



HAL
open science

Étude statistique et propriétés énergétiques des petits embrillancements dans la couronne solaire

Vincent Joulin

► **To cite this version:**

Vincent Joulin. Étude statistique et propriétés énergétiques des petits embrillancements dans la couronne solaire. Astrophysique stellaire et solaire [astro-ph.SR]. Université Paris Sud - Paris XI, 2015. Français. NNT : 2015PA112102 . tel-01202830

HAL Id: tel-01202830

<https://theses.hal.science/tel-01202830>

Submitted on 21 Sep 2015

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

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

UNIVERSITÉ PARIS-SUD

ÉCOLE DOCTORALE ONDES ET MATIÈRE
(ED 288)
INSTITUT D'ASTROPHYSIQUE SPATIALE
Physique

THÈSE DE DOCTORAT

Soutenue le 12 mai 2015 par

Vincent JOULIN

Étude statistique et propriétés énergétiques des petits embrillancements dans la couronne solaire

Directeur de thèse :	Mr Jacques SOLOMON	Institut d'Astrophysique Spatiale
Co-directeur de thèse :	Mr Éric BUCHLIN	Institut d'Astrophysique Spatiale
Composition du jury :		
Président du jury :	Mr Sébastien GALTIER	Laboratoire de Physique des Plasmas
Rapporteurs :	Mr David BERGHMANS	Observatoire Royal de Belgique
	Mr Spiros PATSOURAKOS	Université d'Ioannina
Examineurs :	Mr Matthieu KRETZSCHMAR	Laboratoire de Physique et Chimie de l'Environnement et de l'Espace
	Mme Nicole VILMER	Laboratoire d'Études Spatiales et d'Instrumentation en Astrophysique

Table des matières

1	Introduction générale	1
1.1	Présentation du Soleil	1
1.2	Structure interne du Soleil	1
1.3	Structure externe du Soleil	2
1.4	Motivations : Pourquoi étudier les petits embrillancements coronaux ?	4
2	Mécanismes de chauffage de la couronne solaire	7
2.1	Le problème du chauffage de la couronne	7
2.2	Chauffage par ondes : mécanismes AC	8
2.2.1	Ondes acoustiques	8
2.2.2	Ondes d’Alfvén	11
2.2.3	Ondes magnéto-acoustiques	13
2.3	Chauffage suite à l’accumulation continue d’énergie magnétique : mécanismes DC	16
2.3.1	Génération de courants	16
2.3.2	Dissipation de courant	19
3	Les points brillants, les nano-éruptions et le chauffage de la couronne	21
3.1	Les points brillants et le chauffage	21
3.2	Découverte des points brillants en rayons X	22
3.3	Études détaillées de quelques points brillants	24
3.4	Flares, embrillancements coronaux et chauffage de la couronne	29
3.5	Études statistiques des embrillancements coronaux	30
3.5.1	Distribution des embrillancements en rayons X	30
3.5.2	Distribution en intensité des embrillancements UV	31
3.5.3	Distribution en énergie des embrillancements UV	33
3.5.4	Caractéristiques statistiques et interprétation physique des embrillancements UV	37
4	Instrumentation et données pour l’étude de la couronne	41
4.1	Émission coronale	41
4.2	Instruments d’observation de la couronne	44
4.3	Les données AIA et leur distribution	47
5	Méthode de détection des embrillancements coronaux	53
5.1	Utilisation des données SDO/AIA	53
5.2	Détection des embrillancements	59
5.3	Propriété des embrillancements	60

5.4	Estimation du bruit et seuils de détection	63
5.5	Combinaison des événements détectés dans les cinq bandes	63
5.6	Estimation des énergies	65
6	Résultats : statistiques et propriétés énergétiques des embrillan-	
	gements	69
6.1	Résultats des détections d’embrillancements	69
6.2	Distributions des paramètres des événements	75
6.3	Énergies des embrillancements	79
	6.3.1 Distributions	79
	6.3.2 Énergie totale	81
6.4	Corrélations entre les paramètres des événements	82
7	Conclusions et perspectives	89
7.1	Synthèse du travail effectué	89
7.2	Synthèse des résultats	89
7.3	Discussion	93
7.4	Perspectives	95
	7.4.1 Observations requises	95
	7.4.2 En pratique	95

Table des figures

1.1	Structure interne et externe du Soleil	3
1.2	Profil de température de la couronne	4
2.1	Diagramme des vitesses de phase des modes MHD	9
2.2	Propagation d'une onde acoustique	10
2.3	Propagation d'ondes d'Alfvén	11
2.4	Propagation d'ondes magnéto-acoustiques rapides	14
3.1	Image de la couronne en lumière visible et en rayons X	23
3.2	Régions brillantes observées en rayons X	23
3.3	Morphologies d'un point brillant	27
3.4	Petits embrillancements observés par Hi-C	28
3.5	Histogrammes en intensité des embrillancements UV	32
3.6	Histogramme des pertes radiatives des embrillancements observés en Fe XII (couronne)	34
3.7	Nombre d'embrillancements par unité de temps, de surface et d'énergie en fonction de l'énergie thermique des événements	35
3.8	Points brillants détectés automatiquement	38
4.1	Satellite SDO avec ses différents instruments	44
4.2	Télescopes AIA	45
4.3	Aspect de la couronne observée dans les six bandes de l'instrument AIA	48
4.4	Fonctions de réponse en température des six bandes coronales d'AIA	49
4.5	Cartes de température et de mesure d'émission obtenues à partir de la reconstruction de la DEM	50
4.6	Interface web pour les données AIA à MEDOC	51
5.1	Prise en compte de la latitude d'observation du satellite SDO	55
5.2	Coordonnées Stonyhurst	56
5.3	Prise en compte de l'angle de roulis du satellite SDO	57
5.4	Image AIA/SDO utilisée pour la détection des embrillancements	58
5.5	Image AIA/SDO en coordonnées Carrington	59
5.6	Transformation en coordonnées Carrington d'une image de test	60
5.7	Exemple de détermination de la durée de vie d'un événement	61
5.8	Nombre de détections dans un cube de bruit de Poisson	64
5.9	Intensité d'un pixel et de son seuil de détection dans les six bandes coronales d'AIA	65
5.10	Fonction de pertes radiatives	67

Table des figures

6.1	Nombre de détections en fonction des bandes d'AIA	70
6.2	Coupe des contours des événements détectés	71
6.3	Addition des masques des pixels appartenant à un événement	72
6.4	Distribution du nombre d'événements en fonction de la longitude	73
6.5	Distribution du nombre d'événements en fonction de la latitude	74
6.6	Distribution en fréquence des surfaces maximum des événements détectés	76
6.7	Distribution en fréquence des durées des événements détectés	77
6.8	Distribution en fréquence des intensités totales des événements détectés	78
6.9	Distribution en fréquence des intensités maximales des événements détectés	79
6.10	Distributions en fréquence des énergies thermiques, radiatives et de conduction	80
6.11	Échelle de couleur permettant de lire les graphiques des probabilités conjointes	82
6.12	Corrélation entre les surfaces maximales et les durées de vie des événements combinés	83
6.13	Corrélations entre la surface maximale et les différentes énergies des événements combinés	84
6.14	Corrélations entre la durée de vie et les différentes énergies des événements combinés	84
6.15	Corrélations entre les différentes énergies des événements combinés	85
7.1	Pentes des distributions et des corrélations des paramètres des événements	94

Résumé

Les grands événements de la couronne solaire (comme les flares avec une énergie de l'ordre de 10^{23} J) ne suffisent pas à maintenir cette dernière aux températures de plus de un million de degrés qui y sont mesurées. La couronne doit alors être chauffée aux petites échelles, soit de façon continue, soit de façon intermittente. C'est pourquoi afin d'expliquer la température élevée de la couronne, beaucoup d'attention a été accordée aux distributions des énergies dissipées dans les plus petits événements (de l'ordre du mégamètre). En effet, si la distribution en énergie est assez pentue, les plus petits événements, qui sont inobservables, pourraient être les plus gros contributeurs à l'énergie totale dissipée dans la couronne. Des observations précédentes ont montré une large distribution en énergie mais ne permettent pas de conclure sur la valeur précise de la pente, et ces résultats s'appuient sur une estimation peu précise de l'énergie. D'autre part, des études spectroscopiques plus détaillées de structures comme les points brillants coronaux ne fournissent pas assez d'informations statistiques pour calculer leur contribution totale au chauffage.

Nous voulons obtenir une meilleure estimation des distributions en énergies dissipées dans les événements de chauffage coronaux en utilisant des données de haute résolution dans plusieurs bandes de l'Extrême Ultra-Violet (EUV). Pour estimer les énergies correspondant aux événements de chauffage et déduire leur contribution, nous détectons des embrillancements dans cinq bandes EUV de l'instrument Atmospheric Imaging Assembly (AIA) à bord du satellite Solar Dynamics Observatory (SDO). Nous combinons les résultats de ces détections et nous utilisons des cartes de température et de mesure d'émission calculées à partir des mêmes observations pour calculer les énergies.

Nous obtenons des distributions des surfaces, des durées de vie, des intensités et des énergies (thermique, radiative et de conduction) des événements. Ces distributions sont des lois de puissance, dont les paramètres indiquent que la population d'événements que nous avons observé n'est pas suffisante pour expliquer entièrement les températures coronales. Cependant, plusieurs processus physiques et biais observationnels peuvent être avancés pour expliquer l'énergie manquante.

Abstract

To explain the high temperature of the corona, much attention has been paid to the distribution of energy in dissipation events. Indeed, if the event energy distribution is steep enough, the smallest, unobservable events could be the largest contributors to the total energy dissipation in the corona. Previous observations have shown a wide distribution of energies but remain inconclusive about the precise slope. Furthermore, these results rely on a very crude estimate of the energy. On the other hand, more detailed spectroscopic studies of structures such as coronal bright points do not provide enough statistical information to derive their total contribution to heating.

We aim at getting a better estimate of the distributions of the energy dissipated in coronal heating events using high-resolution, multi-channel Extreme Ultra-Violet (EUV) data. To estimate the energies corresponding to heating events and deduce their distribution, we detect brightenings in five EUV channels of the Atmospheric Imaging Assembly (AIA) onboard the Solar Dynamics Observatory (SDO). We combine the results of these detections and we use maps of temperature and emission measure derived from the same observations to compute the energies.

We obtain distributions of areas, durations, intensities, and energies (thermal, radiative, and conductive) of events. These distributions are power-laws, but their parameters indicate that a population of events like the ones we observe is not sufficient to fully explain coronal temperatures. However, several processes or observational biases can be advanced to explain the missing energy.

Remerciements

L'expérience de la thèse a été très enrichissante tant sur le plan personnel que professionnel. J'ai eu l'occasion de rencontrer énormément de personnes intéressantes, j'ai beaucoup appris sur la physique solaire et sur les outils informatiques permettant de faire de la science. J'ai aussi beaucoup apprécié d'avoir eu l'occasion de participer à des conférences internationales.

Mes premiers remerciements vont naturellement à mon encadrant Éric Buchlin, qui a toujours été disponible pour répondre à mes questions. J'ai aimé travailler avec lui, il avait toujours une solution à proposer. J'ai beaucoup appris à son contact. Il m'a aussi toujours encouragé à participer aux conférences. Je remercie aussi Jacques Solomon mon directeur de thèse pour son aide pendant la rédaction du manuscrit, et sa bonne humeur. Je tiens à remercier également les membres de l'équipe solaire pour leur accueil : Thierry Appourchaux pour ces remarques pertinentes, Frédéric Baudin, Frédéric Auchère et Patrick Boumier pour leur bienveillance et leur bonne humeur, Karine Bocchialini pour son aide précieuse concernant l'enseignement et la pédagogie. Sans oublier l'incontournable Catherine Cougrand pour sa gentillesse et sa jovialité.

Je remercie évidemment David Berghmans, Spiros Patsourakos, Sébastien Galtier, Matthieu Kretzschmar, Nicole Vilmer, Éric Buchlin et Jacques Solomon d'avoir accepté d'être les membres de mon jury. Merci en particulier à mes deux rapporteurs, Spiros Patsourakos et David Berghmans, pour leurs commentaires et leurs suggestions.

Le service informatique de l'IAS m'a également beaucoup aidé, toujours avec le sourire et efficacité. Notamment, Stéphane Caminade, Élie Soubrié, Claude Mercier, Martine Chane-Yook (pour ses gâteaux délicieux) et Jeff Renaudat. Je tiens à remercier aussi l'équipe administrative pour son aide dans les démarches qui jalonnent le parcours de tout thésard. En particulier Patricia Jeuneau et Véronique Sarrazin pour leur bonne humeur permanente et leur gentillesse.

Je souhaite aussi remercier mes parents pour m'avoir toujours soutenu dans mes projets et mes choix professionnels. En particuliers ma mère Patricia pour ses nombreux encouragements et ses remarques pendant la rédaction du manuscrit. Mes sœurs Barbara et mon frère Hugo pour leurs questions et leur intérêt, et mon père Pascal pour son aide pratique lorsque j'en avais besoin. Merci aussi à mes amis qui ont été d'un grand réconfort pendant les moments difficiles, je pense à Séverin et Marie pour leur intérêt permanent, Yann pour les discussions scientifiques intéressantes, Claire et Gabriel pour leurs questions pertinentes, Fabien pour les débats scientifiques et ses conseils et Clément pour ses encouragements plein d'enthousiasme. Je n'oublie pas Héloïse qui a été présente pendant les moments les plus difficiles (pen-

Table des figures

dant la rédaction) et dont la patience et les encouragements m'ont beaucoup aidé. Je n'oublie pas mes collègues du master II, avec qui j'ai partagé d'innombrables fous rires. Donc un grand merci à Ali, Steven, Maéva, Nicolas, Virginie et Lorraine qui sont devenus des amis. Merci à vous tous qui m'avez permis de décompresser, de rigoler pendant ces moments de détente et finalement vous m'avez permis d'aller au bout.

1 Introduction générale

1.1 Présentation du Soleil

Le Soleil est une étoile parmi les deux cent milliards d'étoiles qui composent notre galaxie. Il s'agit d'une étoile de type spectral G2-V. Le terme G2 signifie qu'il est un peu plus chaud en surface que les autres étoiles de type G avec une température de surface en moyenne de 5770 kelvins. Et le terme V renseigne sur sa classe de luminosité, et cela indique qu'il évolue comme la plupart des étoiles sur la séquence principale du diagramme Hertzsprung-Russel. Notre étoile est composée à 74% d'hydrogène et à 24% d'hélium (en masse). Des éléments plus lourds y sont présents uniquement sous la forme de traces.

Le Soleil tire son énergie de la fusion des noyaux d'hydrogène en noyaux d'hélium. Il fusionne son hydrogène depuis près de 4.6 milliards d'années. D'après ses réserves d'hydrogène, il est possible d'estimer que le Soleil continuera d'évoluer sur la séquence principale pendant encore environ 5 milliards d'années. Ensuite il se transformera en géante rouge puis en nébuleuse planétaire et enfin en naine blanche. Il terminera sa vie sous cette forme pendant encore trois milliards d'années.

1.2 Structure interne du Soleil

C'est au cœur du Soleil que les réactions de fusion nucléaire ont lieu et donc que l'énergie est produite. À chaque seconde, la variation de masse résultant de la fusion de l'hydrogène en hélium est de l'ordre de 4.3 millions de tonnes. Cette masse est convertie en photons de haute énergie (rayons X et gamma). C'est ici que la température et la densité sont les plus élevées : la température est de l'ordre de 15 millions de kelvins et la densité de l'ordre de $1.5 \times 10^5 \text{ kg.m}^{-3}$. Le cœur du Soleil s'étend sur un quart de son rayon (voir Fig. 1.1) ; au-delà du cœur on entre dans la zone radiative, où l'énergie est transportée par les photons, qui, par une succession d'absorptions et d'émissions par le plasma environnant, perdent en énergie. Cette zone s'étend entre 0.25 et 0.7 rayon solaire et la température chute à 2 millions de kelvins.

À 0.7 rayon solaire se trouve la tachocline. C'est une zone de transition d'environ 3000 kilomètres d'épaisseur qui sépare le régime de rotation uniforme du cœur et de la zone radiative du régime de rotation différentielle des couches situées au-dessus. C'est au niveau de la tachocline qu'il y aurait de forts mouvements de cisaillement, et alors de forts champs magnétiques y seraient générés par effet

dynamo. Au-delà de cette zone se trouve la zone de convection, où l'énergie est transportée par les mouvements du plasma. La température du plasma y passe de 2 millions à 5800 kelvins. Cette zone s'étend de 0.7 rayon solaire jusqu'à la surface. Dans la zone de convection, le plasma chaud remonte puis se refroidit, ensuite le plasma froid redescend et se réchauffe progressivement. C'est ainsi que des cellules de convection se forment. Il est possible d'observer ces cellules de convection à la surface du Soleil, sous forme de granulation. La surface du Soleil, qu'on appelle la photosphère est définie à partir du moment où le plasma devient transparent à la lumière. Elle s'étend sur quelque centaines de kilomètres et possède une température de 5800 kelvins. La majorité du rayonnement émis par la photosphère est sous forme de lumière visible.

1.3 Structure externe du Soleil

Au-delà de la photosphère s'étend l'atmosphère solaire, aussi représentée sur la Fig. 1.1. Elle est caractérisée par plusieurs couches de températures et de densités différentes comme nous pouvons le voir sur la Fig. 1.2. Juste au-dessus de la photosphère se trouve la chromosphère qui est épaisse d'environ 2000 kilomètres et dont la température varie de 4000 à 100000 kelvins à son sommet. Au-dessus se trouve la région de transition caractérisée par un fort gradient de température et de densité. En effet la densité y passe de $10^{-10} \text{kg.m}^{-3}$ à $10^{-12} \text{kg.m}^{-3}$, et la température y passe de 10^4 à un million de kelvins, en à peine quelques centaines de kilomètres.

Au-delà se trouve la couronne solaire, avec une densité de l'ordre de $10^{-12} \text{kg.m}^{-3}$ et une température de plusieurs millions de kelvins. À cause de la faible densité dans la couronne, la pression magnétique y domine par rapport à la pression cinétique du plasma. Les structures formées par le plasma dans la couronne solaire sont alors déterminées par le champ magnétique. Parmi ces différentes structures on trouve les régions actives composées de grandes boucles chaudes où la densité est plus élevée que dans le reste de la couronne. Des filaments de matière froide et dense flottent dans la couronne, soutenues par le champ magnétique (Kopp et Pneuman, 1976; van Ballegoijen et Martens, 1989; van Hoven et al., 1992). Les trous coronaux sont des structures où les lignes de champ sont ouvertes et permettent à la matière de s'échapper de la couronne, d'où leur densité moins élevée. Il existe aussi des structures plus petites comme les spicules (Beckers, 1968), les jets (Brueckner et Bartoe, 1983), les plumes (Newkirk et Harvey, 1968), et les points brillants coronaux (Glencross, 1975; Golub et al., 1975, 1976), dont nous parlerons en détail au Chap. 3.

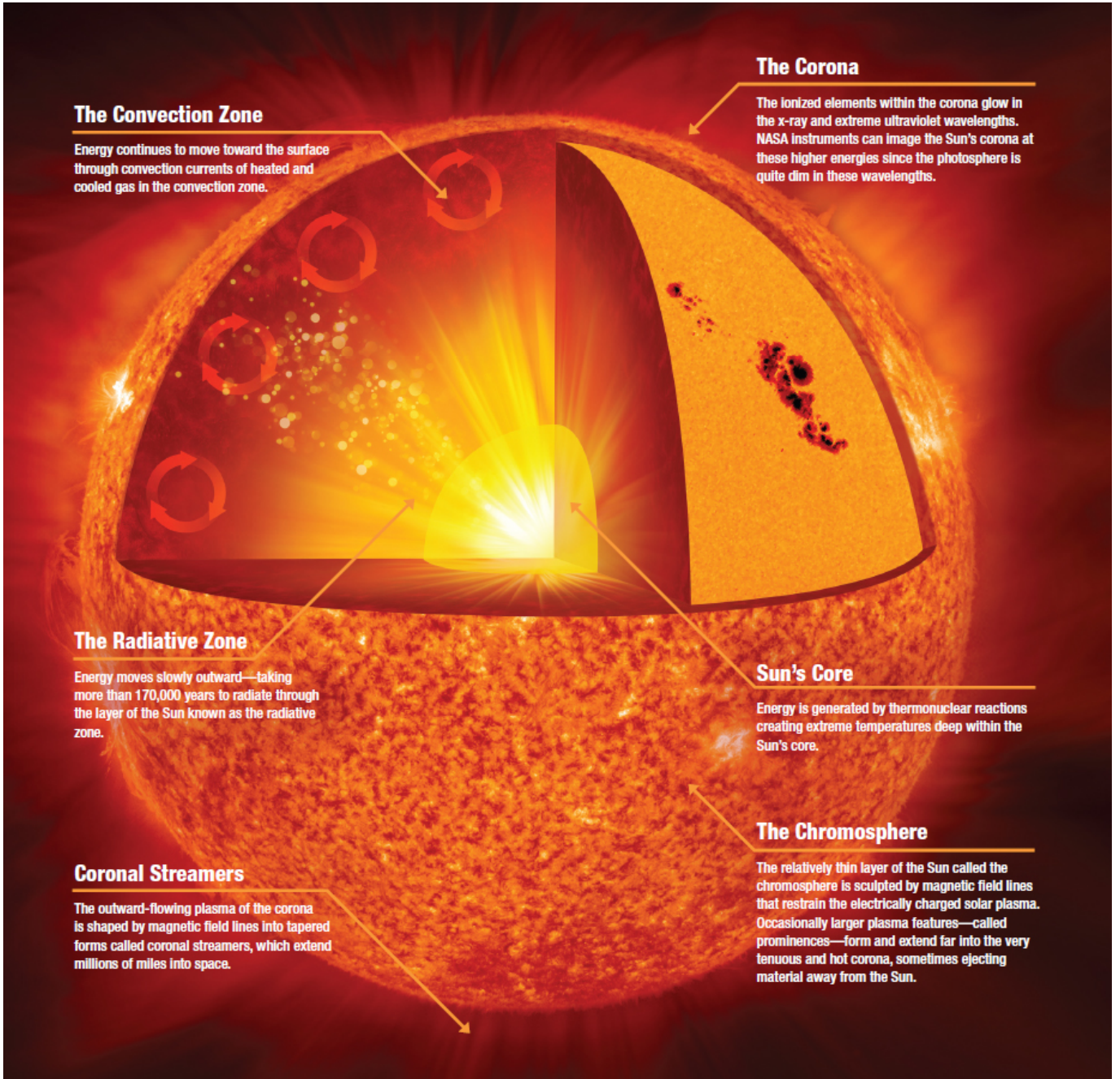


FIGURE 1.1 – Structure interne et externe du Soleil. *Source : NASA*

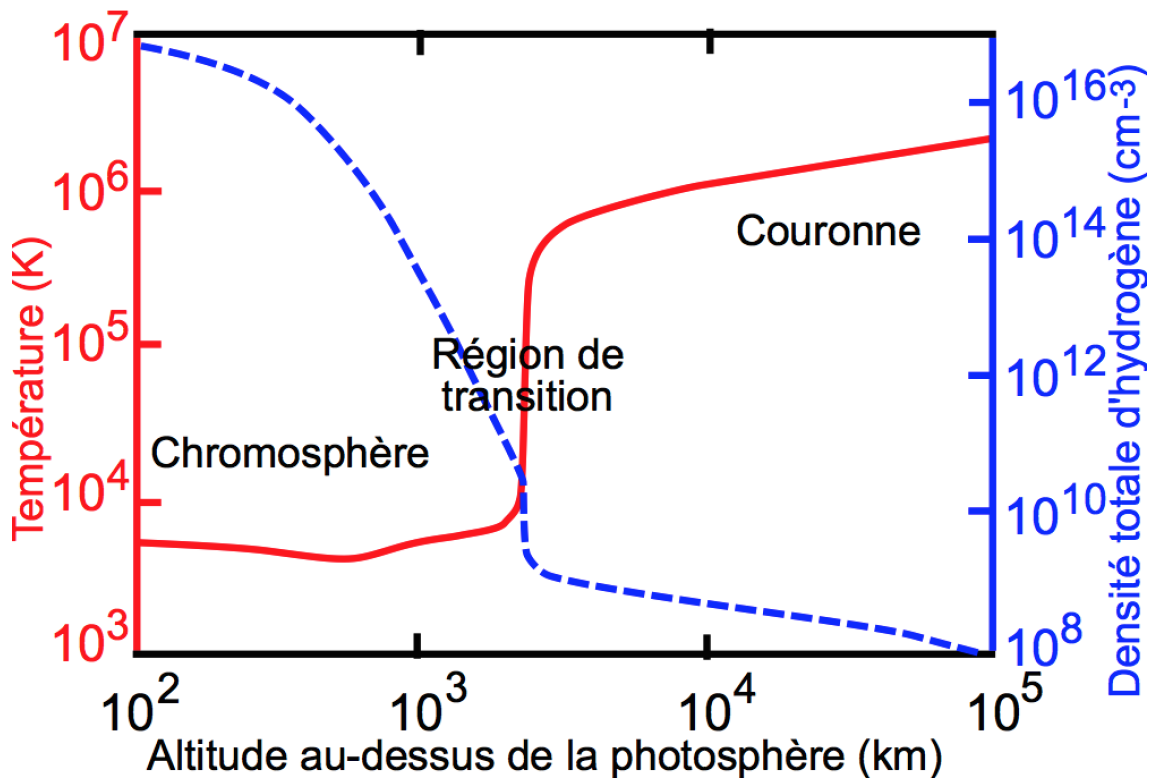


FIGURE 1.2 – Profil de température et de densité en fonction de la hauteur au dessus de la photosphère.

1.4 Motivations : Pourquoi étudier les petits embrillancements coronaux ?

Cette thèse s'inscrit dans la problématique du chauffage de la couronne, qui est avec celle de l'accélération du vent solaire une des deux grandes questions qui demeurent en physique solaire. En effet, nous savons depuis [Edlén \(1943\)](#) que la température de la couronne dépasse le million de kelvins, et les différentes pistes qui ont été suivies pour expliquer cette température (comme nous allons le voir au Chap. 2) n'ont pas permis de déterminer de manière définitive les processus physiques de chauffage.

À grande échelle, les événements de chauffage ne semblent pas fournir assez d'énergie pour expliquer que la température de la couronne soit maintenue en dépit des pertes d'énergie qu'elle subit. C'est pourquoi, comme nous allons l'expliquer au Chap. 3, beaucoup d'importance est donnée aux événements ayant lieu aux petites échelles, les plus petits étant inobservables à l'heure actuelle. Parmi tous les phénomènes se produisant dans la couronne, nous allons donc nous concentrer sur l'étude des petits embrillancements, produits par des événements de chauffage impulsif aux petites échelles, pour tenter de comprendre si leur contribution au chauffage de la couronne est significative.

Dans notre étude, nous voulons déterminer la fréquence des plus petits embrillancements observables avec SDO/AIA. Nous voulons aussi déterminer les éner-

1.4 Motivations : Pourquoi étudier les petits embrillancements coronaux ?

gies de tous les événements détectés. Ainsi, dans les Chap. 4 et 5, nous allons obtenir la distribution en énergie des événements détectés. De plus, en calculant l'intégrale de ces distributions, nous pourrions avoir accès à la puissance totale apportée à la couronne par ces événements. Nous pourrions comparer cette puissance aux pertes de la couronne, dont une estimation est connue depuis [Withbroe et Noyes \(1977\)](#). Ainsi nous pourrions en déduire si les événements impulsifs permettent ou non d'expliquer le chauffage la couronne.

2 Mécanismes de chauffage de la couronne solaire

2.1 Le problème du chauffage de la couronne

Température de la couronne. Le coronographe mis au point par [Lyot \(1932\)](#) a permis d'étudier de façon systématique la couronne solaire même en dehors des éclipses. Lyot a notamment mesuré la largeur de la raie verte (5303 Å) et de la raie rouge (6374 Å) de la couronne. Plus tard [Edlén \(1943\)](#) a identifié les raies interdites d'émission du fer fortement ionisé (Fe XIV et Fe X), ce qui lui a permis d'estimer la température de la couronne, et de trouver une valeur de l'ordre du million de degrés. Une fois établie la valeur de la température de la couronne, bien plus élevée que celle de la photosphère, il devient naturel de se poser la question suivante : « quels sont les mécanismes physiques qui permettent de chauffer la couronne à une telle température et de compenser les pertes en énergie de cette dernière ? » Pour expliquer cette température, certains ont proposé une explication extérieure à la couronne comme l'accrétion de la matière interstellaire ([Bondi et al., 1947](#); [Biermann, 1947](#); [Pikelner, 1953](#)). Cependant, les fortes relations observées entre les structures spatiales de la chromosphère et de la couronne suggèrent que le chauffage de la couronne a une origine interne ([Kuperus, 1969](#)).

Bilan énergétique de la couronne. Il y a donc besoin de transférer de l'énergie à partir de la photosphère vers la couronne, et d'y dissiper cette énergie. Nous allons passer en revue dans les Sec. 2.2 et 2.3 différentes pistes qui ont été suivies pour expliquer comment la couronne peut être maintenue à de hautes températures, sans prétendre à l'exhaustivité. Pour fixer les idées, nous donnons d'abord dans la Table 2.1 les valeurs des pertes en énergie dans la couronne calme et dans les régions actives (régions magnétiquement fermées), estimées par [Withbroe et Noyes \(1977\)](#).

TABLE 2.1 – **Pertes en énergie** (concernant les flux de conduction et de rayonnement) de la couronne dans le Soleil calme et les régions actives. D'après [Withbroe et Noyes \(1977\)](#).

Flux ($\text{W}\cdot\text{m}^{-2}$)	Couronne calme	Région active
Flux de conduction	200	100 à 10000
Flux de rayonnement	100	5000

Ce sont ces pertes qui doivent être compensées par du chauffage pour maintenir la température de la couronne.

Mon travail de thèse se concentrera sur la piste du chauffage impulsif, qu'il soit le produit d'une cascade turbulente ou d'un autre mécanisme. Nous verrons plus en détails les phénomènes physiques se produisant dans la couronne mis en jeu pour le chauffage impulsif dans les Sec. 3.4 et 3.5.

2.2 Chauffage par ondes : mécanismes AC

Dans cette partie nous nous intéresserons au chauffage du plasma par les ondes, qui est classé dans ce qu'on appelle les mécanismes AC (Alternative Current). Plusieurs types d'ondes peuvent transporter de l'énergie en se propageant, et, en se dissipant, elles pourraient contribuer au chauffage. Nous nous limiterons ici aux ondes MHD : nous nous intéresserons successivement aux ondes acoustiques, aux ondes d'Alfvén et aux ondes magnéto-acoustiques. Nous rappelons sur la Fig. 2.1 le diagramme polaire de la vitesse de phase de ces ondes.

Nous notons \vec{B}_0 le champ magnétique statique le long de l'axe Oz , \vec{E}_1 et \vec{B}_1 les champs électrique et magnétique des ondes, ω et \vec{k} (k_\perp, k_\parallel) respectivement la pulsation et le vecteur d'onde (k_\parallel le long de \vec{B}_0), $\vec{\xi}$ les petits déplacements de matière autour d'une position d'équilibre. Nous introduisons le paramètre $\beta = 2\mu_0 p_0 / B_0^2$ qui est le rapport de la pression du plasma $p_0 = nk_B T$ à la pression magnétique (μ_0 est la perméabilité du vide). La vitesse des ondes sonores est $C_S = (\gamma p_0 / \rho_0)^{1/2}$ (avec ρ_0 la masse volumique du plasma et $\gamma = 5/3$), la vitesse d'Alfvén est $V_A = B_0 / (\mu_0 \rho_0)^{1/2}$, et on a alors aussi $\beta = 2C_S^2 / \gamma V_A^2$. Dans la couronne, $\beta \ll 1$, donc la dynamique est dominée par la pression magnétique.

2.2.1 Ondes acoustiques

Dans le cas où $\beta \ll 1$, l'onde magnéto-sonore lente se réduit à une onde sonore avec $\omega_S = k_\parallel C_S$. On a essentiellement compression et dilatation de matière parallèlement à \vec{B}_0 avec échange entre énergie cinétique et énergie interne du plasma (Fig. 2.2).

Premières explications du chauffage de la couronne par les ondes acoustiques. Des cellules de convection se forment au niveau de la photosphère, elles sont très turbulentes et génèrent des ondes acoustiques susceptibles de se dissiper dans la couronne, comme décrit pour la première fois par Biermann (1946, 1948); Schwarzschild (1948). Ces ondes acoustiques se propagent vers l'extérieur du Soleil à partir de la photosphère. La densité d'énergie transportée par les ondes est $E = \frac{1}{2} \rho_0 \dot{\xi}^2$. Dans un milieu approximativement isotherme, la masse volumique $\rho_0(z) \sim e^{-\frac{z}{\Lambda}}$ (où Λ est l'échelle de hauteur) et $C_S \sim 8 \text{ km.s}^{-1}$ (à la base de la chromosphère). La conservation du flux d'énergie entraîne que l'amplitude des ondes croît : $\dot{\xi}(z) \sim e^{\frac{z}{2\Lambda}}$. Par conséquent, on sort du domaine linéaire de propagation et le profil de l'onde se déforme aboutissant à la formation d'ondes de choc. Avec $\Lambda \sim 100 \text{ km}$ et une valeur initiale $\dot{\xi} \sim 0.2 \text{ km.s}^{-1}$ des ondes de chocs peuvent se former sur des distances

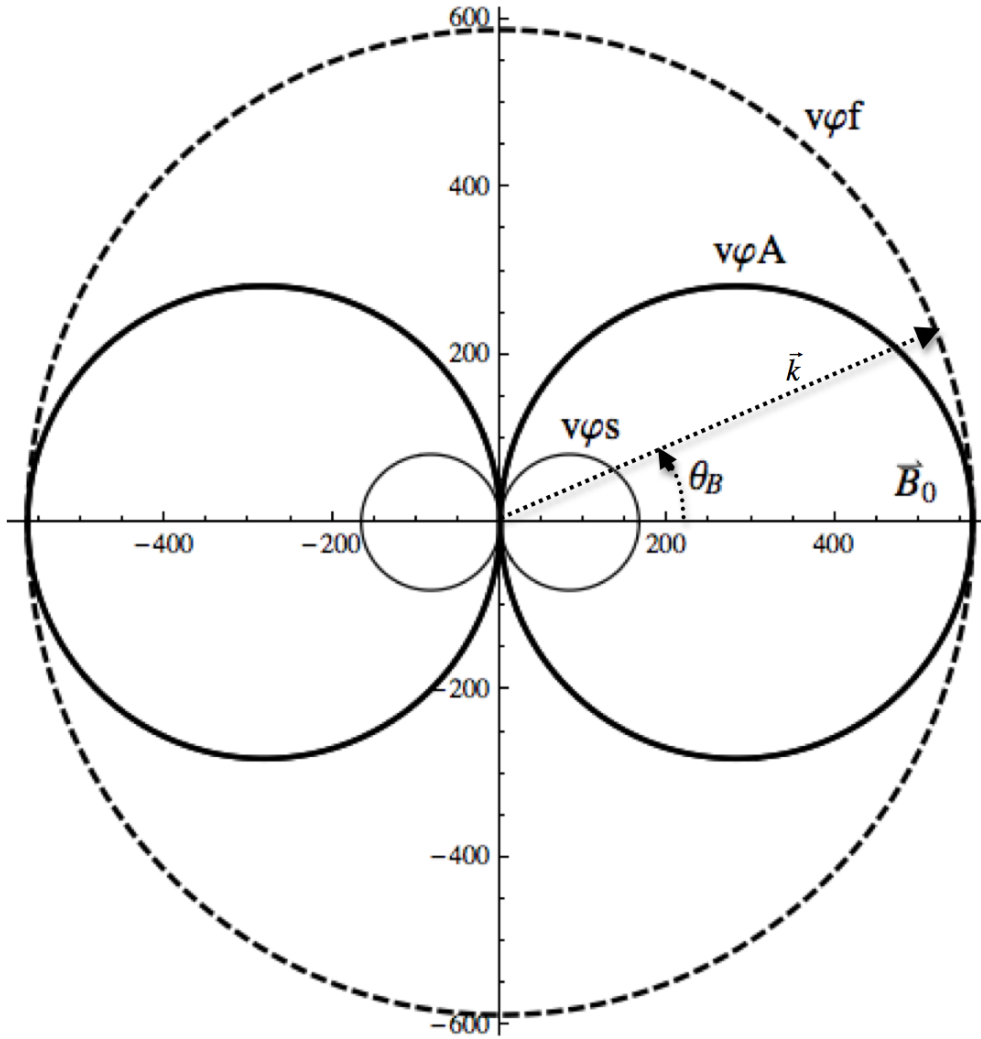


FIGURE 2.1 – **Diagramme polaire des vitesses de phase** v_φ des trois modes MHD de base en fonction de l'angle θ_B de \vec{k} avec le champ magnétique statique \vec{B}_0 : onde magnétosonore lente ($v_{\varphi s}$), onde d'Alfvén ($v_{\varphi A}$), onde magnétosonore rapide ($v_{\varphi f}$); calculs faits pour $B_0 = 20$ G, $T = 10^6$ K et $\rho_0 = 10^{-11}$ kg.m $^{-3}$; $\beta \approx 0.1$. Les vitesses sont indiquées en km.s $^{-1}$.

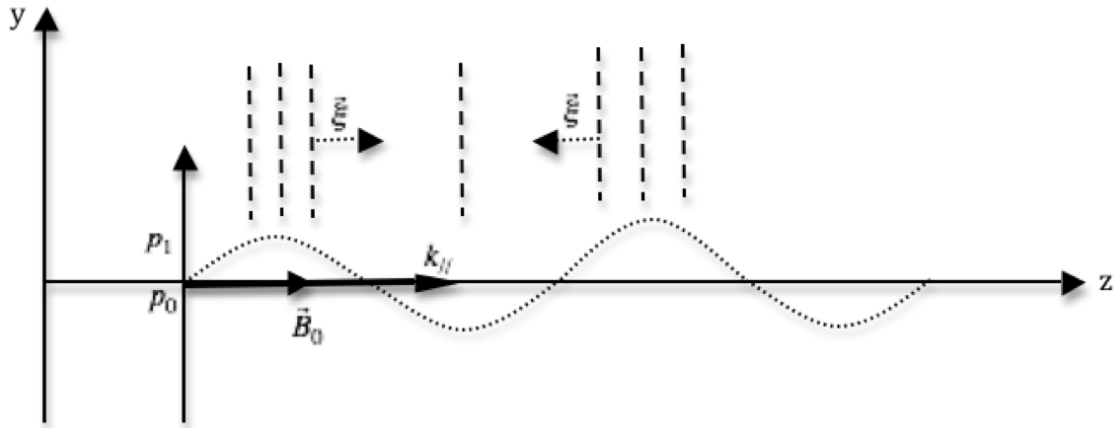


FIGURE 2.2 – **Propagation d’une onde acoustique.** Compression et dilatation de la matière parallèlement à \vec{B}_0 . p_1 est la perturbation de la pression p_0 et $\vec{\xi}$ est le vecteur déplacement de matière par rapport à la position d’équilibre.

$z \sim 500 - 1000$ km pour des périodes $\tau \sim 10 - 50$ s (Stein et Leibacher, 1974). Ainsi de nombreuses ondes de choc pourraient atteindre la haute chromosphère et la couronne. La période de ces ondes dépend de la taille des granules au niveau de la photosphère et de leur durée de vie. Schatzman (1949) et Schirmer (1950) ont alors suggéré que les ondes acoustiques une fois transformées en ondes de chocs peuvent se dissiper et apporter de l’énergie à la couronne.

Remise en cause du chauffage par les ondes acoustiques. Cette idée a été remise en cause à partir des années 1970. En effet, Jordan (1977) a construit un modèle de chromosphère basé sur l’équilibre entre la dissipation de l’énergie des ondes acoustiques et les pertes radiatives. Les résultats de son modèle ont montré que les ondes acoustiques ne chauffent que la basse chromosphère. Par ailleurs, les ondes acoustiques générées au niveau de la photosphère devraient traverser le fort gradient de densité et de température de la région de transition avant d’atteindre la couronne. Des observations faites avec le spectromètre OSO 8 dans l’extrême ultraviolet ont montré au contraire que les ondes sont réfléchies au niveau de la région de transition et que cela empêche qu’elles transmettent leur énergie à la couronne et donc de la chauffer (Athay et White, 1978). Cependant les ondes acoustiques avec une période comprise entre 10 et 50 s restent de bons candidats pour chauffer la basse chromosphère. Pour chauffer la couronne il faudrait des ondes de plus grande période, qui ne seraient pas réfléchies. Mais les ondes de plus grande période sont principalement évanescentes (à cause du fort gradient de densité) dans la couronne et donc ne peuvent elles aussi pas chauffer celle-ci. Athay et White (1978) ont estimé le flux énergétique de ces ondes dans la chromosphère à 10 W.m^{-2} à une hauteur de 1200 km, alors que ces auteurs estiment par ailleurs que le flux nécessaire pour chauffer la haute chromosphère et la couronne est 600 W.m^{-2} . De même, Bruner (1978) a trouvé des ondes acoustiques dans la région de transition avec des périodes comprises entre 200 et 300 s et des vitesses comprises entre 3 et 8 km.s^{-1} , et il a calculé que le flux de ces ondes acoustiques est deux ordres de grandeur trop faible

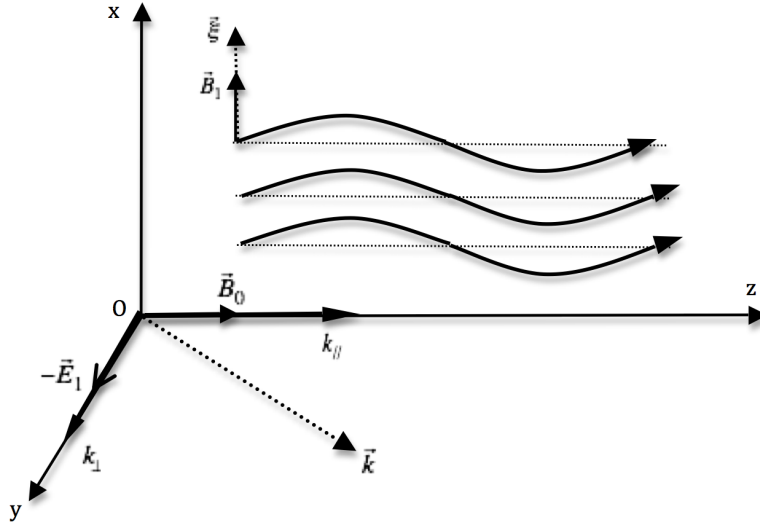


FIGURE 2.3 – **Propagation d’ondes d’Alfvén** vue en projection sur le plan xOz . Ce mode est incompressible ($\vec{\nabla} \cdot \vec{\xi} = 0$), purement transverse avec les vecteurs $\vec{\xi}$, $\vec{\xi}$, \vec{B}_1 (parallèles à Ox) perpendiculaires à \vec{B}_0 et à \vec{k} (on a choisi arbitrairement \vec{k} dans le plan yOz). L’onde est partiellement électrostatique (\vec{E}_1 n’est pas perpendiculaire à \vec{k})

pour compenser les pertes en énergie de la couronne.

