



HAL
open science

L'impact de petits événements brillants UV-EUV sur le chauffage coronal du Soleil calme : analyse de données de Solar Orbiter et simulations hydrodynamiques de boucles magnétiques

Antoine Dolliou

► To cite this version:

Antoine Dolliou. L'impact de petits événements brillants UV-EUV sur le chauffage coronal du Soleil calme : analyse de données de Solar Orbiter et simulations hydrodynamiques de boucles magnétiques. Astrophysique stellaire et solaire [astro-ph.SR]. Université Paris-Saclay, 2024. Français. NNT : 2024UPASP112 . tel-04816892

HAL Id: tel-04816892

<https://theses.hal.science/tel-04816892v1>

Submitted on 3 Dec 2024

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.

L'impact de petits événements brillants UV-EUV sur le chauffage coronal du Soleil calme : analyse de données de Solar Orbiter et simulations hydrodynamiques de boucles magnétiques

*The impact of small UV-EUV brightenings on the quiet
Sun coronal heating : Solar Orbiter data analysis and
hydrodynamics simulations of magnetic loops*

Thèse de doctorat de l'université Paris-Saclay

École doctorale n°572 : ondes et matière (EDOM)

Spécialité de doctorat : Physique

Graduate School : Physique. Référent : Faculté des Sciences d'Orsay

Thèse préparée dans l'unité de recherche **Institut d'astrophysique spatiale** (Université Paris-Saclay, CNRS), sous la direction de **Karine BOCCHIALINI**, Professeure, le co-encadrement de **Susanna PARENTI**, Docteure

Thèse soutenue à Paris-Saclay, le 11 octobre 2024, par

Antoine DOLLIUO

Composition du jury

Membres du jury avec voix délibérative

Catherine KRAFFT Professeure, Université Paris-Saclay	Présidente
Alexis ROUILLARD Chargé de recherche (HDR), Université Paul Sabatier	Rapporteur & Examineur
Nicole VILMER Directrice de recherche émérite, Université PSL	Rapporteur & Examinatrice
Sophie MASSON Docteure, Ecole Polytechnique	Examinatrice
Spiros PATSOURAKOS Professeur, University of Ioannina	Examineur
Andrei ZHUKOV Docteur, Royal Observatory of Belgium	Examineur

Titre : L'impact de petits événements brillants UV-EUV sur le chauffage coronal du Soleil calme : analyse de données de Solar Orbiter et simulations hydrodynamiques de boucles magnétiques
Mots clés : Physique solaire – Chauffage coronal à petites échelles – Imagerie et spectroscopie UV-EUV – Solar Orbiter – Simulations hydrodynamiques – Observations multi-instrumentales

Résumé : La couronne solaire est chauffée à plus de 1 MK. L'une des principales théories sur la formation de la couronne (Parker, 1988) suggère que l'énergie magnétique est dissipée dans la couronne par un grand nombre d'événements de chauffage impulsifs et peu énergétiques ($1E24$ ergs), appelés « nanoflares ». Le 30 mai 2020, lors de sa première séquence d'observation à haute résolution spatiale et temporelle, 1463 petits « événements » EUV de petite taille (400 - 4000 km) et de court temps de vie (10-200 s) ont été détectés dans le Soleil calme (QS) par l'imageur UV à haute résolution HRIEUV (174 Angström), à bord de Solar Orbiter. J'ai étudié si ces événements sont la signature du chauffage par nanoflares. Comme HRIEUV est sensible à une gamme de température continue, en particulier entre 1 MK et 0.3 MK, mon objectif était de vérifier si ces événements atteignent des températures coronales et, par conséquent, s'ils contribuent directement au chauffage coronal. Le 30 mai 2020, seules les données de SDO/AIA permettaient d'effectuer un diagnostic de température. C'est dans ce but que j'ai appliqué la méthode des « décalages temporels » aux canaux EUV de AIA. Ces décalages sont des signatures de chauffage ou de refroidissement pour des températures supérieures à 1 MK, au-delà de laquelle cinq des six canaux d'AIA ont leur pic de réponse. La comparaison des résultats entre les événements et le reste du QS a permis de conclure que les événements ont, pour la plupart, des décalages temporels inférieurs à la cadence d'AIA de 12 s. Des séquences d'observation ultérieures ont confirmé ces résultats avec une cadence d'AIA doublée. J'en ai déduit deux interprétations possibles : (1) les événements n'atteignent pas 1 MK, températures pour lesquelles les fonctions de réponse d'AIA se comportent de façon similaire ; (2) les temps de refroidissement sont trop courts pour que les décalages temporels soient résolus par AIA.

Afin de mieux contraindre leur température, j'ai eu recours à la spectroscopie. J'ai donc analysé des observations coordonnées entre HRIEUV, AIA (imagerie), Solar Orbiter/SPICE et Hinode/EIS (spectroscopie) sur le QS, en 2022 et 2023. Tout d'abord, les événements sont détectés dans HRIEUV, puis identifiés dans AIA, ainsi que SPICE ou EIS. A partir des raies spectrales, j'ai construit des courbes de lumière et estimé la distribution de la densité en fonction de la température. J'ai conclu que l'émission de ces événements provient principalement de plasma froid (< 1 MK). Ainsi, la majorité d'entre eux ne contribuent pas directement au chauffage coronal. Afin de comprendre l'origine physique de ces événements, j'ai reproduit leurs signatures observationnelles avec le code d'évolution hydrodynamique 1D HYDRAD. Pour ce faire, j'ai calculé les courbes de lumière synthétiques de petites boucles soumises à un chauffage impulsif, en changeant les paramètres du modèle, tels que la longueur de la boucle ou l'amplitude du chauffage. J'ai cherché les paramètres qui reproduisent le mieux les observations, y compris le pic co-temporel des courbes de lumière. J'ai comparé les résultats pour deux types de boucles qui ont des propriétés très différentes : les boucles « chaudes » ($T > 1E5$ K) et les boucles « froides » ($T < 1E5$ K). Les résultats montrent que les boucles froides soumises à un chauffage impulsif sont de bons candidats pour expliquer l'origine des événements détectés par HRIEUV. En conclusion, ces événements ne sont probablement pas, pour la majeure partie d'entre eux, une signature du chauffage coronal, à moins que leur émission coronale ne soit inférieure aux limites instrumentales. Une des conséquences de ce travail est de réévaluer le rôle des petits événements EUV dans le chauffage coronal du QS, car ils pourraient jouer un rôle important dans le chauffage de la partie plus basse et plus froide de l'atmosphère solaire.

Title : The impact of small UV-EUV brightenings on the quiet Sun coronal heating : Solar Orbiter data analysis and hydrodynamics simulations of magnetic loops

Keywords : Solar Physics – Coronal heating at small scales – UV-EUV Imaging and spectroscopy – Solar Orbiter – Hydrodynamics simulations – Multi-instrumental observations

Abstract : The Solar corona temperature is maintained at more than 1 MK. One of the main theories of the coronal formation (Parker, 1988) suggests that the magnetic energy is dissipated into the corona through a high number of impulsive, low energetic ($1E24$ ergs) heating events, called “nanoflares.” On 30 May 2020, during its first high temporal and spatial resolutions observations, 1463 small (400 – 4000 km) and short-lived (10-200 s) EUV brightenings, referred to as “events”, were detected in the Quiet Sun (QS) by the high-resolution UV imager HRIEUV (174 Angström), on board Solar Orbiter. I tested the possibility that they might be signatures of nanoflare heating. As HRIEUV is sensitive to continuous temperature coverage, in particular between 1 MK and 0.3 MK, my goal was to verify if these events do reach coronal temperatures and, thus, if they contribute directly to the coronal heating. For the 30 May 2020 dataset, only SDO/AIA data were available to perform temperature diagnostics. To do so, I applied the “time lags” method to the coronal channels of AIA. This method provides signatures on plasma cooling or heating above 1 MK, as most AIA channels have their sensitivity peak at these temperatures. I compared the statistics between the events and the rest of the QS and concluded that the events are characterized by short time lags below the AIA cadence of 12 s. These results were confirmed by extending the study to later datasets using a higher AIA cadence of 6s. I proposed two possible interpretations : (1) the events peak below 1 MK, where the AIA response functions behave similarly; (2) the events’ cooling time scale is too short to be resolved by the AIA cadence. Spectroscopic observations are

thus necessary to better constrain the temperature of these events. To complete this work, I used co-temporal 2022 and 2023 QS data from HRIEUV, AIA (imagers), from Solar Orbiter/SPICE and HINODE/EIS (spectroscopy). I first detected events in HRIEUV and identified them in SPICE or EIS and in AIA. Then, I extracted the light curves from spectral lines emitted in a wide range of temperatures and applied spectroscopic diagnostics to derive the density as a function of temperature. I concluded that the emission of these events mainly originates from plasma below 1 MK. As such, most of them hardly contribute directly to the coronal heating. In order to understand the physical properties driving these events, I reproduced their observational signatures using the HYDRAD 1D hydrodynamics code. To do so, I computed the synthetic light curves from different models of short loops submitted to impulsive heating by changing parameters such as the loop length or the heating strength. I looked for the models that best reproduce the observations, including the light curves co-temporal peak. The work compares the results for two different types of loops that have very distinct properties : “hot” ($T > 1E5$ K) and “cool” ($T < 1E5$ K) loops. The results showed that cool loops submitted to impulsive heating are good candidates to explain the origin of most of the events detected by HRIEUV. To conclude, most of these events are probably not the signature of coronal heating phenomena, unless their coronal emission is below the instrumental limitations. One consequence of this work would be to reconsider their role in heating the QS corona, as they might instead provide a major contribution to the heating of the cooler lower solar atmosphere.

Remerciements

Ces trois années de thèse ont été une période exceptionnelle, riche d'expériences et de rencontres, tant sur le plan personnel que professionnel. Je suis heureux d'avoir eu la chance de les vivre dans de si bonnes conditions à l'Institut d'Astrophysique Spatiale.

Ceci grâce avant tout à Susanna et Karine, mes co-directrices de thèse, que je tiens à remercier le plus chaleureusement possible. Merci infiniment pour votre encadrement d'une qualité rare. De m'avoir ainsi transmis vos connaissances, votre rigueur scientifique et votre passion pour ce domaine fascinant, le tout avec une grande pédagogie, mais aussi avec confiance, écoute, disponibilité et bienveillance. Susanna, j'ai adoré nos discussions scientifiques animées et passionnantes, qui m'ont appris à toujours aller chercher dans les détails et à structurer ma pensée scientifique. Karine, merci pour ton soutien sans faille sur les plans scientifique, professionnel et même administratif. Tout cela m'a permis de m'épanouir et de progresser au mieux dans une confiance mutuelle et une ambiance de travail, à la fois humaine et exigeante. Je vous en suis à toutes deux infiniment reconnaissant.

Je remercie également les membres de mon Jury de thèse Catherine Krafft, Nicole Vilmer, Alexis Rouillard, Sophie Masson, Spiros Patsourakos et Andrei Zhukov, pour leurs questions et discussions particulièrement pertinentes qui ont ouvert de nouvelles perspectives de recherche. En particulier, merci à Nicole et à Alexis pour leur rapport respectif très détaillé qui ont montré leur expertise et un réel intérêt pour mon travail.

Ces trois années ont été l'occasion de construire des collaborations avec un grand nombre de collègues dans le monde entier. Non seulement j'ai grandement bénéficié de leur expertise, mais ces rencontres ont été décisives pour poser les fondations de collaborations futures. Je tiens à remercier les collègues de l'observatoire royal de Belgique, de l'institut Max Planck, de NASA Goddard et du *Naval Research Laboratory* pour m'avoir permis de présenter mes travaux et pour les discussions très inspirantes qui en ont découlé. Je tiens en particulier à remercier Jim Klimchuk, avec qui j'ai travaillé sur le chapitre des simulations 1D hydrodynamiques de petites boucles soumises à du chauffage impulsif. Ce fut un réel plaisir de travailler directement avec Jim lors de la visite de deux semaines organisées à NASA Goddard. Je tiens également à remercier Patrick Antolin pour m'avoir donné l'opportunité de collaborer sur le projet portant sur l'étude de la pluie coronale avec EUI et SPICE, qui fut une expérience très enrichissante. Un grand merci donc à Jim et à Patrick pour leur soutien essentiel et la confiance qu'ils m'ont accordée. Je remercie également tous les membres des consortium EUI et SPICE, qui ont été très à l'écoute et disponibles pour m'aider à préparer les données des différents instruments que j'ai utilisés.

Je tiens également à remercier tous les membres de l'équipe Solaire/Stellaire : Frédéric Auchère, Frédéric Baudin, Patrick Boumier, Eric Buchlin, João Marques, Gabriel Pelouze et Barbara Perri. Vous m'avez tellement soutenu tout le long de cette belle aventure ! En particulier, l'aide apportée par Frédéric et Eric sur le code et les instruments a été très précieuse. Un grand merci particulier aussi à Gabriel Pelouze qui m'a conseillé pendant tout le début de ma thèse, et m'a appris une bonne partie de ce que je sais faire sur l'alignement des instruments en Python. Je remercie également grandement tous mes braves collègues et amis de l'équipe : Alfred, Charly, Lucie, Noah et Slimane. Grâce à vous, j'ai pu partager de beaux moments de joie et construire des amitiés qui, j'espère, perdureront bien au-delà de ma thèse. J'espère d'ailleurs vous revoir très prochainement au Gramophone ! Merci également aux membres et collègues du laboratoire pour leur aide que ce soit sur le plan technique, scientifique ou administratif, et que je ne pourrai malheureusement pas tous citer : Stéphane, Martine, Pierre, Saliha, Théo, Simon et bien d'autres.

J'en profite pour remercier aussi certaines personnes qui m'ont ouvert la voie et permis de me lancer dans une carrière académique en astrophysique : Madame Sillières, Madame Tricot,

Madame Schmal et Antoine Gusdorf.

Je remercie enfin mes proches qui ont toujours été là pour moi : Maman, Papa, Marek, Matthieu, Margaux, Marie-Pierre. J'ai aussi une pensée pour la petite Amélia qui grandit si vite! Ma famille plus étendue m'a également bien encouragé et assisté. Je pense à Christophe et Chantal, Olivier et Adeline, ainsi que mes cousins à tous les degrés!

Et enfin, je veux te remercier du fond du cœur ma moitié, Julie, pour être à mes côtés en tout temps et m'avoir soutenu dans tous mes choix. J'ai hâte de continuer notre histoire ensemble!

Table des matières

1	Objectif scientifique et contexte instrumental	9
1.1	L’atmosphère du Soleil	9
1.2	Le chauffage coronal	13
1.2.1	La théorie du chauffage par <i>nanoflares</i>	13
1.2.2	Statistique des événements EUV	15
1.3	Instrumentation pour observer les petits événements EUV et diagnostics associés	16
1.3.1	La mission Solar Orbiter	16
1.3.2	L’ <i>Extreme Ultraviolet Imager</i> à bord de Solar Orbiter	17
1.3.3	Le <i>Spectral Imaging of the Coronal Environment</i> à bord de Solar Orbiter	19
1.3.4	L’ <i>Atmospheric Imaging Assembly</i> à bord de SDO	20
1.3.5	L’ <i>EUUV Imaging Spectrometer</i> à bord de Hinode	20
1.3.6	La DEM et l’EM LOCI comme diagnostics de température	21
1.4	Contexte et objectif de la thèse	22
1.4.1	La détection d’événements EUV par HRIEUV	22
1.4.2	Propriétés thermiques des événements déduites des canaux EUV d’AIA .	23
1.4.3	Problématique et plan de la thèse	26
2	Signature statistique d’une population d’événements froids	27
2.1	Une méthode alternative pour mesurer l’évolution thermique des événements : les décalages temporels	27
2.2	Approche statistique sur les événements EUV du 30 mai 2020	29
2.2.1	Méthode et caractérisation de l’impact des biais observationnels	29
2.2.2	Décalages temporels de la paire d’AIA 193 – 171	32
2.3	<i>Temperature of quiet Sun small scale brightenings observed by EUV on board Solar Orbiter : Evidence for a cooler component</i>	34
2.4	Résumé des résultats	48
2.5	Décalages temporels sur les données à haute cadence d’AIA	50
2.5.1	Détection des événements EUV	50
2.5.2	Distributions des décalages temporels	53
2.5.3	Conclusion	53
3	Diagnostics spectroscopiques UV-EUV des événements détectés par HRIEUV	55
3.1	La spectroscopie UV-EUV nécessaire pour contraindre la température	55
3.2	Présentation des séquences d’observation multi-instrumentales et procédure de co-alignement	57
3.3	<i>Spectroscopic evidence of cool plasma in quiet Sun small-scale brightenings de- tected by HRIEUV on board Solar Orbiter</i>	60
3.4	Résumé des résultats	82
3.5	Conclusion et discussion de l’impact sur le chauffage coronal	83

4	Simulation des événements EUV	85
4.1	Introduction	85
4.1.1	Contexte des observations et des modélisations des événements détectés par HRIEUV	85
4.1.2	Comparaison des propriétés des boucles chaudes et froides	87
4.2	Modélisation de boucles coronales	89
4.2.1	Géométrie des boucles circulaires	89
4.2.2	Equations de l'hydrodynamique 1D à deux fluides	91
4.3	Construction de modèles de boucles "froides"	93
4.3.1	Equations des profils initiaux de boucles froides	93
4.3.2	Description des paramètres de plasma le long de la partie centrale de la boucle	94
4.3.3	Description des paramètres de plasma le long des pieds chromosphériques verticaux	94
4.3.4	Condition d'existence des boucles froides	95
4.3.5	Discussion du choix de la fonction de pertes radiatives	95
4.4	Mise en place des simulations	97
4.5	Choix des groupes de modèles pour l'étude d'un paramètre	98
4.6	Transition d'une boucle froide vers une boucle chaude	99
4.7	Création des courbes de lumière synthétiques	102
4.8	Courbes de lumière d'HRIEUV, d'AIA et de SPICE	103
4.8.1	Résultats pour une boucle froide et une boucle chaude typiques	103
4.8.1.1	Exemple d'une boucle froide (m_4)	103
4.8.1.2	Exemple d'une boucle chaude (m_{23})	106
4.8.2	Groupe I : Augmentation de la longueur de la boucle	107
4.8.3	Groupe III : Augmentation de l'amplitude maximale du chauffage impulsif	110
4.9	Résumés des résultats et conclusion	113
4.9.1	Résultats des simulations	113
4.9.2	Comparaisons avec les observations	114
5	Conclusion	117
5.1	Résumé des résultats	117
5.2	Discussion et perspectives	119
A	Figures annexes du chapitre III	123
B	Figures annexe du chapitre IV	125
C	Résultats des groupes II et IV	129
C.1	Groupe II : Augmentation de la pression P_0 au pieds des boucles semi-circulaires	129
C.2	Groupe IV : Elongation de la boucle	131
D	<i>Extreme-Ultraviolet fine structure and variability associated with coronal rain revealed by Solar Orbiter/EUI HRI_{EUUV} and SPICE</i>	133

Chapitre 1

Objectif scientifique et contexte instrumental

Sommaire

1.1	L’atmosphère du Soleil	9
1.2	Le chauffage coronal	13
1.2.1	La théorie du chauffage par <i>nanoflares</i>	13
1.2.2	Statistique des événements EUV	15
1.3	Instrumentation pour observer les petits événements EUV et diagnostics associés	16
1.3.1	La mission Solar Orbiter	16
1.3.2	L’ <i>Extreme Ultraviolet Imager</i> à bord de Solar Orbiter	17
1.3.3	Le <i>Spectral Imaging of the Coronal Environment</i> à bord de Solar Orbiter	19
1.3.4	L’ <i>Atmospheric Imaging Assembly</i> à bord de SDO	20
1.3.5	L’ <i>EUV Imaging Spectrometer</i> à bord de Hinode	20
1.3.6	La DEM et l’EM LOCI comme diagnostics de température	21
1.4	Contexte et objectif de la thèse	22
1.4.1	La détection d’événements EUV par HRIEUV	22
1.4.2	Propriétés thermiques des événements déduites des canaux EUV d’AIA	23
1.4.3	Problématique et plan de la thèse	26

Le Soleil, l’étoile la plus proche de la Terre, interroge depuis plus d’un siècle. En effet, son atmosphère est chauffée à des températures supérieures à 1 MK, tandis que sa surface visible n’atteint que 5000 K. Ce problème est introduit dans la section 1.1. L’une des théories principales expliquant le chauffage suggère que l’énergie est transférée de la surface jusqu’à l’atmosphère, puis déposée et dissipée aux petites échelles spatiales, comme présenté dans la section 1.2. De ce fait, l’objectif de ma thèse est de comprendre la contribution de petits événements brillants détectés dans l’extrême ultraviolet (EUV) au chauffage de l’atmosphère solaire. J’exploite pour cela les données de la mission Solar Orbiter, lancée en février 2020, ainsi que les données de plusieurs télescopes en orbite autour de la Terre, qui sont présentés en section 1.3. Le contexte observationnel et le plan de mon manuscrit sont détaillés en section 1.4.

1.1 L’atmosphère du Soleil

L’atmosphère solaire est délimitée par la surface visible à l’oeil nu du Soleil, appelée photosphère d’une part, et par la limite de sa couche externe appelée héliosphère d’autre part. L’héliosphère, dans laquelle évolue le vent solaire, est la région qui est sujette à l’influence du

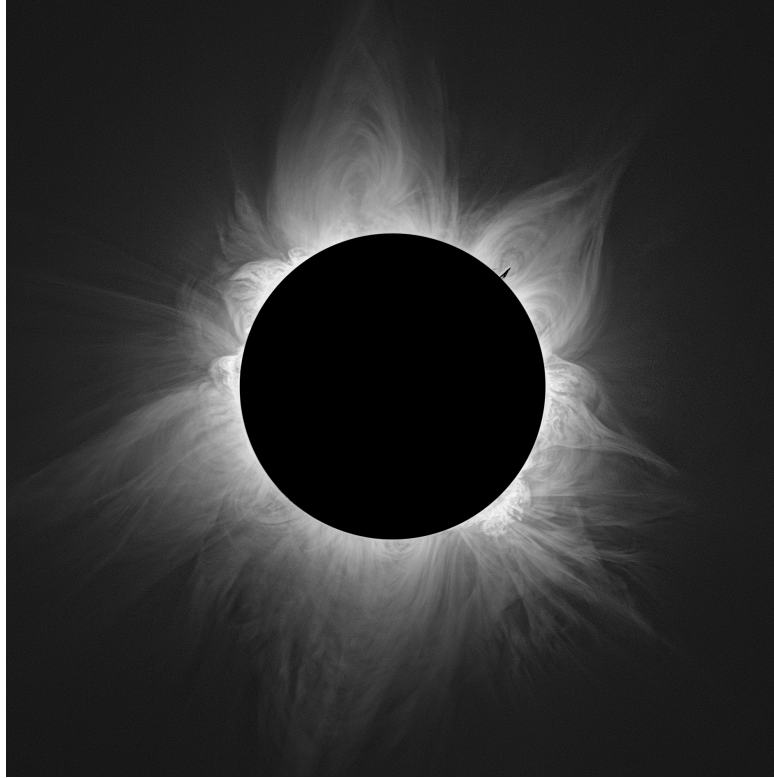


FIGURE 1.1 – La couronne solaire, vue dans le Fe XIV 530.3 nm (2 MK), prise le 20 avril 2023 en Australie lors d’une éclipse totale. © 2023 Matěj Štarha, Jana Hoderová, Shadia Habbal, Miloslav Druckmüller

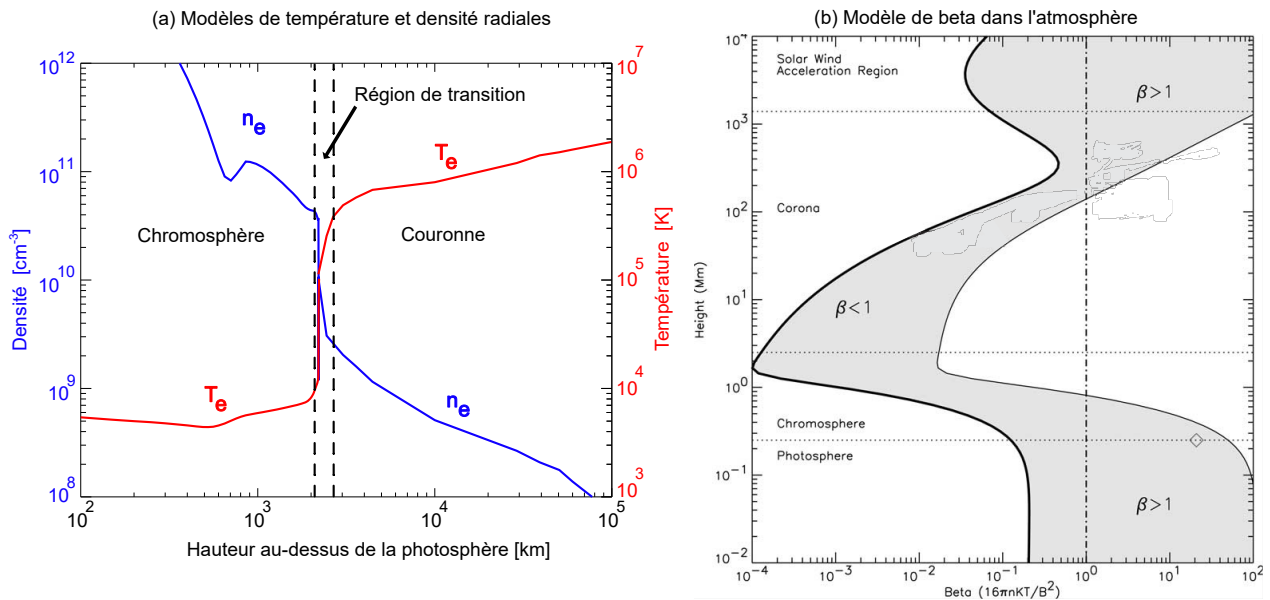


FIGURE 1.2 – (a) Adaptée de la figure 1.19 de [Aschwanden \(2005\)](#). Profil théorique de la température T_e (en rouge) et de la densité n_e électronique moyenne (en bleu) en fonction de l’altitude par rapport à la photosphère. (b) Adaptée de la figure 3 de [Gary \(2001\)](#). Modélisation de la valeur du β pour le plasma de l’atmosphère solaire, en fonction de l’altitude par rapport à une position arbitraire dans la photosphère. Dans la sous-figure (b), la limite entre la photosphère et la chromosphère, qui correspond à la valeur de 0 km dans la sous-figure (a), se situe entre 200 et 300 km.

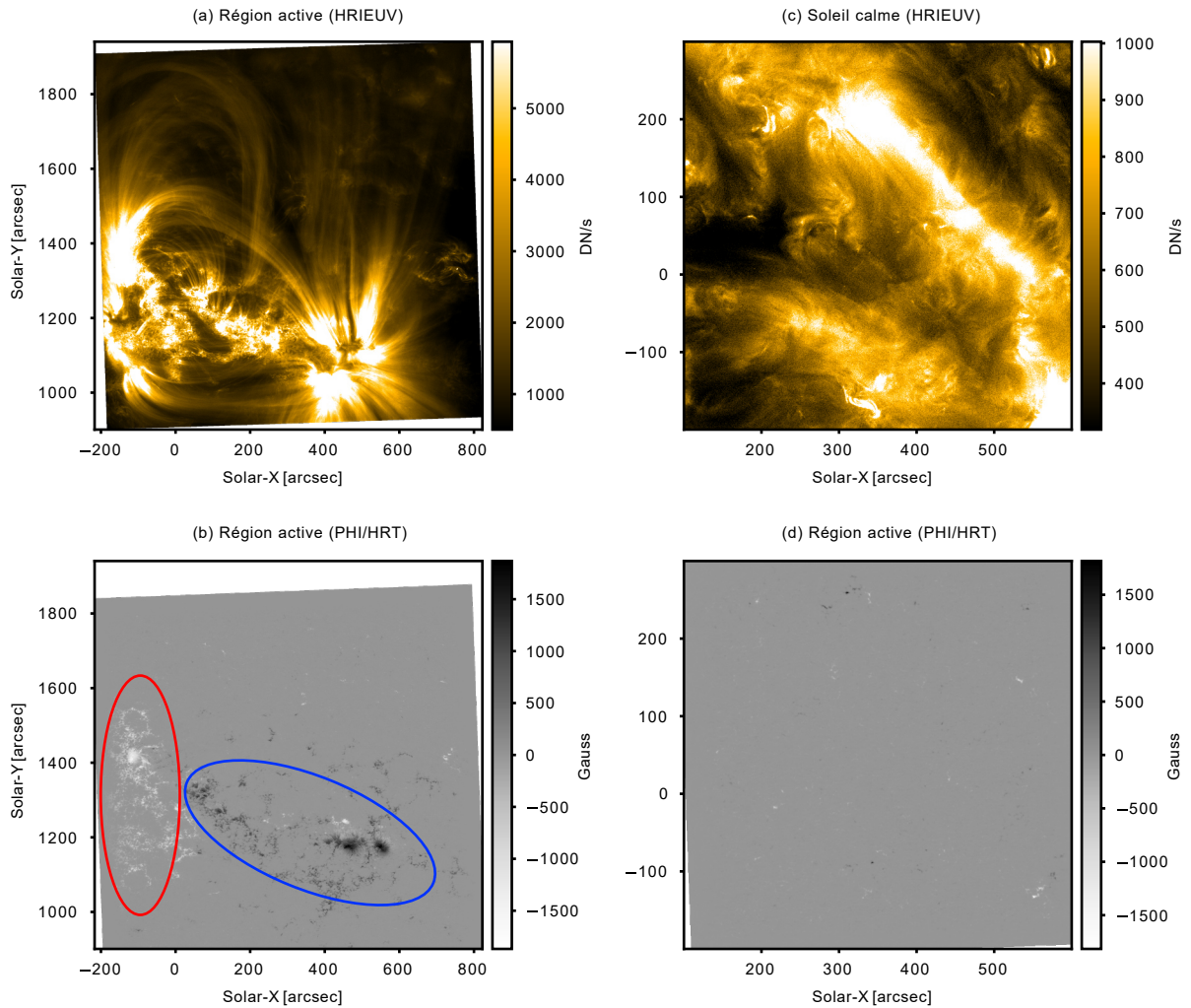


FIGURE 1.3 – Exemple d’une région active (03 :18 UT) et d’une région du Soleil calme (00 :18 UT), étudiées par deux instruments de Solar Orbiter (HRIEUV et PHI/HRT), le 17 mars 2022. Le plasma aux alentours de 1 MK de région active est imagé par HRIEUV (a) et le champ magnétique radial de la photosphère, par PHI/HRT (b). Les zones de polarité négatives et positives sont respectivement indiquées sur (b) par des cercles rouge et bleu. La région du Soleil calme est vue par par HRIEUV (c) PHI/HRT (d).

Soleil. Elle englobe le système solaire jusqu'à 122 Unités Astronomiques (UA) du Soleil (Gurnett et al. 2013). Pour notre travail, nous nous limitons à la couronne solaire, qui s'étend jusqu'à $10 R_{\odot}$ de la photosphère (≈ 0.04 UA).

La couronne solaire est définie comme la couche la plus externe de l'atmosphère interne. Du fait de sa luminosité de l'ordre de $\sim 10^6$ fois inférieure à la photosphère (Kimura & Mann 1998), elle a été observée pour la première fois dans le cadre d'éclipses totales. C'est Leo Diaconus, historien byzantin du X^e siècle, qui en a proposé l'une des premières descriptions dans le recueil *Annales Sangallenses* (Stephenson 1997). Les premières observations spectroscopiques, quant à elles, remontent à l'éclipse du 7 août 1869, lorsque Charles. A. Young et W. Harkness ont mesuré une raie d'émission inconnue à cette époque, appelée la raie coronale "verte" (Frost 1908). A l'origine, celle-ci avait été interprétée comme l'émission d'un élément inconnu appelé "coronium". Ce n'est qu'à partir des années 1940 que l'origine de cette raie a été identifiée. Il ne s'agissait pas d'un nouvel élément, mais probablement de la raie du Fe XIV 530 nm.

La figure 1.1 présente l'exemple d'une observation de la couronne dans cette même raie du Fe XIV 530.3 nm, lors de l'éclipse totale du 20 avril 2023. De cette observation, nous pouvons déduire deux propriétés importantes de la couronne. Tout d'abord, son émission n'est pas en halo centré autour du soleil, mais semble structurée par ce qui s'avère être des lignes de champ magnétique. Certaines sont fermées et forment des boucles, tandis que d'autres sont ouvertes vers l'héliosphère. En outre, l'émission dans la raie du Fe XIV 530.3 nm implique que les atomes de Fer sont fortement ionisés par un plasma atteignant ≈ 2 MK. Une telle température est surprenante, car la photosphère n'atteint que 5000 K. Comme la fusion nucléaire se produit au coeur de l'étoile, résoudre le problème du chauffage coronal consiste à comprendre la façon dont l'énergie est transférée, puis déposée, de la photosphère jusqu'à la couronne. Nous pouvons d'ores et déjà supposer que le champ magnétique joue un rôle important, car il s'étend de l'intérieur du Soleil jusqu'à l'atmosphère solaire.

Dans l'optique de définir les différentes parties de l'atmosphère, la figure 1.2 (a) présente le profil radial de la température et de la densité électronique au-dessus de la photosphère. La figure regroupe les résultats de deux modèles 1D simplifiés de l'atmosphère, l'un couvrant la chromosphère (Fontenla et al. 1990) et l'autre la basse couronne (Gabriel 1976). A partir de cette figure, il est possible de définir les trois zones principales suivantes :

- **La chromosphère** est la zone située au-dessus de la photosphère. Le plasma y est dense ($> 1 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$) et froid ($< 1 \times 10^4 \text{ K}$). Il n'est que partiellement ionisé, avec l'abondance des neutres d'hydrogène (HI) par rapport à tous les atomes d'hydrogène H (ions + neutres) de l'ordre de $\frac{n_{HI}}{n_H} \sim 1$ à 0.5 (Avrett & Loeser 2008).
- **La région de transition** est une zone fine ($< 1 \text{ Mm}$), caractérisée par un fort gradient de température (de 10^4 K à 10^6 K) et de densité (de 10^{10} à 10^9 cm^{-3}). C'est également dans la partie basse de cette zone que le plasma devient totalement ionisé (Avrett & Loeser 2008).
- **La couronne** s'étend au-delà de la région de transition. Elle est peu dense ($\leq 10^9 \text{ cm}^{-3}$) et peut atteindre plusieurs millions de Kelvin.

Le plasma dans la couronne est structuré par le champ magnétique, ce qui est quantifié par le rapport entre la pression thermique et la pression magnétique, nommé β . La Figure 1.2 (b) présente une estimation de β en fonction de l'altitude. Nous remarquons que, entre 1 et 10 Mm au-dessus de la photosphère, $\beta \sim 10^{-4}$ à 10^{-2} . Ainsi, dans l'atmosphère solaire, la pression magnétique domine la pression thermique ($\beta < 1$). Cela signifie que le plasma est principalement structuré par le champ magnétique. Par conséquent, les profils radiaux de température et de densité dépendent largement de la configuration magnétique locale.

Nous pouvons définir trois types de régions principales dans la couronne solaire : les régions actives, le Soleil calme et les trous coronaux. La Figure 1.3 présente des images d'une région

active et du Soleil calme, prises par l’imageur EUI/HRIEUV (Rochus et al. 2020) et le polarimètre PHI/HRT (Solanki et al. 2020), le 17 mars 2022, à bord de la sonde spatiale Solar Orbiter (Müller, D. et al. 2020; Zouganelis et al. 2020), présentée en section 1.3.1. HRIEUV détecte principalement l’émission coronale à ≈ 1 MK, tandis que PHI/HRT permet d’estimer la projection le long de la ligne de visée du vecteur du champ magnétique au niveau de la photosphère. Pour la région active, HRIEUV (a) montre le plasma émettant le long d’un réseau de lignes de champ magnétique fermées, appelées "boucles magnétiques". Ces dernières sont des structures très communes dans l’atmosphère solaire. Elles sont constituées d’une partie plus ou moins circulaire s’élevant dans l’atmosphère et de deux pieds ancrés au niveau de la photosphère (voir Reale 2014, pour une revue complète sur le sujet). Les pieds de ce réseau de boucles sont visibles sur HRIEUV (a), mais également dans PHI/HRT (b). En effet, les pieds se situent au niveau des deux zones de polarités opposées, qui sont indiquées par des cercles bleu et rouge.

Au contraire d’une région active, le Soleil calme ne présente pas de structures à grande échelle évidente dans la couronne (Fig. 1.3 (c)). De même, le champ magnétique radial dans la photosphère (d) ne présente pas de grande zone à la polarité positive ou négative dominante. En revanche, nous remarquons l’existence de plus petites zones à polarité positive ou négative qui, ensemble, forment des bipôles qui peuvent être à l’origine de boucles basses dans l’atmosphère.

Ainsi, combiner les images d’HRIEUV et de PHI/HRT permet de mettre en évidence le lien très fort entre l’atmosphère solaire et la photosphère. Ce lien est à considérer pour expliquer le chauffage de la couronne. En particulier il convient de comprendre le rôle du champ magnétique dans le transfert d’énergie de la photosphère jusqu’à la couronne.

1.2 Le chauffage coronal

1.2.1 La théorie du chauffage par *nanoflares*

Le chauffage coronal est un problème largement étudié depuis plusieurs décennies et qui a fait l’objet de nombreuses revues (voir par exemple De Moortel & Browning 2015; Klimchuk 2015). Nous résumons ici les principaux points.

Les reconnections magnétiques (Klimchuk 2006; Cirtain et al. 2013) et les ondes (Van Doorselaere et al. 2020) sont les principales pistes pour expliquer le chauffage. Il est supposé que ces mécanismes sont générés par des mouvements convectifs dans la photosphère, qui entraînent les lignes de champ au niveau des boucles (Parker 1983).

Les éruptions (*i.e. flares*) se définissent comme des phénomènes impulsifs associées à une émission plus ou moins forte dans les gammes de l’UV-EUV et les rayons X. Elles sont supposément associées à une reconnexion magnétique, ce qui explique pourquoi ce sont de potentielles signatures observationnelles du chauffage. En effet, les reconnections magnétiques permettent de transférer de l’énergie magnétique en énergie thermique et cinétique. A ce jour, les éruptions ont été détectées sur des gammes d’énergie allant de 10^{33} erg à 10^{24} erg (Fig. 1.4). Les premières observations dans les rayons X ont montré que les propriétés des éruptions (temps de vie, intensité) suivent une loi de puissance et que les plus nombreuses sont celles aux petites échelles (Drake 1971; Datlowe et al. 1974). Nous notons que le terme "éruption" englobe un grand nombre de phénomènes impulsifs à différentes échelles d’énergie, qui ne partagent pas forcément la même origine physique. Nous nous en référons donc avec le terme plus général d'"événements" afin de souligner ce dernier point. Bien que les événements soient supposément associés à du chauffage, nous soulignons le fait qu’ils sont avant tout une signature observationnelle et non le chauffage lui-même. Ainsi, un événement émettant dans les gammes de l’UV-EUV est associé à une perte d’énergie par radiation, mais pas nécessairement à un chauffage par énergie thermique de la couronne.

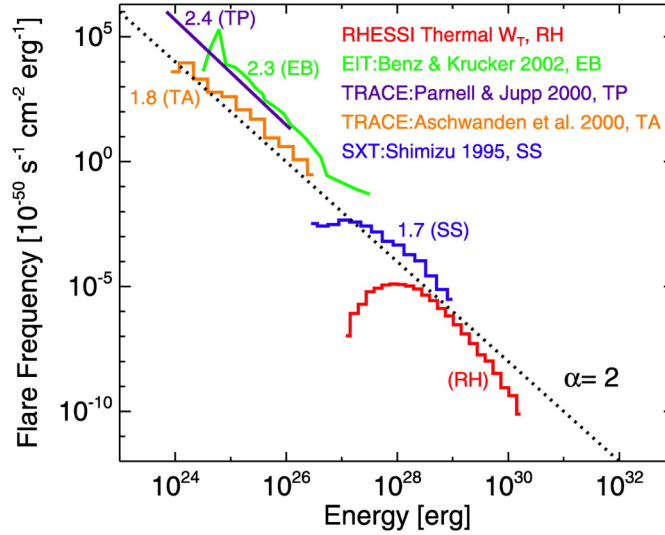


FIGURE 1.4 – Figure 18 et légende adaptées de [Hannah et al. \(2008\)](#). Regroupement des distributions d'énergie thermique mesurées sur les *microflares* avec RHESSI, des événements EUV mesurés avec TRACE et EIT ([Aschwanden et al. 2000](#); [Parnell & Jupp 2000](#); [Benz & Krucker 2002](#), TA, TP, EB), ainsi que des événements sur des régions actives (SS [Shimizu 1995](#)). La droite pointillée représente la loi de puissance avec $\alpha = 2$. Chacune des distributions est interpolée par une loi de puissance, dont les exposants sont indiqués.

Les événements détectés, en particulier ceux aux grandes échelles d'énergie, ne compensent pas la puissance perdue par la couronne qui s'élève à $3 \times 10^5 \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ pour le Soleil calme et à $10^7 \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ pour les régions actives, en raison des pertes radiatives, conductives et des pertes dues au vent solaire, ([Withbroe & Noyes 1977](#)). En outre, leur fréquence d'apparition diminue fortement lors des périodes de baisse d'activité du Soleil, dans le cadre du cycle de onze ans ([Hathaway 2015](#)). Les événements à grande échelle ne sont donc pas suffisamment réguliers pour expliquer la température de la couronne qui, elle, est chauffée à plusieurs millions de kelvin tout le long du cycle.

C'est dans ce contexte que [Parker \(1988\)](#) développe sa théorie des *nanoflares*. Il théorise l'existence de "feuilles de courant" neutres, qui se forment entre deux lignes de champ magnétique de polarité opposée. Ces feuilles de courants favorisent des reconnections magnétiques à petite échelle d'énergie ($\sim 10^{24} \text{ erg}$), qui seraient présentes partout et en permanence dans l'atmosphère solaire. Malgré la faible déposition d'énergie, leur haute fréquence d'apparition leur permettrait de fournir suffisamment de puissance pour chauffer la couronne. A l'origine, le concept des *nanoflares* était directement lié à des reconnections magnétiques. Néanmoins, le terme a évolué et fait désormais référence à tout événement de chauffage à petite échelle, indépendamment de son mécanisme physique (reconnections magnétiques, ondes, voir [Klimchuk 2015](#)). En outre, l'énergie libérée par les *nanoflares* n'est également plus strictement limitée à 10^{24} erg , mais peut avoir des valeurs inférieures.

Les événements peuvent être détectés dans l'UV-EUV et les rayons X. Du fait de leur haute fréquence d'apparition, ceux identifiés aux petites échelles spatiales et temporelles font l'objet d'un intérêt particulier, car ils pourraient être la signature du chauffage par *nanoflares*. Dans la section suivante, nous décrivons les statistiques des observations de ces événements, ainsi que l'estimation de leur budget d'énergie.

1.2.2 Statistique des événements EUV

Afin d'estimer la contribution au chauffage coronal d'événements identifiés dans les gammes UV-EUV ou X, une méthode consiste à afficher la distribution de leur énergie en fonction de leur fréquence d'apparition. La distribution suit généralement une loi de puissance, dont l'exposant peut être mesuré. Or, en supposant que cette loi de puissance puisse être extrapolée aux petites échelles d'énergie non résolues, un exposant supérieur à -2.0 indique que les *nanoflares* ($< 10^{24}$ erg) ne contribuent pas significativement au chauffage coronal [Hudson \(1991\)](#). L'auteur a justifié cette affirmation en calculant la puissance totale P apportée par les événements $n(W)$ d'énergie W . Ces derniers suivent la loi de puissance $\frac{dn}{dW} = AW^{-\alpha}$, avec A une constante.

$$P = \int n(W)W \, dn = \int \frac{dn}{dW}W \, dW = \int AW^{-\alpha+1} \, dW \quad (1.1)$$

$$P = \frac{A}{-\alpha + 2} [W^{-\alpha+2}]_{W_{\min}}^{W_{\max}} \quad (1.2)$$

Ici, W_{\max} et W_{\min} font référence à l'énergie maximale et minimale des événements suivant la loi de puissance. Nous remarquons ici que pour $\alpha > 2$, alors $\frac{A}{-\alpha+2} < 0$ et $W_{\min}^{-\alpha+2} > W_{\max}^{-\alpha+2}$, car $W_{\max} > W_{\min}$. Les événements aux petites échelles d'énergie contribueront alors significativement à la puissance totale. A l'inverse, pour $\alpha < 2$, ce sont les grandes échelles d'énergie qui contribuent majoritairement au chauffage.

La figure 1.4 regroupe des distributions de plusieurs études statistiques dans les gammes des rayons X [Hannah et al. \(2008\)](#); [Shimizu \(1995\)](#) et UV-EUV ([Aschwanden et al. 2000](#); [Parnell & Jupp 2000](#); [Benz & Krucker 2002](#)). Les observations d'événements dans les gammes des rayons X se concentrent sur les régions actives, tandis que celles dans l'UV-EUV sont ici réalisées sur le Soleil calme. Pour chacune des études, à l'exception de celle utilisant RHESSI, les auteurs ont interpolé une loi de puissance et mesuré α . Nous remarquons qu'aux petites échelles d'énergie, α peut être supérieur (2.3 et 2.4) ou inférieur (1.8) à 2. Le fait que les *nanoflares* puissent expliquer ou non le chauffage coronal n'est donc pas clairement démontré par les observations. Comme le rappelle [Hannah et al. \(2008\)](#), nous devons prendre en compte que les instruments et les périodes d'activité du Soleil sont différentes selon les études. Ces différences expliquent probablement la mesure des différents α pour les événements détectés entre 10^{24} erg et 10^{26} erg. Nous notons également que la méthode pour estimer l'énergie thermique est différente selon que l'on observe dans l'UV-EUV ou dans les rayons X. L'estimation est particulièrement imprécise pour les imageurs ayant servi à détecter les événements dans les gammes UV-EUV présentés dans la Fig. 1.4. En effet, ces derniers ne disposant que d'un ou de deux canaux EUV, ils ne peuvent, en conséquence, mesurer avec précision les températures du plasma et donc estimer l'énergie thermique injectée par l'événement dans la couronne.

