Mg II k et h.

Des propriétés du Soleil calme dans la raie $L\alpha$ de l'hydrogène ont été présentées par Basri et al. (1978). Cette raie est la plus forte des raies UV de la chromosphère solaire. Basri et al. ont observé cette raie afin d'établir un diagnostic des propriétés chromosphériques : ils ont présenté une revue des intensités moyennes des profils de chaque structure (cellules, réseau, taches, plages, protubérances).

Une des originalités de ce travail de thèse tient dans la simultanéité des observations de six raies de résonance. Ces raies formées à des altitudes différentes dans la chromosphère permettent une étude des propriétés des structures chromosphériques en fonction de la température. Ainsi, les profils moyens obtenus par structure et par raie permettront de confronter les modèles atmosphériques par comparaison avec des profils théoriques (Chap. 3).

2.2 La base de données

Durant l'expérience OSO-8, de 1975 à 1978, le polychromateur du Laboratoire de Physique Stellaire et Planétaire (LPSP) a permis l'enregistrement simultané de six raies de résonance : les raies Lyman- α et Lyman- β de l'hydrogène, respectivement formées à 121.6 nm et 102.5 nm ; les raies H et K du calcium une fois ionisé (Ca II) formées respectivement à 396.8 nm et 393.4 nm ; enfin, les raies h et k du magnésium une fois ionisé (Mg II), formées à 280.3 nm et 279.6 nm. Ces raies sont formées à des altitudes différentes, donnant ainsi accès à un large domaine de la chromosphère (Fig. 2.1) : par exemple, la raie K de Ca II est formée de 500 km (minimum de température) à 1900 km, de même que la raie k de Mg II ; le centre de la raie $L\alpha$ est formé à 2250 km, alors que les ailes sont formées entre 1300 et 1800 km (d'après le modèle VAL de Soleil calme moyen de Vernazza, Avrett et Loeser, 1981). Ces observations ont été réalisées dans le but d'obtenir un maximum d'informations afin de préciser les caractéristiques essentielles des structures de la chromosphère solaire calme : le réseau de supergranulation et les cellules. Les régions "actives", telles que les taches ou les plages n'ont pas été oubliées, mais ne seront pas traitées en détail ici.

2.2.1 Instrumentation

Le spectromètre de haute résolution, à plusieurs canaux, à bord du satellite OSO-8 était associé à un télescope de type Cassegrain de 16 cm (Artzner et al., 1977). Plusieurs fentes d'entrée étaient disponibles pour les six canaux du spectromètre (de 1"x1" à 1"x40" de résolution angulaire) ainsi que plusieurs fentes de sortie : pour les raies du Ca II et du Mg II, la résolution spectrale était fixée à 20 mÅ ; deux choix étaient possibles pour la raie L α (0.02 Å ou 0.2 Å), ainsi que pour la raie L β (0.06 Å ou 1 Å).



Figure 2.1: Modèle de variations de température pour le Soleil Calme moyen (VAL, 1981) ; les températures de formation des raies $L\alpha$, Mg II k, et Ca II K sont indiquées.

2.2.2 Observations

L'échantillonnage porte sur plus de 3000 orbites, donc autant de profils, mais seules les observations effectuées au centre du disque solaire (\pm 30 degrés en latitude et en longitude) ont été retenues dans notre étude des structures de la chromosphère calme (et active).

Cependant, bien que les régions sélectionnées et observées aient été répertoriées, nous avons délibérément choisi d'ignorer cette information, et nous avons effectué une étude statistique en identifiant les structures à partir des distributions de certains paramètres (l'intensité intégrée en particulier) et des profils (typiquement de Ca II K). Ceci suppose que les conditions d'observations étaient identiques à celles des observations antérieures, supposition critiquable dans la mesure où entre en jeu la résolution spatiale. En fait, nos observations contiennent des profils obtenus avec différentes résolutions spatiales (1"x1", 1"x3", 1"x10", 1"x30 ou 1"x40"). Les étalonnages relatifs des profils ont été effectués à partir d'un programme appliqué à une région calme (faisant partie de notre base de données) au centre du soleil ; la résolution spatiale de cette région était de 1"x10" ; les conditions de mesure étaient tout-à-fait comparables à ceux de Skumanich, Smythe et Frazier (1975) qui observaient avec une résolution de 2.5"x2.5".

Les étalonnages absolus constituent une tâche délicate qui implique la soustraction de bruits de fond et la correction des variations de transmission de l'instrument pour les différents canaux. Le signal de sortie de l'instrument dans une raie étant le produit de la transmission $T(t,\lambda)$ par l'émission solaire $I(t,\lambda)$ dans cette raie, l'évaluation de $T(t,\lambda)$ à partir des seules observations du satellite, suppose une émission solaire constante. De ce fait, il est par hypothèse impossible de déterminer des variations temporelles de l'émission solaire. Dans le cas de l'intensité intégrée en Ca II K, cette hypothèse d'une émission constante est validée à 3% près, en ce qui concerne le cycle solaire 21, de son minimum à son maximum (White et Livingston, 1981). L'intensité absolue des longueurs d'onde H_{1V} et K_{2V} (la définition de ces dénominations est donnée dans le paragraphe 2.2.3) ont été prises respectivement égales à 0.0751 et 0.0687, en unités de l'intensité du continu à 400 nm (Bonnet et al., 1978).

Nous n'avons cependant pas de telles mesures pour $L\alpha$. Finalement, puisqu'aucune lampe d'étalonnage n'était disponible à bord, les valeurs absolues ont été obtenues par comparaison avec des mesures antérieures du Soleil calme (vol fusée du Laboratory for Atmospheric and Space Physics, en 1976). L'ensemble des opérations d'étalonnage est décrit dans Lemaire et al. (1978) et Vial (1981, 1982). Les profils ont été corrigés, et moyennés quand ils correspondaient à une même région, en leur donnant un poids statistique égal, quelle que soit leur statistique au niveau de la détection. De tels profils étalonnés constituent le support de notre analyse.

2.2.3 Caractéristiques des profils

Pour mener à bien notre étude statistique, nous avons déterminé de nombreux paramètres sur l'ensemble des six raies, à partir des profils, lissés lorsque le bruit accompagnant le signal était trop important.

Pour la raie L α , qui est formée à 121.6 nm (transition entre le niveau n=2 et le fondamental, voir Fig. 2.2), l'échantillonnage est composé de 303 profils, étendus de -0.5 à +0.5 Å de part et d'autre du centre de la raie, et les paramètres suivants ont été répertoriés:

-l'intensité intégrée sur 1 \mathring{A}

-les intensités I_V , I_O , I_R , qui correspondent respectivement au pic bleu, au renversement central, et au pic rouge

 $-\Delta \lambda_p$, qui représente la distance (en longueur d'onde) entre les pics bleu et rouge, et qui permet une mesure de l'opacité

-et un dernier paramètre, FWHM (Full Width at Half Maximum), défini pour les profils renversés, comme étant la largeur où l'intensité est égale à $(I_V+I_R)/4$ (Fig. 2.3).

De tels paramètres sont nécessaires du fait que les profils $L\alpha$ sont pour la plupart renversés au centre : ainsi la distance entre les pics présente un intérêt dans la mesure de l'opacité de la région où le maximum de la fonction source est formé. Nous reviendrons au Chapitre 3 sur ces notions de fonction source et de transfert de rayonnement.

Les profils $L\alpha$ enregistrés avec une résolution de 0.02 Å présentent un inconvénient en ce sens que le centre de la raie est souvent modifié par l'absorption liée à l'hydrogène géocoronal -il s'agit donc d'un effet terrestre- et qu'il faut absolu-



Figure 2.2: Diagrammes de Grotrian des raies L α , L β , Ca II K et H, Mg II k et h.

ment corriger avant de mesurer l'intensité intégrée, ou avant de déterminer l'intensité centrale I_O (le satellite qui recueillait les données était à une altitude de 500 km, en orbite autour de la Terre ; la géocouronne qui s'étend sur plus de 15 rayons terrestres est composée d'hydrogène qui absorbe une partie de l'énergie émise par le Soleil : les effets s'en font particulièrement ressentir au centre de la raie L α d'origine solaire, observable depuis l'espace uniquement). C'est par une i nterpolation parabolique entre les deux pics que l'absorption géocoronale a été corrigée, rendant ainsi au profil son aspect initial purement solaire (aux effets instrumentaux près). Par contre, les profils enregistrés avec une résolution de 0.2 Å n'ont pas subi cette correction dans la mesure où l'absorption géocoronale est "noyée" dans le signal, par les effets de convolution d'une fente large et d'un signal étroit (30mÅ). En conséquence, les profils à 0.2 Å ont un renversement central plus prononcé, puisqu'il inclut cette absorption géocoronale.

Des paramètres similaires ont été déterminés pour L β , formée à 102.5 nm, (transition entre le niveau n=3 et le fondamental) ; pour cette raie, le nombre de profils s'élève à 302. La raie K du Ca II, centrée sur 393.4 nm est une des raies les plus étudiées de la chromosphère (car facilement observable) et correspond à la transition entre les niveaux 4p ${}^{2}P_{3/2}$ et 4s ${}^{2}S_{1/2}$; elle fait partie d'un doublet dont l'autre raie est la raie H, centrée sur 396.8 nm, correspondant à la transition 4p ${}^{2}P_{1/2}$ 4s ${}^{2}S_{1/2}$. Du fait de la relative forte abondance du Mg II par rapport au Ca II (15 fois plus), le doublet du Mg II en émission est souvent plus facile à détecter (dans l'espace) que les raies K et H du Ca II. La raie k formée à 279.6 nm correspond à la transition 3p ${}^{2}P_{3/2}$ 3s ${}^{2}S_{1/2}$, et la raie h est formée à 280.3 nm, et correspond à la transition entre les niveaux 3p ${}^{2}P_{1/2}$ et 3s ${}^{2}S_{1/2}$.

Les profils des raies Ca II et Mg II présentent de nombreuses analogies, aussi les dénominations des paramètres pour ces deux raies sont très proches, à cette différence près que les paramètres de Ca II contiennent des K ou des H (en majuscules, et suivant qu'on étudie la raie K ou H), alors que pour Mg II, les paramètres contiennent des k ou des h (en minuscules). Ainsi les paramètres caractéristiques pour la raie K du Ca II sont les suivants (Fig. 2.3) :

-l'intensité intégrée K_{index} calculée sur une bande passante totale de 1 Å, autour du centre de la raie

-les intensités K_{1V} et K_{1R} , des minima bleu et rouge



Figure 2.3: Définition des paramètres caractéristiques des profils $L\alpha$ et Ca II K.

-les intensités K_{2V} et K_{2R} , des maxima bleu et rouge -l'intensité K_3 du centre de la raie -la largeur $\Delta \lambda_1$ entre K_{1V} et K_{1R} -la largeur $\Delta \lambda_2$ entre K_{2V} et K_{2R} .

Les paramètres K_1 , K_2 et K_3 correspondent à des altitudes différentes, K_1 étant formé plus profondément que K_2 , lui-même formé plus profondément que K_3 . L'intensité, fonction de λ , donne une information sur la température, fonction de l'opacité. Le minimum K_1 correspond au minimum de température ; les intensités comprises entre K_1 et K_2 croissent du fait de l'augmentation de la température dans la basse chromosphère. Cependant, l'intensité K_3 , bien que formée à une altitude où la température s'est accrue par rapport à l'altitude de formation de K_2 , est plus faible que l'intensité K_2 , compte-tenu des variations avec l'altitude de la fonction source dans le cadre du transfert de rayonnement (cf. Chapitre 3).

2.3 Analyse Statistique

Les distributions des paramètres définis ci-dessus ont été déterminées afin d'évaluer les propriétés de chaque raie. D'autre part, les profils moyens des raies ont été calculés, pour le Soleil calme ; cependant, pour une raie donnée, les intervalles de longueur d'onde (et les valeurs elles-mêmes) sur lesquels ont été observés les profils, n'étant pas systématiquement les mêmes d'un profil à l'autre, nous avons été contraints de définir une grille unique de longueur d'onde, de -0.5 \mathring{A} à +0.5 Å, sur laquelle de nouveaux profils ont été calculés par interpolation.

Les raies $L\alpha$ et Ca II K ont constitué le point de départ de l'étude, dans la mesure où ces deux raies déjà étudiées par le passé, font l'objet d'une abondante littérature (par exemple, Basri et al., 1979, Grossman-Doerth et al., 1974, Skumanich et al., 1975).

2.3.1 L α et Ca II

• Distributions

Dans la Table 2.1, se trouvent résumées, en L α pour une résolution spectrale de 0.02 Å, la gamme des distributions de l'intensité intégrée (Fig. 2.4a), de I_V (Fig. 2.4b), I_O, I_R, FWHM (Fig. 2.4c), $\Delta\lambda_p$, I_V / I_O (Fig. 2.4d) et I_R / I_O, ainsi que les valeurs les plus probables et les valeurs moyennes.

La valeur la plus probable est définie comme étant la valeur du paramètre considéré au niveau du pic de la distribution, qui tient compte autant des régions calmes que des régions actives.

Les distributions de I_V , I_O , I_R ont des comportements très semblables ; celle de I_O étant toutefois légèrement plus étroite. Les distributions des rapports I_V / I_O et I_R / I_O sont tout-à-fait semblables. La valeur la plus probable de $\Delta \lambda_p$ ici égale à 0.4 est très proche de celle obtenue (0.43) par Bonnet et al. (1978) pour le Soleil calme.

Les propriétés des paramètres du Ca II K - K_{index} (Fig. 2.5a), K_{1V} (Fig. 2.5b), K_{2V}, K₃, K_{2R}, K_{2V}, K_{1R}, $\Delta\lambda_1$ (Fig. 2.5c), $\Delta\lambda_2$ (Fig. 2.5d)- sont résumées dans la Table 2.2.



Figure 2.4: Fonctions de distribution pour l'ensemble des observations dans la raie L α (résolution spectrale de 0.02 Å) : (a) de l'intensité intégrée, (b) de l'intensité du pic bleu (I_V), (c) de la largeur à mi-hauteur FWHM, (d) du rapport des intensité du pic bleu (I_V) et du renversement central (I_O).

Lα	Intensité	I_V	I_O	I_R	FWHM	$\Delta \lambda_p$	I_V / I_O	I_R / I_O
	intégrée				(A)	(A)		
gamme	$1.5 \ 10^4$ –	$2 10^4$ –	$0.5 \ 10^4$ –	$2 10^4$ –	0.6 -	0.2 –	1.1 -	1.1 -
totale	$5.5 {10}^5$	$4.8\ {10}^{5}$	$4.3\ {10}^{5}$	$5\ {10}^5$	1.1	0.52	3.7	3.8
valeur								
la plus	$5 10^4$	$6\ {10}^4$	$5\ {10}^4$	$6\ 10^4$	0.8	0.4	1.7	1.5
probable								
valeur								
\mathbf{m} oyenne	$7.4 \ 10^4$	$1.1 \ 10^{5}$	810^4	$1.05 \ 10^5$	0.78	0.4	1.37	1.31
soleil calme								

Table 2.1: Distributions des paramètres de la raie $L\alpha$ (intensité intégrée en erg/cm²/s/sr ; I_V , I_O , I_R en erg/cm²/s/sr/Å).

On peut remarquer les allures différentes des distributions de $\Delta \lambda_1$ et de $\Delta \lambda_2$, ce qui rend compte de la nature physique différente de ces deux paramètres. Les minima K₁ sont formés près de la photosphère, alors que les maxima K₂ et le centre de la raie K₃ sont des indicateurs de l'activité chromosphérique.

Les résultats des distributions de la raie H de Ca II sont résumés dans la Table 2.3. On notera que pour cette raie, nous ne discutons pas de $\Delta\lambda_1$ et de $\Delta\lambda_2$, du fait que de nombreux profils ne présentent pas de pic d'émission dans le rouge. (Dans ce cas, soit l'intensité H_{2R} est définie égale à l'intensité H_{1R} , si un plateau apparait dans l'aile rouge ; par contre si la pente de l'aile rouge est constante, il n'est pas possible de mesurer H_{2R} et H_{1R} auquel cas, ces points sont exclus de la distribution.)

Profils moyens du Soleil calme pour la raie Lα et les raies du Ca II Les profils moyens du Soleil calme (réseau et cellules) ont été calculés pour Lα (Fig. 2.6a, b) et les raies K et H de Ca II (Fig. 2.6c, d). Il a cependant fallu, dans le cas de la raie Lα, séparer les profils enregistrés avec une résolution de

Ca II K	Kindex	K_{1V}	K_{2V}	K_3	K_{2R}	K_{1R}	$\Delta \lambda_1$	$\Delta \lambda_2$
							(Å)	(Å)
gamme	10^{4} –	10 ⁴ -	$2 \ 10^4$ –	10 ⁴ -	$2 10^4$ –	10 ⁴ -	0.43 -	0.2 -
totale	10^{6}	$8 10^5$	$1.1 10^{6}$	$1.2 \ 10^{6}$	$8.8 10^5$	$8 10^5$	0.81	0.4
valeur								
la plus	$2.9 \ 10^5$	$2.8\ {10}^{5}$	$3.2 10^5$	$2.3\ 10^5$	$2.8 10^5$	$3\ {10}^5$	0.5	0.32
probable								
valeur								
moyenne	$3.35 \ 10^5$	$3.3 \ 10^{5}$	$3.9 \ 10^5$	$2.8\ 10^{5}$	$3.6 10^5$	$3.3 \ 10^5$	0.63	0.32
soleil calme								

Table 2.2: Distributions des paramètres de la raie K du Ca II (intensité intégrée en $erg/cm^2/s/sr$; K₁, K₂, K₃ en $erg/cm^2/s/sr/Å$).



Figure 2.5: Fonctions de distribution pour l'ensemble des observations dans la raie Ca II K : (a) de l'intensité intégrée K_{index} , (b) de l'intensité du renversement bleu (K_{1V}) , (c) de la distance $\Delta \lambda_1$ entre les renversements K_1 , (d) de la distance $\Delta \lambda_2$ entre les pics K_2 .

Ca II H	H_{index}	H_{1V}	\mathbf{H}_{2V}	H_3	H_{2R}	H_{1R}
gamme	$10^{4} -$	10^{4} –	10^{4} –	10^{4} –	$2 {10}^4$ –	$2 {10}^4$ –
totale	10^{6}	$8.5 {10}^5$	$1.1 10^6$	$9{10}^{5}$	$1 \ 10^5$	$8.5 {10}^5$
valeur						
la plus	$3.2 \ 10^5$	$3.1 10^5$	$3.2 10^5$	$2 10^5$	$2.8 \ 10^5$	$3 \ 10^5$
probable						
valeur						
moyenne	3.2310^{5}	$3.25 \ 10^5$	$3.3 \ 10^5$	$2.25 \ 10^5$	$3.2 10^5$	$3.2 {10}^5$
soleil calme						

Table 2.3: Distributions des paramètres de la raie H du Ca II (intensité intégrée en $erg/cm^2/s/sr$; H₁, H₂, H₃ en $erg/cm^2/s/sr/Å$).

0.02 Å de ceux enregistrés avec une résolution de 0.2 Å.

- le profil moyen obtenu avec une résolution de 0.02 Å présente un pic bleu plus intense que le pic rouge ; le rapport $(I_V + I_R)/2I_O$ est égal à 1.35, valeur proche de celle obtenue par Bonnet et al. (1978) et égale à 1.3.; l'intensité intégrée (corrigée de l'absorption géocoronale) est de 7.4 10⁴ erg/cm²/s/sr.
- le profil moyen obtenu avec une résolution de 0.2 Å est plus lisse, les pics d'émission sont moins intenses, bien que le pic bleu reste toujours plus intense que le pic rouge ; l'intensité intégrée vaut 6.5 $10^4 \text{ erg/cm}^2/\text{s/sr}$: le fait que les intensités soient plus faibles dans ce cas que dans le précédent -alors que le signal solaire est en principe le même- est simplement lié à la largeur de la fente, dont la convolution avec le signal réduit les intensités des pics, alors que le renversement central est accentué ($(I_V + I_R)/$ $2I_O$ égal à 1.45) puisque l'absorption géocoronale est incluse et moyennée dans le signal (une correction grâce à la déconvolution par une fenêtre de 0.2 Å simulant la fente permettrait de restaurer le signal solaire si nous connaissions le profil géocoronal, ce qui n'était pas le cas).



Figure 2.6: Profils moyens du Soleil calme : (a) en L α pour une résolution spectrale de 0.02 Å, (b) en L α pour une résolution spectrale de 0.2 Å, (c) en Ca II K, (d) en Ca II H.

En ce qui concerne les profils moyens du Soleil calme pour les raies K et H du Ca II, il ressort que :

- dans la raie K, le spectre moyen montre deux pics en émission avec K_{2V}
 / K_{1V} égal à 1.1 et K_{2R} / K_{1R} égal à 1.05, et un profond renversement central tel que le rapport K₁ / K₃ vaut 1.17.
- dans la raie H, le profil moyen ne présente pas d'émission dans le rouge, et le pic d'émission dans le bleu est très faible (H_{2V} / H_{1V}) est à peu près égal à 1); le renversement central est plus fort qu'en K (H_1 / H_3) vaut 1.45); les intensités intégrées K_{index} et H_{index} sont proches (3.35 10⁵ $erg/cm^2/s/sr$ pour K et 3.23 10⁵ $erg/cm^2/s/sr$ pour H).

On retrouve les résultats bien établis de la prépondérance du pic bleu sur le pic rouge.

Une telle asymétrie s'explique partiellement par des gradients de vitesses à la hauteur de formation des raies : par effet Doppler, les mouvements des atomes provoquent des changements de la fréquence centrale de la raie dans le référentiel de l'observateur. La raie se déplace globalement en fréquence sans changer de forme, si toutes les couches de l'atmosphère se meuvent de la même façon. Par contre, si les couches se déplacent avec des vitesses différentes, le profil de la raie s'en trouve déformé. Un gradient de vitesses dirigées vers le haut (par rapport à la surface solaire) peut contribuer à l'apparition d'un pic bleu plus intense que le pic rouge. On peut également proposer une autre interprétation de cette asymétrie : les effets de la propagation d'une impulsion à travers l'atmosphère entrainent une augmentation de la température et de la vitesse dirigée vers le haut. Le profil du coefficient d'émission se trouve déplacé à une fréquence où l'atmosphère est optiquement mince, permettant aux photons créés par l'augmentation de température de s'échapper : d'où un pic bleu plus intense. Il faut noter cependant qu'une asymétrie rouge est aussi observée lorsque la résolution temporelle est inférieure à la période des impulsions ; mais il se trouve que globalement, lorsqu'une moyenne temporelle des profils est faite, c'est le pic bleu qui prédomine. Gouttebroze (1989) a montré pour le Mg II que dans le cas d'une condition limite supérieure placée haut dans la couronne, une partie de l'énergie des ondes se propageant vers le haut peut se dissiper, ce qui implique une réflexion partielle : on obtient alors une prédominance du pic bleu du profil. (Par contre, si la condition limite supérieure est située assez bas dans la chromosphère, on peut simuler des ondes stationnaires, de telle sorte que les mouvements vers le haut et vers le bas sont symétriques : le profil est alors à peu près symétrique.)

2.3.2 L β

• Distributions

La Table 2.4 contient les résultats des distributions des paramètres de L β , pour les profils enregistrés avec une résolution de 0.06 Å; cependant dans cette raie, les structures que nous avons identifiées en tant que plages ont des intensités tellement élevées (avec des intensités intégrées supérieures à 3500 erg/cm²/s/sr) que nous avons préféré les exclure des distributions (Fig. 2.7a).

Les intensités intégrées ont été calculées sur un intervalle de longueurs d'onde comprises entre -0.25 Å et +0.25 Å autour du centre de la raie, dans la mesure où pour les premiers profils observés (au début de la mission), les intensités des différents ordres du spectromètre se sont superposées aux intensités dans les ailes (au-delà de \pm 0.25 Å), modifiant fortement l'allure du profil.

A partir des profils enregistrés avec une résolution de 1 Å, seule l'intensité intégrée peut être calculée (ces profils ne présentent pas de renversement central du fait de la 'mauvaise' résolution). L'intensité au centre de la raie prend en compte la contribution des intensités jusqu'à ± 0.5 Å, compte-tenu de la résolution spectrale de 1 Å. L'intensité intégrée étant définie par ailleurs sur un intervalle de 1 Å, la mesure de l'intensité au centre de la raie donne directement la valeur de l'intensité intégrée. La distribution est étroite, comprise entre 400 et 3800 erg/cm²/s/sr, et l'intensité associée au pic est de 1000 erg/cm²/s/sr (Fig. 2.7b).