Les ondes acoustiques ne semblent donc pas jouer de rôle significatif dans le chauffage de la haute chromosphère et de la couronne.

2.2.2 Ondes d’Alfvén

On s’intéresse maintenant aux ondes d’Alfvén, dont la relation de dispersion s’écrit $\omega_A = \pm k_{\parallel} V_A = \pm k \cos(\theta_B) V_A$, où θ_B est l’angle entre le champ magnétique \vec{B} et le vecteur d’onde \vec{k} . Ce mode est incompressible ($\vec{\nabla} \cdot \vec{\xi} = 0$), ne produisant pas de fluctuations de densité et de pression. C’est un mode dit torsionnel (shear Alfvén waves en anglais). Il y a échange permanent entre l’énergie cinétique du plasma perpendiculaire à B_0 ($\frac{1}{2} \rho_0 \dot{\xi}^2$) et l’énergie magnétique ($\frac{B_1^2}{2\mu_0}$) résultant de la courbure des lignes de champ magnétique (Fig. 2.3).

Première étude sur le rôle des ondes d’Alfvén. Au niveau de la photosphère, la granulation est une source d’énergie pour la turbulence au sein du champ magnétique. La granulation permet de générer des ondes d’Alfvén, et la turbulence permet de produire ce type d’onde avec des hautes fréquences (1 – 1000 Hz) comme le décrit pour la première fois [Alfvén \(1947\)](#). La vitesse de ces ondes est évaluée à partir de l’élargissement des raies coronales par effet Doppler. Il en a déduit leur énergie cinétique et magnétique. Ainsi, il a estimé que l’énergie de ces ondes au niveau de la photosphère était de l’ordre de 10^5 à 10^6 W.m^{-2} , ce qui serait suffisant pour chauffer la couronne (pertes radiative de la couronne estimées par Alfvén à environ 10^5 W.m^{-2}). Mais il explique aussi que seulement une petite partie de ces

ondes échappe à la réflexion au niveau de la région de transition, va se propager le long des lignes de champ magnétique pour atteindre la couronne, et va peut être se dissiper pour chauffer la couronne. Depuis [Alfvén \(1947\)](#), de nombreuses études ont été faites sur la possibilité du chauffage de la couronne par les ondes d'Alfvén, car elles pourraient chauffer la couronne sans être dissipées dans la chromosphère (ondes de faibles fréquence $\sim 10^{-2}$ Hz). Nous allons voir quel est l'importance du champ magnétique dans le cadre des ondes d'Alfvén. Nous verrons comment les ondes d'Alfvén sont susceptibles d'être créées. Ensuite nous verrons comment elles peuvent se propager, et enfin quelles sont les mécanismes qui permettent de les dissiper afin qu'elles convertissent leur énergie en chaleur. Il reste à savoir de façon quantitative si elles peuvent apporter assez d'énergie à la couronne pour maintenir sa température en dépit des pertes en énergie qu'elle subit en permanence.

Importance de la topologie du champ magnétique. Les ondes d'Alfvén sont des ondes de champ magnétique, c'est pourquoi elles ont besoin de ce dernier pour se propager (propagation d'une onde d'Alfvén, voir Fig. 2.3). Il est nécessaire dans un premier temps de bien comprendre le champ magnétique au dessus de la photosphère : sa topologie et son émergence. Le champ magnétique au niveau de la chromosphère et de la région de transition est probablement composé d'un grand nombre de petites boucles magnétiques. Le champ magnétique dans la couronne et la région de transition a été modélisé par [Gabriel \(1976\)](#); [Dowdy et al. \(1986\)](#), qui ont décrit des structures magnétiques ouvertes (« entonnoirs magnétiques »), et entre ces structures ouvertes se trouveraient des structures fermées (des petites boucles magnétiques formant un « tapis magnétique »). Des observations directes de ce tapis magnétique ont été tentées, notamment [Tarbell et al. \(1979\)](#) ont essayé d'observer des petits dipôles magnétiques à l'aide de magnétogrammes du Soleil calme. Mais malgré des magnétogrammes d'une résolution de 0.5", ils n'ont pas réussi à observer directement les faibles dipôles magnétiques. Par contre ils ont mesuré le flux magnétique et la densité d'énergie dans les facules du réseau chromosphérique, pour le Soleil calme et actif. Ils ont calculé une limite minimum pour le champ magnétique dans la région de transition de 25 G. Ils expliquent que les faibles dipôles magnétiques jouent un rôle important dans l'apparition et la disparition des facules. Une autre propriété du champ magnétique dans l'atmosphère est qu'il est plus fort au niveau des frontières des cellules de supergranulation du réseau chromosphérique. [Axford et McKenzie \(1992\)](#) suggèrent que ces frontières doivent être des régions privilégiées pour la propagation d'onde d'Alfvén. [Tarbell et al. \(1979\)](#) expliquent que seules les régions qui possèdent un fort champ magnétique sont susceptibles d'apporter un flux magnétique jusque dans la couronne : dans les régions possédant un champ magnétique plus faible, le flux magnétique diminue de façon exponentielle et les lignes de champ magnétique atteignent à peine la région de transition.

Génération des ondes d'Alfvén. Nous avons vu que la topologie du champ magnétique dans la couronne permet la propagation d'ondes d'Alfvén à plus ou moins grande altitude en fonction des régions. Les cellules de granulation au niveau de la photosphère génèrent de la turbulence, et cette turbulence peut engendrer des ondes d'Alfvén ([Alfvén, 1947](#)) susceptibles de se propager dans la couronne.

Dissipation des ondes d’Alfvén. La dernière étape est la dissipation de ces ondes dans la couronne et donc son chauffage. [Ruzmaikin et Berger \(1998\)](#) expliquent qu’une fois les ondes d’Alfvén de haute fréquence générées, elles vont pouvoir se dissiper par amortissement d’ondes cyclotroniques ioniques. Cet amortissement va fournir l’énergie nécessaire pour le chauffage de la basse couronne et aussi fournir la pression pour l’accélération initiale du vent solaire. Par ailleurs, [Heyvaerts et Priest \(1983\)](#) ont montré qu’en présence d’un fort gradient dans les vitesses d’Alfvén (comme c’est le cas dans les boucles), des instabilités de Kelvin-Helmholtz peuvent se former et vont permettre de dissiper les ondes d’Alfvén. Ces instabilités vont dissiper l’énergie de ces ondes et chauffer le plasma environnant. Les ondes se dissipent mieux lorsque leurs phases se mélangent (« phase mixing »). Un autre moyen de dissiper ces ondes est ce qu’on appelle « l’absorption résonnante » ([Ionson, 1978](#); [Sakurai et al., 1991](#)) : pour les ondes d’Alfvén, les boucles coronales sont des cavités résonnantes qui ont une fréquence multiple de leur temps de propagation (un aller-retour), et lors de ces allers-retours ces ondes peuvent être fortement dissipées.

Les modèles de MHD montrent aussi que la propagation d’ondes d’Alfvén au sein d’une boucle va engendrer des phénomènes turbulents dans le plasma environnant. Des études faites par [Buchlin et Velli \(2007\)](#); [Bigot et al. \(2008\)](#); [van Ballegooijen et al. \(2011\)](#) ont montré que la turbulence permet d’atteindre des taux de chauffage susceptibles de chauffer les boucles des régions actives. En outre, [Davila \(1987\)](#) a montré que des ondes d’Alfvén qui se propagent le long de la boucle et des ondes magnéto-acoustiques rapides (voir Sec. 2.2.3) qui se propagent de façon transverse à la boucle peuvent se coupler. Les ondes qui se propagent transversalement à la boucle vont être très fortement dissipées. Ainsi, des ondes se propageant sur des petites échelles ($\sim 100\text{km}$) et sur des grandes échelles (taille d’une boucle $\sim 10^4\text{km}$) pourraient se coupler, entrer en résonance et être absorbées pour permettre de participer au chauffage de la couronne.

Ainsi, nous avons vu dans cette Sec. 2.2.2, que les ondes d’Alfvén peuvent être générées au niveau de la photosphère et se propager dans la basse couronne. Il est possible d’invoquer des mécanismes pour les dissiper, donc de faire participer les ondes d’Alfvén au chauffage de la couronne. Plus particulièrement, les ondes d’Alfvén pourraient permettre d’expliquer la température des boucles chaudes dans les régions actives. Dans le Soleil calme, le chauffage de la couronne grâce au chauffage des petites boucles par les ondes d’Alfvén est plus difficile à expliquer, notamment à cause de la faible valeur du champ magnétique et de la faible altitude atteinte par les lignes de champ magnétique issues de la photosphère.

2.2.3 Ondes magnéto-acoustiques

Nous avons déjà parlé des ondes magnéto-acoustiques lentes (ondes pseudo-sonores) qui peuvent contribuer au chauffage de la basse chromosphère (Sec. 2.2.1). Les ondes magnéto-acoustiques rapides (Fig. 2.4) sont aussi des ondes susceptibles de se propager dans un plasma, mais, contrairement aux ondes d’Alfvén, ces ondes sont compressionnelles. Dans le cas $\beta \ll 1$, il y a essentiellement échange permanent entre l’énergie cinétique perpendiculaire du plasma et l’énergie magnétique des ondes. Nous allons voir dans cette partie comment générer, propager et dissiper de telles

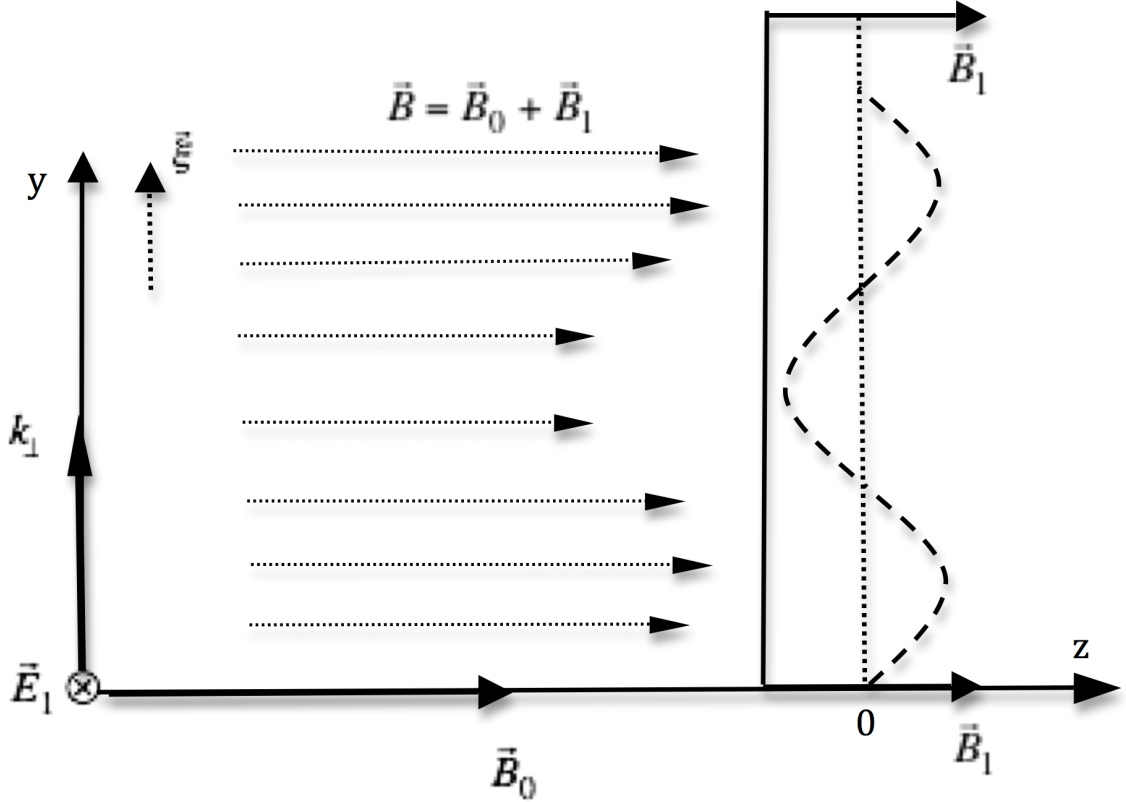


FIGURE 2.4 – **Propagation d’ondes magnéto-acoustiques rapides** pour $k_{\parallel} = 0$. Dans ce cas \vec{B}_1 est parallèle à \vec{B}_0 et les vecteurs $\vec{\xi}$ et $\vec{\zeta}$ sont perpendiculaires à \vec{B}_0 . Ce mode est compressionnel ($\vec{\nabla} \cdot \vec{\zeta} \neq 0$). Les lignes de champ magnétique se resserrent quand \vec{B} croît ($\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0$).

ondes. Notons que l’identification expérimentale de ces modes peut être difficile et ambiguë.

Observations des ondes magnéto-acoustiques. Les ondes magnéto-acoustiques ont été observées dans plusieurs structures de la couronne. En effet, [Ofman \(2000\)](#) a observé de telles ondes dans les plumes situées aux pôles à une hauteur de $R = 1.2R_{\odot}$. Dans le passé, de nombreux auteurs ont observé des fluctuations d’intensité dans les plumes et en ont caractérisé les propriétés (longueur d’onde, vitesse de propagation et variation relative l’intensité). [DeForest et Gurman \(1998\)](#) ont aussi observé ces variations d’intensité (période ~ 10 min, altitude de propagation comprise entre $1.01R_{\odot}$ et $1.2R_{\odot}$, variation de la densité $\sim 10\%$ et flux d’énergie mécanique $\sim 300 \text{ W.m}^{-2}$). Ils constatent grâce à la spectroscopie : qu’il n’y a pas de décalage vers le bleu (donc pas de matière ascendante), que les ondes se propagent à vitesse constante, qu’elles sont présentes dans toutes les plumes observées, et que les trains d’ondes se répètent de façon quasi-périodique. Ils expliquent que ces variations correspondent à des ondes magnéto-acoustiques lentes. Cela suggère que ces ondes magnéto-acoustiques pourraient contribuer au chauffage de la couronne. Mais, [Pekünlü et al. \(2001\)](#) montrent que l’onde magnéto-acoustique lente a une échelle d’amortissement tellement faible (de l’ordre de quelques mètres) qu’elle ne peut pas se propager dans la couronne. Ces résultats contredisent donc l’observation d’ondes

magnéto-acoustiques lentes dans la couronne par DeForest et Gurman (1998).

Des ondes magnéto-acoustiques ont aussi été détectées dans des structures en forme de tornade. En particuliers, Zhenjun et al. (2012) affirment avoir détecté des ondes magnéto-acoustiques dans une structure ressemblant à une tornade qui se trouve elle-même dans une cavité au-dessus d'une région calme du Soleil. Ils ont observé des trains d'ondes grâce aux variations d'intensité au sein de cette tornade et ont mesuré la période de ces ondes à environ 50 secondes.

Des ondes magnéto-acoustiques rapides ont également été observées grâce à des variations en intensité de l'ordre de 5% par Liu et al. (2012) dans une région active juste après une éjection de masse coronale. Ces mesures ont pu être effectuées grâce à l'instrument SDO/AIA qui permet grâce à sa sensibilité de mesurer ces petites variations d'intensité. Ils ont mesuré la vitesse de propagation de l'onde et ont trouvé une valeur de l'ordre de 2000 km.s⁻¹. Ils ont aussi estimé la période de ces ondes et ont trouvé une valeur de l'ordre de 3 min, identique à la période des oscillations chromosphériques. Les ondes détectées sont parties du cœur de la région active, et se sont propagées vers l'extérieur de la couronne.

Dissipation d'ondes magnéto-acoustiques. Après avoir évoqué la présence des ondes magnéto-acoustiques, intéressons nous à leur dissipation. Pour savoir si ces ondes participent au chauffage de la couronne, il faut étudier leur dissipation. Sinha et Goswami (1977) montrent dans une étude théorique qu'en présence de microturbulence une onde magnéto-acoustique de basse fréquence peut s'amortir et chauffer les ions du plasma. Ce mécanisme ne nécessite pas de seuil en amplitude pour l'onde magnéto-acoustique. Par conséquent, des ondes de faible amplitude peuvent déposer une petite quantité d'énergie dans le plasma. En considérant une grande quantité d'ondes, il devient possible d'envisager que les ondes magnéto-acoustiques puissent contribuer au chauffage de la couronne. Dans une autre étude, Zhukov (1979) montre comment les ondes magnéto-acoustiques sont absorbées de façon non radiale au niveau des facules photosphériques. Donc il montre que les ondes magnéto-acoustiques sont présentes au niveau de la photosphère. Pekünlü et al. (2001) expliquent que si des ondes de ce type sont générées dans la basse couronne alors elles pourront se dissiper dans la couronne interne et ainsi participer à son chauffage (ils trouvent que l'échelle d'amortissement des ondes magnéto-acoustiques rapides est de l'ordre de 500 km). Ces ondes ont été observées par plusieurs auteurs (Doschek et al., 1976; Feldman et al., 1976; Mariska et al., 1979; Shine et al., 1976; Hassler et al., 1990) grâce à diverses observations (Skylab, OSO 8 et le Flat Cristal Spectrometer de la Solar Maximum Mission). Ils estiment le flux d'énergie associé à ces ondes et trouvent $2.5 \times 10^2 \text{ W.m}^{-2}$. Ce flux est suffisant pour compenser les pertes d'énergie conductives et radiatives de la couronne estimées par Withbroe et Noyes (1977). Les ondes magnéto-acoustiques peuvent se coupler avec d'autres types d'ondes comme les ondes d'Alfvén par exemple. Zita (2003) a étudié la possibilité de chauffer la couronne en étudiant à la fois les ondes d'Alfvén et les ondes magnéto-acoustiques. Son étude combine des calculs théoriques, des traitements de données concernant l'observation d'oscillations dans l'UV et des simulations numériques MHD 3D dans le cas où la pression magnétique est comparable à la pression du plasma ($\beta = 1$). Il est possible que ces ondes puissent participer au chauffage de la couronne par effet Joule et par des reconnections des lignes de champ magnétique. Les ondes détectées

dans la structure en forme de tornade observée par [Zhenjun et al. \(2012\)](#) pourraient également jouer un rôle dans le chauffage de la couronne. Leur étude suggère que les ondes magnéto-sonores sont plus répandues qu'on ne pouvait le penser jusque là et donc qu'elles pourraient contribuer de façon plus importante au chauffage. Il est important de savoir à quel point ces ondes se dissipent dans la couronne (quelle quantité d'énergie elles peuvent apporter). [Liu et al. \(2012\)](#) ont aussi estimé le flux d'énergie transporté par ce type d'onde à la base de la couronne (dans une région active). Ils ont trouvé une valeur de l'ordre de 10^4 W.m^{-2} .

Nous avons vu dans cette Sec. 2.2.3 que les ondes magnéto-acoustiques ont été observées dans des régions actives, les plumes situées dans les trous coronaux et dans des régions calmes de la couronne. Dans les régions actives, le flux d'énergie transporté par ces ondes serait suffisant pour expliquer les températures des boucles chaudes. Mais nous ne savons toujours pas à quel point ces ondes peuvent transmettre leur énergie au plasma environnant. Récemment des ondes magnéto-acoustiques ont été observées directement en EUV ([Liu et al., 2012](#)). Les prochains instruments qui auront une meilleure sensibilité que SDO/AIA pourront certainement permettre de mieux détecter ces ondes et de déterminer à quel point elles participent au chauffage de la couronne.

2.3 Chauffage suite à l'accumulation continue d'énergie magnétique : mécanismes DC

Il existe d'autres moyens de chauffer le plasma que la dissipation d'ondes (« mécanismes AC ») : les autres mécanismes de chauffage liés aussi à des mécanismes magnétiques sont rangés dans les « mécanismes DC » (Direct Current). Nous allons voir dans cette partie les études majeures qui ont été réalisées sur les « mécanismes DC ». Depuis que les observations (en X et en UV) ont permis de mettre en évidence que la couronne solaire n'est pas homogène, mais au contraire composée de nombreuses structures, il est possible d'imaginer des processus physiques permettant la génération de courants dans la couronne.

2.3.1 Génération de courants

L'idée centrale pour générer des courants électriques dans la couronne est de faire varier le champ magnétique (Eq. 2.1).

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (2.1)$$

Pour cela plusieurs scénarios sont possibles. Le processus le plus courant est de considérer une boucle magnétique dont les pieds sont en mouvement. Cela permet de faire varier le champ magnétique et donc de générer des courants au sein de la boucle.

Modèle de Parker : les nanoflares. C'est [Parker \(1988\)](#) qui le premier parle de « nanoflares » pour qualifier les embrillancements coronaux. Ce terme fait référence à la quantité d'énergie émise par ces types d'événements. En effet, un nanoflare émet une quantité d'énergie comprise entre 10^{16} et 10^{19} J (alors que les microflares émettent une quantité d'énergie comprise entre 10^{19} et 10^{22} J). Pour expliquer les nanoflares, Parker privilégie l'idée des reconnexion magnétiques. Il utilise un modèle de boucle magnétique dans lequel il considère que les lignes de champ magnétique \vec{B}_{\parallel} sont initialement parallèles entre elles. Les pieds des boucles, fixés à la photosphère, ont un mouvement aléatoire ($v = 0.5 \text{ km.s}^{-1}$, estimée à partir des mouvements de granulations) et au fur et à mesure de leurs déplacements les lignes de champ se penchent suivant un angle θ par rapport à la direction θ_0 initiale. Plus cet angle augmente, plus l'apport en énergie augmente de façon linéaire dans la boucle. Au bout d'un certain temps, θ atteint une valeur critique ($\theta_{\text{critique}} = 14^\circ$, cela correspond à $B_{\perp} \approx (1/4)B_{\parallel}$, avec B_{\perp} la composante orthogonale du champ et B_{\parallel} la composante parallèle). Cela provoque une discontinuité dans la direction du champ magnétique et entraîne des reconnexion. Les reconnexion libèrent en partie l'énergie accumulée par le champ magnétique et la boucle retourne dans un état d'équilibre ($B_{\perp} = 0$). Pour $B_{\parallel} = 10^2$ G et une longueur de boucle $L = 10^8$ m, le temps nécessaire pour atteindre l'état critique est estimé à $t = 5 \times 10^4$ s ≈ 14 min. Parker calcule que l'énergie associée à chaque discontinuité est $E = 6 \times 10^{17}$ J, ce qui correspond en ordre de grandeur à des nanoflares. Parker remarque que suivant la taille des boucles seul le temps t va changer. Autrement dit, il doit exister une grande variété de points brillants possédant des tailles et des durées de vie différentes.

Reconnexion magnétique. Dans le modèle des petites boucles de [Tarbell et al. \(1979\)](#) et [Sturrock et Uchida \(1981\)](#), ces auteurs expliquent que l'augmentation de la complexité des lignes de champ entraîne une augmentation de l'énergie magnétique au sein de la boucle. L'accumulation d'énergie magnétique dans des tubes de flux grâce aux mouvements de convection se produisant dans la photosphère peut provoquer des reconnexion magnétiques avec des lignes de champ ouvertes voisines. Ces mouvements rapides des lignes de champ peuvent à leur tour générer des courants continus.

Émergence de tubes de flux. Les ondes d'Alfvén peuvent aussi être générées grâce à l'émergence de tube de flux. La création de courants électriques continus dans la couronne peut se faire grâce à l'émergence de tubes de flux magnétiques. Lors de l'émergence d'une boucle torsadée, le champ magnétique varie localement et va induire des courants électriques continus. Par exemple, [Rosner et al. \(1978\)](#) pensent que cette idée d'émergence de tubes de flux magnétique est centrale pour expliquer la génération de courants électriques continus. Le modèle qu'ils utilisent décrit une boucle autour de laquelle des courants électriques alignés avec le champ magnétique seraient présents (une boucle de champ magnétique entourée par une gaine de courant électrique). Ces courants électriques occuperaient une fraction très faible du volume total de la boucle : le rapport de l'épaisseur de la gaine par rapport au diamètre de la boucle serait inférieur à 10^{-4} dans la plupart des cas. [Ruzmaikin et Berger \(1998\)](#) utilisent l'idée selon laquelle une source possible de ces ondes est liée à l'émergence depuis la photosphère d'un tube de flux torsadé. Dans leur modèle, ils reprennent le concept d'état minimum dans la topologie du champ magnétique

(Berger, 1993) : ils définissent une mesure de la complexité de la topologie du champ magnétique en comptant le nombre de fois où deux tubes de flux se croisent l'un par rapport à l'autre. Ainsi, les reconnexion se produisent lorsque la topologie du champ magnétique devient trop complexe et quelles permettent de revenir à un état d'énergie minimum. Pour Ruzmaikin et Berger (1998) il y a deux possibilités, soit le tube de flux peut émerger avec une topologie déjà complexe à cause des étirements qu'il a subi sous la photosphère, soit adopter une topologie complexe une fois qu'il a émergé. Mais des simulations numériques récentes ont montré qu'il était impossible de faire émerger un tube de flux à travers la photosphère sans qu'il soit torsadé (Canou, 2011). Ces résultats sont en accord avec d'autres études (Emonet et Moreno-Insertis, 1998). En effet, le fait que le tube de flux soit torsadé lui assure plus de cohésion et lui permet de traverser la photosphère sans perdre sa structure. De plus des observations d'émergence de tubes de flux torsadés ont été mises en évidence par Leka et al. (1996). Une fois le tube torsadé en train d'émerger de la photosphère, plusieurs reconnexion peuvent avoir lieu. Si le tube de flux est très torsadé, des reconnexion peuvent avoir lieu en son sein, sinon des reconnexion peuvent aussi avoir lieu avec des lignes de champ ouvertes externes aux tube de flux.

Importance du temps de relaxation magnétique. Heyvaerts et Priest (1984) soulignent l'importance du temps de relaxation par reconnexion d'une boucle magnétique soumise à des contraintes pour la génération de courants. Dans leur étude, ils examinent le taux de chauffage provenant d'une succession de reconnexion magnétiques. Ces reconnexion peuvent être évaluées à partir de l'évolution de l'hélicité magnétique au sein de la boucle. Ils s'intéressent plus particulièrement au rôle de la vitesse des mouvements photosphériques dans le cadre du chauffage de la couronne. En effet, si les mouvements au niveau de la photosphère sont trop lents alors il n'y aura pas de chauffage produit, et à l'inverse, si les mouvements au niveau des pieds des boucles sont trop rapides, le chauffage produit sera négligeable ou alors cela pourra déclencher un flare. Ils soulignent l'importance de la valeur de la durée de relaxation pour permettre à une boucle qui possède une topologie complexe de son champ magnétique d'atteindre un état minimum de complexité magnétique (minimum d'énergie magnétique dans la boucle). Ce temps de relaxation doit être ni trop grand ni trop petit pour permettre de générer des courants continus. Ils estiment ainsi le temps nécessaire aux reconnexion magnétiques de l'ordre de 10^4 s pour que la création de courants continus soit optimale. Finalement, ils expliquent qu'à cause des nombreuses incertitudes il est difficile de conclure sur l'efficacité de la création des courant continus. Si le temps de reconnexion est plus faible que prévu cela provoquerait la création de courants alternatifs (mécanismes AC) et donc d'ondes MHD (voir Sec. 2.2).

État d'équilibre permanent et variation lente des lignes de champ. D'une autre façon, van Ballegooijen (1985) considère que le champ magnétique dans la couronne se trouve toujours dans un état d'équilibre contrairement à ce que Parker (1972) explique. Van Ballegooijen explique que les mouvements des lignes de champ magnétique dans la couronne se font en passant d'un état d'équilibre à un autre, et donc que ces mouvements se font de façon quasi-statique. Ainsi, l'apparition de courants s'explique par les mouvements qui se produisent au niveau de la photo-

sphère et non par des mouvements rapides des lignes de champs dans la couronne. Pour créer des courants électriques de cette façon il faut qu'il y ait de fortes discontinuités dans le champ de vitesse au niveau de la photosphère, alors que cela ne semble pas réaliste. Mais il explique qu'il existe un autre moyen de créer des couches de courants en faisant appel à l'existence de points nuls, c'est à dire des régions où le champ magnétique est égal à zéro à cause de la topologie des lignes de champs magnétiques. Dans ces régions, il est possible de produire des couches de courants électriques même si le champ de vitesse au niveau de la photosphère est continu. Mais Van Ballegooijen tempère son idée en disant que ce mécanisme des points nuls pour générer des courants électriques ne peut pas être évoqué de façon générale, car dans la couronne, il est rare de trouver des régions où le champ magnétique s'annule complètement. Cependant, les couches quasi-séparatrices pourraient jouer le rôle attribué aux points nuls dans le modèle de [van Ballegooijen \(1985\)](#).

Mouvement des lignes de champ et couches quasi-séparatrices. [Santos et al. \(2008\)](#) ont montré à partir d'un modèle MHD à trois dimensions et d'observations que les courants électriques les plus forts sont corrélés avec l'apparition de points brillants observés dans l'EUV. Ils ont remarqué que les courants électriques étaient générés dans les régions où il y avait des mouvements des lignes de champ (étirement, convergence et fragmentation). Ils ont aussi constaté que pour générer des courants, il faut en plus être dans une région où il y a un grand changement dans la connectivité des lignes de champ (« couches quasi-séparatrices »). Les points brillants seraient la partie observable de la dissipation de ces courants. Ces résultats remettent en cause l'idée selon laquelle les points brillants sont créés uniquement par l'émergence de tube de flux ou par l'annulation de polarités magnétiques. Donc pour [Santos et al. \(2008\)](#) les points brillants EUV sont des observables pour évaluer la présence de courants électriques, et donc par la suite pour évaluer le chauffage de la couronne causé par ces courants électriques continus.

2.3.2 Dissipation de courant

Après avoir vu comment générer des courants électriques dans la couronne, voyons maintenant s'ils peuvent être dissipés, et si c'est le cas quelle quantité d'énergie ils peuvent apporter à la couronne.

Dissipation par effet Joule. La dissipation par effet Joule permet de dissiper les courants et donc de chauffer le plasma aux alentours. Des corrélations entre les paramètres d'évolution d'une boucle magnétique et la dissipation de ces courants par effet Joule (et par conséquent le taux de chauffage apporté à la boucle) ont été mises en évidence par [Rosner et al. \(1978\)](#). En effet, ils ont trouvé que le taux de chauffage de la boucle dépendait de la taille de la boucle, de la force du champ magnétique et du taux d'émergence de la boucle. Ils ont trouvé que pour une région active typique, le taux de chauffage lors de la phase d'émergence est plus grand d'un ordre de grandeur que lors de la phase de décroissance de la boucle. Leur modèle prédit que l'énergie déposée au sein de la boucle n'est pas homogène mais concentrée au niveau d'une gaine de courant entourant la boucle. Finalement, ils expliquent que

les mouvements au niveau de la photosphère entraînent des mécanismes de chauffage chaotiques au niveau du tube de flux.

Cascade d'énergie vers les petites échelles. Il est aussi possible de dissiper des courants continus en étudiant les mécanismes de transfert d'énergie des grandes échelles vers les petites échelles. Par exemple, [van Ballegoijen \(1985\)](#) décrit un scénario de transfert d'énergie magnétique des grandes échelles vers les petites échelles. Dans ce scénario, les lignes de champs dans la couronne se déplacent de façon quasi-statique, à cause des mouvements lent des pieds des lignes de champ ancrées dans la photosphère. Donc aux grandes échelles, l'énergie magnétique augmente lentement dans la couronne. Ensuite cette énergie magnétique est transférée de façon continue vers les petites échelles. Il montre ensuite que des courants électriques peuvent se former et que leur densité est inversement proportionnelle à leur taille caractéristique. Cela signifierait que le chauffage de la couronne se produit aux petites échelles grâce à la dissipation de courants électriques de plus en plus denses à mesure que les échelles de tailles sont petites.

Dissipation par compression. Plus récemment, [Javadi et al. \(2011\)](#) remettent en cause l'efficacité de la dissipation des courants par effet Joule. En effet, dans une simulation 3D MHD étudiant l'efficacité de plusieurs mécanismes de dissipation de courant pour chauffer le plasma dans la couronne, ils ont montré que la dissipation de courant par effet Joule est négligeable pour chauffer la couronne. Le mécanisme dominant pour la dissipation de courant et donc le chauffage du plasma serait le travail de la force de Lorentz provoqué par les forts gradients de pression magnétique. Le travail de cette force va engendrer de fortes compressions au niveau des boucles magnétiques et provoquer un taux de chauffage beaucoup plus important que celui engendré par effet Joule.

D'après ce que nous venons de voir dans la Sec. 2.3.2, il est possible de créer des courants continus et de les dissiper pour chauffer la couronne. Ces courants électriques sont créés soit à partir de discontinuités dans le champ de vitesse au niveau de la photosphère (qui vont créer des discontinuités dans le champ magnétique coronal), soit par la présence de points nuls ou de couches quasi-séparatrices dans la couronne, soit par un mécanisme de transfert d'énergie magnétique des grandes échelles vers les petites qui permettrait d'avoir des fortes densités de courant aux plus petites échelles et donc de permettre un chauffage efficace grâce à la dissipation de ces forts courants électriques. Le chauffage provenant de la création de courant électrique est estimé à 100 W.m^{-2} par [Heyvaerts et Priest \(1984\)](#).

3 Les points brillants, les nano-éruptions et le chauffage de la couronne

L'existence de mécanismes de chauffage impliquant de petites échelles (Chap. 2) et le manque de puissance suffisante dans les événements à grande échelle nous conduisent à nous intéresser à des structures de petite échelle, pouvant correspondre à de petits événements de chauffage. Une fois chauffé, le plasma rayonne et est donc visible sous la forme d'un embrillancement. Les premiers embrillancements coronaux à avoir été observés sont **les points brillants** coronaux, qui sont des petites régions où l'intensité est beaucoup plus élevée que dans le reste de la couronne calme (en dehors des régions actives). Les points brillants coronaux furent découverts sous la forme de petites régions très brillantes observées en rayons X (Sec. 3.2), c'est pourquoi ils sont aussi appelés XBP (X-Ray Bright Points), bien qu'ils aient depuis aussi été observés en UV.

Notons que le terme de point brillant peut aussi désigner des régions brillantes au niveau de la photosphère (observations dans le visible), corrélées aux frontières des cellules des granulations, mais nous nous intéressons ici uniquement aux points brillants coronaux.

3.1 Les points brillants et le chauffage

Le modèle de Parker ([Parker, 1988](#)) évoqué à la Sec. 2.3 propose l'existence de petites éruptions appelées nano-éruptions ou « nanoflares » (énergie dissipée comprise entre 10^{16} et 10^{19} J, une énergie de 10^{16} J représentant un milliardième de l'énergie des grandes éruptions ou flares). Pour Parker les nanoflares constitueraient l'unité de base des événements observés, et les événements plus grands seraient le résultat de la somme de ces nanoflares. Les mouvements incessants de convection au niveau de la photosphère modifieraient la topologie du champ magnétique jusque dans la couronne et sa structure globale se complexifierait jusqu'à créer des couches de courants et provoquer des reconnexion pour que le champ magnétique adopte un topologie énergétique plus stable. Le champ magnétique se torsade et accumule lentement de l'énergie magnétique jusqu'à arriver à un état critique à partir duquel l'énergie est libérée. Cette évolution peut aussi être décrite par les modèles d'auto organisation critique (Self-Organized Criticality — SOC), dont l'évolution est ana-

logue aux avalanches dans un tas de sable (Bak et al., 1988; Lu et Hamilton, 1991; Buchlin et al., 2003). Ces reconnections accélèrent et chauffent le plasma environnant. L'énergie magnétique accumulée dans les boucles se convertit en partie en énergie thermique et cinétique, et en énergie radiative émise par le plasma. Ainsi du rayonnement est émis pendant et surtout après les nano-éruptions. Ces nano-éruptions étant très petites spatialement (moins de 10 Mm) par rapport à la taille du Soleil et ayant une durée de vie de quelques minutes à quelques heures, elles n'apportent chacune que peu d'énergie à la couronne. La question qui se pose alors est : est-ce qu'il y a assez de nano-éruptions pour rendre compte du chauffage de la couronne ?

Les points brillants observés à partir des années 1970, dans les longueurs d'ondes allant de l'ultraviolet aux rayons X seraient la contre-partie observable de tels événements de chauffage. Les points brillants sont apparentés aux « X-ray bursts » (« explosions observées en rayon X »), aux microjets (Shibata et al., 2007), et aux événements explosifs (Innes et al., 1997). Peu après les premières observations de ces événements, de nombreux auteurs ont essayé de les décrire soit d'un point de vue statistique (en détectant un maximum d'événements : Sec. 3.4), soit de façon isolée en utilisant la spectroscopie et des magnétogrammes pour caractériser leurs propriétés physiques de façon plus précise (Sec. 3.3).

Pente critique de la distribution des énergies. Dans les deux cas, une fois que les événements de chauffage sont définis, la distribution des énergies de ces événements peut être calculée. Si ces distributions suivent une loi de puissance, Hudson (1991) remarque que les petits événements fournissent la contribution la plus importante au chauffage total de la couronne seulement si la pente de la distribution est plus raide qu'une certaine **pente critique de -2** (nous verrons cela plus en détail dans la Sec. 3.4). Les événements observés en rayons X montrent par contre des distributions dont les pentes sont moins pentues que -2 (Drake, 1971; Dennis, 1985) (voir le début de la Sec. 3.5). Pour Hudson, si les nanoflares expliquent le chauffage de la couronne, ils doivent donc constituer une catégorie d'événements à part, causés par des mécanismes physiques différents avec une pente de leur distribution en énergie plus raide que les événements ayant lieu aux plus grandes échelles. C'est pourquoi un intérêt considérable est porté sur la détermination de la pente de la distribution en énergie des événements de chauffage, et plus particulièrement pour les plus petits événements observables.

3.2 Découverte des points brillants en rayons X

En 1970, van Speybroeck et al. (1970) ont observé la couronne en rayons X grâce à une fusée sonde (Fig. 3.1). Ils ont découvert des structures très brillantes un peu partout dans la couronne solaire. Ils ont remarqué que ces structures étaient aussi présentes en dehors des régions actives. Ils ont confirmé cette idée, en comparant les images en X de la couronne avec des images du champ magnétique au niveau de la photosphère. Van Speybroeck et al. (1970); Harvey et al. (1975) ont remarqué que les régions très brillantes en X étaient très bien corrélées avec les dipôles magnétiques observés au niveau de la photosphère (Fig. 3.2).

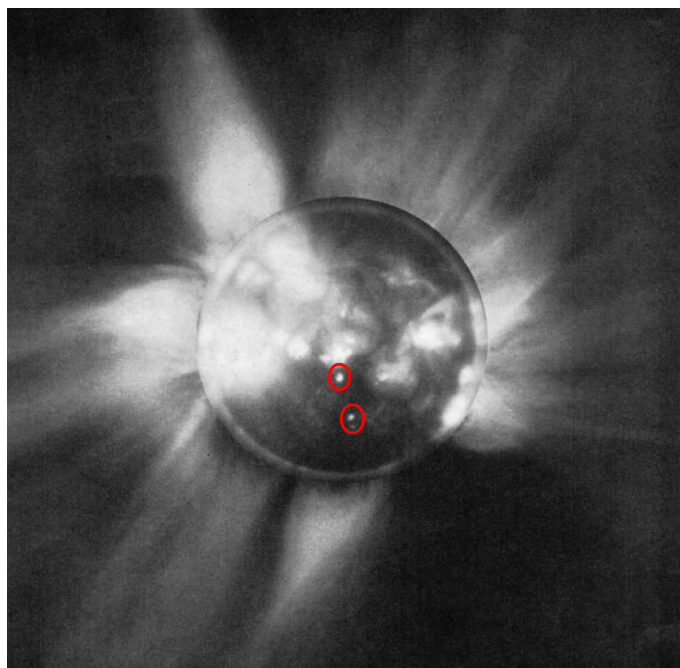


FIGURE 3.1 – Image de la couronne prise le 7 mars 1970, composée de la superposition de la couronne en lumière visible lors d’une éclipse et de la couronne en rayons X (tout le disque) observée par une fusée. Nous pouvons voir sur cette image des régions actives mais aussi des régions brillantes plus petites, les XBP (entourées en rouge). Source : [van Speybroeck et al. \(1970\)](#).

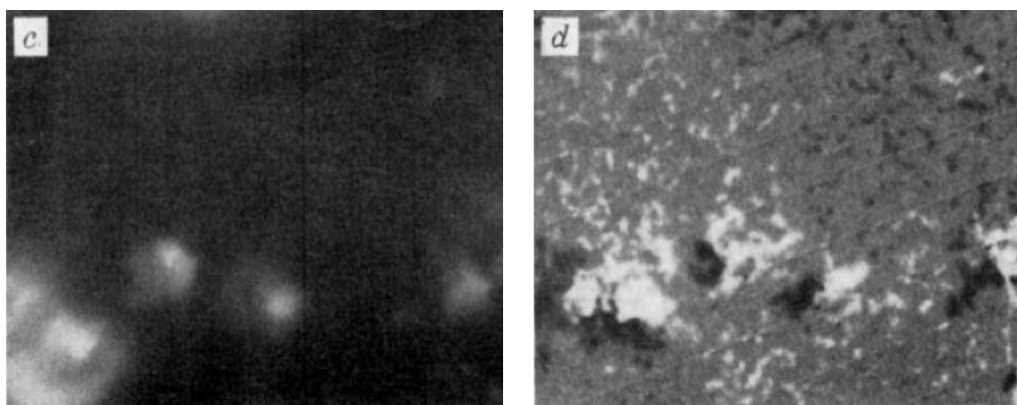


FIGURE 3.2 – **À gauche**, régions brillantes observées en rayons X (3 – 60 Å). **À droite**, champ magnétique photosphérique dans le même champ de vue (environ 7 arc-minute de large). Source : [van Speybroeck et al. \(1970\)](#).