Une étude plus récente, menée par [Joulin et al. \(2016\)](#), propose de mieux contraindre les températures du plasma sur des événements EUV grâce à l'utilisation de 5 des 6 canaux EUV du *Atmospheric Imaging Assembly* (AIA; [Lemen et al. 2012](#)), à bord du *Solar Dynamics Observatory* (SDO; [Pesnell et al. 2012](#)). Plus de 100 000 événements ont été automatiquement détectés sur deux périodes d'observation, soit d'une région active, soit du Soleil calme. Dans la mesure où les canaux EUV d'AIA sont sensibles à des températures variées (Fig. 1.7), les auteurs ont pu estimer l'énergie thermique, radiative et de conduction associées à chaque événement. La distribution de leur énergie thermique, qui varie de 10^{23} erg à 10^{29} erg, suit une loi de puissance avec $\alpha = 1.73 \pm 0.01$. Comme discuté dans la section 1.2.2, le fait que α soit inférieur à 2 signifie que les événements à petite échelle ne contribuent pas significativement au chauffage, en supposant que cette loi de puissance puisse être extrapolée aux plus petites échelles non résolues. En outre, les auteurs ont également montré que la puissance thermique surfacique injectée par les événements dans une région active (15.9 W m^{-2}) et du Soleil calme (4.3 W m^{-2})

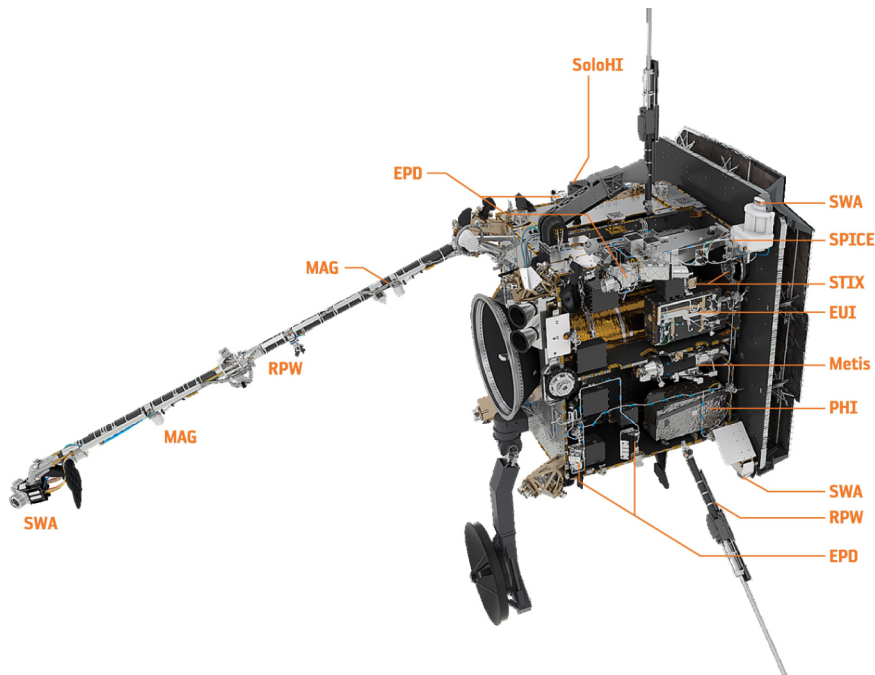


FIGURE 1.5 – figure 16 de Müller, D. et al. (2020), présentant la position des instruments scientifiques sur Solar Orbiter. Dans le cadre de cette thèse, nous utilisons EUI et SPICE.

est insuffisante pour compenser la puissance rayonnée dans ces deux régions, respectivement estimées à 264 W m^{-2} et 61 W m^{-2} . Dans la prochaine section, nous introduisons la mission Solar Orbiter afin de vérifier si des événements détectés à plus petite échelle spatiale peuvent expliquer le chauffage.

1.3 Instrumentation pour observer les petits événements EUV et diagnostics associés

La section 1.3.1, présente la mission Solar Orbiter et son intérêt pour la question du chauffage coronal. Les instruments utilisés dans le cadre de cette thèse, décrits dans les sections 1.3.2 à 1.3.5, sont à bord de Solar Orbiter et d'autres missions spatiales. La section 1.3.6 détaille les méthodes de la *Differential Emission Measure* (DEM) et de l'*Emission Measure* (EM) LOCI, qui sont utilisées ici pour estimer la température du plasma.

1.3.1 La mission Solar Orbiter

La mission Solar Orbiter, lancée en Février 2020, est une sonde spatiale conçue par l'ESA, qui a pour but d'étudier le Soleil et son atmosphère. Elle embarque six instruments observant le Soleil à distance (*remote-sensing*) et quatre instruments mesurant les paramètres du vent solaire et du champ magnétique dans l'environnement spatial de la sonde (*in-situ*). La figure 1.5 présente un schéma de Solar Orbiter, ainsi que la position de chacun de ses instruments. Notre travail se pose dans l'un des objectifs de Solar Orbiter : "Quels mécanismes chauffent la couronne, accélèrent et chauffent le vent solaire" (Müller, D. et al. 2020).

Pour répondre à cette question, Solar Orbiter possède plusieurs atouts. En effet, elle se rapproche jusqu'à 0.28 UA du Soleil, une distance jamais atteinte par une sonde embarquant des imageurs permettant d'observer directement le Soleil. Par conséquent, la résolution spatiale de ses imageurs (section 1.3.2) et de son spectromètre (section 1.3.3) permettent d'accéder aux

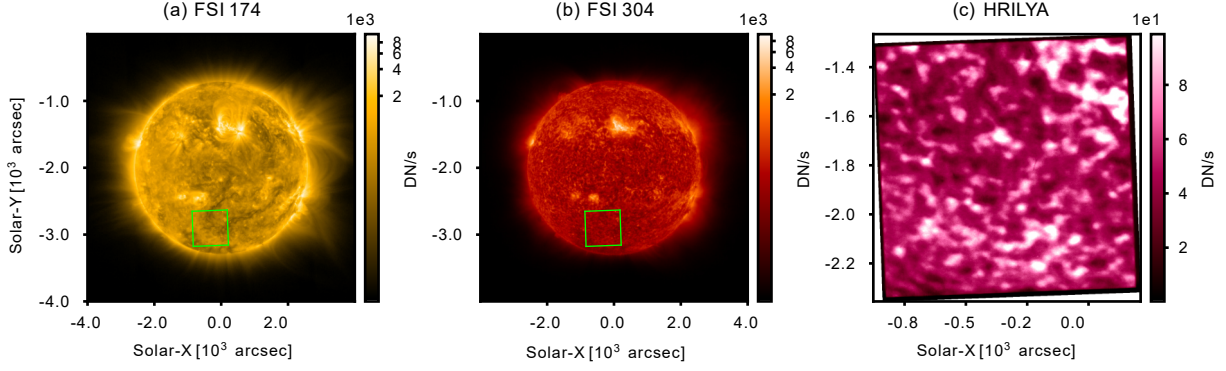


FIGURE 1.6 – Exemple d’images de FSI 174 (a), de FSI 304 (b) prises le 17 mars 2022 à 09 :00 UT et de HRILY α (c) prise à 09 :47 UT. Le rectangle vert représente le champ de vue de HRILY α . Les images de FSI ont été coupées pour retirer la couronne étendue, qui ne présentait pas de signal détectable.

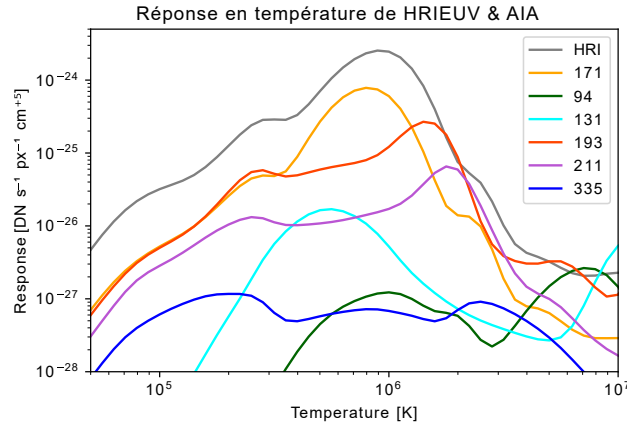


FIGURE 1.7 – Fonctions de réponse en température d’HRIEUV et des six canaux EUV d’AIA, adaptées de la Figure 2 de [Dolliou, A. et al. \(2023\)](#). Les fonctions de réponse ont été calculées avec CHIANTI 10.0.1 ([Dere et al. 1997](#); [Del Zanna et al. 2021a](#)), à la densité électronique $n_e = 1 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$ et en supposant des abondances coronales ([Feldman 1992](#)).

événements encore non résolus. Or, ces événements sont d’un grand intérêt pour le chauffage coronal, car ce dernier se produit probablement aux petites échelles (sections 1.2.1 et 1.2.2).

1.3.2 L’*Extreme Ultraviolet Imager* à bord de Solar Orbiter

L’*Extreme Ultraviolet Imager* (EUI [Rochus et al. 2020](#)), à bord de Solar Orbiter, est composé de trois imageurs EUV distincts :

- **Le Full Sun Imager** (FSI) est un imageur grand champ de vue ($224.96' \times 227.34'$) doté de deux filtres en longueur d’onde (FSI 174 et FSI 304) centrés autour de la raie du Fe X 174.53 Å ($\approx 1 \text{ MK}$) et de l’He II 303.78 Å ($\approx 0.08 \text{ MK}$). Cet imageur capture l’ensemble du disque ainsi que l’atmosphère proche jusqu’à $7 R_\odot$ ([Auchère et al. 2023](#)). La figure 1.6 présente un exemple d’images de FSI 174 (a) et de FSI 304 (b) prises le 17 mars 2022. Dans le cadre de ce travail, nous utiliserons les images de FSI principalement pour co-aligner les différents instruments. Les détails de cette procédure sont donnés dans le chapitre 3.
- **HRIEUV** est un imageur à haute résolution spatiale et temporelle, dont le filtre en longueur d’onde est centré autour de la raie du Fe X 174.53 Å ($\approx 1 \text{ MK}$). Sa fonction

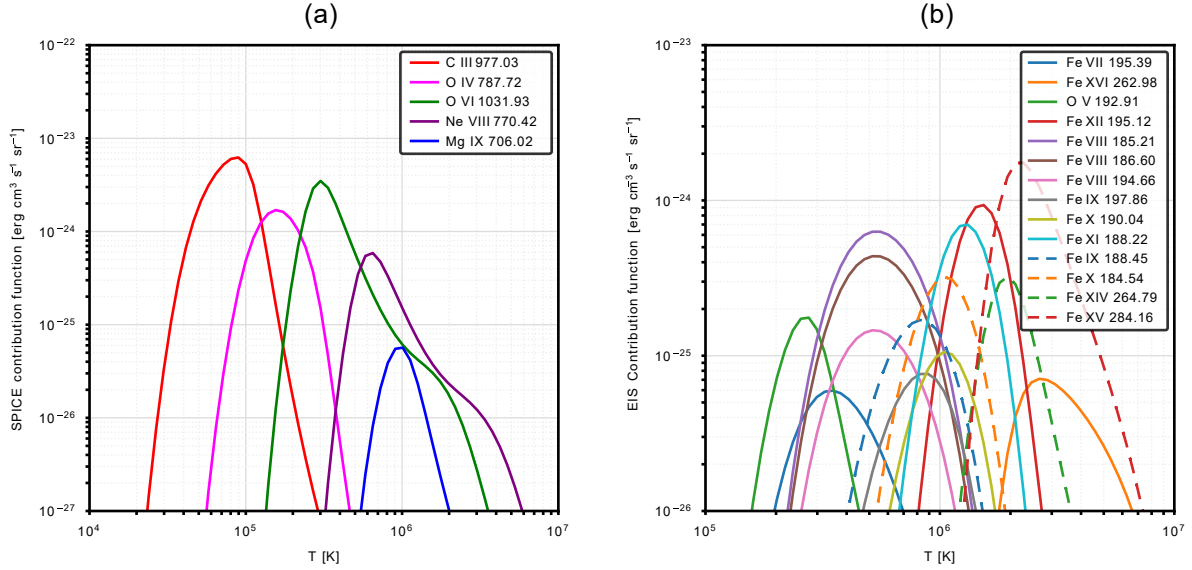


FIGURE 1.8 – Figure adaptée de [Dolliou et al. \(2024\)](#) (Fig. C.4). Fonction de contribution en température des raies de SPICE (a) et d’EIS (b), calculées avec le code et la base de données atomiques CHIANTI ([Dere et al. 1997](#)), version 10.1 ([Del Zanna et al. 2021b](#); [Dere et al. 2023](#)). Nous avons supposé une densité électronique de $1 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$, une abondance coronale estimée par [Asplund et al. \(2021\)](#) et l’équilibre d’ionisation conseillé par la version de CHIANTI.

de réponse en température est affichée sur la figure 1.7, avec celles des canaux EUV d’AIA (section 1.3.4). Nous voyons qu’elle atteint son maximum à 1 MK et qu’elle inclut un autre pic aux alentours de 0.3 MK. Pour rappel, deux exemples d’images d’HRIEUV prises le 17 mars 2022 sont données par les figures 1.3 (a) et (b). Contrairement à FSI, le champ de vue d’HRIEUV ($1007.6'' \times 1007.6''$) ne permet pas d’observer le Soleil dans son intégralité. En revanche, la résolution spatiale d’HRIEUV est largement supérieure ($2 \times 0.497''$) à celle de FSI ($2 \times 4.4''$), ce qui fut vérifié en vol par [Berghmans et al. \(2023\)](#). Dans la couronne, la résolution d’HRIEUV correspond à $\approx 200 \text{ km}$ lorsque Solar Orbiter atteint son périhélie de 0.28 UA. Avec une cadence minimale testée de 2 s, l’instrument est adapté pour détecter des petits événements à court temps de vie.

- **HRILY $_{\alpha}$** est un imageur centré autour de la raie du H I Lyman- α 1215.6 Å ($\approx 0.03 \text{ MK}$), qui partage le même champ de vue qu’HRIEUV. Cependant, contrairement aux deux filtres de FSI (174 et 304), HRIEUV et HRILY $_{\alpha}$ sont deux télescopes distincts avec leur propre système optique. La figure 1.6 (c) présente un exemple d’image d’HRILY $_{\alpha}$, dont le champ de vue est représenté par un rectangle vert sur les sous-figures (a) et (b). Il a été conçu pour avoir une résolution spatiale comparable à HRIEUV. Néanmoins, des problèmes de focalisation l’empêchent d’atteindre la résolution spatiale escomptée. Cet instrument n’est donc pas adapté pour étudier des événements à petite échelle spatiale. C’est pourquoi nous ne l’utilisons pas dans le cadre de notre travail.

Ainsi, les données d’HRIEUV seront exploitées extensivement lors de ce travail, du fait de sa haute résolution spatiale et temporelle. En revanche, seul, il ne permet pas de contraindre les températures du plasma. C’est le rôle des instruments suivants, qui sont utilisés en coordination avec HRIEUV.

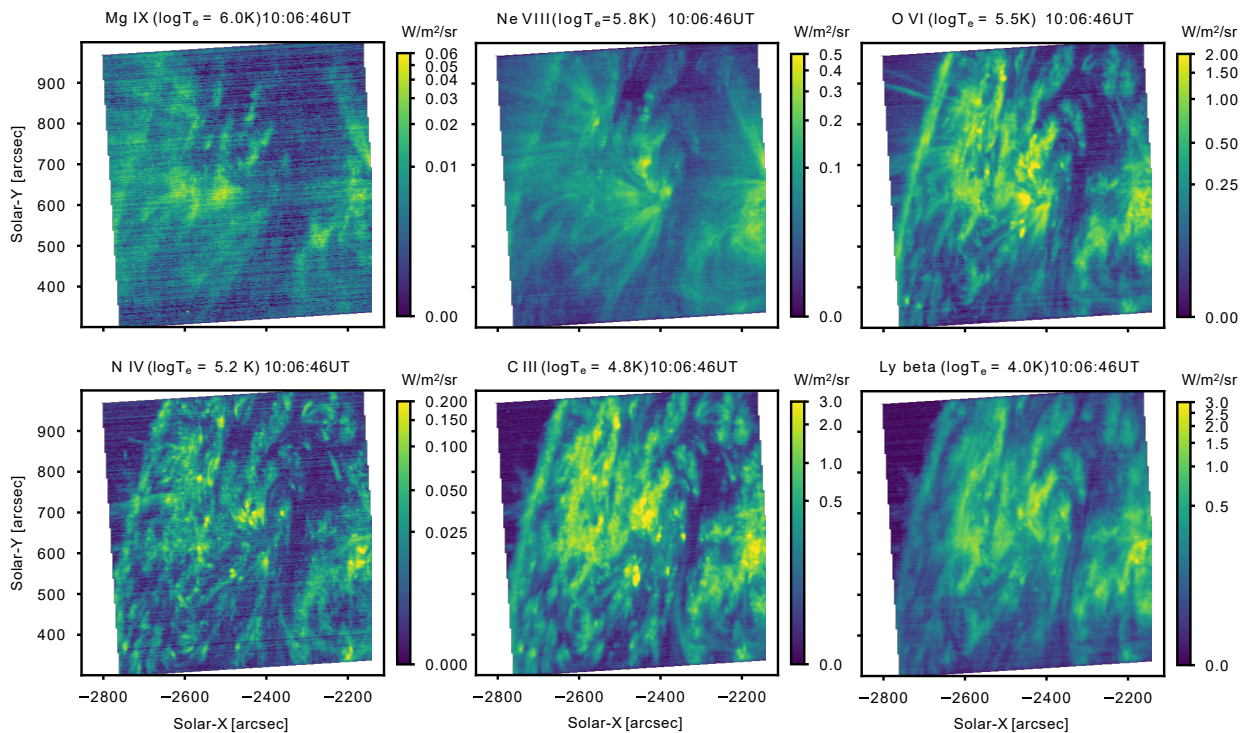


FIGURE 1.9 – Figure 24 de [Antolin et al. \(2023\)](#), montrant six cartes d’intensités de raies mesurées par SPICE le 1^{er} avril 2022. Les températures théoriques $\log T$ d’émission de la raie sont affichées dans les titres de chaque sous-figure.

1.3.3 Le *Spectral Imaging of the Coronal Environment* à bord de Solar Orbiter

Le *Spectral Imaging of the Coronal Environment* (SPICE [Anderson et al. 2020](#)) est un spectromètre UV-EUV embarqué à bord de Solar Orbiter. Le spectre solaire est mesuré sur deux détecteurs CCD appelés *Short Wavelength* (SW) et *Long Wavelength* (LW), qui couvrent respectivement des intervalles en longueur d’onde de 704 Å à 790 Å (SW) et de 972 Å à 1049 Å. Pour la plupart des observations, la dimension spectrale de SPICE est coupée en fenêtres, chacune centrée autour d’une ou de plusieurs raies spécifiques. Cela permet d’économiser du temps de lecture ainsi que de la télémétrie. Les fonctions de contribution des raies mesurées dans le cadre de cette thèse sont affichées sur la figure 1.8 (a). Définies en section 1.7, elles contiennent les informations atomiques nécessaires pour estimer l’intensité de la raie pour une configuration de plasma spécifique (densité, température). Nous voyons que les raies mesurées par SPICE sont émises par du plasma aux températures de la chromosphère ($\log T = 4.0$) à la couronne ($\log T = 6.0$), par le biais de la raie du Mg IX 706.02 Å. Cependant, cette dernière est faible dans le Soleil calme et principalement visible dans les régions actives (Fig. 1.9). Nous notons que la fenêtre spectrale centrée autour du C III 977.03 Å inclut une raie émise par du plasma encore plus chaud : celle du Fe XVIII 974.86 Å ($\log T = 6.95$). Néanmoins, cette raie n’est visible que lors d’événements de chauffage importants tels que des éruptions solaires à grande échelle d’énergie. Elle n’est pas détectée lors de nos observations (chapitre 3). Par conséquent, SPICE mesure un certain nombre de raies émises par du plasma à températures chromosphériques et de la région de transition, mais il ne contraint pas correctement le plasma à température coronale, en particulier dans le Soleil calme.

SPICE peut fonctionner avec 4 fentes différentes, de largeur 2'', 4'', 6'' et 30''. Dans le cadre de cette thèse, nous n’utilisons que les données prises avec la fente de 4''. La taille des pixels est alors de 4'' × 1''.

Comme la plupart des spectromètres, SPICE peut fonctionner sous trois modes d'acquisition :

1. *raster*
2. *sit-and-stare*
3. *slot*

Pour notre travail, nous n'exploitons que des données de SPICE en mode *raster* (1). Dans ce cas, le champ de vue de la fente est décalé de droite à gauche entre chaque acquisition, grâce à un miroir rotatif. Les résultats s'apparentent à un cube de données avec comme dimensions la position de la fente $x(t)$; la position le long de la fente y ; et la dimension spectrale λ . La position de la fente $x(t)$ est conjuguée à la dimension temporelle, car chacun des champs de vue de la fente est associé à un temps différent.

La figure 1.9 est issue de [Antolin et al. \(2023\)](#) et provient d'une observation effectuée le 1^{er} avril 2022, d'une région active en mode *raster*. Les boucles coronales s'élevant dans l'atmosphère sont visibles sur les cartes d'intensité des raies émises par du plasma à température coronale et de la haute région de transition, telles que le Mg IX ($\log T = 6.0$) et le Ne VIII ($\log T = 5.8$). Comme SPICE était en mode *raster*, le champ de vue de la fente se décale de droite à gauche, avec 160 expositions de 5 s sur 13 min au total. En conséquence, les intensités à droite de l'image sont prises 13 min avant celles de gauche.

Les deux autres modes d'acquisition de SPICE, le *sit-and-stare* et les *slots*, ne sont pas utilisés dans cette thèse, mais nous les décrivons succinctement. Le mode *sit-and-stare* consiste à fixer la position du champ de vue de la fente et à acquérir le spectre à intervalle régulier. Ce mode permet d'obtenir une haute cadence, au détriment de la taille du champ de vue. Le mode *slot*, quant à lui, utilise la grande fente de 30". Cette dernière permet d'obtenir une haute cadence couplée à un grand champ de vue, mais au détriment de la résolution spectrale qui se conjugue avec la dimension x .

Nous utilisons les données de SPICE dans le chapitre 3.

1.3.4 L'Atmospheric Imaging Assembly à bord de SDO

AIA est un imageur doté, entre autres, six canaux EUV répartis sur trois télescopes, dont les fonctions de réponse sont présentées en figure 1.7. La taille de pixels est de 0.6", ce qui correspond à une distance d'environ 430 km dans la couronne. Sa cadence maximale est de 12 s en temps normal et jusqu'à 6 s lorsqu'il tourne sous un mode spécial à haute cadence. Ce mode a notamment été utilisé pour certaines observations coordonnées avec Solar Orbiter, en mars 2022.

Nous utilisons les données d'AIA dans les chapitres 2 et 3.

1.3.5 L'EUUV Imaging Spectrometer à bord de Hinode

EIS est un spectromètre qui mesure le spectre du Soleil par le biais de deux détecteurs CCD appelés SW (170 à 210 Å) et LW (250 à 290 Å). La fonction de contribution des raies que nous utilisons sont affichées sur la figure 1.8 (b). Il s'agit, pour la plupart, de raies du Fer émises par du plasma à température coronale. Nous remarquons qu'EIS ne permet de mesurer qu'un faible nombre de raies émises aux températures < 1 MK, à savoir le Fe VII 195.39 Å (0.3 MK), l'O V 192.91 Å (0.35 MK) et les raies du Fe VIII (0.6 MK). Ainsi, contrairement à SPICE, EIS permet de contraindre les températures coronales, mais n'est pas adapté pour mesurer des températures chromosphériques ou de la région de transition. C'est pourquoi, dans le chapitre 3 nous combinons les données de SPICE et d'EIS pour couvrir une large gamme de températures.

EIS embarque 4 fentes à 1'', 2'', 40'' et 266''. Nous n'utilisons que la fente de 2'' et le mode d'acquisition en *raster*. Nous utilisons les données d'EIS dans le chapitre 3.

1.3.6 La DEM et l'EM LOCI comme diagnostics de température

A partir des instruments introduits dans les sections précédentes, il est possible d'estimer la température du plasma par le biais de techniques d'inversion de la DEM et de l'EM LOCI. Cette section, qui est adaptée de la section 3.2.1 de [Dolliou et al. \(2024\)](#), pose les définitions de la DEM et de l'EM.

Nous notons I une intensité mesurée par un imageur ou un spectromètre, pour un plasma de température T , de densité électronique n_e et de densité d'hydrogène n_H . En supposant que l'atmosphère solaire est optiquement mince, l'intensité est intégrée le long de la ligne de visée L .

$$I = \int_L G(n_e, T) n_e n_H ds \quad (1.3)$$

La fonction de contribution $G(n_e, T)$ contient la physique atomique nécessaire pour calculer l'intensité de la raie. G contient également l'information sur l'abondance de l'élément responsable de l'émission de la raie, ainsi que son niveau d'ionisation et son état d'excitation. Dans le cas d'un imageur, G est remplacé par la fonction de réponse en température R , qui peut inclure la contribution de multiples raies d'émission. G et R peuvent être calculés en utilisant le code et la base de données atomiques CHIANTI ([Dere et al. 1997](#)), en supposant une densité électronique de plasma, un équilibre d'ionisation et une abondance des éléments lourds (*i.e.* He, Fe) par rapport à l'hydrogène. Nous pouvons par exemple utiliser une abondance coronale estimée par [Asplund et al. \(2021\)](#).

Le plasma coronal peut être considéré comme totalement ionisé ([Avrett & Loeser 2008](#)) et respectant la quasi-neutralité du plasma. En revanche, n_e n'est pas égal à n_H du fait des charges provenant des ions plus lourds que l'hydrogène. En particulier, l'hélium est le deuxième élément le plus abondant derrière l'hydrogène, avec $\frac{n_{He}}{n_H} = 0.082$ dans la couronne. En négligeant la contribution aux charges positives des ions plus lourds que l'hélium, l'équilibre entre les charges négatives et positives s'écrit :

$$n_e \approx n_H + 2n_{He} = 1.164 n_H \quad (1.4)$$

Nous en déduisons l'abondance de l'hydrogène par rapport aux électrons :

$$\frac{n_H}{n_e} = 0.85 \quad (1.5)$$

Par la suite, nous incluons la constante $\frac{n_H}{n_e}$ dans G pour écrire I en fonction de la densité électronique n_e uniquement.

$$I = \int_L G(T, n_e) n_e^2(s) ds \quad (1.6)$$

Dans la région de transition et la couronne, le gradient de pression est négligeable par rapport aux gradients de température et de densité (Fig. 1.2 (a)). En effet, la température et la pression varient rapidement avec l'altitude sur une zone fine (< 1 Mm). En revanche, la pression évolue selon la stratification gravitationnelle. Cela implique une échelle de hauteur de l'ordre de $H_g = 5 \times 10^3 T$ cm ([Rosner et al. 1978](#)), avec T la température de la boucle en kelvin. Par exemple, pour $T = 1$ MK, $H_g = 50$ Mm, ce qui est largement supérieur à la taille de la région de transition, voire à la hauteur totale de la boucle par rapport à la photosphère (de 3 à 30 Mm dans une région active, [Reale 2014](#)). Nous pouvons donc supposer que la variation de la pression avec l'altitude est négligeable par rapport à celles de la température et de la densité. Dans ce cas, l'approximation des gaz parfaits ($P_e = 2n_e k_b T_e$) montre que la densité ne dépend

plus que de la température. La DEM peut alors être définie avec un changement de variable dans l'équation 1.6. Elle représente la quantité de plasma émettant à une certaine température le long de la ligne de visée.

$$\text{DEM}(T) = n_e^2(T) \frac{dT}{ds} \quad (1.7)$$

L'Equation 1.6 peut se réécrire comme une intégrale sur la température.

$$I = \int_T G(T) \text{DEM}(T) dT \quad (1.8)$$

La DEM est estimée par une inversion d'équations 1.8 pour plusieurs intensités obtenues par des imageurs ou de la spectroscopie. Dans le cadre de ce travail, nous utilisons l'algorithme d'inversion de [Hannah & Kontar \(2012\)](#). Nous notons que la fiabilité de l'inversion dépend grandement du choix des intensités de canaux ou de raies d'émission. Ce point est discuté en détail dans la section 1.4.2. Nous estimons la DEM du plasma avec des raies d'émission mesurées par EIS, dans la section 3.3 du chapitre 3.

A partir de la DEM, nous pouvons définir la mesure d'émission en intégrant la DEM sur tout l'intervalle de température.

$$\text{EM} = \int_T \text{DEM}(T) dT \quad (1.9)$$

Une inversion de la DEM n'est pas toujours possible, notamment lorsque les données dont nous disposons ne couvrent pas une gamme suffisante en température. Dans ce cas, nous appliquons la méthode de l'EM LOCI sur un intervalle de température, ce qui ne requiert pas d'algorithme d'inversion. Elle consiste à calculer l'EM nécessaire pour produire l'intensité I , en supposant que le plasma est isotherme. Pour une température donnée T , l'EM LOCI s'écrit :

$$\text{EM}_L(T) = \frac{I}{G(T)} \quad (1.10)$$

Ainsi, $\text{EM}_L(T)$ donne une limite supérieure à la DEM à la température T . Nous appliquons cette technique aux raies d'émission de SPICE dans la section 3.3 du chapitre 3.

1.4 Contexte et objectif de la thèse

La section 1.4.1 présente le contexte de la thèse, à savoir l'observation d'événements EUV à petites échelles spatiales et temporelles par HRIEUV, lorsque Solar Orbiter était dans sa phase de mise en service. La première estimation de leur température effectuée par une méthode d'inversion de la DEM est présentée en section 1.4.2. Nous discutons de la validité de cette méthode et en déduisons l'objectif de la thèse en section 1.4.3.

1.4.1 La détection d'événements EUV par HRIEUV

L'une des principales théories du chauffage coronal, développée par [Parker \(1988\)](#), suppose qu'il se produit majoritairement par le biais d'un grand nombre d'événements de chauffage impulsifs à petite échelle appelés *nanoflares* (section 1.2.1). Or, jusqu'à présent, il n'existe pas d'observation directe d'événements à petite échelle fournissant suffisamment d'énergie pour chauffer la couronne (section 1.2.2).

C'est dans ce contexte que HRIEUV, à bord de Solar Orbiter, a effectué sa première observation du Soleil calme de 4 min à 5 s de cadence, le 30 mai 2020. A cette date, les régions actives et les trous coronaux étaient rares, car le Soleil était proche de son minimum d'activité. Cette

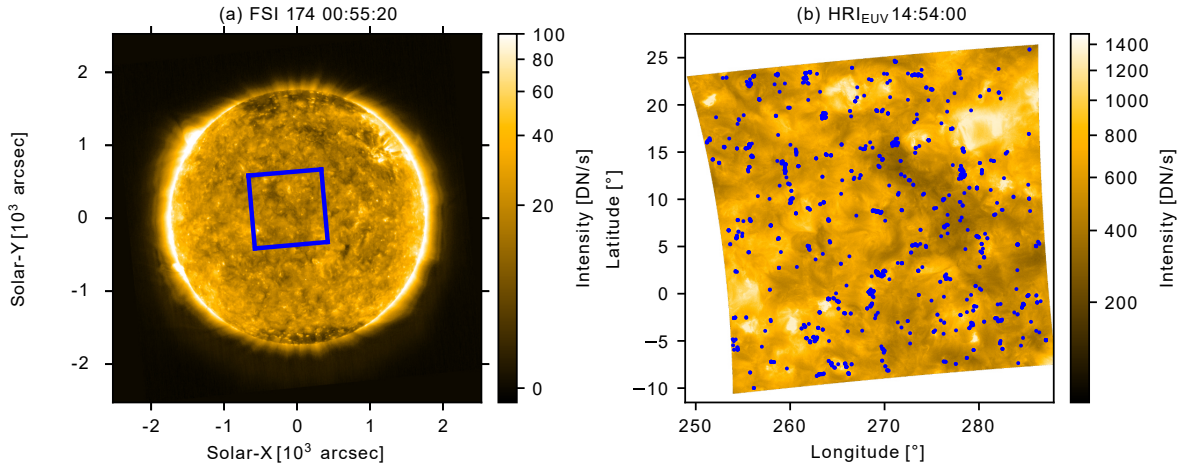


FIGURE 1.10 – Figure reprise de [Dolliou, A. et al. \(2023\)](#). (a) Image de FSI 174 la plus proche en temps de la séquence d’observation du 30 mai 2020, avec le champ de vue d’HRIEUV (carré bleu). (b) Image d’HRIEUV en coordonnées Carrington, avec la position des 1468 événements EUV détectés lors des 4 min de la séquence d’observation.

période était donc idéale pour étudier le Soleil calme. Solar Orbiter se situait alors à 0.556 AU du Soleil et la résolution spatiale de l’instrument atteignait à cette distance 400 km dans la couronne, à 1.004 R_{\odot} du centre du Soleil. Lors de cette observation, [Berghmans et al. \(2021\)](#) a rapporté la détection automatique avec HRIEUV de 1468 événements EUV de petite taille (400 à 4000 km) et à court temps de vie (10 à 200 s). La Figure 1.10 montre la position de ces événements sur une image d’HRIEUV, ainsi que la position du champ de vue d’HRIEUV sur une image du Soleil prise par FSI 174. Ces événements sont également identifiés dans les canaux EUV d’AIA à bord de SDO. [Zhukov et al. \(2021\)](#) a exploité l’angle de séparation de 37.5° entre Solar Orbiter et SDO pour estimer l’altitude des événements par stéréoscopie, en mesurant les décalages spatiaux entre leur position apparente sur HRIEUV et AIA 171. Par cette méthode, les auteurs ont estimé que les événements ont une altitude basse dans la couronne, entre 1000 et 5000 km au-dessus de la photosphère.

Les événements détectés par HRIEUV ne sont probablement pas nouveaux, si bien que l’on retrouve des similarités avec ceux cités dans la section 1.2.2. Par exemple, dans les régions actives, les *nanojets* ([Antolin et al. 2021](#)) et les points brillants EUV ([Régnier et al. 2014](#)) ont des échelles spatiales et temporelles proches de celles des événements du 30 mai 2020. Dans le Soleil calme, [Joulin et al. \(2016\)](#) ont effectué les bilans d’énergie d’événements EUV détectés dans AIA (section 1.2.2). Etant donné qu’une partie importante des événements du 30 mai 2020 est également visible dans AIA 171, il est probable qu’ils sont similaires à ceux détectés par [Joulin et al. \(2016\)](#). En revanche, la haute résolution spatiale et temporelle d’HRIEUV par rapport à AIA 171 permet de les détecter en grand nombre (1467) sur une séquence courte du Soleil calme (4 min). Leur haute fréquence d’apparition en font de potentiels candidats pour contribuer au chauffage coronal.

1.4.2 Propriétés thermiques des événements déduites des canaux EUV d’AIA

Un exemple d’événement vu par HRIEUV et les canaux EUV d’AIA est présenté dans la figure 1.11. Il s’agit de l’un des événements, parmi les 1468 détectés, avec la plus grande variance d’intensité au cours de son temps de vie. Les pixels "événements", détectés par l’algorithme

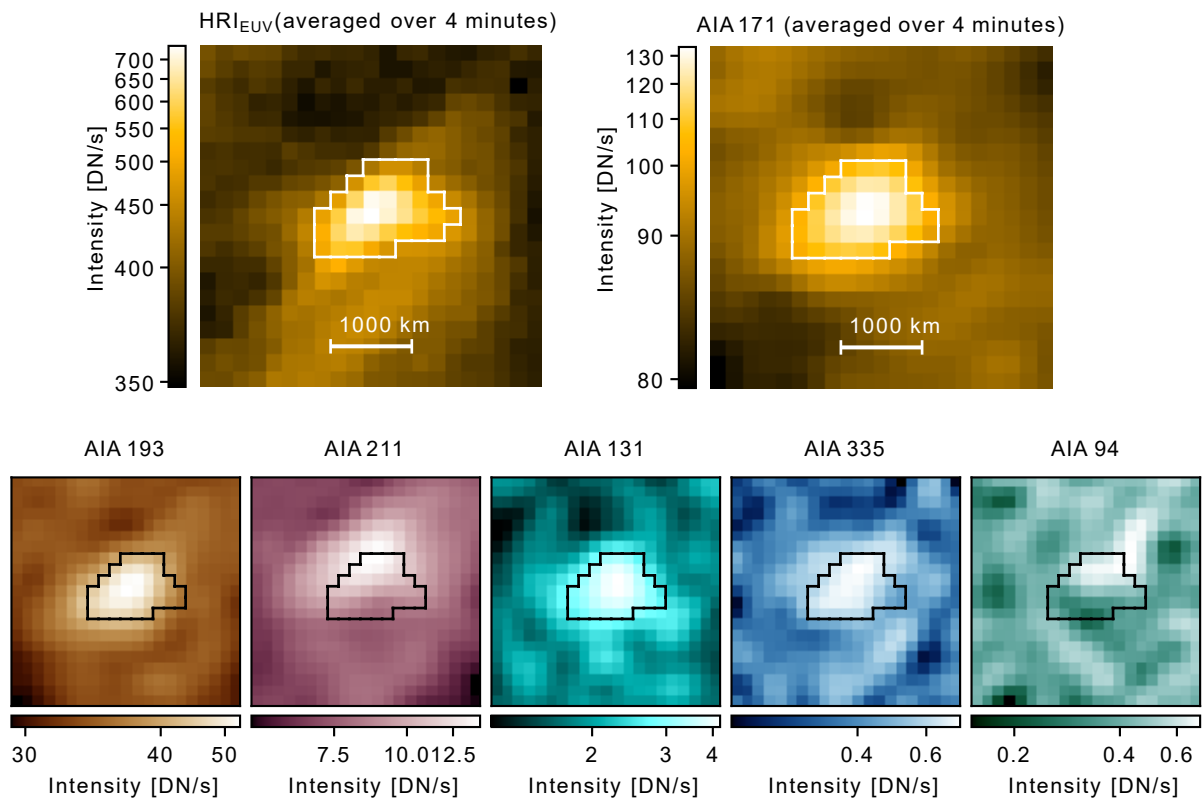


FIGURE 1.11 – Figure reprise de [Dolliou, A. et al. \(2023\)](#). Exemple d'un événement EUV détecté dans HRIEUV (panel a) et dans AIA 171 (panel b), et les 5 autres canaux AIA (rangée du bas). Les pixels détectés par l'algorithme de décomposition en ondelettes sont délimités par un contour blanc (rangée du haut) ou noir (rangée du bas). Les images sont moyennées sur les 4 min de la séquence d'observation.

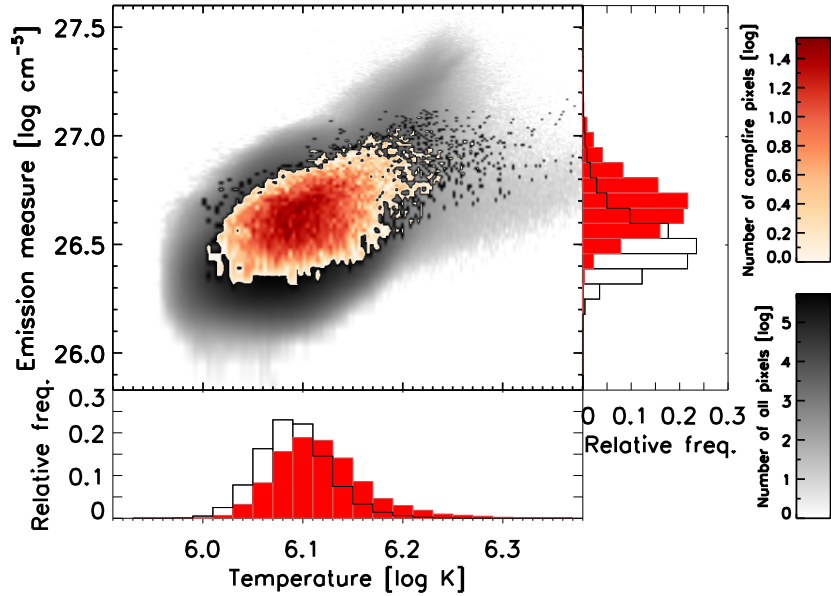


FIGURE 1.12 – Figure 8 de [Berghmans et al. \(2021\)](#) montrant les résultats de l'inversion de la DEM en utilisant les intensités des canaux d'AIA, dont les réponses sont affichées sur la sous-figure (a). Les distributions de la mesure d'émission (EM) totale et de la température efficace sont comparées entre les pixels événements (rouge) et les pixels du Soleil calme (noir). La définition de ces deux types de pixels est donnée dans la section 1.4.2.

de détection automatique, sont délimités par les contours blancs ou noirs. Les pixels en dehors de cette limite, sont quant à eux appelés pixels "Soleil calme". L'algorithme de détection, présenté dans [Auchère, F. et al. \(2023\)](#), repose sur une décomposition en ondelettes, qui sépare l'image d'HRIEUV en plusieurs sous-images représentant les structures à différentes échelles spatiales. Dans les trois plus petites échelles spatiales, les pixels "événements" sont ceux dont l'intensité est à 5σ au-dessus de l'intensité médiane de l'image, avec σ le niveau de bruit. En plus d'HRIEUV, la figure 1.11 montre également que l'événement est identifié dans cinq des six canaux EUV d'AIA, avec pour seule exception AIA 94. Dans ce canal, il n'est pas certain que l'événement soit identifié au-dessus du bruit.

[Berghmans et al. \(2021\)](#) a utilisé les canaux EUV d'AIA pour effectuer un premier diagnostic de température des événements. Pour cela, les auteurs ont estimé la DEM (section 1.3.6) sur les événements et l'ont comparée avec celle du Soleil calme. Définie par l'équation 1.7, la DEM représente la quantité de plasma en fonction de la température, émettant dans les canaux d'AIA le long de la ligne de visée. Afin d'estimer la DEM, les auteurs ont utilisé une méthode d'inversion des intensités des canaux d'AIA, développée par [Hannah & Kontar \(2012\)](#).

La figure 1.12, issue de [Berghmans et al. \(2021\)](#), montre la distribution de la température efficace et de la mesure d'émission (EM) totale, pour les événements et le Soleil calme. La température efficace est définie comme la température moyenne pondérée par la DEM. La mesure d'émission totale est, quant à elle, liée à la densité de plasma émettant dans les canaux d'AIA le long de la ligne de visée (Equ. 1.9). Elle s'obtient en intégrant la DEM sur l'ensemble des températures. La distribution des températures efficaces des événements est centrée autour de $\log T \approx 6.1 - 6.15$, tandis que celle du Soleil calme est centrée autour de $\log T \approx 6.06 - 6.10$. La quasi-totalité des événements semblent donc atteindre des températures au-delà d'1 MK, clairement supérieures aux températures moyennes du Soleil calme. Selon [Berghmans et al. \(2021\)](#), les événements sont donc susceptibles de participer au chauffage coronal. La

température efficace semble également augmenter avec la mesure d'émission. Les événements les plus brillants sont donc ceux qui atteignent les températures les plus élevées.

1.4.3 Problématique et plan de la thèse

Dans la section précédente, nous avons présenté le premier diagnostic en température des événements détectés le 30 mai 2020 (Berghmans et al. 2021), par le biais d'une estimation de la DEM des événements et du Soleil calme. Selon les auteurs, les événements atteindraient des températures au-delà d'1 MK et seraient donc susceptibles de participer au chauffage coronal.

Cependant, cette première mesure de température fait actuellement l'objet de débat. En effet, l'utilisation des canaux EUV d'AIA pour l'inversion de la DEM peut engendrer des biais observationnels, dont l'origine peut s'expliquer en étudiant les fonctions de réponse en température des canaux (Fig. 1.7). Ces dernières sont majoritairement centrées sur des températures au-delà d'1 MK, avec l'exception notable de AIA 131, centrée autour de 0.5 MK. En outre, les fonctions de réponse couvrent un large intervalle de température, car elles englobent des raies coronales et de la région de transition. En conséquence, l'intensité dans les canaux d'AIA pourrait tout autant provenir de plasma à température coronale, que de plasma plus dense à température de la région de transition (voir Equ. 1.6). Les canaux d'AIA ne contraignent donc pas correctement les températures en-dessous d'1 MK. C'est pourquoi l'estimation de la DEM par les canaux d'AIA tend à donner des résultats biaisés vers des températures supérieures à 1 MK (pour plus de détails, voir Guennou et al. 2012; Guennou et al. 2012). Par conséquent, il est possible que les températures des événements obtenues par DEM ($\log T \approx 6.1 - 6.15$ Berghmans et al. 2021) soient surestimées.

L'objectif de ma thèse consiste à vérifier que ces événements détectés par HRIEUV participent de fait directement au chauffage de la couronne.

Pour cela, nous devons répondre à deux problématiques :

- (A) Confirmer que ces événements atteignent bien des températures coronales.
- (B) Comprendre l'origine physique de ces événements.

Afin de mesurer la température des événements, il serait préférable d'avoir recours à la spectroscopie, car les fonctions de contribution des raies spectrales sont plus étroites en température que les fonctions de réponse des imageurs. Elles peuvent donc contraindre des températures de plasma avec moins d'ambiguïté que les imageurs. Cependant, la séquence d'observation du 30 mai 2020 n'inclut pas de spectroscopie. C'est pourquoi, dans le chapitre 2, nous proposons d'appliquer un diagnostic de température alternatif à la DEM qui utilise les 6 canaux EUV d'AIA : les décalages temporels.

Dans le chapitre 3, nous utilisons trois séquences d'observations plus récentes de HRIEUV coordonnées avec de la spectroscopie (SPICE et EIS), en mars 2022 et avril 2023. Pour chacune de ces séquences, nous détectons des événements avec HRIEUV, puis les identifions dans AIA, SPICE et EIS. Nous appliquons alors des diagnostics de température et de densité.

Dans le chapitre 4, nous cherchons à comprendre l'origine physique des événements, par le biais de simulations hydrodynamiques de petites boucles soumises à un chauffage impulsif. En particulier, nous voulons connaître les paramètres du modèle de la boucle (longueur, forme) et de son chauffage (amplitude) qui reproduisent au mieux les comportements des courbes de lumière observés lors des chapitres précédents.

Enfin, nous résumons les résultats principaux dans le chapitre 5 et discutons de leur impact sur le chauffage coronal, avant de proposer des perspectives.