Figure 2.7: Fonctions de distribution pour l'ensemble des observations dans la raie $L\beta$, à l'exception des plages : (a) de l'intensité intégrée (résolution spectrale 0.06 Å), (b) de l'intensité intégrée (résolution spectrale 1 Å); Profils moyens du Soleil calme dans la raie $L\beta$: (c) pour une résolution spectrale de 0.06 Å, (d) pour une résolution spectrale de 1 Å.

ь eta	Intensité	I_V	I_O	I_R	FWHM	$\Delta \lambda_p$	I_V / I_O	I_R / I_O
	intégrée				(Å)	(Å)		
gamme	300-	700 -	400 -	700 -	0.45 -	0.19 -	0.85	0.85
totale	3500	3900	3800	4200	0.85	0.35	1.75	1.75
valeur								
la plus	700	1100	1100	1200	0.55	0.28	1.2	1.15
probable								
valeur								
moyenne	830	1900	1500	2000	0.58	0.25	1.27	1.33
soleil calme								

Table 2.4: Distributions des paramètres de la raie $L\beta$ (intensité intégrée en erg/cm²/s/sr ; I_O, I_V, I_R en erg/cm²/s/sr/Å).

Les plages, qui sont définies comme étant les régions les plus brillantes, ont des intensités intégrées qui atteignent des valeurs voisines de 8 10³ erg/cm²/s/sr, les valeurs de I_O, I_V et I_R sont proches respectivement de 1.2 10⁴, 1.3 10⁴ et 1.5 10⁴ erg/cm²/s/sr/Å. Les valeurs correspondantes en L α sont 7.8 10⁵ erg/cm²/s/sr pour l'intensité intégrée, 9.52 10⁵ erg/cm²/s/sr/Å (I_O), 1.10 10⁶ erg/cm²/s/sr/Å (I_V), et 1.09 10⁶ erg/cm²/s/sr/Å (I_R).

• Profils moyens du Soleil calme dans la raie L β

En ce qui concerne les profils dont la résolution est de 0.06 Å, on observe sur le profil moyen (Fig. 2.7c) que le pic rouge est plus intense que le pic bleu, contrairement à ce qu'on a pu observer en L α ; le renversement central (I_V + I_R) / 2I_O est de l'ordre de 1.25, et l'intensité intégrée sur 0.5 Å est de 830 erg/cm²/s/sr.

Pour le profil moyen de résolution 1 Å (Fig. 2.7d), l'intensité intégrée sur 1 Å est égale à 925 $erg/cm^2/s/sr$.

2.3.3 Mg II k et h

• Distributions

Mg II k	\mathbf{k}_{index}	k_{1V}	k_{2V}	\mathbf{k}_3	k_{2R}	k_{1R}	$\Delta \lambda_1$	$\Delta \lambda_2$
							(Å)	(Å)
gamme	$1.8 \ 10^5$ –	4 10 ⁴ -	$1.4 \ 10^5$ –	8 10 ⁴ -	$1.3 \ 10^5$ –	4 10 ⁴ -	0.67 -	0.2 -
totale	$7 \ 10^5$	$3.3 \ 10^{5}$	$8 10^5$	$8\ {10}^{5}$	$8 {10}^5$	$3.3 \ 10^{5}$	1.1	0.4
valeur								
la plus	$3 \ 10^{5}$	$7 10^4$	$3 \ 10^5$	$1.6 \ 10^{5}$	$2.8\ {10}^{5}$	$6\ {10}^4$	0.95	0.3
probable								
valeur								
moyenne	$2.08 \ 10^5$	$8 10^4$	$3.8 \ 10^5$	$2.3 \ 10^5$	$3.3 \ 10^5$	$6.9\ {10}^4$	1	0.3
soleil calme								

Table 2.5: Distributions des paramètres de la raie k du Mg II (intensité intégrée en $erg/cm^2/s/sr$; k_1 , k_2 , k_3 en $erg/cm^2/s/sr/Å$).

Les résultats associés aux distributions des paramètres k_{index} (Fig. 2.8a), k_{1V} , k_{2V} , k_3 (Fig. 2.8b), k_{2R} , k_{1R} , $\Delta\lambda_1$, $\Delta\lambda_2$ de Mg II k se trouvent résumés dans la Table 2.5 ; les paramètres correspondants pour Mg II h, dans la Table 2.6 Globalement, les profils dans la raie k sont plus intenses que dans la raie h, comme on a pu l'observer dans les raies Ca II K et H.

• Profils moyens du Soleil Calme dans les raies du Mg II

Pour la raie k (Fig. 2.8c), le pic bleu est plus intense que le pic rouge (k_{2V} / k_{2R} est égal à 1.15), le renversement central (k_{2V} + k_{2R}) / 2 k_3 vaut 1.54, et l'intensité intégrée est de 2.08 10⁵ erg/cm²/s/sr.

Pour le raie h (Fig. 2.8d), h_{2V} / h_{2R} est égal à 1.14, $(h_{2V} + h_{2R})$ / 2h₃ vaut 1.5, et l'intensité intégrée vaut 1.15 10⁵ erg/cm²/s/sr.

2.4 Corrélations

Sont à présent à notre disposition les paramètres associés aux 6 raies ; chacune de ces raies, compte-tenu de sa hauteur de formation, apporte des informations pour des altitudes particulières de la chromosphère.

Mg II h	h_{index}	h_{1V}	h_{2V}	h_3	h_2R	h_{1R}	$\Delta \lambda_1$	$\Delta \lambda_2$
							(Å)	(Å)
gamme	$1.25 \ 10^5$ –	3 10 ⁴ -	$1.1 \ 10^5$ –	$0.6 \ 10^5$ –	$0.8 \ {10}^{5}$ –	3 10 ⁴ -	0.65 -	0.15 -
totale	$7.5{10}^5$	$1.3\ 10^5$	$8 {10}^5$	$8 {10}^5$	$8 10^5$	$2.5 10^5$	1	0.4
valeur								
la plus	$2.25\ {10}^5$	$5 10^4$	$2 \ 10^5$	$1.2{10}^{5}$	$1.7 {10}^5$	$5\ {10}^4$	0.9	0.3
probable								
valeur								
moyenne	$1.30\ {10}^{5}$	$5.8{10}^4$	$2.4\ 10^{5}$	$1.5 10^{5}$	$2.1 {10}^5$	610^4	0.95	0.27
soleil calme								

Table 2.6: Distributions des paramètres de la raie h du Mg II (intensité intégrée en $erg/cm^2/s/sr$; h_1 , h_2 , h_3 en $erg/cm^2/s/sr/Å$).



Figure 2.8: Fonctions de distribution pour l'ensemble des observations dans la raie Mg II k :
(a) de l'intensité intégrée k_{index}, (b) de l'intensité du renversement central k₃; Profils moyens du Soleil calme : (c) dans la raie Mg II k, (d) dans la raie Mg II h.

Afin de mettre en évidence les relations existant entre ces différents paramètres, nous avons étudié les corrélations entre les paramètres d'une même raie, ou de deux raies différentes.

2.4.1 Paramètres d'une même raie

• Lα

Le rapport I_R/I_V augmente doucement avec l'intensité centrale I_O (Fig. 2.9a), mais reste en moyenne toujours inférieur à 1 ; la dispersion des valeurs diminue quand I_O augmente (en partie parce qu'il y a peu de points aux fortes valeurs de I_O).

La profondeur du renversement central I_V/I_O a tendance à décroître quand l'intensité intégrée augmente (Fig. 2.9b) ainsi que l'avaient observé Fontenla et al. (1987) ; cette quantité est comprise entre 1 et 2 et la dispersion est importante, particulièrement aux faibles intensités. Il semblerait donc que plus la région est active et moins le profil est renversé.

Apparemment, la distance entre les pics, $\Delta \lambda_p$, est complètement indépendante de l'intensité intégrée (Fig. 2.9c), au-moins pour les faibles valeurs de celle-ci ; par contre, on peut éventuellement noter une légère tendance à la décroissance de $\Delta \lambda_p$, pour les valeurs plus fortes de l'intensité intégrée ; la dispersion des valeurs est importante et relativement constante.

 $\bullet\,$ Ca II K et H

Nous avons comparé les comportements, soit d'un même paramètre dans la raie K et dans la raie H, soit de deux paramètres différents de la raie K.

Les valeurs des pentes des droites qui passent à travers les points au sens des moindres carrés sont rassemblées dans la Table 2.7 (pour chaque corrélation, les barres d'erreur sont déterminées à partir des deux droites limites, de pentes maximum et minimum).

Les rapports H/K étant en moyenne près de 1 (Fig. 2.9d), le fait que l'émission est optiquement épaisse, quelles que soient les positions dans les raies, est ici vérifié.

L'intensité intégrée K_{index} a tendance à croître avec le rapport K_2/K_1 (Fig.



Figure 2.9: Corrélations : (a) pour la raie $L\alpha$: I_R/I_V en fonction de I_O , (b) pour la raie $L\alpha$: I_V/I_O en fonction de l'intensité intégrée, (c) pour la raie $L\alpha$: $\Delta\lambda_p$ en fonction de l'intensité intégrée, (d) pour la raie Ca II : H_{index} en fonction de K_{index} .

Ca II	H_{index}	H_{1V}	H_{2V}	H ₃	K_{2R}	$\Delta \lambda_1$
K et H	vs. K_{index}	vs. K_{1V}	vs. K_{2V}	vs. K ₃	vs. K_{2V}	vs. $\Delta \lambda_2$
pente	0.95 ± 0.30	1.1 ± 0.4	0.93 ± 0.08	0.9 ± 0.1	0.96 ± 0.10	0.88

Table 2.7: Corrélation entre les mêmes paramètres de Ca II H et K, et entre deux paramètres différents de Ca II K.



Figure 2.10: Corrélations : (a) K_{index} de Ca II K en fonction de K_2/K_1 de Ca II K, (b) intensité intégrée de L α en fonction de K_{index} de Ca II K, (c) intensité intégrée de L α en fonction de K_3 de Ca II K, (d) intensité intégrée de L α en fonction de K_2/K_1 de Ca II K.

2.10a), en particulier pour les fortes valeurs de K_{index} ; le rapport K_2/K_1 semble donner lui aussi une indication de l'activité.

• $L\beta$

L'étude des corrélations a eu lieu sur les profils de résolution 0.06 Å. Il en ressort que les intensités I_V et I_R sont très bien corrélées (pente égale à 0.9 avec une très faible dispersion). Le rapport I_V/I_R de 0.9 confirme la prédominance du pic rouge sur le pic bleu.

On notera également une très forte corrélation entre I_O et l'intensité intégrée ; le rapport entre ces deux quantités est de 2.06.

• Mg II k et h

Une très faible dispersion apparait entre h_{index} et k_{index} , jusqu'à des valeurs voisines de 4 10⁵ erg/cm²/s/sr de k_{index} . Le rapport h/k de ces paramètres est égal à 0.7. Nous avons par ailleurs obtenu un rapport k_{1V}/k_{1R} de 1.1.



Figure 2.11: Corrélations : (a) intensité intégrée de L α en fonction de k_{index} de Mg II k, (b) intensité intégrée de L α en fonction de k₃ de Mg II k, (c) intensité intégrée de L α en fonction de l'intensité intégrée de L β , (d) k₃ de Mg II k en fonction de K₃ de Ca II K.

2.4.2 Paramètres de deux raies différentes

• L α en fonction de Ca II K

L'intensité intégrée $L\alpha$ et K_{index} ne semblent pas corrélées (Fig. 2.10b), ce qui met en évidence des altitudes de formations différentes pour ces deux raies, donc des conditions différentes.

L'intensité intégrée L α a un comportement analogue vis-à-vis de K₃ (Fig. 2.10c), et croît avec le rapport K₂/K₁ (Fig. 2.10d).

• L α en fonction de Mg II k

Nous avons obtenu les corrélations entre l'intensité intégrée dans la raie $L\alpha$ en fonction de k_{index} et k_3 (Fig. 2.11a, b): ces corrélations sont très proches dans leur allure de ce qu'on a présenté pour Ca II, en particulier, on observe une augmentation de la dispersion quand les intensités croissent.

	Intensité	Intensité	IO	I_V	FWHM
	int égrée	$\operatorname{int\acute{e}gr\acute{e}e}$			
	(L eta : 0.06 A rés)	(L eta : 1 A rés)			
	(L $lpha$: 0.02 A rés)	(L $lpha$: 0.2 A rés)			
$\operatorname{corr\acute{e}lation}$	forte	bonne	forte	forte	mauvaise
pente	96	86	50	69	
dispersion	croissante	importante	décroissante	croissante	0.6 - 1.05 Å
	avec		avec	avec	pour L $lpha$
	l'intensité		l'intensité	l'intensité	0.47 - 0.84 A
					pour L eta

Table 2.8: $L\alpha$ en fonction de $L\beta$.

• $L\alpha$ en fonction de $L\beta$

Les corrélations obtenues entre ces deux raies sont résumées dans la Table 2.8 et la Fig. 2.11c montre l'intensité $L\alpha$ en fonction de l'intensité $L\beta$.

• Mg II en fonction de Ca II

Nous avons obtenu une bonne corrélation, malgré une forte dispersion des intensités k_{2V} et K_{2V} ; la pente est de 1. Des remarques tout-à-fait similaires peuvent être appliquées pour k_3 en fonction de K_3 (Fig. 2.11d), où la pente est de 0.95. L'ensemble des pentes des Figs. 2.9d à 2.11 est résumé dans la Table 2.9.

2.5 Profils caractéristiques

Dans la section 3, nous avons présenté les profils moyens correspondant au Soleil calme, pour chacune des 6 raies. Ici, notre ambition est de construire des profils moyens pour les deux régions caractéristiques du Soleil calme : les cellules et les éléments de réseau, dans les six raies étudiées. Ces deux régions sont les deux composantes du modèle de supergranulation à lignes de champ ouvertes, de

	H_{index}	Kindex	L α	L α	L α	L α	Lα	$L\alpha$	k_3
	vs.	vs.	vs.	vs.	vs.	vs.	vs.	vs.	vs.
	K_{index}	K_2/K_1	Kindex	K_3	K_2/K_1	\mathbf{k}_{index}	\mathbf{k}_3	ь eta	K_3
pente	0.95	3.21 10 ⁵	0.85	0.61	$1.7 10^5$	0.59	0.55	96	0.95

Table 2.9: Facteurs de corrélation de différents paramètres, dans une même raie ou entre deux raies différentes.

Gabriel (1976). Nous avons aussi proposé des profils typiques de plages, aisément sélectionnées dans notre base de données du Ca II K, par la forme des profils et leur forte intensité.

La difficulté que nous avons rencontrée pour mener à bien notre projet a été de sélectionner parmi tous nos profils de soleil calme, ceux qui étaient représentatifs du réseau ou des cellules.

Notre recherche a été basée sur les résultats dans les raies $L\alpha$ et K du Ca II, que nous pouvons comparer à de nombreuses observations antérieures (surtout dans la raie K), afin de mettre en évidence les profils types des structures chromosphériques.

2.5.1 Profils types dans la raie K du Ca II

C'est dans la raie K du Ca II que le réseau a été observé pour la première fois, ainsi la majeure partie de nos connaissances des structures chromosphériques est basée sur les observations dans cette raie.

Avant d'effectuer une sélection entre réseau et cellules parmi nos profils de soleil calme, nous avons pris la précaution de vérifier que la distribution des intensités intégrées dans la raie K, pouvait être décomposée en deux "populations", correspondant à l'ensemble des cellules et aux éléments du réseau. Nous avons donc cherché à représenter ces deux populations par deux courbes gaussiennes, par la méthode des moindres carrés, de telle sorte que la somme de ces deux courbes corresponde à la distribution totale des intensités K_{index} du soleil calme (Fig. 2.12a). La méthode est décrite dans l'annexe 1. Une telle décomposition montre que les deux populations ne sont pas nettement séparées, mais qu'au contraire, il ressort un fort mélange des structures. Une telle continuité dans la distribution peut s'expliquer par le fait que la résolution spatiale ne permet pas d'isoler strictement les éléments de réseau.

Nous avons eu donc besoin d'une information supplémentaire. Les travaux de Skumanich et al. (1975) sur des observations antérieures ont permis d'établir que l'intensité intégrée moyenne (sur 1.1 Å) était de 2.77 10^5 pour une cellule et de $3.53 \ 10^5 \ \mathrm{erg/cm^2/s/sr}$ pour le réseau. Ainsi, compte-tenu des valeurs de K_{index} de la distribution, nous avons grossièrement défini une gamme de Kindex pour les cellules et le réseau. Nous avons donc dans un premier temps, choisi de considérer que les cellules avaient un K_{index} compris entre 2 10⁵ et 3.15 10⁵, alors que le K_{index} du réseau pouvait être compris entre $3.15 \ 10^5$ et $4.5 \ 10^5$; on notera que $3.15 \ 10^5$ correspond à la valeur moyenne des deux intensités moyennes calculées par Skumanich et al., que 2 10⁵ correspond à la valeur minimale de notre échantillonnage de cellules, et que $4 \ 10^5$ est notre limite maximale d'intensité pour les structures du Soleil calme. (On pourrait objecter que notre distribution de K_{index} contient une demi-douzaine d'intensités inférieures à 2 10⁵, mais elles s'écartent fortement de la distribution principale et nous ont laissé penser qu'elles étaient davantage représentatives de points sombres dans une cellule, dont nous n'avons pas parlé, que de cellules au sens large.) Par une telle sélection, nous avons répertorié 103 cellules et 87 éléments de réseau (Fig. 2.12b).

Nous avons par ailleurs constaté que les deux populations ainsi définies restaient bien séparées pour les distributions de K_{1V} , K_{2V} , K_3 , (dans lesquelles nous avons inclus les points sombres, les taches et les plages). De plus, $\Delta\lambda_1$ croît, alors que $\Delta\lambda_2$ décroît des cellules aux plages (Fig. 2.12c).

Les profils moyens par structure (Fig. 2.12d) rendent compte de l'augmentation de K₃ de la cellule au réseau. Au centre de la raie, il ressort que le profil de réseau est 1.45 fois plus intense que le profil de cellule. Mais nous avons remarqué que le profil de cellule était très proche, à la fois de part sa forme et de part les intensités observées, du profil de réseau. Le calcul des K_{index} sur 1 Å donne 3.13 10⁵ pour le profil de cellule et 3.86 10⁵ pour le profil de réseau, ce qui est très au-dessus des valeurs (ramenées à 1 Å) calculées par Skumanich et al. De plus, Skumanich et al. (1984) ont trouvé que le facteur de remplissage du réseau était de 0.40, alors que


Figure 2.12: Distributions et profils moyens en Ca II K : (a) Ajustement de la somme de deux gaussiennes -représentant les populations de cellules (à gauche) et des éléments de réseau (à droite)- à la distribution de l'intensité intégrée K_{index} (les points sombres, les plages et les taches sont exclus) ; (b) distribution de K_{index} pour les différentes structures (points sombres, cellules, réseau, taches et plages ; (c) distribution de $\Delta\lambda_2$ pour les mêmes structures : la distance entre les pics diminue des points sombres aux plages ; (d) profils moyens de cellule et réseau.

notre sélection entraine un rapport réseau/cellule égal à 0.85: tous ces éléments nous ont permis de conclure que notre gamme de K_{index} pour le réseau était probablement trop grande et que de nombreuses cellules était incluses dans ce que nous avions considéré comme une population d'éléments de réseau.

Les différences observées entre les résultats de Skumanich et les nôtres, au regard des K_{index} et de la faible distinction entre le profil de cellule et le profil de réseau, nous ont amenés à revenir à la définition de nos populations, à partir des deux courbes gaussiennes de la Fig. 2.12a.

Pour ce que nous noterons dans la suite le critère C1, nous avons sélectionné pour les cellules, les profils dont le K_{index} était compris entre 10^4 et 2.83 10^5 erg/cm²/ s/sr (cette dernière valeur correspondant au maximum de la gaussienne de gauche) et pour le réseau, les profils dont le K_{index} était compris entre 3.51 10^5 (valeur correspondant au maximum de la gaussienne de droite) et 5 10^5 erg/cm²/s/sr. Nous avons par ce choix, éliminé tous les profils dont le K_{index} était situé à l'intersection des deux gaussiennes, ce qui a évidemment pour conséquence de réduire considérablement le nombre de profils à examiner. Ce critère a permis de répertorier 48 cellules et 29 éléments de réseau conduisant à un rapport réseau/cellule égal à 0.6, plus proche mais encore supérieur au rapport (0.4) calculé par Skumanich et al.

Dans la mesure où les intensités du profil moyen de cellule sont minimisées, et les intensités du profil moyen de réseau sont maximisées par notre sélection, nous avons effectué une correction de ces intensités afin d'obtenir pour valeur moyenne de ces K_{index} , les valeurs des intensités correspondant au maximum des deux gaussiennes (2.92 10⁵ et 3.5 10⁵), pour les deux populations. Les profils moyens obtenus sont présentés Fig. 2.12d et les intensités intégrées (sur 1.1 Å) sont 3.21 10⁵ pour les cellules (soit 16 % de plus que chez Skumanich et al.), et 3.85 10⁵ erg/cm²/s/sr pour le réseau (soit 9% de plus que chez Skumanich et al.).

Nous nous sommes aussi intéressés aux effets du profil instrumental sur les profils observés : nous avons donc étudié les effets de la déconvolution des profils observés par le profil instrumental. Le principal résultat qui apparait est que K_3 est

plus fort pour les profils observés que pour les profils déconvolués (5.8% pour les cellules, et 4.5% pour le réseau) ; les intensités K_2 et K_{1R} sont très semblables pour les deux types profils, alors que K_{1V} est plus fort pour les profils observés (moins de 1% pour les cellules et 1.6 % pour le réseau) ; les ailes dans le rouge sont presque identiques, mais l'aile dans le bleu est plus forte pour le profil déconvolué (environ 3%). Nous en tirons la conclusion suivante : le profil instrumental a une influence négligeable sur les profils solaires réels. Les détails de la déconvolution sont donnés en annexe 2.

2.5.2 Profils types dans la raie $L\alpha$

Nous avons suivi la même procédure en L α qu'en Ca II, en ce sens que nous avons ici aussi pris la précaution de vérifier que la distribution des intensités intégrées dans cette raie pouvait être décomposée en deux populations, caractérisées par deux courbes gaussiennes ; le résultat est que ces deux courbes ne sont pas séparées, comme nous l'avons vu en Ca II (Fig. 2.13a).

A partir des 48 cellules et des 29 éléments de réseau obtenus par C1 en Ca II, nous avons déterminé les profils moyens pour chacune des structures. Que l'on considère les profils de résolution 0.2 ou 0.02 Å, on constate que le profil de réseau est deux fois plus intense que le profil de cellule, dont l'intensité intégrée est de 4.5 10^4 erg/cm²/s/sr (fig 2.13b, c).

Afin de comparer les résultats obtenus avec les deux types de résolution, nous avons "convolué" les profils à 0.02 Å par une fonction correspondant à une fente de 0.2 Å de large : les profils présentés dans la Fig. 2.14 permettent de conclure que les profils de plages sont presque identiques (on notera une variation de 5% au centre de la raie) ; le profil 0.02 Å du réseau est plus intense (7% au centre) que le profil 0.2 Å ; enfin le profil 0.02 Å de cellule est plus intense que le profil 0.2 Å (8% au centre).

Finalement, si on tient compte de ces faibles différences, entre les deux types de profils, l'un comme l'autre peut être considéré comme représentatif des structures étudiées.

Nous avons aussi testé un autre critère de sélection, que nous dénommerons dans la suite par C2, spécialement en L α et conçu à partir des résultats obtenus par



Figure 2.13: Distributions et profils moyens en $L\alpha$: (a) Ajustement de la somme de deux gaussiennes -représentant les populations de cellules (à gauche) et des éléments de réseau (à droite)à la distribution de l'intensité intégrée ; (b) profils moyens de cellule et réseau pour une résolution spectrale de 0.2 Å; (c) profils moyens de cellule et réseau pour une résolution spectrale de 0.02 Å.



Figure 2.14: Comparaison des différents profils moyens de L α obtenus pour les deux résolutions spectrales : le profil moyen observé de résolution 0.02 Å (pointillés) a été convolué par une fonction de 0.2 Å (profil résultant : tirets) et comparé au profil moyen observé de résolution 0.2 Å (trait plein).

Basri et al. (1979), basés sur les seuils d'intensité intégrée.