[Golub et al. \(1974\)](#) ont observé des points brillants en rayons X d’une surface de l’ordre de $2 \cdot 10^{14} \text{ m}^2$ et d’une durée de vie de l’ordre de 8 heures. Ils ont remarqué que ces points brillants étaient composés d’un cœur encore plus brillant, de l’ordre de 10^{13} m^2 qui apparaissait à la moitié de la durée de vie du point brillant. Ils ont constaté qu’une petite partie de ces points brillants voyaient leur taille et leur luminosité augmenter de plusieurs ordres de grandeurs sur une échelle de temps

de quelques minutes comme des petits « flares » (éruption) à toutes les latitudes. Ils ont estimé que les points brillants ont une fréquence d'apparition de 1500 par jour sur l'ensemble du disque. D'autres caractéristiques intéressantes ont été mises en évidence, toujours en observant les points brillants en X. [Golub et al. \(1975\)](#) ont montré que la population des points brillants avait deux composantes : une dans laquelle les points brillants apparaissent de façon uniforme sur toute la surface du Soleil, et une autre dans laquelle ils apparaissent plus fréquemment autour des latitudes $\pm 30^\circ$, ce qui correspond aux latitudes d'apparition des régions actives. [Golub et al. \(1976\)](#) se sont aussi aperçus que la distribution des durées de vie des XBPs possède une pente plus raide pour les événements de durée de vie plus courte que pour ceux qui ont une durée de vie plus longue. Ils ont aussi expliqué un biais en faveur de l'apparition des gros XBPs sur les images en rayons X : les événements de grande taille ont aussi une durée de vie plus longue et donc une plus grande probabilité d'être observés sur une image donnée.

La répartition assez uniforme de ces petits événements brillants a permis de penser que des petites boucles magnétiques sont aussi présentes un peu partout dans la couronne. [Rosner et al. \(1978\)](#) ont construit un modèle de la dynamique de la couronne calme basé sur l'idée que les structures magnétiques en forme de boucles sont les éléments de base de la structure globale de la couronne. Ils ont démontré que pour des boucles en équilibre hydrostatique la température maximum dans une boucle se trouvait à son sommet. Ils ont aussi montré que seuls des phénomènes d'origine magnétique, comme par exemple la dissipation d'ondes d'Alfvén ou la formation de couches de courant, pouvaient expliquer les caractéristiques des boucles. Ces phénomènes magnétiques augmenteraient le taux de chauffage au sein de la boucle et provoqueraient une émission transitoire dans les X.

[Koutchmy et al. \(1997\)](#) ont observé des embrillancements en SXR de courtes durées de vie (1.5 min) avec SXT/Yohkoh dans un trou coronal. Ils ont appelé ces événements des « flashes » et ont estimé que le flux pour un pixel était de l'ordre de 10^{16} W. L'énergie d'un tel événement serait du même ordre de grandeur que les nanoflares. Une partie de ces flashes a pu être associée à des jets.

Avec l'amélioration des observations du Soleil, notamment grâce au développement du spatial, le comportement de type « flare » des points brillants apparaît de plus en plus. Les points brillants vont aussi parfois être associés à des petites éjections de matière. La question de la quantité d'énergie apportée à la couronne par tous ces petits événements va être de plus en plus évoquée.

3.3 Études détaillées de quelques points brillants

Après avoir été découverts et observés en X, les points brillants ont été étudiés dans l'ultraviolet (longueurs d'ondes de 2000 à 3800 Å) et dans l'extrême ultraviolet (de 100 à 2000 Å). L'imagerie et la spectroscopie ont permis d'étudier les points brillants en détail, en révélant certaines de leurs caractéristiques comme leur corrélation avec le champ magnétique, les flux de matière en leur sein, leur température, leur variation d'intensité...

Les points brillants observés par [Sheeley et Golub \(1979\)](#) sont composés de petites boucles de l'ordre de 2000 km de diamètre et de l'ordre de 10000 km

3.3 Études détaillées de quelques points brillants

de longueur. Grâce à des observations de Skylab dans l'EUV, [Habbal et Withbroe \(1981\)](#) confirment ces ordres de grandeur, et que les points brillants sont des petites boucles, qui évoluent sur des durées de l'ordre de la minute, bien que la résolution spatiale limitée (5 seconde d'arc soit 3625 km, soit la taille des plus petites variations en intensité) rende alors impossible de distinguer de façon individuelle ces petites boucles. Ces auteurs ont remarqué que les variations en intensité dans une raie du Mg X précèdent celles qui ont lieu dans des raies plus froides (O VI et C II).

Les résultats des simulations sur l'élargissement non thermique des raies dans la région de transition (NeVII, MgX) faites par [Patsourakos et Klimchuk \(2006\)](#) sont en accords avec le modèle des nanoflares, même si d'autres mécanismes permettraient d'expliquer de tels élargissements. Ils ont aussi trouvé des accords entre leurs simulations et des observations de l'élargissement des raies coronales (FeXVII). Ces simulations ont montré que l'élargissement non thermique des raies pourrait être causé par les nanoflares.

En augmentant la résolution spatiale et temporelle, ils se sont aperçu que les points brillants étaient plus dynamiques que ceux observés dans les études précédentes. Les observations de [Habbal et Withbroe \(1981\)](#) en EUV leur permettent de dire que ces petites boucles sont chauffées de façon indépendante et intermittente. Leur refroidissement se fait de façon radiative dans la couronne, et par conduction thermique au niveau des pieds des boucles. Et une fois dans la région de transition et dans la chromosphère, cette énergie de conduction va pouvoir être rayonnée. Ce scénario est cohérent avec les observations des points brillants, qui s'embrillangent d'abord dans les bandes coronales puis dans les bandes correspondant à la région de transition et à la chromosphère. L'énergie magnétique est stockée de façon indépendante dans chaque boucle, c'est pourquoi les observations montrent des variations d'intensité au sein de chaque boucle. Mais il peut arriver que lorsqu'une boucle dissipe son énergie magnétique (notamment par des reconnexion), cela déclenche d'autres reconnexion sur les boucles voisines jusqu'à faire rayonner toute la surface du point brillant. Cela explique pourquoi certains points brillants se comportent comme des « flares », c'est à dire que leurs embrillancements se font de façon simultanée (ou presque) sur toute leur surface.

Les points brillants sont observés dans différentes structures de la couronne (couronne calme, régions actives, trous coronaux...). Est-ce que ces embrillancements qui apparaissent dans des contextes différents possèdent les mêmes propriétés ? Et est-ce qu'ils correspondent à des phénomènes physiques de même nature ? [Habbal et al. \(1990\)](#) ont montré que les caractéristiques des points brillants observés en EUV ne montraient aucune différence entre la région calme et le trou coronal. Dans les deux régions, l'embrillancement des points brillants semble se faire de façon aléatoire, ce qui tend à confirmer que les points brillants sont composés de sous-structures comme des petites boucles magnétiques qui s'embrillangent de façon plus ou moins indépendante. De plus les embrillancements ont été observés dans 6 longueurs d'ondes différentes (donc à des températures et des altitudes différentes). Les embrillancements n'apparaissent pas au même moment et au même endroit selon les longueurs d'ondes observées (présence de boucles magnétiques à différentes altitudes qui s'embrillangent à différents moments). Ceci suggère que l'apparition des points brillants est indépendante des structures magnétiques au-dessus d'eux, mais doivent certainement dépendre des structures en dessous d'eux. L'interprétation donnée par [Habbal et al. \(1990\)](#) est que les points brillants sont créés par l'émergence d'un

dipôle magnétique qui interagit avec les boucles du réseau chromosphérique déjà présent, par des reconnections qui se déroulent sur une échelle de temps de quelques secondes. De plus, les sites de reconnection peuvent déclencher l'apparition d'ondes MHD rapides qui vont contribuer au chauffage de la couronne et à la variabilité de la température de cette dernière. Pour Habbal, les deux classes de mécanismes de chauffage (AC et DC, voir Chap. 2) sont à l'œuvre simultanément au sein des points brillants. Dans un autre article, [Habbal \(1994\)](#) a observé les petites échelles magnétiques dans une région calme, une région active et un trou coronal, et a montré que les signatures du chauffage coronal sont identiques dans ces différentes régions. Donc les petites échelles semblent être le dénominateur commun du chauffage dans les différentes régions du Soleil. Habbal confirme ainsi que ces petites structures magnétiques sont d'excellents candidats pour le chauffage de toute la couronne solaire.

L'utilisation de plusieurs instruments simultanément permet d'étudier de façon détaillée la morphologie et l'évolution de quelques points brillants. Par exemple, [Madjarska et Doyle \(2002\)](#) ont étudié l'évolution d'un point brillant avec les instruments SUMER, CDS, MDI et EIT embarqués à bord de SoHO. Ce point brillant avait une taille d'environ 20 " et était composé de boucles magnétiques, dont les pieds étaient ancrés dans la photosphère sur des polarités magnétiques différentes. L'embrillancement était maximal lorsque les deux polarités étaient à 7000 km l'une de l'autre, et le point brillant a disparu lorsqu'une des deux polarités s'est annulée. Ils ont mesuré des vitesses Doppler de l'ordre de 5 à 10 km.s⁻¹ et ont observé des oscillations d'une période de 6 minutes dans le cœur du point brillant, ce qu'ils ont interprété comme la signature d'ondes MHD et plus particulièrement d'ondes d'Alfvén. De plus ils n'ont pas trouvé de signes d'événements explosifs au niveau des points brillants. Cette observation est en accord avec d'autres études, comme celle de [Schrijver et al. \(1997\)](#).

La morphologie et l'évolution d'un point brillant ont aussi été étudiées en détail grâce aux spectromètre UV SUMER (à bord du satellite SoHO) et EIS (à bord du satellite Hinode) par [Tian et al. \(2008\)](#) qui ont remarqué que ce point brillant avait des morphologies différentes suivant les longueurs d'ondes (Fig. 3.3). Ils ont observé des vitesses de l'ordre de 10 km.s⁻¹ en accord avec les études précédentes. L'étude des magnétogrammes a révélé un dipôle dont la polarité négative tournait autour de la polarité positive. Cela pourrait injecter de la torsion dans le système de boucles magnétiques formées par le dipôle. Ces observations soutiennent l'idée de [McIntosh \(2007\)](#), qui proposait deux régimes au cours de l'évolution d'un point brillant : dans un premier temps, les mouvements de convection déclencheraient des reconnections au sein du point brillant et fourniraient de l'énergie au point brillant froid, et dans un second temps, l'augmentation de l'énergie thermique qui en résulte provoquerait l'expansion des boucles lors de leur interaction avec le champ magnétique externe au point brillant, cette expansion provoquerait de nouvelles reconnections rapides qui produiraient ainsi le point brillant chaud. De plus, [Tian et al. \(2008\)](#) ont remarqué que les surfaces séparatrices ([Priest et Démoulin, 1995](#); [Démoulin et al., 1996](#); [Démoulin, 2007](#)) de la topologie du champ magnétique du point brillant correspondaient avec la position de la composante chaude du point brillant. Cela soutient le scénario d'un mécanisme d'évolution du point brillant par des reconnections au niveau des séparatrices.

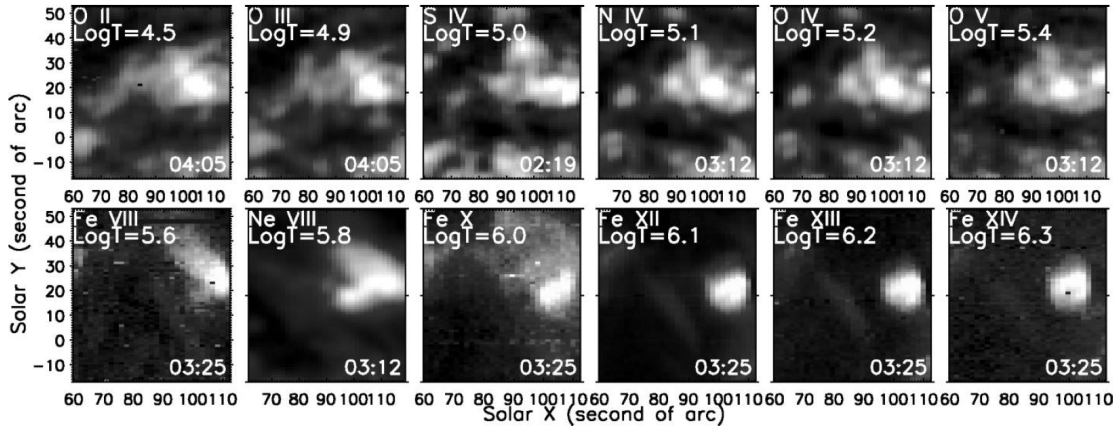


FIGURE 3.3 – Différentes morphologies d’un point brillant selon les longueurs d’onde d’observation. Source : [Tian et al. \(2008\)](#)

La morphologie des embrillancements a été étudiée à 193 \AA avec un maximum de détail grâce à l’instrument High-resolution Coronal Imager (Hi-C) ([Cirtain et al., 2013](#)), qui possède la meilleure résolution spatiale à ce jour avec une taille de pixel de $0.1''$ (contre $0.6''$ pour AIA). Cet instrument a été lancé à bord d’une fusée sonde, et a observé la couronne pendant 345 secondes avec une cadence de 5.5 secondes pour un temps d’exposition de 2 secondes. Les plus petites échelles spatiales ont pu être sondées afin de décrire le plus finement possible les points brillants, notamment par [Peter et al. \(2013\)](#), [Cirtain et al. \(2013\)](#), qui ont étudié avec cet instrument des petites boucles magnétiques. Ils ont observé des structures à 1 Mm au-dessus de la chromosphère et qui possèdent une taille de moins de 200 km. Sur la figure Fig. 3.4, nous pouvons voir la différence de résolution entre AIA et Hi-C. D’après les observations faites par Hi-C, il y a des structures visibles qui ne l’étaient pas à la résolution d’AIA. La taille typique des plus petites boucles est de $2''$ à $3''$. Ces boucles peuvent cependant être composées de boucles plus petites (sous la résolution de l’instrument), jusqu’à moins de 15 km selon certaines hypothèses, ce qui voudrait dire que les boucles observées par Hi-C seraient en réalité elles-mêmes composées de plusieurs milliers de sous-boucles.

L’instrument Hi-C a aussi permis d’étudier en détail l’évolution des boucles magnétiques, bien que sur une durée très courte. En effet, [Winebarger et al. \(2013\)](#) ont observé l’évolution rapide de six boucles coronales pendant le vol de la fusée sonde. A partir des images d’Hi-C, ils ont déterminé la vitesse de déplacement du plasma le long de la boucle et ont trouvé 90 km.s^{-1} . Ils ont aussi trouvé à partir des images d’Hi-C et d’AIA que le plasma des petites boucles est relativement froid ($10^{5.4} \text{ K}$) et dense (10^{16} m^{-3}). Ils ont observé que ces petites boucles avaient une durée de vie très courte (3.5 minutes). Cette observation est compatible avec un chauffage impulsif et est compatible en ordre de grandeur avec les études précédentes sur les durées de vie et les échelles de temps des variations en intensité des points brillants ([Golub et al., 1974](#); [Habbal et Withbroe, 1981](#); [Madjarska et Doyle, 2002](#); [Kariyappa et Varghese, 2008](#)). Ils ont estimé l’énergie apportée par des événements au sein des boucles, et ont trouvé une énergie de l’ordre de 10^{17} J , c’est à dire une énergie correspondant à des nanoflares. Ils ont estimé la taille de ces boucles et ont trouvé qu’elles avaient une hauteur de 2 à 3 Mm (en accord avec les résultats de [Peter et al.](#)

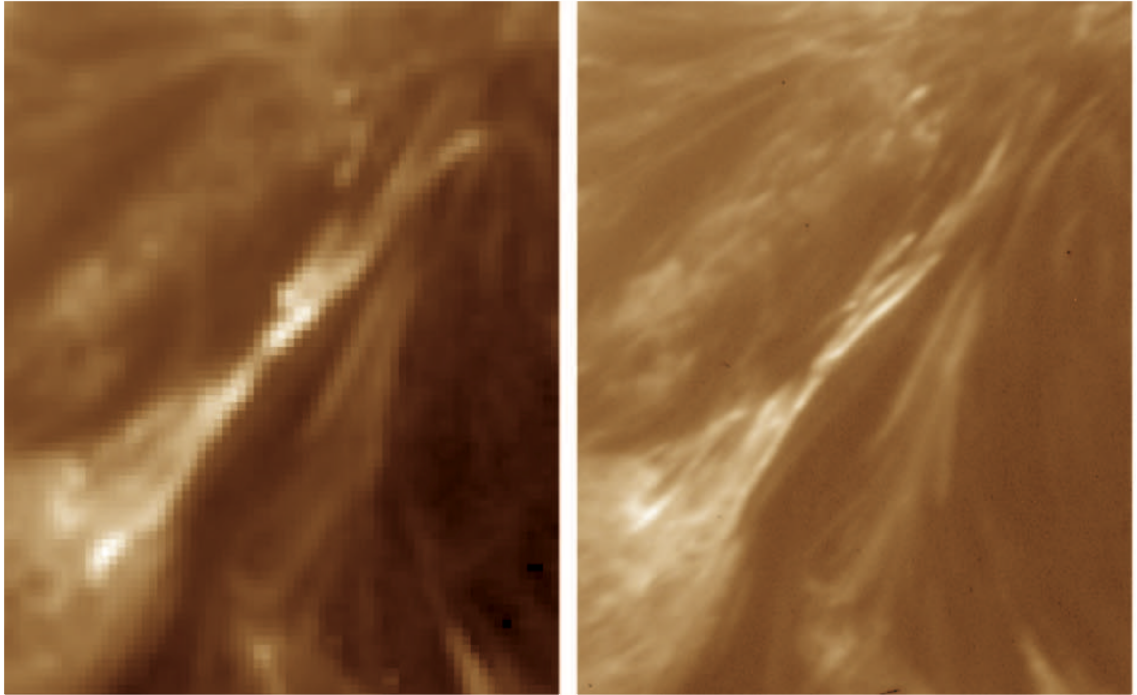


FIGURE 3.4 – Ces deux images montrent le même champ de vue de la couronne à 193Å. À gauche l'image provenant de d'AIA et à droite l'image d'Hi-C. Certains petits embrillancements sont visibles uniquement sur l'image d'Hi-C. Source : [Cirtain et al. \(2013\)](#)

[2013](#)), c'est à dire que le sommet des boucles atteint le haut de la chromosphère ou la basse couronne. Sachant que les pertes radiatives sont proportionnelles au carré de la densité, et que ces boucles ont une forte densité, il est difficile pour elles d'atteindre des températures de l'ordre du million de kelvins. Ils ont aussi calculé l'évolution temporelle en température d'une boucle. Ils ont trouvé que la boucle est chauffée de façon épisodique sur toute sa longueur (4 Mm) à partir de 50 kK jusqu'à 600 kK puis revient à des températures chromosphériques au bout de 150 secondes. Ils ont aussi noté que la densité variait de 10^{15} à 10^{16} m^{-3} pendant ces chauffages épisodiques. De plus, grâce à des simulations numériques, ils ont remarqué la propagation à grande vitesse d'un front lumineux le long des boucles. Mais ils interprètent ces vitesses comme étant dues à la conduction thermique dans la boucle plutôt qu'à des flux de plasma. Ceci est en accord avec l'étude spectroscopique faite par [Brosius et al. \(2014\)](#), qui n'ont pas détecté de flux de matière montante, lors de l'observation des microflares dans une région active grâce à l'instrument EUNIS-13 embarqué sur une fusée sonde dans deux longueurs d'ondes : FeXIX à 592.2 Å (formé à 8.9 MK) et FeXII à 592.6 Å (formé à 1.6 MK). L'émission en FeXIX serait produite par des événements de chauffage localisés et impulsifs (causés par des reconnections, par la dissipation des ondes ou par d'autres mécanismes), ce qui est cohérent avec le modèle de chauffage de la couronne par les nanoflares.

L'instrument Hi-C a aussi permis d'étudier les petites échelles temporelles au niveau de la chromosphère. Les observations ont mis en lumière la grande variabilité en intensité de la chromosphère, ce qui remet en cause l'idée selon laquelle la haute chromosphère était calme et stable. Hi-C a ainsi montré des variations d'in-

tensité sur des échelles de temps de l'ordre de la minute et aussi une variabilité beaucoup plus rapide, sur des échelles de temps de l'ordre de 15 secondes dans une région active. [Testa et al. \(2013\)](#) ont trouvé que les variations rapides observé par Hi-C étaient bien corrélées avec les embrillancements observés par AIA à 304 Å (correspondant à la région de transition) et que ces embrillancements se produisaient aux pieds des boucles les plus chaudes (6 MK). Ces observations de l'évolution des boucles suggèrent aussi que se produisent des reconnexion glissantes ([Aulanier et al., 2007](#)). La corrélation entre les structures magnétiques et les embrillancements suggère que des reconnexion se produisent et qu'elles libèrent une quantité d'énergie thermique dans la couronne, qui pourrait correspondre à des nanoflares (10^{16} J). Ils ont estimé le temps caractéristique de refroidissement par conduction et ont trouvé un temps de l'ordre de 20 secondes, ce qui correspond aux échelles de temps des phénomènes observés. Ils ont évalué l'énergie thermique associée à ces événements et ont trouvé une énergie inférieure à 10^{15} J. Cela confirme que les pertes d'énergie par conduction sont plus importantes que celles par rayonnement. Ils ont retrouvé de telles variations rapides d'intensité avec des simulations numériques MHD utilisant le code « Bifrost » ([Hansteen et al., 2010](#)).

3.4 Flares, embrillancements coronaux et chauffage de la couronne

La question qui se pose alors est : qui contribue le plus dans le bilan énergétique de la couronne entre les plus gros événements observables et les plus petits ?

Les premières études sur les point brillants ont été faites avec une seule image, c'est à dire que la détection des points brillants était faite en définissant un seuil unique en intensité sur toute l'image. De cette manière les régions d'intensité supérieure à ce seuil étaient considérées comme des points brillants. Nous allons prendre en compte le facteur temporel pour faire des détections des petites régions brillantes dans la couronne (Sec. 5.2). C'est pourquoi nous parlerons plutôt d'embrillancements, pour rappeler le caractère transitoire ces événements.

Les embrillancements correspondent à une augmentation de l'intensité lumineuse de la couronne, et sont une conséquence d'un événement de chauffage. On veut quantifier ce chauffage, pour l'ensemble des événements d'embrillancements coronaux, des flares (éruptions caractérisées par un embrillancement, sans nécessairement éjection de matière) aux plus petites d'entre elles : les nanoflares (voir Sec. 2.3). En faisant l'hypothèse que la fréquence $f(W)$ (nombre d'événements par unité de temps, de surface et d'énergie) des événements de chauffages impulsifs en fonction de leur énergie W suit une loi de puissance, on peut déterminer, à partir de l'indice de cette loi de puissance, si ce sont les plus grands événements ou les plus petits événements qui dominent le chauffage de la couronne. En effet, si nous exprimons la fréquence de la façon suivante :

$$f(W) = \frac{dn}{dW} = f_0 \left(\frac{W}{W_0} \right)^{-\alpha} \quad (3.1)$$

avec $-\alpha$ l'indice de la loi de puissance, W_0 un facteur de normalisation arbitraire

de l'énergie et f_0 la fréquence des événements correspondant à l'énergie W_0 , nous pouvons en déduire la puissance totale ($W.m^{-2}$) émise par tous les événements (Hudson, 1991; Berghmans, 2002) :

$$P = \int_{W_{min}}^{W_{max}} f(W)W dW \quad (3.2)$$

où W_{min} est l'énergie des plus petits événements et W_{max} est l'énergie des plus gros événements. Pour $\alpha \neq 2$, cette intégrale est égale à :

$$P = \frac{f_0 W_0^2}{-\alpha + 2} \left(\left(\frac{W_{max}}{W_0} \right)^{-\alpha+2} - \left(\frac{W_{min}}{W_0} \right)^{-\alpha+2} \right) \quad (3.3)$$

Nous pouvons distinguer deux cas. Si $\alpha > 2$ c'est le terme $W_{min}^{-\alpha+2}$ qui domine et donc ce sont les événements qui possèdent les plus petites énergies qui vont dominer le bilan énergétique de la couronne. Si $\alpha < 2$ c'est le terme $W_{max}^{-\alpha+2}$ qui domine et donc ce sont les événements qui possèdent les plus grandes énergies qui vont dominer le bilan énergétique de la couronne.

Pour $\alpha = 2$, le résultat de l'intégrale devient :

$$P = f_0 W_0^2 \ln \left(\frac{W_{max}}{W_{min}} \right) \quad (3.4)$$

Dans ce cas, toute décade d'énergie contribue autant que chacune des autres décades d'énergie.

La détermination de la valeur de l'indice de la loi de puissance est donc fondamentale pour savoir si les petites échelles dominent le bilan énergétique total de la couronne. Mais la valeur de cet indice ne permet pas à elle seule de savoir si les petits événements sont suffisants pour chauffer la couronne et donc compenser ses pertes d'énergie (Withbroe et Noyes, 1977). En effet, il faut aussi connaître les valeurs des bornes de l'intégrale (W_{min} et W_{max}) pour une énergie W_0 donnée et $f_0(W_0)$ la valeur de la fréquence des événements à cette énergie pour pouvoir calculer l'énergie totale fournie par tous les événements détectés (Berghmans, 2002).

3.5 Études statistiques des embrillancements coronaux

3.5.1 Distribution des embrillancements en rayons X

Les points brillants ont été étudiés de façon statistique afin de déterminer leur distribution en énergie, et notamment, sa pente et d'autres paramètres, qui sont importants pour déterminer la contribution des petits événements au chauffage de la couronne (Sec. 3.4). Pour réaliser des études statistiques, il faut au préalable en détecter un maximum. Dennis (1985) a ainsi étudié 7000 événements observés en

X avec l'instrument Hard X-Ray Burst Spectrometer (HXRBS) à bord du satellite Solar Maximum Mission (SMM). Ils ont entre autres tracé la probabilité d'apparition de ces flares. Drake (1971) a aussi étudié de façon statistique 4028 points brillants en X observés entre 2 et 10 Å. Il a trouvé une loi de distribution exponentielle pour les durées de vie des événements et non une loi de puissance contrairement à ce qui est souvent observé en UV. En moyenne, les points brillants qu'il a observés avaient une durée de vie de 16 minutes (même ordre de grandeur que les embrillancements obtenues en UV). Il a obtenu que la distribution du flux total en rayons X de tous ces événements s'ajustait à une loi de puissance de pente -2.62 . La distribution des maxima des flux en rayon X suit aussi une loi de puissance avec un indice de -1.75 . Pour Dennis et pour Drake, les distributions d'apparition des événements et des maxima des flux suivent ainsi une loi de puissance avec un indice inférieur à 2 en valeur absolue. Drake a aussi trouvé que la distribution en longitude des points brillants était uniforme. Il a trouvé que le pic de flux des événements observés en X « durs » se produisaient en moyenne 3 minutes avant ceux se produisant en X « mous », et il a estimé que leur température était entre 12 MK et 39 MK, avec une mesure d'émission (voir Eq. (4.8) au Chap. 4) entre 3.6×10^{41} et $2.1 \times 10^{44} \text{ m}^{-3}$.

Grâce aux images de l'instrument SXT (Soft X-ray Telescope) à bord du satellite Yohkoh, Krucker et al. (1997) ont détecté dans la couronne calme des points brillants possédant une luminosité plus faible d'un ordre de grandeur que les études précédentes. À partir de ces observations, ils ont calculé que la fréquence d'apparition des points brillants sur toute la surface du Soleil est d'un événement toutes les trois secondes. Ils ont aussi évalué l'énergie totale de chaque événement, et ils ont trouvé une énergie de 10^{18} à 10^{19} J par événement. Leurs événements en X sont tous corrélés avec une émission dans le domaine radio, de taille plus petite que celle en X (environ 7"). Bien que ces événements soient plus courts et moins intenses que les flares, les auteurs qualifient ces événements de « SXR/radio network flares ». Ils interprètent ces événements comme étant dus à l'évaporation de matière chaude depuis la chromosphère.

3.5.2 Distribution en intensité des embrillancements UV

Les études statistiques réalisées sur les embrillancements UV se sont dans un premier temps concentrées sur les intensités de ces événements, car pour calculer des énergies, il faut avoir accès à des quantités comme la densité et la température au sein de ces événements. Ces deux grandeurs sont estimées encore aujourd'hui avec de fortes incertitudes. Les études statistiques sur l'intensité des embrillancements UV ont pour objectif principal de déterminer si les distributions s'ajustent avec une loi de puissance et alors d'estimer les pentes de ces distributions.

Aschwanden et al. (2000a) ont étudié les embrillancements dans le Soleil calme en utilisant 45 min de données du télescope *Transition Region and Coronal Explorer* (TRACE) avec une cadence de 2 minutes. D'après la variabilité temporelle des pixels, ils ont détecté 3131 événements en 171 Å et 904 événements en 195 Å. Ils ont défini un critère numérique (basé sur la corrélation croisée spatiale, temporelle et dynamique entre les températures correspondant aux deux bandes observées : 0.9 et 1.4 MK) pour détecter parmi ces événements, ceux qui correspondent à des microflares. Ils en ont trouvé 798 en 171 Å et 281 en 195 Å. Ils ont montré que la

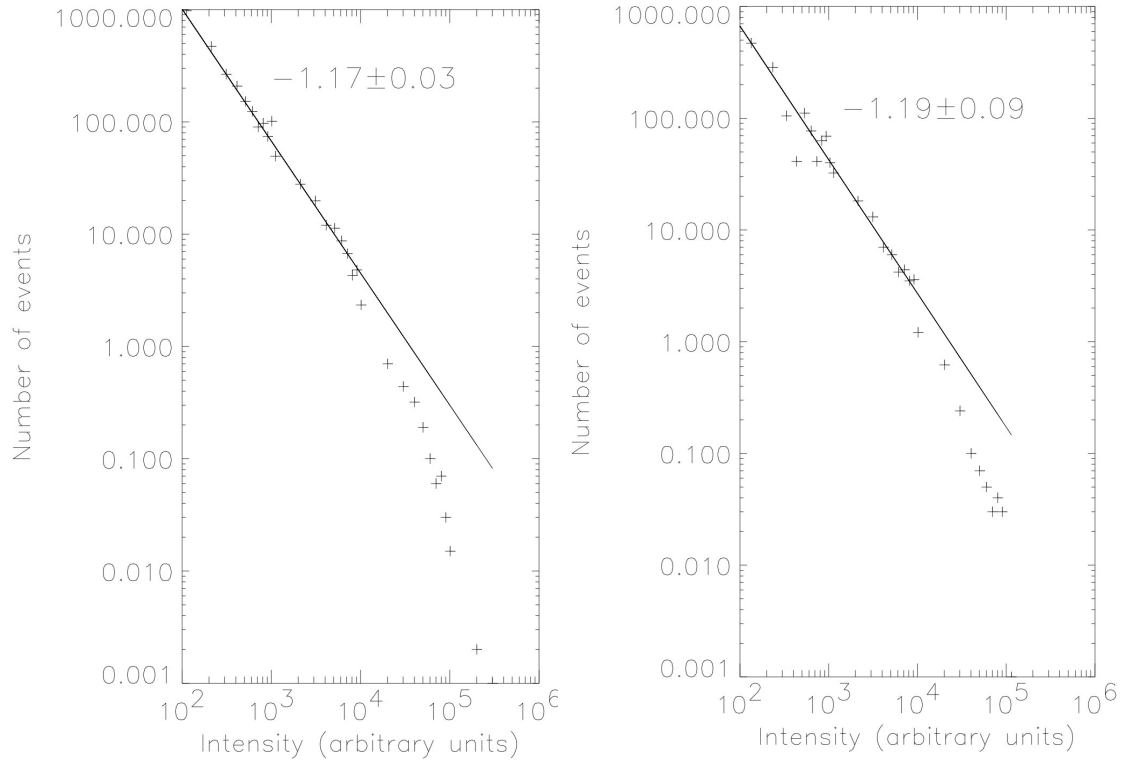


FIGURE 3.5 – **Histogrammes en intensité** des embrillancements détectés en UV. **À gauche** : histogramme correspondant aux embrillancements détectés avec un seuil égal à la moyenne plus 2σ . **À droite** : histogramme correspondant aux embrillancements détectés avec un seuil égal à la moyenne plus 3σ . Source : [Aletti et al. \(2000\)](#)

distribution en fréquence des pics de flux de ces microflares s’ajustaient à une loi de puissance de pente de -1.83 ± 0.07 .

Aletti et al. (2000) ont eux détecté des embrillancements grâce à l’instrument EIT à bord du satellite SoHO, en rassemblant tous les pixels voisins qui ont leur intensité plus grande qu’un seuil égal à leur moyenne plus 2σ dans un cas, plus 3σ dans un deuxième cas. De cette façon ils ont détecté 4452 et 2467 embrillancements pour 2σ et 3σ respectivement. Ils ont obtenu les histogrammes en intensité de ces deux catégories d’événements (Fig. 3.5). Ces histogrammes s’ajustent tous les deux avec des lois de puissances et leurs indices valent -1.17 et -1.19 pour 2σ et 3σ respectivement. Ils concluent que la valeur de l’indice de la loi de puissance ne dépend pas du critère de détection et que les lois de puissance peuvent être interprétées comme une signature de l’intermittence et de la turbulence du plasma. Des structures dissipatives individuelles plus petites que la résolution du pixel de l’instrument EIT doivent exister pour expliquer ces histogrammes.

La plupart des études réalisées sur les intensités des embrillancements en UV ont ainsi confirmé que leurs distributions s’ajustaient à des lois de puissances et ces résultats sont souvent interprétés comme une signature du caractère turbulent du plasma aux petites échelles. Cela indique qu’il existerait des phénomènes d’embrillancements sous les échelles de résolution des instruments actuels. Les indices de ces lois de puissances sont souvent inférieurs à 2 en valeur absolue.

3.5.3 Distribution en énergie des embrillancements UV

L’intérêt principal d’étudier les embrillancements UV est d’établir leurs distributions en énergie afin d’estimer leur contribution au chauffage de la couronne. Il faut donc calculer les énergies des embrillancements et non se contenter des distributions de leur intensité.

Par exemple, Krucker et Benz (1998) ont calculé l’énergie thermique en estimant la densité du plasma à partir de la racine carrée de la mesure d’émission, elle-même estimée à partir des intensités dans deux canaux SoHO/EIT (171 et 195 Å). En étudiant un grand nombre d’embrillancements (plusieurs milliers) aux petites échelles grâce à l’instrument EIT, lors d’un programme d’observation spécifique à haute cadence (2 min) sur plusieurs heures d’observations. Ils ont trouvé une loi de puissance de pente environ -1.5 pour la distribution en énergie. D’une manière différente, Berghmans et al. (1998) ont utilisé les canaux de l’instrument EIT à 195 et 304 Å de façon indépendante pour évaluer les pertes radiatives à partir de la mesure d’émission prise comme proportionnelle à l’intensité de chaque bande. Ils ont trouvé une loi de puissance avec une pente d’environ -1.9 . Avec la même méthode, Parnell et Jupp (2000) trouvent des distributions de pentes de l’ordre de -2.2 , et concluent que les petits événements pourraient dominer le bilan énergétique de la couronne par rapport aux événements plus grands. Pourtant, la somme des énergies des événements observés n’est pas suffisante pour compenser les pertes d’énergie de la couronne. Ils suggèrent alors que les picoflaires (de 10^{13} à 10^{16} J) pourraient apporter l’énergie manquante à la couronne. Par ailleurs, Aschwanden et al. (2000b) font une revue de plusieurs études des flares aux nanoflaires et montrent une distribution en énergie s’étendant sur huit ordres de grandeur (de 10^{17} à 10^{25} J). La pente globale de cette distribution est d’environ -1.8 , donc défavorable à la possibi-

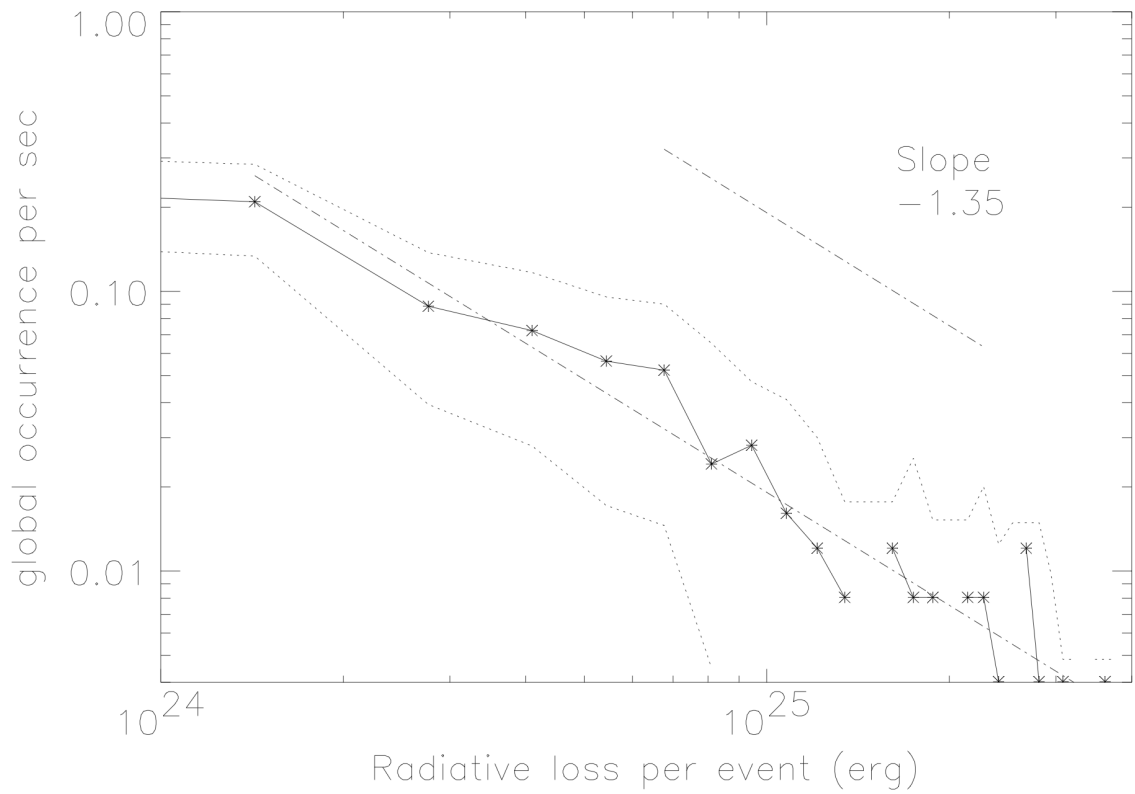


FIGURE 3.6 – **Histogramme des pertes radiatives** des embrillancements observés en Fe XII (couronne). Les courbes en pointillés correspondent à un niveau de confiance de 2.5σ basées sur des statistiques de Poisson du nombre d'événements dans chaque barre d'histogramme. Source : [Berghmans et al. \(1998\)](#)

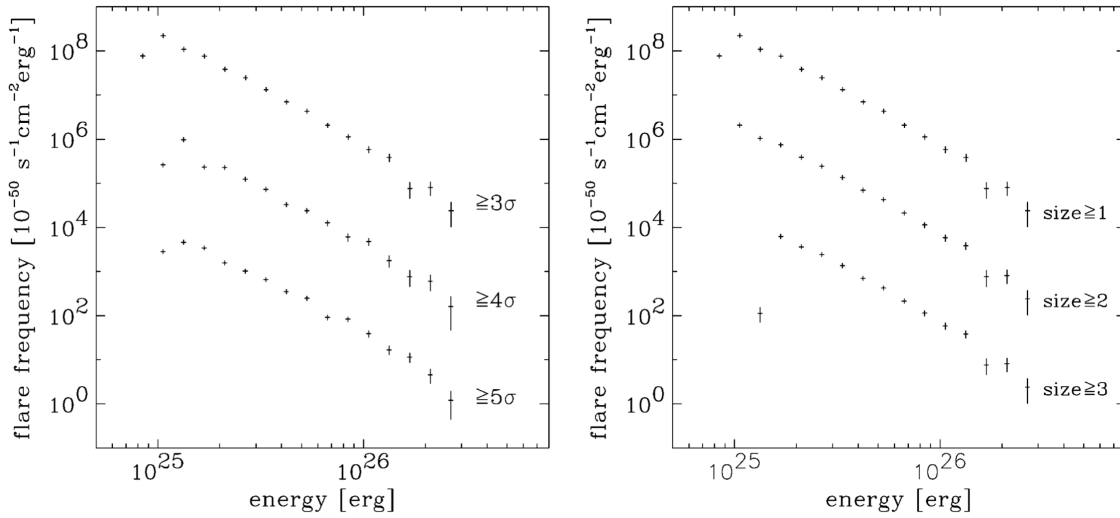


FIGURE 3.7 – **La figure de gauche** représente le nombre d’embrillancements par unité de temps, de surface et d’énergie en fonction de l’énergie thermique des événements. Les barres verticales indiquent les erreurs statistiques causées par le comptage des événements. Les trois séries de points correspondent respectivement à un seuil d’augmentation de la mesure d’émission de 3, 4 et 5 σ . La série de points correspondant à une augmentation de 3 σ peut être ajustée par une loi de puissance avec un exposant de -2.59 . **La figure de droite** représente les embrillancements correspondant à un seuil d’augmentation de la mesure d’émission de 3 σ . Les trois séries de points correspondent aux événements de taille supérieure à 1, 2 et 3 pixels. Source : [Krucker et Benz \(1998\)](#)

lité d'une contribution importante des nanoflares au chauffage de la couronne. Ces auteurs examinent aussi le cas des picoflares et concluent négativement en ce qui concerne cette possibilité pour le chauffage.

D'après [Berghmans et al. \(1998\)](#), comme des lois de puissances similaires sont observées dans les régions calmes et les régions actives, des phénomènes physiques de même nature ont très probablement lieu dans ces deux types de régions. Les caractéristiques des événements observés en Fe XII sont les suivants : un taux d'apparition de 1.2 par seconde sur toute la surface du Soleil, des durées de vie de plusieurs minutes, des tailles de l'ordre de 10Mm^2 et des énergies (pertes radiatives) comprises entre 10^{17} et 10^{19} J. Les indices des lois de puissance pour les distributions de ces différentes quantités sont -2.1 pour la durée, -2.0 pour la taille, et -1.35 pour les pertes radiatives comme nous pouvons le voir sur la Fig. 3.6. Dans cette étude, les auteurs confirment que la région de transition est beaucoup plus dynamique que la basse couronne. En effet, les points brillants dans la région de transition (observations en He II) ont un taux d'apparition de 20 à 40 événements par seconde sur toute la surface du Soleil, ce qui est beaucoup plus élevé que pour la basse couronne (observations en Fe XII). Les grandeurs telles que la durée, la taille et les pertes radiatives suivent aussi des lois de puissance pour la région de transition. Leurs indices valent respectivement : -2.7 , -3.1 et -1.9 . Les valeurs des indices sont plus grandes en valeur absolue pour les lois de puissance dans la région de transition que dans la couronne.

Malgré les différences entre la région de transition et la basse couronne, certaines similarités peuvent être mises en avant. Par exemple, dans les deux cas, l'intensité du pic est indépendante de la taille et de la durée de l'événement. En comparant les embrillancements observés en EUV avec EIT et ceux observés en rayon X avec Yohkoh/SXT, nous voyons que les énergies des embrillancements en EUV sont plus faibles mais que leur taux d'apparition est quatre fois plus important que ceux observés en X. Beaucoup d'embrillancements détectés dans la région de transition ont des propriétés compatibles avec les « blinkers » détectés par [Harrison \(1997\)](#). [Berghmans et al. \(1998\)](#) suggèrent que les différences de propriétés entre les embrillancements ayant lieu dans la région de transition et dans la basse couronne, sont principalement dues aux conditions différentes dans l'environnement des embrillancements. Ils ont aussi établi que le spectre de puissance temporelle suit une loi de puissance d'indice -1.50 . Cette observation soutient l'idée d'une cascade turbulente d'énergie.