Chapitre 2

Signature statistique d'une population d'événements froids

Sommaire

2.1	Une méthode alternative pour mesurer l'évolution thermique des événements : les décalages temporels	27
2.2	Approche statistique sur les événements EUV du 30 mai 2020	29
2.2.1	Méthode et caractérisation de l'impact des biais observationnels	29
2.2.2	Décalages temporels de la paire d'AIA 193 – 171	32
2.3	<i>Temperature of quiet Sun small scale brightenings observed by EUI on board Solar Orbiter : Evidence for a cooler component</i>	34
2.4	Résumé des résultats	48
2.5	Décalages temporels sur les données à haute cadence d'AIA	50
2.5.1	Détection des événements EUV	50
2.5.2	Distributions des décalages temporels	53
2.5.3	Conclusion	53

2.1 Une méthode alternative pour mesurer l'évolution thermique des événements : les décalages temporels

Dans ce chapitre, nous reprenons les observations d'HRIEUV du 30 mai 2020 ainsi que la détection des événements décrite dans la section 1.4.1 et dans [Berghmans et al. \(2021\)](#). Notre objectif est de vérifier si ces événements participent bien au chauffage coronal et plus particulièrement s'ils atteignent des températures supérieures à 1 MK.

La méthode alternative que nous utilisons est la mesure des décalages temporels (ou *time lags*) entre les courbes de lumière des canaux d'AIA. Le but de cette méthode est de détecter des signatures de refroidissement ou de chauffage du plasma. Elle exploite la différence de température entre les pics de réponse des différents canaux. Le principe est illustré par la Figure 2.1, en faisant l'hypothèse d'un plasma isotherme, chauffé à des températures au-delà de 2 MK :

- lorsque le plasma se refroidit, la température passe d'abord par les pics de réponse en température des canaux les plus chauds (AIA 211, 193), suivis par les canaux les plus froids (AIA 171, 131). Le comportement théorique des courbes de lumière est illustré dans la figure 2.1 (b).
- En revanche, lorsque le plasma se réchauffe à des températures coronales, les courbes de lumière des canaux froids ont leur maximum avant celles des canaux chauds (Fig.2.1 (c)).

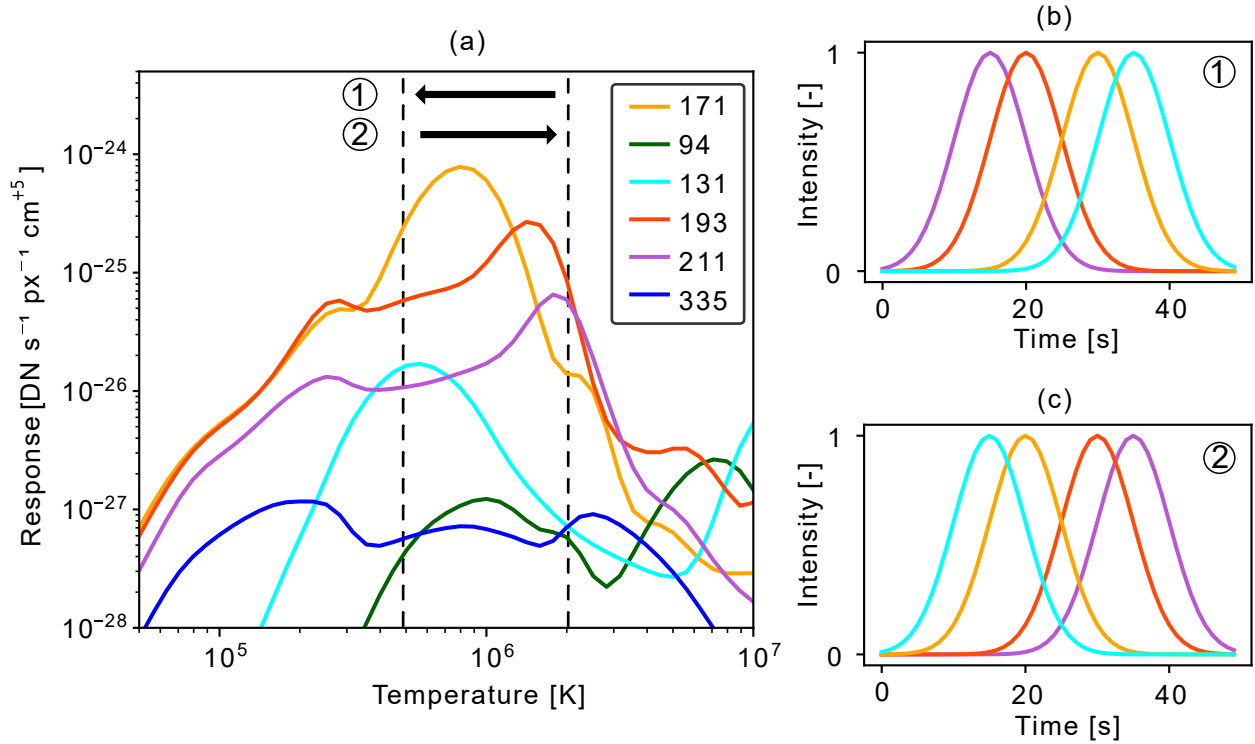


FIGURE 2.1 – Illustration de la méthode des décalages temporels. (a) Fonctions de réponse en température des canaux EUV d’AIA, reprises de la Figure 1.7. Les deux lignes verticales pointillées marquent les températures de 0.5 MK et de 2 MK. Les flèches illustrent la situation dans laquelle un plasma isotherme est ① refroidi de 2 MK à 0.5 MK, ou ② chauffé de 0.5 MK à 2 MK. Les sous-figures (b) et (c) illustrent le comportement des courbes de lumière dans les situations respectives ① et ②. Les couleurs des courbes de lumière correspondent à celles des canaux d’AIA dans la sous-figure (a).

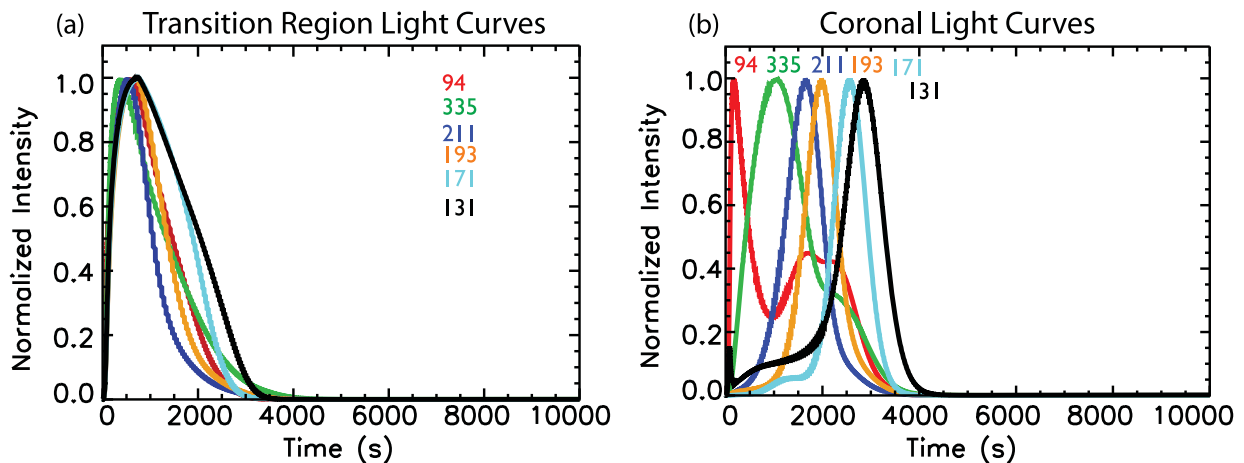


FIGURE 2.2 – Figure 4 de [Viall & Klimchuk \(2015\)](#) montrant les courbes de lumière des canaux EUV d’AIA synthétisées d’une simulation EBTEL pour (a) la région de transition et (b) la partie coronale d’une boucle coronale. Cette dernière, de longueur 34 Mm, est soumise à un événement de chauffage impulsif de 50 s atteignant à son pic 0.08875 erg cm⁻¹ s⁻¹.

Dans les deux cas, les courbes de lumière des canaux d’AIA ont leur maximum avec un décalage temporel, qui peut être mesuré par corrélation.

La méthode des décalages temporels entre les courbes de lumière des canaux d’AIA a été seulement utilisée dans les régions actives par le passé, principalement pour tester la théorie des *nanoflares* (Viall & Klimchuk 2011; Viall & Klimchuk 2012), ou pour trouver des traces de pulsation de boucles dans le cadre du cycle de non équilibre thermodynamique des boucles coronales (Froment et al. 2015; Froment et al. 2017, 2020). Pour la première fois, nous appliquons cette technique sur une région du Soleil calme, afin d’effectuer un diagnostic de température sur les événements EUV détectés le 30 mai 2020.

Les résultats de Viall & Klimchuk (2015) illustrent les décalages temporels attendus entre les courbes de lumière d’AIA, pour une boucle coronale chauffée de façon impulsive. Dans cet article, les auteurs simulent l’évolution d’une boucle coronale avec le code hydrodynamique EBTEL (Klimchuk et al. 2008a; Cargill et al. 2012a,b), lorsqu’elle est soumise à un chauffage impulsif. EBTEL calcule l’évolution des paramètres de plasma dans deux régions : la couronne et la région de transition. La frontière entre ces deux régions est définie comme la position où la conduction électronique passe d’un terme de chauffage à un terme de refroidissement. L’évolution de la DEM peut être retranscrite dans la région de transition et la couronne séparément. L’intensité des canaux d’AIA peut alors être déduite de l’équation 1.8. La Figure 2.2, issue de Viall & Klimchuk (2015), montre les courbes de lumière des canaux d’AIA reconstruites à partir des résultats des simulations. On observe que toutes les courbes de lumière atteignent leur maximum à un temps proche dans la région de transition (Fig.2.2 (a)) et avec jusqu’à 3000 s de décalages temporels dans la partie coronale (Fig.2.2 (b)). Ces décalages importants dans la partie coronale témoignent d’un refroidissement de plasma, lorsque la température du pic de la DEM diminue en passant successivement par les pics de réponse des canaux d’AIA (Voir Fig. 2.1 (b)). En revanche, les auteurs ont montré que la DEM dans la région de transition ne varie pas significativement avec la température (Viall & Klimchuk 2015). Par conséquent, les courbes de lumière des canaux d’AIA se comportent de façon similaire. Il est à noter que ces simulations prédisent un refroidissement lent, qui peut être résolu temporellement par AIA, du moins pour les longues boucles. Le chauffage impulsif, quant à lui, est conçu pour être rapide et non résolu temporellement.

Bien que ces simulations nous aient incités à utiliser la méthode des décalages temporels, elles restent très éloignées des propriétés des événements du 30 mai 2020. En effet, la longueur de la boucle modélisée (34 Mm, Viall & Klimchuk 2015) est à comparer avec la longueur apparente des événements, qui est entre 0.4 et 4 Mm (Berghmans et al. 2021). Il est certain que les structures d’origine des événements ont des dimensions inférieures à la boucle modélisée par Viall & Klimchuk (2015). La durée de vie des événements, entre 10 et 200 s, n’est également pas cohérente avec les décalages temporels de l’ordre de 3000 s (Figure 2.2 (b)). Des modèles de boucles plus adaptées aux propriétés des événements sont donc nécessaires et sont présentées au chapitre 4. Dans la prochaine section, nous présentons les résultats de la méthode des décalages temporels appliquée aux événements détectés le 30 mai 2020.

2.2 Approche statistique sur les événements EUV du 30 mai 2020

2.2.1 Méthode et caractérisation de l’impact des biais observationnels

Dans cette section, nous résumons la méthode et les résultats obtenus dans Dolliou, A. et al. (2023), qui est disponible à la section 2.3. Notre objectif est de déterminer si les événements détectés par HRIEUV le 30 mai 2020 atteignent bien des températures coronales (supérieure à

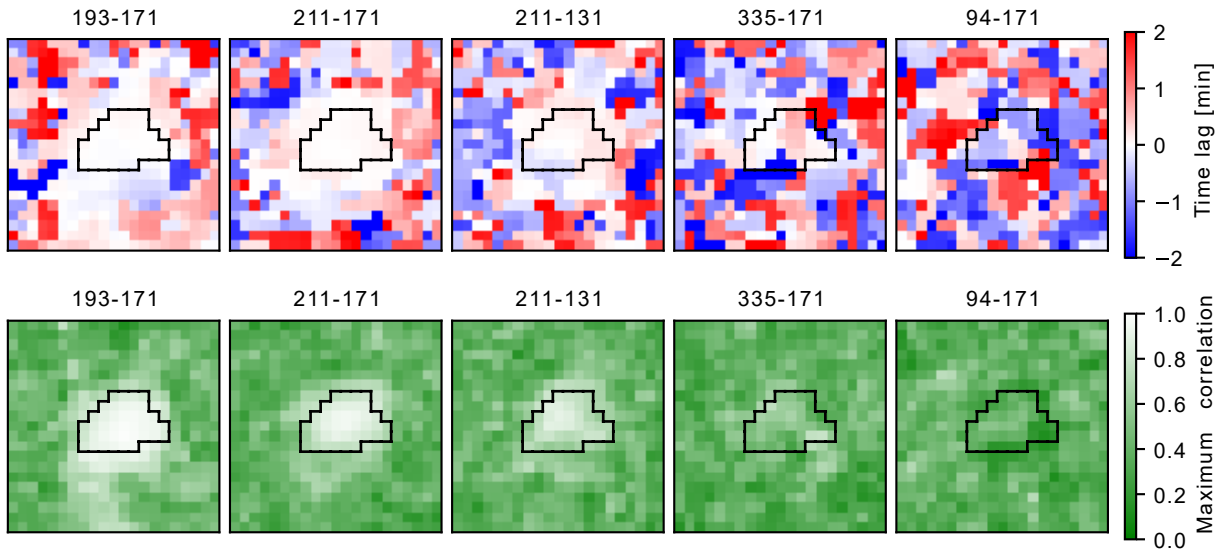


FIGURE 2.3 – Figure adaptée de la Fig.4 de [Dolliou, A. et al. \(2023\)](#), et reprenant l'événement et le champ de vue de la Fig.1.11. Décalages temporels (colonne du haut) et maxima de corrélations associés (colonne du bas) pour cinq paires de canaux EUV d'AIA. Les contours noirs délimitent la position des pixels événements.

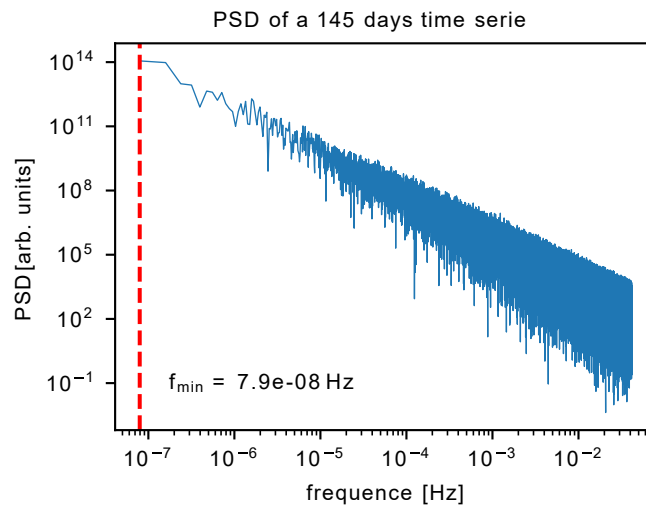


FIGURE 2.4 – Densité spectrale de puissance synthétique des intensités des canaux EUV d'AIA, en fonction de la fréquence. La courbe de lumière dure 145 jours, ce qui permet d'atteindre une fréquence minimale de $f_{\min} = 7.9 \times 10^{-8}$ Hz (ligne pointillée rouge).

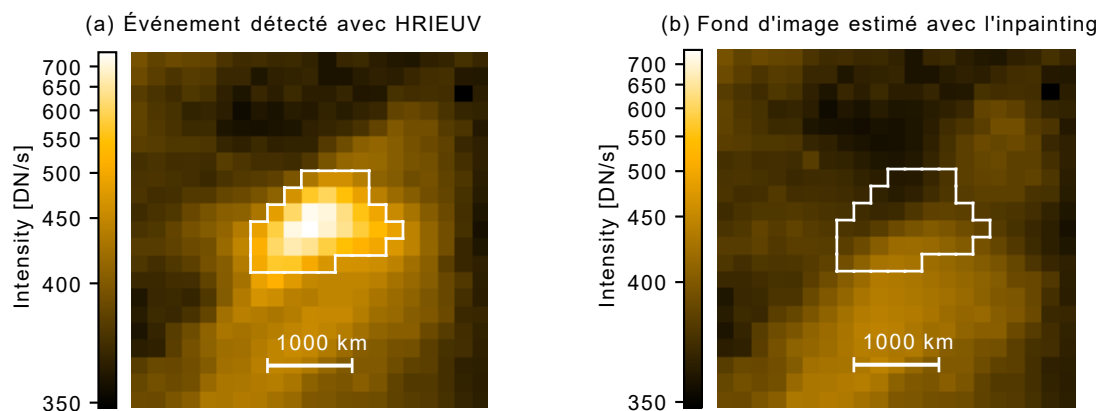


FIGURE 2.5 – Exemple de l'utilisation de l'algorithme d'*inpainting* pour estimer le fond d'image sur l'événement présenté à la Fig. 1.11.

1 MK). C'est dans ce but que nous mesurons les décalages temporels entre les courbes de lumière de différentes paires de canaux d'AIA. Les courbes de lumière de deux canaux d'AIA sont corrélés sur un intervalle ± 2 min. Nous en déduisons le décalage temporel associé au maximum de corrélation qui peut, selon son signe, être la signature observationnelle d'un chauffage ou d'un refroidissement de plasma. Par exemple, un décalage temporel positif sur la paire 193 – 171 peut être interprété comme un refroidissement de plasma entre 1.5 MK et 0.9 MK. Ces deux températures sont celles des pics des fonctions de réponse des deux canaux (Fig. 2.1).

Nous choisissons une approche statistique pour ce travail. C'est pourquoi nous extrayons les maxima de corrélations ainsi que les décalages temporels associés pour neuf paires de canaux d'AIA, sur tous les pixels du champ de vue. Les distributions des résultats sont par la suite séparées entre celles des pixels événements et celles des pixels du Soleil calme. Nous définissons les pixels événements comme ceux identifiés au moins une fois par l'algorithme de détection automatique au cours de la séquence de 4 min. Les pixels du Soleil calme sont tous les autres pixels du champ de vue.

La Figure 2.3 montre les décalages temporels et les maxima de corrélations pour cinq paires de canaux d'AIA, sur le champ de vue autour de l'événement présenté dans la Fig.1.11. Pour les paires n'incluant que des canaux à haut signal sur bruit (SNR), tel que 193 – 171, on remarque une différence marquée entre les résultats des pixels événements et ceux des pixels du Soleil calme. Pour les pixels événements, les décalages temporels sont courts avec des maxima de corrélations élevés, tandis que ceux du Soleil calme ont des décalages temporels aléatoires et des maxima de corrélations plus faibles. Cette différence se réduit lorsque la paire de canaux d'AIA inclut un canal à faible SNR. Par exemple, pour la paire 94 – 171, les résultats des pixels événements sont similaires à ceux du Soleil calme. Les décalages temporels des pixels événements sont alors une conséquence du bruit instrumental. Dans l'optique d'étudier la statistique des événements sur tout le champ de vue, il est donc nécessaire d'évaluer des niveaux de confiance sur les décalages temporels, pour chacune des paires de canaux d'AIA.

C'est dans le but de calculer des niveaux de confiance que nous utilisons une approche de Monte-Carlo, inspirée de [Max-Moerbeck et al. \(2014\)](#). Le principe consiste à corréler un grand nombre de courbes de lumière synthétiques aléatoires, reproduisant celles du Soleil calme sans événement. La construction des courbes de lumière synthétiques repose sur des observations du Soleil calme dans l'EUV, qui montrent que la fonction de densité spectrale (PSD) des intensités suit une loi de puissance ([Auchère et al. 2014](#); [Gupta 2014](#); [Threlfall et al. 2017](#)). En particulier pour les courbes de lumière d'AIA, [Ireland et al. \(2014\)](#) ont mesuré un exposant de 1.72 ± 0.01 pour AIA 171 et 2.20 ± 0.01 pour AIA 211. Pour simplifier, nous choisissons de construire des

courbes de lumière synthétiques d’AIA à partir d’une PSD suivant une loi exponentielle de coefficient 2. Du bruit blanc est rajouté à la PSD pour obtenir des séries temporelles aléatoires. Les PSDs elles-mêmes sont construites à partir d’un algorithme développé par F. Auchère. Un exemple de l’une d’entre elles est illustré sur la Figure 2.4.

Nous construisons ainsi deux courbes de lumière synthétiques de 145 jours, afin de prendre en compte les variations à long terme du Soleil calme. Pour chacune des paires de canaux d’AIA, nous associons les deux courbes de lumière synthétiques aux deux canaux. Du bruit de lecture et du bruit noir sont par la suite ajoutés, selon les valeurs données par la calibration au sol d’AIA (Boerner et al. 2012). Afin de reproduire la séquence d’observation de 4 min, chacune des deux courbes de lumière synthétiques est séparée en sous-séries de 4 min, qui sont par la suite corrélées pour obtenir un grand nombre de décalages temporels et de maxima de corrélations. Les percentiles de ces distributions permettent de construire les niveaux de confiance sur les résultats observationnels.

En plus des niveaux de confiance, nous estimons l’impact, pour un pixel événement, de l’émission du Soleil calme le long de la ligne de visée, appelée "fond d’image". En effet, l’intensité des pixels événements ne s’élève que de l’ordre de 20% au-dessus de ceux du Soleil calme (Fig.6 de Dolliou, A. et al. 2023). Le fond d’image contribue majoritairement à l’intensité totale sur les pixels événements, et peut donc fortement impacter les résultats des décalages temporels. Nous appliquons deux méthodes pour caractériser l’impact du fond d’image sur les décalages temporels des pixels événements. La plus simple est de comparer les résultats des décalages temporels entre les pixels événements et ceux du Soleil calme, qui sont assimilables au fond d’image. L’autre méthode consiste à soustraire l’intensité des pixels événements par celle du fond d’image, obtenue avec un algorithme nommé *inpainting* (également utilisé dans Berghmans et al. 2021). L’algorithme reconstruit l’intensité des pixels à l’intérieur d’un masque, à partir des intensités et des gradients d’intensité sur les bords de ce dernier (Bertalmio et al. 2001). Pour cela, il utilise des équations de propagation de l’intensité inspirées de l’équation de Navier-Stockes. Il est ainsi possible d’estimer l’intensité du fond d’image sur chacun des pixels événements. En soustrayant l’intensité totale par celle du fond d’image, on obtient l’intensité associée aux événements eux-mêmes. La figure 2.5 illustre l’estimation du fond d’image grâce à l’algorithme d’*inpainting* sur l’événement de la figure 1.11. Dans ce cas, le masque choisi est la surface délimitée par les pixels événements, mais étendu de deux pixels afin d’inclure les variations de la forme apparente de l’événement au cours de son temps de vie.

2.2.2 Décalages temporels de la paire d’AIA 193 – 171

Nous illustrons maintenant les résultats de Dolliou, A. et al. (2023), ainsi que l’impact des biais observationnels. La Figure 2.6 montre les décalages temporels et les maxima de corrélations de la paire 193 – 171, pour tous les pixels événements (rouge) et du soleil calme (bleu). La sous-figure (a) compare les distributions des pixels événements, sans soustraction du fond d’image, et ceux du Soleil calme. La sous-figure (b) montre la distribution des pixels événements avec soustraction du fond d’image estimé avec l’algorithme d’*inpainting*. Les décalages temporels et les maxima de corrélations obtenus par les courbes de lumière synthétiques, ainsi que les niveaux de confiance, sont également affichés en vert (voir section 2.2.1 pour plus de détails).

La distribution des pixels événements est centrée sur des décalages temporels courts, inférieurs à la cadence d’AIA de 12 s. Les résultats sont significatifs, car la majorité des maxima de corrélations sont au-dessus du niveau de confiance à 95%. Les résultats sur les événements ne sont donc pas dus au bruit. La distribution du Soleil calme est, quant à elle, également centrée sur un décalage temporel court. Cependant, ses maxima de corrélations sont majoritairement distribués en-dessous du niveau de confiance à 95%. Une partie des résultats du Soleil calme est donc potentiellement due au bruit. Nous vérifions également que l’intensité du fond d’image le

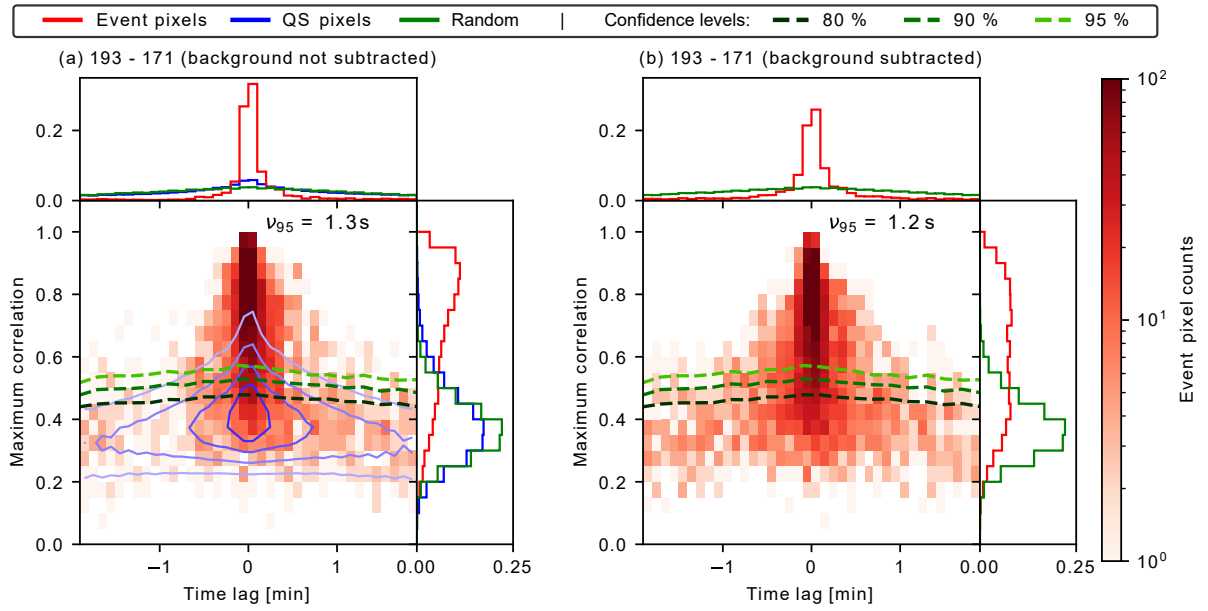


FIGURE 2.6 – Figure 7 de [Dolliou, A. et al. \(2023\)](#). Histogramme 2D des décalages temporels et des maxima de corrélations pour la paire 193 – 171. La distribution des pixels événements (rouge) est présentée sans (a) et avec (b) soustraction du fond d’image. Les contours avec plusieurs tons de bleu (a) représentent les percentiles 20, 40, 60, 80 des pixels du Soleil calme. Les lignes pointillées avec plusieurs tons de vert indiquent les niveaux de confiance à 80%, 90% et 95%, lesquels sont calculés à partir de corrélations entre un grand nombre de courbes de lumière synthétiques (voir section 2.2.1), dont les résultats sont donnés par les histogrammes marginaux verts. Les distributions des événements (rouge) et du Soleil calme (bleue) sont également représentées dans les histogrammes marginaux. ν_{95} est la moyenne des décalages temporels des pixels événements, pondérée par leurs maxima de corrélations, pour les points situés au-dessus du niveau de confiance à 95%.

long de la ligne de visée n'a que peu d'impact sur nos résultats. C'est le cas, car les résultats des pixels événements sont sensiblement les mêmes avec (Fig. 2.6 (a)) ou sans (Fig. 2.6 (b)) soustraction du fond d'image. Nous pouvons le vérifier en comparant les valeurs de ν_{95} , qui est définie comme la moyenne des décalages temporels pondérée par leur maximum de corrélations au-dessus du niveau de confiance à 95%. Or, sa valeur ne varie presque pas avec ou sans soustraction du fond d'image ($\nu_{95} = 1.3$ s ou 1.2 s). Ce dernier n'a donc que peu d'impact sur nos résultats.

2.3 Temperature of quiet Sun small scale brightenings observed by EUV on board Solar Orbiter : Evidence for a cooler component

Temperature of quiet Sun small scale brightenings observed by EUV on board Solar Orbiter: Evidence for a cooler component

A. Dolliou¹, S. Parenti¹, F. Auchère¹, K. Bocchialini¹, G. Pelouze¹, P. Antolin², D. Berghmans³, L. Harra^{4,5}, D. M. Long⁶, U. Schühle⁷, E. Kraaikamp³, K. Stegen³, C. Verbeecq³, S. Gissot³, R. Aznar Cuadrado⁷, E. Buchlin¹, M. Mierla^{3,8}, L. Teriaca⁷, and A. N. Zhukov^{3,9}

¹ Institut d'Astrophysique Spatiale, Bâtiment 121, Rue Jean Dominique Cassini, Université Paris Saclay, 91405 Orsay, France
e-mail: antoine.dolliou@universite-paris-saclay.fr

² Department of Mathematics, Physics and Electrical Engineering, Northumbria University, Newcastle Upon Tyne NE1 8ST, UK

³ Solar-Terrestrial Centre of Excellence – SIDC, Royal Observatory of Belgium, Ringlaan -3- Av. Circulaire, 1180 Brussels, Belgium

⁴ Physikalisch-Meteorologisches Observatorium Davos, World Radiation Center, 7260 Davos Dorf, Switzerland

⁵ ETH-Zürich, Wolfgang-Pauli-Str. 27, 8093 Zürich, Switzerland

⁶ UCL-Mullard Space Science Laboratory, Holmbury St. Mary, Dorking, Surrey RH5 6NT, UK

⁷ Max Planck Institute for Solar System Research, Justus-von-Liebig-Weg 3, 37077 Göttingen, Germany

⁸ Institute of Geodynamics of the Romanian Academy, Str. Jean-Louis Calderon 19-21, Bucharest 020032, Romania

⁹ Skobel'syn Institute of Nuclear Physics, Moscow State University, 1 (2) Leninskie gory, GSP-1, Moscow 119991, Russia

Received 7 September 2022 / Accepted 4 January 2023

ABSTRACT

Context. On May 30, 2020, small and short-lived extreme-UV (EUV) brightenings in the quiet Sun were observed over a four-minute sequence by the EUV channel of the Extreme Ultraviolet Imager – High Resolution Imager (EUIHRI_{EUV}) on board the Solar Orbiter. The brightenings' physical origin and possible impact on coronal or transition region (TR) heating are still to be determined.

Aims. Our aim is to derive the statistical thermal evolution of these events in order to establish their coronal or TR origin.

Methods. Our thermal analysis took advantage of the multithermal sensitivity of the Atmospheric Imaging Assembly (AIA) imager on board the Solar Dynamics Observatory. We first identified the HRI_{EUV} events in the six coronal bands of AIA. We then performed a statistical time lag analysis that quantified the delays between the light curves from different bands, as these time lags can give significant insight into the temperature evolution of the events. The analysis was performed taking into account the possible contribution of the background and foreground emissions to the results.

Results. For all nine couples of AIA bands analyzed, the brightening events are characterized by time lags inferior to the AIA cadence of 12 s. Our interpretation for these short time lags is the possible copresence of events that reach or do not reach coronal temperatures (≈ 1 MK). We believe that the cool population dominates the events analyzed in this work.

Key words. Sun: corona – Sun: transition region – Sun: UV radiation – instrumentation: high angular resolution

1. Introduction

Decades of investigation suggest that the solar corona is formed and maintained through small-scale processes, even though the mechanisms at the origin of such processes are only partially understood. Wave dissipation and magnetic field reconnection are present in the solar atmosphere and are the main candidate processes for the solar corona's plasma heating. See for instance Reale (2014) and Viall et al. (2021) for a review on the argument.

Coronal observations suggest that the dissipation of magnetic energy leading to coronal heating must happen at unresolved spatial scales, and while many dissipation mechanisms are impulsive in nature, it is unclear whether the dissipation has a more continuous or sporadic character on average. The properties of the coronal heating events, such as their amplitude, duration, and frequency, are still a matter of debate.

Parker (1988) proposed magnetic reconnection as the origin of these unresolved heating events (which became known as nanoflares). His theory is based on the shuffling and inter-

mixing of the photospheric footpoints of magnetic flux tubes, which would produce reconnection and subsequent formation of tiny current sheets in which the energy is dissipated. This idea has been generalized in recent years, particularly for active region heating where processes other than reconnection (wave propagation) may also be at the origin of the nanoflares energy (Van Doorsselaere et al. 2020; Viall et al. 2021). For instance, small-scale energy dissipation can occur through a turbulent cascade created by the interaction of nonlinear waves (e.g., Buchlin & Velli 2007) or through shock heating from nonlinear mode conversion (Moriyasu et al. 2004).

Studies addressing the heating of the quiet Sun (QS) indicate that waves and reconnections are also present (e.g., McIntosh et al. 2011; Hahn & Savin 2014; Upendran & Tripathi 2021, 2022). In addition, observations of the corona from the hard X-rays (e.g., Crosby et al. 1993; Shimizu 1995; Hannah et al. 2010) to the UV bands (e.g., Berghmans et al. 1998; Harra et al. 2000; Aschwanden & Parnell 2002) also suggest that small-scale impulsive heating may play a role here.

These observations have revealed that unresolved small bright transient events increase in number everywhere in the corona any time the spatial and temporal resolutions of instruments are increased.

Examples of small and fast phenomena in the corona have been observed during the High-Resolution Coronal Imager (Hi-C) sounding rocket flights (Kobayashi et al. 2014), during which images were recorded in a band centered on 193 Å (including the Fe XII 195 Å line). These observations were made with a spatial resolution of about 0.3'' (≈ 220 km, Winebarger et al. 2014). The Hi-C instrument resolved small cool loops (Winebarger et al. 2013) and extreme-UV (EUV) bright dots with characteristic lengths of 680 km, durations of 25 s, and temperatures ranging between 0.5 and 1.5 MK (Régnier et al. 2014).

The Interface Region Imaging Spectrograph (IRIS; De Pontieu et al. 2014) reaches a resolution of $\approx 0.33''$ – $0.4''$ (≈ 240 – 290 km in the corona) but is mostly sensitive to the transition region (TR) and chromospheric temperatures. With IRIS and the Atmospheric Imaging Assembly (AIA; Lemen et al. 2012) on board the Solar Dynamics Observatory (SDO; Pesnell et al. 2012), it was possible, for instance, to observe tiny, short-lived, and multithermal “nanojets” (size 1000–2000 km, ~ 15 s, with chromospheric to coronal temperatures, Antolin et al. 2021; Sukarnadji et al. 2022) in large cool loops, which were interpreted as the transverse motion of field lines reconnecting at small angles. Larger jet-like structures (Innes & Teriaca 2013) were detected with the Solar Ultraviolet Measurements of Emitted Radiation spectrometer (Wilhelm et al. 1995) on board the Solar and Heliospheric Observatory (SOHO), along with UV (Peter et al. 2014) and EUV (Young et al. 2018) bursts. IRIS has also observed “unresolved fine structures” in TR lines, which have been associated with short (≈ 4 – 12 Mm) loops or parts of loops. They were seen at the limb in QS regions and shown to be highly variable (a few minutes in lifetime), with strong Doppler shift dynamics (up to 100 km s $^{-1}$).

In addition to the aforementioned sporadic and short duration Hi-C rocket flights, SDO/AIA is able to obtain full-Sun images with a resolution of 1.5'' (corresponding to ≈ 1100 km in the corona). Using the AIA 171 and 193 Å channels, Raouafi & Stenborg (2014) detected small jets (“jetlets”) at the footpoint of coronal plumes. More recently, Chitta et al. (2021) characterized the statistical properties of small EUV bursts detected in AIA 171, 193, and 211 Å sequences. Similar and smaller scales brightening are now observed by Solar Orbiter.

The Solar Orbiter mission (Müller 2020; Zouganelis et al. 2020) carries, as part of the remote-sensing payload (Auchère et al. 2020), the Extreme Ultraviolet Imager (EUI) suite (Rochus 2020). The High-Resolution Imager (HRI_{EUV}) and the Full Sun Imager (FSI) 174 channels are dominated by emission from lines of Fe IX and Fe X. They image the plasma emission of the high TR and corona, which is the region of interest for this work. At its closest, the Solar Orbiter approaches the Sun down to 0.28 AU, allowing a two-pixel spatial resolution of ≈ 200 km of the corona, with a maximal cadence of 1.6 s, thus providing the highest spatial and temporal resolution images to date at these wavelengths, for extended periods of time and on a variety of targets.

On May 30, 2020, when the Solar Orbiter was at 0.556 AU, HRI_{EUV} made its first observation of the QS corona at high spatial (400 km) and temporal (5 s of cadence) resolutions. During this four-minute sequence, 1467 small EUV brightenings of variable size (400–4000 km) and lifetime (10–200 s) were detected, referred to as “campfires” (Berghmans et al. 2021). The HRI_{EUV}

field of view was also visible by SDO/AIA, and part of the events detected by HRI_{EUV} were also visible in at least one of the AIA coronal bands because of the lower spatial and temporal resolutions of AIA (about 1100 km and 12 s, respectively). Berghmans et al. (2021) used the AIA observations to infer the temperature of the EUV brightenings, applying the differential emission measure diagnostic method of Hannah & Kontar (2012). The resulting distribution was centered around 1.3 MK.

These features are yet to be better characterized, but initial investigations suggest that their origin is linked to photospheric magnetic cancellation (Panesar et al. 2021) or magnetic reconnection close to the TR or the chromospheric part of the loops (Kahil et al. 2022). Zhukov et al. (2021) found that these EUV brightenings are low lying (1 Mm–5 Mm), which indicates that they could be chromospheric or transition region features. The authors noticed that the estimated heights of the features are larger than their apparent lengths. If these events are loops, this implies that HRI_{EUV} does not see their full extent. Therefore, if they reach 1 MK, they do so only at their apex.

Winebarger et al. (2013), using Hi-C and SDO/AIA data, estimated the temperature of small inter-moss loops to be about 2.8×10^5 K. These had a projected length between about 5 and 7 Mm, and their light curves, from the different AIA bands, peaked at the same time, suggesting the absence of cooling from coronal temperature. These Hi-C loops are larger than the ones observed by Berghmans et al. (2021) and Zhukov et al. (2021). Furthermore, they were observed in active regions. However, it is possible that they share similar physical mechanisms.

These results motivated our work to further investigate the thermal properties of the HRI_{EUV} events. We performed a statistical study of over 1000 detected events, and the rest of the QS was used as a reference (see Sect. 2). Our analysis is based on the time lag method (see Sect. 3) applied to the AIA light curves from several pairs of channels. This method has been extensively used in active regions to study loops submitted to thermal non-equilibrium (Froment et al. 2015, 2017, 2020; Froment 2016) and to test the nanoflare theory (Viall & Klimchuk 2011, 2012, 2015, 2017). The novelty of the present work relies on the application of this technique to QS region data and over short time lags. In Sect. 4, we show that there is no or little sign of a lag between all the chosen AIA bands. The implications of these results are discussed in Sect. 5.

2. Observations and data reduction

On May 30, 2020, while the Solar Orbiter mission was still performing commissioning activities, HRI_{EUV} observed a QS region at a cadence of 5 s for 4 min from 14:54:00 to 14:58:05 UT. The field of view of HRI_{EUV} is visible in a full-Sun image taken in the FSI 174 channel (Fig. 1a). Figure 1c shows the corresponding field of view on a full-Sun image of AIA 171, as observed by SDO, which has a similar temperature response, peaking at 0.9 MK. The apparent difference in position of the HRI_{EUV} field of view between Fig. 1a,c was caused by the separation angle, equal to 31.5°, between the Solar Orbiter line of sight and the Sun-Earth line.

2.1. Detection of the EUV brightenings by HRI_{EUV}

The HRI_{EUV} data used for the present work¹ was taken at 0.556 AU from the Sun, resulting in a spatial resolution of ~ 400 km in the corona. In this sequence, Berghmans et al. (2021)

¹ EUI Data Release 1.0 <https://doi.org/10.24414/wvj6-nm32>

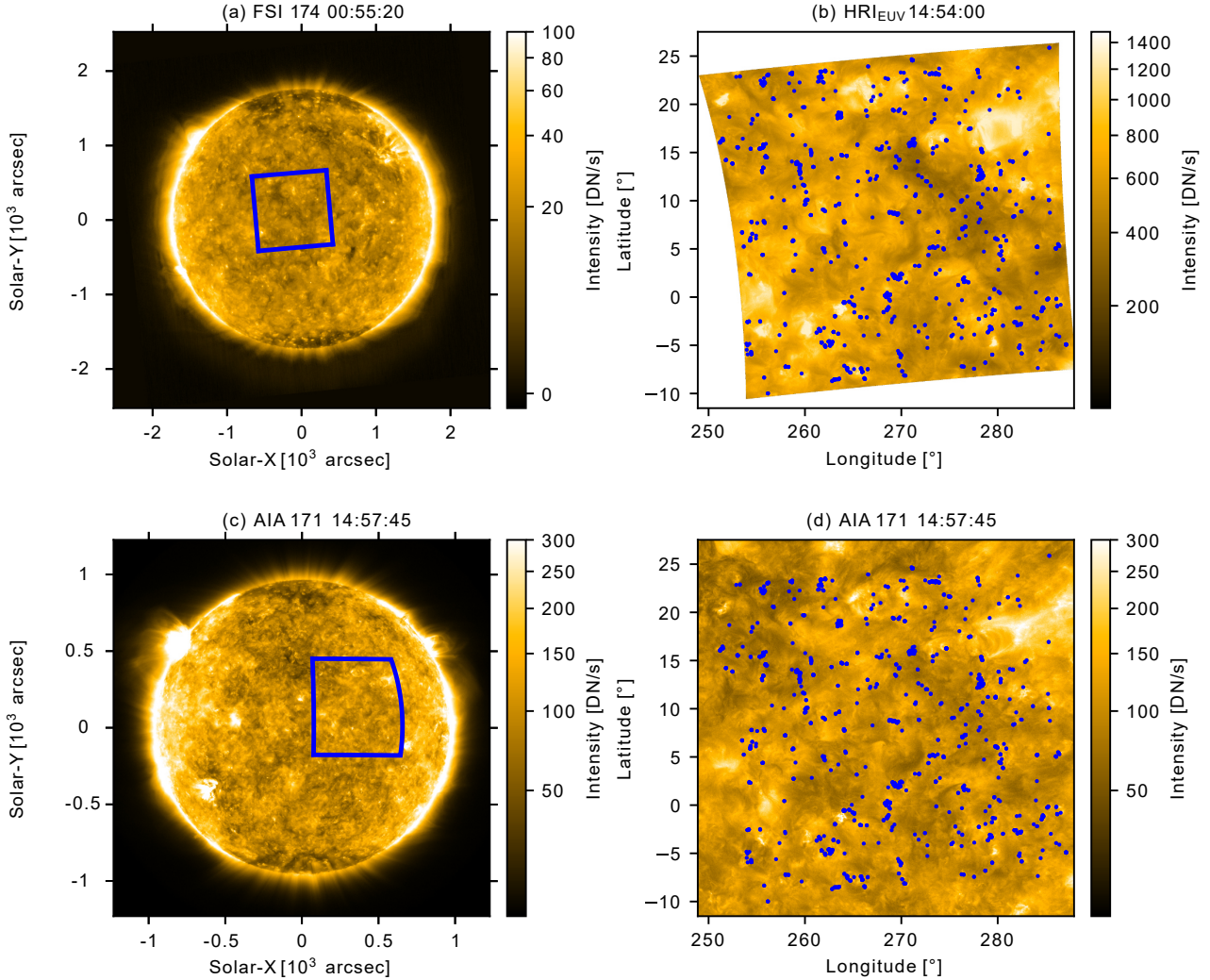


Fig. 1. Images captured on May 30, 2020. Upper row: field of view observed by FSI 174 (a) and the first image of the HRI_{EUV} sequence (b) in Carrington coordinates. The FSI image is the closest available to the HRI_{EUV} sequence. Lower row: AIA 171 image (c) and remapped on the same grid as HRI_{EUV} (d). Blue rectangles in the left column correspond to the field of view on the right column, and the blue dots in the right column are the positions of the 1467 detected events.

automatically detected and cataloged 1467 brightening events, nicknamed “campfires” and referred to as “events” from hereon. The detection was performed after remapping the images on a regular 2400×2400 Carrington grid spanning from 248.9° to 287.9° in longitude and from -11.5° to 27.5° in latitude (corresponding to a 0.01625° pitch, 198 km on the sphere) and with a projection radius of $1.004 R_\odot$ (Fig. 1). As the spacecraft jitter had been documented in the FITS headers, it was compensated for in the Carrington remapping, and the absolute pointing values were determined by cross-correlation with AIA.

The automated detection scheme (Appendix B of Berghmans et al. 2021) defined the events as pixels whose intensity is larger than an arbitrarily defined threshold of five times the local noise level in the first two smaller scales of a spatial \acute{a} trous wavelet transform. Events overlapping between successive frames were merged to produce the final set of spatio-temporal events. Their surfaces range from 0.04 Mm^2 (the HRI_{EUV} spatial resolution) to 5 Mm^2 , the upper limit being partly a consequence of the chosen maximum wavelet scale. No restriction was imposed on their duration. We note that the number of detected events, as well as their properties (surface, lifetime), depended highly upon the detection parameters. For

consistency, we used the (Berghmans et al. 2021) cataloged as is. We however removed the events present in the first or last image of the HRI_{EUV} observation, as their lifetime might not have been fully captured. Figure 1b shows the location of the 1314 selected events on the first HRI_{EUV} image of the sequence.

2.2. Multichannel observations with AIA

A major limitation of HRI_{EUV} is its single passband, which makes it impossible to derive information on the plasma temperature. Therefore, we used data from six channels (94, 131, 171, 193, 211, and 335 \AA) of the AIA instrument for this purpose. We did not include the 304 band because the He II 30.4 nm spectral line is optically thick, and the interpretation of its intensity is not straightforward. The selected bands cover a wide range of plasma temperatures (0.2 MK – 8 MK , Fig. 2) but have only less than half the temporal resolution (12 s) of HRI_{EUV} (5 s).