Basri et al. ont obtenu des profils de la raie L α à partir de données photographiques, au cours du vol fusée de l'instrument HRTS en 1975, avec une résolution spatiale d'environ 0.8". Ils ont obtenu des gammes d'intensités intégrées pour les différentes structures : les intensités des points sombres sont inférieures à 2 10⁴ erg/cm²/s/sr, celles des cellules sont comprises entre 2 10⁴ et 1.07 10⁵, pour les éléments de réseau et les points brillants (dans le réseau), les intensités s'étendent de 1.07 10⁵ à 3.26 10^5 (Fig. 2.15a). Ainsi est défini C2.

En comparant C1 et C2, on voit que le domaine d'existence des intensités des cellules retenu par C1 correspond exactement à la gamme observée par Basri et al. ; on peut faire une remarque analogue pour les intensités du réseau. De même pour les plages, identifiées en Ca II, leur gamme d'intensités est la même pour C1 et C2. Du critère C2, on retient 2 profils de points sombres, 170 de cellules et 18 d'éléments de réseau. Les distributions des intensités centrale, bleue et rouge, de la distance entre les pics et de FWHM, ont été analysées pour chaque structure : ainsi, on observe que les points sombres ont les plus faibles valeurs de I_O, de I_V et I_R ; les cellules forment un groupe relativement bien défini, dont les intensités sont inférieures à 2 10⁵ (sauf pour un profil de la distribution de I_O) ; les éléments de réseau sont davantage dispersés, et présentent des intensités supérieures à celles des cellules (sauf pour un profil) ; enfin, les profils de plages s'étalent sur une gamme assez large de valeurs. La valeur de FWHM semble indépendante de la structure considérée, par contre la distance entre les pics décroît quand l'activité augmente.

Nous avons déterminé les profils moyens pour chaque structure (en séparant une fois encore les profils obtenus avec une résolution de 0.02 Å, Fig. 2.15b, de ceux obtenus avec une résolution de 0.2 Å, Fig. 2.15c). Dans les deux cas, les profils ont la même allure, et l'intensité intégrée croît avec l'activité. La comparaison avec les profils moyens obtenus par C1, permet de dire que le profil de cellule obtenu par C2 est légèrement plus intense que le profil de C1 ; par contre, pour le réseau, le profil obtenu par C2 est réellement plus intense qu'en C1 (au centre de la raie, l'intensité avec C2 est deux fois plus forte que l'intensité en C1).

De plus, on remarque que le rapport réseau/cellule est dans le cas du critère C2, égal à 0.1 : dans la mesure où ce rapport est plus faible que le rapport des aires d'un élément de réseau et d'une cellule, on est amené à conclure que la gamme



Figure 2.15: Distributions et profils moyens en $L\alpha$, à partir des observations de HRTS : (a) Distribution de l'intensité intégrée obtenue par Basri (1979) pour chaque structure ; (b) profils moyens de cellule et réseau pour une résolution spectrale de 0.2 Å obtenus à partir de la distribution précédente ; (c) profils moyens de cellule et réseau pour une résolution spectrale de 0.02 Å, obtenus à partir de la distribution précédente.

des intensités observées par Basri et al. pour le réseau est trop étroite (le nombre d'éléments observés était peut-être insuffisant), et un certain nombre de nos profils de cellules a été comptabilisé en tant qu'éléments de réseau. Nous avons par conséquent décidé de considérer les profils résultant du critère C1 comme étant notre référence. (Remarquons toutefois que les observations de Basri et al. ont été faites avec une très bonne résolution spatiale (0.8").)

2.5.3 Profils moyens dans la raie $L\beta$

A partir des profils de cellules et de réseau retenus avec C1, nous avons déterminé les profils moyens pour L β . Les profils enregistrés avec une résolution de 0.06 Å ont été séparés de ceux enregistrés avec une résolution de 1 Å. Dans le cas de la résolution de 0.06 Å, le profil moyen de réseau est 1.7 fois plus intense au centre que le profil de cellule (Fig. 2.16a, b).

2.5.4 Profils moyens dans les raies H de Ca II, k et h de Mg II

La sélection C1 a aussi été utilisée pour obtenir des profils moyens de la raie H de Ca II (Fig. 2.16c) et des raies k et h de Mg II (Fig. 2.16d, e). Les profils moyens de Ca II H ont la même allure que les profils de Ca II K ; les intensités intégrées H_{index} sont 3.2 10⁵ pour le profil de cellule et 3.8 10⁵ erg/cm²/s/sr pour le profil de réseau. Pour une structure donnée, les intensités au centre des profils sont équivalentes pour H et K.

Les profils moyens obtenus en Mg II ont des allures tout-à-fait similaires, en h et k ; pour une même structure, les intensités dans la raie k sont plus fortes que pour la raie h. Pour le profil de cellule, k_{index} est de 1.37 10⁵, h_{index} est de 1.14 10⁵, et pour le réseau, k_{index} est 1.71 10⁵, h_{index} est de 1.37 10⁵.

2.5.5 Profils de plages

Les profils de plages ont été aisément répertoriés dans la raie K de Ca II, de par leur forme caractéristique et leurs fortes intensités. Nous avons constaté une bonne corrélation des intensités intégrées dans toutes les raies étudiées ici, mais nous ne



Figure 2.16: Profils moyens en L β , Ca II H et Mg II k et h : (a) profils moyens de cellule et réseau pour une résolution spectrale de 1 Å; (b) profils moyens de cellule et réseau pour une résolution spectrale de 0.06 Å; (c) profils moyens de cellule et réseau en Ca II H; (d) profils moyens de cellule et réseau en Mg II k; (e) profils moyens de cellule et réseau en Mg II h.

	$L\alpha$	ь eta	Ca II K	Ca II H	Mg II k	Mg II h
minimum	$0.9 \ 10^5$	$1.5\ 10^3$	$4.8\ {10}^{5}$	$5.0 \ 10^{5}$	$5.0 \ 10^{5}$	3.310^{5}
maximum	$7.8 \ 10^5$	$7.2\ {10}^3$	10^{6}	$9.9 \ 10^5$	$1.1 10^{6}$	$7.8\ {10}^{5}$
moyenne						
de nos	$2.5 {10}^5$	4.010^{3}	$6.7 \ 10^{5}$	$6.6 \ 10^{5}$	$7.1 10^5$	$4.5 10^5$
résultats						
résultats						
de Lemaire et al.	$2.51\ {10}^5$	$4.5\ 10^3$	$6.3\ {10}^{5}$	$6.3 \ 10^{5}$	$7.9\; {10}^5$	$6.3\ {10}^{5}$

Table 2.10: Gamme des intensités intégrées et valeurs moyennes pour les profils de plages dans $L\alpha$, $L\beta$, Ca II K et H, Mg II k et h (erg/cm²/s/sr).

discuterons pas en détail ces résultats, notre base de données concernant les plages étant vraiment insuffisante (15 plages) ; nous avons toutefois comparé les intensités intégrées moyennes dans chaque raie, aux intensités intégrées déduites des profils dans chaque raie d'une partie de plage observée par OSO 8, le 1^{er} Juillet 1975. Ces profils ont été publiés par Lemaire et al. (1981), et nous avons graphiquement mesuré les intensités intégrées. Nous avons rassemblé dans la Table 2.10 les gammes des intensités de nos 15 plages et les valeurs moyennes, ainsi que les résultats de Lemaire et al., pour chaque raie.

On peut constater que les résultats sont très comparables, dans les raies de l'hydrogène, du calcium et la raie k du magnésium ; en revanche, dans la raie h du magnésium, la valeur de l'intensité intégrée mesurée sur le profil de Lemaire et al. est 1.4 fois plus forte.

2.5.6 Evaluation du flux solaire

Dans la mesure où le rayonnement solaire est un des principaux facteurs du climat et des processus photochimiques de l'atmosphère terrestre (Pap et al., 1994), il semble intéressant de comprendre et de prédire ses variations, en évaluant le flux du rayonnement solaire, qui domine de très loin les échanges d'énergie entre la Terre et son environnement cosmique.

La constante solaire est définie comme le flux de rayonnement intégré sur l'ensemble du spectre électromagnétique, observé en dehors de l'atmosphère terrestre dans le plan de l'écliptique et normalisé à une distance Terre-Soleil de 1 UA (Kandel, 1988). On peut mesurer ce flux à partir de la somme des produits de l'intensité et de la surface de chaque structure considérée (cellule, réseau, plage...).

Il est important de déterminer ce flux en L α (Van Hoosier et al., 1981, Rottman, 1988) en raison de ses effets sur l'atmosphère terrestre, mais cette raie, difficile à mesurer, ne peut être observée que depuis l'espace. Il convient par conséquent de déterminer le flux dans d'autres raies, comme Ca II K, ou dans d'autres domaines de longueurs d'onde (radio), et d'en chercher les corrélations avec L α .

Pap et al. (1994) ont étudié les relations entre le flux solaire $L\alpha$, les intensités $L\alpha$ et les surfaces des plages (surfaces déterminées en Ca II K) et ont souligné l'importance du flux issu du réseau, afin de construire des modèles corrects de ce flux (Lean et al., 1982 et Lean, 1989).

Le calcul des rapports d'intensité intégrée dans deux structures différentes pour une même raie, et pour une même structure mais dans deux raies différentes, est donc utile pour évaluer ce flux. Nous disposons de telles corrélations après l'étude statistique que nous venons de mener, pour des profils de raies enregistrés simultanément, c'est-à-dire à travers la même fente du spectromètre, et pour des structures telles que les cellules, le réseau ou encore les plages. Nous n'avons cependant pas pu nous intéresser davantage à ces problèmes de variabilité du flux solaire dans la mesure où notre base de données ne contient pas d'information sur les surfaces des différentes structures.

2.6 Comparaisons avec des résultats antérieurs

Les profils moyens issus du critère C1 sont dans cette section comparés à des résultats antérieurs : en ce qui concerne la raie K du Ca II, Livingston et White (notés par la suite LW, 1992) ont réalisé des observations entre le 18 Décembre 1990 et le 2 Février 1991, avec le McMath Telescope et un spectrographe vertical. Les profils ont été obtenus près du centre du disque solaire avec une fente de 1x20". Grossmann-Doerth et al. (1974) ont enregistré des profils à haute résolution spatiale (1"). Pour la raie $L\alpha$, Basri et al., (1979) ont obtenu du HRTS des demi-profils à haute résolution (0.8").

	Grossmann-Doerth et al.	profils C1
K _{3reseau} /K _{3cellule}	1.695	1.600
$\mathrm{K}_{2Vreseau}/\mathrm{K}_{2Vcellule}$	1.425	1.407
$K_{1Vreseau}/K_{1Vcellule}$	1.283	1.240

Table 2.11: Rapports des paramètres obtenus par Grossmann-Doerth et al., et comparés aux nôtres

2.6.1 Profils de la raie K de CaII

• Comparaison avec les résultats de LW

Nos profils issus du critère C1 ont donc été comparés avec les profils de LW qui nous ont été fournis normalisés. Après normalisation des profils C1 (en divisant les intensités par le rapport des intensités intégrées des profils de LW et des profils C1), nous avons noté que (Fig. 2.17a, b):

- les profils de cellules sont quasiment identiques, les rapports K_2/K_3 sont presque égaux ; par contre, K_{2R}/K_3 et K_2/K_1 sont plus importants pour le profil de LW ; les pentes des ailes sont identiques, mais l'aile bleue du profil LW est au-dessus de celle du profil C1, alors que l'aile rouge est au-dessous.

- les deux profils de réseau sont différents ; le profil LW présente un rapport K_2/K_1 plus fort, le renversement central est plus fort (K_2/K_3 plus fort), et les ailes sont situées au-dessous de celles des profils C1. D'après les informations obtenues de LW, au cours des observations, la fente du spectromètre a pu "passer" au-dessus de facules, entrainant ainsi une augmentation du pic K_2 , par conséquent trop intense pour représenter un profil moyen de réseau.

• Comparaison avec les résultats de Grossman-Doerth

Grossmann-Doerth et al. ont calculé à partir de leurs spectres, des rapports typiques de paramètres, reportés dans la Table 2.11. Leurs résultats montrent un contraste entre les structures légèrement plus fort que pour nos profils moyens. Il s'agit peut-être d'un effet lié à leur meilleure résolution spatiale.

2.6.2 Profils de la raie $\mathbf{L}\alpha$

• Comparaison avec les profils de Basri et al.

A partir des profils $L\alpha$ (de résolution 0.02 Å) issus du critère C1, nous avons considéré des demi-profils (de 0 à 0.5 Å) et nous les avons comparés avec les demi-profils de Basri et al. (profils de HRTS, dont nous avons discuté les résultats précédemment). On constate que les allures de ces demi-profils sont assez identiques pour une même structure (Fig. 2.17c); notons cependant que notre profil d'élément de réseau est comparé à un profil de points brillants ; les pentes dans les ailes sont identiques, bien que le profil HRTS de cellule soit plus intense (1.6 fois en I_R) : dans la mesure où les données de Basri et al. sont d'origine photographique, nous pensons qu'une correction sous-estimée du bruit de fond peut être la cause de profils plus intenses que les nôtres, au moins dans les structures les moins brillantes.

2.6.3 Profils divers

Au cours de l'analyse de notre base de données, nous avons été amenés à écarter un petit nombre de profils dont les caractéristiques les rendaient plutôt atypiques. Ces profils ne possèdent pas les propriétés adéquates pour faire partie -sans ambiguité- des cellules ou des éléments de réseau. Par exemple, en L α , le profil de la figure 2.18a est aussi intense qu'une plage, alors qu'en Ca II K (Fig. 2.18d), le renversement central n'est pas spécialement important, en tous cas pas suffisant pour que ce profil soit celui d'une plage. Le profil L α de la Fig. 2.18b est un des trois profils les plus intenses alors que l'intensité en Ca II K (Fig. 2.18e) est très faible (le rapport K₂/K₁ est néanmoins fort). Le profil asymétrique L α de la Fig. 2.18c est le plus intense (ainsi que dans les autres raies) et ne présente pas de renversement central en Ca II K (Fig. 2.18f): il s'agit là probablement d'un profil d'éruption.

De plus, parmi nos profils un peu spéciaux, nous avons identifié trois profils de taches, qui incluent probablement une contribution dûe à la pénombre, du fait du fort renversement central de ces profils en Ca II K, et de leur forte intensité (Fig. 2.19).



Figure 2.17: Comparaisons de nos profils moyens et de profils issus d'observations antérieures :
(a) profils moyens de cellule en Ca II K : OSO 8 en trait plein et résultats de White en pointillés ;
(b) profils moyens de réseau en Ca II K : OSO 8 en trait plein et résultats de White en pointillés ;
(c) profils moyens de cellule et réseau en Lα : OSO 8 en trait plein et HRTS en tirets.



Figure 2.18: Profils divers atypiques : (a), (b), (c) en L α ; (d), (e), (f) profils correspondants en Ca II K.



Figure 2.19: Profils divers de taches : (a), (b), (c) en L α ; (d), (e), (f) profils correspondants en Ca II K.

	$\mathrm{K}_{1V}/\mathrm{K}_{1R}$	$\mathrm{K}_{2V}/\mathrm{K}_{2R}$	K_{2V}/K_3	$\mathrm{K}_{2V}/\mathrm{K}_{1V}$	$\mathrm{K}_{2R}/\mathrm{K}_{1R}$
réseau	1.045	1.118	1.258	1.469	1.373
cellule	1.074	1.209	1.587	1.052	0.984

Table 2.12: Rapports de divers paramètres pour une même structure.

Table 2.13: Rapports d'intensités entre réseau et cellule.

	K_{1V}	K_{2V}	K_3
rapport réseau/cellule	1.27	1.77	2.24

2.6.4 Profils observés dans la raie du Ca II K, à la Tour Solaire du NSO/SP

Nous avons complété notre base de données "OSO8" par des profils moyens de cellule et réseau dans la raie K de Ca II, non étalonnés, mais qui permettent d'évaluer le contraste entre ces deux structures.

Le 16 Mars 1993, des profils de Ca II K ont été enregistrés, sur CCD à la tour Solaire de Sacramento Peak, avec le "Spectrographe horizontal" (HSG) multi-canaux. La position de la fente était parfaitement déterminée : un élément de réseau (rosette) était situé au centre de la fente, et était encadré par deux éléments de cellules. La méthode de traitement sera décrite au Chap. 4, pour un autre jeu de données. Les résultats des traitements préliminaires sont décrits dans le rapport de stage de C. Boloré (1993). Nous présentons seulement ici le rapport des intensités pour le réseau et la cellule (Table 2.12) et le rapport réseau/cellule pour K_{1V} , K_{2V} , K_3 .

En faisant référence aux profils de cellule et de réseau issus de notre critère de sélection C1, on constate que :

les résultats de la table 2.12 concernant la cellule sont proches de ceux qu'on peut déduire du profil de cellule issu du critère C1 ; les écarts vont de 0.5% pour K_{2V}/K_{1V} à 13% pour K_{2V}/K_{2R}. En revanche, les résultats de cette même Table, pour le réseau sont très éloignés de ceux qu'on peut déduire du profil de réseau issu de C1 ; les écarts vont de 4% pour K_{1V}/K_{1R} et K_{2V}/K_{2R} à 42%

pour K_{2V}/K_{1V} .

• les rapports réseau/cellule de la Table 2.13 sont éloignés des rapports équivalents sur les profils de C1 où le rapport des K_{1V} est 1.14, celui des K_{2V} est 1.29 et celui des K_3 est 1.41.

Compte-tenu du fait que les résultats moyens pour les cellules (une cellule observée en tant que telle et une cellule moyenne issue d'une étude statistique) sont cohérents, on est amené à penser que d'une part notre critère de sélection des structures est correct, au moins pour les cellules, et que d'autre part l'élément observé en tant que réseau a un profil certainement trop intense qui lui donne peut-être un caractère de point brillant du réseau.

2.7 Conclusion

Nous avons donc présenté un jeu de résultats statistiques, concernant les profils à hautes résolutions de OSO-8, obtenus simultanément en L α , L β , Ca II K et H, Mg II k et h.

L'étude des corrélations entre les différents paramètres nous permet de conclure que :

- plus l'intensité intégrée en L α est forte et plus faible est le renversement central, contrairement à ce qu'on observe en Ca II K (par exemple, K_2/K_1).
- l'intensité intégrée en Lα n'est pas indépendante de l'intensité intégrée et de K₃ en Ca II K, mais les corrélations restent faibles. Dans la mesure où les deux raies sont formées à des altitudes différentes, ces faibles corrélations pourraient être associées aux effets de la canopée magnétique : Lα serait formé au-dessus et Ca II K au-dessous.
- nous avons aussi proposé un critère de sélection des profils par structure, à partir de considérations sur l'intensité intégrée en Ca II K : les populations de cellules et d'éléments de réseau ont été déterminées à partir des distributions

d'intensité, que nous avons décomposées en deux courbes gaussiennes. Des profils moyens par structures ont pu être calculés par cette méthode.

Nous avons ainsi à notre disposition des profils moyens de cellules, d'éléments de réseau, de taches et de plages, dans six raies de résonance $-L\alpha$, $L\beta$, Ca II K et H, Mg II k et h- qui vont nous permettre de valider (ou d'invalider) les profils théoriques issus de codes et de modèles anciens (VAL), plus récents (celui des tubes de flux de Solanki et al., en Ca II K), ou les modèles prenant en compte la diffusion ambipolaire (FAL).

Chapitre 3

Atmosphère hors Equilibre Thermodynamique Local : Profils d'émission théoriques

"The art of modelling stellar atmospheres is that of finding a set of approximations that makes feasible a numerical solution of the equations while still representing the physics of the problem", in Crivellari, Hubeny, Hummer, 1991, "Stellar Atmospheres : Beyond Classical Models".

3.1 Introduction

Le but d'une étude spectroscopique du rayonnement est de déterminer les propriétés physiques de l'atmosphère solaire. La théorie permet de prédire l'allure de profils émergents d'une atmosphère rayonnante, lorsqu'on suppose connus les paramètres essentiels tels que la température, la pression, la vitesse, etc..., en fonction de l'altitude. Ainsi, il est possible de créer des modèles, d'en déduire des profils de raies, et de les comparer aux profils observés. Chaque désaccord permet d'affiner le modèle, ... et de faire une nouvelle itération.

Avant de discuter des profils obtenus à partir de codes de transfert de rayonnement, nous allons dans un premier temps faire quelques rappels théoriques sur les notions d'Equilibre Thermodynamique et de Transfert de Rayonnement.

• Equilibre Thermodynamique

Soit une enceinte, contenant un gaz d'atomes et de particules chargées. Sous l'effet des collisions et du champ de rayonnement qui peut régner dans l'enceinte, les particules peuvent s'exciter, se désexciter, s'ioniser ou encore se recombiner, conduisant à une uniformisation de la température du gaz ($T_e = T_i = T_{ray}$). Les conditions de l'Equilibre Thermodynamique sont telles que chaque processus est contrebalancé par le processus inverse ; il s'agit du phénomène de microréversibilité. Dans un tel cas,

1) la fonction de distribution des vitesses des particules est donnée par la fonction de distribution de Maxwell,

$$\frac{dN}{N(v)} = \left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{\frac{3}{2}} e^{\frac{-mv^2}{2kT}} 4\pi v^2 dv \tag{3.1}$$

où dN est le nombre de particules dont le module de la vitesse est comprise entre v et v+dv;

2) le degré d'ionisation du milieu est donné par la loi de Saha,

$$\frac{N_1 N_e}{N_0} = \frac{g_1 g_e}{g_0} \frac{(2\pi m_e kT)^{\frac{3}{2}}}{h^3} e^{-\frac{\chi_i}{kT}}$$
(3.2)

où m_e est la masse de l'électron, k la constante de Boltzmann, h la constante de Planck, χ_i le potentiel d'ionisation, les indices 0 et 1 étant liés aux niveaux fondamentaux de l'atome considéré et de l'ion associé ;

3) le peuplement des niveaux est donné par la loi de Boltzmann,

$$\frac{N_m}{N_n} = \frac{g_m}{g_n} e^{\frac{(E_m - E_n)}{kT}}$$
(3.3)

qui donne le rapport des populations de deux niveaux n et m, de poids statistiques g_n et g_m , et d'énergie $-E_n$ et $-E_m$.

De plus, la microréversibilité des processus radiatifs entraine que tous les photons émis sont immédiatement réabsorbés (on dira que le milieu est optiquement épais) ; le rayonnement résultant est donc celui du corps noir, et suit la loi de Planck : la répartition d'intensité I_{ν} avec la fréquence est continue.

$$I_{\lambda} = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1}$$
(3.4)

• Equilibre Thermodynamique Local

Le cas de l'Equilibre Thermodynamique est cependant un cas idéal que l'on ne rencontre en général pas dans les plasmas : il n'est plus vérifié si dans le plasma règnent des gradients de température ; la température n'est donc plus unique. Il est toutefois possible que localement l'Equilibre Thermodynamique soit vérifié, pour les particules, dont les propriétés seront toujours décrites par les lois de Maxwell, Saha, et Boltzmann. Par contre, le rayonnement ne répondra pas à la loi de Planck ; le rayonnement ne peut plus être décrit par une température locale, parce que le libre parcours moyen des photons peut être si grand que le rayonnement produit dans une région de température locale T₁ peut migrer dans des régions de température locale T₂ différente de T₁ (Drawin, 1983) ; la répartition de l'intensité avec la fréquence n'est pas continue, mais présente des émissions et des absorptions.

Le rayonnement résultant sera la solution d'une équation de transfert, qui rend compte de la propagation du rayonnement.

L'équation de transfert est de la forme suivante :

$$\mu \frac{dI_{\nu}}{d\tau_{\nu}} = I_{\nu} - S_{\nu} \tag{3.5}$$

où $\mu = \cos\theta$, θ étant l'angle entre la normale extérieure à la surface du plasma et la direction du rayonnement ; I_{ν} est l'intensité à la fréquence ν ; τ_{ν} est l'opacité dans la direction θ définie par :

$$d\tau_{\nu} = -\kappa_{\nu} ds \tag{3.6}$$

avec κ_{ν} le coefficient d'absorption à la fréquence considérée, et de la longueur traversée par le rayonnement. Enfin, S_{ν} est la fonction source (dans laquelle nous ne prenons pas en compte le terme de diffusion), et caractérise les interactions matière-rayonnement dans le milieu ; elle est définie par :

$$S_{\nu} = \frac{\epsilon_{\nu}}{\kappa_{\nu}} \tag{3.7}$$

où ϵ_{ν} est l'énergie émise par un cylindre élémentaire de longueur ds. Dans le cas où le milieu est en Equilibre Thermodynamique Local,

$$S_{\nu} = B_{\nu}(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}$$
(3.8)

La connaissance de la fonction source permet la résolution de l'équation de transfert, ce qui nécessite la mise en oeuvre de codes de transfert de rayonnement.