De plus, les pertes radiatives estimées par [Berghmans et al. \(1998\)](#) sont en accord avec les simulations numériques faites par [Dmitruk et Gómez \(1997\)](#). Cet accord peut être interprété comme une preuve indirecte que la région de transition et la basse couronne sont liées par des microflares ou des nanoflares.

Après avoir étudié la morphologie des embrillancements dans la région de transition, les auteurs ont remarqué que la plupart se produisaient à deux endroits proches quasiment en même temps, avec souvent une intensité plus grande d'un côté que de l'autre. Ces caractéristiques suggèrent que les observations d'embrillancements correspondent aux pieds de petites boucles magnétiques et que la matière chromosphérique est chauffée en réponse à un événement ayant lieu quelque part le long de la boucle. Ce scénario est compatible avec l'idée qu'un tapis magnétique (« magnetic carpet ») existe dans la région de transition comme décrit par [Schrijver](#)

et al. (1998). Des émergences rapides et éphémères de petites régions ou de dipôles permettent de penser que la photosphère guide les mécanismes de chauffage de la couronne.

Aschwanden et al. (2000b) ont poursuivi leur étude précédente, mais cette fois en étudiant les caractéristiques géométriques et physiques des nanoflares. Ils ont détecté 281 événements simultanément dans deux bandes de TRACE (171 et 195 Å). À partir de la surface observée des événements, ils en déduisent une estimation de la hauteur et du volume des événements. Ils font l'hypothèse que les événements correspondent à des boucles qu'ils modélisent par des cylindres de hauteur h et de largeur w avec l'hypothèse que $h = w$. Ces hypothèses sont utilisées pour calculer l'énergie apportée par ces nanoflares à la couronne. Ils ont évalué que les nanoflares ont une température électronique inférieure à 2 MK, une densité électronique inférieure à 10^{15} m^{-3} et une dimension spatiale comprise entre 2 et 20 Mm. Ces auteurs ont évalué le flux d'énergie des nanoflares à 1 W.m^{-2} , ce qui est une valeur 300 fois plus faible que celle requise pour le chauffage de la couronne calme (Withbroe et Noyes, 1977). Ils ont aussi évalué l'énergie totale qu'apporteraient tous les flares compris entre $E_{th} = 10^{17}$ et $E_{th} = 10^{25} \text{ J}$ à $P = 20 \text{ W.m}^{-2}$. Les résultats de leur étude suggèrent donc que l'énergie apportée par les flares et les nanoflares n'est pas suffisante pour chauffer la couronne.

La distribution en énergie des nanoflares a aussi été étudiée par Parnell et Jupp (2000) grâce à des observations faites avec TRACE. Ils ont voulu déterminer l'indice de la loi de puissance des énergies des nanoflares compris entre 10^{16} et 10^{19} J . L'énergie des événements dépend de la mesure d'émission et d'hypothèses sur la géométrie des événements. Ils ont trouvé que, pour un seuil d'augmentation de la mesure d'émission de 2σ , l'indice de la loi de puissance valait -2.56 , et -2.42 pour 3σ . Comme l'indice de la loi de puissance en énergie est plus grande que 2 en valeur absolue, ils en concluent que ce sont les plus petits événements qui contribuent le plus au chauffage de la couronne. En se basant sur l'estimation de l'énergie requise pour le chauffage de la couronne par Withbroe et Noyes (1977) ils ont estimé l'énergie que devraient avoir les plus petits événements. Ils ont trouvé qu'il faut considérer des événements ayant une gamme d'énergie comprise entre 1.3×10^{14} et 10^{20} J (pour une hauteur $h = 7.3 \times 10^5 \text{ m}$ et une augmentation de 2σ de la mesure d'émission). Pour une augmentation de 3σ , ils ont trouvé une gamme d'énergie comprise entre 3.8×10^{12} et 10^{20} J . Parnell et Jupp (2000) suggèrent donc de faire appel aux picoflares pour expliquer le chauffage de la couronne.

3.5.4 Caractéristiques statistiques et interprétation physique des embrillancements UV

Les études statistiques sur les embrillancements ont permis d'établir certaines de leurs caractéristiques. À partir de celles-ci, plusieurs auteurs ont suggéré des interprétations des mécanismes physiques permettant de créer de tels embrillancements. Les caractéristiques les plus étudiées sont les paramètres d'ajustements en lois de puissance des distributions d'énergie de surface ou de durée de vie des événements, ou bien les déviations par rapport à ces lois de puissances.

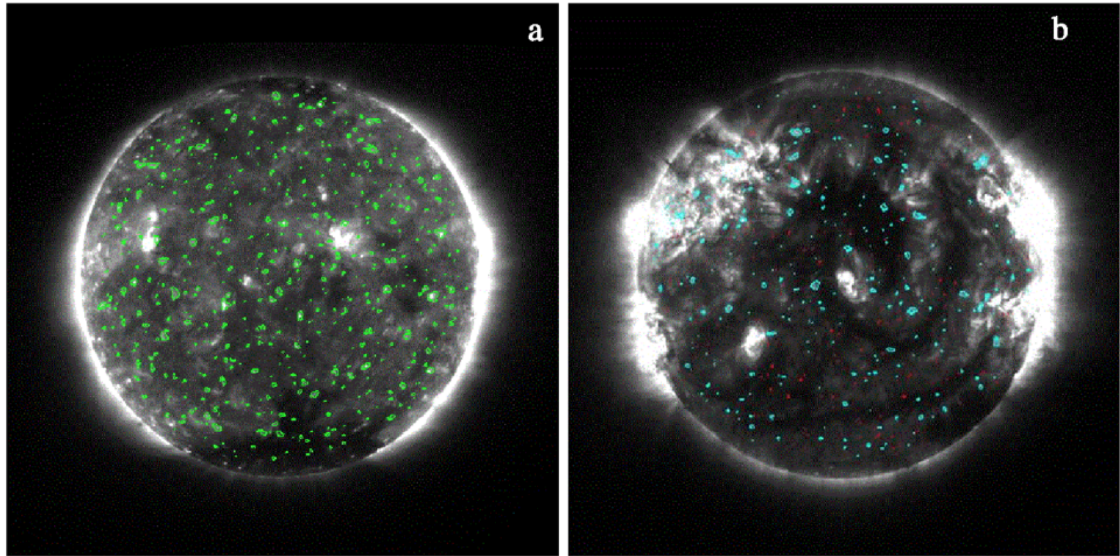


FIGURE 3.8 – Les contours représentent les points brillants détectés automatiquement par [Sattarov et al. \(2010\)](#). **L'image de droite** correspond à une image prise en 2000 (Soleil calme) et **l'image de gauche** à une image prise en 2001 (Soleil actif).

[Aletti et al. \(2000\)](#) ont étudié les embrillancements en EUV (FerXII) (EIT/-SoHO) dans la couronne calme. Ils ont tracé **les histogrammes en intensité de chaque pixel** de façon individuelle et les ont interprétés (en se basant sur des simulations numériques basées sur les équations de la MHD) comme étant une signature du fait que la portion de Soleil qui remplit le pixel est remplie d'un plasma turbulent. En effet, un histogramme des intensités d'une collection de pixels dans l'espace à un moment donné peut être considéré comme statistiquement équivalent à un histogramme de l'intensité d'un pixel unique suivi dans le temps. Par conséquent, la queue des histogrammes obtenus à partir des observations et des simulations aurait la même origine : le caractère intermittent de la dynamique non linéaire du plasma. [Aletti et al. \(2000\)](#) expliquent ces histogrammes par des effets combinés des mouvements des pieds des boucles ancrés dans la photosphère, par l'émergence de tube de flux et par l'interaction d'ondes entre elles du moment que ces effets combinés soient de nature non linéaire.

La mise en évidence de l'ajustement **des histogrammes en énergie par des lois de puissance** est souvent interprétée comme la signature de la turbulence aux petites échelles. Comme les statistiques des événements coïncident avec celles issues de simulations numériques de turbulence, [Berghmans et al. \(1998\)](#) les interprètent comme la signature d'une cascade d'énergie turbulente vers les petites échelles. Pour [Aletti et al. \(2000\)](#) les tailles et les intensités des embrillancements EUV observés avec EIT (dans une bande correspondant à une température d'environ 1.6 MK) s'ajustent aussi avec des lois de puissance. Ils interprètent celles-ci comme une invariance d'échelle qui, si elle se prolonge vers des échelles encore plus petites, implique l'existence d'événements ayant une énergie et une taille plus petite que les échelles observables par l'instrument EIT. De plus, ils ont aussi mis en évidence une déviation à la loi de puissance qui pourrait être due à un changement d'indice de la loi de puissance pour les plus petites échelles et donc à un changement dans les

phénomènes physiques responsables de ces embrillancements.

Toujours avec EIT, [Krucker et Benz \(1998\)](#) ont estimé **l'énergie thermique** que ces événements apportent à la couronne à partir des variations de la mesure d'émission. Cela leur a permis de trouver que ces événements apportent chacun une énergie comprise entre 8×10^{17} et 1.6×10^{19} J. Ils appellent ces événements des microflares, et les interprètent comme étant de la matière chromosphérique chauffée et dépassant le million de degrés. Ils ont remarqué que la fréquence d'apparition de ces événements suivait une loi de puissance dont l'exposant était compris entre -2.6 et -2.2 comme nous pouvons le voir sur la Fig. 3.7. Comme l'exposant est plus grand que 2 en valeur absolue, ils en concluent (comme expliqué Sec. 3.5) que les petits embrillancements jouent un rôle important dans le chauffage de la couronne.

L'étude de la **durée de vie** des embrillancements et du temps nécessaire pour atteindre le pic d'intensité permettent également d'obtenir des informations sur les mécanismes de chauffage. [Aschwanden et al. \(2000b\)](#) ont ainsi montré que les nanoflares présentent une phase de chauffage très rapide (quelques minutes), et que le temps de refroidissement radiatif est compatible avec les calculs théoriques. Mais les temps de refroidissement liés à la conduction sont beaucoup plus long que ceux calculés théoriquement. Pour expliquer cette observation, il faudrait soit que les gradients de température soient beaucoup plus faibles que prévu entre le sommet et les pieds des boucles, soit qu'il se produise des cycles de chauffage répétitifs avec un temps de répétition de quelques minutes. Ainsi le bilan énergétique des nanoflares montre qu'il y a des petits gradients de température, ce qui nécessite un chauffage efficace des pieds des boucles au niveau de la chromosphère, par exemple par l'évaporation de la chromosphère.

La répartition spatiale et temporelle des embrillancements peut aussi être étudiée. [Sattarov et al. \(2010\)](#) ont aussi observé les points brillants coronaux avec EIT à 195 Å sur tout le disque de 1996 à 2008 avec une cadence de 6 heures. Ils ont trouvé une faible diminution du nombre de points brillants au moment du nombre maximum de taches solaires (Fig. 3.8). Ils ont aussi classé les points brillants en deux catégories en fonction de l'intensité maximum qu'ils pouvaient atteindre, les « sombres » et les « brillants ». Ils ont trouvé que les deux populations de points brillants se comportaient différemment. En effet, le nombre de points brillants sombres varie en opposition de phase avec le cycle d'activité solaire, alors que le nombre de points brillants « brillants » varie en phase avec l'activité solaire. Ils ont aussi remarqué que les points brillants sombres sont répartis de façon uniforme sur la surface du Soleil, alors que les points brillants « brillants » présentent une population plus importante au niveau de la ceinture des régions actives (latitude = $\pm 30^\circ$). Ils ont trouvé que la somme des deux populations de points brillants diminuait de 30% au moment du maximum du cycle solaire. Ils expliquent cette diminution par un biais observationnel causé par des régions actives; en dehors de cet effet, le nombre d'embrillancements ne semble pas suivre le cycle d'activité.

4 Instrumentation et données pour l'étude de la couronne

4.1 Émission coronale

Approximation coronale. La majorité des raies d'émission de la couronne se fait dans l'UV, c'est pourquoi nous allons nous intéresser aux mécanismes physiques à l'origine de ce rayonnement. La couronne est un milieu peu dense (10^{-11} kg.m⁻³), chaud (10^6 K) et fortement ionisé. Pour ces raisons, certaines hypothèses peuvent être faites pour simplifier l'étude du rayonnement UV émis par la couronne. Le plasma est considéré comme optiquement mince, chaud ($> 10^4$ K), H et He sont totalement ionisés ($n_H/n_e = 0.83$), dans un état stationnaire (équilibre des populations sur les différents niveaux d'excitation), en équilibre d'ionisation (c'est à dire que la proportion de chaque ion est stationnaire dans le temps) et en équilibre thermodynamique local (les températures ioniques et électroniques sont égales). On ne considère aussi que les transitions impliquant le niveau fondamental : on néglige les transitions $j \rightarrow i$ avec $j \neq g$ et $i \neq g$ (avec g le niveau fondamental). Ces hypothèses constituent ce qu'on appelle *l'approximation coronale*.

Processus d'émission. La température au sein de la couronne est de l'ordre du million de kelvins. Cela donne aux ions de grandes vitesses relatives, et lors de chocs (entre ions et entre ions et électrons libres), ils vont pouvoir s'exciter (transition d'un électron du niveau fondamental à un niveau d'énergie plus élevé) et augmenter leur degré d'ionisation (perte d'un ou plusieurs électrons). Cette forte température permet d'arracher jusqu'à la quasi-totalité des électrons de l'atome de fer dans les régions les plus chaudes (lors des flares). Lors des recombinaisons (ion qui capte un électron libre) ou des désexcitations radiatives (transition d'un électron d'un niveau d'énergie supérieur à un niveau inférieur au sein d'un ion), les ions émettent un photon à une longueur d'onde particulière correspondant à la différence d'énergie entre les niveaux. Ainsi, l'étude du rayonnement émis en UV peut nous donner des informations sur la couronne (en supposant connues les conditions dans lesquelles se forment les raies, par des expériences en laboratoire, des calculs théoriques et par des simulations numériques).

Expression du flux d'énergie rayonnée. Le nombre de photons émis dans une raie spectroscopique λ_{ji} donnée (correspondant à la transition $j \rightarrow i$, j étant un niveau d'énergie supérieur à i) par unité de temps et de volume peut être exprimé

par $n_j(X^{m+})A_{ji}$, où $n_j(X^{m+})$ est le nombre d'ions X^{m+} dans l'état j par unité de volume et A_{ji} le coefficient d'Einstein pour l'émission spontanée (probabilité de transition en s^{-1}). Le nombre de photons associés à une raie se calcule en faisant la somme de toutes les contributions à cette raie dans le volume total d'émission (V). Ainsi la puissance par unité de volume ($P_{\lambda_{ji}}$ en $W.m^{-3}$) associée à la raie spectrale λ_{ji} est alors :

$$P_{\lambda_{ji}} = \frac{hc}{\lambda_{ji}} n_j(X^{m+}) A_{ji} \quad (4.1)$$

où h la constante de Planck et c la vitesse de la lumière. Le terme $\frac{hc}{\lambda_{ji}} = \Delta E_{ji}$ représente l'énergie d'un photon émis. Le flux d'énergie rayonnée ($F_{\lambda_{ji}}$ en $W.sr^{-1}$) par un certain volume V est :

$$F_{\lambda_{ji}} = \frac{1}{4\pi} \frac{hc}{\lambda_{ji}} \int_V n_j(X^{m+}) A_{ji} dV \quad (4.2)$$

Pour calculer la densité $n_j(X^{m+})$, il est utile de la décomposer en faisant apparaître le rapport d'autres densités qui peuvent être connues en fonction des paramètres du plasma :

$$n_j(X^{m+}) = \frac{n_j(X^{m+})}{n(X^{m+})} \frac{n(X^{m+})}{n(X)} \frac{n(X)}{n(H)} \frac{n(H)}{n_e} n_e \quad (4.3)$$

où $\frac{n_j(X^{m+})}{n(X^{m+})}$ est la proportion d'ions X^{m+} qui sont dans le niveau d'énergie j , $\frac{n(X^{m+})}{n(X)}$ est la fraction d'ionisation de X^{m+} , $\frac{n(X)}{n(H)}$ l'abondance relative de l'élément X par rapport à celle de l'hydrogène et $\frac{n(H)}{n_e}$ est le rapport entre le nombre d'ions hydrogène et le nombre d'électrons libres.

La fonction de contribution. Nous pouvons définir la fonction de contribution $G(\lambda_{ji}, T_e, n_e)$ en ($W.m^3$), qui prend en compte les processus atomiques à l'origine de la formation de la raie, de la façon suivante (Pottasch, 1963) :

$$G(\lambda_{ji}, T_e, n_e) = A_{ji} \frac{hc}{\lambda_{ji}} \frac{n_j(X^{m+})}{n(X^{m+})} \frac{n(X^{m+})}{n(X)} \frac{n(X)}{n(H)} \frac{n(H)}{n_e} \frac{1}{n_e} \quad (4.4)$$

où T_e est la température électronique. Cette expression est choisie de manière à être peu dépendante de n_e pour les raies dans l'approximation coronale.

La puissance associée à une raie spectrale se ré-écrit :

$$P_{\lambda_{ji}} = G(\lambda_{ji}, T_e, n_e) n_e^2 \quad (4.5)$$

et le flux d'énergie rayonnée devient :

$$F_{\lambda_{ji}} = \frac{1}{4\pi} \int_V G(\lambda_{ji}, T_e, n_e) n_e^2 dV \quad (4.6)$$

La Mesure d'Émission. Si le plasma est isotherme dans le volume V , et si G ne dépend pas de n_e , $F_{\lambda_{ji}}$ se ré-écrit simplement :

$$F_{\lambda_{ji}} = \frac{1}{4\pi} G(\lambda_{ji}, T_e) EM \quad (4.7)$$

où EM est la mesure d'émission (en m^{-3}) définie par $EM = \int_V n_e^2 dV$. Les conditions instrumentales imposent de fait une géométrie unidimensionnelle (définie par la ligne de visée) et l' EM (en fait par unité de surface, en m^{-5}) peut être définie par :

$$EM \equiv \int_0^\infty n_e^2(s) ds \quad (4.8)$$

où s est l'abscisse le long de la ligne de visée.

La Mesure d'Émission différentielle (DEM). En effectuant un changement de variable, et en regroupant les régions de température identiques (ds_{T_e}) à dT_e près, éventuellement disjointes, on a avec l'Eq. (4.6) :

$$F_{\lambda_{ji}} = \frac{1}{4\pi} \int_0^\infty G(\lambda_{ji}, T_e) n_e^2 ds \quad (4.9)$$

$$= \frac{1}{4\pi} \int_{T_e} G(\lambda_{ji}, T_e) n_e^2 ds_{T_e} \quad (4.10)$$

$$= \frac{1}{4\pi} \int_{T_e} G(\lambda_{ji}, T_e) \sum_{i=1}^N \left(n_e^2 \left| \frac{dT_e}{ds} \right|^{-1} \right)_i dT_e \quad (4.11)$$

$$= \frac{1}{4\pi} \int_{T_e} G(\lambda_{ji}, T_e) DEM(T_e) dT_e \quad (4.12)$$

avec

$$DEM(T_e) = \sum_{i=1}^N \left(n_e^2 \left| \frac{dT_e}{ds} \right|^{-1} \right)_i \quad (4.13)$$

On peut modéliser cette dernière expression sous la forme :

$$DEM(T_e) = (EM)N(T_e) \quad (4.14)$$

où $N(T_e)$ est par exemple une fonction gaussienne de la température, qui peut être piquée (plasma monotherme) ou au contraire large (plasma multitherme) : l'inversion

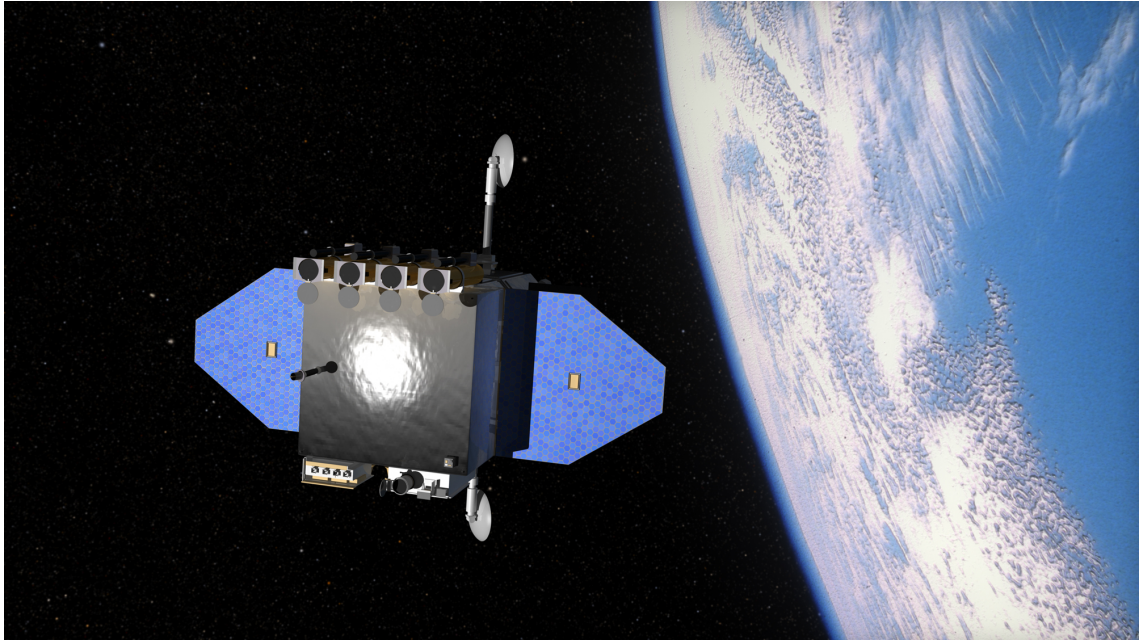


FIGURE 4.1 – Satellite SDO avec ses différents instruments, notamment l'imageur AIA composé de quatre télescopes, visibles du côté du satellite situé vers le haut de l'image. Source : NASA.

de l'Eq. (4.14) fournie sous certaines conditions des informations sur la température des régions considérées et sur la quantité de matière (EM) le long de la ligne de visée.

4.2 Instruments d'observation de la couronne

La couronne solaire émet dans l'EUV (maximum d'émission en énergie des photons) et en X, mais aussi dans le visible (maximum d'émission en nombre de photon). Elle peut être observée depuis la Terre dans le visible lors des éclipses ou avec des coronographes, mais ce type d'observation ne permet pas d'observer la couronne sur le disque qui est bien plus brillant à ces longueurs d'onde. De plus, à cause de l'atmosphère terrestre, une grande partie du rayonnement UV et X ne parvient pas jusqu'au sol (absorption par l'ozone et l'oxygène) et donc il n'est pas possible d'observer la couronne en UV et en X depuis le sol. C'est pourquoi, des instruments (tels que des imageurs et des spectromètres) sont envoyés en dehors de l'atmosphère, soit grâce à des fusées sondes, soit grâce à des satellites pour pouvoir observer la couronne sur le disque et dans l'EUV/X.

Imageurs X. Dans un concept d'imageur de la couronne en rayons X (de type Wolter) le télescope est composé de plusieurs miroirs sphériques utilisés en incidence rasante (angle d'incidence $\sim 0.1^\circ$) afin que la distance projetée entre les atomes soit comparable à celles des longueurs d'onde en X (sinon les rayons X ne seraient pas déviés par les miroirs et passeraient simplement au travers). Les miroirs forment une image à leur foyer commun et l'image y est enregistrée par un capteur électronique. Ces instruments permettent d'observer les phénomènes les plus chauds et les plus



FIGURE 4.2 – Les quatre télescopes AIA sur le banc de montage avant leur mise en place sur le satellite SDO dans la salle blanche du Goddard Space Flight Center à la NASA. Chaque télescope possède un miroir primaire de 20 cm. Grâce à un système de filtres en longueurs d'onde et de roues, chaque télescope peut observer la couronne dans deux bandes de longueurs d'ondes. Source : [Lemen et al. \(2012\)](#).

énergétiques se produisant dans la couronne, tels que les flares ou les phénomènes éruptifs.

Les instruments SXT (Soft X-ray Telescope) et HXT (Hard X-ray Telescope) à bord du satellite Yohkoh (Solar-A) ont ainsi observé la couronne du 30 août 1991 au 14 décembre 2001. Ils avaient pour mission d'étudier les émissions de hautes énergies liées aux éruptions solaires. Ils ont notamment permis de mettre en évidence le lien entre reconnexion magnétiques et éruptions solaires. La résolution angulaire était de 2 secondes d'arc pour SXT et de 5 secondes d'arc pour HXT.

Plus récemment, l'instrument XRT (X-Ray Telescope) à bord du satellite Hinode (successeur de Yohkoh) lancé le 23 septembre 2006 observe la couronne en rayons X. Cet instrument possède une résolution spatiale de 2 secondes d'arc et prend des images de la couronne chaude correspondant à des phénomènes se produisant entre 1 et 10 MK.

Fonctionnant sur un principe différent, le satellite RHESSI (Reuven Ramaty High Energy Solar Spectroscopic Imager) lancé en 2002 a pour mission d'observer les particules de haute énergie, notamment où et comment les particules de haute énergie sont accélérées. Ce satellite possède un spectro-imageur pour observer les rayons X et les rayons gamma. Cet instrument utilise deux technologies : une fine grille en tungstène et molybdène qui permet de moduler le flux solaire et des détecteurs en germanium pour mesurer l'énergie de chaque photon.

Imageurs EUV. Les imageurs EUV envoyés à bord des satellites sont en général des télescopes munis de différents filtres en longueurs d'onde et dont les miroirs sont utilisés en incidence normale et sont recouverts d'un revêtement multi-couches afin de transmettre une certaine bande de longueur d'onde.

Le plasma émet une intensité donnée pour une longueur d'onde donnée dépendant de la température ; l'instrument possède une certaine réponse en longueur d'onde. La convolution de ces deux effets nous donne la réponse en température de l'instrument (quand il voit une certaine quantité de plasma à une certaine température).

Plusieurs imageurs observent (ou ont observé) la couronne dans l'EUV. Par exemple, l'instrument EIT (Extreme ultraviolet Imaging Telescope) à bord du satellite SoHO (Solar and Heliospheric Observatory) lancé le 2 décembre 1995 au point de Lagrange L1 détient le record de longévité dans l'observation de la couronne solaire. Il est aujourd'hui toujours en fonctionnement (en partie). Cet instrument observe la couronne avec un grand champ de vue, 45×45 minutes d'arc (c'est-à-dire environ jusqu'à $0.5 R_{\odot}$ au dessus du limbe) dans des bandes centrées sur 171, 195, 284, et 304 Å, correspondant à des températures comprises entre 6×10^4 K et 3×10^6 K (couronne et région de transition). EIT prend des images de 1024×1024 pixels à une cadence qui était habituellement de 15 minutes pour la bande à 195 Å, avec une taille de pixel de 2.6 secondes d'arc. La résolution des images est de l'ordre de 5 secondes d'arc à cause de la taille de la fonction d'étalement du point (« Point Spread Function » en anglais). EIT permet d'étudier aussi bien la couronne de façon globale grâce à une observation continue de tout le disque que de façon plus détaillée grâce à sa bonne résolution spatiale.

Depuis, SDO/AIA (décrit en détail dans la Sec. 4.3), STEREO/EUVI et PROBA2/SWAP observent également en permanence la couronne en EUV. À ce

jour l'imageur possédant la meilleure résolution spatiale (de l'ordre du dixième de seconde d'arc) pour observer la couronne a été l'instrument Hi-C (High Resolution Coronal Imager) envoyé à bord d'une fusée sonde Black Brant le 11 juillet 2012. Cet instrument a permis d'observer les plus petites structures de la couronne (Cirtain et al., 2013). Les observations ont été faites avec une cadence d'une image par seconde, mais le temps d'observation fut très court (un peu plus de 6 minutes). Cet instrument a observé la couronne dans une seule longueur d'onde (193 Å) avec un champ de vue correspondant à un sixième du diamètre du disque (soit un carré de 216000 km de côté). La taille du miroir de ce télescope n'est pas plus grande que celui d'AIA, mais la qualité de sa conception permet de descendre à cette résolution (le miroir est poli de telle sorte que les défauts de lissage n'excèdent pas quelques angströms).

Spectromètres EUV. Les spectromètres EUV à bord des satellites (tels que SUMER et CDS sur SoHO et EIS sur Hinode) permettent de sélectionner des bandes plus étroites que les imageurs afin de réduire les mélanges de raies et surtout de déterminer l'ensemble des paramètres des raies spectroscopiques. Ceci permet par exemple d'étudier la propagation des ondes grâce au déplacement et à l'élargissement des raies par effet Doppler (vitesses non thermiques) et le chauffage du plasma en observant l'élargissement des raies (élargissement de la distribution des vitesses des particules). Ils permettent de mieux contraindre les diagnostics de température du plasma que les imageurs (à bande large ou même étroite).

4.3 Les données AIA et leur distribution

Les données AIA. Le satellite SDO (Solar Dynamics Observatory, voir la Fig. 4.1), a été lancé le 11 février 2010 en orbite géosynchrone (à 36000 km d'altitude) ce qui permet un contact en continu avec la Terre. À son bord, l'instrument AIA (Atmospheric Imaging Assembly), constitué de quatre télescopes utilisés en incidence normale (voir la Fig. 4.2), observe la couronne, la région de transition et la photosphère. Pour la couronne et la région de transition, trois des quatre télescopes de cet imageur permettent de fournir des images dans 7 bandes dans l'EUV centrées sur : 94 Å (Fe XVIII), 131 Å (Fe VIII, XXI), 171 Å (Fe IX), 193 Å (Fe XII, XXIV), 211 Å (Fe XIV), 304 Å (He II), et 335 Å (Fe XVI). Le quatrième de ces télescopes observe le C IV (proche de 1600 Å) et le continuum proche (1700 Å), et possède également un filtre qui permet d'observer le visible (4500 Å) afin de co-aligner les images provenant des autres télescopes. Sur la Fig. 4.3 nous pouvons voir les différentes images de la couronne (correspondant à différentes températures) obtenues grâce à AIA. Les températures correspondant à ces émissions EUV vont de 6×10^4 K à 2×10^7 K. Les images correspondant aux températures les plus chaudes montrent une couronne plus étendue et plus diffuse par rapport aux images correspondant à des températures plus froides (sauf à 94 Å où l'intensité des images est faible).

La fonction de réponse en température pour chaque bande s'étend en fait sur une large gamme de températures. Nous pouvons voir ces fonctions de réponse sur la Fig. 4.4, et constater qu'en partie ces courbes se superposent les unes aux autres. C'est pourquoi il n'est pas possible d'estimer la température exacte du plasma à

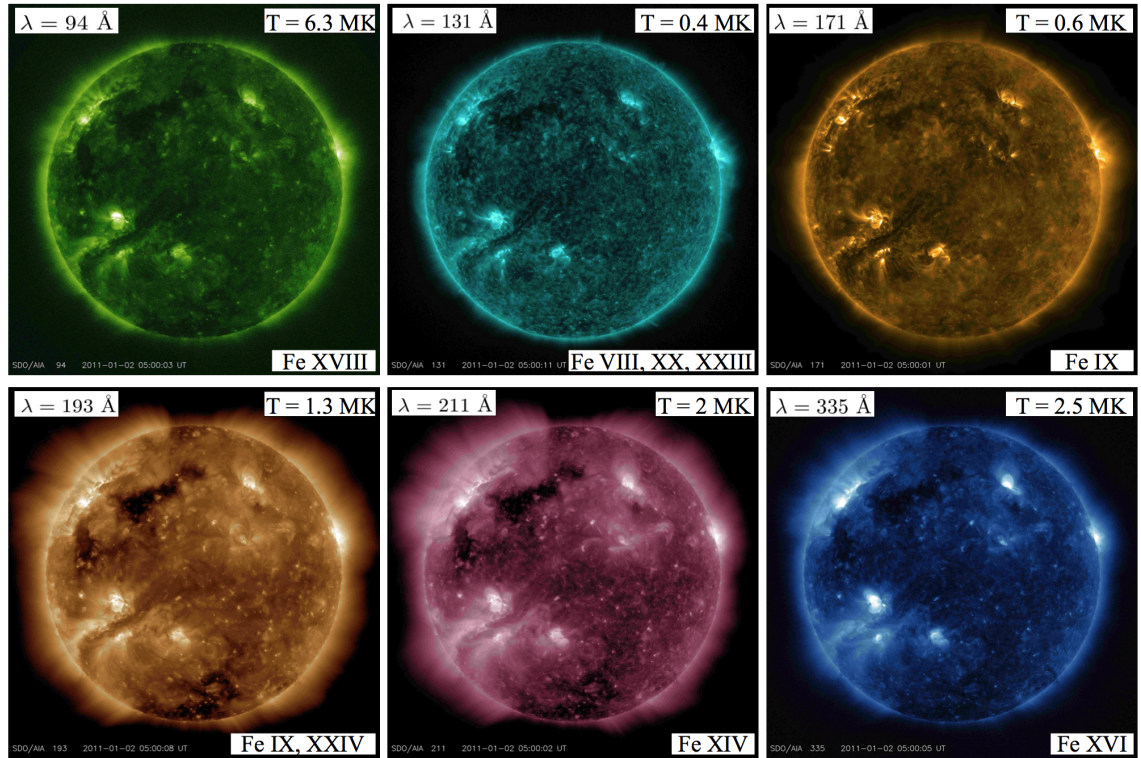


FIGURE 4.3 – Aspect de la couronne observée dans six bandes de l'instrument AIA le 02 – 01 – 2011. Les températures indiquées correspondent à des ordres de grandeurs : en réalité à chaque bande correspondent plusieurs températures de plasma (voir la Fig. 4.4). Chaque longueur d'onde permet de mieux voir certaines régions de la couronne. À 94 \AA et 131 \AA ce sont les régions où se produisent les flares qui sont visibles. À 211 et 335 \AA ce sont les régions actives qui apparaissent le mieux. À 171 \AA c'est la couronne calme et la haute région de transition qui sont mises en évidence. Et à 193 \AA c'est la couronne (1.2 MK) et le plasma très chaud (20 MK).

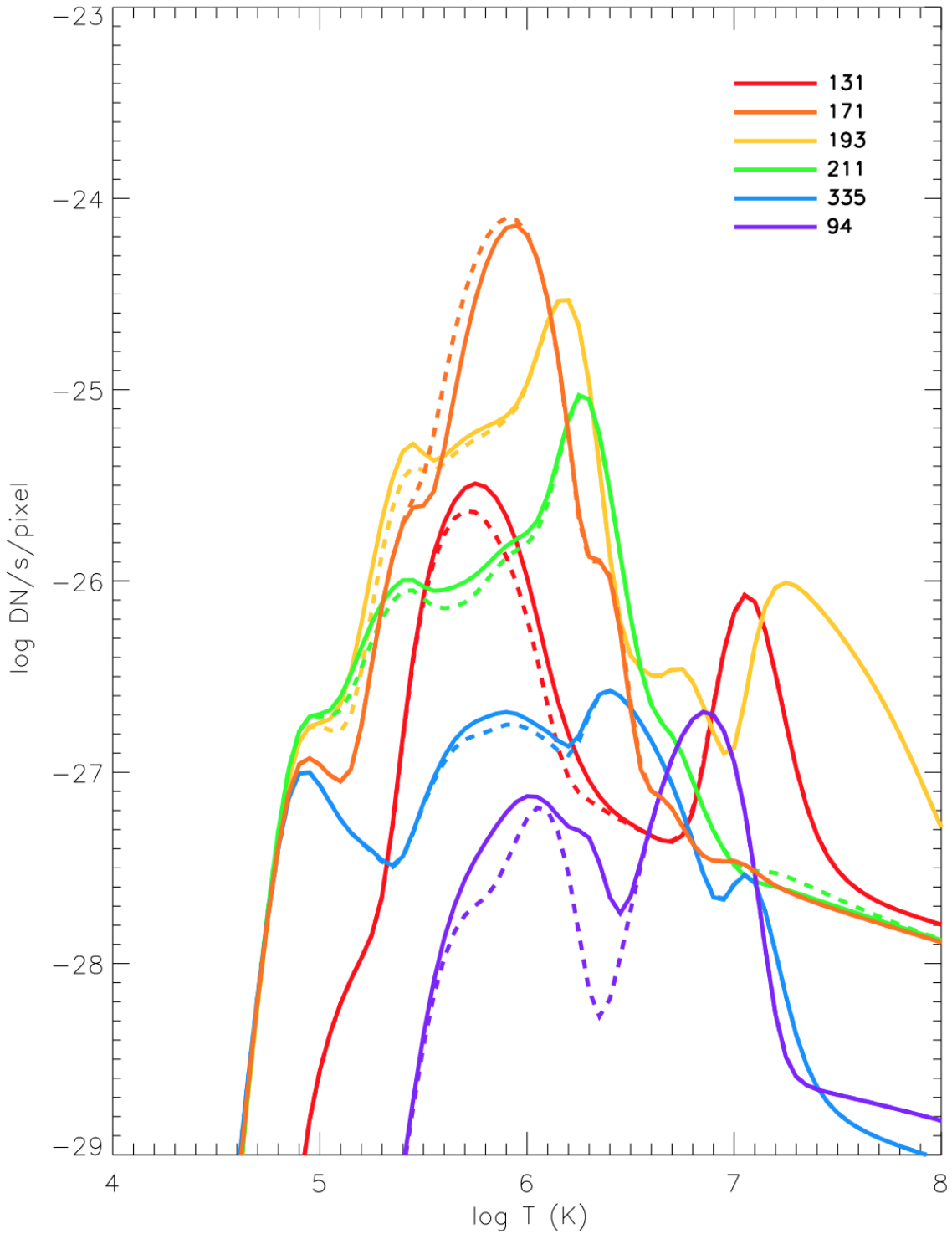


FIGURE 4.4 – Fonctions de réponse en température des six bandes coronales d’AIA. Les courbes en pointillés représentent les réponses calculées avec CHIANTI 7, et les courbes en lignes pleines correspondent à une nouvelle version des réponses en température calculées grâce à CHIANTI 7.1 par [Schmelz et al. \(2013\)](#). Les bandes sont identifiées par leur longueur d’onde centrale en angströms.

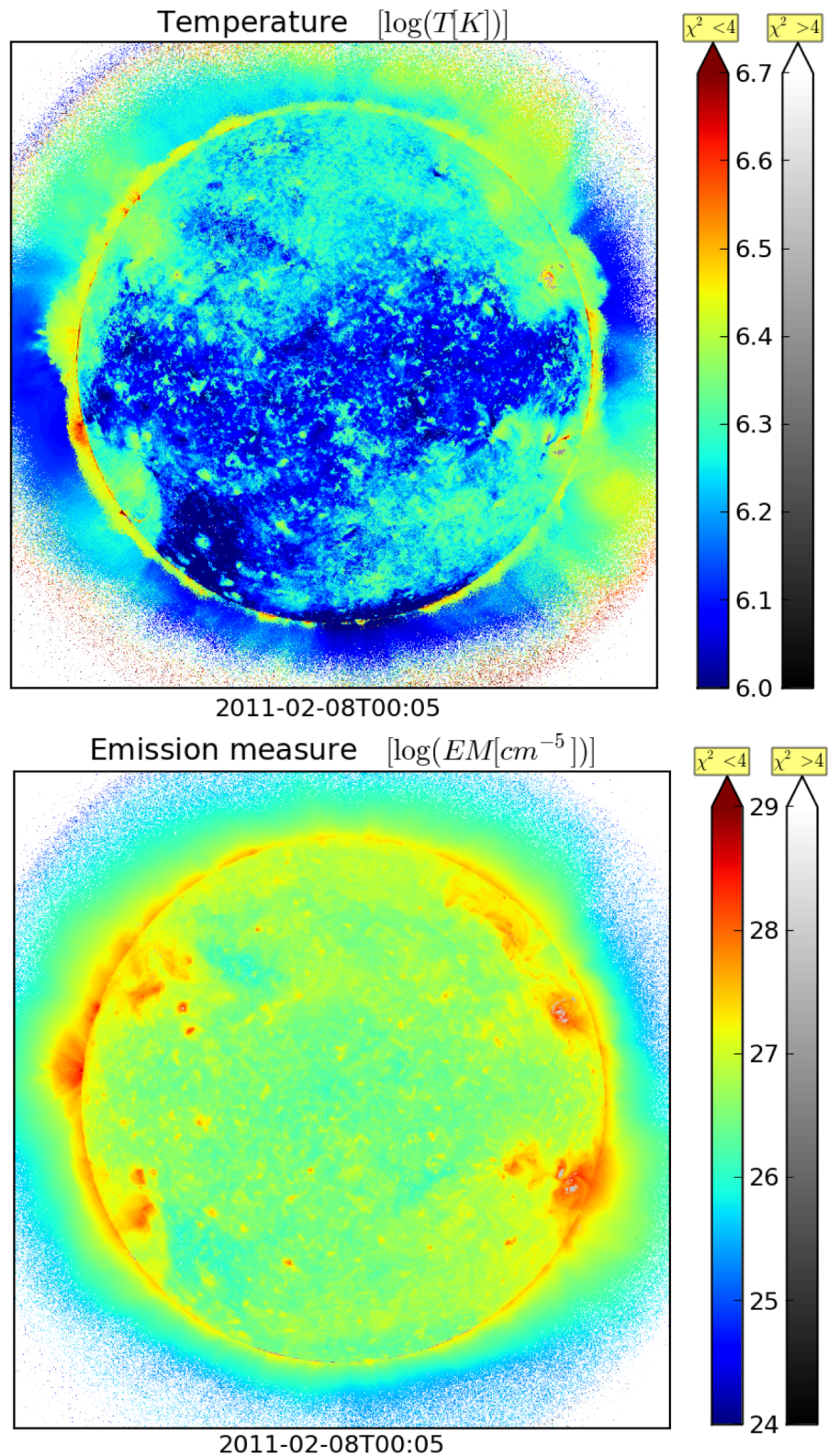


FIGURE 4.5 – Cartes de température et de mesure d'émission obtenues à partir de la reconstruction de la DEM par Guennou et al. (2012a). Elles possèdent deux échelles de couleurs, une pour les valeurs de χ^2 faibles (bonne qualité de reconstruction) et une pour les valeurs de χ^2 élevées. Ces cartes correspondent à une des dates auxquelles nous avons détecté des embrillancements (voir Chap. 5, Table. 5.1). Source : base de données GAIA-DEM ; <http://medoc-dem.ias.u-psud.fr>

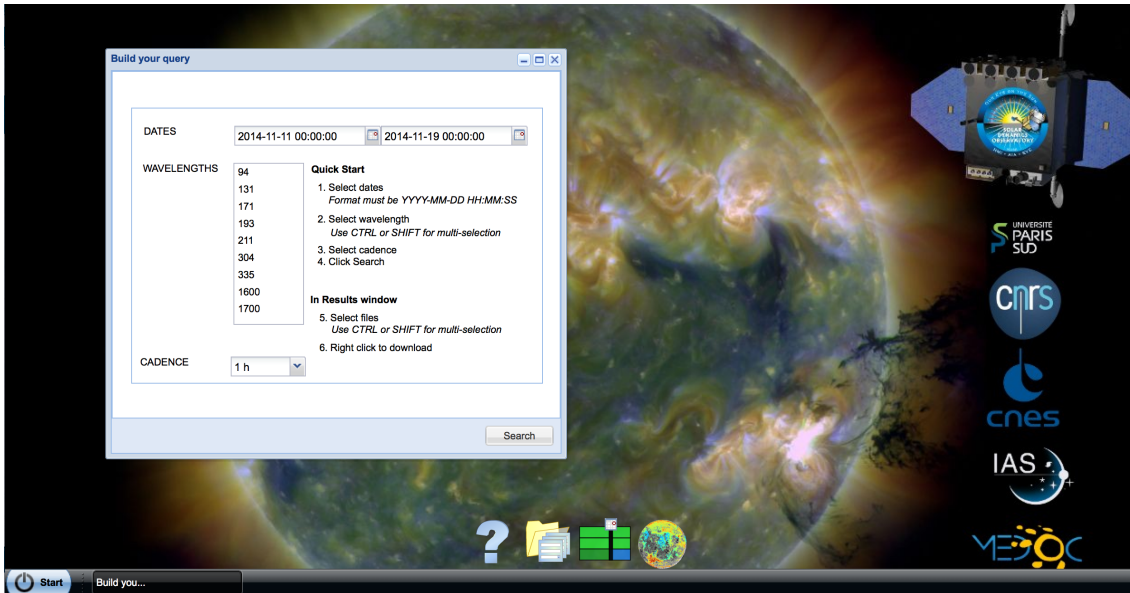


FIGURE 4.6 – Le centre MEDOC (Multi-Experiment Data and Operations Center) présent à l’IAS permet d’accéder aux images de l’instrument AIA (avec une cadence minimum de 1 minute). Il est aussi possible d’obtenir des cartes de diagnostics de température et de mesure d’émission de la couronne grâce à une interface similaire.

partir d’une seule bande.