For our work, we needed to take into account the lower spatial and temporal resolutions of AIA, compared to those of HRI_{EUV}. This difference meant that small and short-lived events detected by HRI_{EUV} may be unresolved when observed with AIA 171. In addition, events might not be sufficiently bright

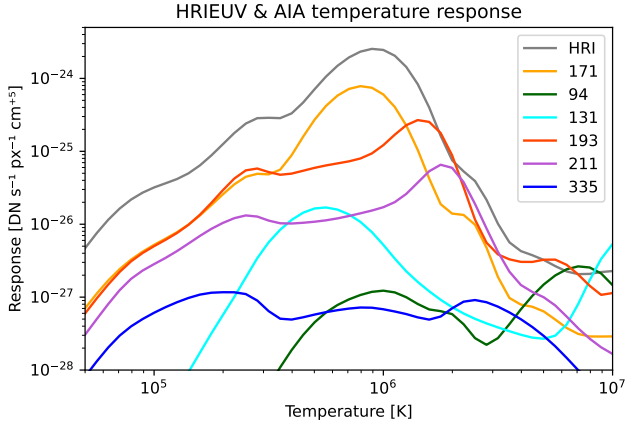


Fig. 2. HRI_{EUV} and AIA temperature response functions computed with CHIANTI 10.0.1 (Dere et al. 1997; Del Zanna et al. 2021), assuming an electron number density $n_e = 10^9 \text{ cm}^{-3}$.

in some of the AIA bands to be detectable. The HRI_{EUV} and AIA images were paired taking into account the 229 s difference in light travel time to Solar Orbiter and to the Earth. The AIA images were remapped onto the same Carrington grid as the HRI_{EUV} data (Fig. 1d). On this common grid, the HRI_{EUV} images were resampled with at least one grid point per pixel, and the AIA images were resampled with at least two.

3. Method

In order to characterize the evolution of the thermal structure of these events, we used the time lag method. Because the AIA bands peak at different temperatures (Fig. 2), the time lags between them are a signature of plasma cooling (or heating) over time. For example, the response functions of the AIA 193 and 171 bands peak respectively at 1.5 MK and 0.9 MK. The intensity in the 171 band peaking after the 193 band can be interpreted as a hot plasma cooling, while the opposite behavior can be a signature of plasma heating. We discuss the various possible scenarios in detail in Sect. 5.

In the following, we describe the computation and classification of the AIA light curves (Sect. 3.1) and the computation of the time lags (Sect. 3.2). The analysis was performed pixel by pixel to take into account the spatial and the temporal information contained in the data. Several events were spatially resolved in the AIA data so that the thermal behavior in individual pixels of each event would be independently characterized. This avoids the assumption that the event has no thermal substructure. This method could involve the use of low SNR for some of the pixels, but this can be avoided by performing the analysis over the integrated intensity from the whole spatial extension of the event. However, the latter approach would impose the above-mentioned assumption, which we preferred to avoid. We verified in Appendix B that a same time lag analysis, performed over whole events, yields the same results.

Also in the following, we use “background” to refer to the total of background and foreground emission superimposed on the events along the line of sight. Background emission can represent a large fraction of the total emission (Sect. 4.3) and has the same properties as the QS emission observed outside the events. Since we wanted to measure the time lags of the events themselves, it was necessary to check the influence of the background (described in Sect. 3.1). The background intensity was estimated for each pixel and time step.

3.1. Light curves

For our analysis, we classified the pixels into two categories: “event” pixels, that is, those containing at least one event from Berghmans et al. (2021) during the sequence, and non-event pixels that we refer to as “QS” for simplicity. The QS pixels were used as a reference, and their statistics were compared to those of the event pixels (Sect. 4.3).

While the AIA and HRI_{EUV} data were reprojected to the same Carrington grid, the location of each event could be different in the two data sets. Indeed, the separation angle between the two vantage points induced a parallax shift for those events located above or below the projection sphere. The contour of each event detected in HRI_{EUV} was shifted by the amount measured by Zhukov et al. (2021) to obtain the corresponding contour in AIA. In the case of spatially overlapping events, this can cause the classification mask (the union of the contours at each time step) in AIA to have a different shape than in HRI_{EUV}. This is the case for the area shown in Fig. 3, in which two successive events peaking at 14:54:30 and 14:55:04 UT are overlapping and do not have the same height and thus do not have the same parallax shift.

We estimated the background emission at each pixel using the open-cv implementation of the inpainting method of Bertalmio et al. (2001). This method estimates the intensity inside the mask by matching the intensity and intensity gradients at the boundary of the mask. This operation was performed at each time step. Whenever this background subtraction was applied to the analysis, we mentioned so explicitly in the text.

Figure 3b shows an example of the result from this treatment. We have selected a pixel inside the mask (pixel 1 in Fig. 3a), and we plotted the light curves as measured in the HRI_{EUV} and AIA channels together with their calculated background emission. For display purposes, original and background-subtracted light curves were normalized to the standard deviation of the original. To plot all the curves on the same panel, we separated the curves from a given channel vertically by an arbitrary value of five. The error bars are the root sum square of the photon shot noise (as computed in Appendix A) and read noise components. Boerner et al. (2012) provide the read noise for all the AIA bands. For HRI_{EUV}, the read noise is estimated to be equal to 1.5 DN. In Fig. 3b, the light curves of all channels but AIA 94 and 335 have a similar behavior. In the AIA 94 and 335 channels, the event in pixel 1 was not detected above the noise. The absence of signal in these two bands is caused by their low response (see Fig. 2) and is common for most of the events.

Figure 3c shows, for a comparison, the same as Fig. 3b but for a representative QS pixel (pixel 2 in Fig. 3a). Apparently uncorrelated fluctuations of the intensity can be seen in this figure.

3.2. Time lags

In the following subsection, we describe the computation of time lags between couples of AIA light curves. The time lags are defined as the temporal offset between the two light curves that yields the maximum Pearson’s cross-correlation coefficient.

By design, the images of the six channels are not cotemporal. For this reason, we resampled the light curves on the timeline of the 171 band using linear interpolation before applying the cross-correlation procedure. The latter was performed on a range of temporal offsets of ± 2 min with steps of 12 s. A finer estimate of the time lag was obtained by parabolic interpolation around the maximum.

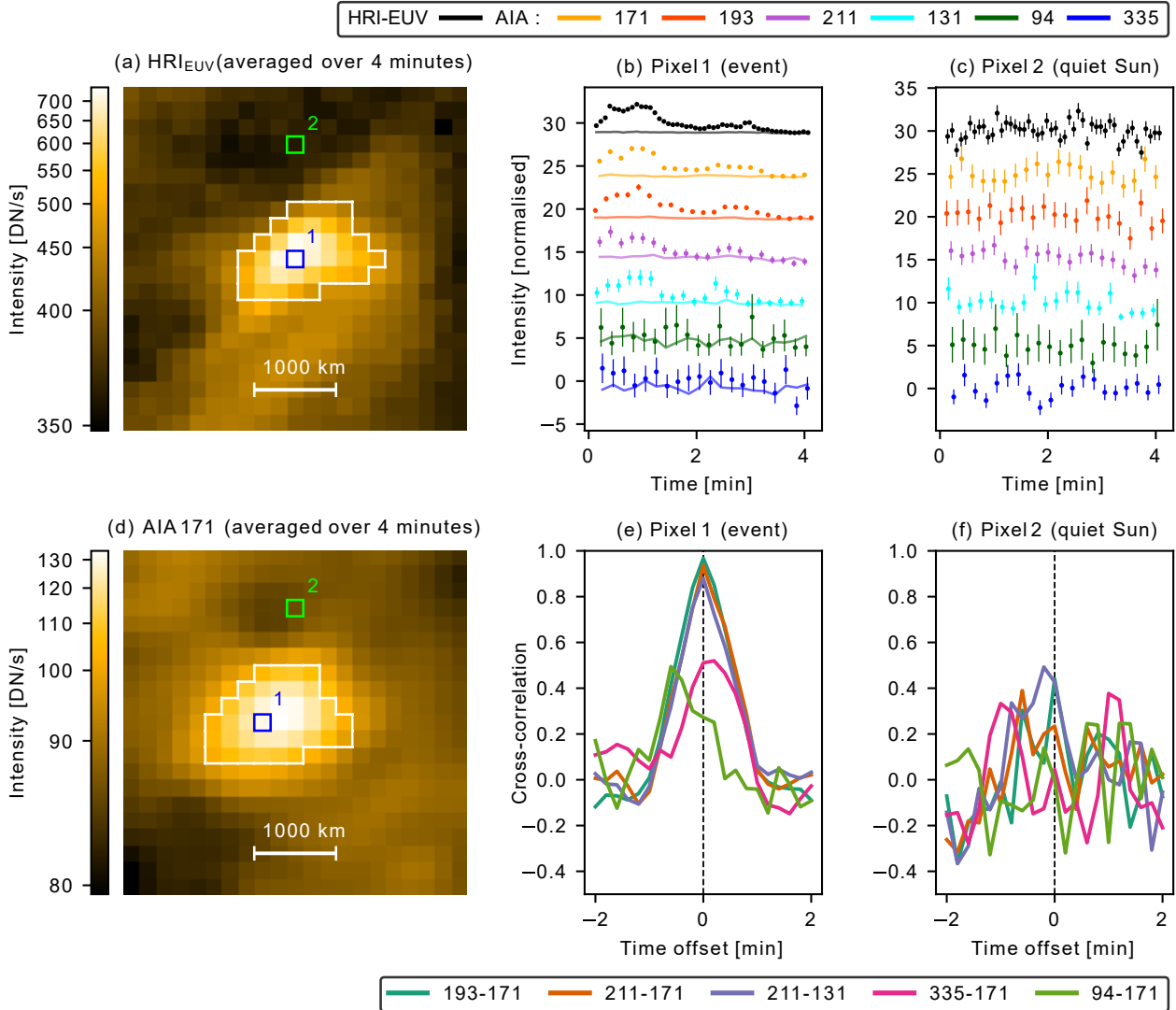


Fig. 3. Illustration of time lag extraction method between AIA channels on event and QS pixels. Images of HRI_{EUV} (a) (14:54:00–14:58:05 UT) and AIA 171 Å (d) (14:57:45–15:01:57 UT) averaged in time over their respective sequence on May 30, 2020. Both images are centered around Carrington coordinates (275.00, 9.07)°. The white contours represent the masks that isolate the event pixels from the QS ones. Pixels 1 and 2 were selected, respectively, as an example for the event pixel and QS pixel. Subfigure (b) shows the light curves in pixel 1 for HRI_{EUV} and the AIA channels original data (dots) and background data estimated with the “inpainting” algorithm (solid curves). For each channel, both curves are normalized over the standard deviation over time of the original data (dots). Subfigure (c) shows the light curves in pixel 2 for the same channels of (b) normalized to their standard deviation over time. Different couples were separated by an arbitrary value of five. The error bars in subfigures (b) and (c) were computed from the shot and read noises. (e) and (f) show the cross-correlation as a function of the time offset between the AIA light curves for pixels 1 (b) and 2 (c), respectively.

Figures 3e,f show the results of this analysis for the AIA pixels 1 and 2. We plotted the values of the correlation as a function of the time offset applied between the two light curves. For the event pixel, we chose three couples with high SNRs (193 – 171, 211 – 171, and 211 – 131). These couples have a strong correlation peak at near-zero offsets: 0.3 s for 193 – 171, 0.8 s for 211 – 171, and –0.6 s for 211 – 131.

The other two curves (335 – 171 and 94 – 171) involve low SNR bands and have a maximum of correlation at a time offset different from zero. Their time offset is positive for 335 – 171 (7.8 s) and negative for 94 – 171 (–3.2 s), with a maximum correlation below 0.5. The SNR is low in the 335 and 94 bands, and the peak correlation is of the order of that found in the QS (Fig. 3f). We discuss the significance the cross-correlations involving low SNR bands in Sects. 4.1 and 4.2. Figure 3f shows the results for the selected QS pixel. Clearly there is no

strong correlation at any time offset and for any pair of AIA channels.

Figure 4 displays the maps of AIA intensity averaged over the sequence, time lag, and maximum of cross-correlation for the area shown in Fig. 3. We noticed that the emission is not co-spatial in all bands. The intensity maps show a displacement of emission peak for AIA 211 and 94 (even though the signal is very low for AIA 94). Since the AIA channels are all coaligned, this could be due to the thermal structure of the observed features. These observations show the importance of analyzing the plasma evolution pixel by pixel, as opposed to averaging the intensity over the event surface. While doing the latter might increase the SNR, it would mix light curves of regions at different temperatures.

The bands in the top row of Fig. 4 are ordered by decreasing mean intensity and thus decreasing SNR. In the bottom row,

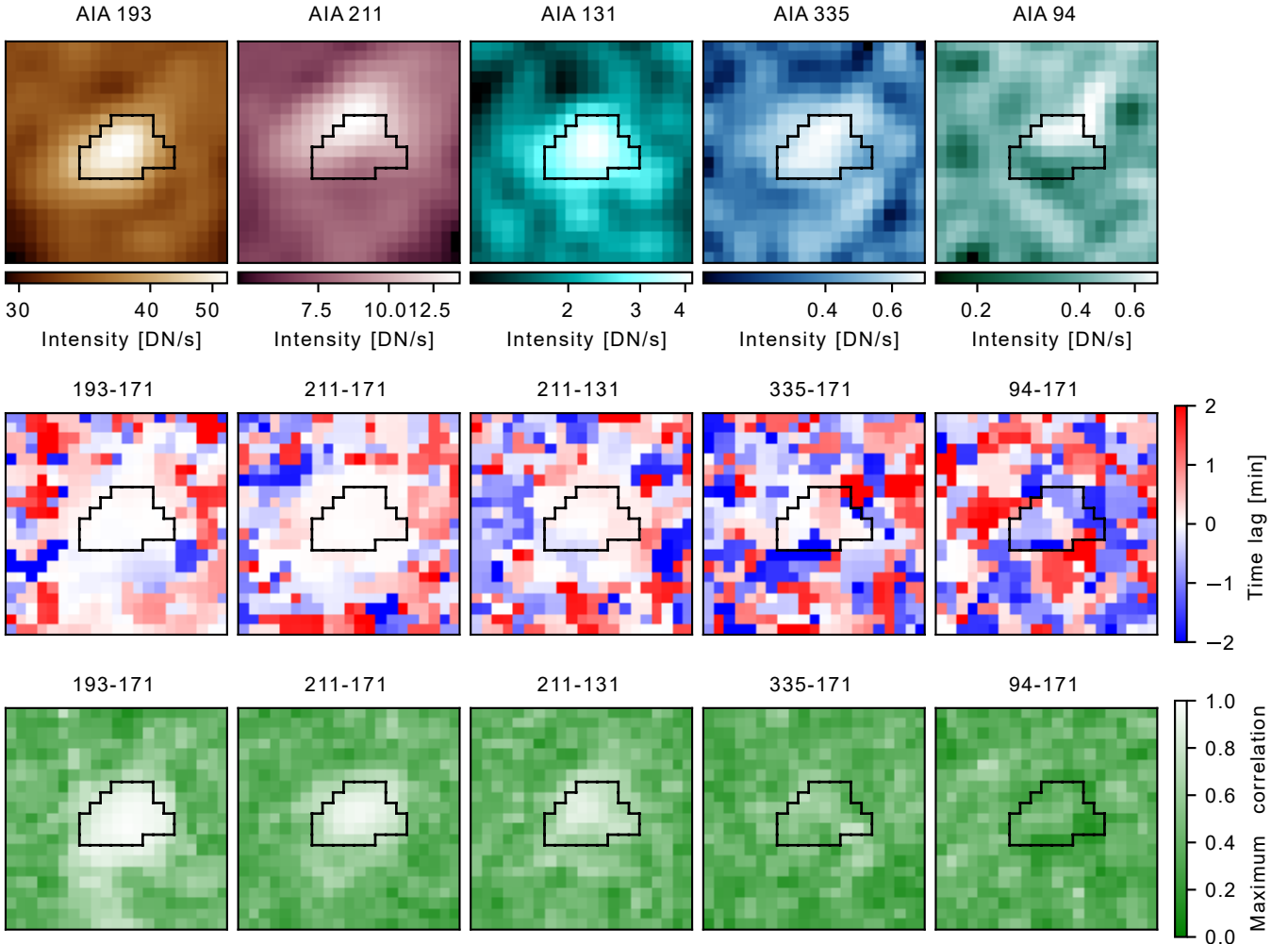


Fig. 4. Time extraction procedure applied pixel by pixel to event pixels and their surrounding QS pixels. Top row: intensity maps for five AIA bands (averaged over the temporal sequence) showing the event of Fig. 3a,d. The “event” region is identified by the black contour. Middle and bottom rows: Time lag and associated maximum correlation maps for five couples of AIA bands. These are the result of the pixel-by-pixel cross-correlation analysis. The maximum correlations of the events decreases as the intensities of the involved AIA channels decrease.

within the mask, we see correspondingly decreasing correlation values. Higher correlation values are associated with spatially coherent near-zero time lags, whereas lower correlations show an apparently random distribution of the time lags.

4. Results

In Sect. 4.1 we present the statistical analysis over the whole field of view of the data. In Sect. 4.2, we discuss the effect of the SNR on the results. Finally, we estimate the effect of the background on the time-lag analysis in Sect. 4.3.

4.1. Zero time lags

For the event pixels, Fig. 5 displays the time lag and the maximum correlation 2D histograms. We chose nine representative AIA couples covering a wide range of temperature sensitivities. In this part of the work, the estimated background has been subtracted from the event pixel intensity.

The 80%, 90%, and 95% confidence levels, displayed in Fig. 5, are computed in Appendix A. The counts above the 95% level are at most 5% likely to occur by chance. For most of the couples, a significant number of pixels are centered around short

time lags (below the 12 s cadence), and are above the 95% confidence level in cross-correlation. This part of the distribution is therefore statistically significant. In contrast, 94 – 335 shows no significant pixel counts above the 95% confidence level, which matches the contour of the 2D histogram. Given that these bands are largely affected by noise, this validates, a posteriori, the principle of computing confidence levels from uncorrelated light curves (Appendix A).

While the time lags are near zero, the distributions are slightly asymmetric. This can be quantified by the parameter ν_{95} , which represents the average of the time lag values above the 95% confidence level weighted by their maximum correlation. Apart from the 335 – 211 couple, all the asymmetries are below the exposure time of 2 s. For 335 – 211, the positive asymmetry is above the exposure time but below the temporal resolution.

4.2. Influence of the signal level

The main panels of Fig. 6 display the 2D histograms of the average intensity over the time sequence versus the maximum correlations for the two AIA couples 193 – 171 (high-high SNR) and 94 – 171 (low-high SNR). The bottom and top rows, respectively, display the intensity of the first and second band of the

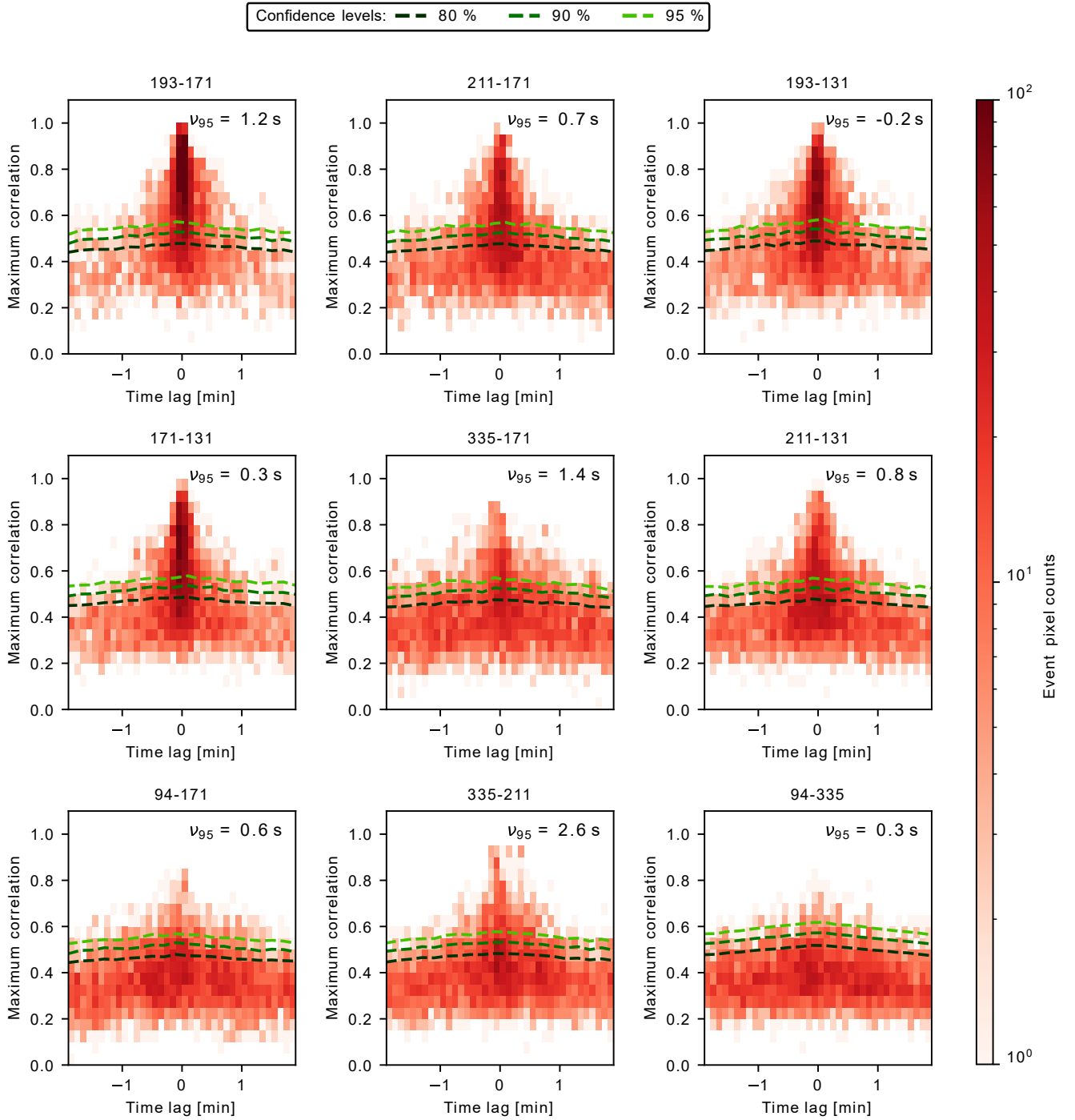


Fig. 5. Two-dimensional histograms (shades of red) of time lags and maximum correlations of nine couples of AIA channels for the 4451 event pixels of the HRI_{EUV} field of view. The estimated background has been subtracted. The green dashed lines are the confidence levels, derived in Appendix A. The ν_{95} parameter quantifies the asymmetry of the time lag distributions. It represents the average of the event time lags above the 95% confidence level weighted by their respective maximum correlations.

pair. Both distributions of event and QS pixels are displayed in Fig. 6. The orange distributions and red contours refer to the event pixels, and the blue contours refer to the QS pixels. For the 193 – 171 couple (Fig. 6a,c), the event pixel distribution shows a wide range of possible correlation values, in contrast to the QS pixel distribution. The latter is more compact and centered around lower maximum correlation and intensity values. However, the 171 – 94 case shows both the event and the QS pixel histograms as sharing a similar compact shape. This is mostly due to the lower intensity and thus lower SNR in the 94 band.

The intensity distributions, which are displayed in the histograms in right margins of Fig. 6, peak at higher values for the event pixels than for the QS pixels for every channel. This implies that, on average, the HRI_{EUV} events are also visible in the AIA channels. The most significant difference between the two AIA couples shown in the figure is their maximum correlation distributions, displayed in the top-margin histograms. Indeed, while the event pixel distribution peaks at higher correlation values than the QS distribution for 193 – 171, both distributions share a similar shape for 94 – 171.

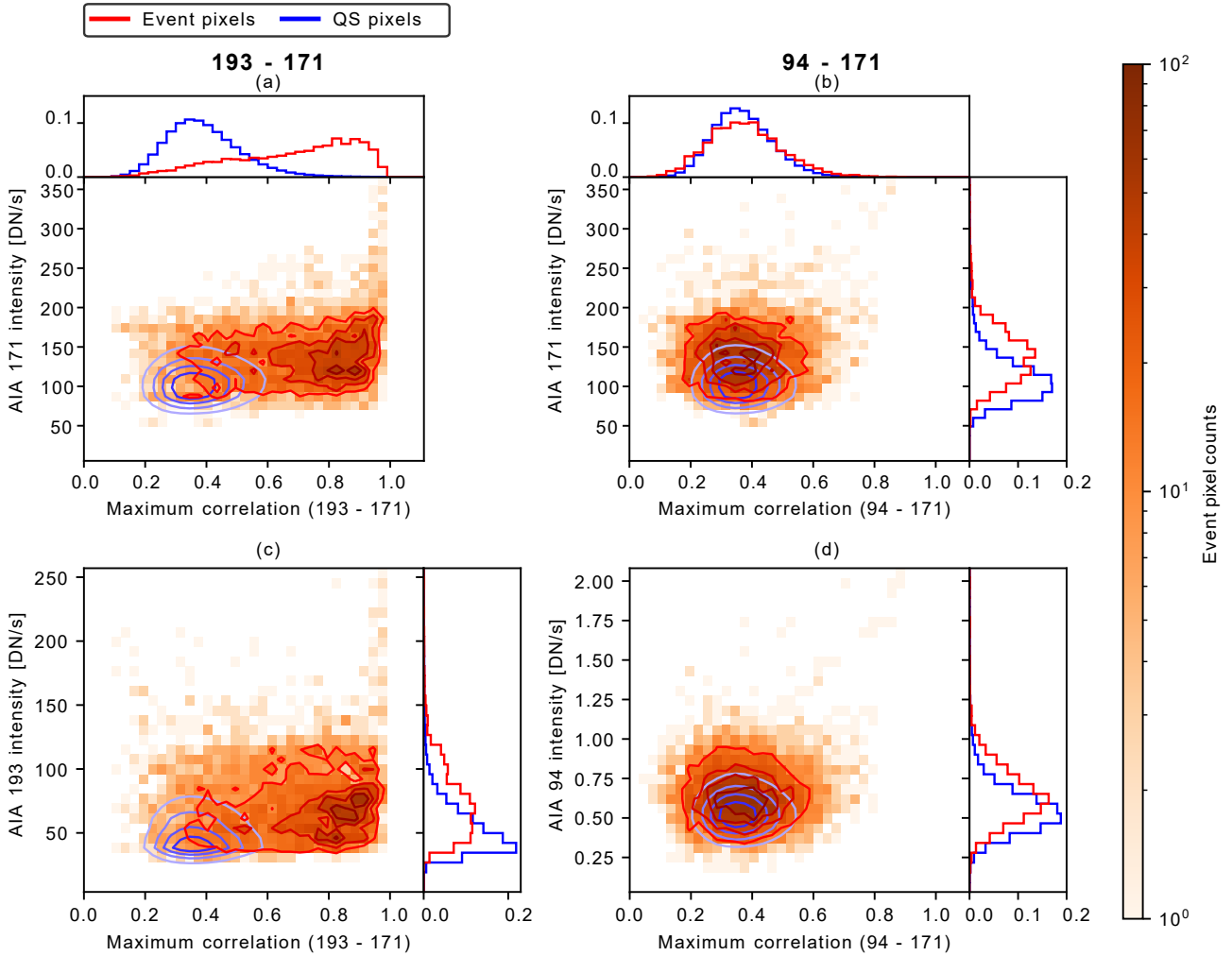


Fig. 6. Main panels: histograms of the time-averaged intensity, as a function of the maximum cross-correlation, in the whole HRI_{EUV} field of view. The left and right columns show the results for the 193 – 171 and the 94 – 171 couples, respectively. The 2D orange histograms are the counts of event pixels. The 2D red and blue contours correspond to the 20, 40, 60, and 80 percentiles of the events and the QS pixel distributions, respectively. The histograms in the margins were normalized by their total number of counts. No histogram is displayed in the right margin of (a), as it would be a repetition of that of (b). Similarly, the top-margin histograms of (c) and (d) have been omitted, as they are the same as those of (a) and (b), respectively.

As shown in the intensity distributions of the right-margin histograms, the signal in the 94 band is much lower than in the other two bands. Given the exposure time of 3 s, the 94 band intensity distributions (Fig. 6d) are close to the read noise value of 1.14 DN. The SNR of the median intensity over the QS in the field of view is 13.7, 9.5, and 0.7 for the 171, 193, and 94 bands, respectively. Thus in the 94 band, the noise dominates, and the events, if present in the band, remain undetected for most of the cases (see Fig. 3b as an example). This is why in the 94 – 171 case the maximum correlation distributions of the events and the QS pixels share the same statistical behavior, as most of the signal in this band originates from the noise. Figure 5 mostly shows non-significant time lags resulting from noise for the couples 94 – 171 and 94 – 335.

4.3. Influence of the background subtraction

According to Fig. 6, the maximum of the AIA 171 intensity distribution is only about 1.3 times higher for the event pixels compared with the QS pixels. Therefore, the background largely contributes to the overall signal. This is why it is nec-

essary to evaluate the influence of the background on the cross-correlations, which we illustrate using the couple 193 – 171. Figure 7 displays the time lag and the maximum correlation distributions without and with the subtraction of the estimated background component (as described in Sect. 3.1). Both the event and the QS pixel distributions are included. In the margins, the 1D event pixels distributions are displayed in red and the QS ones in blue. The green histograms correspond to the uncorrelated light curves used to compute the confidence levels (Appendix A).

As in Fig. 5, the event distributions peak at high correlation values and are concentrated around short time lags. The impact of the background intensity on the event distributions is visible when comparing Fig. 7(a) with (b); the time lags and their asymmetries are mostly unchanged.

However, when removing the background, the distribution of the event pixels becomes flattened (most visible in the margin histogram), and the counts are redistributed in the low-correlation random time lag wings. This outcome has two causes. First, the noise from the QS is propagated to the background by the inpainting (Sect. 3.1) and in turn to the background-subtracted light curves. Thus, the correlations

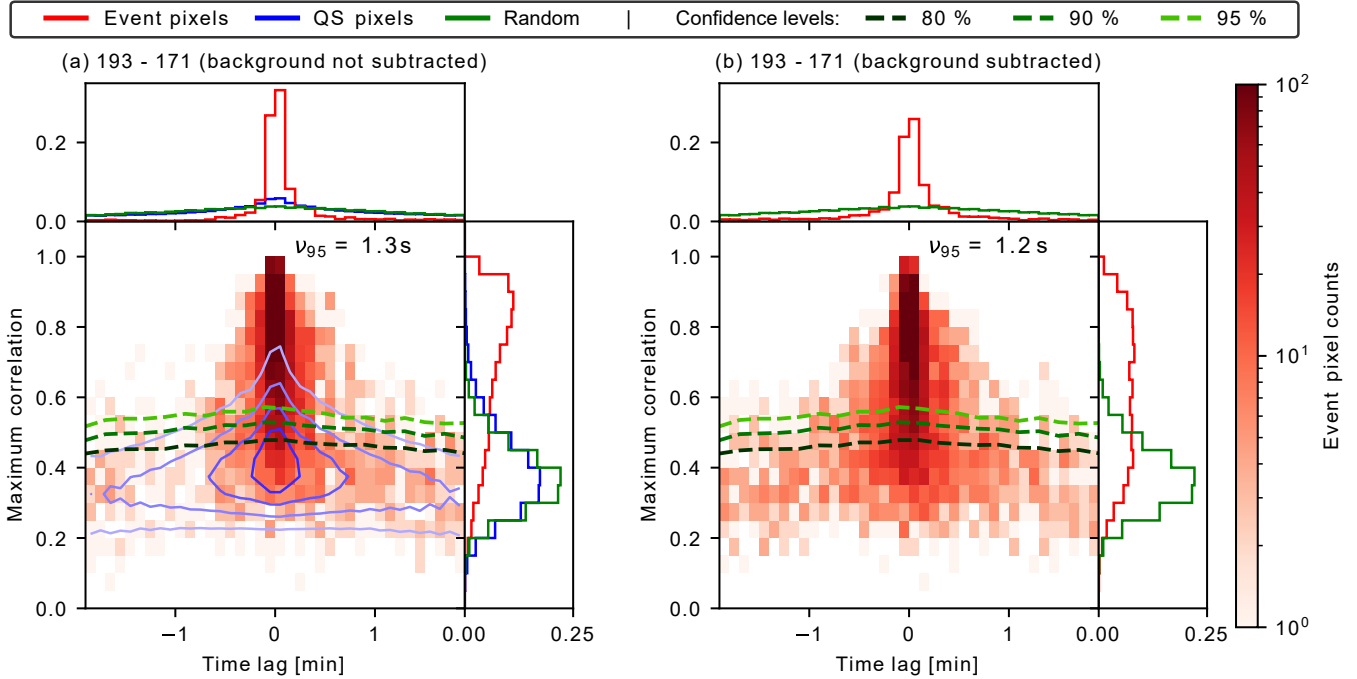


Fig. 7. Margin and 2D histograms of time lags and associated maximum correlation values for couple 193–171. Subfigure (a) in red shows the original distribution for the event pixels. Subfigure (b) shows the background subtracted event pixels. The blue contours in the central panel of subfigure (a) are the 20, 40, 60, and 80 percentiles of the QS pixel distribution. The green colors in the main panels are the confidence levels, and the distributions of the light curves used to compute them are plotted with the same color in the margin histograms. The margin histograms were normalized by their total number of pixels. The parameter ν_{95} is defined as in Fig. 5.

are lowered in this case. Second, the QS signal is partly correlated around the zero time lag. This forms the high-correlation tail visible in the blue contours of Fig. 7a. Subtracting the background removes this correlated signal and also lowers the correlations. To conclude, removing the background isolates the contribution of the events to the time lags. Thus, the time lags in Figs. 7b and 5 are a property of the event pixels and not of the QS.

5. Discussion

In this work, we have presented the results from the statistical analysis of the time lags measured in the AIA data for the small-scale EUV brightening events (the so-called campfires) cataloged by Berghmans et al. (2021). This catalog has the unique property of collecting the tiniest and most rapid brightening ever observed, which are the manifestation of physical processes probably already known but now observed over shorter temporal and spatial scales. For this reason, we preferred to use the general name of EUV events.

Our observational work points to the following result: The EUV events are characterized by short time lags (within ± 12 s) and high correlations. We verified that these results are statistically significant and are not caused by background variations alone. In comparison, the QS mostly exhibits random time lags with lower correlations. It is possible that the timescales of thermal changes between events and the surrounding areas are different, the latter being much longer than the maximum time lags considered here.

To our knowledge, this is the first time that the time lags associated with small-scale EUV brightenings and their surroundings have been statistically characterized. Earlier works, as mentioned in the introduction, that used the time lag technique reported zero time lags in the QS surrounding active region loops

without taking into account the possible presence of small-scale brightenings.

Concerning the interpretation of the short time lags, there are three possible scenarios that can be raised: (1) the observed events do not reach the peak temperatures of the response function (\sim one million degrees); (2) The observed events reach coronal temperatures (>1 MK), but their fast cooling, subpixel multithermal structure, and the width of the AIA response function prevent us from detecting significant time lags; and (3) the observed events are the transition region (~ 1 MK) emission of long and hot (i.e., ~ 10 – 100 Mm, ~ 3 MK; Reale 2014) loops, which are heated impulsively.

Starting with the interpretation given by the first scenario, looking at the most intense bands of AIA (Fig. 2), we understand that a time lag of zero arises when the plasma temperature does not reach the peak of the 171 band. At the temperatures below this peak, all the bands behave similarly and so do the light curves. Furthermore, the observational properties (low-lying, short time lags) of these events resemble what is observed by Winebarger et al. (2013) for the Hi-C loops ($T_e \sim 10^5$ K and $n_e \sim 10^{10}$ cm $^{-3}$) in the inter-moss loop areas. Their time lag analysis on the AIA light curves also displayed near-zero time lags, which led them to conclude that the loops did not reach one million degrees. They interpreted their observations as loops being heated impulsively with low-energy nanoflares. These loops would then cool rapidly because of their short length. Given the similarities of these Hi-C loops with the HRI_{EUV} events, we suggest that they may have a similar physical origin, that is, being the result of impulsive heating.

For cold events to be visible in the AIA bands and in HRI_{EUV}, they should be quite dense. We did a first order estimation of density of the HRI_{EUV} events using an average value of the background-subtracted event intensity on AIA 171 and assuming an isothermal plasma. We obtained $n_e \sim 10^9$ cm $^{-3}$ for

$T_e = 1.3 \times 10^6$ K and $n_e \sim 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ for $T_e = 3 \times 10^5$ K. The latter supports the result of Winebarger et al. (2013).

However, we had to consider possible differences between the Hi-C loops and our HRI_{EUV} events. First, as mentioned, the observed solar region is not the same. But small low-lying cool loops ($T_e \leq 0.5$ MK) are observed in the QS (Hansteen et al. 2014) and are ubiquitous along the supergranular cell boundaries in the upper solar atmosphere (see for instance, Feldman et al. 1999; Sánchez Almeida et al. 2007, and references therein). And since there is no distinction between supergranular cells in QS and active regions, we expected to observe similar events in both regions. Berghmans et al. (2021) showed with HRI_{L α} observations that the HRI_{EUV} events are organized mostly around the supergranular network.

Another difference between the Hi-C and the HRI_{EUV} events are their estimated temperature, around $T_e \approx 0.25 \pm 0.06$ MK for Hi-C events (Winebarger et al. 2013) and around 1.3 ± 0.1 MK for HRI_{EUV} events (Berghmans et al. 2021). In case these are similar events, we suggest that the above difference in temperature may be the result of the uncertainties in the data, on the adopted inversion methods (which is different for the two analysis), and the associated assumptions which are applied to relatively broad band instruments, as for these two imagers. Indeed, measuring the temperature of these events is very challenging. For instance, Schonfeld & Klimchuk (2020) showed that the cool plasma emission often dominates the bands even though the hot plasma is present.

Assuming the second scenario, a time lag close to zero for AIA bands has been predicted by Viall & Klimchuk (2015) in the TR emission of active region coronal loops heated by nanoflares. These authors showed that the combination of the multi-temperature sensitivity of the AIA bands combined with the almost constant pressure property of the TR and its variable extension along the loop during the heating-cooling phases result in a narrower time lag with respect to the coronal emission part of the loop. We emphasize here that the TR of a loop is defined as the region where the thermal conduction acts as a plasma coolant, contrary to the coronal region where it acts as a heater (e.g., Klimchuk et al. 2008). While the presence of short time lags for all the AIA couples in the simulation corroborates with our results, the loops modeled by Viall & Klimchuk (2015) are much longer than what we observed ($L \approx 30\text{--}50$ Mm, with respect to $0.4\text{--}4$ Mm). Moreover, in those simulations, a clearly different signature in the time lag exists between TR and coronal emission, while this characteristic is not visible in our data. This could possibly be explained by the short cooling time from coronal temperatures of one of these tiny loops. For instance, for the shorter loops (~ 0.4 Mm) detected by HRI_{EUV} at a temperature of ~ 1.3 MK and density of $n_e = 10^{10} \text{ cm}^{-3}$, the cooling time is about 14 s.

Due to the AIA cadence of 12 s, it is possible that our time lag method is not sensitive enough to detect both TR and coronal emission populations of short time lags. We propose to further investigate this aspect in the future through numerical simulations. The small asymmetries we have in our time lag distributions are below the cadence of our observation, and we would need data with a higher temporal resolution to corroborate such a result. The cadence should be at least similar to the one of HRI_{EUV}, where the emission variation of the event is better captured. At present, we verified that the measured time lags are independent of the event's duration.

Concerning the third scenario, if such large loops exist in the QS, they remain undetected by the AIA channels, meaning

that they would have a very low density. Without independent evidence that this is the case, we exclude this possibility for now.

In conclusion, in the picture of impulsive heating phenomena acting in the QS region and considering the wide temperature response of the AIA bands, our results appear to also be consistent with predominantly fast cooling plasma from more than 1 MK, satisfying our scenario two interpretation. Consistent with this picture are the results from a 3D magneto-hydrodynamics (MHD) simulation using Max Planck für Sonnensystemforschung/University of Chicago Radiative MHD (MURaM) code by Chen et al. (2021). In those simulations, magnetic reconnections in the coronal part of small QS loops produced events with properties similar to what was observed in HRI_{EUV}. The authors noticed that the simulated HRI_{EUV} emission only showed the apex of the heated loop, where the lower density allows the available stored energy to heat the plasma up to ≈ 1.3 MK, even though some hotter temperatures could also be reached.

To summarize, our results are consistent with two possible scenarios: Either the events do not reach coronal temperatures or they do but they cool faster than the AIA temporal resolution. It is possible that the two scenarios coexist, as the HRI_{EUV} catalog does not separate events produced by different physical processes. The AIA cadence and the multithermal nature of the bands do not allow separating the emissions from the possible cool and hot plasma along the line of sight.

To solve the ambiguity in the temperature, we need to use spectroscopic data. This has been done recently by using the Spectral Imaging of the Coronal Environment (SPICE) instrument on board Solar Orbiter (Huang et al. 2023). The authors investigated a few HRI_{EUV} events and came to the conclusion that the studied events do not show significant emission at temperatures higher than that of Ne VIII (0.63 MK).

Although such spectroscopic analysis needs to be extended to a larger sample to better quantify the fraction of events not reaching high temperatures, we find that this analysis supports our conclusion that QS small-scale EUV brightenings are in most cases largely dominated by cool emission. Further investigations are needed to confirm this idea. For these reasons, we plan to extend our methodology to forward modeling constrained by spectroscopic data.

Acknowledgements. The authors gratefully thank J.A. Klimchuk for the fruitful discussions and suggestions. The authors thank the referee for the constructive comments that helped to improve the manuscript. A.D. acknowledges the funding by CNES and EDOM. S.P. acknowledges the funding by CNES through the MEDOC data and operations center. G.P. was supported by a CNES postdoctoral allocation. P.A. and D.M.L. are grateful to the Science Technology and Facilities Council for the award of Ernest Rutherford Fellowships (ST/R004285/2 and ST/R003246/1, respectively). The ROB team thanks the Belgian Federal Science Policy Office (BELSPO) for the provision of financial support in the framework of the PRODEX Programme of the European Space Agency (ESA) under contract numbers 4000134474 and 4000136424. This paper uses the Solar Orbiter/EUI data release 1.0 <https://doi.org/10.24414/WVJ6-NM32>. Solar Orbiter is a space mission of international collaboration between ESA and NASA, operated by ESA. The EUI instrument was built by CSL, IAS, MPS, MSSL/UCL, PMOD/WRC, ROB, LCF/IO with funding from the Belgian Federal Science Policy Office (BELSPO/PRODEX PEA 4000134088, 4000112292, 4000117262, and 400013447); the Centre National d'Etudes Spatiales (CNES); the UK Space Agency (UKSA); the Bundesministerium für Wirtschaft und Energie (BMWi) through the Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt (DLR); and the Swiss Space Office (SSO). This work used data provided by the MEDOC data and operations centre (CNES/CNRS/Univ. Paris-Saclay), <http://medoc.ias.u-psud.fr/>. This research used version 0.6.4 (Barnes et al. 2021) of the aiapy open source software package (Barnes et al. 2020).