• Conditions éloignées de l'ETL

L'ETL s'appuie sur l'hypothèse que les populations des niveaux d'énergie des atomes et les taux d'ionisation sont contrôlés par les processus collisionnels (thermiques). Lorsque ces conditions ne sont pas remplies, et c'est le cas dans les milieux à faible densité, les processus radiatifs peuvent devenir aussi importants -sinon plus- que les processus collisionnels : l'occupation des états atomiques du plasma de la chromosphère solaire est régie essentiellement par le rayonnement.

Plaçons-nous dans le cas de l'atome à deux niveaux.

La fonction source est la combinaison linéaire d'un terme radiatif et d'un terme thermique :

$$S_{\nu} = (1 - \epsilon)\bar{J} + \epsilon B_{\nu}(T) \tag{3.9}$$

où $\bar{J} = \frac{1}{2} \int \int I_{\nu}(\mu) d\mu \phi_{\nu} d\nu$, ϕ_{ν} étant le profil du coefficient d'absorption, et ϵ mesure la probabilité que le niveau supérieur de la transition soit désexcité par une collision inélastique, plutôt que par une émission spontanée. A l'ETL, ϵ est proche de 1 ; par contre, pour une raie de résonance de la chromosphère, ϵ est de l'ordre de 10⁻⁴ ; le mécanisme de formation d'une telle raie est donc hors-ETL.

Les populations des niveaux ne sont plus données par la loi de Boltzmann, la loi de Saha n'est plus valable ; seule l'hypothèse d'une distribution Maxwellienne des vitesses peut éventuellement encore être conservée.

• Redistribution en fréquence

Le terme radiatif de la fonction source est fonction de l'émission et de l'absorption d'un photon entre les deux niveaux de la transition. Quand l'absorption du rayonnement par le niveau inférieur est suivie de la réémission spontanée du niveau supérieur, il y a diffusion. Une telle situation se rencontre lorsque le taux de désexcitation collisionnelle est faible devant le taux de désexcitation spontanée. Dans ce cas, il est nécessaire d'envisager un éventuel changement de fréquence du photon considéré.

Même dans <u>le repère de l'atome</u>, un tel changement de fréquence peut avoir lieu. Dans les premiers travaux sur la formation des raies hors-ETL, Milne (1928) supposait que la diffusion se faisait sans changement de fréquence ; Spitzer a discuté pour la première fois (1944) de ces changements de fréquence au cours d'une diffusion. Hummer (1962) a distingué quatre cas :

 (i) les deux niveaux de la transition sont infiniment étroits (cas théorique) : tout photon absorbé est réémis à la même fréquence, on parle de diffusion cohérente. Il n'y a pas de redistribution en fréquence.

(ii) le niveau inférieur est étroit (par exemple, le premier niveau d'un atome ou d'un ion), mais le niveau supérieur est élargi par amortissement naturel. La diffusion reste cohérente, les fréquences d'absorption et d'émission d'un photon sont identiques. Il n'y a pas de redistribution en fréquence.

(iii) si les deux niveaux de la transition sont élargis par amortissement naturel, la diffusion est incohérente : les fréquences d'absorption et d'émission peuvent être différentes. Il y a redistribution complète des fréquences (CRD).

(iv) si le niveau inférieur est étroit et le niveau supérieur est élargi par les collisions, la diffusion est à la fois incohérente (à la suite d'une collision élastique dans le niveau supérieur) et cohérente. Il y a redistribution partielle des fréquences (PRD).

Le passage dans <u>le repère du laboratoire</u> nécessite la prise en compte des mouvements de l'atome, donc de l'effet Doppler ; cet effet entraine une redistribution des fréquences, au moins partielle (PRD) voire complète (CRD).

3.2 Calcul de profils théoriques et comparaison avec les observations

De nombreux efforts ont été faits pour établir des modèles des différentes structures, qui sont essentiellement hors Equilibre Thermodynamique Local (ETL), des couches photosphériques jusqu'à la couronne. Vernazza, Avrett et Loeser (VAL, 1981) ont proposé des modèles empiriques associés aux différentes structures allant des points sombres dans les cellules, aux plages brillantes ou aux éruptions (Machado et al., 1980). De tels modèles ont bénéficié d'améliorations par la suite, pour les taches (Maltby et al., 1986) et les plages (Lemaire et al., 1981). Ayres et al. (1986) et Solanki et al. (Solanki et Steiner, 1990, Solanki et al., 1991) ont suivi une autre direction qui consiste en l'hypothèse que toute structure, observée aux résolutions spatiales courantes, est caractérisée par la combinaison de tubes de flux magnétiques chauds immergés dans une atmosphère froide non-magnétique. Solanki et al. (1991) supposent que le champ magnétique est concentré en tubes de flux verticaux, qui s'évasent avec l'altitude, et se rejoignent pour former une canopée magnétique. D'intéressants résultats concernant la hauteur de cette canopée ont été obtenus par Solanki et al. (1991).

La prise en compte de la diffusion ambipolaire (Fontenla, Avrett, Loeser, 1990, 1991, FAL1, FAL2) a apporté de considérables progrès dont la disparition dans la région de transition du plateau de température qui avait été introduit afin d'ajuster les profils renversés $L\alpha$ et $L\beta$ avec les profils observés. Plus récemment les mêmes auteurs (Fontenla, Avrett, Loeser, 1992, FAL3) tenant compte de la diffusion de l'hélium dans la région de transition, ont construit des modèles auto-consistants qui s'étendent jusqu'à la couronne.

L'approche semi-empirique de ces modèles a montré son importance dans le cadre des travaux en magnétohydrodynamique et du chauffage ; elle est utile pour la validation des modèles auto-consistants.

Nous allons donc comparer dans ce chapitre, les profils observés dans les différentes structures (cellule et réseau), dans un premier temps avec des profils théoriques issus de modèles anciens tels que le VAL, et dans un second temps avec des profils issus de modèles plus récents, à deux dimensions, dans le cas du modèle de tubes de flux de Solanki et al. Nous traiterons aussi le cas de modèles à une

dimension de FAL, prenant en compte la diffusion ambipolaire. FAL ont déjà publié des modèles et des profils théoriques dans les raies de l'hydrogène (H α , L α et L β); nous examinerons les effets de ces modèles dans les autres raies (Mg II et Ca II).

3.2.1 Modèles à une dimension

Dans les modèles semi-empiriques, on se donne une distribution de température, de façon à représenter la chromosphère solaire. Tenant compte de l'hypothèse de l'équilibre hydrostatique,

$$\nabla (P_g + P_c) = -\rho \mathbf{g} \tag{3.10}$$

(où P_g et ρ sont la pression et la densité du gaz et P_c la pression de turbulence), les équations de l'équilibre statistique,

$$\Sigma_j n_j (R_{ji} + C_{ji}) = n_i \Sigma_j (R_{ij} + C_{ij})$$

$$(3.11)$$

pour le niveau i, (où R_{ij} est le taux de transitions radiatives ($R_{ij} = A_{ij} + B_{ij}\bar{J}_{ij}$ pour i > j et $R_{ij} = B_{ij}\bar{J}_{ij}$ pour i < j; A_{ij} et B_{ij} sont respectivement les probabilités d'émission spontanée et d'absorption, et C_{ij} est le taux de transitions collisionnelles), et l'équation du transfert de rayonnement

$$\mu \frac{dI_{\nu}}{d\tau_{\nu}} = I_{\nu} - S_{\nu} \tag{3.12}$$

sont résolues.

Le modèle d'atmosphère ainsi défini permet de prévoir les profils de raies et de les comparer aux observations.

Nous avons utilisé les codes de transfert de rayonnement de Gouttebroze pour calculer des profils théoriques dans les raies $L\alpha$, $L\beta$, Mg II k et h, Ca II K et H. Le code "hydrogène" de Gouttebroze a pour objectif la réalisation de modèles semiempiriques d'atmosphère. L'hydrogène y est traité avec 5 niveaux plus le continu. Les modèles d'atmosphère construits sont en équilibre hydrostatique et tiennent compte des effets de la pression de microturbulence. Les équations de transfert radiatif hors-ETL, l'équilibre statistique, l'ionisation des métaux en E.T.L, et les équations de l'équilibre hydrostatique, sont résolues par itération, permettant d'obtenir les profondeurs géométriques et les densités électronique et d'hydrogène (Gouttebroze et al., 1978 ; Lemaire et al., 1981). Les effets de redistribution partiellement cohérente (PRD) sont pris en compte. Les modèles obtenus servent ensuite de base aux calculs des profils théoriques. On calcule ainsi les profils $L\alpha$ et $L\beta$ avec le code "hydrogène", les profils Mg II k et h, et Ca II K et H avec un code "Magnésium/Calcium" où le magnésium est traité avec 3 niveaux plus le continu et le calcium avec 5 niveaux plus le continu.

Cette technique de construction des modèles semi-empiriques a été largement développée et affinée par Vernazza, Avrett et Loeser (1973, 1976, 1981) dans leur étude, progressive, des modèles solaires semi-empiriques.

1. Modèles VAL

Vernazza et al. (1981) ont proposé pour plusieurs structures du Soleil calme, différents modèles chromosphériques à une dimension, déterminés à partir des observations de Skylab : le VAL A pour représenter un point sombre dans une cellule, le VAL B pour une cellule moyenne, le VAL C pour le Soleil calme moyen, le VAL D pour le réseau moyen, le VAL E pour un élément brillant de réseau et le VAL F pour un élément très brillant du réseau.

Afin de superposer nos profils observés avec les profils théoriques déterminés avec les différents VAL, nous avons recalculé ces modèles avec le code de Gouttebroze, à partir des variations de masse (masse de la colonne d'atmosphère intégrée sur la ligne de visée), de température et de vitesse de microturbulence en fonction de l'altitude, données par VAL. Les modèles d'atmosphère qui en résultent, sont très peu différents des modèles VAL : nous considérons donc que ces modèles recalculés sont des modèles VAL.

en Lα (Fig. 3.1a), notre profil moyen observé de cellule est proche du profil théorique de VAL C (Soleil calme moyen) au moins en ce qui concerne les pics I_V et le renversement central I_O (en faisant abstraction de l'absorption géocoronale). Cependant, l'intensité des pics diminue trop brutalement quand on s'éloigne du centre de la raie, les pics sont donc trop étroits, et les intensités dans les ailes sont très inférieures aux intensités observées. Les pics I_V de notre profil moyen de réseau sont assez bien représentés en intensité par les pics du profil théorique de VAL D



Figure 3.1: Profils théoriques calculés à partir des modèles VAL et comparés aux profils observés moyens de cellule et réseau: (a) $L\alpha$, (b) $L\beta$, (c) Mg II k, (d) Mg II h, (e) Ca II K, (f) Ca II H ; trait plein : observations, le profil de réseau étant plus intense que le profil de cellule. VAL A :..., VAL B : - - -, VAL C : -..., VAL D : -...-, VAL E : ----.

(réseau moyen), bien que ces derniers soient trop étroits et que la distance entre ces pics soit plus courte que la distance entre les pics des profils observés. Par contre, l'intensité du renversement central observée est plus forte que l'intensité centrale du profil de VAL D. Les ailes observées sont bien plus élevées que les ailes des profils théoriques pour tous les modèles.

- en Lβ (Fig. 3.1b), notre profil moyen de cellule est compris entre les profils théoriques de VAL A et VAL B (représentant respectivement un point sombre dans une cellule et une cellule moyenne) pour des longueurs d'onde comprises entre ±0.1 Å autour du centre de la raie. Le profil moyen de réseau est proche du profil théorique de VAL C, pour des longueurs d'onde comprises entre ±0.1 Å autour du centre de la raie. Au-delà de ±0.1 Å, les intensités de tous les profils théoriques diminuent fortement, pour devenir très faibles vers ±0.2 Å.
- en Mg II k (Fig. 3.1c), les profils moyens de cellule et réseau sont proches du profil théorique de VAL E (élément brillant du réseau) au niveau des ailes et du renversement central, alors que les pics k₂ théoriques sont deux fois trop intenses ; les intensités k₂ du profil de VAL B conviendraient davantage, même si les pics du profil VAL B sont trop étroits et si la distance entre ces pics est plus courte que la distance entre les pics des profils observés.
- en Mg II h (Fig. 3.1d), on obtient des résultats analogues à Mg II k.
- en Ca II K (Fig. 3.1e), globalement, on constate que les ailes des profils calculés ont une pente plus faible que les ailes des profils observés, et que les intensités dans les ailes des profils calculés sont plus faibles que les intensités des profils observés. Les intensités K₃ du profil moyen de cellule et du profil théorique VAL D sont proches, même si les pics K₂ observés sont moins forts. Le profil moyen de réseau est proche du profil calculé VAL E, uniquement au centre de la raie ; les pics K₂ calculés sont trop intenses. La distance entre les pics des profils VAL D et VAL E est

plus grande que la distance entre les pics des profils observés.

en Ca II H, on constate que les pentes des ailes des profils calculés sont très semblables à celles des ailes des profils observés, bien que ces dernières soient plus intenses. Les intensités H₃ du profil moyen de cellule et du profil calculé D sont identiques. Le profil moyen de réseau est proche du profil théorique VAL E, au centre de la raie (Fig. 3.1f). La distance entre les pics des profils VAL D et VAL E est plus grande que la distance entre les pics des profils observés.

Après comparaison entre profils théoriques VAL et profils observés, on constate qu'aucun modèle ne convient pour les six raies.

2. Modèles VAL modifiés de Gouttebroze et al.

Gouttebroze et al. (1978) ont suggéré un certain nombre de modifications à apporter aux différents modèles VAL théoriques de 1973, afin d'obtenir une meilleure adéquation en $L\alpha$, entre les profils théoriques et leurs profils observés (issus également d'OSO-8, par ailleurs).

Nous avons comparé notre profil de Soleil calme moyen en L α (de résolution 0.02 Å), avec ces profils théoriques issus des modèles VAL modifiés : les intensités calculées émergentes au centre de la raie sont trop faibles, les pics sont trop intenses et trop fins, et les intensités dans les ailes décroissent trop brutalement.

Si on ajoute des effets de macroturbulence, les intensités des pics sont réduites : le profil théorique obtenu avec le modèle G, (caractérisé par un adoucissement du plateau de température autour de 10^4 K, et avec une macroturbulence de 30 km/s^{-1}), est proche de notre profil moyen de Soleil calme.

En L β , le profil calculé est toujours aussi différent du profil moyen observé, de part la finesse des pics et la décroissance trop rapide de l'intensité dans les ailes. L'intensité intégrée calculée en L β est donc bien plus faible que l'intensité intégrée mesurée.

3.2.2 Développements récents

1. Modèles à deux dimensions en Ca II K

Solanki et al. (1991) ont proposé différents modèles à deux dimensions, dans lesquels deux structures sont combinées, afin de décrire les régions magnétiques et non-magnétiques. Ils ont fait l'hypothèse qu'au niveau de la photosphère, le champ magétique est concentré en tubes de flux verticaux, considérés comme chauds et évacués, et immergés dans une atmosphère froide et non-magnétique, et dont les "parois" divergent avec une augmentation de l'altitude, pour former une canopée dans la chromosphère (par analogie avec la canopée d'une forêt, délimitée par le sommet du feuillage des arbres...).

Les modèles définis par Solanki et al., ont un certain nombre de paramètres en commun, identiques pour tous les modèles : en particulier, le facteur de remplissage magnétique, qui est le rapport de la surface d'une région magnétique et de la surface d'une région non-magnétique, et qui est égal à 0.005, à l'altitude où $\tau_{5000} = 1$; le champ magnétique est égal à 1500 Gauss, à cette même altitude ; la hauteur "d'émergence" à laquelle les tubes de flux se rejoignent varie, selon les modèles, de 910 km à 1505 km : la pression gazeuse décroît plus vite avec l'altitude que la pression magnétique ; de par la conservation du flux dans un tube, les tubes s'évasent avec l'altitude sous l'effet de la diminution de la densité, et finissent par se rejoindre. Cette considération sur la hauteur d'émergence nous conduit à faire un commentaire à propos de l'altitude de formation des raies, L α et Ca II par exemple : avec une telle définition de la hauteur de la canopée magnétique, en faisant l'hypothèse que le tube de flux peut être décrit par une atmosphère telle que le VAL C, la raie $L\alpha$ est principalement formée au-dessus de la canopée, alors que la raie K du Ca II est formée plus bas dans le tube, au moins en ce qui concerne K₁ et K₂. Solanki et al. ont défini plusieurs modèles, dont les modèles Q, J et O. Q est la combinaison du modèle C' de Maltby et al. (1986) pour l'atmosphère magnétique et du modèle COOLC de Ayres et al (1986) pour l'atmosphère non-magnétique ; C' est un modèle de Soleil calme, à une seule composante et COOLC est un modèle froid sans remontée de température ; J est la combinai-



Figure 3.2: Profils théoriques calculés à partir des modèles à deux dimensions de Solanki et al. et comparés aux profils observés moyens de cellule et réseau, dans la K de Ca II. pointillés : observations, traits pleins : profils théoriques.

son du VAL F, correspondant à un point très brillant du réseau (et plus chaud que C' dans la chromosphère), pour l'atmosphère magnétique et de COOLC pour l'atmosphère non-magnétique ; et O est la combinaison de C' pour les atmosphères magnétique et non-magnétique.

Nous avons comparé nos profils moyens de réseau et de cellule avec les différents profils théoriques de Solanki et al. (Fig. 3.2) : de par leurs intensités, nos deux profils moyens sont proches du modèle O. On peut constater que la distance entre les pics du profil issu du modèle O est plus grande que pour nos profils qui sont par ailleurs moins renversés au centre ; les pentes dans les ailes sont semblables, mais les ailes de nos profils (réseau, cellule et Soleil calme moyen) sont plus intenses que les ailes du profil du modèle O.

Le profil O est plus proche par sa forme des profils observés que ne le sont

les profils VAL, même si les pics sont trop intenses et le renversement trop prononcé. La combinaison d'une atmosphère magnétique et d'une atmosphère non-magnétique donne donc des résultats encourageants, à condition de considérer le modèle C' de Soleil calme pour les deux atmosphères.

2. Modèles à une dimension prenant en compte les effets de la diffusion ambipolaire

La nouveauté majeure que l'on rencontre avec les modèles à une dimension récemment développés, en l'occurence les modèles FAL3 (Fontenla, Avrett, Loeser, 1993) est dûe à la prise en compte de la diffusion ambipolaire des ions et des atomes d'hydrogène : si le gaz est partiellement ionisé dans un important gradient de température, les ions diffusent vers la région la plus froide et la moins ionisée, pendant que les atomes diffusent vers la région la plus chaude et la plus ionisée. On rencontre un tel gradient de température dans la région de transition.

Les modèles FAL ont aussi ceci de nouveau par rapport aux "anciens" modèles (VAL par exemple) : la présence du plateau de température au-dessus de 20000 K, qui avait été introduit de façon *ad hoc* pour expliquer le renversement central dans les raies $L\alpha$ et $L\beta$, n'est ici plus nécessaire (Fig. 3.3).

Fontenla et al. ont calculé des profils dans les raies $L\alpha$ et $L\beta$, pour leur modèle C, censé représenter un élément moyen de Soleil calme, et pour lequel la température de la limite supérieure (2219 km) est de 1.028 10⁵ K ; nous avons mesuré graphiquement les intensités obtenues par Fontenla et al., et nous les avons superposées à nos profils (Fig. 3.4) :

- bien que les intensités de leur profil calculé en L α soient en bon accord avec les intensités du centre de la raie de notre profil moyen de cellule, la forme de ce profil calculé présente quelques différences : les ailes de leur profil sont moins intenses que les ailes de notre profil, les pics théoriques sont plus étroits (Fig. 3.4). L'intensité intégrée de ce profil théorique sur 1 Å est de 3.3 10⁴ erg/cm²/s/sr, ce qui est faible par rapport aux valeurs des intensités intégrées



Figure 3.3: Modèles de Température, FAL A (...), FAL C (- --), FAL F (-.-.), FAL P (-...-..).

de nos profils moyens observés : $4.5 \ 10^4 \ erg/cm^2/s/sr$ pour la cellule et 9 $10^4 \ erg/cm^2/s/sr$ pour le réseau.

- le profil calculé dans la raie $L\beta$ est comparable au nôtre, du moins en ce qui concerne la valeur des intensités au centre de la raie ; mais ce profil théorique ne présente aucun renversement central, et les pentes des ailes sont bien trop fortes.

Nous avons utilisé les différents modèles FAL (A pour un centre de cellule, C pour le Soleil calme moyen, F pour un élément brillant du réseau, et P pour une plage) et nous avons calculé avec notre code des profils théoriques en Mg II k et h, et Ca II K et H ; nous avons ensuite comparé ces profils théoriques avec nos profils moyens observés.

- Les profils observés de cellule et réseau en Mg II k et h ne sont pas trop éloignés des profils théoriques issus des modèles A et C.

En ce qui concerne la raie k (Fig. 3.5a) : les ailes observées sont inférieures en intensité aux ailes des profils calculés, qui ont tendance à remonter trop



Figure 3.4: Profils observés de Cellule et Réseau (trait plein), et profils théoriques en L α issus de FAL C (tirets).

rapidement en intensité ; les pics k_2 du profil du modèle C sont trop intenses, ceux correspondant au modèle A conviendraient mieux ; le renversement central k_3 observé dans les deux structures est presque deux fois plus intense que les renversements k_3 des deux profils théoriques A et C.

Pour la raie h (Fig. 3.5b), les mêmes commentaires s'appliquent pour h_2 et h_3 ; il faut encore remarquer que les ailes des profils théoriques sont très intenses par rapport aux ailes des profils observés, et qu'elles remontent fortement dès ± 0.2 Å.

Les intensités intégrées sur 1 Å des profils A et C sont :

$$k_{index}$$
 (A) = 1.42 10⁵ erg/cm²/s/sr

 h_{index} (A) = 1.45 10⁵ erg/cm²/s/sr

 $k_{index}~(C) = 2.33~10^5~erg/cm^2/s/sr$

$$h_{index}$$
 (C) = 2.07 10⁵ erg/cm²/s/sr

Rappelons que pour notre profil moyen de cellule, $k_{index} = 1.37 \ 10^5 \ erg/cm^2/s/sr$, $h_{index} = 1.14 \ 10^5 \ erg/cm^2/s/sr$, alors que pour le profil moyen de réseau $k_{index} = 1.71 \ 10^5 \ erg/cm^2/s/sr$, $h_{index} = 1.37 \ 10^5 \ erg/cm^2/s/sr$.

- Les profils observés de cellule et réseau en Ca II K et H sont proches des profils de FAL A et C, sans pour autant que ces profils théoriques soient sa-



Figure 3.5: Profils théoriques calculés à partir des modèles FAL et comparés aux profils moyens de cellule et réseau : (a) en Mg II k, (b) en Mg II h, (c) en Ca II K, (d) en Ca II H. Profils observés : trait plein (réseau plus intense que cellule), FAL A : ..., FAL C : - - -, FAL F : -.-., FAL P : -...-
tisfaisants (Fig. 3.5c, d) : les ailes des profils calculés sont trop intenses, pour tous les modèles et dans les deux raies, surtout en Ca II H ; de plus, la pente des ailes calculées en Ca II H est beaucoup plus forte que la pente des ailes des profils observés. Par contre, les profils K et H de FAL A présentent des intensités centrales légèrement inférieures aux intensités centrales des profils observés ; les profils K et H de FAL C reproduisent correctement les intensités K_3 et H_3 du profil moyen de cellule.

Les intensités intégrées sur 1 Å des profils A et C sont :

 K_{index} (A) = 3.47 10⁵ erg/cm²/s/sr H_{index} (A) = 5.15 10⁵ erg/cm²/s/sr K_{index} (C) = 4.28 10⁵ erg/cm²/s/sr H_{index} (C) = 5.91 10⁵ erg/cm²/s/sr

Rappelons que pour notre profil moyen de cellule, $K_{index} = 2.92 \ 10^5 \ erg/cm^2/s/sr$, $H_{index} = 3.20 \ 10^5 \ erg/cm^2/s/sr$, alors que pour le profil moyen de réseau $K_{index} = 3.50 \ 10^5 \ erg/cm^2/s/sr$, $H_{index} = 3.80 \ 10^5 \ erg/cm^2/s/sr$.

Dans les raies du Mg II comme dans les raies du Ca II, les intensités intégrées sur 1 \mathring{A} pour les modèles FAL A et C sont trop fortes par rapport aux intensités intégrées des profils moyens observés.