Les observations d’AIA sont faites à une cadence de 12 secondes (75 fois plus rapide qu’EIT). Les images possèdent un champ de vue de 41×41 minutes d’arc (c’est à dire un peu moins de $0.5 R_{\odot}$ au dessus du limbe) et une taille de 4096×4096 pixels. La taille du pixel est de 0.6 seconde d’arc (435 km au centre disque ; à cause des effets de projection un pixel couvre plus de surface sur les bords qu’au centre du disque lorsqu’on projette le pixel sur une sphère) et la résolution d’environ 1 seconde d’arc (la résolution spatiale est augmentée d’un facteur 5 par rapport à EIT). La grande résolution spatiale et temporelle d’AIA engendre un flux de données important de 2 téraoctets par jour. Les données d’AIA permettent d’étudier la couronne de façon encore plus détaillée qu’avec l’instrument EIT ; ces données permettent d’accéder à des événements plus petits avec des durées de vie beaucoup plus courtes. AIA permet aussi d’étudier la couronne de façon globale, grâce à son champ de vue (qui couvre tout le disque) et à son observation continue de la couronne.

Distribution des données AIA. Les données brutes de l’instrument AIA sont envoyés du satellite SDO au JSOC (Joint Science Operations Center) à Stanford (USA), où elles sont traitées et mises en forme pour donner des fichier FITS (Flexible Image Transport System) de niveau 0. Ensuite les pixels sont calibrés pour corriger : les rayons cosmiques, le courant d’obscurité, le bruit de lecture, l’offset de la caméra CCD, le flat-field (pour prendre en compte les différences de gains au sein du CCD) et sont ainsi mises au niveau 1. Les fichiers FITS contiennent la position et les valeurs des pixels qui ont été corrigés (spikes files). Ensuite les images sont co-alignées (elles sont recentrées et subissent des rotations) pour atteindre le niveau 1.5. Les images

sont au niveau 1.6 quand les pixels ont subis une correction tenant compte de la PSF.

L'IAS dispose d'une base de données dans laquelle les images au niveau 1 de l'instrument AIA sont accessibles dans toutes les longueurs d'ondes en UV et EUV. L'instrument AIA prend des images du Soleil toutes les 12 secondes, mais à l'IAS les images sont disponibles à une cadence minimum de 1 minute depuis le début de la mission scientifique (13/05/2010). Ainsi notre code de détection lit directement les images dans cette base de données. Cette base de données s'appelle « Data Records Management System » (DRMS), et elle est présente au « Multi-Experiment Data and Operations Center » (MEDOC) à l'IAS (http://medoc-sdo.ias.u-psud.fr/sitools/client-user/IAS_SDO_DATA/project-index.html, voir la Fig. 4.6). L'interface SiTools, développée par le CNES, permet ensuite à l'utilisateur de choisir la date de début, la date de fin, la longueur d'onde (94, 131, 171, 193, 211, 304, 335, 1600 et 1700 Å) de la période d'observation. SiTools fournit également des web services qui permettent d'accéder à la base données à partir d'IDL et de Python.

Inversion de la DEM à partir des données AIA. Grâce à ces observations dans plusieurs longueurs d'onde EUV, les données AIA permettent de faire des reconstructions de la DEM (Differential Emission Measure) du plasma de la couronne (voir la Sec. 4.1). La DEM fournit des informations sur la quantité de matière émettrice le long de la ligne de visée (voir Eq. 4.13). Elle permet de quantifier dans quel intervalle de température émet le matériau observé. Par contre, elle ne fournit pas d'information spatiale, c'est à dire sur l'altitude à laquelle se trouve la structure étudiée. Pour parvenir à faire les reconstructions que nous utiliserons (Guennou et al., 2012a), il faut cependant faire quelques hypothèses. Il faut tout d'abord considérer un modèle pour la fonction $DEM(T_e)$; le modèle choisi ici est un modèle gaussien dont les paramètres sont l'EM (intégrale de la DEM), la température centrale de la DEM, et sa largeur en température. Cela veut dire que le plasma est distribué autour d'une température centrale avec une largeur égale à l'écart type de la gaussienne. Le plasma observé sur la ligne de visée peut être composé de plusieurs températures, et pourrait correspondre à des structures aux propriétés physiques différentes. Une base de donnée de physique atomique comme CHIANTI permet d'obtenir les fonctions de réponse en température des six bandes coronales de l'instrument AIA (Fig. 4.4).

Dans chaque pixel d'une image, la méthode de reconstruction consiste à comparer des intensités théoriques (obtenues avec un modèle de DEM gaussien) avec les intensités observées. La DEM est déterminée grâce à une minimisation des moindres carrés en comparant les intensités observées avec les intensités théoriques. En répétant cette opération un grand nombre de fois, cela permet de calculer les probabilités associées aux différentes solutions trouvées, et donc de rechercher la solution la plus probable pour la DEM. La méthode utilisée pour faire ces reconstructions de DEM est expliquée en détail dans les articles de Guennou et al. (2012a,b). Les cartes de températures et de densité correspondent aux paramètres obtenues à partir de l'inversion de la DEM avec le modèle de DEM gaussien (Fig. 4.5).

5 Méthode de détection des embrillancements coronaux

Nous avons utilisé des images provenant de l'instrument AIA (Atmospheric Imaging Assembly) embarqué à bord du satellite SDO (Solar Dynamics Observatory), décrit à la Sec. 4.3, pour détecter des petits embrillancements dans la couronne.

Grâce à cet instrument, nous avons accès à une bonne résolution temporelle et spatiale, qui va nous permettre de détecter des événements de courte durée de vie (de l'ordre de la minute) et de petite taille (de l'ordre du mégamètre). Cela va considérablement augmenter le nombre de détections (par rapport aux études précédentes) et va nous permettre d'avoir des statistiques plus précises sur ces événements, notamment les plus petits. De plus, les différentes bandes d'AIA vont nous permettre d'estimer leur énergie, et donc de mieux contraindre leurs contributions énergétiques dans le chauffage de la couronne.

5.1 Utilisation des données SDO/AIA

Lecture et sélection des données. Pour détecter les embrillancements dans la couronne, nous avons utilisé les images d'AIA dans cinq bandes différentes : 131, 171, 193, 211 et 335 Å. Nous n'avons pas utilisé la bande à 94 Å car le rapport signal sur bruit était trop faible (intensité la plus faible par rapport aux autres bandes, voir Fig. 5.9). Pour obtenir ces images, nous avons utilisé le système « Data Records Management System » (DRMS) présent à « Multi-Experiment Data and Operations Center » (MEDOC) disponible à l'IAS (Sec. 4.3). Nous avons sélectionné deux périodes d'observation correspondant à une période calme et à une période active du Soleil. Ces périodes sont présentées dans la Table 5.1. Chaque période s'étend sur une durée de 24 heures avec une cadence de 2 minutes (720 images pour chaque période d'observation).

Prise en compte de la qualité des images. Dans une bande spectrale donnée, certaines images sont de mauvaise qualité (problème ou vérification des instruments, recentrage du champ de vue...). Elles sont repérées par le mot-clé « QUALITY » dans les en-têtes des fichiers FITS. Ce mot-clé prend la valeur 0 si l'image est bonne, sinon chaque bit indique un type de problème donné. Nous voulons retirer du cube de données les images de mauvaise qualité, tout en maintenant les cubes de données alignés temporellement dans les cinq bandes, avec le même nombre d'images dans

chaque bande. Pour cela nous avons fait une interpolation linéaire lorsqu'il manquait une image à un endroit donné afin de recréer une nouvelle image à la place d'une image de mauvaise qualité. Nous avons vérifié au préalable qu'il n'y avait pas deux images consécutives (ou plus) de mauvaise qualité dans les cubes de données aux dates que nous avons choisies.

TABLE 5.1 – Périodes d'observations et leurs caractéristiques.

Indice	Début de la période	Durée	Cadence	Caractéristiques du Soleil
1	2011-02-08T00 :00 :00UT	24 hr	2 min	Soleil calme
2	2011-11-07T20 :00 :00UT	24 hr	2 min	Soleil actif

Transformation en coordonnées Carrington compensées de la rotation différentielle. Afin de suivre les structures de la couronne avec la rotation solaire, nous utilisons les coordonnées héliographiques Carrington, telles que définies par [Thompson \(2006\)](#). Pour suivre plus précisément la rotation du Soleil, nous avons défini un temps de référence t_{ref} correspondant au milieu de la durée d'observation. Nous avons choisi un champ de vue correspondant à $\Delta\phi \times \Delta\theta = 45^\circ \times 45^\circ$, centré en latitude (θ) sur l'équateur solaire et en longitude (ϕ) sur le méridien central au temps de référence (t_{ref}), c'est-à-dire sur une latitude égale à 0° et une longitude égale à la longitude Carrington de l'observateur ϕ_{obs} à l'instant t_{ref} . Nous pouvons obtenir la valeur de ϕ_{obs} grâce au mot-clé « CRLN_OBS » dans l'en-tête de l'image correspondant au temps de référence t_{ref} . Nous avons de plus corrigé ces coordonnées Carrington pour compenser l'effet de la rotation différentielle. Pour transformer les coordonnées (i_C, j_C) des pixels dans une image en coordonnées Carrington avec compensation de la rotation différentielle vers les coordonnées (i, j) des images SDO/AIA, on calcule successivement :

- Les coordonnées Carrington « compensées » (c'est-à-dire avec compensation de la rotation différentielle) :

$$\begin{cases} \phi_0 = i_C \delta\phi + (\phi_{obs}(t_{ref}) - \Delta\phi/2) \\ \theta_0 = j_C \delta\theta + \Delta\theta/2 \end{cases} \quad (5.1)$$

où $\delta\phi$ et $\delta\theta$ sont les tailles des pixels en longitude et latitude.

- Les coordonnées Stonyhurst (coordonnées héliographiques où l'origine est définie par l'équateur solaire et par la direction Soleil-Terre) :

$$\begin{cases} \phi = \phi_0 + (t - t_{ref})(a + b \sin^2 \theta_0 + c \sin^4 \theta_0) - \phi_{obs} \\ \theta = \theta_0 \end{cases} \quad (5.2)$$

où ϕ_{obs} est la longitude Carrington de l'observateur au temps de référence t_{ref} , et (a, b, c) sont les coefficients de la rotation solide et différentielle, obtenus à partir de l'observation de petites structures en UV (à 195 \AA) par [Hortin \(2003\)](#).

- Les coordonnées cartésiennes correspondant à un point ayant ces coor-

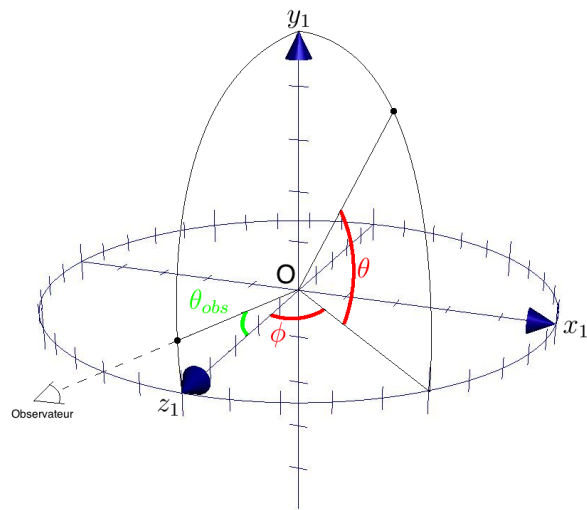


FIGURE 5.1 – L’observateur (le satellite SDO au voisinage de la Terre) n’est pas dans le plan équatorial solaire (le pôle nord solaire est soit dirigé un peu vers l’avant soit dirigé un peu vers l’arrière par rapport au plan du ciel), il est décalé d’un angle θ_{obs} . Mais l’observateur est placé dans le plan (O, y_1, z_1) .

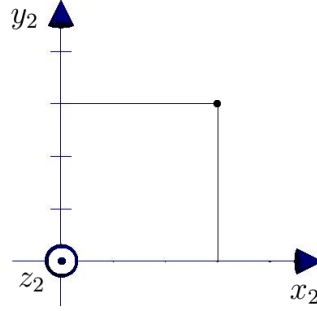


FIGURE 5.2 – Une fois l’angle θ_{obs} pris en compte, l’axe qui passe par le centre du Soleil et par le pôle nord solaire appartient au plan $(0, x_2, y_2)$.

données (d’axe polaire y) sur une sphère de rayon 1 (voir Fig. 5.1) :

$$\begin{cases} x_1 = \cos \theta \sin \phi \\ y_1 = \sin \theta \\ z_1 = \cos \theta \cos \phi \end{cases} \quad (5.3)$$

- Les coordonnées cartésiennes dans le plan du ciel (axe y_2 aligné avec la projection de l’axe des pôles sur le plan du ciel et axe z_2 dirigé vers l’observateur), obtenues par une rotation autour de l’axe des x d’un angle égal à la latitude Carrington de l’observateur θ_{obs} (mot-clé CRLT_OBS), voir la Fig. 5.2 :

$$\begin{cases} x_2 = x_1 \\ y_2 = y_1 \cos \theta_{obs} - z_1 \sin \theta_{obs} \\ z_2 = z_1 \cos \theta_{obs} + y_1 \sin \theta_{obs} \end{cases} \quad (5.4)$$

La coordonnée z_2 (perpendiculaire au plan du ciel) peut à partir de maintenant être écartée.

- Les coordonnées cartésiennes d’axes alignés avec ceux de l’image sont obtenues en prenant en compte l’angle de roulis de l’instrument α (mot-clé CROTA2) par une rotation autour de l’axe z_2 (voir la Fig. 5.3) :

$$\begin{cases} x_3 = x_2 \cos \alpha - y_2 \sin \alpha \\ y_3 = x_2 \sin \alpha + y_2 \cos \alpha \end{cases} \quad (5.5)$$

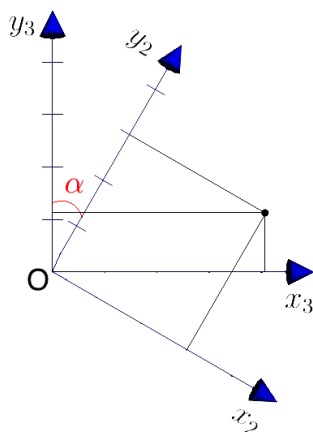


FIGURE 5.3 – Le changement de coordonnées de $(0, x_2, y_2)$ à $(0, x_3, y_3)$ permet de corriger de l'angle de roulis de l'instrument α et d'avoir l'axe du pôle nord solaire correspondant à l'axe $(0y_3)$.

- Nous obtenons enfin les coordonnées en pixels sur l'image originale de SDO/AIA par :

$$\begin{cases} i = R_{\odot} x_3 + i_r \\ j = R_{\odot} y_3 + j_r \end{cases} \quad (5.6)$$

où R_{\odot} est le rayon solaire en pixels (mot-clé `R_SUN` des fichiers FITS) et (i_r, j_r) est la position du centre du disque solaire sur l'image (les mots-clés `CRPIX1` et `CRPIX2` dans les fichiers FITS, étant donné que `CRVAL1` = 0 et `CRVAL2` = 0 dans les images de niveau 1 SDO/AIA : le pixel de référence est le centre du disque).

Nous avons choisi une taille de pixel $\delta\phi = \delta\theta \approx 0.0277^\circ$ en longitude et latitude Carrington (environ 340 km à l'équateur solaire), et nous avons obtenu des images de 1626 pixels \times 1626 pixels pour notre champ de vue ($\Delta\phi = \Delta\theta = 45^\circ$).

En général, les coordonnées (i, j) dans l'image originale ainsi calculées ne sont pas des nombres entiers. La valeur d'intensité de chaque pixel dans les images en coordonnées Carrington (compensées i_C, j_C) est donc obtenue en utilisant une interpolation bilinéaire des intensités des quatre plus proches voisins de (i, j) dans l'image SDO/AIA. Les intensités dans les images (en unités arbitraires des images SDO/AIA) sont ensuite normalisées par le temps d'exposition en secondes.

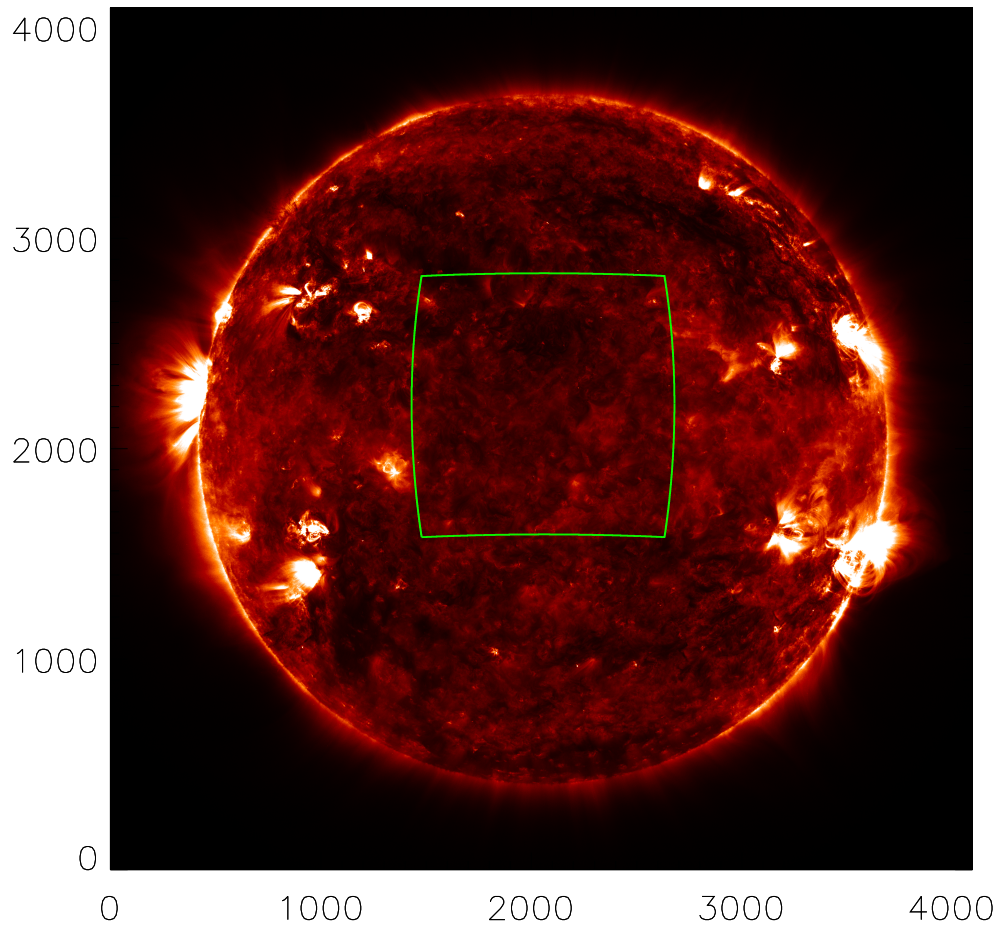


FIGURE 5.4 – Image AIA/SDO à 171 \AA le 2011-02-08T12:00UT. L'image a une taille de 4096×4096 pixels, où les valeurs des pixels sont indiquées sur les axes. Le champ de vue (contour en vert) centré sur l'équateur solaire est un peu décalé vers le haut du Soleil, car l'observateur n'est pas dans le plan de l'équateur du Soleil (le pôle nord est dirigé en haut et vers l'arrière de l'image).

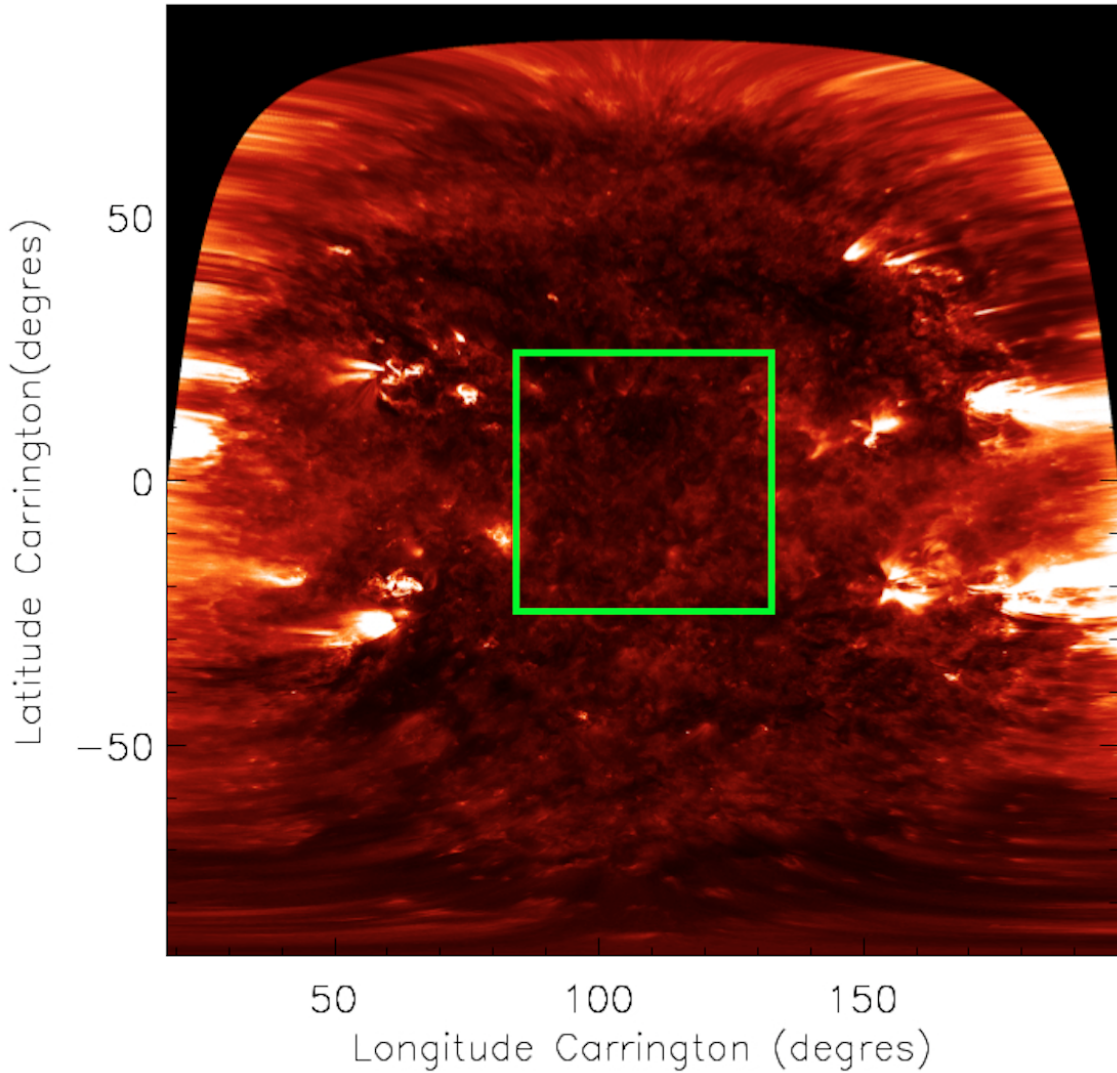


FIGURE 5.5 – Le champ de vue sélectionné de $45^\circ \times 45^\circ$ est représenté par un carré vert, superposé sur l'image Carrington à 171 Å le 2011-02-08T12:00UT.

5.2 Détection des embrillancements

Pour détecter les embrillancements, nous utilisons le cube de données en coordonnées Carrington compensées de la rotation différentielle obtenu à la Sec. 5.1, dont les pixels ont comme indice (i_C, j_C, k) , k étant l'indice temporel. Pour chaque pixel (i_C, j_C) des images Carrington, nous calculons un seuil $\tau(i_C, j_C)$ défini comme la moyenne temporelle de l'intensité du pixel sur toute la durée de l'observation, plus deux fois son écart-type. La valeur du seuil est ainsi différente pour chaque pixel, et alors il est possible de détecter des petits embrillancements dans différentes régions du Soleil simultanément même si elles ont des intensités de fond différentes : nous pouvons détecter des embrillancements aussi bien dans le Soleil calme que dans le Soleil actif. Les pixels (i_C, j_C, k) du cube de données qui sont au dessus du seuil $\tau(i_C, j_C)$ sont regroupés en ensemble connexes, en considérant les 26 plus proches

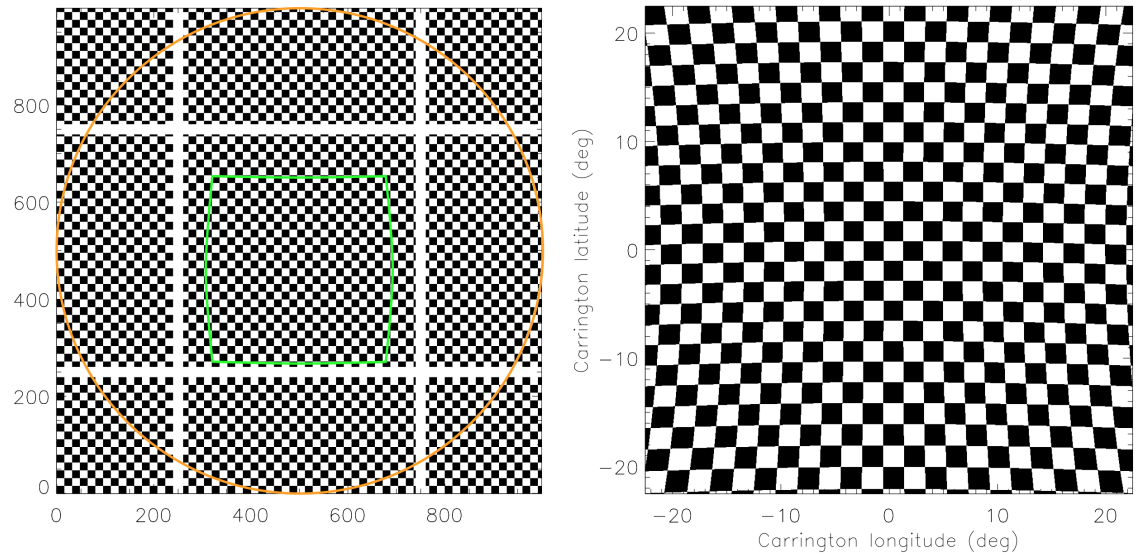


FIGURE 5.6 – **À gauche** : image test avec un damier (les axes sont exprimés en pixels), correspondant à un « Soleil » observé avec $\phi_{\text{obs}} = 0^\circ$, $\theta_{\text{obs}} = 5^\circ$, $\alpha = 0^\circ$, $R_{\odot} = 1000$ pixels et avec un champ de vue (en vert) de taille $\Delta\theta = \Delta\phi = 45^\circ$. **À droite** : image du damier dans le champ de vue projeté en coordonnées Carrington avec une taille de pixel $\delta\theta = \delta\phi = 0.0277^\circ$.

voisins de chaque pixel. Un événement d’embrillancement est alors défini comme étant un tel ensemble connexe de pixels.

Avec cette méthode, nous avons observé un biais dans les détections des événements : par exemple, de nombreux gros événements sont détectés au début ou à la fin de l’observation. Ce biais s’explique par la variation globale de la luminosité totale de la couronne dans le champ de vue au cours des 24 heures d’observation. Cet effet génère des fausses détections, car certains pixels auront alors une valeur d’intensité supérieure à leur seuil sans pour autant qu’ils fassent partie d’un embrillancement aux petites échelles. Pour corriger cet effet de l’activité, nous avons divisé la valeur de tous les pixels par la moyenne en intensité calculée pour chaque image, lissée sur une échelle de temps de 4 heures (pour éviter de prendre en compte dans l’activité globale les petites variations temporelles) et normalisée à 1 (on divise par la moyenne de cette série temporelle). En corrigeant ainsi l’effet d’activité globale, le biais que nous avons remarqué est supprimé.

5.3 Propriété des embrillancements

Pour chaque événement d’embrillancement que nous détectons, nous calculons différents paramètres, dans un premier temps bande par bande : la durée de vie, l’aire et l’intensité en fonction du temps. Nous allons étudier les statistiques de ces paramètres, et nous allons ensuite calculer les énergies des événements.

Pour définir la durée d’un événement, nous commençons par définir l’instant initial d’un événement en retranchant la moitié de la cadence d’observation (soit 1

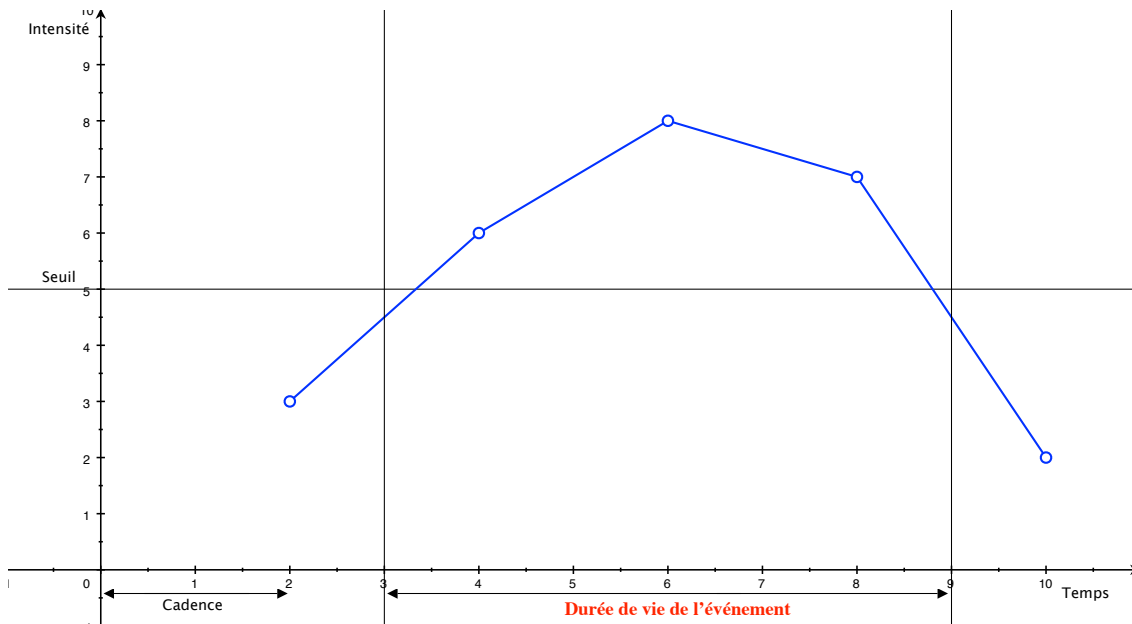


FIGURE 5.7 – Exemple de détermination de la durée de vie d'un événement (pour la simplicité de la figure, cet événement a une taille de 1 pixel). En bleu : intensité du pixel au cours du temps, avec une cadence de 2 unités de temps. Il y a trois points au dessus du seuil en intensité. Pour trouver l'instant initial, on prend le premier point au dessus du seuil ($t = 4$) auquel on soustrait une demi-cadence. Donc l'instant initial est $t = 3$. Pour trouver l'instant final, on prend le dernier point au dessus du seuil ($t = 8$) auquel on ajoute une demi-cadence. Donc l'instant final est $t = 9$. Nous déduisons ainsi la durée de vie : différence entre l'instant final et l'instant initial (indiqué en rouge sur le graphique).

minute) à l'instant de la première détection d'un pixel dans cet événement. De même, pour définir l'instant final, nous prenons l'instant de la dernière détection d'un pixel dans cet événement et nous ajoutons une demi-cadence. La durée d'un événement correspond alors à la différence de temps entre l'instant final et l'instant initial de l'événement, comme sur la Fig. 5.7.

Pour calculer les aires, nous avons pris en compte la dilatation des structures solaires sur les bords du champ de vue par rapport au centre du disque causée par la transformation en coordonnées Carrington. Cette dilatation, ainsi que la déformation également causée par cette projection peuvent être vues sur la Fig. 5.6. La dilatation des pixels dépend du temps en raison de la rotation du Soleil.

Nous définissons le facteur de dilatation d par le nombre de pixels dans l'image AIA correspondant à un pixel de l'image en coordonnées Carrington compensées. l'aire sur le plan du ciel correspondant à un pixel dans l'image Carrington est

$$A_{\text{pC}}(i_C, j_C, t_k) = A_{\text{pA}} d(i_C, j_C, t_k) \quad (5.7)$$

L'indice pC fait référence à un pixel en coordonnées Carrington et l'indice pA fait référence à un pixel sur l'image provenant de l'instrument AIA. Étant donnée la taille d'un pixel AIA, on a $A_{\text{pA}} = 0.19 \text{ Mm}^2$. Ce facteur de dilatation d est obtenu à partir du déterminant de la Jacobienne définie par la composition des fonctions définies par les Eqs. (5.1) à (5.6), qui peut être calculé à partir du produit de la Jacobienne de chacune de ces fonctions :

$$d(i_C, j_C, t) = \begin{vmatrix} \partial i / \partial i_C & \partial i / \partial j_C \\ \partial j / \partial i_C & \partial j / \partial j_C \end{vmatrix} \quad (5.8)$$

$$= \delta\phi \delta\theta R_{\odot}^2 (\cos\theta(i_C, j_C, t) \sin\theta(i_C, j_C, t) \sin\theta_{\text{obs}} + \cos\phi(i_C, j_C, t) \cos^2\theta(i_C, j_C, t) \cos\theta_{\text{obs}}) \quad (5.9)$$

avec $\theta(i_C, j_C, t)$ et $\phi(i_C, j_C, t)$ définis par les Eqs. (5.1)-(5.2).

Nous pouvons remarquer que la rotation différentielle (une transformation qui correspond à un cisaillement en coordonnées Carrington) et l'angle de roulis α de l'instrument (correspondant à la rotation de l'image) n'ont pas d'impact sur ce facteur de dilatation d . En comparant les aires de surfaces de tests (aires calculées numériquement en nombre de pixels) transformées en coordonnées Carrington aux aires théoriques obtenues par le calcul du facteur de dilatation, nous avons vérifié que les erreurs (causées par les arrondis des coordonnées des pixels projetés) étaient inférieures à 1% sur tout le champ de vue.

L'aire d'un événement à un temps donné t_k , calculée en nombre de pixels dans l'image SDO/AIA est alors

$$A_{\text{event}}(t_k) = \sum_{(i_C, j_C, k) \in \text{event}} d(i_C, j_C, t_k) \quad (5.10)$$

Comme les images Carrington sont obtenues par interpolation des images originales,

nous prenons en compte le facteur de dilatation de l'aire de chaque pixel pour calculer l'intensité totale de l'événement à un instant donné t_k :

$$I_{\text{event}}(t_k) = \sum_{(i_C, j_C, k) \in \text{event}} I(i_C, j, t_k) d(i_C, j_C, t_k) \quad (5.11)$$

5.4 Estimation du bruit et seuils de détection

Pour éliminer les fausses détections dues au bruit, nous retirons les groupes de pixels qui ont un volume (nombre total de pixels dans les images SDO/AIA, c'est-à-dire la somme des $A_{\text{event}}(t_k)$ sur toute la durée de l'événement) plus petit ou égal à 10 pixels. Ce seuil est choisi de manière à ce qu'il corresponde au volume où le nombre de détections dans un cube de données de bruit de Poisson de même moyenne en intensité que les images SDO/AIA à 131 Å (la bande utilisée ayant le moins de signal) devient inférieur à 10% du nombre de détections du cube de données de SDO/AIA (voir la Fig. 5.8).

Nous avons aussi retiré les événements détectés sur une seule image (de durée égale à la cadence d'observation), car ces événements pourraient correspondre à l'impact de rayons cosmiques sur les détecteurs de AIA.

5.5 Combinaison des événements détectés dans les cinq bandes

Comme nous voulons obtenir un ensemble unique d'événements pour calculer leurs énergies, nous combinons les événements détectés dans différentes bandes. Pour cela, nous sélectionnons tous les pixels appartenant aux événements détectés dans au moins deux bandes (nous en faisons une union conditionnelle), et nous définissons les « événements combinés » comme des groupes de pixels connexes dans ce nouvel ensemble de pixels.

Nous avons calculé la durée et l'aire de ces nouveaux événements en fonction du temps, de la même façon que nous l'avons fait dans la Sec. 5.3 pour les événements détectés dans chaque bande. Remarquons que nous ne pouvons plus parler d'intensité (pour ces événements combinés) car les intensités moyennes sont très différentes dans les cinq bandes utilisées, comme nous pouvons le voir sur la Fig. 5.9.

Nous avons aussi ré-appliqué les critères de volume et de durée sur nos événements combinés (voir Sec. 5.4), car il est possible qu'un événement combiné soit plus petit ou de plus courte durée que chaque événement pris séparément dans les bandes différentes. Ainsi, après application de ces seuils, tous les événements combinés ont un volume supérieur à 10 pixels d'image AIA et une durée de vie correspondant au moins à deux images consécutives (240 secondes).

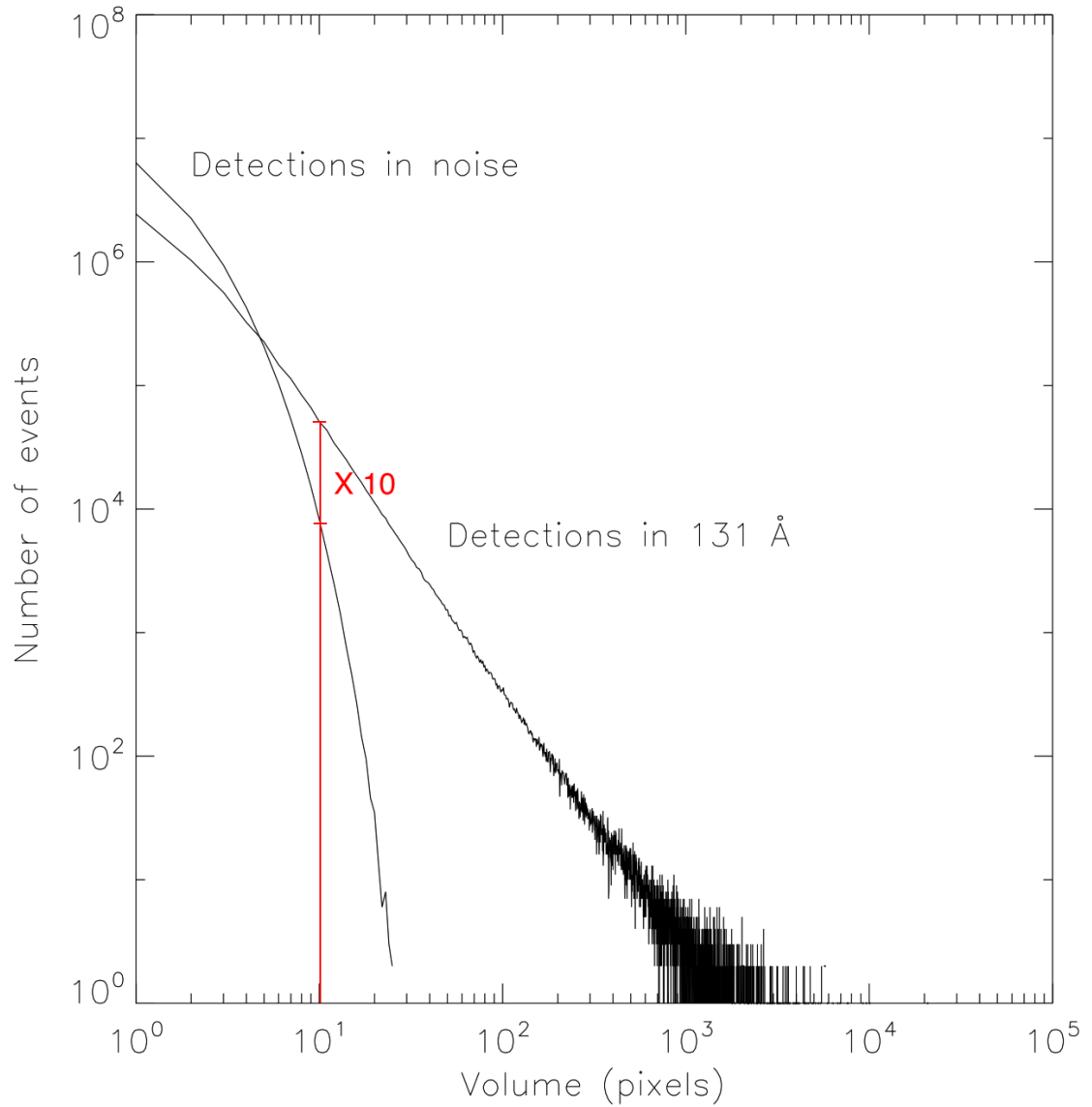


FIGURE 5.8 – Nombre d'événements détectés dans un cube de données dans la bande à 131 Å et dans un cube équivalent de bruit de Poisson (de même taille et de même moyenne) en fonction du volume de l'événement en nombre de pixels. Le nombre de détections dans le cube de bruit devient inférieur à 10% du nombre de détection dans les données à partir d'un volume de 10 pixels : ce volume sera utilisé comme seuil.