References

- Antolin, P., Pagano, P., Testa, P., Petralia, A., & Reale, F. 2021, *Nat. Astron.*, **5**, 54
- Aschwanden, M. J., & Parnell, C. E. 2002, *ApJ*, **572**, 1048
- Auchère, F., Bocchialini, K., Solomon, J., & Tison, E. 2014, *A&A*, **563**, A8
- Auchère, F., Andretta, V., Antonucci, E., et al. 2020, *A&A*, **642**, A6
- Barnes, W. T., Cheung, M. C. M., Bobra, M. G., et al. 2020, *J. Open Source Software*, **5**, 2801
- Barnes, W., Cheung, M., Bobra, M., et al. 2021, <https://doi.org/10.5281/zenodo.5606094>
- Berghmans, D., Clette, F., & Moses, D. 1998, *A&A*, **336**, 1039
- Berghmans, D., Auchère, F., Long, D. M., et al. 2021, *A&A*, **656**, L4
- Bertalmio, M., Bertozzi, A., & Sapiro, G. 2001, in *Proceedings of the 2001 IEEE Computer Society Conference on Computer Vision and Pattern Recognition. CVPR 2001*, 1, 1-1
- Boerner, P., Edwards, C., Lemen, J., et al. 2012, *Sol. Phys.*, **275**, 41
- Buchlin, E., & Velli, M. 2007, *ApJ*, **662**, 701
- Chen, Y., Przybylski, D., Peter, H., et al. 2021, *A&A*, **656**, L7
- Chitta, L. P., Peter, H., & Young, P. R. 2021, *A&A*, **647**, A159
- Crosby, N. B., Aschwanden, M. J., & Dennis, B. R. 1993, *Sol. Phys.*, **143**, 275
- De Pontieu, B., Title, A. M., Lemen, J. R., et al. 2014, *Sol. Phys.*, **289**, 2733
- Del Zanna, G., Dere, K. P., Young, P. R., & Landi, E. 2021, *ApJ*, **909**, 38
- Dere, K. P., Landi, E., Mason, H. E., Monsignori Fossi, B. C., & Young, P. R. 1997, *A&AS*, **125**, 149
- Feldman, U., Widing, K. G., & Warren, H. P. 1999, *ApJ*, **522**, 1133
- Froment, C. 2016, Ph.D. Thesis, Université Paris-Saclay, France
- Froment, C., Auchère, F., Bocchialini, K., et al. 2015, *ApJ*, **807**, 158
- Froment, C., Auchère, F., Aulanier, G., et al. 2017, *ApJ*, **835**, 272
- Froment, C., Antolin, P., Henriques, V. M. J., Kohutova, P., & Rouppe van der Voort, L. H. M. 2020, *A&A*, **633**, A11
- Gupta, G. R. 2014, *A&A*, **568**, A96
- Hahn, M., & Savin, D. W. 2014, *ApJ*, **795**, 111
- Hannah, I. G., & Kontar, E. P. 2012, *A&A*, **539**, A146
- Hannah, I. G., Hudson, H. S., Hurford, G. J., & Lin, R. P. 2010, *ApJ*, **724**, 487
- Hansteen, V., De Pontieu, B., Carlsson, M., et al. 2014, *Science*, **346**, 1255757
- Harra, L., Gallagher, P., & Phillips, K. 2000, *A&A*, **362**, 371
- Huang, Z., Teriaca, L., Aznar Cuadrado, R., et al. 2023, A&A, submitted (Solar Orbiter Nominal Phase)
- Innes, D. E., & Teriaca, L. 2013, *Sol. Phys.*, **282**, 453
- Ireland, J., McAteer, R. T. J., & Inglis, A. R. 2014, *ApJ*, **798**, 1
- Kahil, F., Hirzberger, J., Solanki, S. K., et al. 2022, *A&A*, **660**, A143
- Klimchuk, J. A., Patsourakos, S., & Cargill, P. J. 2008, *ApJ*, **682**, 1351
- Kobayashi, K., Cirtain, J., Winebarger, A. R., et al. 2014, *Sol. Phys.*, **289**, 4393
- Lemen, J. R., Title, A. M., Akin, D. J., et al. 2012, *Sol. Phys.*, **275**, 17
- Max-Moerbeck, W., Richards, J. L., Hovatta, T., et al. 2014, *MNRAS*, **445**, 437
- McIntosh, S. W., de Pontieu, B., Carlsson, M., et al. 2011, *Nature*, **475**, 477
- Moriyasu, S., Kudoh, T., Yokoyama, T., & Shibata, K. 2004, *ApJ*, **601**, L107
- Müller, D., St. Cyr, O. C., Zouganelis, I., et al. 2020, *A&A*, **642**, A1
- Panesar, N. K., Tiwari, S. K., Berghmans, D., et al. 2021, *ApJ*, **921**, L20
- Parker, E. N. 1988, *ApJ*, **330**, 474
- Pesnell, W. D., Thompson, B. J., & Chamberlin, P. C. 2012, *Sol. Phys.*, **275**, 3
- Peter, H., Tian, H., Curdt, W., et al. 2014, *Science*, **346**, 1255726
- Raouafi, N. E., & Stenborg, G. 2014, *ApJ*, **787**, 118
- Reale, F. 2014, *Liv. Rev. Sol. Phys.*, **11**, 4
- Régnier, S., Alexander, C. E., Walsh, R. W., et al. 2014, *ApJ*, **784**, 134
- Rochus, P., Auchère, F., Berghmans, D., et al. 2020, *A&A*, **642**, A8
- Sánchez Almeida, J., Teriaca, L., Sütterlin, P., et al. 2007, *A&A*, **475**, 1101
- Schonfeld, S. J., & Klimchuk, J. A. 2020, *ApJ*, **905**, 115
- Shimizu, T. 1995, *PASJ*, **47**, 251
- Sukarmadji, A. R. C., Antolin, P., & McLaughlin, J. A. 2022, *ApJ*, **934**, 190
- Threlfall, J., De Moortel, I., & Conlon, T. 2017, *Sol. Phys.*, **292**, 165
- Timmer, J., & Koenig, M. 1995, *A&A*, **300**, 707
- Upendran, V., & Tripathi, D. 2021, *ApJ*, **916**, 59
- Upendran, V., & Tripathi, D. 2022, *ApJ*, **926**, 138
- Van Doorselaere, T., Srivastava, A. K., Antolin, P., et al. 2020, *Space Sci. Rev.*, **216**, 140
- Viall, N. M., & Klimchuk, J. A. 2011, *ApJ*, **738**, 24
- Viall, N. M., & Klimchuk, J. A. 2012, *ApJ*, **753**, 35
- Viall, N. M., & Klimchuk, J. A. 2015, *ApJ*, **799**, 58
- Viall, N. M., & Klimchuk, J. A. 2017, *ApJ*, **842**, 108
- Viall, N. M., De Moortel, I., Downs, C., et al. 2021, in *Solar Physics and Solar Wind*, eds. N. E. Raouafi, & A. Vourlida, 1, 35
- Wilhelm, K., Curdt, W., Marsch, E., et al. 1995, *Sol. Phys.*, **162**, 189
- Winebarger, A. R., Walsh, R. W., Moore, R., et al. 2013, *ApJ*, **771**, 21
- Winebarger, A. R., Cirtain, J., Golub, L., et al. 2014, *ApJ*, **787**, L10
- Young, P. R., Tian, H., Peter, H., et al. 2018, *Space Sci. Rev.*, **214**, 120
- Zhukov, A. N., Mierla, M., Auchère, F., et al. 2021, *A&A*, **656**, A35
- Zouganelis, I., De Groof, A., Walsh, A. P., et al. 2020, *A&A*, **642**, A3

Appendix A: Computation of the confidence levels

The cross-correlation of two uncorrelated, random time series has a nonzero probability of resulting in a time lag with a nonzero value for the maximum correlation. This is why the interpretation of our time lag results is challenging, especially for couples involving low- to medium-SNR AIA channels, such as 131, 94, and 335, which are noise dominated in several pixels.

For our purpose, we adopted a Monte-Carlo approach inspired by [Max-Moerbeck et al. \(2014\)](#). We computed the time lags (corresponding to the maximum cross correlation) between many uncorrelated, simulated AIA light curves to estimate the probability of chance occurrence of each time lag value.

The simulated light curves were built using the observational results that showed the coronal emission to have a temporal power spectral density (PSD) that can be modeled by a power law ([Auchère et al. 2014](#); [Gupta 2014](#); [Threlfall et al. 2017](#)). Specifically for the QS pixels, [Ireland et al. \(2014\)](#) fitted the exponents $n = 1.72 \pm 0.01$ for AIA 171 and $n = 2.20 \pm 0.01$ for AIA 193. To keep the empirical model simple, we adopted a power law with the exponent $n = 2$ for all of the AIA channels. From this PSD, we generated 10^5 random light curves of 4 min in duration and 12 s cadence using the method described in ([Timmer & Koenig 1995](#)). The obtained time series $\hat{I}(t)$ (in arbitrary units) were converted into digital numbers (DN):

$$I(t) \text{ [DN]} = \left(\hat{I}(t) - \mu_I \right) \frac{\sigma_{\text{DN}}}{\sigma_I} + \mu_{\text{DN}} \quad (\text{A.1})$$

where μ_I and σ_I are, respectively, the mean and standard deviation of $\hat{I}(t)$; μ_{DN} and σ_{DN} are the spatial mean intensity and the standard deviation derived from the first image of the AIA sequence (see Fig. 1 (d)).

Photon noise was then added by picking random values from a Poisson distribution peaking at the average photons per image. We assumed this photon average to be equal to the incident photons $I(t)$. Negative intensity values were set to zero. Next, we simulated the regular AIA acquisition chain by reconvertng the time series into DN. Read noise was then added, in the form of a normal distribution of mean zero and standard deviation σ_{RN} . Using the inverse of the camera gain, $I(t)$ was converted into photons. All the conversion constants were taken from the initial AIA calibration ([Boerner et al. 2012](#)). The resulting time series were then used for the time lag analysis applied to each of the

AIA couples in Sect. 4.1 and 4.3.

The time lags and maximum correlation distributions of these random light curves are displayed for the couple 193–171 in the margin histograms of Fig. 7. The confidence levels are defined as percentiles (80%, 90%, 95%) of the maximum correlation distribution. According to our simulation, counts above the 95% confidence level are at most 5% likely to be caused by chance.

Appendix B: Event-based time lag analysis

The main work we have presented is based on the single-pixel analysis. Here we summarize the results from the full-event investigation in order to verify if the resulting thermal behavior reflects the one deduced with the single-pixel analysis.

The pixel-based and the full-event approaches both have their advantages. The full-event approach increases the SNR of the light curves, as it is represented by the averaged intensity over the selected event area, but it does not separate the "cold" and the "hot" pixel populations. This is because inside an "event surface," one pixel might reach a higher temperature than the others. The high temperature pixel and the lower temperature pixel appear as separate counts in the resulting figures of the pixel-based approach (Fig. 5). In contrast, the temperature associated with the average intensity will be something between the hotter and cooler pixels, reducing the temperature excursion over time. Each event area is a single count in the statistical analysis (Fig. B.1).

To build the single-event light curves, we proceeded by spatially averaging the light curves within each event mask. The time lag analysis was then applied to these new time sequences in the same way as it was done for the pixel-based approach (Sect. 3.2).

The results of the analysis are displayed in Fig. B.1. The time lags are centered around short values (>12 s) above the 95% confidence level. There is no noticeable difference with the pixel-based approach (Fig. 5), apart from small variations in the asymmetries ν_{95} , which remain close to the exposure time. The variations are probably caused by the lower number of counts above the 95% confidence level relative to the pixel-based approach. Using the full-event approach decreases the statistical significance of the asymmetry, and the events should be studied individually.

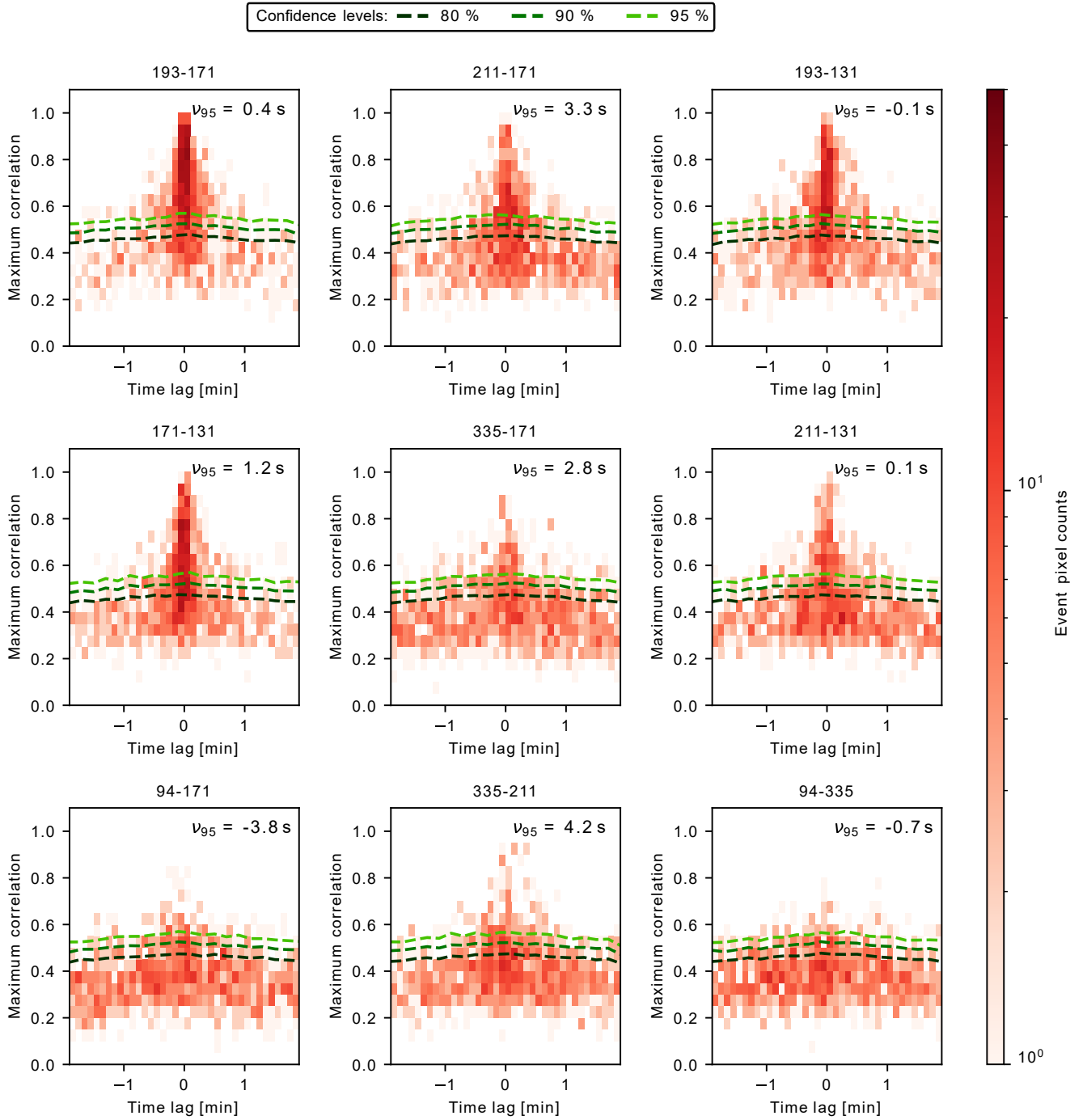


Fig. B.1. Same as Fig. 5 but with a full-event approach, as opposed to a pixel-based one. For each of the 1314 events, the light curves were spatially averaged over each of their respective event surface. Then, time lag extraction was performed, similar to the pixel-based approach (Sect. 3.2). The estimated background has been subtracted on event pixels with the "inpainting" algorithm.

2.4 Résumé des résultats

Dans [Dolliou, A. et al. \(2023\)](#), nous avons mesuré les décalages temporels entre les courbes de lumière de neuf paires de canaux d'AIA, pour les événements EUV détectés le 30 mai 2020. Sur toutes les paires d'AIA avec des résultats significatifs, les décalages temporels des événements sont inférieurs à la cadence d'AIA de 12 s. J'ai vérifié que ces résultats proviennent bien des événements et non pas d'émission du Soleil calme, de la contribution du fond d'image le long de la ligne de visée, ou du bruit instrumental. De ces résultats découlent trois interprétations possibles, que nous numérotions de (1) à (3).

1. Les événements piquent à des températures inférieures à 1 MK, où les canaux d'AIA se comportent de façon similaire (Fig. 1.7). Il n'y a donc pas de décalage temporel entre les courbes de lumière d'AIA.
2. Les événements piquent à des températures supérieures à 1 MK, mais leur temps de refroidissement est trop rapide pour donner des décalages temporels résolus temporellement par AIA. La détection des décalages temporels est donc limitée par la cadence d'AIA de 12 s.
3. Les événements se produisent dans la région de transition de grandes boucles.

L'interprétation (3) fait directement référence aux résultats de la Figure 2.2 (a). Le plasma de la région de transition d'une grande boucle donne des courbes de lumière d'AIA ayant leur maximum au même moment. Cependant aucune grande boucle n'a été détectée par HRIEUV ou AIA aux positions des événements, qui sont présents sur l'ensemble du champ de vue (Fig.1.10). Il est certes possible que ces boucles ne soient pas suffisamment denses pour être détectées par HRIEUV ni par les canaux d'AIA. Cependant, par manque de preuves observationnelles, nous ne considérerons pas cette possibilité pour le moment.

Nous nous intéressons donc aux interprétations (1) et (2). Du fait des décalages temporels courts, [Dolliou, A. et al. \(2023\)](#) apporte une preuve qu'au moins une partie significative de la population de ces événements est dominée par du plasma froid. Néanmoins, il se peut aussi que la résolution temporelle d'AIA (12 s) s'avère insuffisante pour résoudre les décalages temporels. En effet, les temps de refroidissement radiatif sont courts (de 20 à 40 s) pour des boucles de température $\log T = 5.4$ et de densité d'apex $\log n = 10$ ([Winebarger et al. 2013](#)). Il est donc possible qu'une boucle aux propriétés similaires et chauffée au-delà de 1 MK se refroidisse rapidement par rayonnement. En conséquence, les décalages temporels entre les courbes de lumière d'AIA peuvent alors ne pas être résolus temporellement.

Mes résultats doivent donc être complétés par des observations spectroscopiques afin de confirmer que ces événements sont bien dominés par du plasma à température de la région de transition (voir Chapitre 3). Une autre approche consiste à augmenter la résolution temporelle d'AIA, afin de mesurer de potentiels décalages temporels non résolus précédemment. C'est l'objectif de la prochaine partie, dans laquelle nous appliquons l'algorithme de détection d'événements EUV à deux séquences d'observation du Soleil calme, le 8 et le 17 mars 2022. A ces dates, une requête spéciale a été faite au consortium d'AIA afin de faire tourner l'instrument sous un mode spécial à 6 s de cadence.

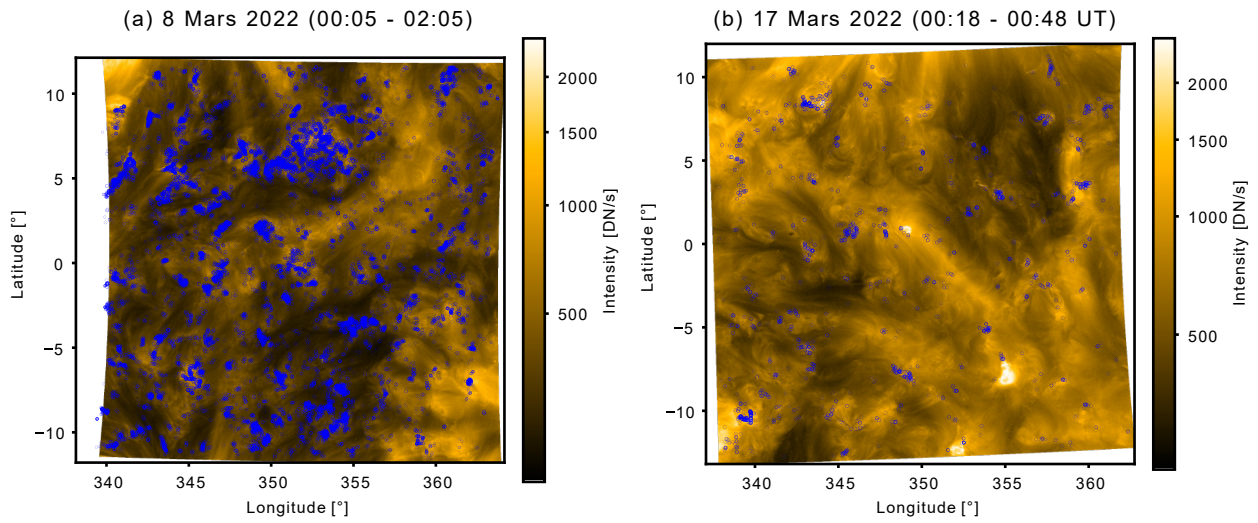


FIGURE 2.7 – Images d’HRIEUV en coordonnées Carrington (a) le 8 mars 2022 à 00 :00 UT, et (b) le 17 mars 2022, à 00 :18 UT. Les emplacements des événements EUV détectés sur l’ensemble de la séquence sont marqués par des points bleus.

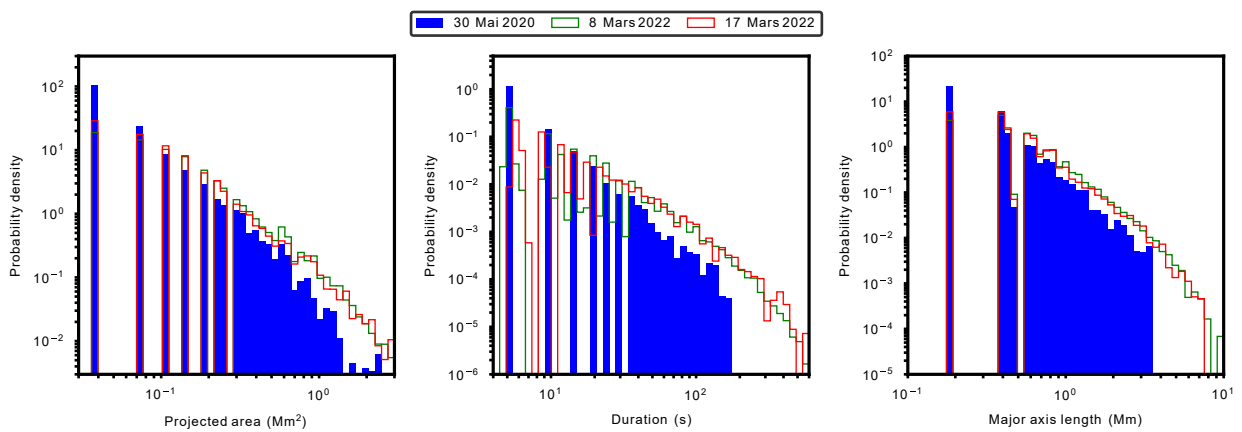


FIGURE 2.8 – Distribution de la surface (gauche), du temps de vie (milieu) et de la longueur du grand diamètre (droite) pour les événements EUV détectés automatiquement le 30 mai 2020 (barres bleues remplies), le 8 (barres vertes), et le 17 mars 2022 (barres rouges).

2.5 Décalages temporels sur les données à haute cadence d'AIA

2.5.1 Détection des événements EUV

Les 8 et 17 mars 2022, HRIEUV a effectué une observation du Soleil calme, coordonnée avec plusieurs instruments de Solar Orbiter (*i.e.* SPICE) et d'autres télescopes (AIA, EIS, IRIS). L'observation coordonnée avec les instruments de Solar Orbiter (*Solar Orbiter Observing Plan*, SOOP) s'appelle 'R_BOTH_HRES_HCAD_Nanoflares' et a pour but originel de comparer les propriétés des *nanoflares* dans le Soleil calme, les régions actives et les trous coronaux. En plus du SOOP, la collaboration avec le consortium d'AIA a permis de faire tourner l'instrument sous un mode spécial "double cadence", de 6 s de cadence. Ce mode spécial a été utilisé dans l'optique de s'approcher le plus possible de la cadence maximale d'HRIEUV, de 3 s. L'autre avantage apporté par ces séquences est leur durée de 30 min et de 2 heures respectivement, soit bien plus longues que les 4 min d'observation du 30 mai 2020. Le fait d'avoir de plus longs jeux de données se traduit en un plus grand nombre d'événements détectés, ce qui renforce les résultats statistiques.

Pour chaque séquence, les images d'HRIEUV et celles des quatre canaux d'AIA (171, 193, 211, 131) sont projetées sur une grille Carrington. Dans l'optique de détecter des événements similaires à ceux du 30 mai 2020, nous conservons la même taille de pixels de 0.0162 degrés Carrington et les mêmes paramètres de l'algorithme de détection automatique que [Berghmans et al. \(2021\)](#) avec une exception : nous imposons une limite de deux images successives pour la détection des événements, afin que les statistiques ne soient pas dominées par les événements ayant un temps de vie d'une image seulement.

L'algorithme détecte respectivement 32626 et 3201 événements au total, les 8 et 17 mars 2022. La Figure 2.7 montre la première image d'HRIEUV de chacune des deux séquences et la position des événements EUV. La figure 2.8 montre leur distributions de surface, de temps de vie et de longueur apparente, pour chacune des trois séquences. Nous remarquons que les propriétés des événements des 8 et 17 mars 2022 sont proches et qu'il y a une continuité entre les échelles pour les distributions de longueur apparente et de temps de vie. Néanmoins, nous remarquons que les événements de grande longueur apparente et à long temps de vie sont plus nombreux en mars 2022 que le 30 mai 2020. Les différences de temps de vie sont prévisibles, car la séquence du 30 mai 2020 est limitée par sa durée de 4 min. Quant à la longueur apparente, les raisons des différences ne sont pas claires :

- Les différences peuvent être dues au faible nombre d'événements du 30 mai 2020 comparé aux autres séquences et donc à la faible statistique.
- La roue du filtre d'HRIEUV était en position "ouverte" pour une partie des observations des 8 et 17 mars 2022, tandis qu'elle était à la position du filtre 174 Å le 30 mai 2020. Le mode "ouvert" augmente le nombre de photons détectés, ce qui est utile pour les temps d'exposition courts. Les structures détectées peuvent donc apparaître plus grandes pour les deux séquences de mars 2022, car leurs parties peu brillantes sont davantage détectées au-delà du bruit.

Nous pouvons également envisager des raisons physiques à cette différence : par exemple le fait que la date de mars 2022 soit plus avancée dans le cycle des onze ans que mai 2020. La configuration du Soleil pourrait alors être différente, ce qui impacterait la taille apparente des événements. Ce point mérite d'être étudié plus en détail lors d'une perspective future.

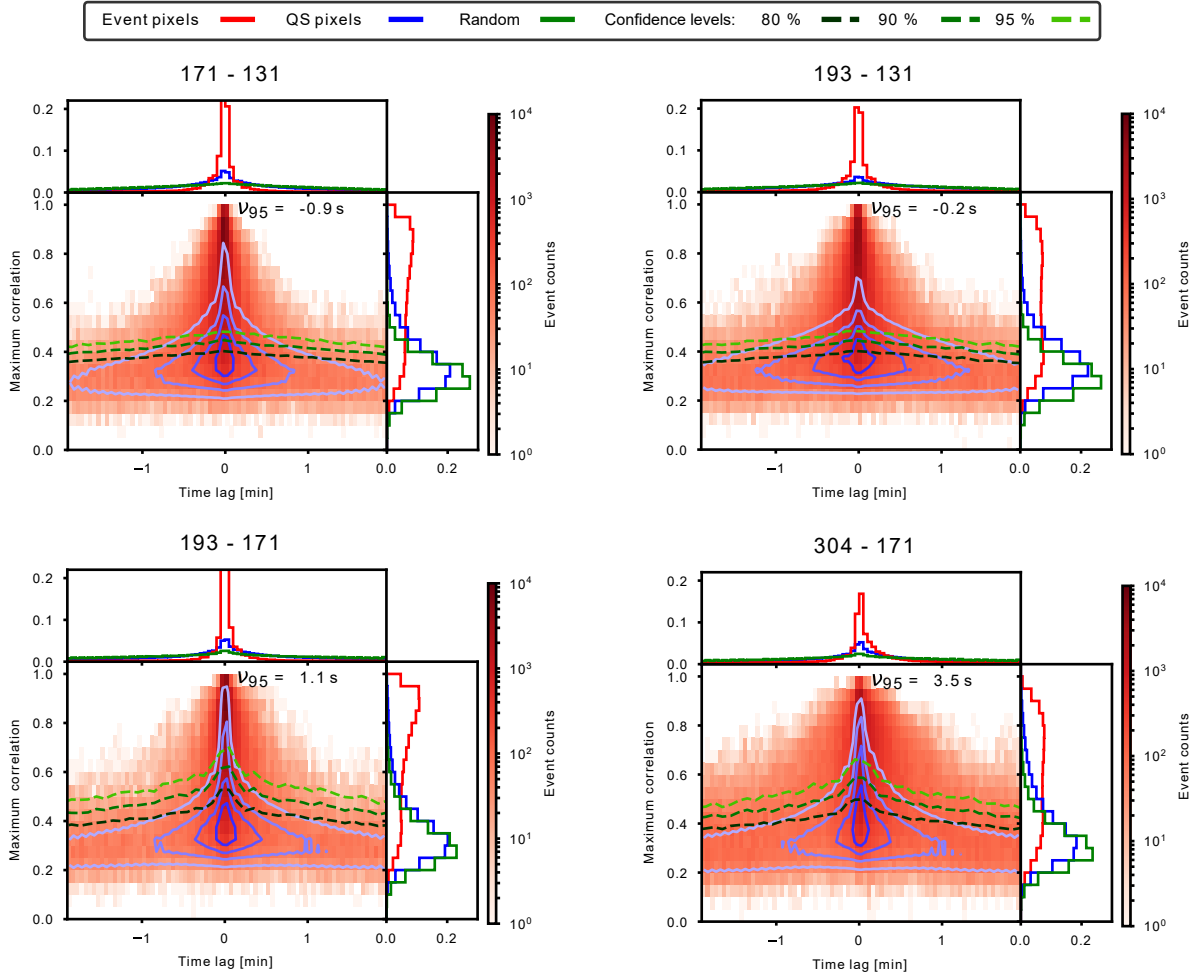


FIGURE 2.9 – Histogrammes 2D des maxima de corrélations et des décalages temporels de quatre paires de canaux d’AIA à 6 s de cadence, pour la séquence d’observation du 8 mars 2022. Dans les sous-figures centrales, la distribution rouge est celle des pixels événements et les contours avec plusieurs tons de bleu (a) représentent les percentiles 20, 40, 60, 80 des pixels du Soleil calme. Les lignes pointillées avec plusieurs tons de vert indiquent les niveaux de confiance à 80%, 90% et 95%, lesquels sont calculés à partir de corrélations entre un grand nombre de courbes de lumière synthétiques (voir section 2.2.1), dont les résultats sont donnés par les histogrammes marginaux verts. Les distributions des événements (rouge) et du Soleil calme (bleue) sont également représentées dans les histogrammes marginaux. ν_{95} est la moyenne des décalages temporels des pixels événements, pondérée par leur maximum de corrélations, pour les points situés au-dessus du niveau de confiance à 95%.

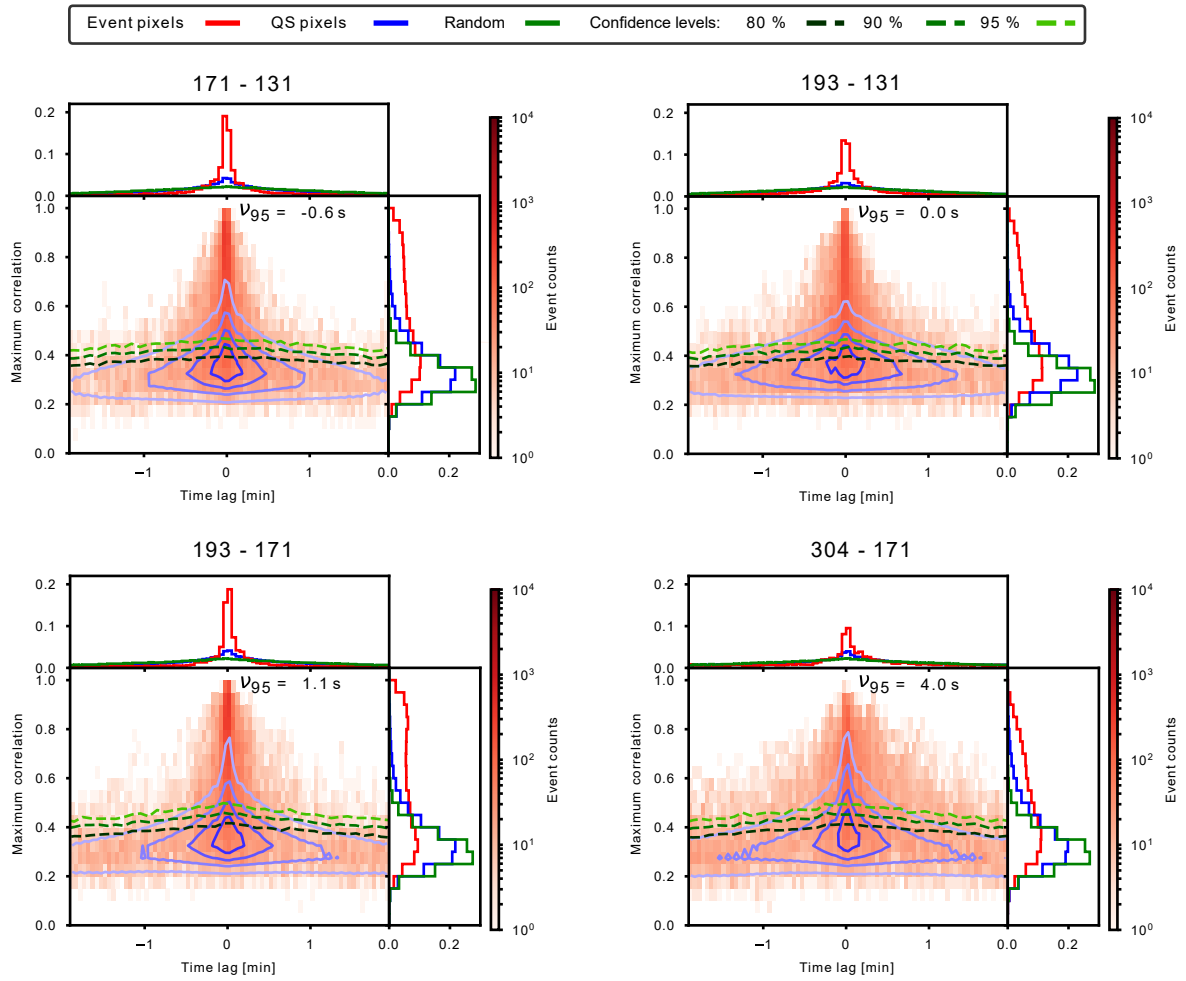


FIGURE 2.10 – Figure similaire à la Fig.2.9, pour la séquence d’observation du 17 mars 2022.

2.5.2 Distributions des décalages temporels

Dans l’optique de reproduire les mêmes conditions que celles du 30 mai 2020, les séquences des 8 et 17 mars 2022 ont été séparées en sous-séquences de 4 min. Ces sous-séquences ne se superposent pas, afin de s’assurer que les événements ne sont pas comptabilisés plusieurs fois. Les événements détectés sur la première ou la dernière image de chaque sous-séquence sont exclus, car leur temps de vie n’est potentiellement pas totalement inclus dans la sous-séquence. Cette étape a pour effet de retirer les événements à temps de vie supérieur à 4 min. En outre, l’angle de séparation entre *Solar Orbiter* et SDO peut avoir pour effet de décaler spatialement des événements hors du champ de vue d’AIA. Dans ce cas, les événements sont également exclus de l’analyse.

L’algorithme d’extraction des décalages temporels est appliqué séparément à chacune des sous-séquences. Les résultats sont par la suite rassemblés, pour n’obtenir qu’une seule distribution de décalages temporels et de maxima de corrélations.

Les Figures 2.9 et 2.10 montrent les distributions de décalages temporels et de maxima de corrélations pour les séquences du 8 et du 17 mars 2022, respectivement. Les résultats sont donnés pour quatre paires de canaux d’AIA : 171 – 131 ; 193 – 131 ; 193 – 171 ; 304 – 171. Les moyennes des décalages temporels ν_{95} ont des valeurs, dans l’ensemble, très proches de celles de [Dolliou, A. et al. \(2023\)](#), avec des décalages temporels inférieurs à la cadence d’AIA de 6 s. Bien que la distribution des décalages temporels soit centrée en des temps courts, sa largeur et ses asymétries sont les témoins de multiples sous-populations d’événements ayant des décalages temporels non-nuls.

Pour étudier ces sous-populations, nous comparons les valeurs de ν_{95} entre les différentes séquences d’observation. Elle ont en effet des décalages temporels non nuls et influent sur la statistique globale des événements. Nous notons que ces sous-populations ne sont pas forcément distinctes. L’étude approfondie de leur chevauchement est l’une des perspectives directes de ce travail.

Pour la paire 304 – 171, la valeur de ν_{95} du 8 mars ($\nu_{95} = 3.5$ s) est similaire à celle du 17 mars ($\nu_{95} = 4$ s). Il existe donc une sous-population d’événements avec un décalage temporel positif. On remarque que les distributions de décalages temporels du Soleil calme (contours bleus) possèdent également une asymétrie positive. Nous précisons que les décalages temporels des événements ne sont pas dus au Soleil calme, car la valeur de ν_{95} ne varie pas lorsque le fond d’image est soustrait sur les pixels événements (Fig. A.1 (c) et (g)). Ainsi, les distributions des décalages temporels des événements et du Soleil calme présentent une asymétrie positives pour la paire 304 – 171. Ce résultat indique que, pour une sous-population d’événements, le chauffage se produit initialement sur du plasma à température chromosphérique.

Concernant la paire 193 – 171, les valeurs de ν_{95} sont similaires pour les trois séquences d’observation. Elles sont égales à 1.2 s pour le 30 mai 2020, à 1.1 s pour le 8 mars 2022 et à 1.1 s pour le 17 mars 2022. Un décalage temporel positif peut témoigner de l’existence d’événements se refroidissant d’au moins 1.5 MK à 0.9 MK, ou bien se réchauffant de 0.3 MK aux environs de 0.9 MK. La raison de cette ambiguïté provient du pic de la fonction de réponse commun aux deux canaux à 0.3 MK (Fig. 2.1 (a)).

Les décalages temporels de la paire 171 – 131 sont presque nuls pour le 30 mai 2020 ($\nu_{95} = 0.3$ s), et légèrement négatifs pour les 8 ($\nu_{95} = -0.9$ s) et 17 mars 2022 ($\nu_{95} = -0.6$ s). Les résultats ne permettent pas de mettre en lumière des sous-populations propre au Soleil calme, car les valeurs sont différentes entre les régions observées.

2.5.3 Conclusion

En conclusion, les résultats obtenus sur les observations des 8 et 17 mars 2022 confirment les résultats de [Dolliou, A. et al. \(2023\)](#) (voir section 2.4), avec un plus grand échantillon

d'événements et une plus haute cadence d'AIA. Nous confirmons que les décalages temporels sont inférieurs à 6 s.

En outre, nous avons comparé les valeurs moyennes des décalages temporels moyens ν_{95} pour plusieurs dates d'observations. Les résultats suggèrent l'existence de sous-populations aux propriétés de chauffage distinctes du reste des événements. Cela confirme que le code de détection automatique repère des événements aux propriétés de chauffage diverses. Cela était à prévoir, compte tenu que la détection repose sur une décomposition en ondelettes spatiales : l'algorithme sélectionne donc tout événement à petite échelle spatiale, sans distinction de son origine physique.

Chapitre 3

Diagnostiques spectroscopiques UV-EUV des événements détectés par HRIEUV

Sommaire

3.1	La spectroscopie UV-EUV nécessaire pour contraindre la température	55
3.2	Présentation des séquences d'observation multi-instrumentales et procédure de co-alignement	57
3.3	<i>Spectroscopic evidence of cool plasma in quiet Sun small-scale brightenings detected by HRIEUV on board Solar Orbiter</i>	60
3.4	Résumé des résultats	82
3.5	Conclusion et discussion de l'impact sur le chauffage coronal . . .	83

3.1 La spectroscopie UV-EUV nécessaire pour contraindre la température

Dans le chapitre 2, nous avons mesuré les décalages temporels entre les courbes de lumière de différents canaux d'AIA. Cette méthode permet de mesurer des signatures de chauffage ou de refroidissement pour des températures supérieures à 1 MK, au-dessus desquelles se trouvent les pics de réponse en température de la plupart des canaux EUV d'AIA. La section 2.4 présente les principaux résultats : la statistique des événements est dominée par une population avec des décalages temporels courts pour tous les canaux d'AIA. Nous en avons déduit deux interprétations possibles :

1. la plupart des événements sont chauffés à des températures supérieures à 1 MK, mais un refroidissement rapide empêche de résoudre temporellement les décalages temporels.
2. La plupart des événements atteignent des températures de la région de transition. Or, à ces températures, les courbes de lumière d'AIA se comportent de façon similaire, ce qui expliquerait pourquoi nous n'observons pas de décalage temporel.

L'ambiguïté de ces résultats provient principalement du fait que les canaux d'AIA ont des réponses en température larges, qui englobent des raies coronales et de la région de transition (Fig. 1.7). Or, de telles limites inhérentes aux imageurs peuvent être résolues par la spectroscopie. En effet, les raies spectrales ont des fonctions de contribution généralement plus étroites que celles des imageurs, ce qui permet une mesure de la température plus précise (section 1.3.6). Ces avantages apportés par la spectroscopie sont bien connus et c'est pourquoi deux équipes ont proposé des analyses spectroscopiques des événements détectés par HRIEUV.

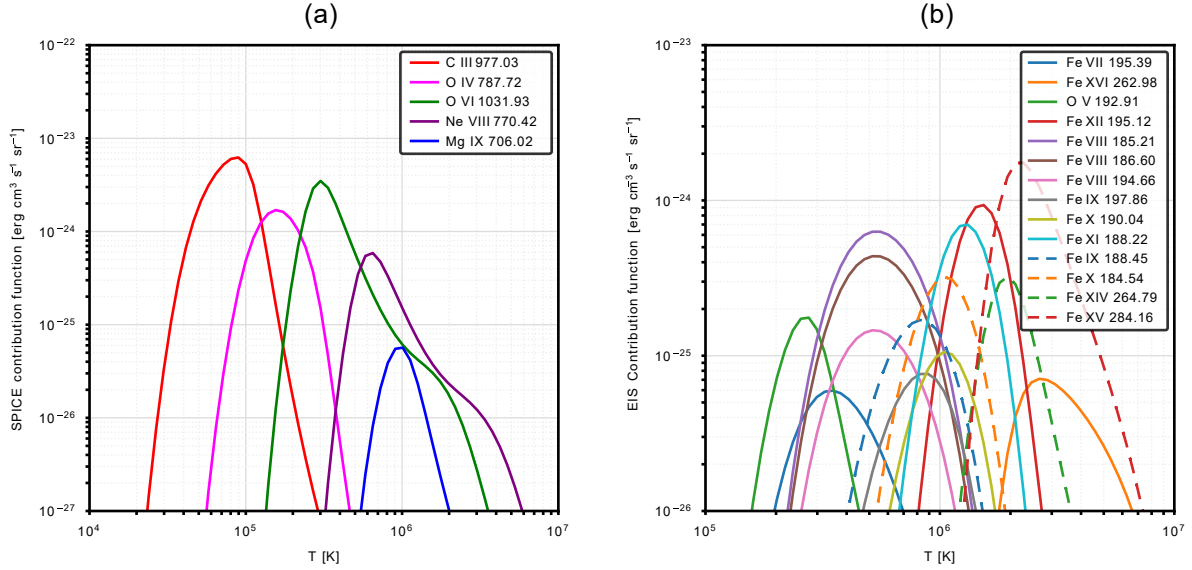


FIGURE 3.1 – Adaptée de la Fig. C.4 de [Dolliou et al. \(2024\)](#). Fonction de contribution en température des raies de SPICE (a) et d’EIS (b), calculées avec le code et base de données atomiques CHIANTI ([Dere et al. 1997](#)), version 10.1 ([Del Zanna et al. 2021b](#); [Dere et al. 2023](#)). Nous avons supposé une densité électronique de $1 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$, une abondance coronale estimée par [Asplund et al. \(2021\)](#) et l’équilibre d’ionisation conseillé par la version de CHIANTI.

Tout d’abord, [Huang et al. \(2023\)](#) ont détecté trois événements avec HRIEUV lors d’observations de février et de septembre 2021. Ces événements ont par la suite été identifiés dans les raies de SPICE, qui couvrent une gamme de température de $\log T = 4.8$ (C III 977.03 Å) à $\log T = 6.0$ (Mg IX 706.02 Å). La figure 3.1 (a) montre les fonctions de contribution des raies de SPICE utilisées lors de ce travail en fonction de la température. A partir de ces raies, les auteurs ont clairement identifié les événements dans celles émises par du plasma à température chromosphérique (*i.e.* C III) et de la région de transition (*i.e.* O VI 1031.93 Å). Cependant, ils ne les ont que rarement identifiés dans la raie du Ne VIII 770.42 Å, et jamais dans celle du Mg IX. Les auteurs ont donc conclu que les événements atteignent à peine les températures coronales.

[Nelson et al. \(2023\)](#) ont, quant à eux, identifié des événements dans HRIEUV et IRIS, lors d’une séquence d’observation du Soleil calme le 8 mars 2022. IRIS mesure des raies émises par du plasma à température chromosphérique et de la basse région de transition ($\log T = 4.0$ à 4.9). Afin d’analyser l’évolution thermique des événements, les auteurs ont extrait leurs courbes de lumière d’HRIEUV et des raies du Mg II 2796 Å ($\log T = 4.0$) et du Si IV 1403 Å ($\log T = 4.9$). Ils ont observé que le comportement des courbes de lumière varie grandement d’un événement à un autre. En effet, les pics d’intensité des raies d’IRIS peuvent avoir leur maximum avant, au même moment, ou après celui d’HRIEUV. En outre, les vitesses Doppler des raies chromosphériques ont été évaluées à $\pm 22 \text{ km s}^{-1}$. Les auteurs ont conclu que HRIEUV détecte des événements aux propriétés thermiques variées qui présentent parfois des similarités avec des *Ellerman bombs* ([Ellerman 1917](#)), ou avec des *explosive events* ([Teriaca et al. 2004](#)), qui émettent fortement dans les températures de la région de transition.

En général, les résultats de [Huang et al. \(2023\)](#) et de [Nelson et al. \(2023\)](#) sont cohérents avec des événements dominés par des émissions de la région de transition, atteignant à peine des températures coronales. Cela semble être en accord avec la seconde interprétation des résultats du chapitre 2 (section 2.4). Néanmoins, ces résultats sont insuffisants pour affirmer que la plupart d’entre eux n’atteignent pas des températures coronales. Dans le cadre de notre travail, nous proposons d’étendre les résultats de ces deux précédentes études en apportant deux nouveautés :

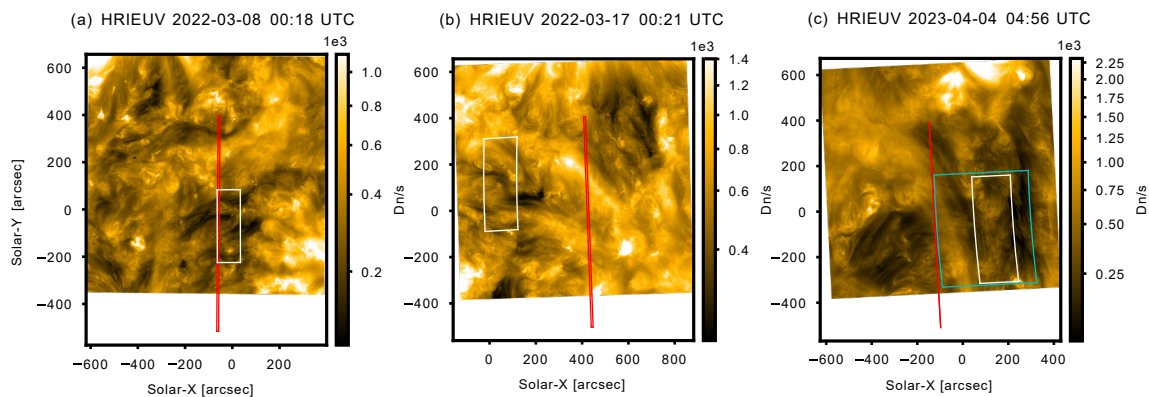


FIGURE 3.2 – Adapté de la Fig. 1 de [Dolliou et al. \(2024\)](#). Image d’HRIEUV des séquences d’observation du 8 mars 2022 (a), du 17 mars 2022 (b) et du 4 avril 2023. Les champs de vue de SPICE sont affichés en rouge, tandis que ceux d’EIS sont affichés en blanc (*raster* à 25 fentes) ou cyan (*raster* de contexte).