Nous avons regardé les effets de la convolution des profils théoriques en Mg II par une fenêtre de 0.2 Å de large reflétant un mouvement de matière, de vitesse égale à :

$$v = \frac{\Delta\lambda c}{\lambda} = \frac{0.2 * 3.10^5}{2803} = 21 km s^{-1}$$
(3.13)

vitesse élevée mais qui est tout-à-fait comparable aux vitesses de macroturbulence considérées par Gouttebroze et al. (1978). Les profils théoriques en Mg II ont alors des pics k_2 moins intenses, plus larges, et un renversement k_3 plus intense, ce qui leur donne une allure plus proche de celle des profils observés, sans pour autant être satisfaisante, ne serait-ce que par les valeurs des intensités intégrées, bien trop fortes pour le modèle C (Fig. 3.6).

Nous complètons notre étude par l'élaboration de nouveaux modèles, résultant d'un meilleur ajustement des profils théoriques et des profils observés.



Figure 3.6: Profils observés de Cellule et Réseau (trait plein), et profils théoriques issus de FALA (a) en Mg II k, (b) en Mg II h, issus de FALC (c) en Mg II k, (d) en Mg II h. Profils théoriques : pointillés, profils théoriques après convolution : tirets.

3.3 Nouveaux modèles

Au cours d'une première étape, nous avons utilisé les variations de masse de la colonne d'atmosphère intégrée sur la ligne de visée, de température et de vitesse de microturbulence, en fonction de l'altitude, associées aux différents modèles FAL A, C, F et P ; dans la mesure où le code "hydrogène" de Gouttebroze ne tient pas compte de la diffusion ambipolaire, les populations d'hydrogène et les paramètres d'ionisation sont recalculés, ce qui conduit à de nouveaux modèles, que nous noterons A', C', F' et P'. Nous montrons Fig. 3.7 les distributions de la densité électronique et de la densité du premier niveau d'hydrogène pour les modèles FAL A, FAL C, A' et C'. En ce qui concerne la densité électronique, on constate un décalage de 100 km vers le haut de A' (resp. C') par rapport à A (C). Pour la densité d'hydrogène, on note un décalage de 50 km vers le haut, qui s'accentue à partir de 2200 km, en A' par rapport à A ; les modèles C' et C sont très proches, C' ètant légèrement inférieur à C entre 1200 et 2100 km.

Par comparaison entre les profils issus de ces nouveaux modèles, les profils issus des FAL et les profils observés, il est possible d'apprécier les effets de la diffusion ambipolaire. Les modèles de température A' et C' (et donc FAL A et C) sont des modèles plutôt froids qui produisent des profils théoriques de faible intensité quand la diffusion ambipolaire n'est pas prise en compte. De ce fait, en L α , le profil de réseau observé est proche -quoique plus faible en intensité- du profil provenant du modèle P', alors que pour le profil observé de cellule, le profil provenant du modèle F' conviendrait mieux, au niveau des pics I_V (Fig. 3.8a). En L β , le profil calculé à partir du modèle P' ne représente ni par sa forme ni par ses intensités trop fortes le profil de réseau ; aucun des profils théoriques ne convient vraiment : ils n'ont pas de renversement central (Fig. 3.8b).

L'obtention de ces modèles permet de calculer les profils de Mg II k et h, et de Ca II K et H :

- en Mg II k (resp. h), les profils dérivant des modèles F' et P' sont bien trop intenses pour représenter des profils de réseau et cellule. Le centre k_3 (h_3) du profil venant du modèle C' concorde parfaitement avec les k_3 (h_3) des profils de réseau et



Figure 3.7: Distributions (a) de la densité électronique N_e en FAL A et en A'; (b) de la densité électronique N_e en FAL C et en C'; (c) de la densité du premier niveau d'hydrogène N_{1H} en FAL A et en A'; (d) de la densité du premier niveau d'hydrogène N_{1H} en FAL C et en C'. FAL A et C en trait plein, A' et C' en pointillés.

cellule, qui sont très proches. Les intensités des pics k_2 (h_2) du profil du modèle A' sont très proches de celles du profil de cellule (Fig. 3.8c, d).

- en Ca II K (resp. H), les profils moyens de cellule et réseau sont compris entre les profils théoriques calculés à partir des modèles A' et C' (Fig. 3.8e, f).

On peut penser qu'en modifiant les modèles FAL, en fonction des altitudes de formations des différentes raies, compte-tenu également des résultats obtenus avec les modèles VAL, nous pouvons déterminer des modèles d'atmosphère qui permettent de déduire des profils correspondant mieux aux profils observés. Ceci suppose de négliger la diffusion ambipolaire que nous ne pouvons pas traiter avec notre code de calcul de transfert de rayonnement.

A partir du modèle FAL C, nous avons déterminé les altitudes de formation des raies L α , Mg II k et h, et Ca II K et H, en fonction de la température : nous avons ainsi calculé dans chaque raie les altitudes pour lesquelles $\tau_{\lambda} = 1$ (Fig. 3.9) ; la plage d'altitude est définie à partir d'un intervalle de 0.1 Å à la longueur d'onde considérée.

La raie L α est formée entre 1600 km (à 1Å du centre de la raie) et 2300 km (pour le centre de la raie). Les altitudes de formation de la raie Mg II s'étendent de 700 km (pour k₁) à 2150 km (pour k₃), k₂ étant formé entre 900 et 1650 km. En ce qui concerne Ca II, K₁ est formé autour de 500 km, K₂ entre 500 et 1250 km, et K₃ autour de 1800 km.

Connaissant ces altitudes de formation, nous avons apporté quelques modifications aux variations de température de FAL C, afin de réduire les écarts entre les profils théoriques et les profils observés, simultanément en L α , L β , Mg II k et h, et Ca II K et H.

En prenant pour base le modèle de température de FAL C, nous considérons donc des variations de température sans plateau dans la région de transition. Nous proposons deux modèles semi-empiriques, retenus pour la bonne concordance des intensités intégrées des profils théoriques et des profils observés, dans les six raies.

Les variations de température du premier modèle (MOD1) que nous présentons sont telles que MOD1 est plus chaud que le modèle de température du FAL C, entre 0 et 500 km, plus froid entre 700 et 1500 km, légèrement plus chaud jusqu'à 2200 km ;



Figure 3.8: Profils théoriques calculés à partir des modèles de températures FAL traités sans diffusion ambipolaire et comparés aux profils moyens de cellule et réseau : (a) en $L\alpha$, (b) en $L\beta$, (c) en Mg II k, (d) en Mg II h, (e) en Ca II K, (f) en Ca II H. Profils observés : trait plein (réseau plus intense que cellule), modèles A' : ..., C' : - - -, F' : -..., P' : -...-



Figure 3.9: Altitudes de formation des raies L α , Mg II k et h, Ca II K et H, calculées en fonction du modèle FAL C (- - -)

le gradient de température est plus fort entre 2200 et 2300 km ; au-delà, MOD1 et FAL C se rejoignent (Fig. 3.10).

Pour des distributions de la masse de la colonne d'atmosphère, et des vitesses de microturbulence, identiques aux distributions du modèle FAL C, les variations de température apportées à FAL C conduisent à un nouveau modèle (MOD1) et aux profils théoriques de la Fig. 3.11 :

- en L α , le profil théorique obtenu est repésentatif du profil de réseau, du centre de la raie aux pics I_V et I_R, surtout si l'on introduit une vitesse de macroturbulence de 20 km/s (convolution du profil par une fenêtre de 0.2 Å de large) qui entraine une diminution de l'intensité des pics et un léger élargissement du profil dans les ailes. C'est effectivement dans les ailes que le problème réside entre le profil théorique et les profils observés : le profil calculé décroît trop brutalement dans les ailes. L'intensité intégrée du profil de MOD1 est de 6.4 10⁴ erg/cm²/s/sr ; elle est comprise entre celles des profils moyens de réseau (9 10⁴) et de cellule (4.3 10⁴). Le profil théorique obtenu est en meilleur accord avec le profil de réseau observé que ne l'est le profil théorique du VAL C (Fig. 3.1a et Fig. 3.11a).

- en L β , seule l'intensité intégrée de 1045 erg/cm²/s/sr rappelle celle obtenue pour le réseau (1100 erg/cm²/s/sr) ; la forme du profil théorique présente les mêmes caractéristiques que les profils calculés avec les modèles FAL précédents : pas de renversement central, et chute des intensités au-delà de ± 0.1 Å.

- en Mg II k et h, le fait d'avoir augmenté la température dans la photosphère entraine un meilleur ajustement des profils au niveau des ailes : les intensités calculées dans les ailes sont plus fortes que pour le VAL C ; une température moins élevée par rapport au FAL C entre 700 et 1500 km fait baisser l'intensité des pics k₂ par rapport au modèle C'. L'augmentation de la température vers 2200 km ne modifie pas l'intensité au centre de la raie, par rapport au modèle C'. Les intensités intégrées calculées sont : $k_{index} = 1.75 \ 10^5$, $h_{index} = 1.37 \ 10^5 \ erg/cm^2/s/sr$. Ces intensités sont presque identiques à celles des profils observés de réseau en Mg II k (1.71 10^5) et Mg II h (1.37 10^5).

- Ca II K et H, l'augmentation de température dans la photosphère entraine un ajustement presque parfait des ailes calculées et observées en réseau. L'intensité des pics K_2 a fortement diminué par rapport au modèle C'; l'intensité au centre de la raie a aussi légèrement baissé, ce qui va à l'encontre de nos efforts. Les intensités



Figure 3.10: Variation de température des modèles MOD1 (...) et MOD2 (---) par rapport au modèle FAL C (trait plein)



Figure 3.11: Profils théoriques calculés à partir du modèle MOD1 traité sans diffusion ambipolaire et comparés aux profils moyens de cellule et réseau : (a) en $L\alpha$, (b) en $L\beta$, (c) en Mg II k, (d) en Mg II h, (e) en Ca II K, (f) en Ca II H. Profils observés : trait plein (réseau plus intense que cellule), MOD1 : ... ; profil de MOD1 après convolution avec une fenêtre de 0.2 Å de large :

intégrées calculées sont les suivantes : $K_{index} = 3.43 \ 10^5 \ erg/cm^2/s/sr$, ce qui est très proche des $3.5 \ 10^5 \ erg/cm^2/s/sr$ du réseau, et $H_{index} = 3.38 \ 10^5 \ erg/cm^2/s/sr$, valeur en-dessous de l'intensité intégrée du réseau dans cette raie ($3.8 \ 10^5 \ erg/cm^2/s/sr$). Il ressort manifestement de ce modèle MOD1 que les profils calculés en Ca II sont très représentatifs des profils observés, sans toutefois pouvoir distinguer entre cellule et réseau. Un progrès évident est réalisé ici par rapport au VAL C, surtout en ce qui concerne les pentes et les intensités des ailes des profils théoriques.

Le deuxième modèle (MOD2) que nous présentons est légèrement plus froid que le modèle MOD1 entre 500 et 1500 km ainsi qu'entre 2200 et 2300 km, tout en restant plus chaud dans cet intervalle que le FAL C. En conséquence, nous obtenons les profils de la Fig. 3.12 :

- en L α , le profil calculé de MOD2 est moins intense que le profil de MOD1 : le centre du profil calculé concorde avec le centre du profil de cellule ; par contre, les pics I_V calculés sont encore un peu élevés, même après convolution par une fenêtre de 0.2 Å de large ; la chute des intensités dans les ailes persiste. L'intensité intégrée est ici de 4.3 10⁴ erg/cm²/s/sr (4.5 10⁴ pour notre cellule moyenne).

- en L β , l'intensité intégrée est de 610 erg/cm²/s/sr (800 pour la cellule moyenne). - en Mg II k et h, on ne note aucun changement dans l'allure du profil de MOD2 par rapport à MOD1 ; les intensités intégrées sont plus faibles : $k_{index} = 1.54 \ 10^5$ erg/cm²/s/sr (1.37 10⁵ pour la cellule) et $h_{index} = 1.17 \ 10^5 \ \text{erg/cm}^2/\text{s/sr}$ (1.14 10⁵ pour la cellule).

- en Ca II K et H, les profils sont globalement moins intenses qu'en MOD1 ; les ailes des profils calculés sont devenues trop faibles. Les intensités intégrées sont les suivantes : $K_{index} = 2.83 \ 10^5 \ erg/cm^2/s/sr$ (2.92 10⁵ pour la cellule) et $H_{index} = 2.81 \ 10^5 \ erg/cm^2/s/sr$, ce qui est faible devant les 3.2 10⁵ $erg/cm^2/s/sr$ de la cellule en Ca II H.

Les modifications apportées aux variations de température du FAL C (modèle de Soleil calme moyen) induisent des profils théoriques qui s'ajustent mieux avec les observations que ne le fait le modèle VAL C (modèle de Soleil calme moyen), ou le modèle C'. En ce qui concerne les intensités intégrées, le modèle MOD1 serait plutôt représentatif du réseau, alors que le modèle MOD2 serait plutôt représentatif d'une cellule.



Figure 3.12: Profils théoriques calculés à partir du MOD2 traité sans diffusion ambipolaire et comparés aux profils moyens de cellule et réseau : (a) en $L\alpha$, (b) en $L\beta$, (c) en Mg II k, (d) en Mg II h, (e) en Ca II K, (f) en Ca II H. Profils observés : trait plein (réseau plus intense que cellule), MOD2 : ... ; profil de MOD2 après convolution avec une fenêtre de 0.2 Å de large : - -

3.4 Discussion et conclusions

A l'issue de cette revue des modèles existants -anciens tels que VAL ou récents comme FAL-, force est de constater que les profils théoriques sont encore assez loin des profils observés, quelle que soit la raie considérée.

Les différences entre la théorie et l'observation ont déjà été mentionnées et nous les résumerons ainsi :

les profils observés de cellule et réseau ont toujours un renversement central plus faible et des pics moins aigus que les profils théoriques ; ces écarts peuvent cependant être en partie compensés en faisant intervenir la macroturbulence, qui a pour effet d'élargir les pics en redistribuant les intensités, donc en adoucissant le renversement central. Ainsi que l'a montré Gouttebroze (1980) l'addition de la macroturbulence peut être interprétée comme la superposition d'ondes stationnaires, excitées dans la basse chromosphère.

D'autres différences correspondent aux hauteurs spécifiques de l'atmosphère, et elles apparaissent pour les six raies examinées ici, mais plus particulièrement pour la raie $L\beta$. La raie $L\beta$ pose un problème connu depuis longtemps (dans les protubérances par exemple) : l'intensité intégrée des profils théoriques est trop faible par rapport aux observations. Des tentatives de solutions ont été apportées par Cooper et al. (1990).

Les profils calculés avec les récents modèles FAL en Mg II k et h, et Ca II K et H ne sont pas représentatifs des profils observés : les ailes sont trop intenses quel que soit le modèle, surtout en Mg II h et Ca II H où la pente de ces ailes est trop forte.

Suite aux modifications que nous avons apportées aux variations de température du modèle FAL C, on constate qu'il est possible de reproduire un renversement central en L α sans plateau de température dans la région de transition, contrairement aux modèles VAL où ce plateau est nécessaire. En augmentant la température dans la photosphère, en la diminuant entre 700 et 1500 km, et en construisant un gradient moins brutal au début de la région de transition, il est possible d'obtenir des intensités intégrées qui soient très près des intensités intégrées (voire même identiques) des profils observés, de réseau pour le modèle MOD1 et de cellule pour le modèle MOD2. Toutefois, seuls les profils calculés en Ca II K et H ont une forme à peu près satisfaisante. La construction de ces deux modèles donne des résultats encourageants ; cependant, de nombreux désaccords persistent entre les profils théoriques et les profils calculés : en L α et Mg II h et k, les pics sont trop étroits ; en L α comme en L β , les ailes sont toujours trop basses. Nous avons vu que la macroturbulence pouvait élargir les pics ; même en faisant le choix d'une vitesse de macroturbulence de l'ordre de 20 km s⁻¹ en Mg II, l'élargissement n'est pas suffisant. La solution d'une vitesse plus élevée n'a pas de sens : l'élargissement qui devrait en découler sur les profils de raies des atomes lourds n'est pas observé, et les mesures dans la chromosphère sont de l'ordre de 10 km s⁻¹ (Vial et al., 1980). Le problème des ailes trop basses pourrait être résolu en tenant compte d'une redistribution partielle couplée, telle que l'ont proposée Cooper et al. (1988) pour L α et L β .

Nous essayons actuellement de résoudre ces problèmes dans les six raies ce qui devrait entrainer l'élaboration de modèles affinés des structures qui représentent le Soleil calme. Un article (Bocchialini, Gouttebroze) est en préparation.

Les limites d'une atmosphère mono-dimensionnelle semblent cependant être atteintes et il devient nécessaire de considérer des atmosphères à plusieurs dimensions (2 dans un premier temps), prenant en compte les dimensions géométriques réelles des structures.

De plus, tous les profils théoriques obtenus sont symétriques. Or, les profils moyens observés présentent une dissymétrie bleue en L α , Ca II K et H, Mg II k et h, et rouge en L β . Ces dissymétries sont éventuellement dûes à des gradients de vitesse au niveau de l'altitude de formation de ces raies ; ni la micro ni la macro-turbulence utilisées dans les modèles théoriques ne peuvent les reproduire. Seule la prise en compte des phénomènes dynamiques permettra d'obtenir des profils de raie satisfaisants (Gouttebroze, 1989 ; voir aussi Chap. 2, paragraphe 2.3.1). Ce sont les mouvements de l'atmosphère qui sont à l'origine des ondes, fondamentales dans le cadre du chauffage de la chromosphère et de la couronne, et de l'accélération du vent solaire.

A l'issue du présent chapitre, nous avons donc les moyens de connaître les interactions matière-rayonnement d'une atmosphère au repos, ce qui est indispensable pour faire le diagnostic d'une atmosphère en mouvement. C'est pourquoi dans le chapitre qui suit, nous nous sommes intéressés à la dynamique de la chromosphère, à partir de l'observation de deux raies formées à des altitudes différentes, Ca II K et He I 1083.

Chapitre 4

Dynamique de la chromosphère

"L'onde approche, se brise..."

Racine.

4.1 Introduction

L'intérêt accordé aux oscillations et pulsations dans les étoiles froides reflète la nécessité de comprendre la dynamique de leurs atmosphères.

C'est en 1946 que Biermann proposa d'expliquer le chauffage coronal par l'intermédiaire des ondes ; l'importance du rôle des ondes a été également suggérée par Schwarzchild en 48, puis par Schatzman en 49 : les mouvements de matière dans la zone convective entrainent des mouvements turbulents ; ceux-ci sont à l'origine des ondes, acoustiques, magnétohydrodynamiques, ..., qui transportées à travers la chromosphère et la couronne peuvent s'y dissiper, pouvant ainsi chauffer ces deux couches.

Les propriétés de ces ondes varient avec l'altitude : des ondes acoustiques sont piégées dans la cavité subphotosphérique, du fait des variations de température et de densité ; ces ondes sont partiellement transmises dans la photosphère, où elles ont été observées (Leighton et al., 1962, Mein, 1966) avec une période de 300 s et où elles sont essentiellement évanescentes. Dans la chromosphère calme, Jensen et Orrall (1963) ont observé des oscillations proches de 3 minutes de période au centre de la raie K du Ca II ; on pense que ces ondes pourraient être piégées dans la cavité chromosphérique, du fait du fort gradient de température au niveau de la région de transition (Ulrich et Rhodes, 1977, Ando et Osaki, 1977, Leibacher et al., 1982). Des ondes de 5 minutes de période ont de plus été observées dans les régions magnétiques (Liu et Sheeley, 1971) mais aussi dans les régions non-magnétiques, du Soleil calme.

Plusieurs mécanismes ont déjà été proposés pour expliquer le transport de ces ondes :

-un couplage entre deux cavités résonantes -la cavité inférieure étant dans la zone de convection et la photosphère, la cavité supérieure étant dans la chromosphère (Leibacher et al., 1982)- permettrait le transport des ondes depuis la cavité inférieure par une turbulence convective.

-une instabilité à la base de la chromosphère, dûe à la dissociation et à la recombinaison des molécules de CO a été envisagée par Hasan et Kneer (1986).

-des ondes de courte période (40 s) se propageant vers le haut forment des chocs dans la chromosphère et transfèreraient leur énergie aux ondes de 3 minutes de période (Rammacher et Ulmschneider, 1992).

Si les ondes acoustiques se propagent à travers l'atmosphère, l'amplitude de ces ondes augmente avec l'altitude du fait de la décroissance de la densité. Lorsque l'amplitude de l'onde atteint l'ordre de grandeur de la densité du milieu, le front de l'onde se raidit conduisant à la formation d'une onde de choc qui peut se dissiper en énergie thermique. Toutefois, il semble que la dissipation des ondes acoustiques de 5 minutes de période ne constitue pas un mécanisme efficace de chauffage coronal ; Mein et al. (1981) l'ont montré à partir de résultats d'observations réalisées dans les années 70 : le flux acoustique décroît fortement avec l'altitude, probablement trop pour compenser les pertes radiatives chromosphériques.

Les ondes de courte période ont longtemps été proposées pour chauffer la chromosphère et la couronne (Stein et Leibacher, 1974, Ulmschneider et al., 1978). Plus, récemment, les oscillations chromosphériques de 3 minutes de période observées pour les intérieurs de cellules ont été considérées par Kalkofen (1991) et Anderson et Athay (1989a, b) comme étant de bons candidats pour produire des chocs et chauffer la chromosphère au niveau des cellules. Carlsson et Stein (1992) et Rutten et Uitenbroeck (1991) vont également dans cette direction. Cependant, Jordan (1993) a réfuté par le calcul les suggestions de chauffage de la chromosphère par dissipation d'une onde de choc acoustique proposées par Anderson et Athay (1989a, b).

Dans la mesure où la pression magnétique $B^2/2\mu$ décroît moins vite avec l'altitude que la pression gazeuse nkT, il existe une altitude où la pression magnétique devient supérieure à la pression gazeuse, donnant ainsi au champ magnétique le contrôle de la structure de la chromosphère. La forme en canopée du champ magnétique peut affecter la propagation d'ondes magnétohydrodynamiques, leur réflexion et par conséquent le chauffage de la chromosphère. Des modes lents -ondes acoustiques confinées par le champ magnétique- peuvent se propager dans les tubes de flux. Ces ondes semblent être un des principaux mécanismes de transport d'énergie ; il semble aussi raisonnable de supposer (Noyes et Avrett, 1987) que la haute chromosphère et la couronne sont chauffées par des ondes d'Alfvèn dans les régions magnétiques.

Mein N. et Mein P. (1976) ont montré que la prise en compte du champ magnétique était nécessaire à l'interprétation des ondes atmosphériques. Dès 1961, Osterbrock avait suggéré que les ondes acoustiques photosphériques se "transformaient" en ondes magnétoacoustiques (mode rapide) dans la chromosphère. La transmission des ondes sonores dans les régions magnétiques et l'excitation des ondes d'Alfvèn dans les parties supérieures de l'atmosphère solaire ont par ailleurs été considérées par plusieurs auteurs, dont Zhugzda et Locans (1982) et Zweibel (1980). Tsubaki (1977) et Koutchmy et al. (1983) ont observé des ondes de 5 minutes de période et de plus courte période, dans la couronne, indiquant que le champ magnétique favorise la transmission des ondes de 5 minutes.

Tout ceci n'exclut pas les effets potentiels des ondes de haute fréquence pour le chauffage de la couronne et de la chromosphère. Il ressort de ces études antérieures, que le champ magnétique joue un rôle prépondérant dans l'apport d'énergie nécessaire au chauffage de l'atmosphère solaire.

Les oscillations chromosphériques constituent un sujet encore ouvert et de nombreuses équipes sont impliquées à la fois dans les observations et les méthodes d'analyse (Lites et al., 1993, Fleck et al., 1994). Les causes du chauffage de la chromosphère, de la région de transition et de la couronne, ainsi que les origines du vent solaire rapide, font l'objet d'un important et actuel débat (Zirker, 1993). L'étude du comportement des ondes apparait essentiel pour expliquer le chauffage de la chromosphère, en s'appuyant particulièrement sur une comparaison entre les régions magnétiques et non-magnétiques du Soleil calme.

Dans le but d'analyser ces propriétés dynamiques, nous avons observé (S. Koutchmy, J. Zirker et moi-même) la chromosphère calme, à la Tour Solaire de l'Observatoire de Sacramento Peak (NSO/SP, Nouveau-Mexique). Les observations ont eu lieu du 11 au 23 Mars 1993. Nous avons observé dans un premier temps le Soleil calme dans la raie K du Ca II, afin de vérifier les propriétés des profils de réseau et de cellule, dans le cadre de l'étude statistique menée au Chap. 2. Puis nous avons observé un élément de réseau et d'inter-réseau, dans deux raies simultanément, la raie K de Ca II et la raie He I à 1083 nm, afin d'en déduire des propriétés dynamiques.