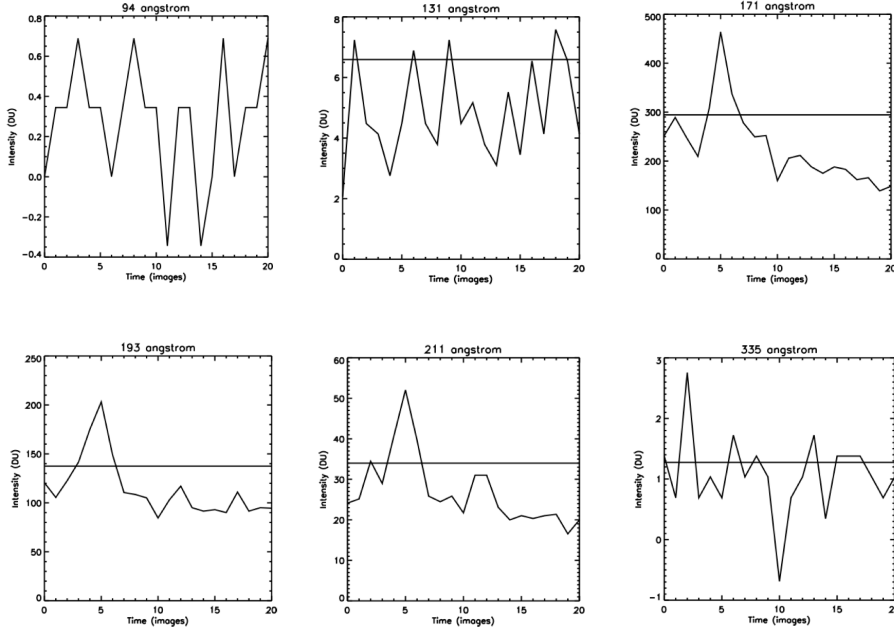


FIGURE 5.9 – Intensité en unités des données, dans les six bandes coronales d’AIA, pour un pixel donné sur une durée de 40 min contenant des événements. Les lignes horizontales représentent les seuils dans chaque bande, calculés sur 24 h.

5.6 Estimation des énergies

Pour estimer les différentes énergies associées aux événements, nous avons utilisé des cartes de température et de mesure d’émission. Ces cartes ont été produites par Chloé Guennou aux mêmes dates d’observations que les périodes choisies pour les détections et avec la même cadence (2 minutes), en utilisant un modèle dans lequel la DEM est une gaussienne en fonction de $\log(T)$ (Guennou et al., 2012a), voir Sec. 4.3. De plus, nous avons aussi transformé ces cartes en coordonnées Carrington afin de les aligner avec le cube de données AIA. Ainsi, à chaque pixel (i_C, j_C, k) de notre cube Carrington utilisé pour faire les détections, nous pouvons associer un pixel sur une carte de température et de mesure d’émission, donc une valeur de température $T(i_C, j_C, k)$ et de mesure d’émission $EM(i_C, j_C, k)$. Grâce à ces valeurs, nous pouvons estimer des énergies associées aux événements détectés, comme décrit dans ce qui suit.

Énergie thermique

Pour calculer l’énergie thermique dans chaque événement en fonction du temps, nous avons d’abord besoin de la température et de la densité associées à chaque pixel. À partir de $EM(i_C, j_C, k)$, la densité a été estimée par $n_e(i_C, j_C, t) = \sqrt{EM(i_C, j_C, t)/(qh(t))}$, en supposant que l’événement à une hauteur h et un facteur de remplissage $q = \frac{\langle n^2 \rangle}{\langle n \rangle^2}$ (Buchlin et Vial, 2009). La valeur de h ne peut pas être connue directement à partir des observations mais peut être choisie par exemple comme fonction de la surface maximum de l’événement $A_{max} = \max_t(A_{event}(t))$. Nous avons choisi $q = 1$ et $h(t) = \sqrt{A_{max}}$, ce qui signifie que l’épaisseur de la ligne

de visée est supposée rester égale à la taille caractéristique maximale sur le plan du ciel. L'énergie thermique (en J) associée à un pixel (en coordonnées Carrington) dans l'événement est alors :

$$E_{\text{th,pC}}(i_C, j_C, k) = \frac{3}{2} k_B T(i_C, j_C, t) A_{\text{pC}}(i_C, j_C, t) \sqrt{EM(i_C, j_C, t) h q} \quad (5.12)$$

où k_B est la constante de Boltzmann.

Nous avons utilisé la même méthode pour calculer l'énergie associée aux pixels de fond, définis comme les pixels (i_C, j_C, t_b) tels que $(i_C, j_C, t_{A_{\text{max}}})$ soit inclus dans l'événement, où t_b est le temps juste avant le début de l'événement, et $t_{A_{\text{max}}}$ est le premier instant où l'événement atteint sa taille maximum. La valeur d'énergie thermique du fond par pixel $E_{\text{th,pC}}^{(bg)}$ est alors choisie comme étant la médiane des énergies thermiques ainsi associées aux pixels du fond.

Ainsi l'énergie thermique au cours du temps d'un événement, sans (E_{th}) et avec (E_{th}^*) soustraction du fond, est :

$$E_{\text{th}}(t_k) = \sum E_{\text{th,pC}}(i_C, j_C, k) \quad (5.13)$$

$$E_{\text{th}}^*(t_k) = \sum_{(i_C, j_C, k) \in \text{event}} \left(E_{\text{th,pC}}(i_C, j_C, k) - E_{\text{th,pC}}^{(bg)} \right) \quad (5.14)$$

Énergie radiative

Les pertes radiatives par unité de volume sont calculées par $n_e^2 \Lambda(T)$ où $\Lambda(T)$ est la fonction de pertes radiatives optiquement mince de [Klimchuk et al. \(2008\)](#), définie de la façon suivante :

$$\Lambda(T) = \begin{cases} 1.09 \times 10^{-31} T^2 & \text{pour } T \leq 10^{4.97} \\ 8.87 \times 10^{-17} T^{-1} & \text{pour } 10^{4.97} < T \leq 10^{5.67} \\ 1.90 \times 10^{-22} & \text{pour } 10^{5.67} < T \leq 10^{6.18} \\ 3.53 \times 10^{-13} T^{-3/2} & \text{pour } 10^{6.18} < T \leq 10^{6.55} \\ 3.46 \times 10^{-25} T^{1/3} & \text{pour } 10^{6.55} < T \leq 10^{6.90} \\ 5.49 \times 10^{-16} T^{-1} & \text{pour } 10^{6.90} < T \leq 10^{7.63} \\ 1.96 \times 10^{-27} T^{1/2} & \text{pour } 10^{7.63} < T \end{cases} \quad (5.15)$$

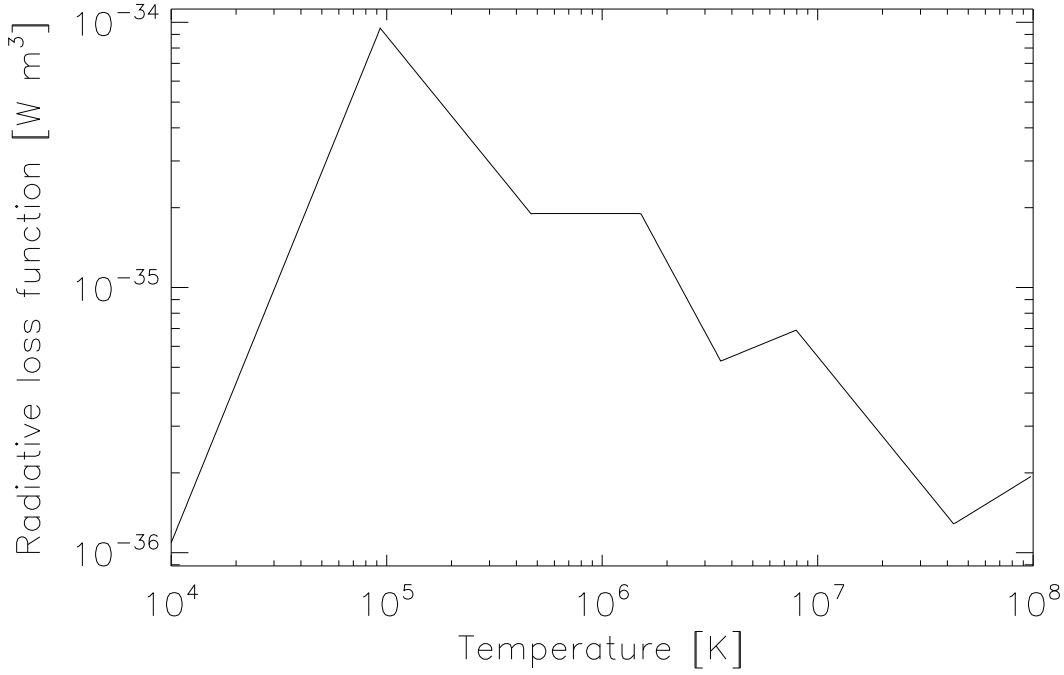


FIGURE 5.10 – Fonction de pertes radiatives $\Lambda(T)$ en fonction de la température du plasma (Eq. (5.15)).

La puissance radiative (en W) associée à un pixel sur la carte Carrington est alors :

$$P_{\text{rad,pC}}(i_C, j_C, k) = A_{\text{pC}}(i_C, j_C, k) EM(i_C, j_C, k) \Lambda(T(i_C, j_C, k)) \quad (5.16)$$

La puissance rayonnée (en W) par l'événement en fonction du temps, sans (P_{rad}) et avec (P_{rad}^*) soustraction du fond, est alors :

$$P_{\text{rad}}(t_k) = \sum_{(i_C, j_C, k) \in \text{event}} P_{\text{rad,pC}}(i_C, j_C, k) \quad (5.17)$$

$$P_{\text{rad}}^*(t_k) = \sum_{(i_C, j_C, k) \in \text{event}} \left(P_{\text{rad,pC}}(i_C, j_C, k) - P_{\text{rad,pC}}^{(\text{bg})} \right) \quad (5.18)$$

où la puissance de pertes radiatives du fond par pixel $P_{\text{rad,pC}}^{(\text{bg})}$ est la médiane des valeurs données par l'Eq. (5.16) appliquée aux pixels de fond définis dans la section précédente pour l'énergie thermique. L'énergie radiative totale E_{rad} (ou E_{rad}^* avec soustraction du fond) dans l'événement est l'intégrale de cette puissance pendant la durée de vie de l'événement.

Énergie de conduction thermique

Pour estimer l'énergie de conduction thermique, nous partons de l'expression classique du flux de chaleur par conduction dans un plasma le long d'une boucle (Spitzer et Härm, 1953) :

$$F_c = -\kappa_0 T^{5/2} \frac{\partial T}{\partial s} \quad (5.19)$$

avec $\kappa_0 = 10^{-11} \text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-7/2}$. Pour utiliser l'estimation de la puissance correspondant à ce flux, comme Klimchuk et al. (2008) pour leur modèle de boucle coronale 0D, nous supposons que notre événement correspond à une boucle cylindrique de demi longueur $L = \sqrt{A_{\text{max}}}/2$ et de rayon $r = L/a$ et avec un rapport d'aspect $a = 10$. Nous pouvons alors donner une estimation de la puissance perdue par la couronne par conduction (en W) vers la chromosphère :

$$P_{\text{cond}}(t_k) = \frac{2}{7} \pi \kappa_0 \frac{L}{a^2} T^{7/2} \quad (5.20)$$

où T est la température maximum observée dans l'événement au temps t_k . Si $T_{(\text{bg})}$ est la température médiane des pixels du fond définis de la même façon que pour l'énergie thermique, nous pouvons alors aussi définir une puissance de conduction avec soustraction du fond :

$$P_{\text{cond}}^*(t_k) = \frac{2}{7} \pi \kappa_0 \frac{L}{a^2} \left(T^{7/2} - T_{(\text{bg})}^{7/2} \right) \quad (5.21)$$

En définissant ces puissances de conduction, il faut toutefois garder à l'esprit que cette estimation repose sur des hypothèses non vérifiées (par exemple que l'événement à la géométrie d'une boucle) et des hypothèses sur les quantités nécessaires, comme la longueur L et le rapport d'aspect a . L'énergie de conduction totale E_{cond} (ou E_{cond}^* avec soustraction du fond) dans l'événement est l'intégrale de cette puissance pendant la durée de vie de l'événement.

6 Résultats : statistiques et propriétés énergétiques des embrillancements

Nous avons détecté des événements sur deux périodes (Table 5.1) correspondant au Soleil calme et au Soleil actif. Nous allons présenter ici les résultats concernant les détections des embrillancements sur ces deux périodes.

Nous verrons tout d’abord les résultats des détections de ces embrillancements (Sec. 6.1). Nous présenterons ensuite les valeurs des paramètres (surface, durée de vie et intensité) qui caractérisent nos embrillancements (Sec. 6.2) et leurs distributions. Finalement, nous étudierons les énergies des embrillancements (Sec. 6.3) en regardant leurs distributions et les contributions totales de chaque énergie, afin d’estimer leur importance dans le chauffage de la couronne. Nous évaluerons aussi les corrélations entre les énergies et différents paramètres des embrillancements (Sec. 6.4).

6.1 Résultats des détections d’embrillancements

Nombre d’événements et seuil de détection Le nombre d’événements détectés dans les 5 bandes SDO/AIA et le nombre d’événements obtenus suite à la combinaison des événements détectés dans plusieurs bandes (Sec. 5.5) sont montrés dans la Table 6.1. En extrapolant sur toute la surface du Soleil, nous trouvons environ 10 événements par seconde, cette fréquence est du même ordre de grandeur que celle trouvée par [Krucker et al. \(1997\)](#) pour les points brillants en X (20 points brillants par seconde sur toute la surface du Soleil). Nous pouvons voir sur la Fig. 6.1 deux courbes (une pour le Soleil actif et une pour le Soleil calme) qui montrent le nombre de détections effectuées avec un seuil à deux sigma en fonction des bandes utilisées. Le dernier point sur l’axe des abscisses (repéré avec le mot « combinés ») ne cor-

TABLE 6.1 – Nombre d’événements détectés dans chaque bande SDO/AIA et des événements combinés, pour chaque période d’observation (période 1 pour le Soleil calme et période 2 pour le Soleil actif).

	131	171	193	211	335	Événements combinés
Période 1	293013	82600	78358	139799	192721	63154
Période 2	204135	66448	48947	70154	192475	47158

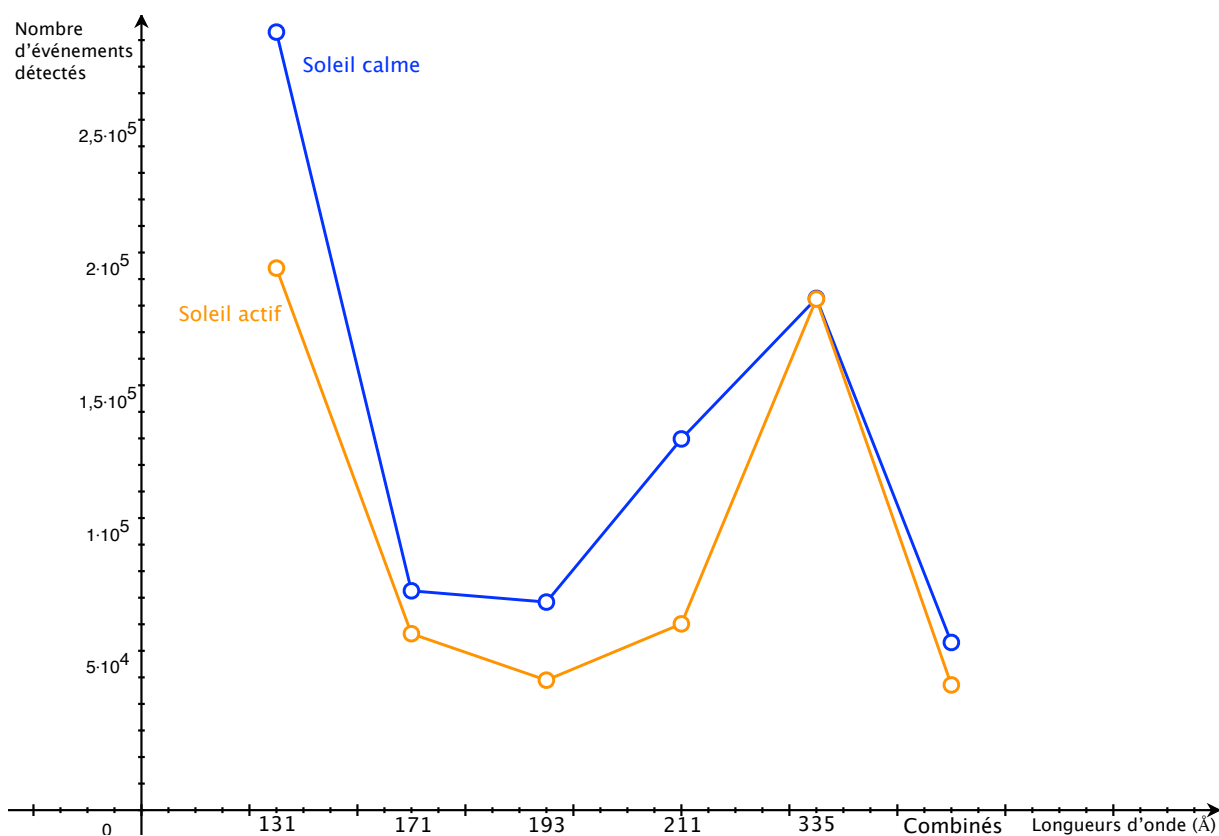


FIGURE 6.1 – Nombre de détections dans les 5 bandes AIA et d'événements combinés (Table 6.1), avec un seuil à deux sigma. La courbe bleue est pour le Soleil calme et orange pour le Soleil actif.

6.1 Résultats des détections d'embrillancements

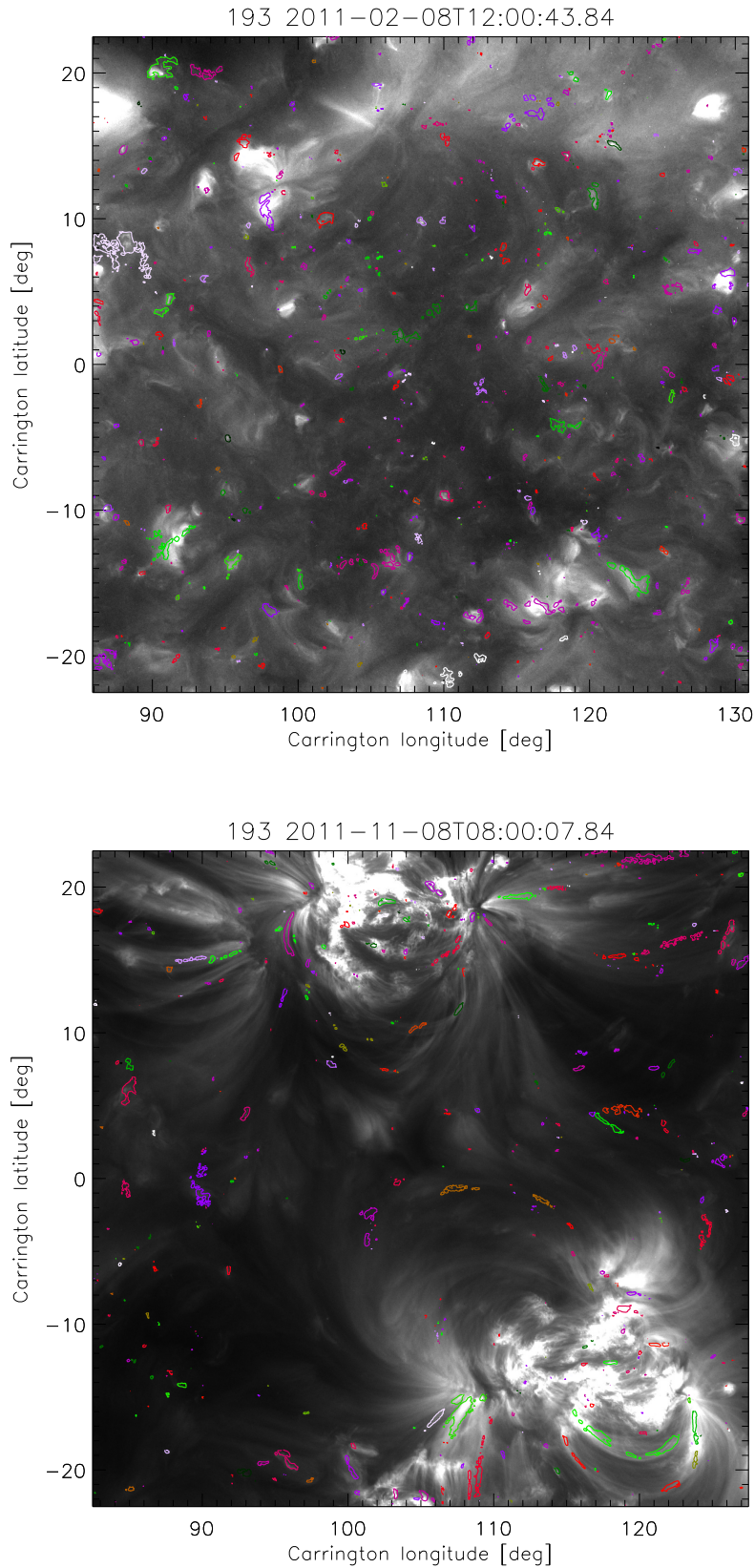


FIGURE 6.2 – Coupe des contours des événements détectés dans une image au milieu de la période 1 (Soleil calme) à gauche et 2 (Soleil actif) à droite, avec comme image de fond, l'image correspondante à 193 Å. Les différentes couleurs représentent différents événements (mais différents événements peuvent avoir la même couleur).

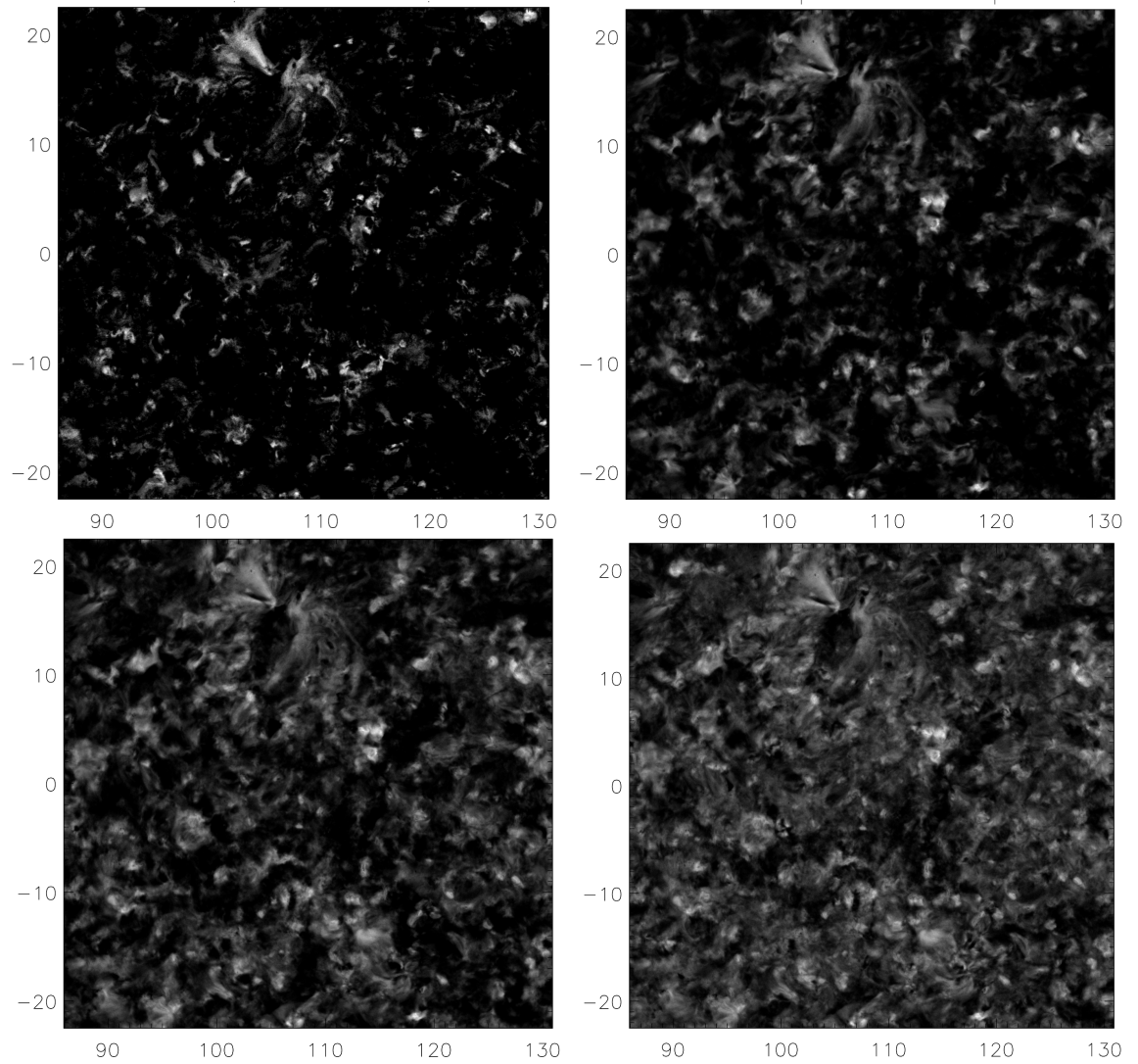


FIGURE 6.3 – De haut en bas et de gauche à droite : addition des 3, 180, 360, 540 premiers masques d'événements combinés détectés dans le cube de données de la période 1. Les axes des figures correspondent aux latitudes et longitudes exprimées en degrés.

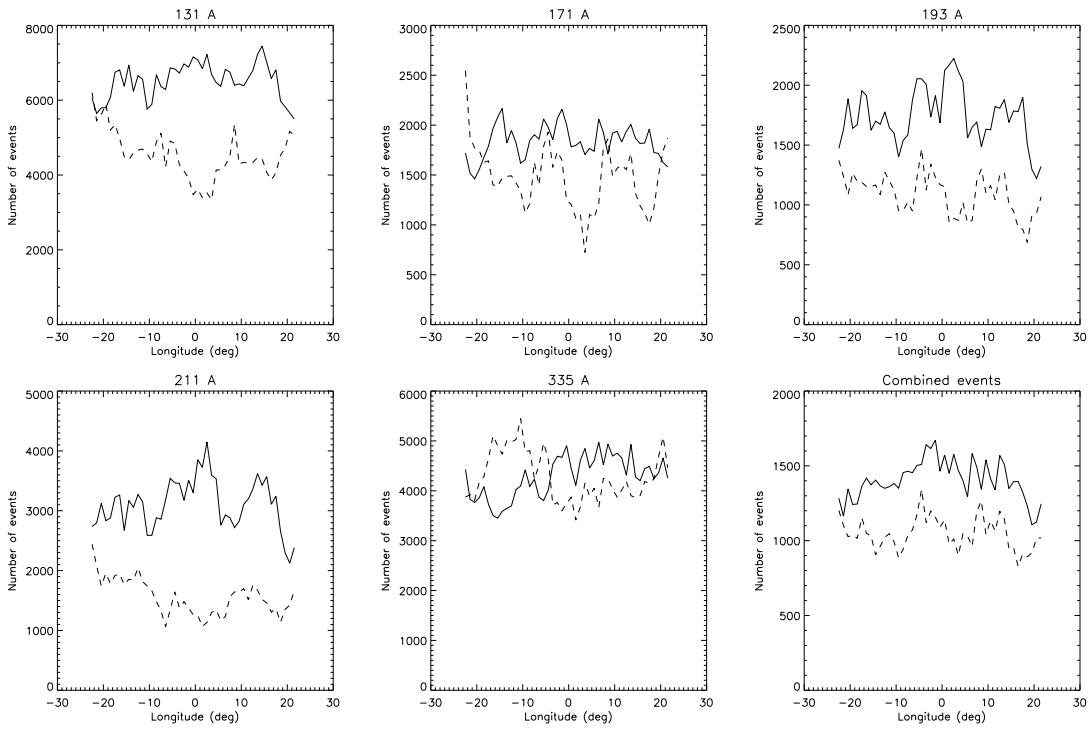


FIGURE 6.4 – Distribution du nombre d'événements en fonction de la **longitude**. Les **lignes continues** sont pour la **période 1** et les **lignes en pointillés** pour la **période 2**. Les longueurs d'onde correspondant aux figures de gauche à droite et de haut en bas sont : 131, 171, 193, 211, 335 Å et les événements combinés.

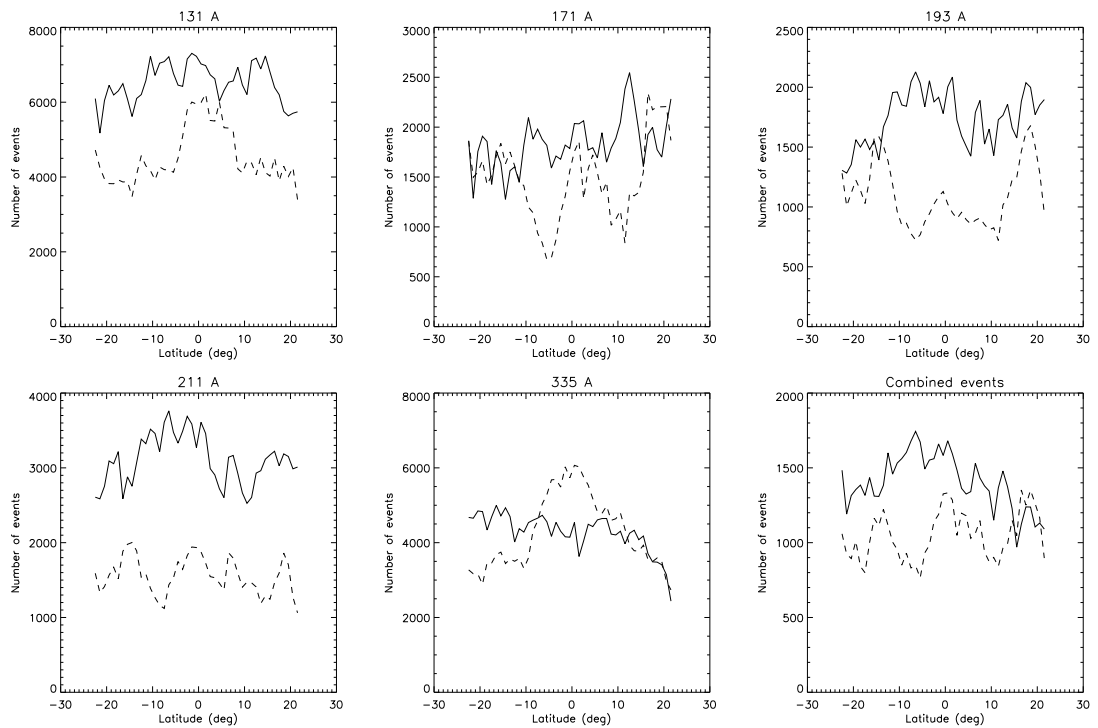


FIGURE 6.5 – Distribution du nombre d'événements en fonction de la **latitude**. Les **lignes continues** sont pour la **période 1** et les **lignes en pointillés** pour la **période 2**. Les longueurs d'onde correspondant aux figures de gauche à droite et de haut en bas sont : 131, 171, 193, 211, 335 Å et les événements combinés.

respond pas à une bande, mais à l'union conditionnelle faite dans toutes les bandes (Sec. 5.5).

Répartition spatiale des embrillancements. Les événements combinés vus au milieu de chaque période d'observation sont représentés sur la Fig. 6.2. Dans la période 1, des petits événements sont répartis uniformément à travers tout le champ de vue. Certains d'entre eux sont corrélés avec des structures brillantes comme des petites boucles faisant partie des points brillants coronaux, alors que d'autres apparaissent même dans des régions plus calmes. À l'inverse, toutes les structures brillantes ne sont pas détectées en tant qu'événements : des structures qui restent brillantes sur une échelle de temps longue comparée à la durée d'observation, qui ne sont pas sélectionnées par l'algorithme de détection. C'est parce que l'algorithme est conçu pour trouver des embrillancements aux petites échelles de temps par rapport à l'échelle de temps d'observation. Il en va de même pour la période 2, dans laquelle certains événements font partie de régions calmes, alors que d'autres sont corrélés aux boucles des régions actives et à la « mousse coronale » (pieds des boucles coronales de régions actives, observés dans les raies spectroscopiques émises dans la basse couronne). Comme les points brillants coronaux de la période 1, les régions actives de la période 2 ne sont pas détectées en soi, mais les embrillancements qui se produisent en leur sein sont détectés. Ces embrillancements se répartissent le long des grandes boucles des régions actives et c'est pourquoi ces embrillancements ont une forme allongée.

En faisant des additions successives des masques des événements (images dont la valeur des pixels est égale à 0 si le pixel n'appartient pas à un événement combiné et 1 si le pixel appartient un événement), nous pouvons mettre en évidence les régions où les embrillancement apparaissent le plus fréquemment (Fig. 6.3). Pour les deux périodes, les événements détectés se répartissent de façon uniforme sur tout notre champ de vue et pendant notre durée d'observation.

Afin de vérifier plus précisément la répartition spatiale des images, nous pouvons tracer le nombre d'événements détectés en fonction de la latitude (pour voir si, comme pour les régions actives, il y a des latitudes privilégiées sur notre champ de vue). Nous pouvons aussi tracer le nombre d'événements en fonction de la longitude pour vérifier si il y a des corrélations. Nous pouvons voir ces graphiques sur les Fig. 6.4 et 6.5.

6.2 Distributions des paramètres des événements

Nous avons tout d'abord calculé la fonction de distribution de probabilité pour les paramètres des événements définis à la Sec. 5.3 en divisant l'histogramme des valeurs de chaque paramètre par le nombre d'événements. Afin d'obtenir les fréquences des événements par unité de surface à partir des fonctions de distribution de probabilité des événements, nous avons divisé celles-ci par la durée d'observation et par la surface du champ de vue, qui est $R_{\odot}^2 \frac{\pi}{2} \sin(\frac{\pi}{8})$ dans notre cas (soit environ 1/21 de la surface totale de la sphère solaire).

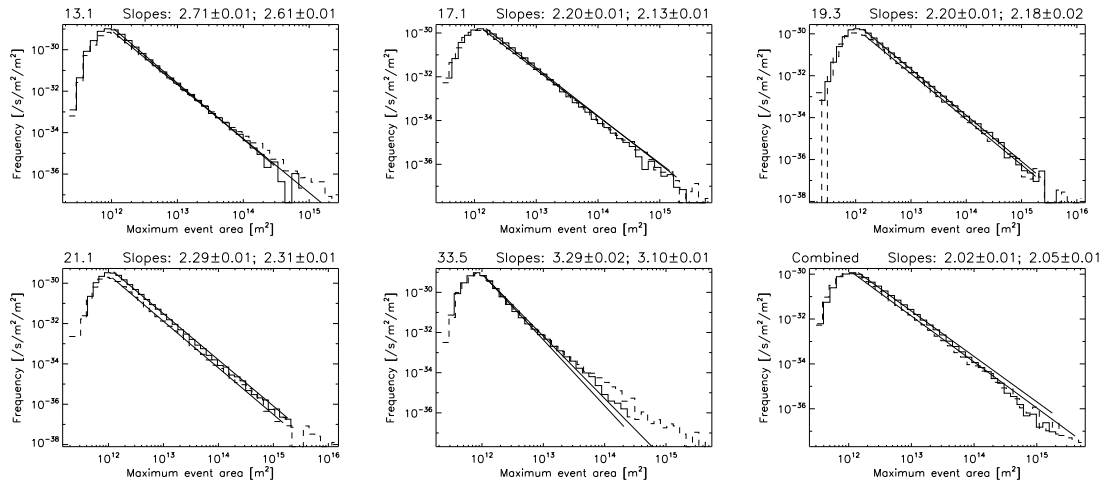


FIGURE 6.6 – De gauche à droite et de haut en bas : distribution en fréquence des **surfaces maximum** des événements détectés dans les longueurs d’onde SDO/AIA (131, 171, 193, 211, et 335 Å), et pour les événements obtenus à partir de l’union conditionnelle. Les **lignes continues** sont pour la **période 1** et les **lignes en pointillés** pour la **période 2**. Les ajustements des distributions en lois de puissance sont montrées pour les deux périodes, et leurs pentes sont affichées au-dessus de chaque graphique (d’abord la période 1 puis la période 2).

Distributions des surfaces maximales. Les distributions en fréquence des surfaces des événements détectés dans les bandes de SDO/AIA sont des lois de puissance s’étendant sur trois ordres de grandeur, de 10^{12} à 10^{15} m^2 , pour les deux périodes d’observation (Fig. 6.6). La bande à 335 Å fait exception, car il n’y a pas d’événements avec des surfaces supérieures à 2×10^{14} m^2 au cours de la période 1 (Soleil calme). Cette bande correspond à du plasma plus chaud que les autres bandes (mis à part 131 Å, qui inclut l’émission de plasma beaucoup plus froid en plus du plasma chaud).

Nous avons fait pour chaque distribution en fréquence un ajustement linéaire avec des axes en échelles logarithmiques, ce qui nous donne les paramètres d’une loi de puissance. L’intervalle d’ajustement est déterminé autant que possible automatiquement comme l’intervalle le plus large possible, contenu entre la valeur de A_{max} correspondant à la fréquence maximum et la valeur maximum de A_{max} tel qu’aucune valeur de fréquence dans cet intervalle n’est nulle. L’ajustement prend en compte les incertitudes en chaque point, calculées en supposant que le nombre d’événement dans chaque barre de l’histogramme utilisé pour calculer la distribution en fréquence suit une statistique de Poisson. C’est pourquoi l’ajustement donne moins de poids aux points de la distribution correspondant à un petit nombre d’événements par barre d’histogramme, ce qui est en particulier le cas pour les valeurs proches de A_{max} . Ces incertitudes sur les distributions en fréquence donnent ensuite des incertitudes sur les pentes, indiquées sur la figure.

Les pentes des lois de puissance (en valeur absolue) sont comprises entre 2.13 et 2.31 pour 171, 193 et 211 Å dans les deux périodes d’observations, alors qu’elles sont plus raides (2.61 et 3.10) pour 131 et 335 Å pour la période 2 (Soleil actif), et

6.2 Distributions des paramètres des événements

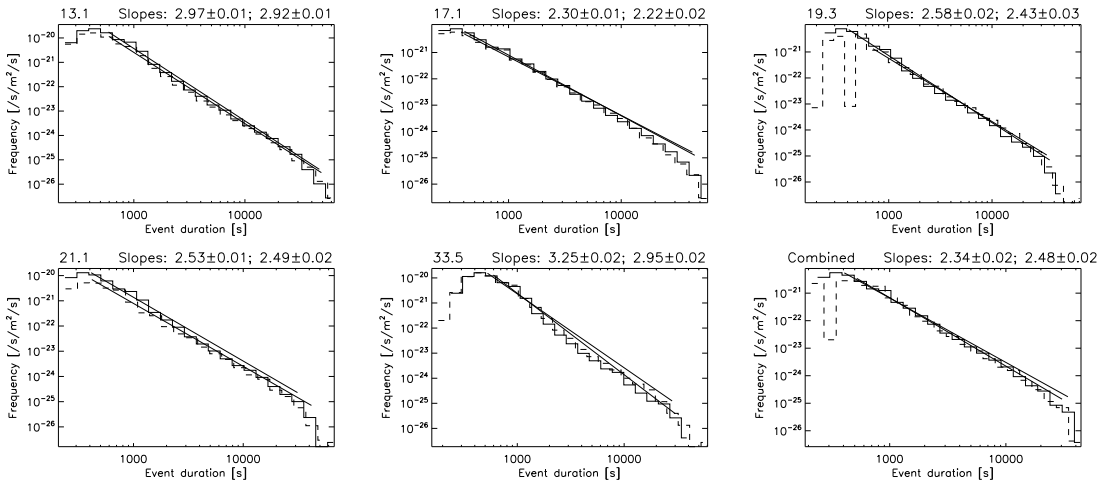


FIGURE 6.7 – De gauche à droite et de haut en bas : distribution en fréquence des **durées** des événements détectés dans les longueurs d’onde SDO/AIA (131, 171, 193, 211, et 335 Å), et pour les événements obtenus à partir de l’union conditionnelle. Les **lignes continues** sont pour la **période 1** et les **lignes en pointillés** pour la **période 2**. Les ajustements des distributions en lois de puissance sont montrés pour les deux périodes, et leurs pentes sont affichées au dessus de chaque graphique (d’abord la période 1 puis la période 2).

encore plus raides (2.71 et 3.29) pour la période 1 (Soleil calme). Ces pentes plus raides peuvent être interprétées comme une sur-représentation des petits événements dans ces bandes, en particulier pour le Soleil calme. Dans le cas de la bande à 335 Å, la pente de la distribution des grands événements (qui sont peu nombreux) est plus petite que celle de l’ajustement sur tous les événements, qui est dominée par les plus petits événements.

L’intervalle des valeurs des surfaces maximales des événements combinés est comparable à celui des événements détectés dans les bandes individuelles de SDO/AIA, bien que, comme cela est attendu, des grands événements (surface supérieure à $5 \times 10^{15} \text{ m}^2$) ne sont détectés que dans la période 2. Par rapport aux distributions des événements détectés dans les bandes prises de façon séparée, les pentes des lois de puissance sont faibles (2.02 et 2.05), et les fréquences des petits événements (10^{12} m^2) sont plus petites. Cela suggère que certains des petits événements détectés dans les bandes individuelles ont fusionné au cours de la procédure de combinaison des événements.