- ⇒ Tout d’abord, nous analysons un plus grand échantillon d’événements dans SPICE par rapport à [Huang et al. \(2023\)](#), qui n’en incluait que trois. En effet, il est important de vérifier si le comportement des courbes de lumière de SPICE varie grandement d’un événement à l’autre. Des comportements communs que suivent la plupart des événements permettraient de déduire des propriétés thermiques globales, et de contraindre les résultats des simulations lors du chapitre 4.
- ⇒ Les deux précédentes études ne peuvent pas confirmer avec certitude que ces événements n’atteignent pas des températures coronales. En effet, une telle affirmation nécessite de contraindre correctement les températures coronales, ce que ni IRIS ni SPICE ne permettent de faire. Seule la raie du Mg IX, mesurée par SPICE, est émise par du plasma à 1 MK. Néanmoins, elle est peu intense dans le Soleil calme et n’est détectée que dans les régions actives (par exemple, voir [Antolin et al. 2023](#)). La solution que nous proposons pour mesurer les températures coronales est d’utiliser, en coordination avec HRIEUV et SPICE, le spectromètre EIS (section 1.3.5), dont les raies utilisées dans le cadre de ce travail couvrent une gamme de température de $\log T = 5.4$ à $\log T = 6.4$ (Fig. 3.1 (b)). Contraindre des températures coronales n’est pas le seul avantage d’EIS. En effet, l’instrument permet de mesurer un grand nombre de raies du fer, à partir desquelles il est possible d’estimer la densité du plasma par la technique des rapports de raies (section 9.1 de [Del Zanna & Mason 2018](#)). Dans ce travail, nous utiliserons le rapport du Fe IX 188.49/197.86, qui est sensible à la densité du plasma aux alentours de 1 MK.

3.2 Présentation des séquences d’observation multi-instrumentales et procédure de co-alignement

Dans cette section, nous présentons les séquences d’observation et résumons la méthode utilisée dans [Dolliou et al. \(2024\)](#), disponible en section 3.3. Les résultats de l’article sont résumés en section 3.4. Pour ce travail, nous sélectionnons trois observations du Soleil coordonnées entre HRIEUV, SPICE, EIS et AIA : le 8 mars, le 17 mars 2022 et le 4 avril 2023. Ces séquences appartiennent au programme d’observation de Solar Orbiter (SOOP) appelé ‘R_BOTH_HRES_HCAD_Nanoflares’. Notons que deux de ces séquences, le 8 et le 17 mars 2022, ont déjà été exploitées dans la section 2.5, car AIA fonctionnait alors sous un mode spécial

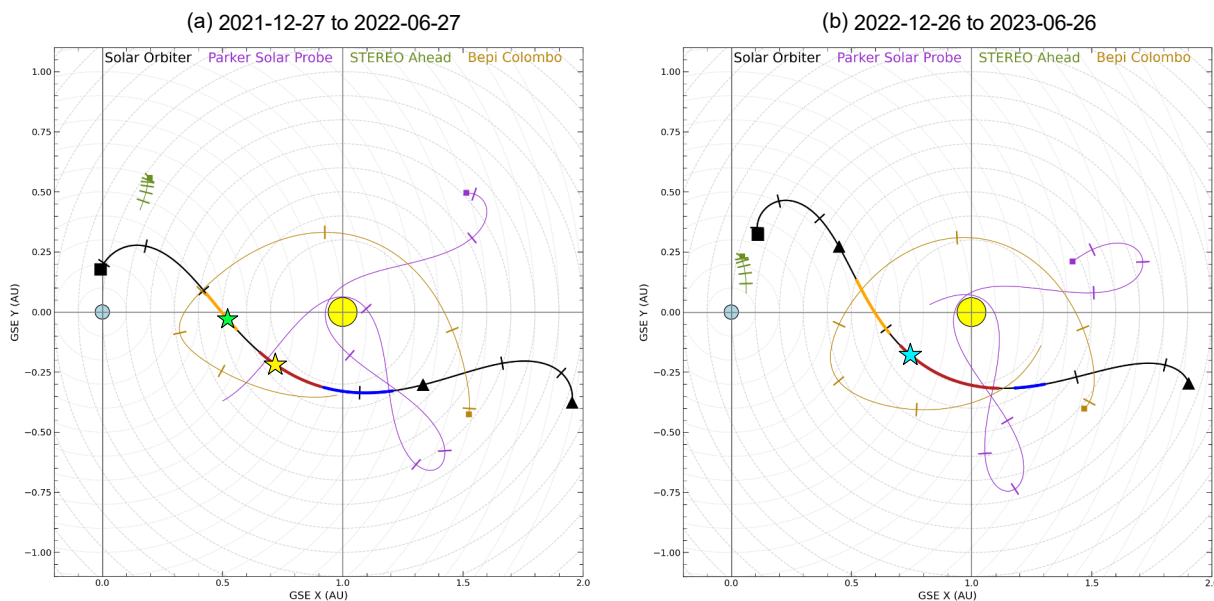


FIGURE 3.3 – Figure adaptée du SOC de Solar Orbiter. Orbites de Solar Orbiter, Parker Solar Probe, STEREO Ahead, Bepi Colombo sur les périodes du (a) 27 décembre 2021 au 27 juin 2022 et (b) du 26 décembre 2022 au 26 juin 2023. Les configurations approximatives de Solar Orbiter lors des séquences d’observation du 8 mars 2022 et du 17 mars 2022 sont représentées respectivement par des étoiles verte et jaune (a). Celle du 4 avril 2023 est représentée par une étoile cyan. La Terre est représentée par un cercle bleu, et le Soleil par un cercle jaune. Les parties orange, rouge et bleue sur l’orbite de Solar Orbiter correspondent à différentes fenêtres d’observation.

à 6 s de cadence. La figure 3.3¹ présente les orbites de Solar Orbiter et de trois autres sondes spatiales non-utilisées dans ce travail (Parker Solar Probe, STEREO Ahead, Bepi Colombo). Nous remarquons que, lors de l’observation du 8 mars 2022, Solar Orbiter avait un angle faible avec la Terre (0.8°), contrairement aux observations du 17 mars 2022 et du 4 avril 2023 (25.9° et 27.5° respectivement).

La figure 3.2 affiche les champs de vue de SPICE et d’EIS sur une image d’HRIEUV pour chacune des séquences d’observation. Nous remarquons que les champs de vue de SPICE et d’EIS ne se chevauchent pas, en particulier lors des séquences du 17 mars 2022 et du 4 avril 2023. Ce problème provient de la coordination entre le pointage des deux instruments. En conséquence, nous n’avons pas pu identifier des événements dans SPICE et EIS simultanément. Nous avons donc posé des diagnostics de températures distincts pour les événements identifiés dans HRIEUV et SPICE, par rapport à ceux identifiés dans HRIEUV et EIS. En plus de la spectroscopie, Nous utilisons également les séquences à haute cadence d’AIA du 8 et du 17 mars 2022.

Les informations sur les différentes séquences d’observation sont données dans la section 2 et sur la table 1 de [Dolliou et al. \(2024\)](#), que nous résumons ici. Les séquences d’HRIEUV utilisées sont à haute cadence, allant de 3 s à 12 s. Quant à SPICE, nous utilisons celles du 8 et du 17 mars 2022, constituées d’un *raster* de contexte à 96 fentes, et de *rasters* à haute cadence à 3 fentes. Pour EIS, nous utilisons les *rasters* à 60 et 25 fentes du 4 avril 2023.

Détecter des événements à petite échelle spatiale dans HRIEUV, puis les identifier dans SPICE et EIS requiert un co-alignement précis entre tous les instruments. C’est dans cette optique que nous avons développé un algorithme d’alignement² permettant de corriger les informations de pointage dans les méta-données des fichiers d’HRIEUV et de SPICE. Nous décrivons ici les étapes de l’algorithme. Tout d’abord, HRIEUV est un imageur à petit champ

1. <https://s2e2.cosmos.esa.int/confluence/display/SOSP/Orbit+Plots>, consulté le 12 juillet 2024.
 2. https://github.com/adolliou/euispace_coreg

de vue. Il est donc impossible de mesurer la position du centre du Soleil directement des images, ce qui implique une incertitude sur la position de son champ de vue. C’est pourquoi nous co-alignons HRIEUV avec FSI 174, qui est un imageur grand champ sensible aux mêmes longueurs d’ondes qu’HRIEUV. La position du champ de vue des fichiers L2 de FSI 174 est correctement retranscrite dans leurs méta-données, car ces dernières ont été préalablement corrigées par un algorithme de *Limb fitting*. Cette technique consiste à interpoler les bords visibles du Soleil par un cercle, afin d’en déduire son centre et de corriger les informations de pointage dans les métadonnées du fichier. Co-aligner HRIEUV avec FSI 174 permet d’étendre cette correction à HRIEUV.

En ce qui concerne SPICE, corriger les méta-données est d’autant plus important que ses fichiers *Level 2* (L2) sont issus de la *Data Release 4.0* (SPICE Consortium et al. 2023), qui a pour particularité d’être associée à des incertitudes de pointage pouvant atteindre $\sim 40''$. Nous commençons par co-aligner le *raster* de contexte. Pour cela, nous co-alignons les images du C III ou du Ne VIII avec des *rasters* synthétiques créés respectivement à partir des séquences d’observation du FSI 304 ou d’HRIEUV. Les images de SPICE sont obtenues en sommant les données sur la fenêtre spectrale du C III ou du Ne VIII. Quant aux *rasters* synthétiques, ils sont construits en sélectionnant l’image de FSI 304 ou d’HRIEUV la plus proche dans le temps à chaque position de fente de SPICE. L’image est reprojctée sur les coordonnées des pixels de la fente. Une fois que les méta-données du *raster* de contexte ont été corrigées, nous pouvons corriger celles des *rasters* à trois fentes. En effet, nous connaissons la position de ces derniers sur le *raster* de contexte. Finalement, les *rasters* d’EIS sont co-alignés avec AIA 193 en suivant l’algorithme développé par Pelouze et al. (2019). Ce dernier corrige les incertitudes sur la position du champ de vue et sur son angle de rotation.

La première étape de notre travail consiste à détecter des événements par HRIEUV en utilisant le code de détection automatique développé par Berghmans et al. (2021). Nous identifions alors neuf événements dans HRIEUV et SPICE (appelés E_1 à E_9), ainsi que deux dans HRIEUV et EIS (appelés E_{10} et E_{11}). Pour ceux détectés dans HRIEUV et SPICE, nous avons construit les courbes de lumière d’HRIEUV, de quatre canaux d’AIA (171, 193, 211, 131) et de six raies de SPICE couvrant des températures de $\log T = 4.0$ (H I Ly- β 1025.72 Å) à $\log T = 6.0$ (Mg IX). Les courbes de lumière permettent d’obtenir des informations sur le chauffage ou le refroidissement du plasma, en observant les décalages temporels entre les pics d’intensité (voir Dolliou, A. et al. 2023). Puis, nous appliquons calculons l’EM LOCI (section 1.7) à partir des intensités des raies de SPICE, aux temps des pics d’intensité d’HRIEUV. En comparant l’EM des événements avec celles du fond d’image, nous pouvons observer à quelles températures provient principalement l’émission des événements.

En ce qui concerne les deux événements identifiés dans EIS, seul l’un d’entre eux, E_{10} , l’est dans la raie de l’O V 192.91 Å ($\log T = 5.4$) et dans plusieurs raies du fer, aux températures d’émissivité allant de $\log T = 5.5$ (Fe VII 195.39 Å) à $\log T = 6.2$ (Fe XI 195.39 Å). Il s’agit d’une structure large (6.1 Mm) et à grand temps de vie (19 min) sur laquelle plusieurs événements sont détectés par le code de détection automatique, moins de 60 s avant le passage de la fente d’EIS. Grâce aux raies d’EIS couvrant une large gamme de températures de plasma, nous appliquons une méthode d’inversion (Hannah & Kontar 2012) pour estimer sa DEM (section 1.3.6). Nous estimons également sa densité avec le rapport des raies du Fe IX 188.49/197.86.

L’article Dolliou et al. (2024) est disponible dans la section suivante. Ses résultats sont résumés dans la section 3.4.

3.3 *Spectroscopic evidence of cool plasma in quiet Sun small-scale brightenings detected by HRIEUV on board Solar Orbiter*

Spectroscopic evidence of cool plasma in quiet Sun small-scale brightenings detected by HRIEUV on board Solar Orbiter

A. Dolliou¹, S. Parenti¹, and K. Bocchialini¹

Université Paris–Saclay, CNRS, Institut d’astrophysique spatiale, 91405, Orsay, France
e-mail: antoine.dolliou@universite-paris-saclay.fr

Received 19 April 2024; accepted 17 May 2024

ABSTRACT

Context. A large number of small and short-lived EUV brightenings have been detected in the quiet Sun (QS) over the past three years by the High Resolution Imager of the Extreme Ultraviolet Imager (HRIEUV) on board Solar Orbiter. It remains uncertain whether these events reach coronal temperatures and, thus, whether they directly contribute to coronal heating.

Aims. In this work, we evaluate the maximum temperature of 11 EUV brightenings in the QS through plasma diagnostics with UV/EUV spectroscopy and imaging.

Methods. We used three QS observations coordinated alongside those of HRIEUV: Spectral Imaging of the Coronal Environment (SPICE/Solar Orbiter), EUV Imaging Spectrometer (EIS/Hinode), and Atmospheric Imaging Assembly (AIA/SDO). We detected events in HRIEUV, ranging from 0.8 to 6.2 Mm in length. We then identified nine of them in SPICE and AIA, as well as three in EIS. We investigated their temporal evolution using their light curves and applied temperature diagnostics, such as the LOCI emission measure (EM) and the differential EM (DEM). We also estimated the electron density of one event identified in EIS.

Results. These events are dominated by emission of plasma at chromospheric and TR temperatures and they barely reach temperatures above 1 MK. As such, we concluded that their contribution to coronal heating is not dominant. The estimated density of one of the event is $n_e = (1.8 \pm 1.3) \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$.

Key words. Sun: corona – Sun: transition region – Sun: UV radiation – Instrumentation: high angular resolution – Instrumentation: spectrographs

1. Introduction

The corona is the outer layer of the solar atmosphere. It is maintained at temperatures above 1 MK through processes that are only partially understood, whereby wave heating and magnetic reconnections are predicted to play a major role. Reviews of these processes are presented in Reale (2014), Van Doorsse-laere et al. (2020) and Viall et al. (2021). Observations in active regions (ARs) indicate that the heating is impulsive in nature (Lundquist et al. 2008; Ugarte-Urra et al. 2019) and that most of it takes place at unresolved spatial scales (Hudson 1991). One of the main theories (Parker 1988) suggests that the corona is formed through a large number of small-scale ($\sim 10^{24}$ erg) and impulsive heating events called "nanoflares." These are the consequence of reconnection of magnetic fields; however, the definition of a nanoflare has evolved since then (Klimchuk 2015). This term now refers to any impulsive and small-scale energy dissipation, regardless of the physical mechanism responsible for it, such as magnetic reconnections or waves. Because of the unresolved size of the nanoflares, this heating has been investigated in active regions for decades through the comparison of observational signatures (i.e., Cargill & Klimchuk 1997; Parenti et al. 2017) and modeling (i.e., Parenti et al. 2006; Parenti & Young 2008; Bingert & Peter 2011; Bradshaw et al. 2012; Cargill 2014). While most of the studies have focused on AR, evidence of waves (i.e., McIntosh et al. 2011; Hahn & Savin 2014) and magnetic reconnections (i.e., Tripathi et al. 2021; Upendran & Tripathi 2021; Kahil et al. 2022) have also been found in the quiet Sun (QS).

Observations have shown that the energy distribution of X-ray microflares to flares (Crosby et al. 1993; Hannah et al. 2008) and EUV brightenings (Berghmans et al. 1998; Aschwanden et al. 2000; Joulin et al. 2016) follows a power law, with the lowest-energy events being the more frequent. As of now, all of the detected events cannot independently explain coronal heating (Hudson 1991; Aschwanden & Parnell 2002). It has been speculated that impulsive events at even shorter and unresolved scales might provide the necessary power to heat the corona. The new generation of instruments, observing at high spatial and temporal resolutions, confirms what was predicted by the impulsive heating models: more and more short-scale events are detected in the EUV. Examples of these events include small (7.5 Mm) and cool (2.5×10^5 K) loops (Winebarger et al. 2013) detected with the High-Resolution Coronal Imager (Hi-C) sounding rocket flights (Kobayashi et al. 2014). Likewise in Hi-C, Régnier et al. (2014) detected 680 km length and 25-second duration "EUV bright dots" at the edge of active regions. Antolin et al. (2021) identified small (1 to 2 Mm) and very short lived (up to 15 s) "nanojets" in large coronal loops, with the Interface Region Imaging Spectrograph (IRIS; De Pontieu et al. 2014), and the Atmospheric Imaging Assembly (AIA; Lemen et al. 2012) on board the Solar Dynamics Observatory (SDO; Pesnell et al. 2012). Young et al. (2018) reviewed the properties of UV bursts observed by AIA and IRIS. In addition to EUV, X-ray bursts associated with smaller flares have been extensively studied (Hannah et al. 2010, 2019; Buitrago-Casas et al. 2022), as such emission could provide enough energy to heat the corona (for a review, see Hannah et al. 2011).

The Solar Orbiter mission (Müller et al. 2020; Zouganelis et al. 2020), launched in February 2020, carries, among others, Extreme Ultraviolet Imager (EUI; Rochus et al. 2020) and UV Spectral Imaging of the Coronal Environment (SPICE; Anderson et al. 2020). In particular, EUI includes the Extreme Ultraviolet High Resolution Imager (HRIEUV), with a response function centred around the Fe x 174.5 Å line (1 MK). One of the novelties of this mission is to approach the Sun at 0.28 AU. At this distance, the spatial resolution of HRIEUV reaches about 200 km. Such resolution was confirmed in-flight by Berghmans et al. (2023), who measured the full width at half maximum (FWHM) of dot-like features in the corona. The average FWHM over all the features was equal to 1.5 pixels, which showed that the spatial resolution of HRIEUV is limited by the two-pixels Nyquist limit. The combination of the temperature sensitivity and the high spatial cadence makes HRIEUV and SPICE suitable instruments to study coronal heating.

On May 30, 2020, HRIEUV made its first high cadence 5 s observation of the QS, while Solar Orbiter was at 0.558 AU from the Sun. During the 4 min sequence, Berghmans et al. (2021) automatically detected 1468 small (400 to 4000 km) and short-lived (10 to 200 s) EUV brightenings (here called "events"). They are low in the atmosphere, between 1000 and 5000 km above the photosphere (Zhukov et al. 2021) and they are concentrated around the chromospheric network.

This study is aimed at verifying whether these events do indeed contribute to the heating of the corona. If that is the case, they should, at least, reach coronal temperatures. However, temperature diagnostics were challenging on 2020 May 30, as no spectroscopic data were available at that time. Instead, the HRIEUV field of view was within that of AIA, which had its coronal channels running at a 12 s cadence. Dolliou et al. (2023) used the AIA channels to perform temperature diagnostics on the same dataset. They looked for delays between the AIA light curves, that could be signatures of plasma cooling from temperatures above 1 MK (see also Viall & Klimchuk 2016). They concluded that the event dataset might be dominated by brightenings not reaching temperatures above 1 MK. Another possibility raised by the authors was that AIA did not temporally resolve the fast plasma cooling from coronal temperatures. In the present study, we demonstrate that these events are dominated by plasma below 1 MK.

Only a few studies (thus far) have investigated these events using spectroscopy. Huang et al. (2023) identified three EUV brightenings in HRIEUV and in SPICE on QS observations. The events had emission in the chromospheric (C III, $\log T = 4.8$) and the transition region (O VI, $\log T = 5.5$) lines, and two of them were detected in the Ne VIII line ($\log T = 5.8$). Nelson et al. (2023) also identified EUV brightenings in the QS with HRIEUV and IRIS. The events showed strong and diverse responses in the chromospheric lines. The authors concluded that these EUV brightenings could include a large variety of events with multiple physical origins. These two studies provided results consistent with events barely reaching coronal temperatures.

In this work, we apply spectroscopic diagnostics to multiple EUV brightenings detected by HRIEUV. To cover the required wide temperature range, we analyse data from SPICE and, for the first time, with brightenings detected by HRIEUV, the EUV Imaging Spectrometer (EIS, Culhane et al. 2007), on board the Hinode spacecraft (Kosugi et al. 2007). Section 2 presents the QS observations with HRIEUV, SPICE, AIA, and EIS. Section 3 details the events detection with HRIEUV, their identification in the other instruments, and the different diagnostics applied. We

show that the events are dominated by plasma at chromospheric and TR temperatures in Sect. 4. We discuss the implication of these results in Sect. 5.

2. Observations and data reduction

We use datasets from the Solar Orbiter Observing Plan (SOOP) called 'R_BOTH_HRES_HCAD_Nanoflares'. The objective of this SOOP is to capture the fast temporal variations of small and short-lived EUV brightenings, and to compare their properties among the quiet Sun (QS), active regions (AR), and coronal holes (CH). The SOOP is made of coordinated observations between Solar Orbiter instruments (Auchère et al. 2020; Zouganelis et al. 2020). Here, we use datasets from HRIEUV and SPICE. The observations were also made in collaboration with instruments from other Earth-perspective observatories, including AIA and EIS.

We selected three QS observations, which we call S_1 , S_2 , and S_3 . Table 1 provides the information for the three observational sequences. Detailed descriptions of the instruments and the data are given in the following section for HRIEUV (Sect. 2.1), SPICE (Sect. 2.2), AIA (Sect. 2.3), and EIS (Sect. 2.4).

To identify and follow the evolution of small and short-lived events in all of the instruments, we need a careful co-registration. We developed tools for the co-registering of the HRIEUV and the SPICE sequences. They are regrouped within the *euispice_coreg* Python package¹ and the details of the method are given in Appendix A.

2.1. EUI

First, EUI is the UV imager on board Solar Orbiter. It includes a Full Sun Imager (FSI) at two passbands and two high-resolution imagers (HRIs). The two filters of FSI are centred around the Fe x 174.53 Å (FSI 174) and the He II 303.78 Å (FSI 304) lines. HRI consists of two telescopes, namely HRI γ and HRIEUV.

The HRIEUV response function peaks at 1 MK, but includes a contribution from transition-region (TR) emission. The CCD detector contains 2048×2048 pixels, with a pixel size of 0.492", resulting in field of view (FoV) of 1007.6" × 1007.6". The pixel size on the corona can be derived from the Solar Orbiter–Sun distance (Table 1). At 1.004 R_{\odot} from the centre of the Sun, it is equal to 172 km, 134 km, and 115 km during S_1 , S_2 , and S_3 respectively. In addition to HRIEUV, we also use both FSI imagers to co-register HRIEUV and SPICE. FSI 174 and FSI 304 have a pixel size of 4.44" and a field of view of 224.96" × 227.34".

We use Level 2 (L2) FITS files from the EUI Data Release 6.0 (Kraaikamp et al. 2023). The data processing of the EUI FITS files from level 1 (L1) to L2 includes a dark-frame correction, a flat-field correction, and a normalisation by the integration time. The pointing information in the FSI files metadata is also corrected with a limb-fitting method. As this method cannot be applied to imagers that do not observe the full Sun, there are uncertainties in the pointing information of HRIEUV. Therefore, we co-register the HRIEUV sequence with FSI using a cross-correlation technique. Further details are given in the Appendix A.

Figure 1 shows the field of view of HRIEUV on the Sun as imaged by FSI 174 (top row) and AIA 171 (middle row). An HRIEUV image (bottom row) is also displayed for each observation sequence. The fields of view cover QS areas.

¹ https://github.com/adolliou/euispice_coreg, consulted on 2024 April 16

Table 1. Detailed information on the datasets used in this work.

Sequence					Instruments			
Dataset	Date	D_{Sun} [AU]	θ [°]	# Events	Name	Time [UTC]	Δt [s]	Comment
S ₁	2022 March 30	0.487	0.8	8	HRIEUV	00:00–03:00	3 to 20	
					AIA		6	
					SPICE	00:00–02:43	25	three-step raster
S ₂	2022 March 17	0.380	25.9	1	HRIEUV	00:18–00:48	3	
					AIA		6	
					SPICE		25	three-step raster
S ₃	2023 April 4	0.326	27.5	2	HRIEUV	04:23–06:56	3	
					AIA	04:23–06:56	12	
					EIS	04:23–05:25	3720	60-step raster
					EIS	06:01–06:56	414	25-step raster

Notes. D_{Sun} is the distance between Solar Orbiter and the centre of the Sun. θ is the separation angle between the Solar Orbiter view and the Earth perspective. The number of events refers to the events listed in Table 3. Δt is the observation cadence. When no time is indicated in the "time" column, this means that the observation is available during the whole HRIEUV sequence.

Table 2. SPICE lines in the three-step raster sequences and the context rasters in S₁ and S₂.

Ion	λ [Å]	$\log(T$ [K])
H I Ly- β	1025.72	4.0
C III	977.03	4.8
S V	786.47	5.2
O IV	787.72	5.2
O VI	1031.93	5.5
Ne VIII	770.42	5.8
Mg IX	706.02	6.0

Notes. λ is the theoretical position of the line; and T is the temperature of the maximum emission.

179 2.2. SPICE

180 SPICE is a UV spectro-imager that images the solar spectrum
 181 over two CCDs, called the short wavelength (704 to 790 Å) and
 182 the long wavelength (972 to 1049 Å) detectors. When imaging S₁
 183 and S₂, SPICE was running a three-step raster with a 25-second
 184 cadence. In addition to this, each dataset also includes a 96-step
 185 context raster. The pixel size is 4'' × 1''. The slit chosen was
 186 4'' wide, and the resulting field of view for the three-step raster
 187 is 12'' × 832''. The spatial resolution of SPICE was measured
 188 in-flight during the commissioning phase, as the FWHM of the
 189 point spread function (PSF). It was estimated to be between 6''
 190 and 7'' (Fludra et al. 2021), which is about six to seven times
 191 higher than the spatial resolution of HRIEUV (see also Plowman
 192 et al. 2023). The spatial resolution of SPICE must therefore be
 193 taken into consideration when identifying HRIEUV events with
 194 SPICE. Multiple small brightenings captured by HRIEUV, close

to one another, may be unresolved in the SPICE images. Spectrally, each series contains selected line profiles listed in Table 2. They cover a temperature range from $\log T = 4.0$ to 6.0. The three-step rasters share the same spectral windows as the context raster.

We used L2 data for SPICE, taken from the Data Release 4.0 (SPICE Consortium et al. 2023). The processing from the L1 to the L2 FITS files includes a initial pointing correction, a dark subtraction, a flat-fielding, a burn-in correction, a distortion correction, and a radiometric calibration. We also applied a sigma-clipping algorithm to remove possible spikes, which can be caused by cosmic rays. Similarly to HRIEUV, there are uncertainties in the pointing information of the SPICE FITS files, which must be corrected. For each dataset, we co-aligned the SPICE context raster with either FSI 304 or HRIEUV, depending on the data availability. Details of the procedure are given in Appendix A. As a second step, the three-step rasters were then co-registered, as they have a fixed and known position with respect to the context raster.

The uncertainties in the intensity of the SPICE pixels include the contributions from the dark current, the read noise and the shot noise (see also Huang et al. 2023). They are computed with the SPICE data-analysis Python package *sospice*². The spectral lines are fitted with Gaussian functions using the *SolarSoft SPICE*³ data analysis software. The software returns the values and the uncertainties of the fitting parameters. The fitted parameters are then used to calculate the radiance of the line.

To constrain our results for the plasma-temperature analysis, we used the information that some lines are not detectable in the spectra. This was used to set an upper limit to the radiance of the regions where the spectrum is averaged. When no line was detected, we assumed a radiance equivalent to that of a line with

² <https://github.com/solo-spice/sospice>, consulted on 2024 April 16

³ <https://github.com/ITA-Solar/solo-spice-ql>, consulted on 2024 April 16

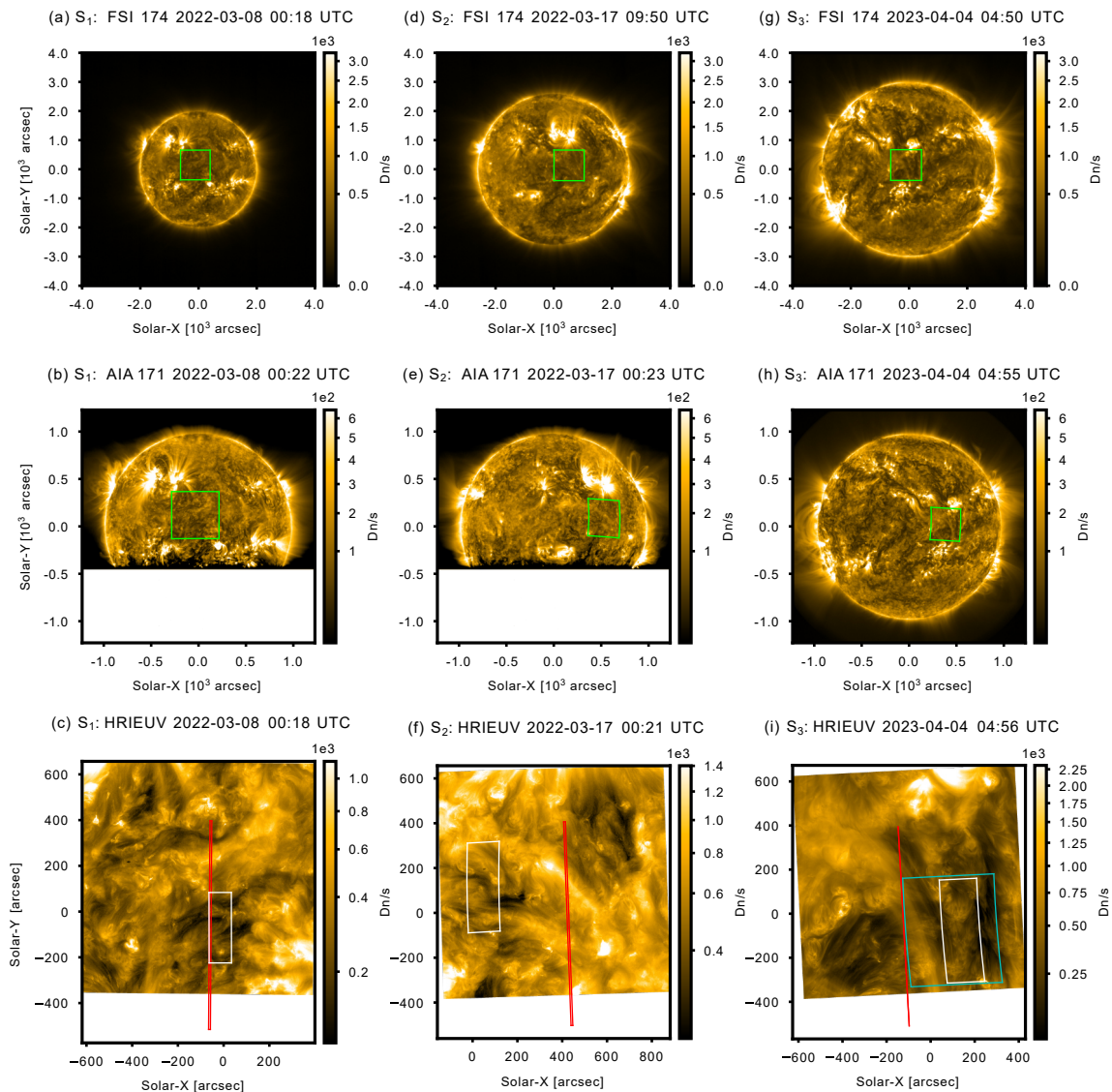


Fig. 1. Quiet Sun datasets on 2022 March 8 (first column), 17 (second column) and on 2023 April 4 (third column). Upper row: field of view of HRIEUV (green) within the FSI 174 image. Middle row: Field of view of HRIEUV as seen by AIA 171. The AIA images are cropped in S_1 (b) and S_2 (e), to save reading time of the detectors during the high cadence mode. Lower row: HRIEUV image with the field of view of the SPICE (red), the EIS context (white), and the EIS 25-step (cyan) rasters. SPICE is in a three-step raster mode on 2022 March 8, 17, and in sit and stare mode on 2023 April 4.

227 an amplitude of 2σ and a width given by the median of the line
228 widths in the whole context raster. Here, σ is the combination
229 of the dark and the read noise (see also Parenti et al. 2017). The
230 radiance was calculated over an extended area including several
231 pixels (see section 3.1). In this case, the noise is defined as the
232 root sum square of the noise in the pixels of that region, divided
233 by the number of pixels. The SPICE data include a sit-and-stare
234 sequence on S_3 . The field of view is displayed in Fig. 1 (c). No
235 clear signature of events was seen in the data. We therefore con-
236 sider that no events were detected by SPICE.

237 2.3. AIA

238 AIA is a EUV-UV imager that includes six EUV channels dis-
239 tributed within four telescopes. For S_1 and S_2 , AIA was available

in a special six-second cadence mode, to follow the HRIEUV
high cadence as close as possible. The objective was to capture
the full thermal evolution of the EUV brightenings detected
by HRIEUV. Only four channels (171, 131, 193, and 304) were
available during this mode. Figures 1 (b), (e) shows an AIA 171
image taken from the 6 s cadence mode, respectively for S_1 and
 S_2 . The bottom of the AIA images has been cropped during the
special mode to allow the fast reading of the detector and to keep
the high cadence. Full-Sun images were also obtained every 96 s.
Figures 1 (h) shows an AIA 171 image taken during S_3 , when
AIA was not running the high-cadence mode.

The level 1 AIA datasets were prepared with the *aiapy*
(*Barnes et al. 2020*)⁴ open project. First, the pointing infor-

⁴ https://gitlab.com/LMSAL_HUB/aia_hub/aiapy, consulted on 2024 April 16

mation was updated. Then, the images were deconvolved with the PSF estimated by the Richardson–Lucy deconvolution algorithm. Finally, the roll angle of the images was removed and the degradation in time of the CCD is corrected.

We projected the AIA images on the HRIEUV pixel grid using *sunpy* (*The SunPy Community et al. 2020*) and the *reproject* library from *Astropy* (*Astropy Collaboration et al. 2013, 2018, 2022*). The AIA 171 images were then co-aligned with the HRIEUV images. This step removes the average shift caused by the separation angle between Solar Orbiter and SDO. The resulting shift correction is applied to the AIA 193, 131, and 304 channels.

2.4. EIS

The EIS instrument is an EUV spectrometer imaging the solar spectrum on a short-wavelength (170 to 210 Å) and a long-wavelength detector (250 to 290 Å). The S_3 dataset is made of a context raster and a faster 25-step raster sequence. The slit is 2'' wide, with a 1'' pixel size along the slit. At 1.004 R_\odot from the centre of the Sun, the pixel size corresponds to about 1441 km and 721 km in the Solar corona. The spatial resolution of EIS is estimated to be around 3''⁵. The context raster acquired the full spectrum, while the smaller ones only covered selected lines (see Table C.1). In this study, we use lines emitted from chromospheric (He II 256.32 Å) to coronal (Fe XVI 262.98 Å) temperatures.

The EIS data reduction and analysis are performed with the *eispac* Python package⁶. The data have been previously prepared with the *"eis_prep"* routine available via *solarsoft* in *Interactive Data Language* (IDL). During the preparation, the CCD bias and the dark-current background are subtracted. The cosmic rays, along with the hot and the cold pixels are flagged. The wavelengths are corrected for the orbital motion, the temperature effect, and the tilt of the slit relative to the CCD. We also correct the pointing information with the co-registration algorithm developed by *Pelouze et al. (2019)*. We also use the recent radiometric calibration of *Del Zanna et al. (2023)*, which corrects for the temporal degradation of the CCD. Using *eispac*, we perform line fitting with one or multiple Gaussian functions, to compute the line radiance.

Figures 1 (c), (f), and (i) display the field of view of EIS on an HRIEUV image for S_1 , S_2 , and S_3 respectively. We can see that the uncertainties between the instruments or spacecraft pointings resulted in no overlap between the fields of view of EIS and SPICE. For this reason, no event could be observed by SPICE and EIS simultaneously. We then did a separate analysis.

While EIS datasets were available for all three observation sequences, we only use the one for S_3 , because no HRIEUV events could be seen in EIS. One possible reason is that both datasets had lower exposure times (10 and 30 s) compared with that of S_3 (15 and 60 s), for the 25-step and the context rasters, respectively.

3. Method

The events were detected in HRIEUV data using the automated wavelet detection code described by *Berghmans et al. (2021)*.

We then selected a sub-population of the events in the overlapping region observed by the different instruments. We did not include events that were located only partially within the field of view, or events that were not clearly detected in either EIS or SPICE. Many of the smaller events detected in HRIEUV could not be identified in EIS, while most of them were identified in SPICE. As a matter of fact, we could only report two events that showed no signature in SPICE. These two events are displayed in Figs. B.7 and B.8. They are discussed in Sect. 5, and they are not included in our dataset. Table 3 lists the final dataset which consists of eight events in S_1 , one in S_2 , and two in S_3 .

Table 3 presents their given name, an estimation of their lifetime and of their apparent length. The lifetime is set by the period when the event is visible above the background emission. We measure the apparent length l in the HRIEUV image at the time of the intensity peak. E_{11} was a special case, as it had a resolved loop-like shape. In that case, we measured the length along the loop $L \approx \frac{1}{2}\pi l$. Both L and l are lower limits, as the loop may be tilted with respect to the line of sight, and it might only be partially visible in the HRIEUV passband.

During their lifetime, some of the observed events show multiple peaks in HRIEUV intensity. These multiple peaks may share the same physical origin, or they can be unrelated. As the apparent shape of the events can change between the peaks, we analyze the peaks separately unless specifically mentioned.

The event detection with HRIEUV and their identification in SPICE and EIS are discussed in Sect. 3.1. The diagnostics including the light curves, the emission measure (EM) LOCI, the differential EM, and the line ratios are described in Sect. 3.2.

3.1. Event detection

3.1.1. Identification of the events within SPICE and AIA

In S_1 and S_2 images, we identified nine HRIEUV events both in SPICE and AIA. In this section, we provide the information on how we identified these events, and how we build the light curves that will be used for analysis. The event called E_9 , detected in S_2 , will be used to illustrate the analysis steps. Section 4.1 discusses the results for three events including E_9 , while Appendix B presents the results for the rest of the events. Examples of events seen by HRIEUV, SPICE and AIA are also available as movies in the multimedia materials.

Figure 2 shows the HRIEUV and the SPICE images centred around E_9 , at the time of an HRIEUV intensity peak (00:36:19 UTC). At that time, E_9 appears in HRIEUV as a single bright dot, as part of a larger structure. Another peak in HRIEUV is observed at 00:33:19 UTC. At this time, E_9 appears as two distinct bright dots within the same structure. These two dots are unresolved by SPICE (see Fig. C.1).

In Fig. 2, the event shows strong emission in C III, O IV, and O VI, but none in Ne VIII nor in Mg IX. In these wavebands, the spectrum is often dominated by noise, and no line can be detected. This is particularly true for Mg IX, as it is a weak line in the QS. This property is not restricted to E_9 ; no emission in Mg IX could be associated with any of events identified in SPICE. As a result, we only use this line in Sect. 4.1.2 to provide an upper limit on the event EM around $\log T = 6.0$. The full movie of Fig. 2 is available in the multimedia materials.

We used SPICE to select the area that includes the entire event (see Fig. 2). Because of the different resolution of the two instruments, the area must be small enough not to include the nearby brightenings or structures seen in HRIEUV. However, the region must also be large enough to include the event dur-

⁵ https://sohoftp.nascom.nasa.gov/solarsoft/hinode/eis/doc/eis_notes/08_COMA/eis_swnote_08.pdf, consulted on 2024 April 16

⁶ <https://github.com/USNavalResearchLaboratory/eispac>, consulted on 2024 April 16

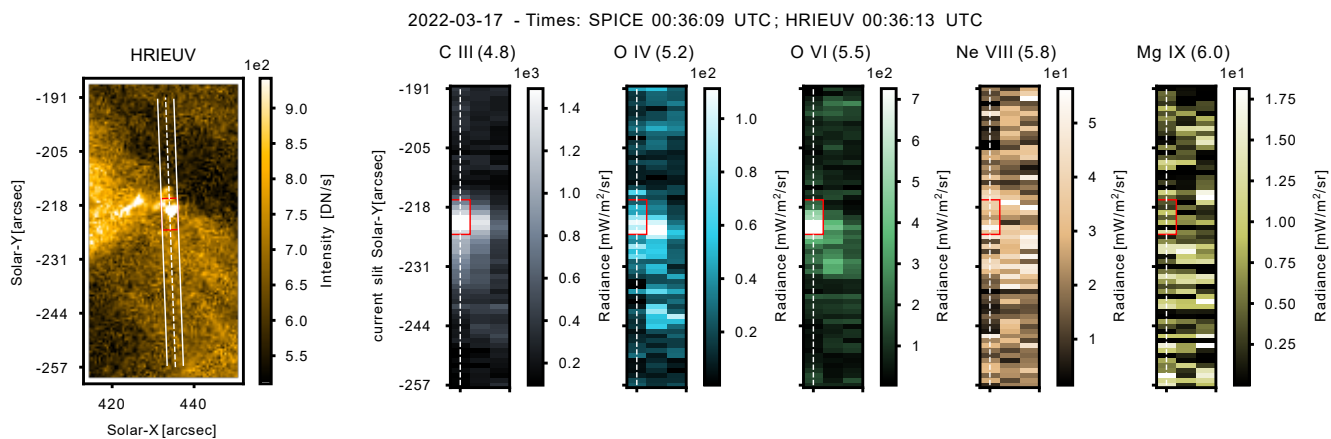


Fig. 2. Event detected on 2022 March 17 (S_1), so-called E_9 . The HRIEUV (left panel) and the SPICE images are centred around E_9 . The HRIEUV image is taken at the acquisition time of the left-hand SPICE slit. The position of the slit is displayed as a dashed line on the HRIEUV and the SPICE images. The two white lines in HRIEUV delimit the field of view of the SPICE slit. The red rectangle is the event region, defined in Sect. 3.1.1. The temperature ($\log T$) of the maximum emissivity of each SPICE line is indicated within parentheses above each image. The latitude on the y-axis of the SPICE images refers to the position of the slit marked with a white dashed line.

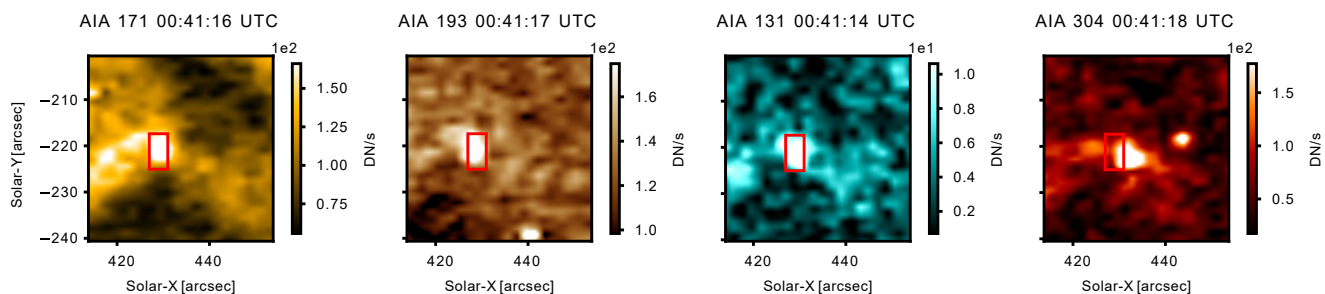


Fig. 3. Images of four AIA channels centred around the location of E_9 . The images are the closest in time to the HRIEUV image in Fig. 2, taking into account the delay caused by the light travel time. The red rectangle is the event region.

368 ing its whole lifetime. For some events (E_1 , E_2 , E_5 , and E_8),
369 the HRIEUV and the SPICE intensity peaks in $O\text{ VI}$ are spatially
370 shifted, despite them being co-temporal. The shifts are less than
371 the SPICE pixel size of $4'' \times 1''$, which is within the uncertain-
372 ties of the co-alignment method. We apply a spatial correction to
373 the event's mask in HRIEUV up to the SPICE pixel size.

374 In addition to HRIEUV and SPICE, we observe the event in
375 four AIA channels (171, 131, 193, and 304). Figure 3 shows
376 the E_9 event region on the AIA images reprojected onto the
377 HRIEUV pixel grid. The AIA images are those closest in time
378 to the HRIEUV image of Fig. 2 (left). The difference in time be-
379 tween HRIEUV and AIA corresponds to the difference in light
380 time travel between Solar Orbiter and SDO. In S_2 , the large sepa-
381 ration angle between Solar Orbiter and the Earth perspective
382 (Table 1) produces a spatial shift on the location of E_9 . To correct
383 this shift, we assume that HRIEUV and AIA 171 are sensitive to
384 similar plasma temperatures. A spatial correction is applied to
385 the event regions in AIA. The same values are used for all of the
386 AIA channels. The brightenings show a different morphology
387 and position in AIA 304 compared with the other channels. This
388 was to be expected, as the plasma emitting at chromospheric and
389 TR temperatures might not be at the same height. As a result,
390 they can appear at different positions on an imager (Fig. 3).
391 The full movie of Fig. 3 is available in the multimedia materials.

3.1.2. Identification of the events with EIS

392
393 In S_3 , we detected two events within HRIEUV images and iden-
394 tified them in EIS data. Figure 4 shows the HRIEUV and the
395 EIS images centred around E_{10} . This event was captured by the
396 context raster with a 60-second exposure time. Multiple EUV
397 brightenings observed in HRIEUV were located on E_{10} . Two
398 of them were detected less than 60 s prior the time the EIS slit
399 passes through the structure. E_{10} is clearly detected in $O\text{ V}$, and
400 in the Fe lines with temperature sensitivity up to that of Fe XI
401 ($\log T = 6.15$). In addition to E_{10} , a large coronal loop is also
402 visible in the HRIEUV image and in the EIS raster in the lines
403 emitting at $\log T = 6.15$ and above (see Fe XI in Fig. 4). As the
404 event is mostly visible in the cooler lines, and the coronal loop in
405 the hotter lines, we infer that the loop lies above E_{10} . Because of
406 this, we need to isolate the emission of the event from that of the
407 background and the foreground along the line of sight, including
408 the loop. For this reason, we define two "background" regions (1
409 and 2) shown in Fig. 4. Their location is designed to be represen-
410 tative of the background and the foreground emission near E_{10} ,
411 including that of the large coronal loop.

412 We also identified another event, E_{11} , within the 25-step
413 raster sequence. E_{11} (Fig. C) appears as a loop-like structure. It
414 is clearly detected in the EIS He II line, but not in any of the Fe
415 lines. We conclude that E_{11} does not have enough plasma emis-
416 sion at $\log T \geq 5.7$ to be detected in the Fe lines above the noise
417 level, in a 15-second exposure.