4.2 Observations

Un des obstacles majeurs qui s'opposent à une meilleure compréhension des phénomènes de chauffage ou du comportement des ondes (progressives, stationnaires ..?) est le manque de raies optiquement minces qui peuvent être utilisées pour faire un diagnostic de l'atmosphère, en s'affranchissant des incertitudes liées aux effets du transfert de rayonnement, et des fonctions de contribution, qu'on rencontre dans le cas de Ca II K par exemple (Fleck et al., 1994). C'est pourquoi, la raie He I à 1083 nm, optiquement mince, est si importante et permet un bon diagnostic de la vitesse (Lites, 1985). Les corrélations entre les structures observées dans cette raie avec certains phénomènes observées dans l'EUV ou dans les X, montrent l'importance de cette raie en physique solaire (Jones, 1994) ; par exemple, les points sombres observés en He I 1083 sembleraient être les points brillants observés en X (Holt et Mullan, 1988).

La raie 1083 nm de He I est la seule raie du spectre de Fraunhofer qui soit entièrement formée dans la chromosphère. Elle est sensible au rayonnement coronal $(\lambda < 504 \text{ Å})$: ce rayonnement coronal en pénétrant dans la haute chromosphère entraine une ionisation de l'hélium neutre suivie d'une recombinaison qui peuple le plus bas niveau 2s ³S de l'orthohélium He I ; la transition du niveau 2s ³S vers le niveau 2p ³P⁰, niveaux métastables, produit la raie He I à 1083 nm, en absorption (Avrett et al., 1994). La dépression est faible dans les régions calmes et augmente dans les plages ou les filaments. Théoriquement, cette raie représente un lien entre la dynamique de la chromosphère et le chauffage de l'atmosphère supérieure (Venkatakrishnan, 1993).

Les deux raies observées ici, Ca II K et He I 1083 nm, sont formées à des altitudes différentes : de 900 à 1700 km pour Ca II K, et de 1600 à 1900 km pour He I (Avrett et Loeser, 1992). Ainsi, l'étude des oscillations des profils de raies permet de déduire le type d'onde qui existe et éventuellement qui se propage, à une altitude donnée ; elle donne aussi accès au flux d'énergie disponible et permet d'estimer les possibilités de chauffage de la chromosphère par ces ondes.

4.2.1 Base de données

Nous présentons ici les résultats des observations du 22 Mars 1993, et nous étudions une séquence dont la durée est de 83 minutes.

Nous avons utilisé le "Universal Birefringent Filter" (UBF) et le récent "Horizontal Spectrograph" (HSG) du NSO/SP, qui offre plusieurs canaux spectraux, associés à des CCD (RCA 504 chips, de 403 px sur 256 px, et pour lesquels la taille des pixels est de $16\mu x 20\mu$).

La fente a été placée dans la direction N-S solaire (Lemaire S., 1993), et la priorité a été donnée à la rotation équatoriale solaire afin de suivre la même structure pendant toute la séquence, grâce au système de guidage contrôlé de la Tour Solaire.

Nous avons auparavant réalisé une étude photométrique de la région analysée. Des filtregrammes ont été obtenus, pour un champ de 140" sur 180", à différentes longueurs d'onde (Fig. 4.1) : le continu, le centre de la raie b1 et les ailes du Mg I, les ailes et le centre de la raie H α , et la raie Ba II (455.405 nm) ; cet ordre correspond à une fonction de contribution croissante avec l'altitude, de 0 à 2000 km (sauf pour Ba II).

Les filtregrammes en H α nous ont permis de repérer une région où placer la fente du HSG : nous avons choisi de placer au milieu de la fente une région brillante dans les ailes de H α , région dans laquelle plusieurs points brillants étaient visibles durant les instants où le "seeing" était excellent. La région ressemble à une rosette,

avec des fibrilles sombres divergents. A l'intérieur, on a pu voir des éléments que nous avons supposés être des boucles magnétiques. Ceci correspond assez bien à la description donnée pour les points brillants X (Nitta et al., 1992). Mais en examinant les filtregrammes dans l'aile de Mg I destinés à révéler les éléments magnétiques, on constate que ces éléments magnétiques ne sont pas plus nombreux que dans une rosette. Une région inter-réseau (supposée sans champ magnétique horizontal vertical et/ou fort) était aussi dans le champ étudié.

Les observations principales ont été réalisées avec le HSG : des images spectrales simultanées de la raie Ca II K et de la raie He I ont été enregistrées sur CCD, dans une gamme de ± 130 pm autour du centre de la raie Ca II K, et dans une gamme de ± 400 pm autour du centre de He I.

Des pré-filtres ont été utilisés : pour la raie K, un filtre à 393 nm, de FWHM égale à 6 nm (avec une transmission centrale de 40 %) ; pour He I, un filtre IR à 1080 nm, de FWHM égale à 20 nm.

La hauteur de la fente (donc des images) correspond à 38" sur le Soleil. Les images spectrales ont été enregistrées directement sur bandes exabytes (32 bits), par blocs de 20 images (10 en He I et 10 en Ca II K) ; le temps d'exposition était de 1 s par image ; pour une raie donnée, la durée d'enregistrement d'une série de 10 images spectrales était de 50 s, et il s'écoulait environ 20 s entre chaque série. La taille des images spectrales est initialement de 256 px (spatialement) sur 403 px (spectralement). La largeur de la fente était de 0.3 mm, soit 2.3" (dispersion spatiale de 7.5"/mm) ; la résolution spectrale était de 27.4 mm/nm. Un bon rapport signal/bruit a été réalisé grâce au "chip" MDA 504.

Toutes les images spectrales ont été enregistrées sur bande vidéo SVHS, afin de pouvoir les évaluer rapidement ; les filtregrammes des images réfléchies par la fente ("slit-jaws") ont été enregistrés en continu avec un VHS VCR ; pour finir, des spectrohéliogrammes du disque solaire en K_2 de CaII sont également disponibles.

4.2.2 Traitement des données

Toutes les images spectrales de Ca II K et de He I ont dans un premier temps été traitées de la même manière, c'est-à-dire qu'on a cherché à séparer le signal solaire du signal instrumental, en tenant compte des effets du courant d'obscurité et du

Figure 4.1: Sélections des clichés obtenus avec l'UBF du NSO/SP, montrant le champ et les régions analysées, et indiquant la position de la fente : (a) dans l'aile bleue (-50 pm) de H α à t=15:08 UT, avant l'enregistrement des spectres sur CCD ; la fente de 38" est représentée ; (b) en Mg I, à -40 pm de la raie b1, à t=15:08 UT (à gauche) et à t=18:33 UT (à droite) après l'enregistrement des spectres sur CCD ; les clichés sont ici en négatif (les objets brillants apparaissent sombres) et les éléments magnétiques de la région analysée sont indiqués par des tirets ; (c) dans l'aile bleue (-50 pm) de H α (à gauche), et dans l'aile rouge (+50 pm) à t=15:08 UT.

flat-field.

En effet, pour les deux types d'images spectrales (c'est-à-dire dans les deux raies), on constate certaines irrégularités, qui se retrouvent d'une image à l'autre. Ces effets sont d'ailleurs beaucoup plus marqués dans le cas de He I, et le motif qui ressort essentiellement a un aspect de franges régulièrement espacées.

Une image spectrale de courant d'obscurité a été calculée à partir de la moyenne de 10 images de ce courant d'obscurité, et obtenues dans les mêmes conditions qu'au cours de l'enregistrement des données solaires. D'une façon analogue, une image spectrale moyenne de la variation du gain sur l'étendue du détecteur ("flatfield") a été calculée à partir de 10 images de variation du gain, obtenues avec le rayonnement de lampes d'étalonnage. Bien entendu, cette première étape du traitement a été faite indépendamment, pour les deux canaux utilisés. Deux images spectrales de variation du gain (une pour chaque canal) normalisées ont été déterminées, en prenant aussi en compte les images spectrales moyennes (dans le temps) du courant d'obscurité, d'après la méthode suivante :

$$ff_{norm} = \left(\frac{ff_{moy} - co_{moy}}{\langle ff_{moy} \rangle - \langle co_{moy} \rangle}\right) \tag{4.1}$$

où ff_{norm} est la variation du gain normalisée, ff_{moy} et co_{moy} sont les images spectrales moyennes de la variation du gain et du courant d'obscurité précédemment discutées, $\langle ff_{moy} \rangle$ et $\langle co_{moy} \rangle$ correspondent à la valeur moyenne spatiale et spectrale de ff_{moy} et co_{moy} .

Dès lors, chaque image spectrale dans la raie Ca II K et dans la raie He I peut être "épurée" par une méthode analogue, en utilisant l'image spectrale de courant et l'image spectrale normalisée de la variation du gain correspondant à chaque canal. Ainsi, l'image spectrale finale sera déterminée de la façon suivante :

$$Spec_{norm} = \frac{\left(\frac{Spec-co_{moy}}{\langle Spec \rangle - \langle co_{moy} \rangle}\right)}{ff_{norm}}$$
(4.2)

où $Spec_{norm}$ est l'image spectrale normalisée, et Spec une image spectrale "brute" dans une raie donnée ; les <> indiquent une moyenne spatiale et spectrale.

Si pour les images de Ca II K, cette opération fut concluante (les images résultant sont "propres"), en revanche, les images de He I présentent toujours ce

motif de franges, et il semble même avoir été accentué (en fait, la variation du gain normalisée présente elle-aussi ce motif, mais il est probablement très légèrement distordu pour des raisons qui nous sont inconnues). On peut remarquer des franges d'amplitude allant jusqu'à 20 %, et réparties spatialement, environ tous les 20 ± 10 px.

De ce fait, l'efficacité de la prise en compte de la variation du gain dans ce canal est vraiment discutable. Mais nous y reviendrons dans la section suivante.

Les images spectrales obtenues après la prise en compte du courant d'obscurité et de la variation du gain comportent 403 px spectralement et 256 px spatialement ; compte-tenu du nombre d'images à considérer (720 dans chaque raie), la place occupée par une telle base de données est considérable ! Nous avons donc entrepris de réduire le volume de cette base, en comprimant les images.

On a vu que la fente avait une largeur de 0.3 mm, ce qui correspond à 15 px. D'après le théorème de Shannon qui demande un échantillonnage deux fois plus fin, on constate qu'il est possible de faire une moyenne spatiale sur 8 px. Par un raisonnement analogue, il est possible de faire une moyenne sur 9 px spectralement : nous avons choisi de dégrader la résolution spectrale pour qu'elle soit en accord avec la résolution spatiale induite par l'ouverture de la fente. Ainsi, les nouvelles images spectrales auront les dimensions suivantes : 32 px spatialement et 45 px spectralement, c'est-à-dire 1.2"/px pour les deux raies, 5.8 pm/px en K et 17.2 pm/px en 1083.

4.2.3 Les données He I

Le problème de distorsion évoqué dans la section précédente n'a pu être mis en évidence au cours des observations, mais n'a été détecté qu'à la fin de la mission. Nous avons donc dû nous contenter de ces données et pour les rendre utilisables, nous avons été amenés à construire des variations du gain artificielles, afin de nous débarrasser de ces franges.

Nous avons constaté que le gradient remarqué sur les images spectrales "corrigées" était en fait dû à la variation du gain elle-même. Il aurait donc fallu revenir aux images spectrales He I initiales (256x403), non corrigées, disponibles sur les bandes exabytes. Malheureusement, il nous a été impossible de travailler à partir des originaux sur exabytes.

De ce fait, nous avons restauré les images spectrales "originales" en remultipliant les images "corrigées" comprimées par l'image de la variation du gain comprimée (Fig. 4.2) : on obtient donc des images spectrales 32x45 (notées dans la suite sp0), identiques à celles que nous aurions obtenues, si nous avions comprimé les images spectrales originales. La position spatiale sur le disque solaire est en ordonnées et la longueur d'onde est en abscisse ; la bande noire horizontale indique la position du "hair-line", et les bandes sombres verticales indiquent la raie photosphérique Si I et la raie tellurique H₂O.

Les sp0 ont été normalisées pour compenser des variations de transmission de l'atmosphère terrestre.

C'est à partir de l'image de la variation du gain "défectueuse" (ff0) que nous avons construit une image de variation du gain, dite de première génération (ff1g). Chaque ligne de l'image (donc chaque position) a été normalisée (on a divisé chaque ligne par sa valeur moyenne, Fig. 4.3).

Les images spectrales corrigées dites de première génération (sp1g), ont été calculées en divisant les sp0 par ff1g, ce qui a pour effet de faire disparaître les franges et le gradient spatial (Fig. 4.3). Les valeurs du continu n'étant pas constantes d'une ligne à l'autre, nous avons créé une seconde image de variation du gain, dit de deuxième génération (ff2g) à partir de la moyenne (temporelle) de l'ensemble des images sp1g, $<sp1g>_t$, et des valeurs du continu, prises à plusieurs longueurs d'onde, pour chaque ligne. Ce ff2g est donc construit par ligne, par interpolation linéaire entre les valeurs du continu déterminées sur $<sp1g>_t$. De cette façon, en divisant chaque sp1g par ce ff2g, on obtient des images spectrales dites de deuxième génération (sp2g) ; nous considérons ces spectres comme correctement corrigés, compte-tenu que les franges, le gradient spatial et les variations locales du continu le long de la fente ont été supprimés. Ces spectres serviront de base à tous nos résultats ultérieurs (Fig. 4.4).

4.3 Méthode d'analyse et résultats

Nous avons vu que la fente du spectrographe était placée dans la direction <u>solaire</u> N-S afin de suivre la même région au cours de la séquence d'observation, grâce



Figure 4.2: A gauche, la variation du gain "brute" ff0 ; à droite un spectre "corrigé" par ff0, et qui présente des franges.



Figure 4.3: A gauche, la variation du gain ff1g ; à droite un spectre sp1g.



Figure 4.4: A gauche, la variation du gain ff2g ; à droite un spectre sp2g, spectre final.

au système de guidage contrôlé de la Tour Solaire. Malheureusement, il était impossible de corriger la dispersion atmosphérique différentielle entre Ca II et He I 1083. L'amplitude de la réfraction différentielle étant comparable à la largeur de la fente, nous pouvons considérer que la région observée reste la même au cours de la séquence. Nous avons défini les régions que nous voulions comparer par une méthode empirique : un élément de réseau "actif" (magnétique), que nous avons noté dans la suite AN, pour Active Network, et une région "inter-réseau" (sans champ magnétique vertical/fort) que nous avons notée QR, pour Quiet Region : nous avons calculé un spectre moyen dans le temps (pour les 5000 s de la séquence) en fonction des positions spatiales le long de la fente ; en Ca II, nous avons défini AN en sélectionnant les px où K_{2V} était maximum et QR en sélectionnant les px où K_{2V} était minimum ; en He I 1083, le minimum relatif de l'intensité au centre de la raie correspond à AN, et le maximum relatif correspond à QR (Fig. 4.5).

Par cette méthode, la longueur de AN est typiquement de 7.2" en Ca II et 8.4" en He I (un px de plus dans cette raie) ; celle de QR est de 3.6" pour les deux raies. De plus, nous nous sommes intéressés au spectre moyen sur la hauteur de la fente (38"), et nous l'avons noté AV (pour "average").

On constate que la région AN repérée en K_{2V} est décalée de 3"6 vers la droite par rapport à la "même région" en 1083 : ce décalage correspond à la dispersion différentielle. On constate également que la région QR repérée en K_{2V} est décalée de 1"2 (1 px = 1"2) non pas vers la droite mais vers la gauche par rapport à 1083 : on en conclut que la région QR de Ca II K n'est pas la même région QR de He I 1083.

4.3.1 Profils moyens dans les deux raies

1- Profils de la raie à 1083 nm de l'He I :

Les profils AN et AV de He I, moyennés sur toute la séquence temporelle sont présentés Fig. 4.6a (le profil QR n'est pas montré : malgré les corrections par le flat-field, des irrégularités persistent). La dépression du centre de la raie (1083.035 nm) est de 8% par rapport au continu dans AN, 2% dans QR et 5% dans AV, ce qui est en accord avec les résultats de Giovanelli et Hall (1977). Lorsque la mesure était possible, nous avons déterminé les largeurs à mi-hauteur FWHM, exprimées en km



Figure 4.5: Variations spatiales moyennées dans le temps (a) de K_{2V} et (b) du centre de la raie 1083. En Ca II, K_{2V} est maximum pour AN et minimum pour QR, alors que l'intensité au centre de 1083 est minimum pour AN et maximum pour QR.

s⁻¹. Dans AN et AV, nous avons évalué FWHM de la raie à 17.9 km s⁻¹; nous avons corrigé cette valeur en tenant compte de la FWHM instrumentale mesurée dans la raie de l'eau atmosphérique à 1083.21 nm, et égale à 10 km s⁻¹; la racine carrée de la différence des carrés de ces deux grandeurs donne une largeur à mi-hauteur FWHM égale à $15 \pm 2 \text{ km s}^{-1}$ (la mesure de FWHM dans QR n'était pas possible). Un des résultats les plus importants est l'évidence d'une aile étendue dans le rouge pour AV et AN, vers 1083,015 nm, ce qui suggère un mouvement descendant de matière, au moins dans AN. Cette composante "rouge" rappelle le mouvement descendant observé systématiquement dans les raies de la région de transition (Brekke, 1992). En prenant pour référence un décalage Doppler nul en AV, nous avons mesuré un décalage Doppler de $+2.5 \pm 1.5 \text{ km s}^{-1}$ sur le spectre moyen QR, ce qui correspond à une vitesse vers le bas ; par contre, le décalage Doppler pour le spectre AN est trop faible pour être mesuré.

2- Profils de la raie K du Ca II :

Les profils AN, QR et AV de Ca II K (moyenne temporelle) sont présentés Fig. 4.6b. Les intensités ont été étalonnées à partir des profils standard de White et Suemoto (1968). La largeur à mi-hauteur en K₃ est égale à 9 ± 1 km s⁻¹ pour QR et à 8 ± 2 km s⁻¹ pour AV ; le profil AN est trop dissymétrique pour que nous puissions mesurer cette grandeur. Nous avons tenu compte de la FWHM instrumentale, mesurée dans la raie photosphérique à 393.3 nm. En faisant l'hypothèse que la vitesse Doppler en K₃ est nulle pour AV (référence), nous avons mesuré une vitesse de -1.35±0.5 km s⁻¹ pour QR (un décalage vers le bleu) et une vitesse de +0.95±0.5 km s⁻¹ pour AN, c'est-à-dire un décalage vers le rouge : ainsi le mouvement descendant observé dans les raies de la région de transition serait aussi observé au niveau du réseau dans des couches réabsorbant le rayonnement K₃. Les résultats sont rassemblés dans le tableau 4.1. Nous rappelons que AV est le profil moyen sur la hauteur de la fente et ne correspond pas à la somme de QR et AN.

4.3.2 Variations temporelles des grandeurs étudiées

Les paramètres mesurés sur chacun des 720 spectres couvrant les 83 minutes d'observation ont été analysés en fonction du temps. Compte-tenu de l'échantillonnage des enregistrements -5 s par image et 20 s entre deux groupes de 10 images- notre base



Figure 4.6: Profils moyens dans le temps (a) en He I 1083 et (b) en Ca II ; trait plein : AV, pointillés : QR, tirets : AN ; malgré une correction par les flat-fields, il reste des irrégularités, particulièrement en (a), où le profil QR n'est pas présenté.

	$V(K_3)$	$I(K_3)$	$I(K_{2V})$	$\mathrm{FWHM}(\mathrm{K}_3)$	V(1083)	Δ I(1083)	FWHM(1083)
	${ m km~s}^{-1}$	%	%	${ m km~s}^{-1}$	${ m km~s}^{-1}$	%	${ m km~s}^{-1}$
AN	$+0.95\pm0.5$	8.6	10.5			8	15 ± 2
QR	-1.35 ± 0.5	4.7	6.7	9±1	2.5 ± 1.5	2 ± 1	
AV	0	6.2	8.4	8 ± 2	0	5	15 ± 2

Table 4.1: Principaux paramètres des profils moyens dans le temps des raies K du Ca II et 1083 de He I. $I(K_3)$, $I(K_{2V})$ et $\Delta I(1083)$ sont donnés en % du continu.



Figure 4.7: Variation temporelle en Ca II pour les 83 minutes de la séquence (a) K_{2V} , (b) K_3 ; les intensités de K_{2V} et K_3 sont des intensités relatives. Trait plein : AN, pointillés : QR.

de données n'est pas continue dans le temps. Une interpolation linéaire entre deux séries de 10 images a permis régler ce problème de discontinuité.

Les variations temporelles des intensités K_{2V} et K_3 sont présentées Fig. 4.7a, b pour la totalité de la séquence, dans AN et QR. Les amplitudes (relatives) des variations de K_{2V} sont très semblables en AN et QR ; par contre, en K_3 , les amplitudes de AN sont trois à quatre fois plus fortes qu'en QR. Toujours en K_3 , les variations de l'amplitude de AN semblent mettre en évidence la présence de trois trains d'onde. Nous confirmerons cette remarque au paragraphe 4.5.

Les vitesses dérivées du décalage Doppler révèlent les mouvements oscillants de l'atmosphère. Afin de déterminer ces vitesses Doppler en He I et en Ca II, nous avons utilisé une méthode qui consiste à soustraire les intensités prises de part et d'autre du centre de la raie : en prenant le profil AV pour référence, l'intensité dans le bleu est définie comme l'intensité moyenne des deux intensités correspondant aux deux px précédant le px du centre de la raie et l'intensité dans le rouge est la moyenne des deux intensités correspondant aux deux px suivant le px du centre de la raie. Les longueurs d'onde des intensités dans le bleu et le rouge sont donc fixée à partir du profil AV. Un facteur de proportionnalité permet de passer des intensités aux vitesses ; au moins pour He I, cette méthode est basée sur l'hypothèse que le profil est une gaussienne renversée, c'est-à-dire de la forme :

$$I(\lambda) = I_c \left(1 - \frac{I_O}{I_c} exp\left(-\left(\frac{\Delta\lambda}{\Delta\lambda_D}\right)^2\right)\right)$$
(4.3)

où I_c est l'intensité dans le continu, I_O est l'intensité au centre de la raie, $\Delta \lambda$ est l'écart à la longueur d'onde centrale, et $\Delta \lambda_D$ la largeur Doppler.

On définit I_B et I_R les intensités dans le bleu et le rouge autour de l'intensité centrale, lorsque le profil a subi un décalage vers le rouge de $\delta\lambda$, par :

$$I(\lambda_B) = I_c (1 - \frac{I_O}{I_c} exp(-(\frac{\Delta\lambda + \delta\lambda}{\Delta\lambda_D})^2)$$
(4.4)

$$I(\lambda_R) = I_c \left(1 - \frac{I_O}{I_c} exp\left(-\left(\frac{\Delta\lambda - \delta\lambda}{\Delta\lambda_D}\right)^2\right)\right)$$
(4.5)

On forme la différence de I_B et I_R qu'on appelle ΔI :

$$\Delta I = I_o(exp(-(\frac{\Delta\lambda - \delta\lambda}{\Delta\lambda_D})^2) - exp(-(\frac{\Delta\lambda + \delta\lambda}{\Delta\lambda_D})^2))$$
(4.6)

En faisant l'hypothèse que $\Delta \lambda$ et $\delta \lambda$ sont petits devant $\Delta \lambda_D$, avec $\Delta \lambda > \delta \lambda$, un développement au premier ordre conduit à :

$$\Delta I = \frac{4I_c}{\Delta \lambda_D^2} (\frac{I_O}{I_c}) \delta \lambda \Delta \lambda \tag{4.7}$$

or

$$\delta\lambda = \lambda \frac{v}{c} \tag{4.8}$$

 donc

$$v = \Delta I \frac{c}{\lambda} \left(\frac{\Delta \lambda_D^2}{4I_c}\right) \left(\frac{I_c}{I_O}\right) \frac{1}{\Delta \lambda}$$
(4.9)

En He I 1083, en remplaçant les paramètres de l'équation précédente par leurs valeurs ($\Delta \lambda_D \frac{c}{\lambda} = 15 \text{ km s}^{-1}$), et en tenant-compte du fait que $\Delta \lambda$ est de 25.8 pm, on trouve pour AN un facteur de proportionnalité entre v et ΔI égal à environ 90. On a mesuré un I_B - I_R (à ±25.8 pm du centre de la raie) égal à 0.034 en unités relatives, correspondant à une vitesse Doppler de 2.64 kms⁻¹.