Distributions des durées de vie. Les distributions en fréquence des durées des événements D (Fig. 6.7) sont aussi des lois de puissances, allant du seuil de détection de 4 minutes (2 images) à environ 10 à 17 heures, dépendant du type d’événement et de la période d’observation. Comme ceci représente une durée importante par rapport à la durée d’observation, on pourrait s’attendre à ce que il y ait un biais vers une diminution du nombre de détections pour les événements les plus longs. Les distributions en fréquence montrent en effet que ces événements détectés sont moins fréquents que ce qui aurait été attendu en extrapolant l’ajustement de la loi de puissance des distributions, mais cet effet est faible et est confiné aux derniers points

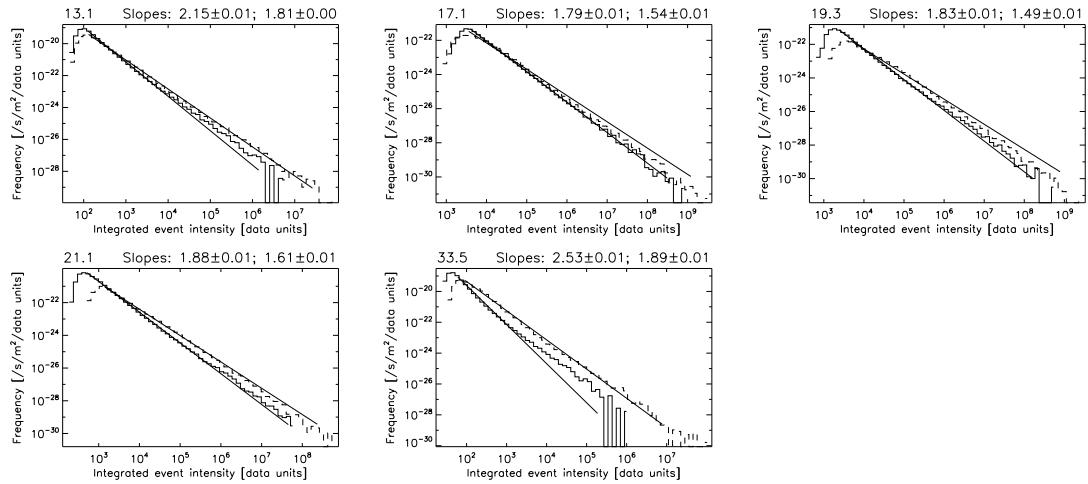


FIGURE 6.8 – De gauche à droite et de haut en bas : distribution en fréquence des **intensités totales** des événements détectés dans les longueurs d’onde SDO/AIA (131, 171, 193, 211, et 335 Å). Les **lignes continues** sont pour la **période 1** et les **lignes en pointillés** pour la **période 2**. Les ajustements des distributions en lois de puissance sont montrés pour les deux périodes, et leurs pentes sont affichées au dessus de chaque graphique (d’abord la période 1 puis la période 2). Cette quantité n’est pas pertinente pour les événements combinés.

dans les distributions (qui ont de toute façon un faible poids dans l’ajustement).

Les pentes des lois de puissances sont comprises entre 2.22 et 2.58 pour les événements détectés à 171, 193 et 211 Å et pour les événements combinés, et plus grandes (entre 2.92 et 3.25) pour les événements détectés dans les bandes plus chaudes à 131 et 335 Å. Sauf pour les événements détectés à 335 Å, la différence des pentes entre les périodes 1 et 2 reste petite.

Distributions des intensités totales. Pour chaque événement dans une bande donnée de SDO/AIA, nous calculons l’intensité totale comme $\sum_k I(t_k)$ (de telles intensités ne sont pas pertinentes pour les événements combinés). Les distributions en fréquence pour ces intensités totales, montrées sur la Fig. 6.8, sont des lois de puissances s’étendant sur 5 à 6 ordres de grandeur. Les intensités des événements les plus petits à 131 et 335 Å indiquent la limite inférieure du taux de comptage dans ces bandes ; les pentes dans ces bandes sont plus petites que dans les autres bandes. L’intervalle dans ces bandes les plus chaudes est aussi diminué, à 4 ou 5 ordres de grandeurs, mais seulement pour la période 1 (Soleil calme) : l’intensité maximale des événements est plus petite pour la période 1 que pour la période 2. Les événements les plus petits sont aussi fréquents dans la période 1 que dans la période 2, alors que les grands événements sont moins fréquents que dans la période 2. Par conséquent, même si les pentes pour les grands événements sont comparables pour la période 1 et 2, ils augmentent la pente pour les petits événements de la période 1, et ainsi la pente ajustée (dans laquelle le nombre important de petits événements a plus de poids) est plus élevée pour la période 1 (entre 1.67 et 1.73 dans la période 1, comparé à 1.66 et 1.70 dans la période 2 pour les bandes 171, 193 et 211 Å.)

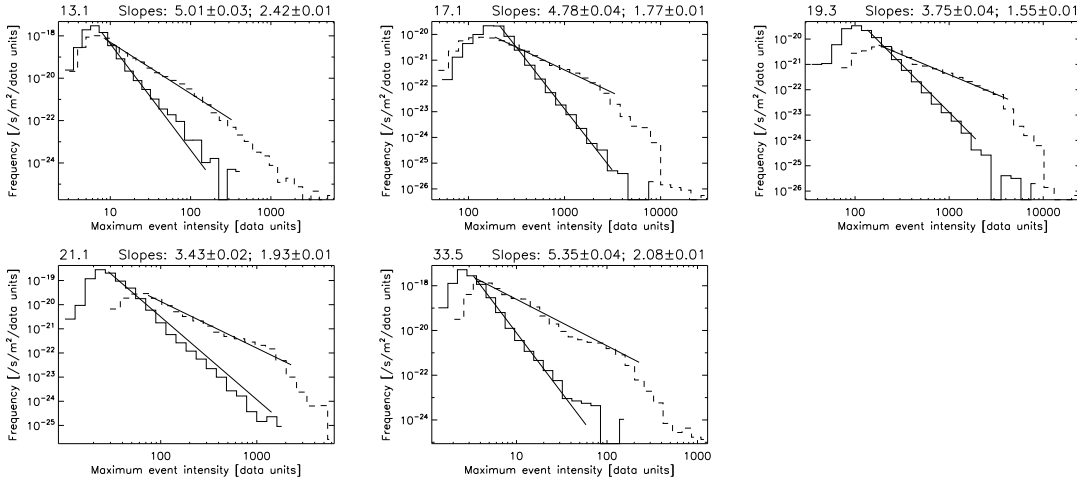


FIGURE 6.9 – De gauche à droite et de haut en bas : distribution en fréquence des **intensités maximales** des événements détectés dans les longueurs d’onde SDO/AIA (131, 171, 193, 211, et 335 Å). Les **lignes continues** sont pour la **période 1** et les **lignes en pointillés** pour la **période 2**. Les ajustements des distributions en lois de puissance sont montrés pour les deux périodes, et leurs pentes sont affichées au dessus de chaque graphique (d’abord la période 1 puis la période 2). Cette quantité n’est pas pertinente pour les événements combinés.

Distributions des intensités maximales. Pour chaque événement, nous avons calculé l’intensité totale à chaque instant (somme des intensité de tous les pixels de l’événement à un instant donné). Parmi les différents instants de vie de l’événement, un instant correspond à un maximum d’intensité, nous avons tracé les histogrammes de ces intensités maximum (Fig. 6.9). Les plages de valeurs sont réduites et les pentes des distributions sont plus raides pour l’intensité maximale que pour l’intensité totale, en particulier pour la période 1, où des pentes atteignent une valeur supérieure à 5 dans certains cas. La réduction des gammes de valeurs et le fait que les pentes soient plus raides peuvent s’expliquer par l’influence de la dispersion des durées des événements sur la distribution de l’intensité totale (une somme sur la durée de l’événement) comparé à l’intensité maximum, qui correspond à l’intensité à un instant donné uniquement.

6.3 Énergies des embrillancements

6.3.1 Distributions

Énergies thermiques. Les distributions de fréquences des énergies des événements sont montrés sur la Fig. 6.10. Dans les distributions des énergies thermiques E_{th} (sans soustraction du fond) et E_{th}^* (avec soustraction du fond), la plus grande énergie est d’environ 10^{21} J pour la période 1 et 10^{22} J pour la période 2 : les plus grandes énergies correspondent aux gros microflares et sont peu affectées par la soustraction du fond. Pour l’intervalle des faibles énergies (quelques 10^{16} J pour E_{th} , correspondant aux petits nanoflares), la soustraction du fond peut par contre réduire d’un

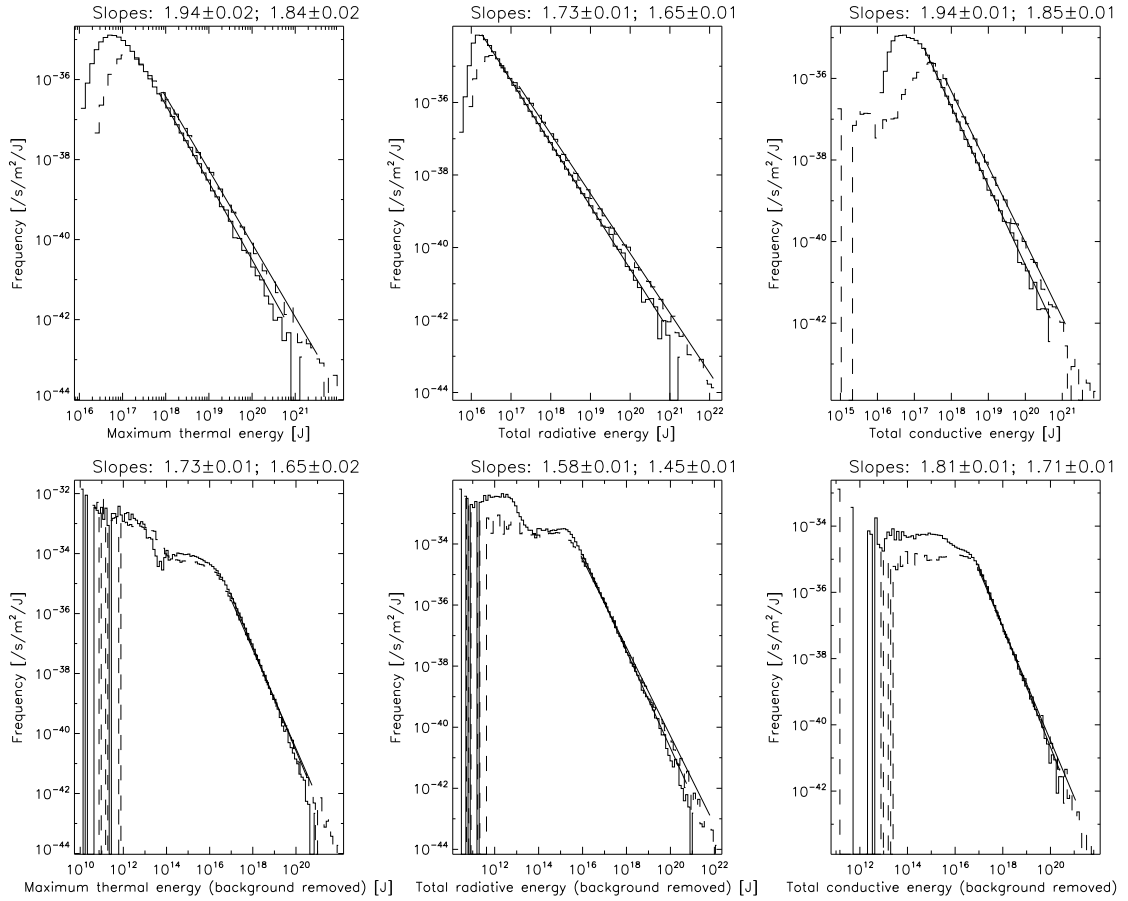


FIGURE 6.10 – **Distributions des fréquences des énergies thermiques, radiatives et de conduction** (de gauche à droite) pour les événements combinés, de la période 1 (lignes continues) et de la période 2 (lignes en pointillés). Les graphiques du haut sont pour les quantités avant la soustraction du fond et les graphiques du bas sont pour les quantités après soustraction du fond. Les valeurs des pentes en haut de chaque graphique sont d'abord pour la période 1 puis pour la période 2.

grand facteur l'énergie d'un événement. Cela élargit et aplatit la distribution pour les petites énergies E_{th}^* .

Même pour les énergies thermiques sans soustraction du fond E_{th} , le nombre d'événements dans la gamme des basses énergies est diminué en raison des seuils de durée de vie et de volume : à cause de la corrélation imparfaite entre ces paramètres utilisés pour les seuils et l'énergie thermique (les corrélations sont montrées en détail dans la Sec. 6.4), certains événements ne sont pas considérés ici (parce qu'ils sont en-dessous des seuils de durée de vie et de volume) mais pourraient avoir une énergie supérieure à 10^{16} J. Par conséquent, la distribution des valeurs de E_{th} dans la gamme des basses énergies est biaisée, dans le sens d'une réduction des fréquences. Pour cette raison, nous faisons commencer les intervalles d'ajustement à 10^{18} J pour E_{th} et 10^{17} J pour E_{th}^* , de cette façon ces biais n'affectent pas les ajustements en loi de puissance.

Nous obtenons ainsi des pentes de 1.94 et 1.84 pour E_{th} dans les deux périodes d'observation, et 1.73 et 1.65 pour E_{th}^* : les pentes sont toutes inférieures à 2, et elles sont plus petites pour la période 2 (quand il y a comparativement plus d'événements de hautes énergie), et lorsque que le fond est soustrait.

Énergies radiatives. Les énergies radiatives des événements couvrent environ les mêmes gammes d'énergies que pour les énergies thermiques, avec une distribution en loi de puissance de 10^{16} à 10^{21} J pour la période 1 et de 10^{16} à 10^{22} J pour la période 2. Pour E_{rad}^* (avec soustraction du fond). Nous remarquons les mêmes biais aux petites énergies que pour les énergies thermiques E_{th} . À l'inverse, la distribution de E_{rad} reste une loi de puissance jusqu'au plus petites énergies. Nous obtenons des pentes de 1.73 et 1.65 pour E_{rad} pour les deux périodes d'observations, et 1.58 et 1.45 pour E_{rad}^* . Ces pentes sont inférieures à 2 et elles ont le même comportement que les pentes de E_{th} et E_{th}^* : elles sont plus petites pour la périodes 2 et quand le fond est soustrait.

Énergies de conduction. Les distributions des énergies de conduction couvrent aussi la même gamme en énergie que les énergies thermiques et radiatives. Les plus petites énergies de conduction ont un ordre de grandeur de moins que les énergies thermiques et radiatives. De même que pour les autres sortes d'énergies, la soustraction du fond rend la distribution de E_{cond}^* plus plate aux petites énergies. Les pentes sont 1.94 et 1.85 pour E_{cond} pour les deux périodes d'observations, et 1.81 et 1.71 pour E_{cond}^* .

6.3.2 Énergie totale

La puissance totale par unité de surface du champ de vue dans les événements détectés est la somme des énergies des événements divisée par la surface du champ de vue et par la durée d'observation. Pour l'énergie radiative et l'énergie thermique maximale, cette puissance est d'environ 2 W.m^{-2} pour la période 1 et respectivement 8 et 9 W.m^{-2} pour la période 2. Ces nombres peuvent être retrouvés à partir des intégrales de $EF(E)$, où $F(E)$ est la distribution en fréquence des énergies des événements, pour les différents types d'énergies considérés. Une discussion

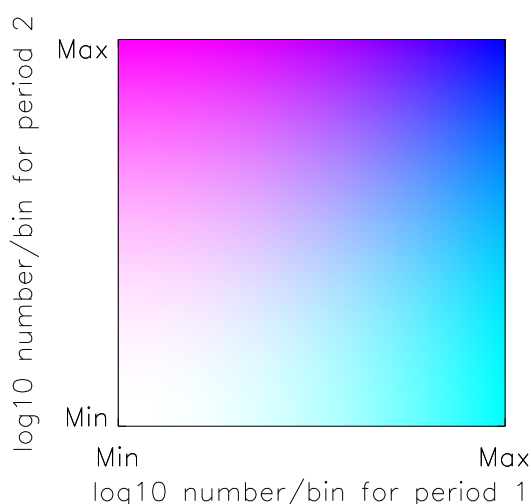


FIGURE 6.11 – Échelle de couleur utilisée pour les graphiques des probabilités conjointes entre les différents paramètres des événements combinés détectés. Cette échelle de couleur permet de lire sur une seule figure les corrélations de deux paramètres pour la période 1 (**Soleil calme**) en **cyan** et 2 (**Soleil actif**) en **magenta** (combinés par synthèse soustractive) ce qui permet de comparer les corrélations à ces deux périodes. C'est-à-dire que les couples de valeurs des paramètres possédant les mêmes probabilités pour les **deux périodes** apparaissent sur les figures en **bleu**.

plus complète des puissances totales correspondant aux événements sera présentée dans la Sec. 7.2.

6.4 Corrélations entre les paramètres des événements

Nous présentons dans cette partie les corrélations entre les différents paramètres et les énergies des événements combinés, pour les deux périodes d'observation. Nous montrerons sur une même figure les probabilités conjointes (entre deux paramètres) pour la période 1 (Soleil calme) et 2 (Soleil actif) en utilisant une échelle de couleur (Fig. 6.11) nous permettant de distinguer les deux périodes.

Nous avons construit les histogrammes de deux quantités (a, b) avec des classes (« bins ») réparties logarithmiquement pour a et b . En divisant par le nombre d'événements et la surface de chaque classe de (a, b) , on aurait la distribution de probabilité conjointe de (a, b) . Pour ajuster les corrélations à des lois de puissance, on fait un ajustement linéaire des (a_i, b_i) pour l'ensemble des événements i .

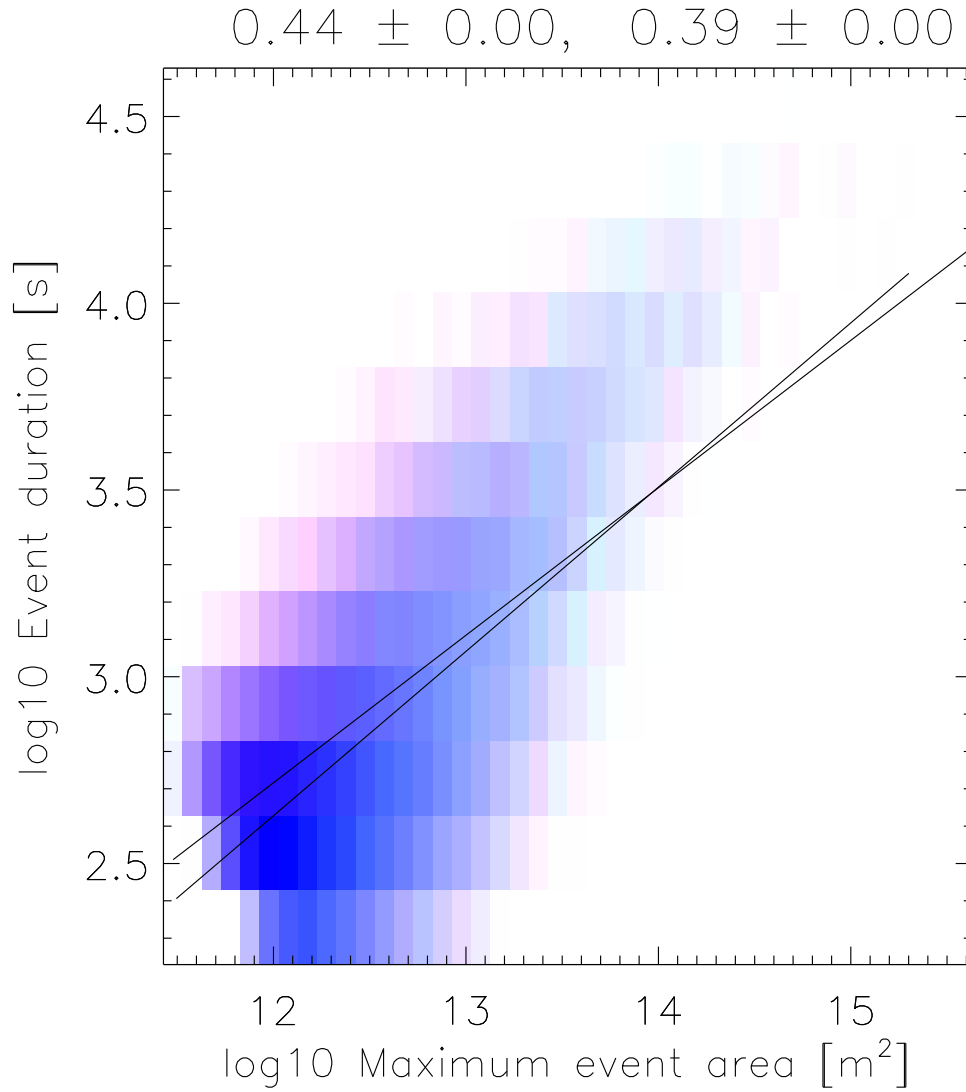


FIGURE 6.12 – **Corrélation entre les surfaces maximales et les durées de vie** des événements combinés (voir la Fig. 6.11 pour l'échelle de couleur). Les lignes continues sont les ajustements des couples de points pour les deux périodes et les pentes correspondantes sont indiquées dans le titre du graphique (d'abord pour la période 2 puis pour la période 1).

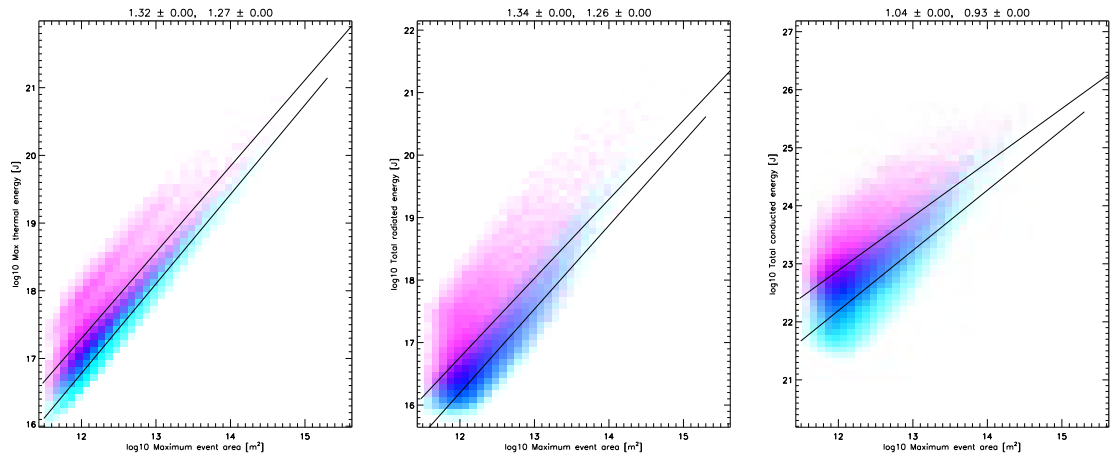


FIGURE 6.13 – **Corrélations entre la surface maximale et les différentes énergies** des événements combinés ; de gauche à droite : énergies thermiques, énergies radiatives, et énergies de conduction.

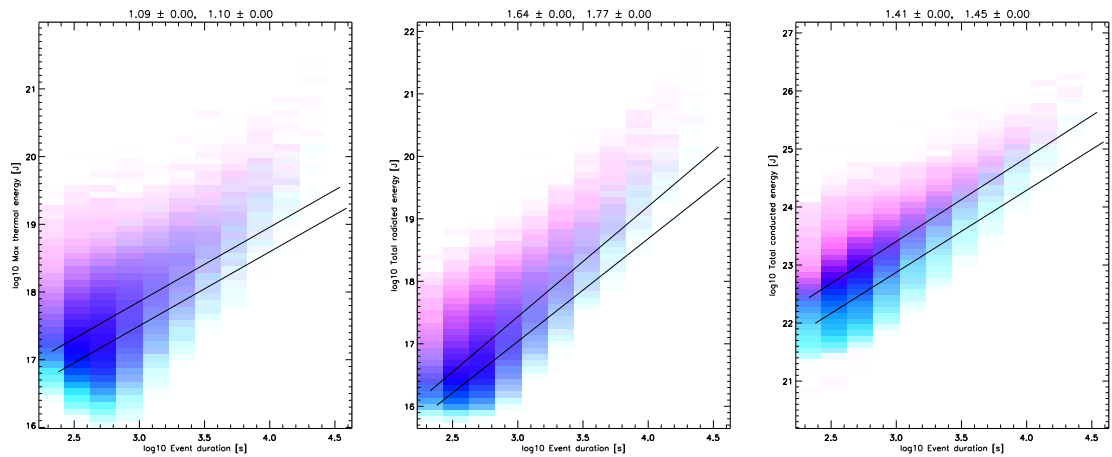


FIGURE 6.14 – **Corrélations entre la durée de vie et les différentes énergies** des événements combinés ; de gauche à droite : énergies thermiques, énergies radiatives, et énergies de conduction.

6.4 Corrélations entre les paramètres des événements

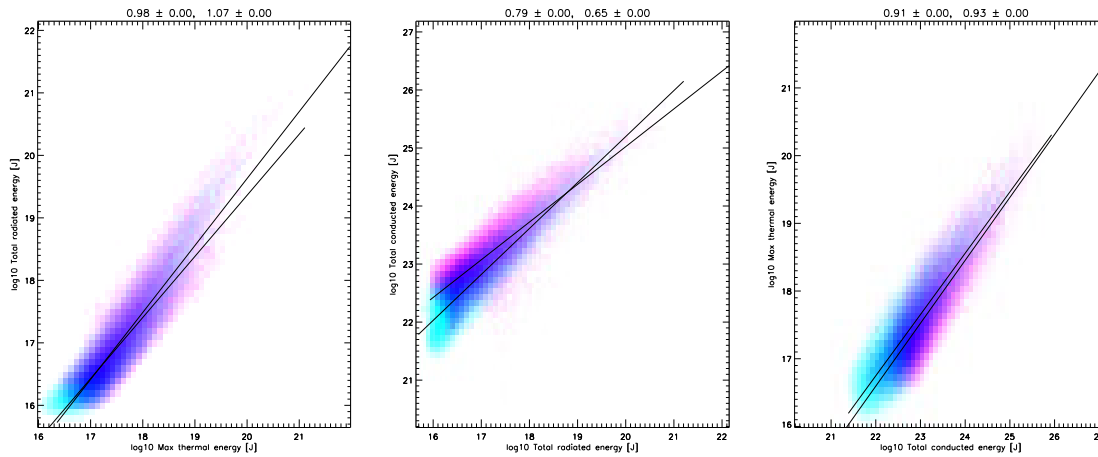


FIGURE 6.15 – **Corrélations entre les différentes énergies** des événements combinés. De gauche à droite : énergies thermiques et radiatives ; énergies radiatives et de conduction, et énergies de conduction et thermiques.

Corrélations entre les surfaces et les durées de vie. Les surfaces et les durées de vie des événements combinés sont assez bien corrélées pour les deux périodes d'observation. Nous pouvons remarquer que pour une surface donnée, les durées de vie sont plus dispersées pour la période 2 (la couleur rose encadre la distribution), en particulier, les durées de vie des événements sont plus importantes pour la période 2 (Fig. 6.12). Cela semble cohérent, car une partie des événements détectés dans la période 2 sont situés dans les régions actives et correspondent à des événements plus étendus et de durée de vie plus longue. De plus, les régions actives sont plus chaudes que le reste de la couronne, et les événements en leur sein sont censés apporter plus d'énergie. Leurs durées de vie plus importantes et leur surfaces plus étendues leur permettent d'apporter plus d'énergie (par rapport à la période 1 qui correspond au Soleil calme). Nous pouvons aussi noter que la plupart des événements détectés au cours des périodes 1 et 2 sont principalement concentrés autour des plus petites valeurs de durée (entre $10^{2.3}$ et 10^3 s) et de surface (entre $10^{11.7}$ et $10^{12.6}$ m²), ces événements apparaissent en bleu sur la figure (intersection des deux périodes). Cela nous montre que la plupart des événements détectés par notre code possèdent les plus petites durées de vie et les plus petites surfaces. Et les événements possédant de grandes durées de vie ($> 10^{3.8}$ s \sim 2h) et des surface étendues ($> 10^{13.8}$ m² \sim 60Mm²) sont beaucoup plus rares, mais apparaissent autant au cours des périodes 1 et 2.

Corrélations entre les surfaces maximales et les différentes énergies. Nous avons mis en évidence des corrélations linéaires entre les logarithmes des énergies thermiques maximales, radiatives, et de conduction des événements combinés, et le logarithme des surfaces maximales (Fig. 6.13). La pente des ajustements correspondants est de 1.32 pour l'énergie thermique maximale, de 1.34 pour l'énergie radiative totale et de 1.04 pour l'énergie de conduction totale.

Les **surfaces** et les **énergies thermiques maximales** des événements combinés sont fortement corrélées (graphique de gauche de la Fig. 6.13). Pour une surface donnée, les événements de la période 1 ont en moyenne une énergie plus faible que ceux de la période 2, au cours de laquelle certains événements, qui apparaissent dans les régions actives, contiennent beaucoup d'énergie par unité de surface. Nous

pouvons aussi noter que la dispersion en énergie thermique et en surface des événements est plus importante pour la période 2 que pour la période 1 : par exemple, les événements d'une certaine surface peuvent être associés à des énergies pour une plus grande gamme de valeurs. Cela pouvait être attendu car pour la période 2, il y a une plus grande variété d'événements détectés que pour la période 1 : en effet, les événements détectés dans la période 2 peuvent soit être situés dans des zones calmes (à l'extérieur des régions actives), soit être localisés aux pieds des grandes boucles des régions actives ou soit être situés tout le long des grandes boucles des régions actives. Ces événements sont produits dans des conditions physiques (température, densité, pression) très différentes, et ont donc des énergies très différentes. Nous pouvons aussi remarquer une faible intersection (couleur bleue) entre les deux périodes : pour une surface donnée, les événements les plus énergétiques détectés dans la période 1 correspondent aux événements les moins énergétiques détectés dans la période 2.

Comme pour les énergies thermiques, les **énergies radiatives totales** sont bien corrélées avec les **surfaces** des événements combinés (graphique du milieu de la Fig. 6.13), mais la dispersion des énergies radiatives et des surfaces est plus importante que pour les énergies thermiques. Nous pouvons remarquer, comme précédemment, que la dispersion des énergies radiatives et des surfaces est plus importante pour la période active que pour la période calme (pour les mêmes raisons que celles évoquées ci-dessus pour les énergies thermiques). Comme pour les énergies thermiques, pour une surface donnée, les énergies radiatives atteignent en moyenne des valeurs plus élevées pour la période active que pour la période calme. Mais cette fois, pour une surface donnée, la distribution des énergies dans la période 1 est presque entièrement incluse dans le support de la distribution des énergies de la période 2 : les plus petites énergies ne sont pas plus petites dans la période 1 que dans la période 2.

Les **énergies de conduction totales** et les **surfaces** des événements combinés sont aussi corrélées (graphique de droite de la Fig. 6.13), mais de façon moins importante (la dispersion est plus grande) que pour les énergies thermiques et radiatives. De même que pour les énergies thermiques et radiatives, quelques soient les surfaces considérées, les événements détectés au cours de la période active atteignent les plus fortes valeurs d'énergie de conduction (comparé à la période calme). Comme précédemment, nous pouvons noter que la dispersion des énergies de conduction et des surfaces est plus importante pour la période active que pour la période calme. Mais contrairement à l'énergie radiative (et comme pour l'énergie thermique), quelque soit la surface considérée, les plus petites énergies sont plus petites dans la période 1 que dans la période 2.

Corrélations entre les durées de vie et les énergies. Pour les trois types d'énergie, les graphiques (Fig. 6.14) montrent une assez bonne corrélation entre la durée de vie des événements combinés et l'énergie, bien que ces corrélations soient moins bonne qu'entre la surface maximale et les énergies. Nous pouvons remarquer que les énergies maximales sont atteintes uniquement au cours de la période 2 (le violet sur les trois graphiques est toujours au-dessus) et que les énergies les plus petites sont produites au cours de la période 1 (le cyan sur les trois graphiques est toujours en-dessous). Nous pouvons aussi remarquer que les dispersions des durées de vie et

des différentes énergies sont plus importantes pour le Soleil actif que pour le Soleil calme (le magenta est plus étendu que le cyan). Par ailleurs, pour des durées de vie supérieures à $10^{3.5}$ s (~ 53 min) les valeurs des énergies des événements sont différentes entre le Soleil calme et le Soleil actif (il n'y a quasiment plus de couleur bleue sur les trois graphiques, c'est-à-dire plus de superposition entre Soleil calme et actif).

Pour les **durées de vie** et les **énergies thermiques** (graphique de gauche de la Fig. 6.14) nous pouvons remarquer que pour les plus petites valeurs de durée de vie (entre $10^{2.3}$ et $10^{3.3}$ s) et des énergies thermiques (entre 10^{16} et $10^{19.4}$ J), la dispersion est maximale : les événements possédant une courte durée de vie peuvent s'étendre sur une grande gamme d'énergie, et, inversement, les événements possédant de petites énergies thermiques peuvent posséder de courtes et de grandes durées de vie. Par contre, les événements de grande durée de vie ($> 10^{3.9}$ s) sont nécessairement associés à une grande énergie thermique ($> 10^{18}$ J).

Pour les **durées de vie** et les **énergies radiatives** (graphique du milieu de la Fig. 6.14), contrairement aux autres énergies nous remarquons que les corrélations pour la période 1 se superposent presque entièrement avec celles de la période 2 (il n'y a presque pas de cyan sur le graphique du milieu) : les événements possédant les durées de vie les plus courtes et les énergies radiatives les plus faibles peuvent apparaître aussi bien dans le Soleil calme que dans le Soleil actif.

Concernant les corrélations entre les **énergies de conduction** et les **durées de vie** (graphique de droite de la Fig. 6.14), nous pouvons remarquer que la plupart des événements possédant les durées de vie les plus courtes et les énergies les plus faibles se produisent au cours de la période 1.

Corrélations entre les différentes énergies. Les différentes énergies (**thermique maximale, radiative et de conduction**) sont toutes bien corrélées entre elles (Fig. 6.15). Les pentes des ajustements linéaires des corrélations entre les logarithmes des énergies radiatives et thermiques maximales ; des énergies de conduction et radiatives ; des énergies thermiques maximales et de conduction sont respectivement : 0.98, 0.79 et 0.91. Sur tous ces graphiques, nous retrouvons le fait que les événements produisant les énergies thermiques et de conduction les plus faibles (10^{16} J) ont lieu uniquement au cours de la période calme. Il se peut que nous n'ayons pas accès aux événements possédant les plus petites énergies pendant la période active, car ils sont cachés par des événements d'énergie plus importante, ou alors que les plus petits événements ont lieu uniquement au cours de la période calme. Nous retrouvons aussi que les énergies les plus grandes (autour de 10^{20} J pour l'énergie thermique et radiative et 10^{25} J pour l'énergie de conduction) ont lieu au cours de la période active. Parmi ces trois graphiques, c'est dans la corrélation entre les énergies radiatives et thermiques que la superposition des deux périodes est la plus importante.

La différence des corrélations entre les périodes 1 et 2 dépend des types d'énergie considérés. Ainsi, il n'y a pas de décalage (transverse à la corrélation) des corrélations des énergies thermiques maximales avec les énergies radiatives entre les périodes 1 et 2, alors que les corrélations impliquant l'énergie de conduction sont décalées dans le sens de valeurs plus importantes de l'énergie de conduction pour la période 2.

Par ailleurs, ces corrélations permettent de visualiser, comme on pouvait

6 Résultats : statistiques et propriétés énergétiques des embrillancements

le deviner dans les distributions des énergies, que seule l'énergie rayonnée ne voit quasiment pas sa valeur minimale augmenter lorsqu'on passe de la période 1 à la période 2.

7 Conclusions et perspectives

7.1 Synthèse du travail effectué

L'origine de la température élevée de la couronne solaire demeure une question largement non élucidée. Dans ce cadre, nous nous sommes intéressé aux petits événements (embrillancements) qui pourraient contribuer au chauffage de la couronne.

Au cours de ce travail de thèse, nous avons mis au point un programme de détection automatique des embrillancements (Chap. 5) dans la couronne solaire en utilisant un grand nombre d'images de l'imageur AIA à bord du satellite SDO (Chap. 4). Nous avons ainsi obtenu de l'ordre de 100000 événements par bande de AIA, sur chacune des deux périodes d'observations de 1 journée, la première correspondant à du Soleil calme, et la seconde incluant du Soleil actif. Dans le but de contraindre les mécanismes de chauffage, nous avons étudié les statistiques caractéristiques de ces événements (Sec. 5.3) et calculé l'énergie qui leur est associée (Sec. 5.6). Nous avons pour cela détecté les événements en intensité dans 5 bandes coronales UV d'AIA (du Fe VIII, $T_{max} \simeq 4 \times 10^5$ K au Fe XVI, $T_{max} \simeq 2.5 \times 10^6$ K) et nous avons combiné (Sec. 5.5) les pixels détectés ainsi pour en faire des événements communs aux différentes bandes. Ces bandes ont aussi servi à produire des cartes de température et de mesure d'émission (Sec. 5.6) en utilisant des méthodes d'inversion qui ont permis d'estimer la DEM. Nous avons ensuite utilisé ces cartes pour calculer différentes énergies (thermique, radiative et de conduction) associées aux événements que nous avons détectés. Ainsi nous obtenons de meilleures estimations des énergies des événements par rapport aux études précédentes grâce à l'utilisation de six bandes coronales, à la large couverture spectrale et à une meilleure résolution spatiale et temporelle d'AIA par rapport aux instruments utilisés dans les études précédentes.

7.2 Synthèse des résultats

Nombre d'événements détectés. Tout d'abord, nous avons remarqué que le nombre d'événements détectés (Table. 6.1) variait beaucoup selon la bande étudiée, mais peu par rapport à la période d'observation. Nous pouvons toutefois remarquer que pour chaque bande, il y a plus d'événements détectés au cours de la période calme.

Répartition spatiale des événements. Une fois les détections dans les cinq bandes AIA effectuées, nous avons pu constater que les embrillancements se répartissaient de façon assez uniforme sur tout le champ de vue ($45^\circ \times 45^\circ$ en latitude et en longitude, Fig. 6.3). Nous avons vérifié que la répartition des événements détectés dans chaque bande en fonction de leur latitude et de leur longitude (Fig. 6.4 à Fig. 6.5) était quasiment uniforme.

Paramètres des événements. Nous avons ensuite calculé des paramètres (**surfaces, durées de vie et intensités**) des embrillancements (Sec. 6.2) dans chacune des 5 bandes AIA et des événements combinés. Nous avons constaté que les distributions en fréquences de ces différents paramètres sont des lois de puissance. Les différentes pentes que nous avons trouvées sont montrées à la Fig. 7.1.

Les distributions en fréquence des **surfaces maximales** des événements (dans les différentes bandes et dans les événements combinés) s'étendent sur trois ordres de grandeur, de 1 à 10^3Mm^2 pour les deux périodes d'observations. Les pentes en valeur absolue de ces lois de puissance ont presque la même valeur (~ 2.2) pour 171, 193 et 211 Å pour les deux périodes d'observations, alors qu'elles sont plus raides (2.6 à 3.1) pour 131 et 335 Å pour la période 2 (Soleil actif), et encore plus raides (2.7 à 3.3) pour la période 1 (Soleil calme). Les pentes des événements combinés sont parmi les plus faibles (~ 2) et la fréquence des petits embrillancements (1 Mm) a diminué (Fig. 6.6). Cela suggère qu'une partie des plus petits embrillancements détectés dans les différentes bandes se sont regroupés au cours de la procédure de combinaison des événements. Nous constatons aussi que c'est dans le Soleil calme que nous avons détecté le plus de petits embrillancements. Ces valeurs de pentes sont proches de celle trouvée par [Berghmans et al. \(1998\)](#) (2.0 pour la pente de la loi de puissance des surfaces des embrillancements). Elles sont aussi en accord avec les pentes des surfaces des flares détectées par [Aschwanden \(2012\)](#). En effet, pour différentes valeurs de seuil (pour détecter leurs événements), et pour différentes longueurs d'onde de l'instrument AIA (94, 131, 171, 193, 211, 304 et 335 Å) il ont trouvé des pentes autour de 2 en valeur absolue. [Aschwanden \(2012\)](#) expliquent que ces valeurs sont cohérentes avec un modèle d'avalanche diffusive.

Les distributions en fréquence des **durées de vie** des événements (dans les différentes bandes et dans les événements combinés) vont de 4 minutes (imposé par le seuil temporel) à environ 10 heures (Fig. 6.7). Les pentes des lois de puissance sont comprises (en valeur absolue) entre 2.22 et 2.58 pour les événements détectés à 171, 193 et 211 Å et pour les événements combinés. Pour les événements détectés à 131 et 335 Å les pentes sont plus grandes en valeur absolue (2.92 à 3.25). Excepté pour les événements détectés à 335 Å, la différence des pentes entre les deux périodes reste petite. [Berghmans et al. \(1998\)](#) ont trouvé 2.1 pour la couronne (Fe XII) et 3.1 pour la région de transition (He II) comme valeur de pente des lois de puissance des durées de vie.

Les distributions en fréquence des **intensités totales** des embrillancements (uniquement dans les différentes bandes, car on ne peut pas définir d'intensité pour les événements combinés) s'étendent sur 5 à 6 ordres de grandeur en intensité (Fig. 6.8). Les événements les plus petits (de faible intensité totale) sont aussi fréquents dans le Soleil calme que dans le Soleil actif, par contre, les événements les plus grands (de grande intensité totale) sont plus fréquents dans le Soleil actif. C'est

pourquoi les pentes en valeur absolue sont plus grandes pour la période 1 (entre 1.79 et 1.88) que pour la période 2 (entre 1.49 et 1.61) pour les bandes 171, 193 et 211 Å. Dans les autres bandes (131 et 335 Å), les fréquences des plus petits embrillancements sont plus importantes (par rapport à 171, 193 et 211 Å), alors que les fréquences des plus grands événements sont toujours du même ordre de grandeur, c'est pourquoi leurs pentes sont plus importantes que pour 171, 193 et 211 Å.

Énergies des événements combinés. Nous avons obtenu les distributions des énergies thermique, radiative et de conduction (Sec. 6.3) des événements.

Nous avons détecté des événements s'étendant en énergie **sur 5 ordres de grandeur** pour la période calme et sur 6 ordres de grandeurs pour la période active. Les énergies des événements vont de 10^{16} à 10^{21} J (10^{22} J) pour la période calme (active). Donc là aussi une faible dépendance entre le niveau d'activité et l'énergie totale des embrillancements. [Berghmans et al. \(1998\)](#); [Krucker et Benz \(1998\)](#) ont trouvé des embrillancements avec des énergies radiatives et thermiques comprises entre 10^{17} et 10^{19} J.

Pour ces trois types d'énergie, nous avons obtenu des **pentés inférieures à 2** (comprises entre 1.45 et 1.94) en valeur absolue, et nous avons constaté une faible dépendance du niveau d'activité (la période d'observation) sur les valeurs des pentes et des énergies totales. Les valeurs des pentes ont tendance à diminuer (en valeur absolue) lorsque l'on passe de la période calme à la période active (au cours de la période active il y a plus de gros événements). Ces valeurs de pentes sont cohérentes avec celles trouvées pour les énergies radiatives par [Berghmans et al. \(1998\)](#) grâce à EIT, 1.35 pour la couronne (Fe XII) et 1.9 pour la région de transition (He II). Par contre [Krucker et Benz \(1998\)](#) ont trouvé des pentes pour les énergies thermiques comprises entre 2.3 et 2.6 selon le seuil de détection : nous confirmons que les distributions des énergies thermiques ont une pente plus forte que celle des énergies radiatives, mais les pentes que nous obtenons restent inférieures à 2.