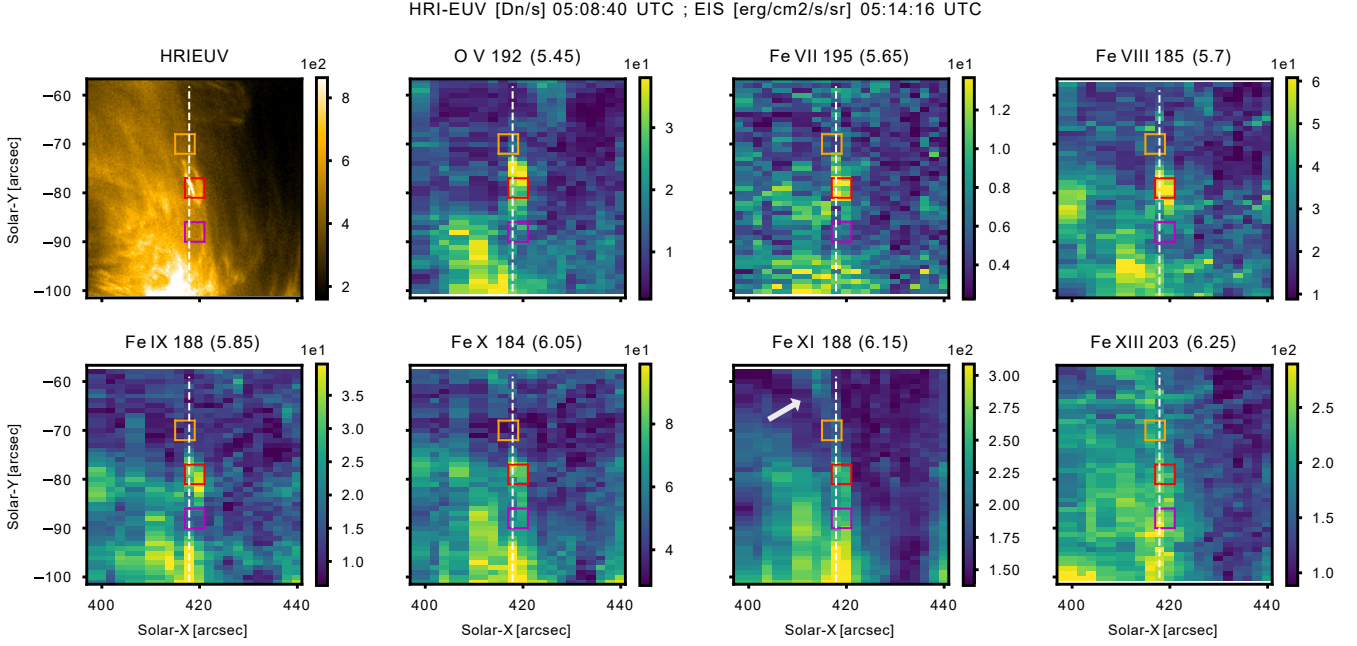


Fig. 4. HRIEUV (top-left panel) and EIS images centred around the event E_{10} , on 2023 April 4 (S_3). The HRIEUV image is taken at the time closest to that of the EIS slit position indicated by dashed white lines. The event region (red), along with the background regions 1 (orange) and 2 (purple) are displayed as rectangles. These regions are defined in Sect. 3.1.2. The temperature $\log T$ of the maximum emissivity of each line is indicated inside parenthesis on top of the image. The white arrow in the Fe XI image indicates the large coronal loop standing above E_{10} .

Table 3. Events identified in HRIEUV and in either SPICE (E_1 to E_9) or EIS (E_{10} and E_{11}) data.

Central time	Name	τ [s]	l [Mm]	Description
2022 March 8 (S_1)				
00:39:03	E_1	70	0.9	dot-like
00:40:13	E_2	60	1.0	on a structure
01:23:58	E_3	420	1.2	on a structure
01:31:03	E_4	65	1.0	loop-like
00:52:23	E_5	75	2.2	loop-like
02:03:01	E_6	275	1.5	complex
01:37:18	E_7	216	2.6	complex
02:25:38	E_8	856	2.5	loop-like
2022 March 17 (S_2)				
00:36:09	E_9	440	0.8	on a structure
2023 April 4 (S_3)				
05:08:27	E_{10}	1140	6.1	complex
06:30:18	E_{11}	270	3.2	loop-like or jet

Notes. From left to right, the columns present the central time in UTC, the name, the lifetime τ , the apparent length l , and a short description of their apparent shape. The "on a structure" label indicates that the event is located on a larger structure.

3.2. Plasma diagnostic

For all the events and their background regions, we average the intensity within the selected boxes. The lines are fitted over the averaged spectrum, to obtain the radiance. When no line is detected within the box, the radiance is being replaced by an upper limit defined in Sect. 2.2. As an example, Fig. C.3 displays the fitting with Gaussian functions of the SPICE spectra spatially averaged over the E_9 event region (Fig. 2).

3.2.1. Temperature diagnostics

We aim to measure the temperature of the events, taking into account their possible multi-thermal nature. In the following, we assume an optically thin solar atmosphere, an electron density n_e and an hydrogen density n_H . The intensity of a spectral line I is given by

$$I = \int_L G(n_e, T) n_e(s) n_H(s) ds \quad (1)$$

The emission is integrated over the line of sight L . The contribution function $G(n_e, T)$ contains the relevant atomic physics for the line formation. When needed, we use the CHIANTI atomic database (Dere et al. 1997), version 10.1 (Del Zanna et al. 2021; Dere et al. 2023), to compute $G(n_e, T)$. Under the ionization equilibrium provided by CHIANTI, we assume the coronal abundance given by Asplund et al. (2021), and a typical coronal electron density of 10^9 cm^{-3} . The contribution functions of the SPICE and the EIS lines used in this work are displayed in Fig. C.4. We see that they cover a wide range of temperature. This is extremely useful to constrain the temperature diagnostics and reach the goal of this work: establishing whether the HRIEUV are coronal features. As will be further discussed, SPICE is mostly sensitive to chromospheric and transition region

446 lines, while the EIS spectrum contains mostly transition region
447 and coronal lines.

448 We can rewrite Eq. 1 using the ideal gas approximation.
449 Given that in the TR and the corona the pressure gradient is
450 much lower than the temperature and density gradients, we can
451 assume that the density depends only on the temperature. In that
452 case, the DEM can be defined with a change of variable in Eq. 1.
453 The DEM represents the distribution, along the line of sight, of
454 the plasma with temperature as:

$$\text{DEM}(T) = n_e(T)n_H(T) \frac{ds}{dT}. \quad (2)$$

455 Equation 1 can be rewritten into the following:

$$I = \int_T G(T) \text{DEM}(T) dT. \quad (3)$$

456 The DEM can be estimated by inverting the set of Eqs. 3
457 from measured lines radiance. In our work, E_{10} is detected in EIS
458 lines over a wide range of plasma temperatures (Fig. 4), which is
459 a suitable condition for the DEM inversion. We then estimate the
460 DEM with the inversion method developed by Hannah & Kontar
461 (2012).

462 Table C.1 reports the intensity values of the lines measured
463 in the event and the background regions. We used all of the
464 line to estimate the DEM for the three regions, except for the
465 density-sensitive Fe XIII lines. The reasons behind this removal
466 are further discussed in Sect. 4.2.1. The DEM is computed from
467 $\log T = 5.0$ to 6.6. For each line, we compute the ratio of the
468 synthetic radiance obtained with the DEM, over the measured
469 radiance. They are displayed in Table C.1, and provide an esti-
470 mation of the inversion uncertainty. They are all within the 30%
471 uncertainties of the atomic physics (Guennou et al. 2013), mean-
472 ing that the DEM is consistent with observations. The results of
473 this analysis are given in Sect. 4.2.1.

474 The events detected within S_1 and S_2 (E_1 to E_9), are identi-
475 fied in SPICE. Contrary to EIS, the low number of SPICE lines
476 prevents us from estimating the DEM. Instead, we use the Emis-
477 sion Measure (EM) LOCI method (Del Zanna & Mason 2018a,
478 for further details), which provides an upper limit on the DEM.
479 The EM is defined as the integration of the DEM over the whole
480 temperature range:

$$\text{EM} = \int_T \text{DEM}(T) dT. \quad (4)$$

481 The EM LOCI method provides the EM necessary to produce a
482 given line intensity, assuming an isothermal plasma. For a given
483 spectral-line intensity, the LOCI curve (EM_L) is defined as the
484 following:

$$\text{EM}_L(T) = \frac{I}{G(T)}. \quad (5)$$

485 We compute the LOCI curves using the C III, O IV, O VI, and
486 Ne VIII lines. Mg IX is not included, as the line is never detected
487 above noise levels. The event's EM must be isolated from the
488 contribution of the foreground and the background emission
489 along the line of sight. Differently from the EIS data, SPICE
490 data contain the temporal information on the lines intensity. We
491 use them to estimate this background emission by averaging the
492 light curves over two time intervals of two minutes. The inter-
493 vals are called B_1 and B_2 , and they are set before and after the
494 event, respectively (Fig. 6). The results of the EM LOCI method
495 are given in Sect. 4.1.2, and in Appendix B.

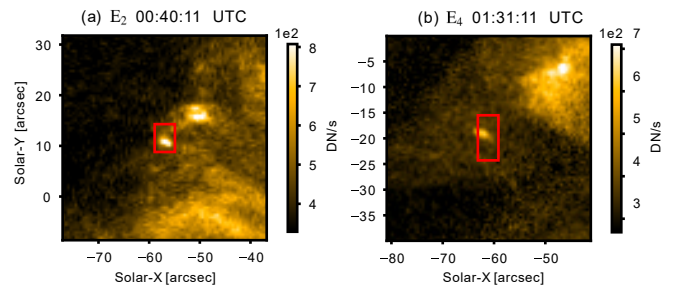


Fig. 5. HRIEUV images centred around E_2 (a) at the time of the second HRIEUV peak, and E_4 (b) at the time of the single HRIEUV peak. The red rectangles are the event regions (see Sect. 3.1.1).

3.2.2. Electron density diagnostics

496 In addition to the temperature, we estimate the density of E_{10}
497 using the ratio of line intensities. In the EIS dataset, the ratio
498 of Fe IX 188.49/197.04 (Young 2009, b) and Fe XIII (203.80 +
499 203.83)/202.04 (Young et al. 2009) are density-sensitive. The
500 dependence on density of the Fe XIII lines between $\log n_e = 8$
501 to 10 can be explained by the existence of a metastable level
502 ($3s^23p^2 \ ^3P_2$) above the ground level ($3s^23p^2 \ ^1P_2$) (for more de-
503 tails, see Del Zanna & Mason 2018b). In the Fe IX line ratio, only
504 the 197.86 Å is density sensitive. We could not perform similar
505 diagnostics with the SPICE lines, as they did not provide density
506 sensitive line ratio. The analysis is performed with the CHIANTI
507 database and software available via SolarSoft. The results of this
508 analysis are given in Sect. 4.2.2.
509

4. Results

4.1. Transition region events detected in SPICE and AIA data

510 In the following, we analyze the temporal evolution (Sect. 4.1.1)
511 and obtain temperature diagnostics (Sect. 4.1.2) of the S_1 and
512 S_2 events. We present the results for the events E_2 , E_4 , and E_9 ,
513 as they are representative of the different light curve behaviours
514 that we encountered. E_9 was already introduced in Sect. 3.1.1,
515 while E_2 and E_4 are displayed in Fig. 5 with HRIEUV, at the
516 time of their intensity peak. The results for the rest of the events
517 are displayed in Appendix B.
518
519

4.1.1. Light curves

520 Figure 6 shows the HRIEUV, the SPICE, and the AIA light
521 curves averaged over the E_2 , E_4 , and E_9 regions. The events E_9
522 and E_4 (Fig. 6 (a) and (b)) are visible in all light curves, apart
523 from that of Ne VIII. Both events are also poorly detected in H I
524 Ly- β . All the intensity peaks in SPICE are co-temporal to the
525 peaks in HRIEUV, except for a 25-second negative delay for the
526 H I Ly- β peak in E_4 . Likewise, no significant delay is observed
527 between the HRIEUV and the AIA light curves. We notice that
528 the O IV and the O VI light curves behave very similarly to the
529 HRIEUV one.
530

531 In the event E_4 (Fig. 6 (b)), the background intensity in
532 HRIEUV and AIA 171 increases after the event. We also observe
533 an increase in the background intensity of the chromospheric
534 (C III, AIA 304) and TR lines (O IV and O VI). The increase in
535 the C III light curve is the most significant, as its value almost
536 doubles compared with the value before the event. Due to the
537 different temperatures of formation of these lines (Fig. C.4), we

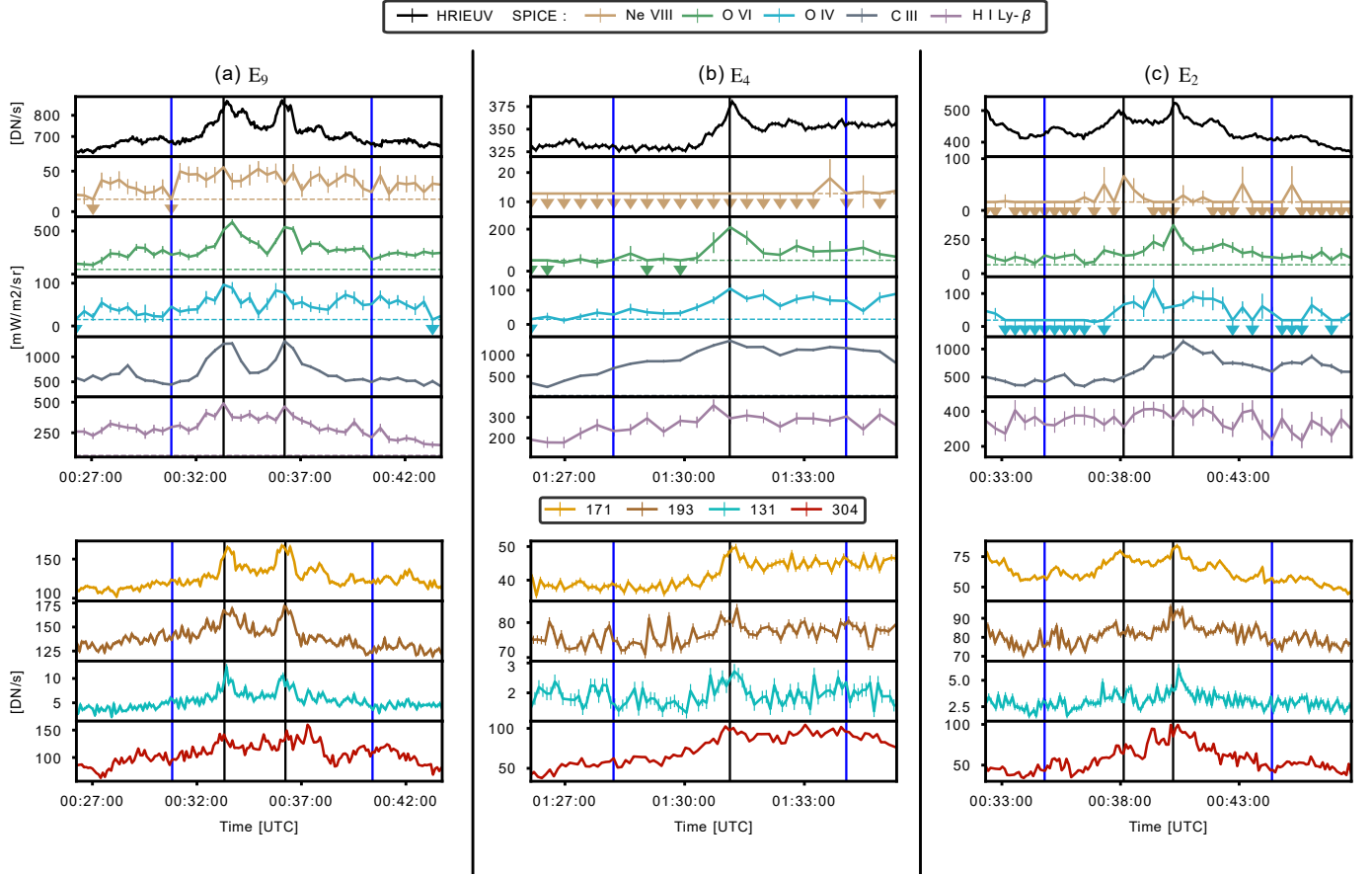


Fig. 6. HRIEUV, SPICE, and AIA light curves for E_9 (a), E_4 (b), and E_2 (c). The vertical black lines indicate the SPICE times closest to the HRIEUV peaks, when the EMs are estimated in Fig. 7. The two background time intervals of two minutes, defined in Sect. 3.2.1, are represented by two vertical blue lines in each panel. The left blue line indicates the end of B_1 (before the event), and the right blue line indicates the start of B_2 (after the event). The upper limits of the SPICE radiance are shown as horizontal dotted lines. When the line is not detected above noise levels, the radiance is being replaced by its upper limit, and the point is marked by a downward pointing arrow.

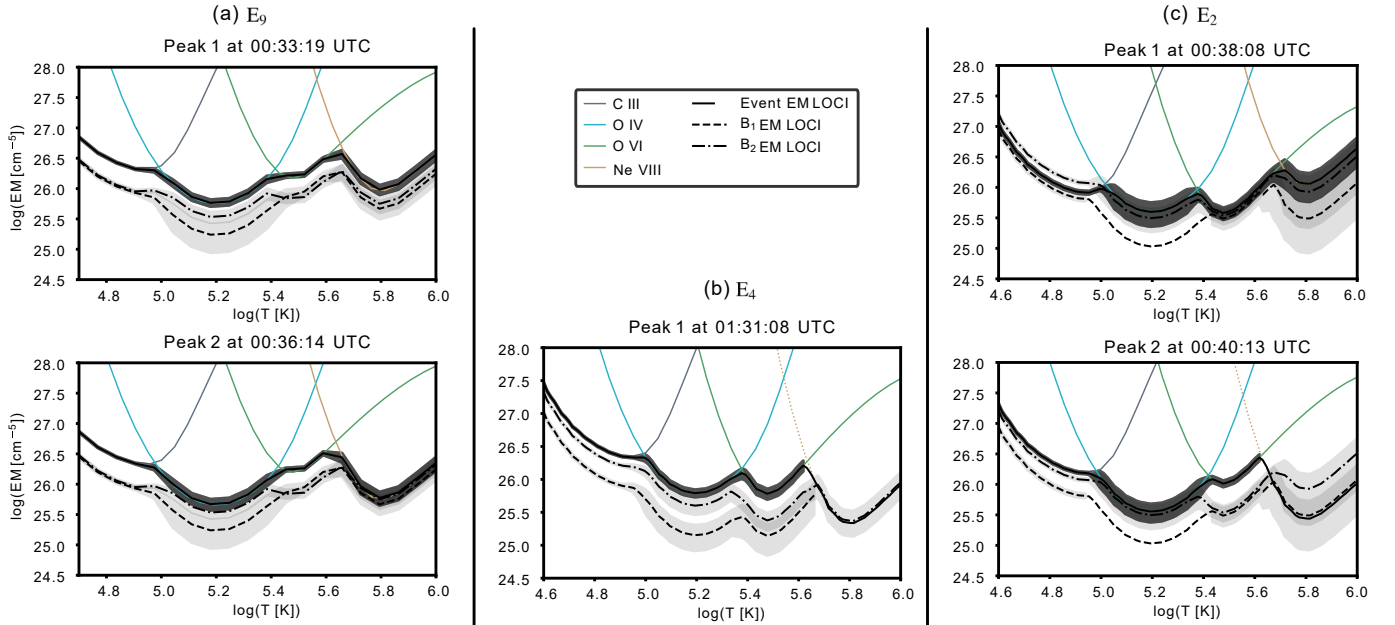


Fig. 7. EM estimated with the LOCI method of E_9 (a), E_2 (b) and E_4 (c) at the time of their HRIEUV peaks, using four SPICE lines. The EMs of the event are shown for each SPICE line with colored curves. Dotted curves indicate that the radiance is an upper limit. The black full curves display the EM for the event. The dotted and the dashed black lines are the EMs for the B_1 and B_2 background time intervals. B_1 also includes upper limits in O IV for E_2 and in Ne VIII for E_4 . The black (event) and grey (B_1 and B_2) regions delimit the 2σ uncertainty of the EMs.

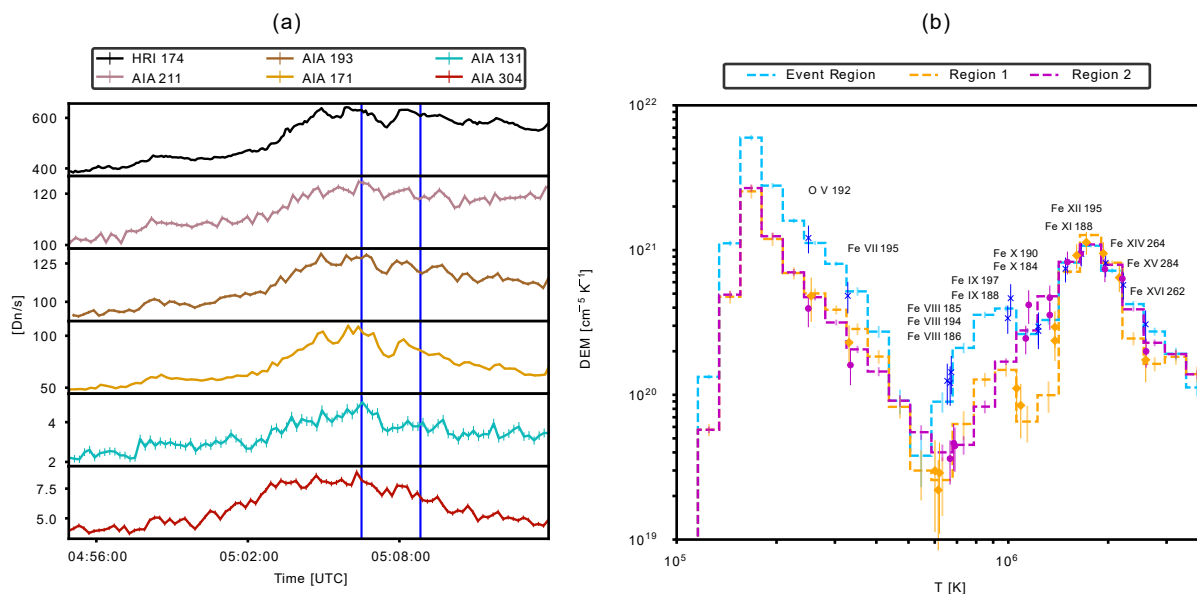


Fig. 8. (a) Light curves of HRIEUV and five EUV channels of AIA with intensities averaged over the E_{10} event region. The time interval when the EIS slit passes over the event is delimited by two blue vertical lines. (b) DEM of the event E_{10} , along with the background regions 1 and 2. The ratios of the reconstructed radiance over the observed one is plotted on the effective temperature of each line.

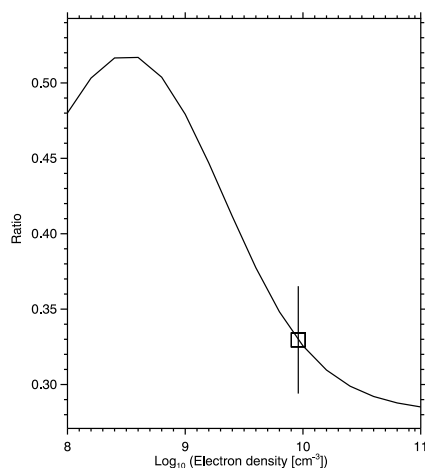


Fig. 9. Line ratio Fe ix 188.49/197.04 at $\log T = 6.0$, computed with the radiance and the uncertainty in the E_{10} event region. The ratio provides an estimation of the electron density equal to $\log n_e = 10.09 \pm 0.41$. This figure has been obtained with *dens_plotter* in the *CHIANTI* software.

538 suggest that the common background increase is due to an in-
539 crease in density at these temperatures.

540 For the event E_2 (Fig. 6 (c)), the HRIEUV light curve has two
541 peaks. The first HRIEUV peak (00:38:08 UTC) is co-temporal
542 with the peak in the Ne VIII light curve. At that time, no emission
543 in O VI is detected. The second HRIEUV peak (00:40:13 UTC)
544 is co-temporal with the peak in O VI, and it is 25 s earlier than the
545 peak in the C III light curve. These are indications that emission
546 at coronal temperatures dominates at the first peak, while TR
547 emission dominates for the second one. At 00:40:13 UTC, the
548 cooling plasma passes through the emissivity peaks of O VI fol-
549 lowed by that of C III. This example shows that the interpretation
550 in terms of temperature of HRIEUV is not straightforward, as
551 it images both warm and cool plasma. The interpretation of the
552 peak in O IV is uncertain, but it may be the signature of cooling

553 plasma from the coronal temperature imaged by the first peak of
554 HRIEUV.

555 The results are confirmed by the AIA light curves of E_2 (bot-
556 tom rows of Fig. 6 (c)). The two peaks have a similar amplitude
557 in HRIEUV and in AIA 171. The amplitudes of the other AIA
558 channels are lower at the first HRIEUV peak (00:38:08 UTC)
559 compared with second one (00:40:13 UTC). At the first peak,
560 the plasma probably reaches a temperature close to the sensitiv-
561 ity peaks of HRIEUV and AIA 171 (0.9–1 MK), but below that
562 of AIA 193 (1.5 MK). At the second HRIEUV peak, the light-
563 curve behavior of the AIA channels is probably caused by the
564 TR (AIA 171, 193, 131) and chromospheric (AIA 304) contribu-
565 tions to the response function of the channels.

566 The light curves of E_2 (Fig. 6 (c)) show that, when the
567 HRIEUV peak is caused by a plasma at coronal temperatures,
568 we would expect the Ne VIII emission to be detected in SPICE.
569 In fact, under corona temperature assumption, higher HRIEUV
570 intensity would mean higher density of the plasma at this tem-
571 perature. The events E_1 , E_3 , and E_4 all have peaks higher than E_2 .
572 If they were caused by a coronal contribution (same temperature
573 than E_2) they would be visible in the Ne VIII, and even possibly
574 in the Mg IX lines, as the EM is probably higher. We anticipate
575 that this is not the case, as shown in Fig. 7. This is an important
576 result, as part of the ambiguity of the EUV brightening tempera-
577 ture originates from the broad response of the HRIEUV and the
578 AIA imagers. In E_2 , we have determined whether the coronal or
579 the TR part of the response function contributed the most to the
580 HRIEUV intensity peak. This is the evidence that the HRIEUV
581 and AIA intensity peaks in E_9 and E_4 mostly originate from a
582 plasma emitting at TR temperatures (Fig. 6 (a) and (b)).

4.1.2. EM results

583
584 Figure 7 shows the results of the EM LOCI method applied to the
585 SPICE data at the time of the HRIEUV peaks. For E_9 and E_4 , in
586 the temperature range up to $\log T = 5.6$, the EM of the event is
587 higher than that of the backgrounds (panels a, b). In particular,

for the first HRIEUV peak of E_9 , the EM of the event is higher in the whole temperature range (panel a, top).

The EM of E_2 displays different behaviors (Figure 7 (c)). In the first peak (top panel), the EM of the event is similar to the one of the background. Only at temperatures above $\log T > 5.7$ does the EM increase a small amount. We suggest that the HRIEUV intensity peak might be caused by the coronal lines within the band. The absence of Mg IX emission above the noise level in the SPICE data can be due to an insufficient increase in the EM. We recall that this line is generally weak or absent in the QS. At the second peak (bottom panel) of the HRIEUV light curve, the event's LOCI stands above the background EM up to $\log T = 5.6$. Other examples are given in Figs. B.3 and B.5 in Appendix B.

We conclude that in most cases, the event EM is dominated by plasma at chromospheric and TR temperatures during the HRIEUV intensity peaks. At the emissivity peak of O VI ($\log T = 5.5$), the background-subtracted EM reaches values between $(3.3 \pm 1.3) \times 10^{25} \text{ cm}^{-5}$ (E_4) and $(8.8 \pm 2.1) \times 10^{25} \text{ cm}^{-5}$ (second peak of E_9). In one case (Fig. 7 (c), top panel), we suspect the event to be dominated by coronal temperatures. Above $\log T = 5.6$, the event and the background EMs are close within 2σ uncertainty range, with one exception (Fig. 7 (a), top panel). The SPICE spectrum does not include strong coronal lines. We then further investigate the temperature behavior of these brightening by analyzing EIS data, which are rich in coronal lines. This is presented in the next section.

The absence of detectable Mg IX emission in the spectra of the events places constraints on the amount of EM (and thus density) at these temperatures. We can provide an upper limit by using the upper limit of the radiance defined in Sect. 2.2 and using Eq. 5. Taking E_9 as an example (Fig. 6 (a)), we estimate the EM to be below $1.0 \times 10^{26} \text{ cm}^{-5}$ at $\log T = 6.0$. Using this value, we estimate the density as $n = \sqrt{\frac{EM}{hf}}$, where h is the event thickness along the line of sight, and f the filling factor of E_9 over the event region (Joulin et al. 2016). To estimate h , the event is assumed to be located on a loop with a circular cross-section. h is then equal to the width of the apparent loop. This width is measured by fitting a Gaussian function to the HRIEUV intensity on a perpendicular cut to the loop axis, at the position of the HRIEUV intensity peak. The width is defined as the Full Width at Half Maximum of the Gaussian function. For E_9 , we measure $h = 0.56 \text{ Mm}$. We also estimated the filling factor f using HRIEUV. To do so, we compute the ratio of the so-called "event" pixels (pixels where the event is detected) over the "QS" pixels (where the event is not detected within the selected event region). The event pixels are selected using a 3σ threshold above the average intensity μ of the QS. Both the spatial average μ and standard deviation σ of the QS are measured within the event region, at a time prior to the event (00:30:49 UTC). At the time of the second HRIEUV intensity peak (00:36:14 UTC), we obtain a filling factor equal to $f = 0.35$. Using the above expression, we derive an upper limit of the density of $n_e = 2.3 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$.

4.2. Event detected with EIS

In the following, we apply temperature and density diagnostics to E_{10} , which is observed with EIS. The event was captured at a single time by the 60-step context raster, preventing us from constructing light curves. Nevertheless, we could perform a density diagnostics and the differential emission measure analysis, providing more precise information on the temperature distribu-

tion of the plasma. The event and the background regions of E_{10} are displayed in Fig. 4.

Figure 8 (a) shows the light curves of HRIEUV and five EUV channels of AIA, obtained by averaging the intensity over the event region of E_{10} . The vertical lines mark the interval of acquisition of EIS. As for the previous events (E_2 , E_4 , and E_9), there is no apparent delay between the peaks in the HRIEUV and the AIA light curves. We also see that EIS starts observing the event 1 min after the HRIEUV peak, meaning that the following temperature and density diagnostics are obtained close to the event peak. This event was long (19 min) in HRIEUV, with multiple brightenings. Here we only concentrate on the period recorded in coordination with EIS.

4.2.1. DEM results

We computed the DEM in the event and the background regions to infer the temperature distribution of the event. We recall that this event is located below a large scale loop, visible in the hot lines of EIS (see Fig. 4). We took this into consideration when interpreting our results. To compute the DEM, we included all the lines listed in Table C.1, except for the density-sensitive Fe XIII lines. As E_{10} is undetected in the Fe XIII lines (Fig. 4), removing them does not impact our results.

Figure 8 (b) shows the DEM of the E_{10} event (blue line) and of the two background regions (magenta and yellow lines). For these inversions, we mostly use lines from Fe ions to reduce the uncertainty related to the assumption of the elemental composition. The only exception is the O V 192.91 Å line, because it could constrain temperatures below $\log T = 5.5$. The event's DEM is higher than that of the background regions at $\log T \leq 6.0$, while they are similar for $\log T \geq 6.0$. For all three DEMs, we observe a common peak around 2 MK, which is probably caused by the line-of-sight integration of the corona, including the large coronal loop standing above E_{10} . The DEM of the event also shows a second peak around $\log T = 5.9$, due to the abundance of Fe VIII and Fe IX. Below $\log T = 5.2$ and above $\log T = 6.45$, the DEMs are poorly constrained due to the lack of observed lines. We conclude that E_{10} barely reaches coronal temperatures, and it is dominated by plasma at TR temperatures.

4.2.2. Density diagnostics

We derived the electron density of E_{10} using the density-sensitive Fe IX 188.49/197.04 line ratio (see Sect. 3.2.2). The ratio is computed with the line intensities of the event, at the effective temperature $\log T = 6.0$ of the Fe IX lines (Table C.1). This high density confirms that we are probably observing a compact, small-scale event, occurring low in the solar atmosphere.

Figure 9 displays the theoretical ratio as a function of the density, as predicted by CHIANTI, with a superposition of the measured one. We obtain a ratio of 0.33 ± 0.04 , which corresponds to a density equal to $n_e = (1.8 \pm 1.3) \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$.

For comparison, we inferred the density of the coronal loop in the foreground of the event at the position occupied by the event. We use the Fe XIII (203.80 + 203.83)/202.04 line ratio (see Sec. 3.2.2) and assumed a temperature $\log T = 6.25$. We obtained a loop density of $(4.3 \pm 0.3) \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$. This value is typical of coronal loops (Reale 2014) and supports our idea that this loop is higher above E_{10} .

704 5. Discussion

705 In this work, we have produced evidence that small EUV brightenings detected by HRIEUV in the QS are, for the most part, 706 dominated by plasma at chromospheric and TR temperatures. 707 This is, at least, true for our observed features. As such, their 708 direct contribution to coronal heating is insignificant. To obtain 709 these results, we analyzed three QS observation sequences coordinated between multiple instruments. We identified nine events 710 with HRIEUV, AIA and SPICE, and three events with HRIEUV 711 and EIS. We resume our main findings in the following. 712

713 Most of the smaller EUV brightenings visible in SPICE 714 (up to 2.5 Mm), for temperatures below $\log T = 5.6$, have a 715 higher EM than their background/foreground. The larger event 716 (E_{10} , 6.2 Mm) identified in EIS, barely reaches coronal 717 temperatures, and it is also dominated by plasma at TR tempera- 718 tures. We estimated the electron density to be equal to $n_e =$ 719 $(1.8 \pm 1.3) \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$. This value is an order of magnitude above 720 the typical electron densities in the QS near the effective tempera- 721 tures of the Fe IX ($n_e \approx 10^9 \text{ cm}^{-3}$ at $T = 1.12 \times 10^6 \text{ K}$, Dere 722 2020). 723

724 We investigated the light curves from lines at different tem- 725 peratures (HRIEUV, SPICE, and AIA), and obtained two main 726 results: (1) For most events, and especially for the smaller ones, 727 all of the intensity peaks are co-temporal. This is consistent with 728 the results of Dolliou et al. (2023) using AIA data only. (2), For 729 most events, the HRIEUV light curve follows the behavior of 730 O VI, including the co-temporality of the peak in intensity (for 731 instance, see Fig. 6). Thus, these events are probably dominated 732 by TR temperatures over their lifetime. To conclude, we present 733 evidence that the thermal behavior of these events reflects that of 734 cool features.

735 The events observed with SPICE showed strong emission in 736 the TR lines, but rarely in the Ne VIII and never in the Mg IX 737 lines. These conclusions were also found in the three events ana- 738 lyzed by Huang et al. (2023), which barely produced emission 739 in Ne VIII. While most of the events detected by HRIEUV were 740 clearly identified in SPICE, we can report two exceptions in S_1 . 741 One of them is a small (0.3 Mm) and short-lived (1 minute) dot- 742 like event (Fig. B.7). It has only been detected in HRIEUV and 743 possibly in the C III line. The other event is a larger (1.9 Mm) 744 loop-like event of five-minute lifetime (Fig. B.8). It is detected in 745 HRIEUV and barely in AIA 171. It is unclear whether the lack of 746 signal can be explained by a low EM, or because the event is 747 dominated by plasma at coronal temperature not covered by the 748 SPICE lines. Although being a minority, these events detected 749 only in HRIEUV should be further investigated, as they may be 750 good candidates for reaching coronal temperatures and possibly 751 participate, even a small amount, to sustaining the corona.

752 Nelson et al. (2023) analyzed 15 EUV brightenings on S_1 be- 753 tween 00:04:12 UT and 00:33:33 UT. They used datasets from 754 HRIEUV, AIA, and the IRIS. Our event's dataset in S_1 (Table 3) 755 does not overlap with theirs. IRIS covered chromospheric lines, 756 from $\log T = 4.0$ to 4.9. The authors compared the HRIEUV 757 light curves with those of the Mg II ($\log T = 4.3$) and Si IV 758 ($\log T = 4.9$). They found no typical behavior, with the light- 759 curve peaks having either positive, negative, or no time delays. 760 Our results showed that the intensity peaks in the SPICE TR light 761 curves were mostly co-temporal with the HRIEUV ones; for in- 762 stance, as seen in Fig. 6 (a) and (c). The C III lines in SPICE 763 ($\log T = 4.8$) are close to the temperature emissivity of Si IV, 764 while H I Lyman- β is close to that of Mg II. The delays between 765 the HRIEUV and the C III intensity peaks are within 25 s of one 766 another for the majority of events, although we did detect delays

up to 300 s for E_8 (see Fig. B.4). We also observed delays be- 767 low 1 min between the intensity peaks in H I Lyman- β , C III, and 768 O VI for E_1 (Fig. B.2). Positive and negative delays are also ob- 769 served between the peaks in the Ne VIII and the O VI light curve 770 on E_2 , E_3 , and E_7 (Fig. 6 (b), B.2 (b), B.4 (b)). These might 771 be signatures of plasma cooling or heating passing through the 772 temperature sensitivity of the lines. As for Nelson et al. (2023) 773 and Dolliou et al. (2023), we conclude that the population of the 774 events are not uniform and can reach different temperatures. The 775 short delays between the peaks of the TR and the HRIEUV light 776 curves suggest that the lines observed in SPICE can explain what 777 is seen in HRIEUV. 778

779 Our results are in line with the finding that the interpretation 780 of what is observed in EUV imagers is not straightforward. It 781 is known that, under certain plasma conditions, the cool emis- 782 sion can dominate the measured signal, even though the peak of 783 the response function of the band is centered at a coronal line. 784 This has been investigated for HRIEUV (Tiwari et al. 2022) and 785 for other imagers such as AIA (Schonfeld & Klimchuk 2020) or 786 TRACE (Winebarger et al. 2002).

787 The density of E_{10} was estimated as $(1.8 \pm 1.3) \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ 788 at $\log T = 6.0$, (see Sect. 4.2.2). We can compare this value with 789 the upper limits on the density of E_9 , equal to $2.3 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$ at 790 $\log T = 6.0$ (Sect. 4.1.2). We conclude that the smaller events 791 detected with SPICE have less plasma at coronal temperature 792 compared with E_{10} .

793 The properties of the brightenings are similar to the loops 794 previously observed with Hi-C in the intermoss of an active re- 795 gion (Winebarger et al. 2013), even though it is much smaller 796 in length. Their electron temperature ($\log T \approx 5.4$) and den- 797 sity ($\log n \sim 10$) closely match our results. The authors also 798 observed close to no delay between the peaks of the AIA and 799 the Hi-C light curves. Furthermore, modeling have shown that 800 the heating events are low-lying in the atmosphere, up to 2 to 801 3 Mm above the photosphere. These heights are also consistent 802 with EUV brightenings detected with HRIEUV (Zhukov et al. 803 2021). In addition to active regions, cool (less than 0.5 MK) and 804 low-lying (up to 5 Mm) loops have also been observed in the 805 QS with IRIS (Hansteen et al. 2014). Magnetic reconnections 806 involving these types of loops are good candidates to explain the 807 physical origin of the events analyzed in our work. They concen- 808 trated around the chromospheric network (Feldman et al. 1999; 809 Sánchez Almeida et al. 2007), which is consistent with HRILY α 810 observations by Berghmans et al. (2021). Signatures of magnetic 811 flux cancellations associated with EUV brightenings (Kahil et al. 812 2022) have already suggested that magnetic reconnection trig- 813 gered by the footpoints may play an important role. With this 814 work, we argue that the electron temperature (below 1 MK) and 815 density (above $5 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$) of the EUV brightenings observed 816 with HRIEUV are also consistent with cool loops subjected to 817 impulsive heating.

818 We have shown that the brightenings analyzed in our work 819 barely reach coronal temperatures. While some of them can 820 reach temperatures up 1 MK (for instance E_2 and E_{10}), they are, 821 for the most part, dominated by TR plasma. As this study was 822 limited to 12 events, more statistical work is necessary to ver- 823 ify if these observations can be generalized. If this is the case, 824 this would mean that these events do not directly contribute 825 to the coronal heating, as they do not reach coronal tempera- 826 tures. Additional modeling studies are necessary to reproduce 827 the properties of the EUV brightenings (Winebarger et al. 2013; 828 Hansteen et al. 2014), taking into account the new spectroscopic 829 constraints for these events, set by the latest results from Solar 830 Orbiter observations.

831 *Acknowledgements.* The authors thank the anonymous referee for the useful
 832 comments that helped to improve the manuscript. The authors gratefully thank
 833 the AIA, the EUV, the EUV, and the SPICE teams for the planning of the obser-
 834 vations. The authors thank F. Auchère for his help in the preparation of SPICE
 835 data. A.D. acknowledges funding from CNES and the Ecole Doctorale Ondes
 836 et Matière (EDOM). Solar Orbiter is a space mission of international collabora-
 837 tion between ESA and NASA, operated by ESA. The EUV instrument was
 838 built by CSL, IAS, MPS, MSSL/UCL, PMOD/WRC, ROB, LCF/IO with fund-
 839 ing from the Belgian Federal Science Policy Office (BELSPO/PRODEX PEA
 840 C4000134088); the Centre National d'Etudes Spatiales (CNES); the UK Space
 841 Agency (UKSA); the Bundesministerium für Wirtschaft und Energie (BMWi)
 842 through the Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt (DLR); and the Swiss
 843 Space Office (SSO). The development of SPICE has been funded by ESA mem-
 844 ber states and ESA. It was built and is operated by a multi-national consortium
 845 of research institutes supported by their respective funding agencies: STFC RAL
 846 (UKSA, hardware lead), IAS (CNES, operations lead), GSFC (NASA), MPS
 847 (DLR), PMOD/WRC (Swiss Space Office), SwRI (NASA), UiO (Norwegian
 848 Space Agency). This work used data provided by the MEDOC data and oper-
 849 ations centre (CNES / CNRS / Univ. Paris-Saclay). Hinode is a Japanese mis-
 850 sion developed and launched by ISAS/JAXA, collaborating with NAOJ as a do-
 851 mestic partner, NASA and UKSA as international partners. Scientific operation
 852 of the Hinode mission is conducted by the Hinode science team organized at
 853 ISAS/JAXA. This team mainly consists of scientists from institutes in the partner
 854 countries. Support for the post-launch operation is provided by JAXA and NAOJ
 855 (Japan), UKSA (U.K.), NASA, ESA, and NSC (Norway). This research was
 856 supported by the International Space Science Institute (ISSI) in Bern, through
 857 ISSI International Team project #23-586 (Novel Insights Into Bursts, Bombs,
 858 and Brightenings in the Solar Atmosphere from Solar Orbiter). This research
 859 used version 0.7.4 (Barnes et al. 2021) of the aiapy open source software pack-
 860 age (Barnes et al. 2020). This research used version 5.0.1 (Mumford et al. 2023)
 861 of the SunPy open source software package (The SunPy Community et al. 2020).
 862 This research used the open source sossipe Python package. This research used
 863 CHIANTI version 10.1. CHIANTI is a collaborative project involving George
 864 Mason University, the University of Michigan (USA), University of Cambridge
 865 (UK) and NASA Goddard Space Flight Center (USA).