Une autre façon d'établir ce coefficient de proportionnalité consiste à calculer la vitesse Doppler à partir de l'expression classique (4.8) qui donne une vitesse de 4.76 kms⁻¹ par px ; un décalage artificiel de 1/2 px conduit à une vitesse de 2.38 kms⁻¹ en AN ; le coefficient de proportionnalité est donc donné par $v/(I_B - I_R)$ ce qui revient à 70.

Compte-tenu des incertitudes liées aux différents paramètres de l'équation (4.9), le facteur 90 que nous avons trouvé est probablement un peu fort. Nous avons donc

préféré conservé la valeur 70, obtenue aussi en faisant l'hypothèse que v est bien une fonction de ΔI . En faisant l'hypothèse que les profils AN et QR ont la même largeur, l'évaluation du coefficient pour QR est immédiate : il est simplement 4 fois plus fort, puisque le rapport I_c/I_O est 4 fois plus fort.

En Ca II, nous avons suivi cette démarche pour déterminer la vitesse Doppler (nous avons donc fait l'hypothèse que nos profils moyens étaient symétriques et que v était proportionnelle à ΔI); nous avons artificiellement décalé les profils AN et QR de 1/2 px vers le rouge et compte-tenu d'une vitesse de 4.42 kms⁻¹ par px, nous en déduisons un coefficient de 78.9 pour QR et de 33.5 pour AN.

Ainsi, connaissant ces coefficients, il est possible d'analyser les variations temporelles des vitesses (ramenées à une moyenne temporelle nulle), dans les deux raies et pour les deux types de régions. Cependant, les longueurs d'onde choisies en Ca II K pour évaluer les intensités bleue et rouge correspondent à une vitesse de 6.6 km s⁻¹; or les valeurs extrêmes des vitesses Doppler mesurées sur toute la séquence (Fig. 4.8c, d) sont de ± 6.5 km s⁻¹, ce qui signifie que les limites de notre méthode sont atteintes pour certains profils fortement décalés.

En He I, les amplitudes des variations sont typiquement trois fois plus fortes en QR qu'en AN (Fig. 4.8a, b). Les périodes d'oscillations sont plus courtes en QR qu'en AN. En Ca II, les amplitudes de la vitesse Doppler sont très comparables, mais il apparait clairement (Fig.4.8c, d) que les périodes d'oscillation sont différentes : elles sont globalement plus courtes pour QR. Une comparaison rapide entre les deux raies pour une même région montre une évidente corrélation en AN.

Une transformation de Fourier des vitesses nous permet de mieux évaluer les périodes d'oscillation.

Lorsqu'on considère un signal, deux représentations de ce signal sont possibles :

-une représentation en temps, de la forme y = f(t), dans laquelle la variable indépendante est le temps t qui s'écoule,

-une représentation en fréquence, de la forme $Y = F(\nu)$, dans laquelle la variable indépendante est la fréquence ν .

Ces deux représentations sont liées par la Transformation de Fourier :

$$F(\nu) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(t)e^{-2i\pi\nu t}dt$$
 (4.10)



Figure 4.8: Variation temporelle de la vitesse Doppler ramenée à une moyenne temporelle nulle, pour les 83 minutes de la séquence : (a) en He I 1083 dans AN, (b) en He I dans QR, (c) en Ca II K dans AN, (d) en Ca II K dans QR.

où $F(\nu)$ et f(t) représentent la même grandeur physique. Rechercher la valeur de $F(\nu)$ revient à chercher dans "l'histoire" de f(t) ce qui correspond à la fréquence ν . $F(\nu)$ est donné par unité de bande passante $\Delta \nu = 1$ Hz.

4.3.3 Spectres d'amplitude des vitesses, à basse fréquence

Le spectre d'amplitude de la vitesse, c'est-à-dire, le module de la Transformée de Fourier du signal, pour chaque raie et dans chaque structure est présenté Fig. 4.9, et met en évidence les fréquences d'oscillation spécifiques au signal.

Les différences entre les périodes d'oscillations détectées sur les variations temporelles pour les différentes régions, sont confirmées sur ces spectres d'amplitude, à basse fréquence (entre 0 et 20 mHz). Deux fréquences ressortent particulièrement, 3 et 7 mHz.

En He I 1083, les amplitudes du spectre sont typiquement trois fois plus fortes en QR autour de 3 mHz, et huit fois plus fortes en QR autour de 7 mHz. Pour cette raie, la fréquence principale qui apparait en QR est centrée autour de 7 mHz, et l'amplitude à 3 mHz est plus faible. Dans AN, seule l'amplitude autour de 3 mHz semble significative.

En Ca II, l'amplitude du spectre de QR est élevée autour de 7 mHz (approximativement 3 minutes), alors qu'à cette même fréquence l'amplitude est comparativement très faible pour AN ; à 3 mHz (5 minutes), les amplitudes sont équivalentes pour AN et QR.

En examinant avec précision les amplitudes, on remarque que le pic situé autour de 5 minutes est en fait centré sur 305 secondes et que le pic situé autour de 3 minutes est en fait centré sur 152 secondes, c'est-à-dire, la moitié (Fig. 4.9).

Nous avons calculé de la même manière le spectre d'amplitude du continu près de 1083 nm, en AN et QR : on retrouve les oscillations photosphériques -en intensitéde 5 minutes de période (ce sont les seules qui soient significatives), comme l'avaient déjà noté Koutchmy et Lebecq (1986) et Title et al. (1990). Nous confirmons ainsi le bon rapport signal/bruit de nos observations.



Figure 4.9: Spectres d'amplitude de la vitesse Doppler à basse fréquence (de 0 à 20 mHz) : (a) en He I, (b) en Ca II ; Trait plein : AN, pointillés : QR.

4.3.4 Spectre d'amplitude des vitesses, à haute fréquence

Les spectres d'amplitude de la vitesse Doppler entre 20 et 100 mHz sont présentés Fig. 4.10a, b pour He I et Ca II K :

L'analyse du spectre d'amplitude pour des fréquences supérieures à 20 mHz requiert une bonne détermination du bruit. Afin d'évaluer les résultats de He I obtenus à haute fréquence, nous avons calculé le spectre d'amplitude d'une pseudovitesse associée au bruit dans le continu proche de 1083 nm. Cette pseudo-vitesse a été calculée de la même manière que la vitesse Doppler, en faisant la différence de deux intensités et en la multipliant par les mêmes facteurs de proportionnalité que pour la vitesse Doppler (70 pour AN, 280 pour QR) permettant de passer d'une intensité à une vitesse. C'est-à-dire qu'on installe une raie artificielle de mêmes caractéristiques que la vraie raie.

Le spectre d'amplitude du bruit (Fig. 4.10c) montre que les amplitudes à haute fréquence de la vitesse Doppler sont suffisamment supérieures aux amplitudes du bruit pour être considérées comme significatives : entre 40 et 100 mHz, le rapport signal/bruit est 1.9 en AN et 1.6 en QR. On remarquera cependant que le bruit n'est pas identique en AN et QR ; cette différence est liée au nombre de px qui définissent les deux structures, et ce nombre est différent pour AN et QR : la théorie du bruit blanc indique que le rapport des amplitudes des spectres en AN et QR est égal à la racine carrée du rapport du nombre de px en AN et QR, c'est-à-dire,


Figure 4.10: Spectre d'amplitude de la vitesse Doppler à haute fréquence (entre 20 et 100 mHz)
: (a) en He I, (b) en Ca II K ; Spectre d'amplitude du bruit (c) en He I ; trait plein : AN, pointillés
: QR.

 $\sqrt{7/3} = 1.53$. Or, le rapport de ces amplitudes est $10^{0.79}/4 = 1.54$ (le facteur 4 étant lié à l'étalonnage des vitesses entre AN et QR). La mesure du même rapport pour la vitesse Doppler donne 1.42, ce qui ne peut s'expliquer que par le fait que le total (signal + bruit) en QR est supérieur au même total en AN.

En Ca II K, l'évaluation de la part du bruit dans nos résultats n'a pas été possible, puisque nous n'avions pas accès au continu avec nos données. Toutefois, nous avons quand même considéré les spectres d'amplitude à haute fréquence, pour les deux régions. On constate que le spectre QR est situé au-dessus du spectre AN, quelle que soit la fréquence considérée.

Dans les deux raies, on observe davantage de puissance autour de 33 mHz (30 s) et 19 mHz (52 s), surtout en AN, et surtout en Ca II. La présence d'ondes et de puissance à haute fréquence est peut-être à prendre en compte. Les effets du "seeing" ont été minimisés par un excellent guidage, la compensation de la rotation solaire, et essentiellement par la moyenne spatiale qui améliore le rapport signal/bruit. Nous sommes donc plutôt confiants dans le fait que les effets du "seeing" sont négligeables, ce qui mériterait toutefois une vérification approfondie.

Les résultats obtenus ci-dessus par la méthode de la transformée de Fourier ne fournissent aucune information temporelle sur la durée de vie des oscillations. Une telle information est accessible grâce à une analyse temps/fréquence des vitesses Doppler, basée sur la transformation en ondelettes.

4.4 Analyse temps/fréquence par la méthode de transformée en ondelettes

La technique récente de la transformation en ondelettes est maintenant utilisée dans de nombreux domaines, tels qu'en acoustique, en géophysique, et très récemment en héliosismologie (Baudin et al., 1994). C'est une technique très puissante qui permet d'obtenir une information sur le comportement temporel d'un signal oscillant. Nous avons appliqué cette méthode pour la première fois aux oscillations chromosphériques solaires, dont les propriétés dépendent, nous l'avons vu, de la structure de l'atmosphère et du champ magnétique local (Rutten et Uitenbroek, 1991, ou Fleck et al., 1994). Les résultats présentés ci-dessous mettent en évidence des trains d'onde bien séparés ainsi que leur durée de vie, les corrélations entre les deux raies He I et Ca II, et le déphasage entre les signaux dans ces deux raies.

Nous commençons par donner une définition de la transformée en ondelettes.

4.4.1 La Transformée en Ondelettes

La transformée en ondelettes consiste à calculer la convolution d'un signal S(t) par une ondelette W(t), qui est une fonction limitée dans le temps, et dont la durée doit être définie précisément (Bracewell, 1965) :

$$TO(d,t_0) = \int S(t)W(\frac{t-t_0}{d})dt$$
(4.11)

où TO est la transformée en ondelettes à l'instant t_0 . Les ondelettes sont construites à partir d'une ondelette initiale ; elles sont dilatées dans le temps par un coefficient det recouvrent alors différentes gammes de fréquences centrées sur $\nu = \frac{1}{d}$. Différentes ondelettes W(t) peuvent être choisies, mais dans le cas de l'application à un signal oscillant, le choix le plus judicieux est celui d'une ondelette de Morlet (Grossmann et Morlet, 1984). Il s'agit d'une ondelette sinusoidale dans une fenêtre gaussienne :

$$W(\frac{t}{d}) = e^{-\pi(\frac{t}{d})^2} e^{-i2\pi\frac{t}{d}}$$
(4.12)

La transformée en ondelettes consiste en une analyse harmonique du signal avec une fenêtre temporelle glissant d'un bout à l'autre du signal et variable en fréquence. Le carré du module de la transformée fournit une information sur l'énergie du signal, et l'argument de la transformée donne une information sur sa phase.

4.4.2 Mise en évidence de trains d'onde - Comparaison dans les deux raies

L'application de cette méthode aux vitesses Doppler dans les deux raies, et dans les deux types de structure permet la visualisation des variations de l'énergie et de plusieurs trains d'onde, en fonction du temps et de la fréquence (Fig. 4.11).

Concentrons-nous dans un premier temps sur QR : on retrouve les oscillations de 3 et 5 minutes de période détectées avec la transformation de Fourier ; plusieurs trains

d'onde apparaissent mais ils semblent indépendants d'une raie à l'autre. Ces trains d'onde durent chacun environ 700 s. On retrouve ici le fait que les deux régions QR ne sont pas identiques : il n'y a donc aucune raison de rechercher des corrélations entre les vitesses mesurées dans ces deux régions.

Le cas de AN est bien plus intéressant : dans ce cas, les distributions d'énergie en He I et Ca II sont bien corrélées. Des trains d'onde synchronisés apparaissent autour de 3 mHz ; leur durée, plus longue que pour QR, est d'environ 1000 s. De plus, il est possible d'estimer en étudiant avec précision les variations d'énergie, que le signal en He I est en avance sur celui de Ca II. L'étude des phases permet de confirmer cette estimation.

4.4.3 Déphasage

Il est important de mesurer des champs de vitesse (Mein et Mein, 1976) à deux altitudes distinctes dans l'atmosphère, ce qui permet un diagnostic de la propagation des ondes, de calculer la différence de phases entre les deux raies choisies, He I 1083 et Ca II K, et surtout de calculer le flux d'énergie acoustique.

Compte-tenu des résultats issus de l'analyse temps/fréquence, qui mettent en évidence une bonne corrélation entre les deux raies pour AN, nous nous sommes concentrés sur cette région pour déterminer la différence de phases entre He I et Ca II.

L'évaluation des variations de la phase d'un signal est possible à partir de l'argument de la transformée en ondelettes du signal. Ces variations doivent être comparées à celles de l'énergie (module de la transformée en ondelettes du signal) : en effet, la phase est dominée par le bruit si l'énergie à un temps donné n'est pas significative. A la fréquence particulière de 3.5 mHz (5 minutes environ) qui est une des fréquences de l'ondelette (Fig. 4.12), les trois trains d'onde identifiés précédemment apparaissent très nettement.

Entre ces trains d'onde, de grands sauts de phase sont évidents ; ils correspondent à une basse énergie dûe essentiellement au bruit. Pour He I, la phase est de 30 degrés pour le premier train d'onde (entre 600 et 1200 s), de -50 degrés pour le deuxième (entre 1300 et 2200 s) et croît de -50 à -30 degrés pour le troisième (entre 3700 et 5000 s). Pour Ca II, la phase est égale à 15 degrés pour la première impulsion, à -70 degrés pour la deuxième et croît de -70 à -30 degrés pour la troisième. Ce qui conduit aux différences de phases V(He I) - V(Ca II), que nous notons $\Delta \Phi$:



Figure 4.11: Variations temps/fréquence de la vitesse Doppler : (a) en He I dans AN, (b) en He I dans QR, (c) en Ca II dans AN, (d) en Ca II dans QR. L'énergie est en unités arbitraires.

 $\Delta \Phi = +15$ degrés pour le premier train d'onde, $\Delta \Phi = +20$ degrés pour le deuxième et $\Delta \Phi = +10$ degrés pour le troisième. Une telle différence de phases amène à conclure que dans cette gamme de fréquences, en AN, les ondes observées atteignent l'altitude de formation de Ca II une dizaine de secondes après avoir quitté celle de He I.

Une méthode indépendante pour estimer la différence de phase consiste en la corrélation des vitesses observées en K_3 (v_K) et en He I (v_{He}). Nous avons calculé le coefficient de corrélation $C(\Delta t)$ en fonction du temps :

$$C(\Delta t) = \frac{\sum_{t} (v_K(t) \cdot v_{He}(t + \Delta t))}{\sqrt{\sum_{t} (v_K(t)^2) \cdot \sum_{t} (v_{He}(t)^2)}}$$
(4.13)

Le premier maximum de $C(\Delta t)$ est à 15 s, pour le premier et le troisième train d'onde, et proche de 35 s pour le deuxième, dans tous les cas le signal en He I est en avance sur celui de Ca II K (Fig 4.13).

Nous avons vérifié ces résultats par la méthode "classique" de la détermination de la phase qui consiste à calculer l'arctangente de l'opposé du rapport de la partie imaginaire et de la partie réelle de la transformée de Fourier du signal, arctan(-[Im(TF)/Re(TF)]), ici des vitesses.

Les variations de la différence de phases V(He) - V(Ca) pour AN et QR est montrée Fig. 4.14. Autour de 3.5 mHz, la différence V-V atteint une valeur moyenne de 20 degrés (\pm 20 degrés), indiquant que le signal de la vitesse Doppler de l'He I est en avance sur celui de la vitesse de Ca II. Autour de 5 mHz, la différence V-V est proche de 0 degré. A haute fréquence, la différence V-V témoigne de variations beaucoup plus aléatoires, sur lesquelles il semble difficile de conclure quant à une valeur du déphasage. Le déphasage obtenu à 3.5 mHz (5 minutes) correspond à une avance de 16 secondes environ pour le signal de l'He I sur celui du Ca II.

Nous avons vérifié également avec cette méthode que pour QR, rien de significatif ne ressort des variations de V-V.

Pour conclure sur le déphasage, nous avons obtenu des valeurs tout-à-fait comparables par trois méthodes indépendantes : l'analyse temps/fréquence par une transformée en ondelettes des vitesses, la corrélation des vitesses et la méthode classique à partir d'une transformée de Fourier. Compte-tenu des altitudes de formations



Figure 4.12: Variations temporelles de la phase (en haut) et de l'énergie (en bas) dans le réseau (AN), pour une fréquence de 3.5 mHz, en He I (à gauche) et Ca II (à droite). La phase est en degrés, l'énergie en unités arbitraires ; les impulsions 1, 2, 3 sont indiquées.



Figure 4.13: Corrélation des vitesses en Ca II K et He I 1083, en fonction du temps, dans AN ; impulsion 1 en trait plein, impulsion 2 en pointillés, impulsion 3 en tirets.

de He I (de 1600 à 1900 km) et de Ca II (de 900 à 1700 km), déterminées à partir des fonctions de contribution en intensité (Avrett et Loeser, 1992), les ondes de 5 minutes de période observées dans le réseau magnétique (AN) se propageraient vers le bas, et mettraient une dizaine de secondes pour passer de l'altitude de formation de l'He I à celle de Ca II.

4.5 Discussion et Conclusion

Nous pouvons conclure que des oscillations de 3 et 5 minutes sont présentes à la fois dans AN et QR : les oscillations de 3 minutes sont prépondérantes en QR, avec des amplitudes comparables dans les deux raies ; les oscillations de 5 minutes sont observées aussi en QR, mais plus spécialement en Ca II K. Ces oscillations de 5 minutes constituent la particularité de AN, mais leur amplitude est 3 à 4 fois plus faible en He I qu'en Ca II K ; la très faible amplitude repérée à 3 minutes peut être dûe aux effets de la lumière diffusée (le signal QR est peut-être contaminé par celui de AN). Pour AN, quelles que soient les fréquences considérées, les amplitudes sont plus faibles en He I qu'en Ca II : on peut supposer que la limite supérieure du "résonateur" en AN est plus basse que la hauteur de formation de He I ; de ce fait, cette raie située au-dessus de la cavité est beaucoup moins sensible aux ondes piégées dans la cavité.



Figure 4.14: Spectres des différences de phases V(He)-V(Ca) des vitesses (a) à basse fréquence pour AN, (b) à basse et haute fréquences pour AN, (c) à basse fréquence pour QR, (d) à basse et haute fréquences pour QR. Les différences de phase sont en degrés.

Les oscillations de 5 minutes ont été obtenues préférentiellement en AN, c'est-à-dire dans une structure, où le champ magnétique est fort ; pourtant, dans les taches où le champ magnétique est beaucoup plus fort, on observe des oscillations de 3 minutes de période (Zhugzda et al. 1983). Cette différence pourrait s'expliquer par la nature même du champ magnétique : dans une tache, les lignes de champ sont verticales, la cavité bien définie est couplée avec la cavité subphotosphérique, ce qui n'est pas nécessairement le cas dans le réseau.

A l'issue de cette étude, nous pouvons avancer que les oscillations de 5 minutes de la photosphère se maintiennent dans les AN en oscillations de 5 minutes dans la chromosphère, alors qu'on observe des oscillations de 3 minutes dans QR : on peut penser qu'il y a une transformation des ondes acoustiques en ondes mhd, telles que des ondes d'Alfvén. En effet, ces ondes sont des ondes transverses au champ magnétique ; on les détecterait mieux en QR où le champ magnétique est plutôt horizontal, qu'en AN où le champ magnétique est vertical (cf. modèle de Gabriel, 1976).

A haute fréquence, de la puissance est observée, au-dessus du niveau de bruit (identifié en He I) en AN et QR.

L'analyse temps/fréquence à partir d'une transformation en ondelettes a permis une étude détaillée des variations temporelles de l'énergie et de la phase de la vitesse Doppler. Les informations obtenues par cette méthode résultent du compromis entre la résolution temporelle et la résolution fréquentielle. Des résultats significatifs sur le comportement des oscillations chromosphériques à différentes altitudes et dans différentes régions ont été mis en évidence.

Alors qu'en QR de multiples excitations apparaissent au cours de la séquence temporelle, nous observons une bonne résonance de la cavité magnétique (AN). En AN, nous avons dénombré 3 trains d'onde bien séparés, et nous avons calculé les différences de phase pour chacun des trains d'onde, entre les deux raies He I et Ca II.

D'après les altitudes de formation de ces deux raies (He I est globalement formée audessus de Ca II, d'après Avrett et Loeser, 1992), les différences de phase entrainent que l'onde se propage en moyenne de l'altitude de formation de He I vers celle de Ca II, c'est-à-dire vers le bas, dans le réseau magnétique AN, ce qui vient contredire les résultats de Fleck et al., (1994) : ces derniers ont calculé la différence de phases V-V entre les oscillations de He I et Mg I (880.7 nm), et ont trouvé que le spectre des oscillations de la chromosphère était dominé par des ondes à caractère stationnaire. Ils n'avaient toutefois pas fait de distinction entre réseau et inter-réseau dans leur étude.

De plus, on a pu constater qu'une étude des phases nécessite de tenir compte de leur évolution temporelle.

Deubner et Fleck (1990) ont déjà envisagé une propation d'onde (magnétique) de gravité vers le bas dans les tubes de flux (et vers le haut dans les cellules). Appliquée pour la première fois aux oscillations chromosphériques, l'analyse temps/fréquence reposant sur la transformation en ondelettes, ouvre de riches possibilités quant aux recherches d'ondes spécifiques, telles que les ondes d'Alfvén ou encore les modes lents et les modes rapides, dans la chromosphère et la couronne (Murawski et Goossens, 1993) ; de plus, cette analyse temps/fréquence montre le caractère aléatoire des phases si on ne tient pas compte de leur évolution temporelle, et de l'évolution temporelle de l'énergie du signal analysé.

Les altitudes de formation calculées par Avrett et Loeser (1992) sont déterminées d'après les fonctions de contribution en intensité. Or, le calcul de la fonction de contribution en vitesse pour la raie K de Ca II montre que les altitudes de formation en vitesse ne sont pas exactement équivalentes aux altitudes de formation en intensité (Provost, Mein, 1979 et Mein, Mein, 1980). Il faut par conséquent envisager de déterminer les altitudes de formation en vitesse de la raie à 1083 nm de He I, ce qui pourrait conduire à une altitude de formation inférieure à celle de Ca II K. Dans ce cas, les ondes se propageraient vers le haut ; on expliquerait l'augmentation de l'amplitude de la vitesse dans AN entre He I et Ca II K par le fait que le produit de la densité par le carré de la vitesse est constant, alors que la densité diminue avec l'altitude.

Chapitre 5

Conclusions

L'inversion du gradient de température, le chauffage de la chromosphère et de la couronne, et l'accélération du vent solaire font partie des problèmes rencontrés dans l'atmosphère solaire. D'un point de vue observationnel, le diagnostic approfondi de l'atmosphère solaire et la recherche des processus magnétohydrodynamiques, avancés par la théorie pour expliquer le problème du chauffage, sont nécessaires à la compréhension de ces phénomènes.

Pour répondre à de telles exigences, nous avons dans un premier temps réalisé l'analyse statistique de nombreux profils de raies formées dans l'UV, à des altitudes différentes de la chromosphère : $L\alpha$, $L\beta$, Mg II k et h, et Ca II K et H. Ces profils, enregistrés simultanément dans les six raies avec le spectromètre du satellite OSO-8 essentiellement dans le Soleil calme, ont conduit à établir les distributions des divers paramètres de ces raies, et à proposer des valeurs moyennes de ces paramètres pour le Soleil calme. Les corrélations entre les paramètres d'une même raie ou de deux raies différentes permettent de conclure que : plus le renversement central de la raie $L\alpha$ est faible et plus l'intensité intégrée est forte, alors que K_{index} et K_3 varient dans le même sens en Ca II K ; l'intensité intégrée en $L\alpha$ semble faiblement corrélée à K_{index} , ce qui reflète des propriétés différentes (magnétiques par exemple) relatives à leurs altitudes de formation.

En outre, nous avons proposé un critère de distinction des profils d'éléments de réseau et de cellules basé sur les valeurs des intensités intégrées en Ca II K. Des profils moyens, de cellule et de réseau dans les six raies en ont découlé ; ils sont déduits de mesures spatiales sans l'influence des effets de l'atmosphère terrestre.