Récemment, [Aschwanden et Shimizu \(2013\)](#) ont étudié avec SDO/AIA les énergies des gros flares (de classe M à X) vus avec GOES, pour des énergies comprises entre 1.6×10^{21} et 1.1×10^{25} J. Ils ont trouvé que les énergies thermiques suivent une loi de puissance de pente 1.66 en valeur absolue. Cette valeur reste en dessous de la valeur critique 2, comme les pentes des distributions en énergie de nos événements (Fig. 6.10), mais les pentes des distributions d'énergies que nous avons trouvées pour les petits événements sont supérieures à la valeur trouvée pour les gros flares.

Les pertes correspondantes à **l'énergie radiative** sont environ **2** W.m^{-2} et **8** W.m^{-2} , respectivement pour la période calme et active (Sec. 6.3) alors que les pertes de la couronne en énergie radiative sont estimées à environ 100W.m^{-2} par [Withbroe et Noyes \(1977\)](#) pour la couronne calme. Ces derniers estiment la puissance totale (conduction, radiative) perdue par la couronne à environ 300W.m^{-2} . Par ailleurs, notre code nous a aussi permis de calculer la puissance radiative totale perdue par la couronne à 61.2W.m^{-2} . Alors que nous obtenons pour l'énergie fournie **4** et **17** W.m^{-2} (somme de l'énergie radiative et thermique), respectivement pour la période calme et active. Soit 1.3% et 5.7% (avec la valeur de [Withbroe et Noyes \(1977\)](#)) de l'énergie requise pour maintenir la couronne à plusieurs millions de degrés.

Les résultats des calculs des énergies apportées par les embrillancements à la couronne, nous montrent que leur énergie représentent une proportion faible des

7 *Conclusions et perspectives*

pertes de la couronne. Ces résultats sont cohérents avec l'intégration des distributions obtenues précédemment ([Aschwanden et al., 2000b](#)) : les valeurs de fréquence sont les mêmes.

TABLE 7.1 – Puissance moyenne P dans les événements, correspondant aux différentes énergies considérées dans cette thèse, par unité de surface des événements S_e ou par unité de surface de la surface du Soleil S_S . La fraction de la région couverte par les événements, aussi bien que la puissance radiative moyenne totale (à l’intérieur et à l’extérieur des événements) par unité de surface comme calculé à partir de nos mesures sont aussi montrées. Toutes les puissances par unité de surface sont exprimées en W.m^{-2} .

	P/S_e			P/S_S			Fraction de la surface	P totale rayonnée
	$P_{th,e}$	$P_{rad,e}$	$P_{cond,e}$	$P_{th,S}$	$P_{rad,S}$	$P_{cond,S}$		
Période 1	111	89	100	2.1	1.7	1.9	1.9%	61
Période 2	381	433	319	8.0	9.1	6.7	2.1%	264

7.3 Discussion

Bien que faibles, les valeurs obtenues pour la contribution des événements que nous avons détectés au chauffage de la couronne sont compatibles avec celles obtenues en intégrant les distributions d’énergie obtenues précédemment (voir par exemple les distributions présentées dans [Aschwanden et al. \(2000b\)](#)). Nous allons examiner les raisons qui peuvent conduire à ces valeurs de puissance totale relativement faibles. Tout d’abord, nous n’avons pas estimé toutes les formes d’énergie alors qu’elles participent aussi à l’équation de conservation de l’énergie (E) qui peut s’écrire :

$$\frac{\partial E}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial s}(Ev) - \frac{\partial}{\partial s}(Pv) - \frac{\partial F}{\partial s} + Q - n^2\Lambda(T) + \rho g_{\parallel}v \quad (7.1)$$

pour un modèle de boucle 1D ([Rosner et al., 1978](#); [Klimchuk et al., 2008](#)), avec s la coordonnée spatiale le long de la boucle, n la densité électronique, T la température, P la pression totale, v la vitesse du plasma, F le flux de chaleur, Q le taux de chauffage par unité de volume, g_{\parallel} la composante de la gravité le long du champ magnétique et $\Lambda(T)$ la fonction de pertes radiatives (Eq. (5.15)). Parmi les termes de droite de cette équation, nous n’avons pas pris en compte le transport de l’énergie (1^{er} terme), le travail de la pression (2nd terme) et le travail de la gravité (dernier terme). Nous n’avons donc pas toutes les informations nécessaires pour déterminer le chauffage Q en fonction des autres termes que nous avons pu évaluer à partir des observations (conduction $\frac{\partial F}{\partial s}$, pertes radiatives $n^2\Lambda(T)$, et variation de l’énergie thermique $\frac{\partial E}{\partial t}$).

Par ailleurs, les inversions de DEM donnent une mesure d’émission compatible avec les observations AIA, mais elle n’est peut-être pas suffisamment contrainte aux plus hautes et basses températures : la DEM trouvée caractérise le plasma qui est aux températures observées par AIA, alors que le reste du plasma a aussi une certaine énergie. Donc dans nos estimations des énergies nous négligeons l’énergie rayonnée et l’énergie thermique du plasma le plus froid et le plus chaud ($T \leq 10^5$ et $T \geq 10^7$), et notamment l’énergie rayonnée en lumière blanche, qui peut être 100 fois plus importante qu’en rayons X mous pour les flares ([Kretzschmar et al., 2010](#)).

De plus, en extrayant des embrillancements d’un cube de données, on ne

7 Conclusions et perspectives

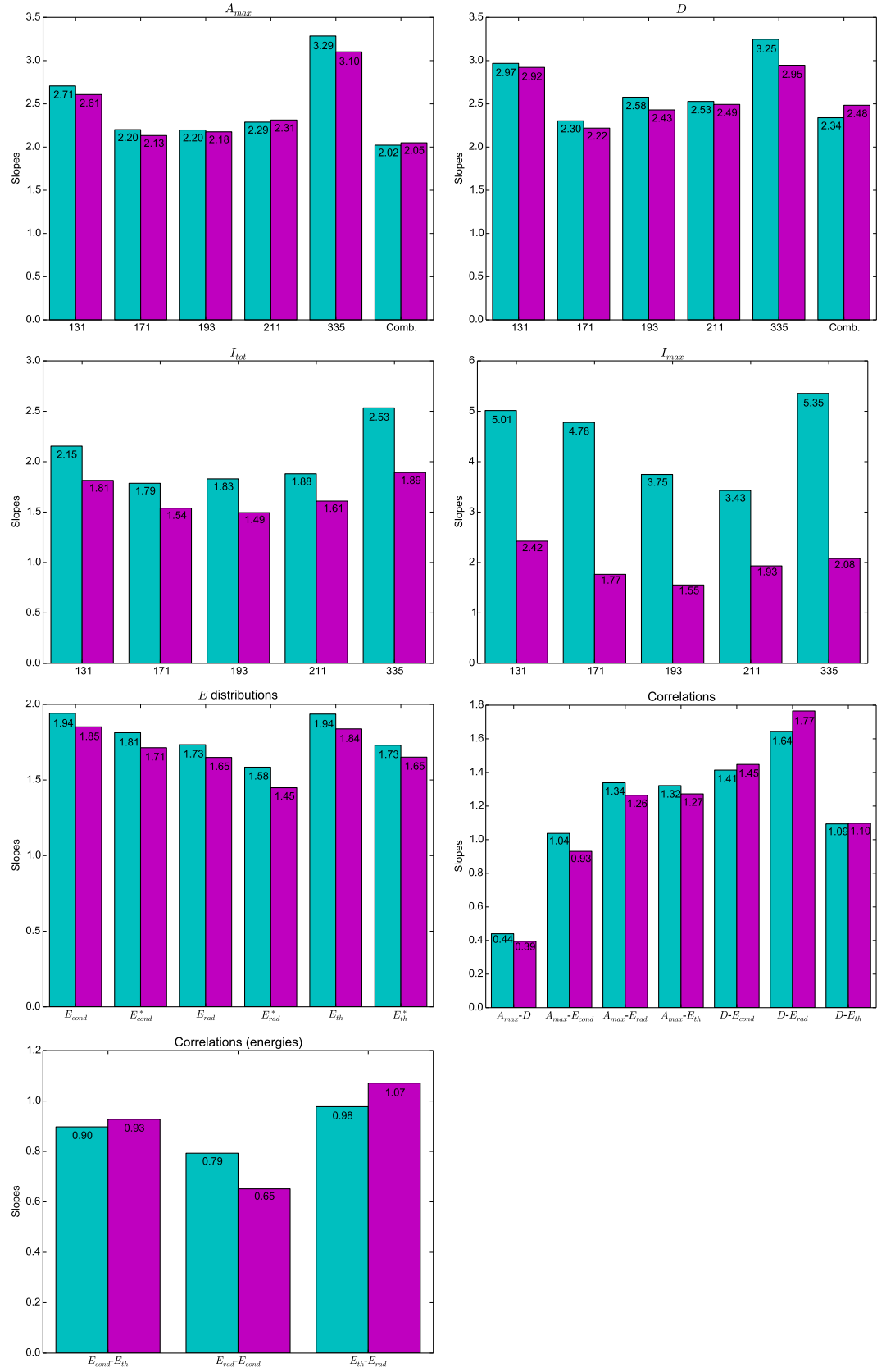


FIGURE 7.1 – Pentés des distributions et des corrélations des paramètres des événements (en cyan pour la période 1 et en magenta pour la période 2).

prend en compte que les résultats d'événements de chauffage impulsifs, avec un temps (τ) de répétition plus long que les temps de refroidissement du plasma par conduction et rayonnement de (Cargill, 1993). On ne prend alors pas en compte les événements de chauffage impulsif à haute cadence, ou le chauffage continu (Chap. 2).

Enfin, nous ne prenons pas non plus en compte les événements dont la durée de vie est proche ou supérieure à notre durée d'observation (soit 24 heures). Les événements qui restent brillants pendant toute la période d'observation ne sont pas détectés par notre code (pourtant ils sont aussi associés à une certaine énergie). Toutes ces raisons tendent à sous estimer l'énergie totale apportée par les embrillancements que nous avons calculée.

7.4 Perspectives

7.4.1 Observations requises

Afin d'améliorer les résultats que nous avons obtenu, nous proposons des pistes d'études pour chacun des points mentionnés dans la Sec. 7.3.

Afin d'avoir une **vue plus complète du bilan d'énergie** (Eq. 7.1), on pourrait utiliser des observations spectroscopiques pour avoir accès à l'énergie cinétique (effet Doppler). La spectroscopie permettrait aussi de donner une meilleure estimation de la température et de la densité du plasma. Mais il y a moins d'observations disponibles en spectroscopie qu'avec les données EUV (SDO/AIA).

La spectroscopie permettrait aussi d'avoir une **meilleure couverture en température et une meilleure précision** pour les inversions de DEM (les noyaux d'inversion correspondant à la fonction de réponse en température d'une raie d'un spectroscope sont plus piqués que pour un imageur même à bande étroite comme SDO/AIA). La spectroscopie permettrait aussi d'avoir une estimation indépendante de la température et de la densité, grâce à des rapports de raies sensibles à la température et à la densité. Des reconstructions locales du champ magnétique grâce à des magnétogrammes permettraient aussi d'estimer l'énergie magnétique.

En plus des embrillancements, il faudrait tenir compte du rayonnement du fond qui est émis par du plasma qui est également chauffé. Mais il semble difficile de savoir si le fond est chauffé par conduction thermique à partir d'événements de chauffage voisins déjà détectés par ailleurs, ou localement (soit de manière continue, soit de manière impulsive à haute fréquence – ces deux points pouvant être discriminés selon la DEM à haute température).

7.4.2 En pratique

Avec les instruments déjà disponibles, on pourrait faire des détections en utilisant la cadence maximale de SDO/AIA. Mais alors la sensibilité est insuffisante pour obtenir des DEM à pleine cadence. Pour avoir une meilleure estimation des DEM, une estimation sur les densités et les vitesses, on pourrait utiliser Hinode/EIS. Mais ces données ne sont pas à la même cadence que celles de SDO/AIA et il faudrait avoir la chance d'avoir des observations EIS sur suffisamment d'évé-

nements détectés. Afin d'estimer l'énergie magnétique, il serait possible d'utiliser des magnétogrammes pour faire des reconstructions du champ magnétique coronale (SDO/HMI, Hinode/SOT).

Avec Solar Orbiter/EUI/HRI, des observations à plus haute résolution seront possibles (taille du pixel de 102 km à la distance la plus proche de 0.28 UA) ce qui permettra de détecter des événements encore plus petits. De plus le satellite sera en quasi-co-rotation (il survolera le Soleil à une vitesse proche de la vitesse de rotation de ce dernier, ce qui permettra de suivre une région donnée pendant plus longtemps) et observera également des latitudes plus hautes. Mais cet instrument n'observera que dans une seule bande coronale (174 Å) et sa télémétrie (donc débit de données) sera beaucoup moins bonne que celle de SDO (car Solar Orbiter sera beaucoup plus loin de la Terre alors que SDO est en orbite géosynchrone). En effet, les données SDO/AIA que nous avons utilisées pour une seule de nos périodes d'observations ont un volume plus important que celles collectées par EUI pour l'ensemble d'une orbite de Solar Orbiter! Pour améliorer les estimations des DEM, il faudrait des observations simultanées de SPICE, mais là aussi il y aurait des limitations de cadence et de télémétrie. D'après les corrélations entre les durées de vie et les surfaces maximales des événements obtenues avec SDO/AIA (Fig. 6.12), il faudrait une cadence de 10 secondes pour voir les événements les plus petits détectables à la résolution de EUI/HRI. En utilisant le champ de vue complet de EUI/HRI à cette cadence, avec un facteur de compression de 15, la moitié de la quantité de données allouée à EUI pour une orbite complète de Solar Orbiter (160 jours) serait obtenue en seulement 17 heures.

Les observations de Solar-C (lancement prévu pour 2018) auront une meilleure résolution spatiale (0.1 seconde d'arc pour l'imageur EU/visible SUVIT) et temporelle (1 seconde de cadence pour SUVIT). La télémétrie sera importante car Solar-C sera en orbite héliosynchrone (comme SDO). De plus, SUVIT pourra faire des mesures de champ magnétique chromosphérique (mesure de l'effet Hanle), ce qui permettra de mieux reconstruire le champ magnétique coronal et donc de tenir compte de l'énergie magnétique.

Enfin, les simulations pourraient nous donner un accès plus complet à l'ensemble des champs physiques. Elles pourraient permettre de déterminer les termes de l'équation d'énergie (Eq. (7.1)), et donc de mieux comprendre quelle part de l'énergie est accessible à partir des observations. Elles permettent aussi de tester les mécanismes de chauffage. Cependant, les simulations peuvent donner une représentation imparfaite des effets physiques, et elles sont limitées par le temps de calcul des ordinateurs. Dans tous les cas, l'analyse de nouvelles observations reste nécessaire pour mieux contraindre la puissance associées aux événements de chauffage coronal et pour en comprendre les mécanismes.

Bibliographie

- V. Aletti, M. Velli, K. Bocchialini, G. Einaudi, M. Georgoulis, et J.-C. Vial. Microscale Structures on the Quiet Sun and Coronal Heating. *ApJ*, 544 :550–557, November 2000.
- H. Alfvén. Magneto hydrodynamic waves, and the heating of the solar corona. *MNRAS*, 107 :211, 1947.
- M. J. Aschwanden. A statistical fractal-diffusive avalanche model of a slowly-driven self-organized criticality system. *A&A*, 539 :A2, March 2012. doi : 10.1051/0004-6361/201118237.
- M. J. Aschwanden et T. Shimizu. Multi-wavelength Observations of the Spatio-temporal Evolution of Solar Flares with AIA/SDO. II. Hydrodynamic Scaling Laws and Thermal Energies. *ApJ*, 776 :132, October 2013. doi : 10.1088/0004-637X/776/2/132.
- M. J. Aschwanden, R. W. Nightingale, T. D. Tarbell, et C. J. Wolfson. Time Variability of the “Quiet” Sun Observed with TRACE. I. Instrumental Effects, Event Detection, and Discrimination of Extreme-Ultraviolet Microflares. *ApJ*, 535 :1027–1046, June 2000a. doi : 10.1086/308866.
- M. J. Aschwanden, T. D. Tarbell, R. W. Nightingale, C. J. Schrijver, A. Title, C. C. Kankelborg, P. Martens, et H. P. Warren. Time variability of the “quiet” Sun observed with TRACE. II. physical parameters, temperature evolution, and energetics of extreme-ultraviolet nanoflares. *ApJ*, 535 : 1047–1065, June 2000b.
- R. G. Athay et O. R. White. Chromospheric and coronal heating by sound waves. *ApJ*, 226 :1135–1139, December 1978. doi : 10.1086/156690.
- G. Aulanier, L. Golub, E. E. DeLuca, J. W. Cirtain, R. Kano, L. L. Lundquist, N. Narukage, T. Sakao, et M. A. Weber. Slipping Magnetic Reconnection in Coronal Loops. *Science*, 318 :1588–, December 2007. doi : 10.1126/science.1146143.
- W. I. Axford et J. F. McKenzie. The origin of high speed solar wind streams. In E. Marsch et R. Schwenn, editors, *Solar Wind Seven Colloquium*, pages 1–5, 1992.
- P. Bak, C. Tang, et K. Wiesenfeld. Self-organized criticality. *Phys. Rev. A*, 38 :364–374, July 1988.
- J. M. Beckers. Solar Spicules (Invited Review Paper). *Sol. Phys.*, 3 :367–433, March 1968. doi : 10.1007/BF00171614.
- M. A. Berger. Energy-crossing number relations for braided magnetic fields. *Physical Review Letters*, 70 :705–708, February 1993. doi : 10.1103/PhysRevLett.70.705.
- D. Berghmans. Getting hot by nanoflares. In A. Wilson, editor, *Solar Variability : From Core to Outer Frontiers*, volume 506 of *ESA Special Publication*, pages 501–508, December 2002.

Bibliographie

- D. Berghmans, F. Clette, et D. Moses. Quiet Sun EUV transient brightenings and turbulence. A panoramic view by EIT on board SOHO. *A&A*, 336 :1039–1055, August 1998.
- L. Biermann. Zur Deutung der chromosphärischen Turbulenz und des Exzesses der UV-Strahlung der Sonne. *Naturwissenschaften*, 33 :118–119, August 1946. doi : 10.1007/BF00738265.
- L. Biermann. Über den Mechanismus der Ionisation in der Sonnenkorona. *Naturwissenschaften*, 34 : 87–88, March 1947. doi : 10.1007/BF00663117.
- L. Biermann. Über die Ursache der chromosphärischen Turbulenz und des UV-Exzesses der Sonnens-trahlung. *ZAp*, 25 :161, 1948.
- B. Bigot, S. Galtier, et H. Politano. An anisotropic turbulent model for solar coronal heating. *A&A*, 490 :325–337, October 2008. doi : 10.1051/0004-6361:20079227.
- H. Bondi, F. Hoyle, et R. A. Lyttleton. On the structure of the solar corona and chromosphere. *MNRAS*, 107 :184, 1947.
- J. W. Brosius, A. N. Daw, et D. M. Rabin. Pervasive Faint Fe XIX Emission from a Solar Active Region Observed with EUNIS-13 : Evidence for Nanoflare Heating. *ApJ*, 790 :112, August 2014. doi : 10.1088/0004-637X/790/2/112.
- G. E. Brueckner et J.-D. F. Bartoe. Observations of high-energy jets in the corona above the quiet sun, the heating of the corona, and the acceleration of the solar wind. *ApJ*, 272 :329–348, September 1983. doi : 10.1086/161297.
- E. C. Bruner, Jr. Dynamics of the solar transition zone. *ApJ*, 226 :1140–1146, December 1978. doi : 10.1086/156691.
- E. Buchlin et M. Velli. Shell Models of RMHD Turbulence and the Heating of Solar Coronal Loops. *ApJ*, 662 :701–714, June 2007. doi : 10.1086/512765.
- E. Buchlin et J.-C. Vial. Electron density in the quiet solar coronal transition region from SoHO/-SUMER measurements of S VI line radiance and opacity. *A&A*, 503 :559–568, August 2009. doi : 10.1051/0004-6361/200811588.
- E. Buchlin, V. Aletti, S. Galtier, M. Velli, G. Einaudi, et J.-C. Vial. A simplified numerical model of coronal energy dissipation based on reduced MHD. *A&A*, 406 :1061–1070, August 2003.
- A Canou. *Caractérisation de l'Environnement Magnétique de la Couronne Solaire*. PhD thesis, 2011.
- P. J. Cargill. The Fine Structure of a Nanoflare-Heated Corona. *Sol. Phys.*, 147 :263–268, October 1993. doi : 10.1007/BF00690717.
- J. W. Cirtain, L. Golub, A. R. Winebarger, B. de Pontieu, K. Kobayashi, R. L. Moore, R. W. Walsh, K. E. Korreck, M. Weber, P. McCauley, A. Title, S. Kuzin, et C. E. DeForest. Energy release in the solar corona from spatially resolved magnetic braids. *Nature*, 493 :501–503, January 2013. doi : 10.1038/nature11772.
- J. M. Davila. Heating of the solar corona by the resonant absorption of Alfvén waves. *ApJ*, 317 : 514–521, June 1987. doi : 10.1086/165295.
- C. E. DeForest et J. B. Gurman. Observation of Quasi-periodic Compressive Waves in Solar Polar Plumes. *ApJ*, 501 :L217–L220, July 1998. doi : 10.1086/311460.

- P. Démoulin. Where will efficient energy release occur in 3-D magnetic configurations? *Advances in Space Research*, 39 :1367–1377, 2007. doi : 10.1016/j.asr.2007.02.046.
- P. Demoulin, J. C. Henoux, E. R. Priest, et C. H. Mandrini. Quasi-Separatrix layers in solar flares. I. Method. *A&A*, 308 :643–655, April 1996.
- B. R. Dennis. Solar hard X-ray bursts. *Sol. Phys.*, 100 :465–490, October 1985.
- P. Dmitruk et D. O. Gómez. Turbulent Coronal Heating and the Distribution of Nanoflares. *ApJ*, 484 : L83–L86, July 1997. doi : 10.1086/310760.
- G. A. Doschek, M. E. Vanhoosier, J.-D. F. Bartoe, et U. Feldman. The emission-line spectrum above the limb of the quiet sun - 1175-1940 A. *ApJS*, 31 :417–443, July 1976. doi : 10.1086/190386.
- J. F. Dowdy, Jr., D. Rabin, et R. L. Moore. On the magnetic structure of the quiet transition region. *Sol. Phys.*, 105 :35–45, May 1986. doi : 10.1007/BF00156374.
- J. F. Drake. Characteristics of Soft Solar X-Ray Bursts. *Sol. Phys.*, 16 :152–185, January 1971. doi : 10.1007/BF00154510.
- B. Edlén. Die Deutung der Emissionslinien im Spektrum der Sonnenkorona. Mit 6 Abbildungen. *Zeitschrift für Astrophysics*, 22 :30–64, 1943.
- T. Emonet et F. Moreno-Insertis. The Physics of Twisted Magnetic Tubes Rising in a Stratified Medium : Two-dimensional Results. *ApJ*, 492 :804–821, January 1998. doi : 10.1086/305074.
- U. Feldman, G. A. Doschek, M. E. Vanhoosier, et J. D. Purcell. The emission-line spectrum above the limb of a solar coronal hole - 1175-1940 A. *ApJS*, 31 :445–466, July 1976. doi : 10.1086/190387.
- A. H. Gabriel. A magnetic model of the solar transition region. *Royal Society of London Philosophical Transactions Series A*, 281 :339–352, May 1976. doi : 10.1098/rsta.1976.0031.
- W. M. Glencross. Heating of coronal material at X-ray bright points. *ApJ*, 199 :L53–L56, July 1975. doi : 10.1086/181847.
- L. Golub, A. S. Krieger, J. K. Silk, A. F. Timothy, et G. S. Vaiana. Solar X-Ray Bright Points. *ApJ*, 189 :L93, April 1974. doi : 10.1086/181472.
- L. Golub, A. S. Krieger, et G. S. Vaiana. Observation of a non-uniform component in the distribution of coronal bright points. *Sol. Phys.*, 42 :131–134, May 1975. doi : 10.1007/BF00153290.
- L. Golub, A. S. Krieger, et G. S. Vaiana. Distribution of lifetimes for coronal soft X-ray bright points. *Sol. Phys.*, 49 :79–90, July 1976. doi : 10.1007/BF00221486.
- C. Guennou, F. Auchère, E. Soubrié, K. Bocchialini, S. Parenti, et N. Barbey. On the Accuracy of the Differential Emission Measure Diagnostics of Solar Plasmas. Application to SDO/AIA. I. Isothermal Plasmas. *ApJS*, 203 :25, December 2012a. doi : 10.1088/0067-0049/203/2/25.
- C. Guennou, F. Auchère, E. Soubrié, K. Bocchialini, S. Parenti, et N. Barbey. On the Accuracy of the Differential Emission Measure Diagnostics of Solar Plasmas. Application to SDO/AIA. II. Multithermal Plasmas. *ApJS*, 203 :26, December 2012b. doi : 10.1088/0067-0049/203/2/26.
- S. R. Habbal. Small scale structures in the solar corona. *Space Sci. Rev.*, 70 :37–46, October 1994. doi : 10.1007/BF00777839.

Bibliographie

- S. R. Habbal et G. L. Withbroe. Spatial and temporal variations of EUV coronal bright points. *Sol. Phys.*, 69 :77–97, January 1981. doi : 10.1007/BF00151257.
- S. R. Habbal, G. L. Withbroe, et J. F. Dowdy, Jr. A comparison between bright points in a coronal hole and a quiet-sun region. *ApJ*, 352 :333–342, March 1990. doi : 10.1086/168540.
- V. H. Hansteen, H. Hara, B. De Pontieu, et M. Carlsson. On Redshifts and Blueshifts in the Transition Region and Corona. *ApJ*, 718 :1070–1078, August 2010. doi : 10.1088/0004-637X/718/2/1070.
- R. A. Harrison. EUV Blinkers : The Significance of Variations in the Extreme Ultraviolet Quiet Sun. *Sol. Phys.*, 175 :467–485, October 1997. doi : 10.1023/A:1004964707047.
- K. L. Harvey, J. W. Harvey, et S. F. Martin. Ephemeral active regions in 1970 and 1973. *Sol. Phys.*, 40 :87–102, January 1975. doi : 10.1007/BF00183154.
- D. M. Hassler, G. J. Rottman, E. C. Shoub, et T. E. Holzer. Line broadening of MG X 609 and 625 A coronal emission lines observed above the solar limb. *ApJ*, 348 :L77–L80, January 1990. doi : 10.1086/185635.
- J. Heyvaerts et E. R. Priest. Coronal heating by phase-mixed shear Alfvén waves. *A&A*, 117 :220–234, January 1983.
- J. Heyvaerts et E. R. Priest. Coronal heating by reconnection in DC current systems - A theory based on Taylor’s hypothesis. *A&A*, 137 :63–78, August 1984.
- T. Hortin. *Héliométrie chromosphérique et coronale*. PhD thesis, Univ. Paris-Sud, Orsay, France, 2003.
- H. S. Hudson. Solar flares, microflares, nanoflares, and coronal heating. *Sol. Phys.*, 133 :357–369, June 1991.
- D. E. Innes, B. Inhester, W. I. Axford, et K. Wilhelm. Bi-directional plasma jets produced by magnetic reconnection on the Sun. *Nature*, 386 :811–813, April 1997. doi : 10.1038/386811a0.
- J. A. Ionson. Resonant absorption of Alfvénic surface waves and the heating of solar coronal loops. *ApJ*, 226 :650–673, December 1978. doi : 10.1086/156648.
- S. Javadi, J. Büchner, A. Otto, et J. C. Santos. About the relative importance of compressional heating and current dissipation for the formation of coronal X-ray bright points. *A&A*, 529 :A114, May 2011. doi : 10.1051/0004-6361/201015614.
- S. D. Jordan. Physical processes determining the chromospheric temperature distribution. *Sol. Phys.*, 51 :51–59, February 1977. doi : 10.1007/BF00240444.
- R. Kariyappa et B. A. Varghese. Intensity oscillations and heating of the coronal X-ray bright points from Hinode/XRT. *A&A*, 485 :289–292, July 2008. doi : 10.1051/0004-6361:20079127.
- J. A. Klimchuk, S. Patsourakos, et P. J. Cargill. Highly Efficient Modeling of Dynamic Coronal Loops. *ApJ*, 682 :1351–1362, August 2008. doi : 10.1086/589426.
- R. A. Kopp et G. W. Pneuman. Magnetic reconnection in the corona and the loop prominence phenomenon. *Sol. Phys.*, 50 :85–98, October 1976. doi : 10.1007/BF00206193.
- S. Koutchmy, H. Hara, Y. Suematsu, et K. Reardon. SXR Coronal Flashes. *A&A*, 320 :L33–L36, April 1997.

- M. Kretzschmar, T. D. de Wit, W. Schmutz, S. Mekaoui, J.-F. Hochedez, et S. Dewitte. The effect of flares on total solar irradiance. *Nature Physics*, 6 :690–692, September 2010. doi : 10.1038/nphys1741.
- S. Krucker et A. O. Benz. Energy Distribution of Heating Processes in the Quiet Solar Corona. *ApJ*, 501 :L213, July 1998.
- S. Krucker, A. O. Benz, T. S. Bastian, et L. W. Acton. X-Ray Network Flares of the Quiet Sun. *ApJ*, 488 :499–505, October 1997.
- M. Kuperus. The Heating of the Solar Corona. *Space Sci. Rev.*, 9 :713–739, August 1969. doi : 10.1007/BF00174033.
- K. D. Leka, R. C. Canfield, A. N. McClymont, et L. van Driel-Gesztelyi. Evidence for Current-carrying Emerging Flux. *ApJ*, 462 :547, May 1996. doi : 10.1086/177171.
- J.R. Lemen, A.M. Title, D.J. Akin, P.F. Boerner, C. Chou, J.F. Drake, D.W. Duncan, C.G. Edwards, F.M. Friedlaender, G.F. Heyman, N.E. Hurlburt, N.L. Katz, G.D. Kushner, M. Levay, R.W. Lindgren, D.P. Mathur, E.L. McFeaters, S. Mitchell, R.A. Rehse, C.J. Schrijver, L.A. Springer, R.A. Stern, T.D. Tarbell, J.-P. Wuelser, C.J. Wolfson, C. Yanari, J.A. Bookbinder, P.N. Cheimets, D. Caldwell, E.E. Deluca, R. Gates, L. Golub, S. Park, W.A. Podgorski, R.I. Bush, P.H. Scherrer, M.A. Gummin, P. Smith, G. Aufer, P. Jerram, P. Pool, R. Souffi, D.L. Windt, S. Beardsley, M. Clapp, J. Lang, et N. Waltham. The Atmospheric Imaging Assembly (AIA) on the Solar Dynamics Observatory (SDO). *Sol. Phys.*, 275 :17–40, January 2012. doi : 10.1007/s11207-011-9776-8.
- J. Liu, Z. Zhou, Y. Wang, R. Liu, B. Wang, C. Liao, C. Shen, H. Zheng, B. Miao, Z. Su, et S. Wang. Slow Magnetoacoustic Waves Observed above a Quiet-Sun Region in a Dark Cavity. *ApJ*, 758 :L26, October 2012. doi : 10.1088/2041-8205/758/2/L26.
- E. T. Lu et R. J. Hamilton. Avalanches and the distribution of solar flares. *ApJ*, 380 :L89–L92, October 1991.
- B. Lyot. Étude de la couronne solaire en dehors des éclipses. Avec 16 figures dans le texte. *ZAp*, 5 :73, 1932.
- M. S. Madjarska et J. G. Doyle. Transition region counterpart of X-ray/EUV coronal bright points registered by SUMER, CDS, EIT and MDI/SOHO. In A. Wilson, editor, *From Solar Min to Max : Half a Solar Cycle with SOHO*, volume 508 of *ESA Special Publication*, pages 311–314, June 2002.
- J. T. Mariska, U. Feldman, et G. A. Doschek. Nonthermal broadening of extreme ultraviolet emission lines near the solar limb. *A&A*, 73 :361–363, March 1979.
- S. W. McIntosh. On the Mass and Energy Loading of Extreme-UV Bright Points. *ApJ*, 670 :1401–1413, December 2007. doi : 10.1086/521948.
- G. Newkirk, Jr. et J. Harvey. Coronal Polar Plumes. *Sol. Phys.*, 3 :321–343, February 1968. doi : 10.1007/BF00155166.
- L. Ofman. Propagation and Dissipation of Slow Magnetosonic Waves in Coronal Plumes. In W. Livingston et A. Özgüç, editors, *Last Total Solar Eclipse of the Millennium*, volume 205 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, page 147, April 2000.
- E. N. Parker. Topological Dissipation and the Small-Scale Fields in Turbulent Gases. *ApJ*, 174 :499, June 1972. doi : 10.1086/151512.

Bibliographie

- E. N. Parker. Nanoflares and the solar X-ray corona. *ApJ*, 330 :474–479, July 1988.
- C. E. Parnell et P. E. Jupp. Statistical Analysis of the Energy Distribution of Nanoflares in the Quiet Sun. *ApJ*, 529 :554–569, January 2000. doi : 10.1086/308271.
- S. Patsourakos et J. A. Klimchuk. Nonthermal Spectral Line Broadening and the Nanoflare Model. *ApJ*, 647 :1452–1465, August 2006. doi : 10.1086/505517.
- E. R. Pekünlü, Ö. Çakırılı, et E. Özetken. Solar coronal heating by magnetosonic waves. *MNRAS*, 326 : 675–685, September 2001. doi : 10.1046/j.1365-8711.2001.04639.x.
- H. Peter, S. Bingert, J. A. Klimchuk, C. de Forest, J. W. Cirtain, L. Golub, A. R. Winebarger, K. Kobayashi, et K. E. Korreck. Structure of solar coronal loops : from miniature to large-scale. *A&A*, 556 :A104, August 2013. doi : 10.1051/0004-6361/201321826.
- S. B. Pikelner. Zur Theorie der Sonnenkorona. In O. Singer, editor, *Abhandlungen Aus Der Sowjetischen Astronomie, Folge III*, page 193, 1953.
- S. R. Pottasch. The Lower Solar Corona : Interpretation of the Ultraviolet Spectrum. *ApJ*, 137 :945, April 1963. doi : 10.1086/147569.
- E. R. Priest et P. Démoulin. Three-dimensional magnetic reconnection without null points. 1. Basic theory of magnetic flipping. *J. Geophys. Res.*, 100 :23443–23464, December 1995. doi : 10.1029/95JA02740.
- R. Rosner, L. Golub, B. Coppi, et G. S. Vaiana. Heating of coronal plasma by anomalous current dissipation. *ApJ*, 222 :317–332, May 1978. doi : 10.1086/156145.
- A. Ruzmaikin et M. A. Berger. On a source of Alfvén waves heating the solar corona. *A&A*, 337 : L9–L12, September 1998.
- T. Sakurai, M. Goossens, et J. V. Hollweg. Resonant behaviour of MHD waves on magnetic flux tubes. I - Connection formulae at the resonant surfaces. *Sol. Phys.*, 133 :227–245, June 1991. doi : 10.1007/BF00149888.
- J. C. Santos, J. Büchner, M. S. Madjarska, et M. V. Alves. On the relation between DC current locations and an EUV bright point : A case study. *A&A*, 490 :345–352, October 2008. doi : 10.1051/0004-6361:200809975.
- I. Sattarov, A. A. Pevtsov, N. V. Karachik, C. T. Sheridanov, et A. M. Tillaboev. Solar Cycle 23 in Coronal Bright Points. *Sol. Phys.*, 262 :321–335, April 2010. doi : 10.1007/s11207-010-9524-5.
- E. Schatzman. The heating of the solar corona and chromosphere. *Annales d'Astrophysique*, 12 :203, January 1949.
- H. Schirmer. Über die Ausbreitung von Stoßwellen in der Sonnenatmosphäre. Mit 5 Textabbildungen. *ZAp*, 27 :132, 1950.
- J. T. Schmelz, B. S. Jenkins, et S. Pathak. Atmospheric Imaging Assembly Observations of Coronal Loops : Cross-field Temperature Distributions. *ApJ*, 770 :14, June 2013. doi : 10.1088/0004-637X/770/1/14.

- C. J. Schrijver, R. A. Shine, N. E. Hurlburt, T. D. Tarbell, et J. R. Lemen. The Dynamic Quiet Solar Corona : 4 Days of Joint Observing with MDI and EIT. In A. Wilson, editor, *Fifth SOHO Workshop : The Corona and Solar Wind Near Minimum Activity*, volume 404 of *ESA Special Publication*, page 669, 1997.
- C. J. Schrijver, A. M. Title, K. L. Harvey, N. R. Sheeley, Y.-M. Wang, G. H. J. van den Oord, R. A. Shine, T. D. Tarbell, et N. E. Hurlburt. Large-scale coronal heating by the small-scale magnetic field of the Sun. *Nature*, 394 :152–154, July 1998. doi : 10.1038/28108.
- M. Schwarzschild. On Noise Arising from the Solar Granulation. *ApJ*, 107 :1, January 1948. doi : 10.1086/144983.
- N. R. Sheeley, Jr. et L. Golub. Rapid changes in the fine structure of a coronal 'bright point' and a small coronal 'active region'. *Sol. Phys.*, 63 :119–126, August 1979. doi : 10.1007/BF00155702.
- K. Shibata, T. Nakamura, T. Matsumoto, K. Otsuji, T. J. Okamoto, N. Nishizuka, T. Kawate, H. Watanabe, S. Nagata, S. UeNo, R. Kitai, S. Nozawa, S. Tsuneta, Y. Suematsu, K. Ichimoto, T. Shimizu, Y. Katsukawa, T. D. Tarbell, T. E. Berger, B. W. Lites, R. A. Shine, et A. M. Title. Chromospheric Anemone Jets as Evidence of Ubiquitous Reconnection. *Science*, 318 :1591–, December 2007. doi : 10.1126/science.1146708.
- R. A. Shine, D. Roussel-Dupre, E. C. Bruner, Jr., E. G. Chipman, B. W. Lites, G. J. Rottman, R. G. Athay, et O. R. White. Preliminary results from the Orbiting Solar Observatory 8 - Observations of optically thin lines. *ApJ*, 210 :L107–L110, December 1976. doi : 10.1086/182314.
- M. Sinha et B. N. Goswami. Magnetosonic waves in the presence of a lower hybrid turbulence and plasma heating. *Physics of Fluids*, 20 :2145–2147, December 1977. doi : 10.1063/1.861845.
- L. Spitzer et R. Härm. Transport Phenomena in a Completely Ionized Gas. *Physical Review*, 89 :977–981, March 1953. doi : 10.1103/PhysRev.89.977.
- R. F. Stein et J. Leibacher. Waves in the solar atmosphere. *ARA&A*, 12 :407–435, 1974. doi : 10.1146/annurev.aa.12.090174.002203.
- P. A. Sturrock et Y. Uchida. Coronal heating by stochastic magnetic pumping. *ApJ*, 246 :331–336, May 1981. doi : 10.1086/158926.
- T. D. Tarbell, A. M. Title, et S. A. Schoolman. Weak and strong magnetic fields in the solar photosphere. *ApJ*, 229 :387–392, April 1979. doi : 10.1086/156964.
- P. Testa, B. De Pontieu, J. Martínez-Sykora, E. DeLuca, V. Hansteen, J. Cirtain, A. Winebarger, L. Golub, K. Kobayashi, K. Korreck, S. Kuzin, R. Walsh, C. DeForest, A. Title, et M. Weber. Observing Coronal Nanoflares in Active Region Moss. *ApJ*, 770 :L1, June 2013. doi : 10.1088/2041-8205/770/1/L1.
- W. T. Thompson. Coordinate systems for solar image data. *A&A*, 449 :791–803, April 2006. doi : 10.1051/0004-6361:20054262.
- H. Tian, W. Curdt, E. Marsch, et J. He. Cool and Hot Components of a Coronal Bright Point. *ApJ*, 681 :L121–L124, July 2008. doi : 10.1086/590410.
- A. A. van Ballegooijen. Electric currents in the solar corona and the existence of magnetostatic equilibrium. *ApJ*, 298 :421–430, November 1985. doi : 10.1086/163626.

Bibliographie

- A. A. van Ballegoijen et P. C. H. Martens. Formation and eruption of solar prominences. *ApJ*, 343 : 971–984, August 1989. doi : 10.1086/167766.
- A. A. van Ballegoijen, M. Asgari-Targhi, S. R. Cranmer, et E. E. DeLuca. Heating of the Solar Chromosphere and Corona by Alfvén Wave Turbulence. *ApJ*, 736 :3, July 2011. doi : 10.1088/0004-637X/736/1/3.
- G. van Hoven, Y. Mok, et J. F. Drake. Prominence condensation and magnetic levitation in a coronal loop. *Sol. Phys.*, 140 :269–287, August 1992. doi : 10.1007/BF00146313.
- L. P. van Speybroeck, A. S. Krieger, et G. S. Vaiana. X-ray Photographs of the Sun on March 7, 1970. *Nature*, 227 :818–822, August 1970. doi : 10.1038/227818a0.
- L. P. Van Speybroeck, A. S. Krieger, et G. S. Vaiana. X-ray Photographs of the Sun on March 7, 1970. *Nature*, 227 :818–822, August 1970. doi : 10.1038/227818a0.
- A. R. Winebarger, R. W. Walsh, R. Moore, B. De Pontieu, V. Hansteen, J. Cirtain, L. Golub, K. Kobayashi, K. Korreck, C. DeForest, M. Weber, A. Title, et S. Kuzin. Detecting Nanoflare Heating Events in Subarcsecond Inter-moss Loops Using Hi-C. *ApJ*, 771 :21, July 2013. doi : 10.1088/0004-637X/771/1/21.
- G. L. Withbroe et R. W. Noyes. Mass and energy flow in the solar chromosphere and corona. *ARA&A*, 15 :363–387, 1977.
- Z. Zhenjun, L. Jiajia, Y. Wang, L. Rui, W. Bin, L. Chijian, C. Shen, H. Zheng, B. Miao, Z. Su, et S. Wang. Slow Magneto-acoustic Waves Observed above Quiet-Sun Region in a Dark Cavity. *AGU Fall Meeting Abstracts*, page D2263, December 2012.
- V. I. Zhukov. Absorption of magneto-acoustic waves in the continuous spectrum as a possible mechanism for non-radial heating of solar photospheric faculae. *Byulletin Solnechnye Dannye Akademii Nauk SSSR*, 1979 :80–88, 1979.
- E. J. Zita. Do magnetic waves heat the solar atmosphere? In *APS Northwest Section Meeting Abstracts*, page D1019, May 2003.