Dans un second temps, nous avons confronté ces profils observés dans le Soleil calme avec des profils théoriques calculés à partir de modèles d'atmosphère semiempiriques, avec le code de calcul de transfert de rayonnement de Gouttebroze. Les modèles anciens tels que VAL à une dimension ne sont pas satisfaisants en ce sens qu'ils conduisent à des profils théoriques dont le renversement central est trop profond, les pics sont généralement trop étroits et trop intenses, alors que les ailes sont trop peu intenses. Les modèles récents, comme le modèle de tubes de flux à deux dimensions -une composante magnétique et une composante non-magnétiquede Solanki et al. testé en Ca II K, ou encore les modèles FAL prenant en compte les effets de la diffusion ambipolaire testés en L α , permettent de calculer des profils plus en accord avec les profils observés sans en être tout-à-fait représentatifs. De plus, ces mêmes modèles FAL utilisés en Mg II k et h, et Ca II K et H reproduisent mal les profils observés, surtout dans les ailes dont la pente est trop forte. Nous avons donc cherché à améliorer ces modèles, et nous avons construit deux modèles, MOD1 et MOD2, sans plateau de température dans la région de transition (ce qui est le cas des FAL) et traités sans prendre en compte la diffusion ambipolaire. Nous avons ainsi pu produire des profils théoriques dont les intensités intégrées concordent avec les intensités intégrées du réseau pour MOD1 et avec les intensités intégrées de la cellule pour MOD2 ; de plus, les allures des profils calculés pour la raie Ca II sont très convaincantes.

Par contre, en L α et Mg II h et k, les pics sont toujours trop étroits et en L α comme en L β les intensités dans les ailes sont trop faibles. Nous essayons actuellement de trouver des solutions à ces problèmes, ce qui devrait entrainer l'élaboration de modèles affinés des structures qui représentent le Soleil calme, dans les six raies : la redistribution partielle couplée de Cooper et al. (1988) peut résoudre le problème des ailes trop basses ; les modèles MOD1 et MOD2 que nous avons proposés peuvent encore être améliorés. Nous poursuivons nos efforts dans le cadre de la diffusion ambipolaire qui donne des résultats encourageants en L α . Nous nous proposons aussi de considérer des modèles de chromosphère s'étendant jusqu'à des altitudes comprises entre 4000 et 6000 km, en particulier dans le cas des spicules. La construction de modèles à plusieurs composantes -cas des cellules, du réseau, des spicules ..., doit donc être poursuivie.

Dans la mesure où seule la prise en compte des phénomènes dynamiques peut conduire à l'obtention de profils théoriques dissymétriques tels qu'ils sont observés, nous nous sommes penchés sur les propriétés dynamiques de la chromosphère, en observant au NSO/SP deux raies, He I à 1083 nm et Ca II K, formées à des altitudes différentes : de ce fait, l'analyse des oscillations de ces raies permet d'examiner la propagation d'ondes entre les deux altitudes où elles sont formées. Des oscillations de 3 et 5 minutes de période ont été détectées à la fois dans un élément de réseau (magnétique) et dans l'inter-réseau (non-magnétique), à partir d'une étude de la vitesse Doppler ; les oscillations de 3 mn sont prépondérantes dans l'inter-réseau ; les oscillations de 5 mn sont plus particulièrement observées dans le réseau, bien que leur amplitude soit beaucoup plus faible en He I qu'en Ca II K. De plus, à haute fréquence, nous pensons que la puissance notée est significative et au-dessus du niveau de bruit, pour le réseau et l'inter-réseau. L'application d'une analyse temps/fréquence reposant sur la transformation en ondelettes de la vitesse Doppler, a permis de déduire des informations quant à la durée de vie des trains d'onde observés, et quant à la corrélation entre les deux raies. Le calcul de la différence des phases de la vitesse Doppler entre He I et Ca II entraine la conclusion suivante : partant de l'hypothèse d'une altitude de formation de He I supérieure à celle de Ca II, il semblerait que l'onde détectée dans le réseau se propage vers le bas. Cette technique d'analyse temps/fréquence est très prometteuse dans la recherche d'ondes mhd, probablement essentielles pour expliquer le chauffage coronal.

La détermination des altitudes de formation respectives de la raie K de Ca II et de la raie à 1083 nm de He I nous intéresse particulièrement à présent, en confrontant notamment les fonctions de contribution en intensité et en vitesse.

Nous exploitons actuellement les images spectrales dans la raie photosphérique Si I et dans la raie tellurique H_2O , situées de part et d'autre de la raie He I 1083 ; une analyse temps/fréquence par transformation en ondelettes est en cours. La raie H_2O nous donnera la possibilité de déterminer le bruit de fond.

Suite à ce travail de thèse, entre autres perspectives, il conviendrait d'établir un diagnostic des diverses structures solaires en termes de paramètres essentiels du plasma, par exemple en construisant des modèles de boucles coronales, ou de régions magnétiques ouvertes telles que les trous coronaux, à l'aide de codes numériques de calcul de transfert de rayonnement, tels que celui utilisé au cours de la thèse, ou traitant la diffusion ambipolaire, tels ceux de Fontenla et al. (FAL) ; les variations du champ magnétique dans les trous coronaux sont les principales causes des différences de densité dans la couronne, et de l'écoulement du vent solaire. Les profils de raies théoriques ainsi obtenus pourront être comparés aux futures observations des instruments tels que SUMER sur le satellite SOHO (Solar and Heliospheric Observatory, ESA/NASA).

Le satellite SOHO, dont le lancement est prévu pour Juillet 1995, est destiné à l'étude du Soleil interne et de l'atmosphère solaire. Un des principaux objectifs de cette mission est de comprendre à la fois le chauffage de la couronne et l'origine du vent solaire.

SUMER (Solar Ultraviolet Measurements of Emitted Radiations) et EIT (Extreme ultraviolet Imaging Telescope) deux des expériences de SOHO, sont développées à l'IAS. EIT fournira des images quotidiennes du disque solaire, dans la raie à 30.4 nm de l'He II, ainsi que dans trois autres raies de la couronne, et SUMER par ses observations à hautes résolutions spatiale et spectrale, dans un domaine de longueurs d'onde comprises entre 50 et 160 nm permettra un diagnostic de température et de densité du plasma pour les raies formées entre 10^4 et 10^6 K : notamment L α , raie épaisse, pour laquelle nous avons les moyens de faire un diagnostic du plasma et O VI, raie mince, pour laquelle la méthode de diagnostic est plus simple.

Un des autres prolongements de cette thèse à envisager consiste en l'amélioration des méthodes de détection des ondes et en la simulation de leur présence dans l'atmosphère. L'analyse des ondes est fondamentale dans le cadre du chauffage coronal et les ondes magnétohydrodynamiques sont considérées comme de bons candidats pour chauffer la couronne.

La mesure des largeurs de raies de l'UV permet de détecter la possibilité que des ondes d'Alfvén ou des ondes acoustiques se propagent dans la couronne, et chauffent le milieu. La contribution des ondes à l'élargissement des raies dépend de l'orientation du champ magnétique par rapport à la ligne de visée. Dans le cas de raies produites par des ions lourds dans la basse couronne, McClements et al. (1991) ont montré que si le flux des ondes d'Alfvén ou des ondes acoustiques est suffisant pour contrebalancer les pertes radiatives, la largeur des raies UV formées par des ions lourds, par exemple le Fe XII (124.2 nm), dans la basse couronne peut varier d'un facteur 5 du centre au limbe.

SUMER, par sa résolution spatiale, offrira la possibilité de différencier les mécanismes d'élargissement des raies. EIT, par ses observations dans les raies Fe IX/X pourra compléter les mesures de SUMER quant à l'analyse des élargissements de raies provoqués par les ondes.

Ainsi, la confrontation entre ces futures observations et les modèles théoriques d'atmosphère incluant des phénomènes dynamiques qui restent à développer, fera progresser notre connaissance de l'atmosphère solaire.

Chapitre 6

Annexes

6.1 Annexe 1 : Méthode de décomposition en Gaussiennes

Considérons la distribution des intensités intégrées des profils du Soleil calme, dans la raie K du Ca II. Afin détablir une classification de ces intensités (K_{index}) et d'en déduire statistiquement un profil moyen pour le réseau et un profil moyen pour les cellules, nous avons procédé à une décomposition de cette distribution en deux courbes gaussiennes, l'une étant censée représenter les intensités pour l'ensemble des cellules et l'autre les intensités pour l'ensemble des éléments du réseau.

Nous avons pour cela utilisé l'algorithme CURVEFIT d'IDL, qui, au sens des moindres carrés, permet d'ajuster une fonction que nous avons définie comme la somme de deux gaussiennes à notre distribution de K_{index} . Cette fonction est de la forme :

$$f(x) = a_0 e^{-\left(\frac{x-a_1}{a_2}\right)^2} + a_3 e^{-\left(\frac{x-a_4}{a_5}\right)^2} = Y_1 + Y_2$$
(6.1)

où les a_i sont estimés de façon approximative (CURVEFIT se charge de les ajuster au mieux) et Y_1 et Y_2 représentent respectivement la courbe de la population de cellules et la courbe de la population des éléments de réseau.

Cet algorithme fonctionne par itérations jusqu'à ce que les variations du χ^2 soient inférieures à 0.1% ou jusqu'à ce que 20 itérations se soient déroulées.

Le choix des a_i peut s'avérer parfois étonnant quant aux Y_1 et Y_2 résultants : même si la somme des deux gaussiennes s'ajuste très étroitement à la distribution, il peut arriver que les positions relatives de ces deux courbes soient dénuées de tout sens physique !

Les paramètres a_i que nous avons retenus sont les suivants :

 $a_0 = 17.56$, $a_1 = 297853$, $a_2 = 40570$, $a_3 = 5.87$, $a_4 = 358272$ et $a_5 = 56290$; ce sont ceux pour lesquels le résidu était le meilleur (6.46 10^{-2}).

6.2 Annexe 2 : Déconvolution des profils observés par le profil instrumental

Les profils observés étudiés sont le résultat de la convolution du profil solaire réel et du profil de l'instrument. La convolution dans un domaine correspondant à une simple multiplication dans un autre domaine (associé au précédent par une transformation de Fourier), la déconvolution des profils observés en Ca II K par le profil instrumental a été faite en calculant la transformée de Fourier inverse du rapport des transformées de Fourier du profil observé et du profil instrumental.

Afin de minimiser l'apparition d'oscillations artificielles dans le signal restitué, il est nécessaire d'utiliser un filtre d'apodisation, gaussien en l'occurence, avant la déconvolution. Ce filtre multiplié par le profil observé permet d'obtenir un profil dont les ailes se terminent en pente douce ; ainsi, le profil répété à l'infini par la transformation de Fourier ne présente pas de brusques changements de pente, qui pourraient entrainer une restitution inexacte.

Après déconvolution, les profils restitués sont "coupés en deux" en leur milieu, dans le sens de la hauteur et les deux moitiés sont interverties. Il faut donc procéder à une remise en ordre des deux moitiés pour obtenir finalement un profil déconvolué.

Les profils "réels" et les profils observés ne présentent dans notre étude que de très faibles différences ; l'analyse sur des profils observés et non pas restitués est donc justifiée.

Bibliographie

- [1] Anderson L.S, 1989, ApJ, 339, 558
- [2] Anderson L.S et Athay R.G, 1989a, ApJ, 336, 1089
- [3] Anderson L.S et Athay R.G, 1989b, ApJ, 346, 1010
- [4] Ando H. et Osaki Y, 1977, PASP, 29, 221
- [5] Artzner G., Bonnet R.M., Lemaire P., et al., 1977, Space Sci. Instr., 3, 131
- [6] Avrett E. H., Loeser R., 1992, 7th Cambridge Workshop on Cool Stars, Stellar Systems and the Sun, ASP Conference Series, M. Giampapa and J. Bookbinder Eds., Vol. 26
- [7] Avrett E.H, Fontenla J.M., Loeser R., 1994, Infrared Solar Physics, Eds D.M Rabin et al, IAU, p. 35
- [8] Ayres T.R., Testerman L., Brault J.W., 1986, ApJ, 304, 542
- [9] Basri G.S., Linsky J.L, Bartoe J.-D.f, et al., 1979, ApJ, 230, 924
- [10] Baudin F., Gabriel A., Gibert D., 1994, A&A, 285 L-29
- [11] Biermann L., 1946, Naturwiss, 33, 118
- [12] Boloré C., 1993, Rapport de stage de Licence, Paris XI
- [13] Bonnet R.M, Lemaire P., Vial J.-C., et al., 1978, ApJ, 221, 1032
- [14] Bracewell R., 1965, The Fourier Transform and its application, McGraw-Hill
- [15] Brekke P., 1992, Thèse, Faculty of Mathematics and Natural Science, Université d'Oslo

- [16] Carlsson M. et Stein R.F., 1992, ApJ, 397, L-59
- [17] Cooper J., et al., 1988, "Spectral line shapes", Proceedings de la IX^{eme} conférence internationale, Torun, Pologne
- [18] Cooper J., Ballagh R.J., Hubeny I., 1990, Ap. J., 344, 949
- [19] Cram L.E., 1989, FGK Stars and T Tauri Stars, Cram L.E. et Kuhi L. V Eds, NASA SP-502
- [20] Deubner F. L. et Fleck B., 1990, A&A, 228, 506
- [21] Drawin H. W., 1983, Physique Atomique et Moléculaire dans les Plasmas Ch.4 Cours de DEA de Physique des gaz et des plasmas
- [22] Fleck B. et Deubner F. L., 1989, A&A, 224, 245
- [23] Fleck B., Deubner F. L., Maier D. et Schmidt W., 1994, in "Infra-red Solar Physics" Eds. D. Rabin et J. Jefferies, IAU-Symp., 154, p. 65
- [24] Fontenla J.M., Avrett E.H, Loeser R., 1990, ApJ, 355, 700
- [25] Fontenla J.M., Avrett E.H, Loeser R., 1991, ApJ, 377, 712
- [26] Fontenla J.M., Avrett E.H, Loeser R., 1993, ApJ, 406, 319
- [27] Fontenla J.M., Reichman E., Tandberg-Hanssen E., 1987, ApJ, 464, 481
- [28] Giovanelli R. G. et Hall D., 1977, Solar Phys., 52, 211
- [29] Gabriel A.H., 1976, Phil. Trans., Roy. Soc. Lond., A 281, 339
- [30] Gouttebroze P., Lemaire P., Vial J.-C., Artzner G., 1978, ApJ, 225, 655
- [31] Gouttebroze P., 1980, Thèse de Doctorat d'Etat, Faculté des Sciences de Paris, Université Paris VII
- [32] Gouttebroze P., 1989, Ap. J., 337, 536
- [33] Grossmann A., Morlet J., 1984, SIAM J. Math. Anal., vol.15, 723
- [34] Grossmann-Doerth U., Kneer F., v. Uexküll M., 1974, Solar Physics, 3,7 85

- [35] Hasan S.S. et Kneer F., 1986, A&A, 158, 288
- [36] Holt R.D. et Mullan D.J., 1988, IXth Summer Symposium of NSP/SP, R.C. Altrock Ed, p.80
- [37] Hollweg J. V., 1990, Computer Physics Reports, 12, 205
- [38] Hummer D.G., 1962, MNRAS, 125, 21
- [39] Jones H.P., 1994, Infrared Solar Physics, Eds D.M Rabin et al, IAU
- [40] Jordan S. D., 1981, The Sun as a Star, Jordan Ed NASA SP-450 p. 301
- [41] Jordan S. D., 1993, ApJ, 414, 337
- [42] Kalkofen W., 1991, in "Mechanisms of Chromospheric and Coronal Heating",P. Ulmschneider E.R., Priest R. et Rosner Eds. Springer-Verlag, 54
- [43] Kandel R.S., 1988, Spa. Sci. Rev, 52, 1
- [44] Koutchmy S., Locans V. et Zhugzda Y. D., 1983, A&A, 120, 185
- [45] Koutchmy S., Lebecq C., 1986, A&A, 169, 323
- [46] Landstreet J.D, 1992, A&AR, ,4 35
- [47] Lean J. et al., 1982, J. Geophys. Res., 87, 10307
- [48] Lean J., 1989, Science, 244, 197
- [49] Leibacher J.W., Gouttebroze P., Stein R.F, 1982, ApJ, 258, 393
- [50] Lemaire P. et Skumanich A., 1973, A&A, 22, 61
- [51] Lemaire P. et al, 1978, ApJ, 223, L55
- [52] Lemaire P. Gouttebroze P., Vial J.-C, Artzner G., 1981, A&A, 103, 160
- [53] Lemaire S., 1993, Rapport de stage de Magistère, Paris XI
- [54] Lites B. W, 1985, Proceedings MPA/LPARL Workshop, p. 278
- [55] Lites B. W., Rutten R. J., Kalkofen W., 1993, ApJ, in press

- [56] Liu et Sheeley, 1971, Sol. Phys, 20, 282
- [57] Livingston W.C, White O.R, 1992, private communication
- [58] Machado M.E., Avrett E.H., Vernazza J.E., Noyes R.W., 1980, ApJ, 242, 336
- [59] McClements K.G., Harrisson R.A., Alexander D., 1991, Sol. Phys., 131, 41
- [60] Maltby P., Avrett E.H., Carlsson M, et al., 1986, ApJ, 306, 284
- [61] Mein N. et Mein P., 1976, Sol. Phys., 49, 231
- [62] Mein N. et Mein P., 1980, A&A, 84, 96
- [63] Mein P., 1966, Ann. Astrophys., 29, 153
- [64] Mein P., Mein N., Schmieder B., 1981, Proceedings of the Japan-France seminar on Solar Physics, Eds. Moriyama and Hénoux
- [65] Mihalas D., 1969, Stellar Atmospheres, Freeman and Cie Eds
- [66] Milne E. A., 1928, MNRAS, 88, 493
- [67] Moore R. G., Hammer R., Musielak Z. E., Suess S. T. et An C. H., 1992, ApJL, 397, L55
- [68] Murawski K. et Goossens M., 1994, A&A, 286, 952
- [69] Nitta N., Bastian T.S., Aschwanden M.J., Harvey K.L., Strong K.T., 1992, PASJ, 4,4 L167
- [70] Noyes R. W. et Avrett E.H., 1987, Spectroscopy of Astrophysical Plasma, Eds.A. Dalgarno, D. Layzer, Cambridge University Press
- [71] Osterbrock D.E., 1961, ApJ, 134, 347
- [72] Pap J. M. et al., 1994, Proceedings of the IAU colloquium 143, eds Pap J., Frohlich C. and Hudson H., The Cambridge University Press
- [73] Pecker-Wimel C., 1967, Introduction à la spectroscopie des plasmas, Dunod Ed.
- [74] Provost J. et Mein N., 1979, Sol. Phys, 64, 43

- [75] Rammacher W. et Ulmschneider P., 1992, A&A, 253, 586
- [76] Rottman G.J., 1988, Adv. Spa. Res., 8, 53
- [77] Rutten R. J. et Uitenbroek H., 1991, Sol. Phys., 134, 15
- [78] Schatzman E., 1949, Ann. Astrophys., 12, 203
- [79] Schwarzchild M., 1948, Ap. J., 107, 1
- [80] P. A. Secchi S. J., 1875, Paris Gauthier-Villars imprimeur, 2^{eme} édition, Tome 1
- [81] Skumanich A., Lean J.L., White O.R, Livingston W.C., 1984, ApJ, 282, 776
- [82] Skumanich A., Smythe C., Frazier E.N., 1975, ApJ, 747, 764
- [83] Solanki S.K., Steiner O., 1990, A&A, 234, 519
- [84] Solanki S.K., Steiner O., Uitenbroek H., 1991, A&A, 250, 220
- [85] Spitzer L., 1944, Ap. J., 99, 1
- [86] Stein R. F. et Leibacher J., 1974, Ann. Rev. Astron. Astrophys., 19, 7
- [87] Title A.M. et al., 1990, "Solar Photosphere: Structure, Convection and Magnetic Fields", Stenflo Ed., IAU Symp., 138, 49
- [88] Tsubaki T., 1975, Solar Phys., 43, 147
- [89] Ulmschneider P., Schmitz F., Kalkofen W. et Bohn H. U., 1978, A&, A 70, 487
- [90] Ulrich R. K. et Rhodes E. J. Jr, 1977, ApJ, 253, 586
- [91] Van Hoosier M.E. et al., 1981, Sol. Phys., 74, 521
- [92] Ventakakrishnan P., 1993, Sol. Phys, 148, 223
- [93] Vernazza J. E, Avrett E. H., Loeser R., 1973, ApJ, 184, 605
- [94] Vernazza J. E, Avrett E. H., Loeser R., 1976, ApJ Supp., 30, 1
- [95] Vernazza J. E, Avrett E. H., Loeser R., 1981, ApJ Supp., 45, 619

- [96] Vial J.-C, Lemaire P., Artzner G, Gouttebroze P., 1980, Sol. Phys., 68, 187
- [97] Vial J.-C, 1981, Thèse de Doctorat d'état, Faculté des Sciences de Paris, Université Paris VII
- [98] Vial J.-C., 1982, ApJ, 253, 330
- [99] White O.R., Livingston W., 1981, ApJ, 249, 798
- [100] White O. R. et Suemoto Z., 1968, Solar Phys., 3, 523
- [101] Zhugzda Y. D. et Locans V., 1982, Solar Phys., 76, 77
- [102] Zhugzda Y. D. et Locans V., Staude J, 1983, Sol. Phys., 82, 369
- [103] Zirker J. B., 1993, Solar Phys., 148, 43
- [104] Zweibel E., 1980, Solar Phys., 66, 305

Table des matières

1 Introduction

2	Stru	ictures	s Chromosphériques Solaires dans l'UV : Observation si-	
m	ultar	née dar	ns plusieurs raies de résonance	9
	2.1	Introd	uction	9
	2.2 La base de		se de données	11
		2.2.1	Instrumentation	11
		2.2.2	Observations	13
		2.2.3	Caractéristiques des profils	14
	2.3	Analys	se Statistique	18
		2.3.1	$L\alpha$ et Ca II	18
		2.3.2	$L\beta$	25
		2.3.3	Mg II k et h	27
	2.4	ations	28	
		2.4.1	Paramètres d'une même raie	30
		2.4.2	Paramètres de deux raies différentes	33
	2.5	Profils	caractéristiques	34
		2.5.1	Profils types dans la raie K du Ca II	35
		2.5.2	Profils types dans la raie L α	39
		2.5.3	Profils moyens dans la raie L β	44
		2.5.4	Profils moyens dans les raies H de Ca II, k et h de Mg II	44
		2.5.5	Profils de plages	44
		2.5.6	Evaluation du flux solaire	46
	2.6	araisons avec des résultats antérieurs	47	
		2.6.1	Profils de la raie K de CaII	48
		2.6.2	Profils de la raie L α	49

3

		2.6.3	Profils divers	49					
		2.6.4	Profils observés dans la raie du Ca II K, à la Tour Solaire du	- 0					
	~ -	~ .	NSO/SP	53					
	2.7	Concl	usion	54					
3	Atmosphère hors Equilibre Thermodynamique Local : Profils d'émis-								
si	on th	néoriqu	ies	56					
	3.1	Introd	luction	56					
	3.2	Calcu	l de profils théoriques et comparaison avec les observations	61					
		3.2.1	Modèles à une dimension	62					
		3.2.2	Développements récents	67					
	3.3	Nouve	eaux modèles	75					
	3.4	Discu	ssion et conclusions	85					
4	Dy	namiq	ue de la chromosphère	88					
	4.1	Introd	luction	88					
	4.2	Obser	vations	91					
		4.2.1	Base de données	92					
		4.2.2	Traitement des données	93					
		4.2.3	Les données He I	96					
	4.3	Méthe	ode d'analyse et résultats	97					
		4.3.1	Profils moyens dans les deux raies	99					
		4.3.2	Variations temporelles des grandeurs étudiées	101					
		4.3.3	Spectres d'amplitude des vitesses, à basse fréquence 1	107					
		4.3.4	Spectre d'amplitude des vitesses, à haute fréquence 1	108					
	4.4	Analy	se temps/fréquence par la méthode de transformée en ondelettes l	110					
		4.4.1	La Transformée en Ondelettes	11					
		4.4.2	Mise en évidence de trains d'onde - Comparaison dans les deux						
			raies	11					
		4.4.3	Déphasage	12					
	4.5	Discu	ssion et Conclusion	116					
5	Cor	nclusio	ns 1	20					
	-	-		-					

6	Annexes					
	6.1	Annexe 1 : Méthode de décomposition en Gaussiennes	125			
	6.2	Annexe 2 : Déconvolution des profils observés par le profil instrumenta	1126			