866 References

- 867 Anderson, M., Appourchaux, T., Auchère, F., et al. 2020, *A&A*, 642, A14
 868 Antolin, P., Pagano, P., Testa, P., Petralia, A., & Reale, F. 2021, *Nature Astron-*
 869 *omy*, 5, 54
 870 Aschwanden, M. J., Nightingale, R. W., & Alexander, D. 2000, *ApJ*, 541, 1059
 871 Aschwanden, M. J. & Parnell, C. E. 2002, *ApJ*, 572, 1048
 872 Asplund, M., Amarsi, A. M., & Grevesse, N. 2021, *A&A*, 653, A141
 873 Astropy Collaboration, Price-Whelan, A. M., Lim, P. L., et al. 2022, *ApJ*, 935,
 874 167
 875 Astropy Collaboration, Price-Whelan, A. M., Sipőcz, B. M., et al. 2018, *AJ*, 156,
 876 123
 877 Astropy Collaboration, Robitaille, T. P., Tollerud, E. J., et al. 2013, *A&A*, 558,
 878 A33
 879 Auchère, F., Andretta, V., Antonucci, E., et al. 2020, *A&A*, 642, A6
 880 Barnes, W., Cheung, M., Bobra, M., et al. 2021, aiapy
 881 Barnes, W. T., Cheung, M. C. M., Bobra, M. G., et al. 2020, *Journal of Open*
 882 *Source Software*, 5, 2801
 883 Berghmans, D., Antolin, P., Auchère, F., et al. 2023, *A&A*, 675, A110
 884 Berghmans, D., Auchère, F., Long, D. M., et al. 2021, *A&A*, 656, L4
 885 Berghmans, D., Clette, F., & Moses, D. 1998, *A&A*, 336, 1039
 886 Bingert, S. & Peter, H. 2011, *A&A*, 530, A112
 887 Bradshaw, S. J., Klimchuk, J. A., & Reep, J. W. 2012, *ApJ*, 758, 53
 888 Buitrago-Casas, J. C., Glesener, L., Christe, S., et al. 2022, *A&A*, 665, A103
 889 Cargill, P. J. 2014, *ApJ*, 784, 49
 890 Cargill, P. J. & Klimchuk, J. A. 1997, *ApJ*, 478, 799
 891 Chitta, L. P., Peter, H., Parenti, S., et al. 2022, *A&A*, 667, A166
 892 Crosby, N. B., Aschwanden, M. J., & Dennis, B. R. 1993, *Sol. Phys.*, 143, 275
 893 Culhane, J. L., Harra, L. K., James, A. M., et al. 2007, *Sol. Phys.*, 243, 19
 894 De Pontieu, B., Title, A. M., Lemen, J. R., et al. 2014, *Sol. Phys.*, 289, 2733
 895 Del Zanna, G., Dere, K. P., Young, P. R., & Landi, E. 2021, *ApJ*, 909, 38
 896 Del Zanna, G. & Mason, H. E. 2018a, *Living Reviews in Solar Physics*, 15, 5
 897 Del Zanna, G. & Mason, H. E. 2018b, *Living Reviews in Solar Physics*, 15, 5
 898 Del Zanna, G., Weberg, M., & Warren, H. P. 2023, *ApJS*, submitted,
 899 arXiv:2308.06609
 900 Dere, K. P. 2020, *MNRAS*, 496, 2334
 901 Dere, K. P., Del Zanna, G., Young, P. R., & Landi, E. 2023, *ApJS*, 268, 52
 902 Dere, K. P., Landi, E., Mason, H. E., Monsignor Fossi, B. C., & Young, P. R.
 903 1997, *A&AS*, 125, 149
 904 Dolliou, A., Parenti, S., Auchère, F., et al. 2023, *A&A*, 671, A64
 905 Feldman, U., Widing, K. G., & Warren, H. P. 1999, *ApJ*, 522, 1133
 Fludra, A., Caldwell, M., Giunta, A., et al. 2021, *A&A*, 656, A38
 Guennou, C., Auchère, F., Klimchuk, J. A., Bocchialini, K., & Parenti, S. 2013,
 907 *ApJ*, 774, 31
 Hahn, M. & Savin, D. W. 2014, *ApJ*, 795, 111
 Hannah, I. G., Christe, S., Krucker, S., et al. 2008, *ApJ*, 677, 704
 Hannah, I. G., Hudson, H. S., Battaglia, M., et al. 2011, *Space Sci. Rev.*, 159,
 911 263
 Hannah, I. G., Hudson, H. S., Hurford, G. J., & Lin, R. P. 2010, *ApJ*, 724, 487
 Hannah, I. G., Kleint, L., Krucker, S., et al. 2019, *ApJ*, 881, 109
 Hannah, I. G. & Kontar, E. P. 2012, *A&A*, 539, A146
 Hansteen, V., De Pontieu, B., Carlsson, M., et al. 2014, *Science*, 346, 1255757
 916 Huang, Z., Teriaca, L., Aznar Cuadrado, R., et al. 2023, *A&A*, 673, A82
 917 Hudson, H. S. 1991, *Sol. Phys.*, 133, 357
 918 Joulin, V., Buchlin, E., Solomon, J., & Guennou, C. 2016, *A&A*, 591, A148
 919 Kahil, F., Hirschberger, J., Solanki, S. K., et al. 2022, *A&A*, 660, A143
 920 Klimchuk, J. A. 2015, *Philosophical Transactions of the Royal Society A: Math-*
 921 *ematical, Physical and Engineering Sciences*, 373, 20140256
 922 Kobayashi, K., Cirtain, J., Winebarger, A. R., et al. 2014, *Sol. Phys.*, 289, 4393
 923 Kosugi, T., Matsuzaki, K., Sakao, T., et al. 2007, *Sol. Phys.*, 243, 3
 924 Kraaikamp, E., Gissot, S., Stegen, K., et al. 2023, *Solo/EUV Data Release 6.0*
 925 2023-01, <https://doi.org/10.24414/z818-4163>, published by Royal Observa-
 926 tory of Belgium (ROB)
 927 Lemen, J. R., Title, A. M., Akin, D. J., et al. 2012, *Sol. Phys.*, 275, 17
 928 Lundquist, L. L., Fisher, G. H., Metcalf, T. R., Leka, K. D., & McTiernan, J. M.
 929 2008, *The Astrophysical Journal*, 689, 1388
 930 McIntosh, S. W., de Pontieu, B., Carlsson, M., et al. 2011, *Nature*, 475, 477
 931 Müller, D., St. Cyr, O. C., Zouganelis, I., et al. 2020, *A&A*, 642, A1
 932 Mumford, S. J., Freij, N., Stansby, D., et al. 2023, *SunPy*
 933 Nelson, C. J., Auchère, F., Aznar Cuadrado, R., et al. 2023, *A&A*, 676, A64
 934 Parenti, S., Buchlin, E., Cargill, P. J., Galtier, S., & Vial, J. C. 2006, *ApJ*, 651,
 935 1219
 936 Parenti, S., del Zanna, G., Petralia, A., et al. 2017, *ApJ*, 846, 25
 937 Parenti, S. & Young, P. R. 2008, *A&A*, 492, 857
 938 Parker, E. N. 1988, *ApJ*, 330, 474
 939 Pelouze, G., Auchère, F., Bocchialini, K., et al. 2019, *Sol. Phys.*, 294, 59
 940 Pesnell, W. D., Thompson, B. J., & Chamberlin, P. C. 2012, *Sol. Phys.*, 275, 3
 941 Plowman, J. E., Hassler, D. M., Auchère, F., et al. 2023, *A&A*, 678, A52
 942 Reale, F. 2014, *Living Reviews in Solar Physics*, 11, 4
 943 Régnier, S., Alexander, C. E., Walsh, R. W., et al. 2014, *ApJ*, 784, 134
 944 Rochus, P. et al. 2020, *A&A*, 642, A8
 945 Sánchez Almeida, J., Teriaca, L., Sütterlin, P., et al. 2007, *A&A*, 475, 1101
 946 Schonfeld, S. J. & Klimchuk, J. A. 2020, *ApJ*, 905, 115
 947 SPICE Consortium, Auchère, F., Aznar Cuadrado, R., et al. 2023, *Data*
 948 *issued from SPICE instrument on Solar Orbiter: data release 4.0*,
 949 <https://doi.org/10.48326/iodoc.medoc.spice.4.0>
 950 The SunPy Community, Barnes, W. T., Bobra, M. G., et al. 2020, *The Astrophys-*
 951 *ical Journal*, 890, 68
 952 Tiwari, S. K., Hansteen, V. H., De Pontieu, B., Panesar, N. K., & Berghmans, D.
 953 2022, *ApJ*, 929, 103
 954 Tripathi, D., Nived, V. N., & Solanki, S. K. 2021, *ApJ*, 908, 28
 955 Ugarte-Urra, I., Crump, N. A., Warren, H. P., & Wiegmann, T. 2019, *ApJ*, 877,
 956 129
 957 Upendran, V. & Tripathi, D. 2021, *ApJ*, 916, 59
 958 Van Doorsselaere, T., Srivastava, A. K., Antolin, P., et al. 2020, *Space Sci. Rev.*,
 959 216, 140
 960 Viall, N. M., De Moortel, I., Downs, C., et al. 2021, in *Solar Physics and Solar*
 961 *Wind*, ed. N. E. Raouafi & A. Vourlidas, Vol. 1, 35
 962 Viall, N. M. & Klimchuk, J. A. 2016, *ApJ*, 828, 76
 963 Winebarger, A. R., Updike, A. C., & Reeves, K. K. 2002, *ApJ*, 570, L105
 964 Winebarger, A. R., Walsh, R. W., Moore, R., et al. 2013, *ApJ*, 771, 21
 965 Young, P. R. 2009, *The Astrophysical Journal*, 691, L77
 966 Young, P. R., Tian, H., Peter, H., et al. 2018, *Space Sci. Rev.*, 214, 120
 967 Young, P. R., Watanabe, T., Hara, H., & Mariska, J. T. 2009, *A&A*, 495, 587
 968 Zhukov, A. N., Mierla, M., Auchère, F., et al. 2021, *A&A*, 656, A35
 969 Zouganelis, I., De Groof, A., Walsh, A. P., et al. 2020, *A&A*, 642, A3
 970

971 Appendix A: Alignment algorithm

972 We developed tools to co-register the SPICE and the HRIEUV
 973 sequences. For S_1 , the SPICE Ne VIII image of the context raster
 974 is co-aligned with an HRIEUV synthetic raster. The latter is built
 975 by selecting the HRIEUV image closest in time to each of the
 976 raster steps. We build SPICE images by summing the intensity
 977 over the spectral window. The same technique is applied to S_2
 978 with the C III line and the FSI 304 sequence.

979 Figure A.1, as an example, illustrates the result for the S_2
 980 data. We co-align the SPICE context raster with the FSI 304 syn-
 981 thetic raster, using a cross-correlation method. The offset found
 982 with this correlation is then applied to the values of the pointing
 983 information in the FITS headers.

984 The HRIEUV temporal sequences are co-registered with FSI
 985 images. For S_1 and S_3 , we co-align the HRIEUV images closest
 986 in time to each of the FSI 174 images in the dataset. The cross-
 987 correlation technique is the same as the one discussed for SPICE.
 988 We then apply a correction to the spacecraft jitter, inspired by
 989 Chitta et al. (2022). The HRIEUV dataset is divided into sub-
 990 lists, with the first images being those already co-aligned with
 991 FSI 174 images. Every HRIEUV image is then co-aligned with
 992 the first image of its sub-list. As a last step, we corrected remains
 993 of the jitter by again cross-correlating the HRIEUV sequence
 994 within sub-lists, this time with overlapping images between the
 995 sub-lists.

996 For S_2 (2022 March 17, 00:18–00:48 UTC), only FSI 304
 997 images at one-minute cadence were available before 00:16 UT,
 998 and we had to adapt the co-registration procedure. We first co-
 999 align an HRIEUV and an FSI 174 image at 09:50:04 UTC, to
 1000 locate the position of the HRIEUV field of view on that of FSI.
 1001 As FSI 174 and FSI 304 share the same field of view, we can
 1002 co-align the HRIEUV images with the FSI 304 image closest in
 1003 time. These methods are available through the *euispice_coreg*⁷
 1004 Python package.

1005 Appendix B: Additional events in S_1

1006 Here, we present the results for the events in S_1 (Table 3) that
 1007 were not discussed in Sect. 4.1. Figure B.1 shows HRIEUV
 1008 images centred around the events at the time of one of their
 1009 HRIEUV peak. The results of their light curves and the EM
 1010 LOCI method are displayed for E_1 , E_3 , E_5 (Fig. B.2 and B.3),
 1011 as well as for E_6 , E_7 , E_8 (Fig. B.4 and B.5). As an example, E_5
 1012 seen with HRIEUV and SPICE is displayed in Figure B.6, and
 1013 as a movie in the multimedia materials.

1014 For most events, the O VI intensity peaks are co-temporal
 1015 with the those of HRIEUV. Exceptions include E_7 (Fig. B.4 (b)),
 1016 that has two HRIEUV peaks co-temporal with either O VI or
 1017 Ne VIII. Similar results were found for E_2 in Figure 6 (c), and
 1018 discussed in section 4.1.1. We suggest that these two peaks in
 1019 HRIEUV are caused by either the TR or the coronal contribu-
 1020 tion to the response function of the channel. Delays between
 1021 peaks in HRIEUV and in C III are also observed. They can reach
 1022 up to 300 s for E_8 , which is the largest event detected in S_1
 1023 (Fig. B.4 (c)). In that case, the C III intensity peak is after those
 1024 of HRIEUV, suggesting a plasma cooling to chromospheric tem-
 1025 peratures.

1026 The EMs of all of the events (Fig. B.3 and B.5) shows that
 1027 they are dominated by plasma below $\log T = 5.6$. Only the EM
 1028 of E_7 is clearly enhanced for $\log T > 5.6$ (Fig. B.5 (b), bot-
 1029 tom panel). We conclude the events are dominated by plasma at

chromospheric and TR temperatures, with some of them barely 1030
 reaching coronal temperatures. 1031

⁷ https://github.com/adolliou/euispice_coreg

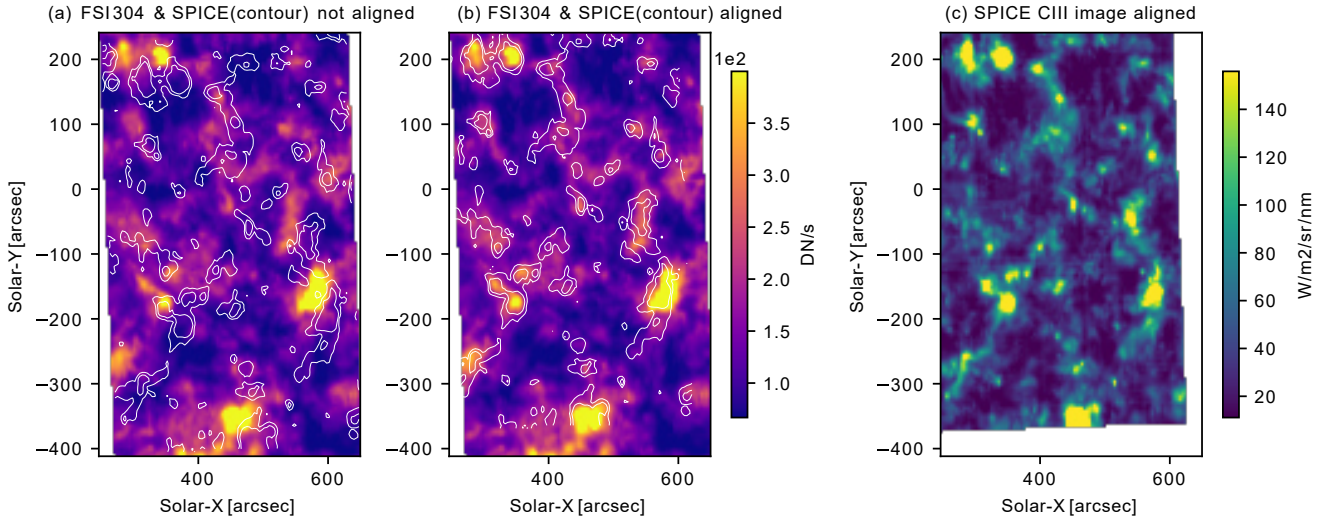


Fig. A.1. Example of the result of the alignment between SPICE and FSI for S_2 . (a) the FSI 304 synthetic raster is displayed in the background, along with the 80th and 90th percentile as contours of the not aligned C III SPICE map. (b) The same composite image after the alignment. (c) SPICE C III map corrected after the alignment.

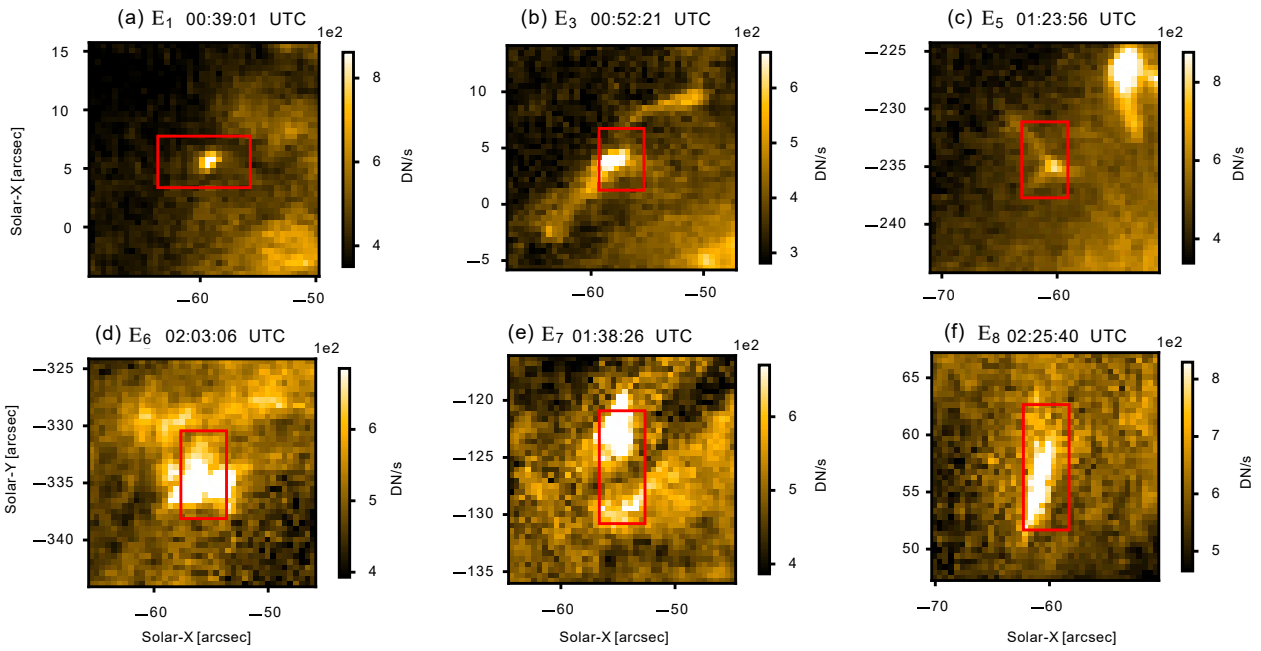


Fig. B.1. HRIEUV images centred around the events detected in S_1 and S_2 (see Table 3), that are not discussed in Sect. 4. The red rectangles are the event regions, that are defined in section 3.1.

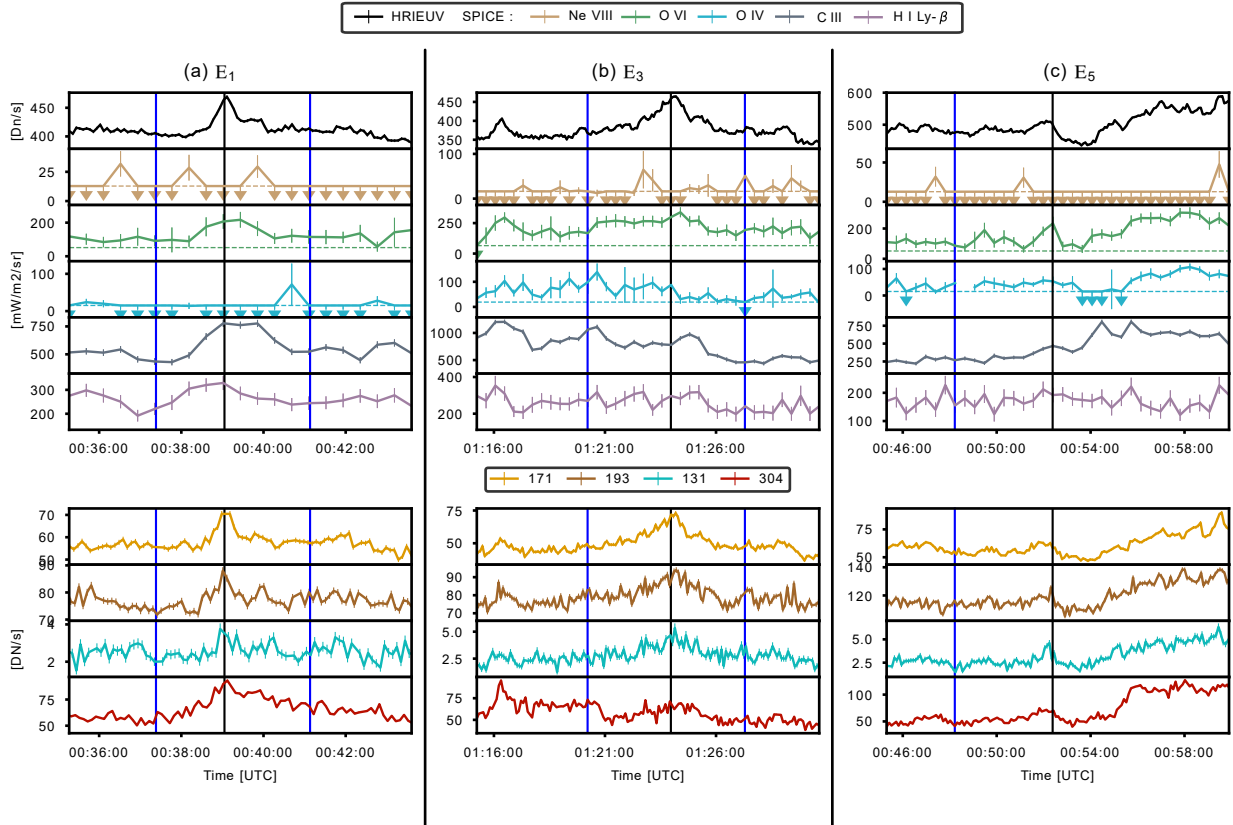


Fig. B.2. HRIEUV, SPICE, and AIA light curves for E_1 (a), E_3 (b), and E_5 (c). The vertical black lines indicate the SPICE times closest to the HRIEUV peaks, when the EMs are estimated in Fig. B.3. The two background time intervals of two minutes, defined in Sect. 3.2.1, are represented by two vertical blue lines in each panel. The left blue line indicates the end of B_1 (before the event), and the right blue line indicates the start of B_2 (after the event). Here, E_5 only includes B_1 , as it is before another larger event. The upper limits of the SPICE radiance are shown as horizontal dotted lines. When the line is not detected above noise levels, the radiance is being replaced by its upper limit, and the point is marked by a downward pointing arrow. The details of this figure are the same as in Fig. 6

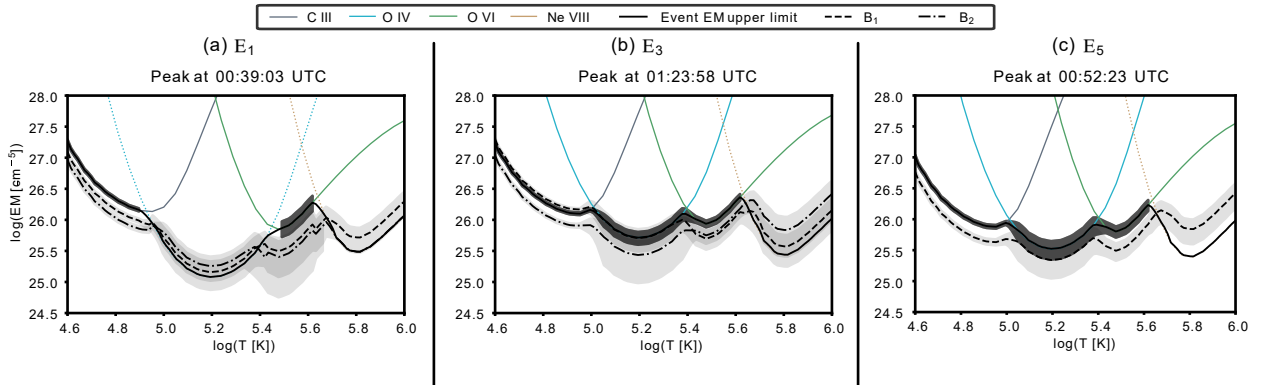


Fig. B.3. EM estimated with the LOCI method of E_1 (a), E_3 (b), and E_4 (d) at the time of their HRIEUV peaks, using four SPICE lines. The EMs of the event are shown for each SPICE line with colored curves. Dotted curves indicate that the radiance is an upper limit. The black full curves display the EM for the event. The dotted and the dashed black lines are the EMs for the B_1 and B_2 background time intervals. B_1 also includes upper limits in O IV for E_2 and in Ne VIII for E_4 . The black (event) and grey (B_1 and B_2) regions delimit the 2σ uncertainty of the EMs. The details of this figure are the same as in Fig. 7.

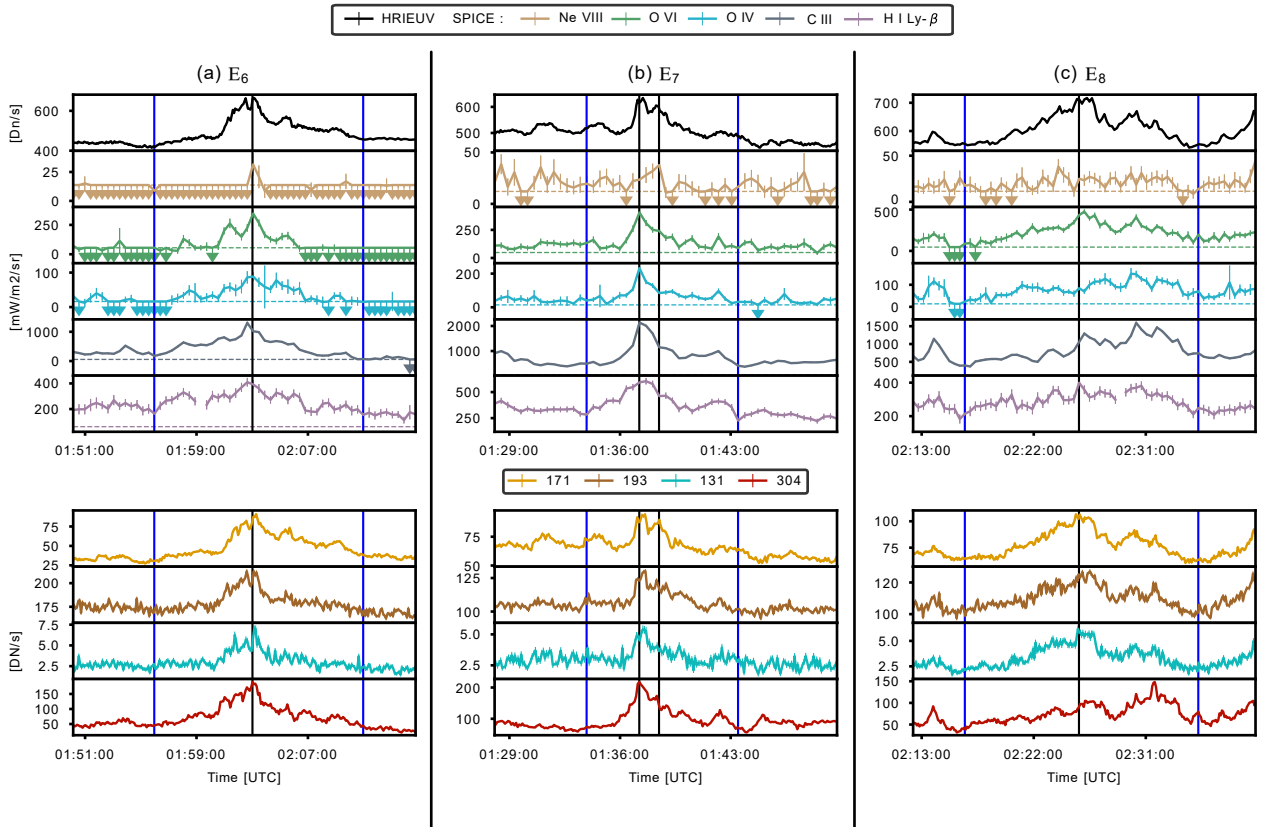


Fig. B.4. Same as Fig. B.2, for E₆, E₇, and E₈.

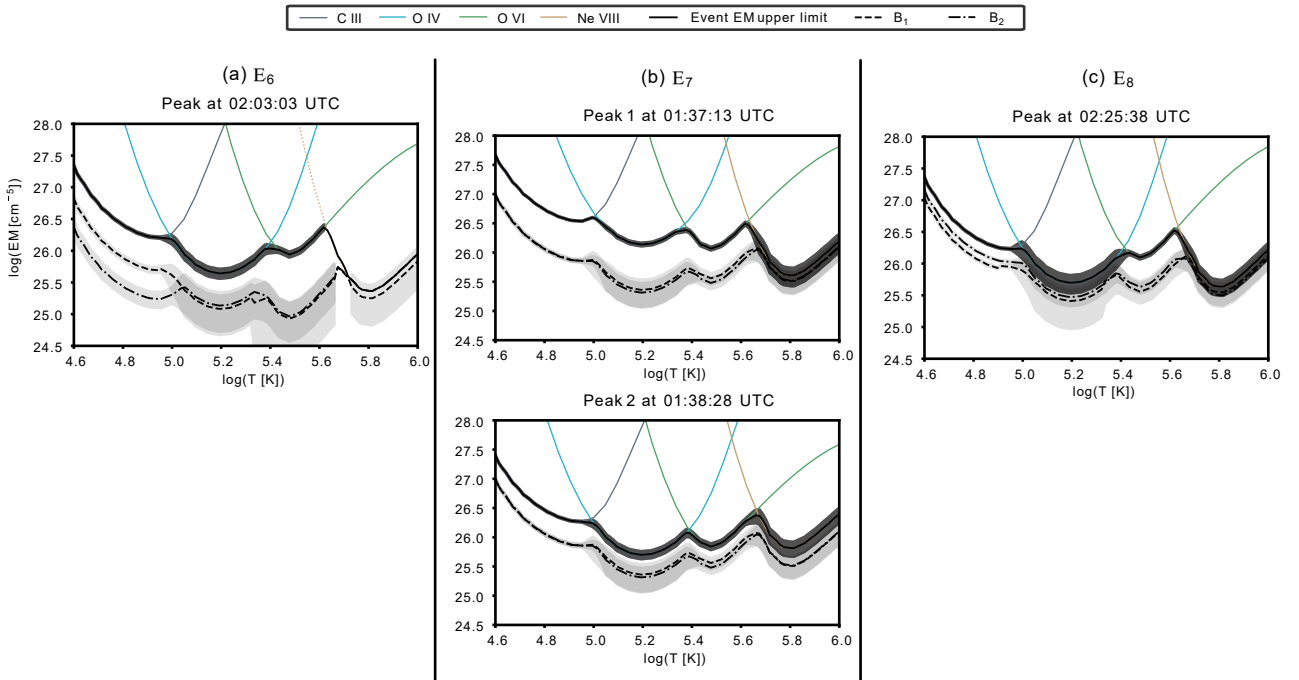


Fig. B.5. Same as Fig. B.3, for E₆, E₇, and E₈.

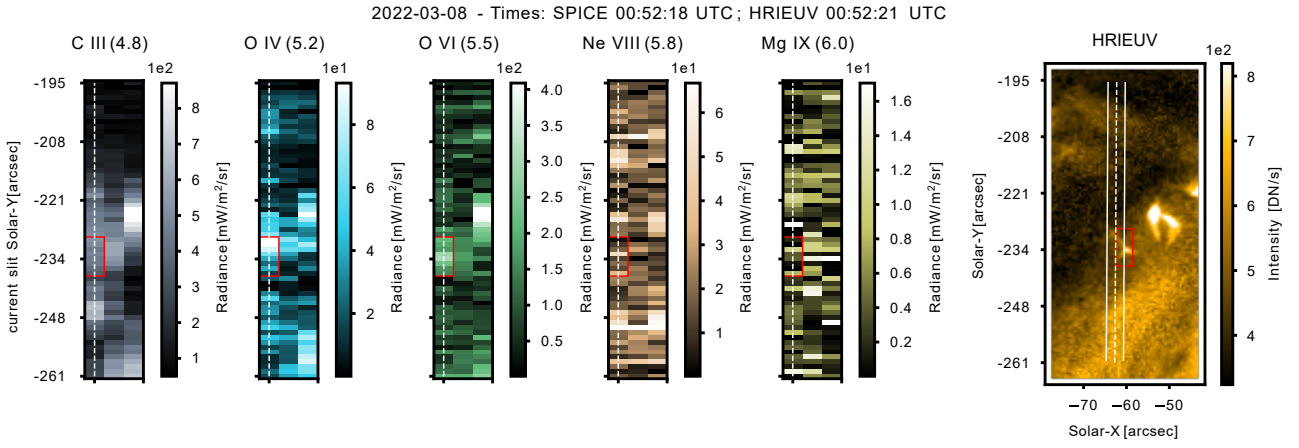


Fig. B.6. HRIEUV (left panel) and the SPICE images are centred around E_5 , at the time of its peak in HRIEUV intensity on S_2 . The position of the slit is displayed as a dashed line on the HRIEUV and the SPICE images. The two white lines in HRIEUV delimit the field of view of the SPICE slit. The red rectangle is the event region selected, and it is defined in Sect. 3.1.1. The temperature ($\log T$) of the maximum emissivity of each SPICE line is indicated within parentheses above each image. The latitude on the y-axis of the SPICE images refers to the position of the slit marked with a white dashed line. The details of this figure are the same as in Fig. 2.

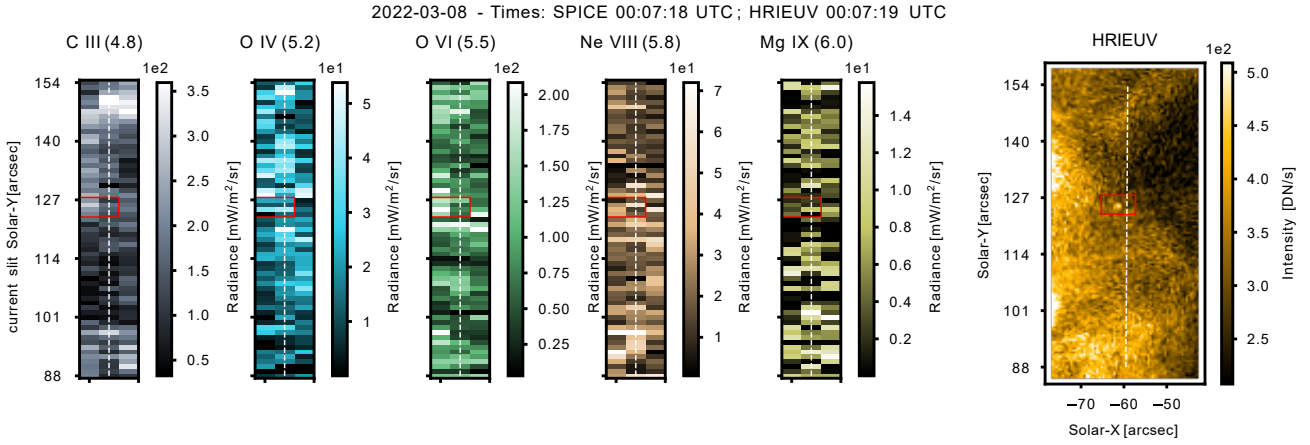


Fig. B.7. Same as Fig. B.6, for a small (0.3 Mm) dot-like event not clearly identified in SPICE.

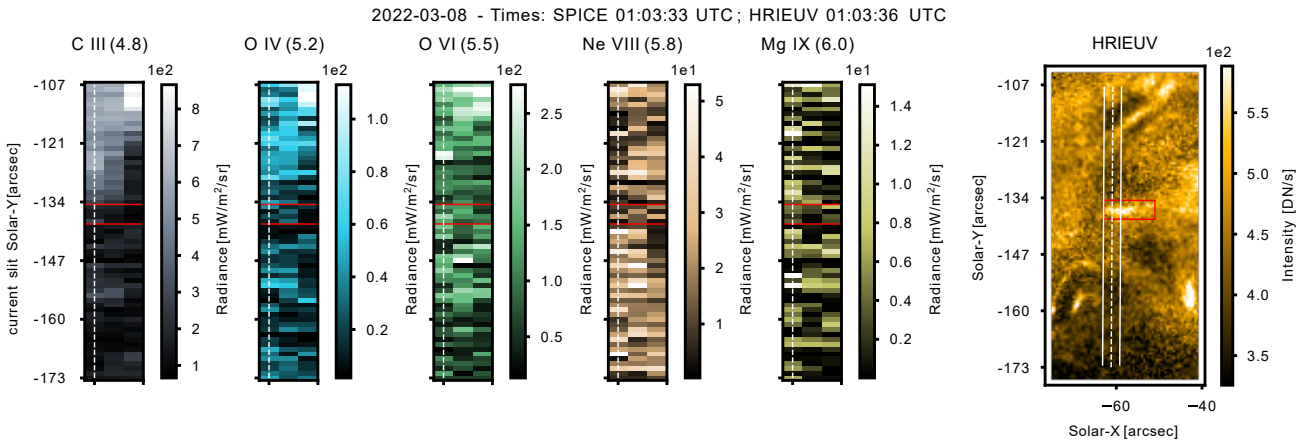
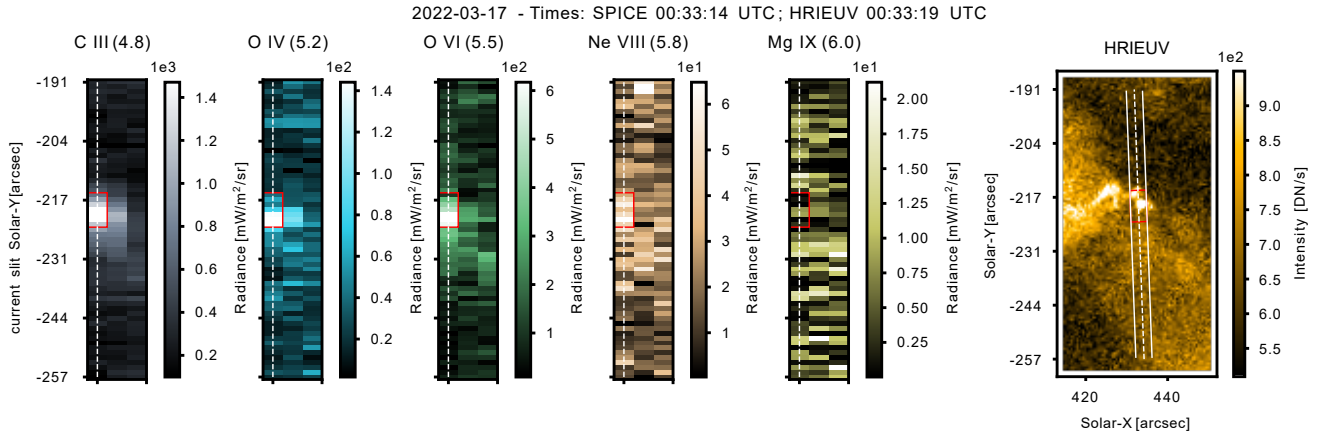


Fig. B.8. Same as Fig. B.6, for a loop-like event (1.9 Mm) not clearly identified in SPICE.

Table C.1. EIS line radiances and uncertainties in the E₁₀ event region and the two background regions.

Line	Event region			Region 1			Region 2		
	I_{ev}	I_{th}/I_{ev}	T_{eff}	I_{b1}	I_{th}/I_{b1}	T_{eff}	I_{b2}	I_{th}/I_{b2}	T_{eff}
O v* 192.91	29.75 ± 1.97	0.95	5.40	14.41 ± 2.98	0.90	5.40	16.86 ± 1.93	0.71	5.40
Fe vii 195.39	12.62 ± 1.15	0.74	5.52	6.60 ± 1.08	0.69	5.52	6.44 ± 0.93	0.65	5.52
Fe viii* 194.66	14.41 ± 1.03	1.08	5.81	6.56 ± 0.80	1.09	5.781	8.41 ± 0.86	0.86	5.82
Fe viii 186.60	51.97 ± 3.80	0.91	5.82	26.41 ± 2.36	0.83	5.79	20.58 ± 2.72	1.08	5.83
Fe viii 185.21	66.17 ± 4.17	1.04	5.83	28.66 ± 2.54	1.10	5.80	31.21 ± 3.00	1.03	5.83
Fe ix* 188.49	32.47 ± 1.53	0.88	6.00	11.44 ± 1.07	1.00	6.02	17.00 ± 1.19	0.93	6.06
Fe ix 197.86	10.73 ± 1.04	1.25	6.01	5.83 ± 0.82	0.94	6.03	5.60 ± 0.79	1.39	6.07
Fe x 184.54	78.96 ± 4.54	1.00	6.09	37.33 ± 3.57	1.08	6.14	71.11 ± 4.49	0.93	6.13
Fe x* 190.04	27.75 ± 1.47	0.93	6.09	15.22 ± 1.17	0.87	6.14	30.78 ± 1.90	0.70	6.13
Fe xi* 188.21	248.20 ± 6.65	1.04	6.17	183.67 ± 5.99	1.04	6.21	255.50 ± 6.49	1.05	6.18
Fe xii* 195.12	493.54 ± 5.71	0.99	6.22	456.49 ± 5.70	0.99	6.24	527.55 ± 6.22	0.98	6.22
Fe xiii* 202.12	474.31 ± 8.87	N/A	6.25	502.77 ± 8.93	N/A	6.26	520.98 ± 9.35	N/A	6.25
Fe xiii* 203.83	229.28 ± 10.39	N/A	6.25	207.45 ± 9.29	N/A	6.26	254.79 ± 10.74	N/A	6.25
Fe xiv 264.79	209.35 ± 8.24	0.98	6.29	223.93 ± 8.20	0.93	6.29	256.47 ± 8.99	0.82	6.29
Fe xv 284.16	1053.09 ± 24.83	1.01	6.35	980.05 ± 20.96	1.02	6.33	1018.45 ± 25.12	1.05	6.34
Fe xvi 262.98	40.01 ± 3.31	0.90	6.41	35.35 ± 3.00	0.87	6.41	52.83 ± 3.80	0.67	6.41

Notes. EIS line radiances and uncertainties (in $\text{mW s}^{-1} \text{m}^{-2} \text{sr}^{-1}$), fitted from the spectra averaged over the event E₁₀ regions (ev), and the background 1 (b1) and two (b2) regions. These values are used for the calculation of the DEM shown in Fig. 8 (b). For each region, the ratio of the reconstructed over the observed radiance is given for each line, along with the logarithm of their effective temperature in Kelvin. The wavelengths are in Å, and the lines marked with a star are blended. The Fe xiii lines are not used for the DEM inversion, so their reconstructed to observed ratio is marked "N/A".


Fig. C.1. Same as Fig 3, for the HRIEUUV intensity peak of E₉ at 00:33:19 UTC.

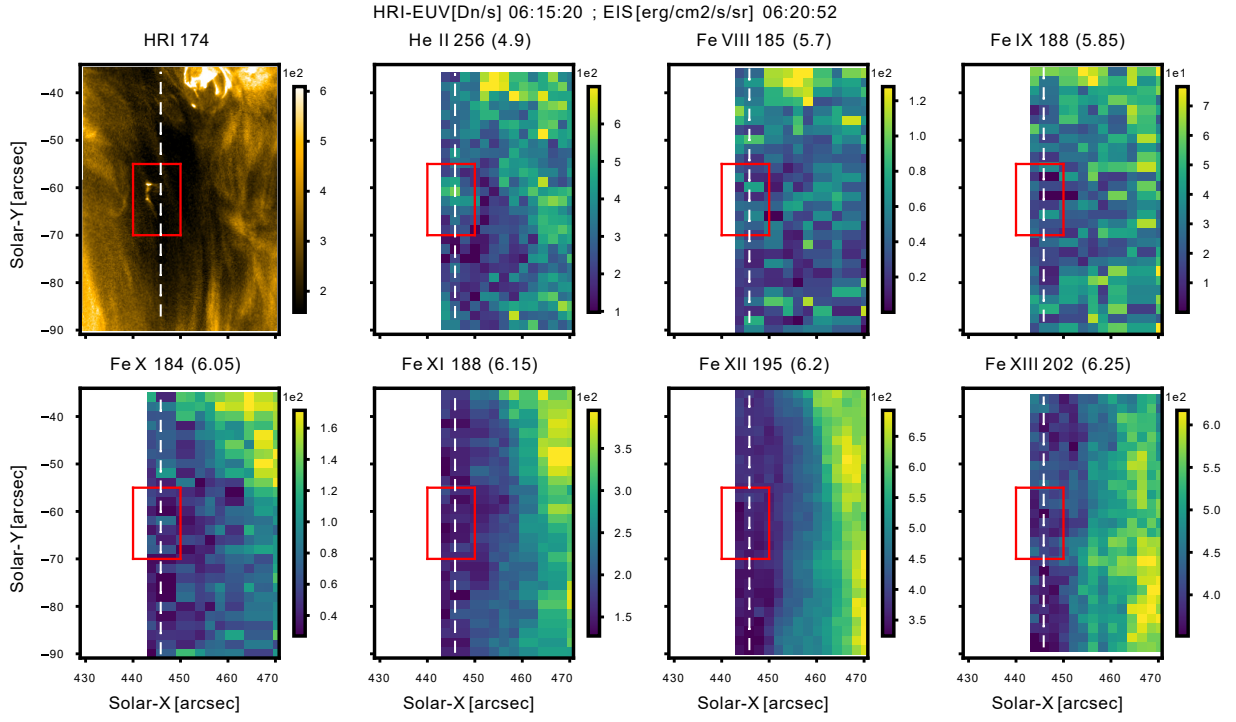


Fig. C.2. Images of HRI-EUV and EIS centred around E_{11} , visible in the He II 256 Å line. The white dotted lines show the position of the slit at 06:34:41 UTC, and the red rectangle is an area centred around E_{11} . The temperatures ($\log T$) of the peak emissivity are indicated within parentheses for each line.

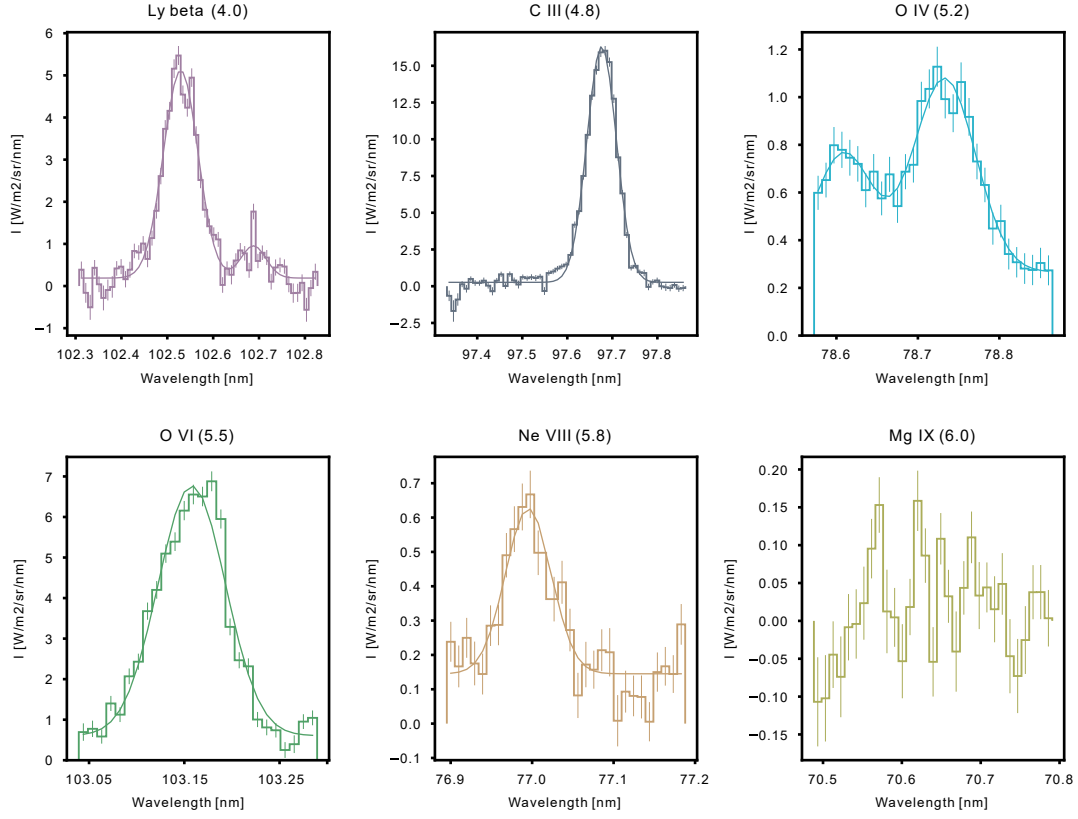


Fig. C.3. Averaged spectra over the event mask of E_9 at 00:36:09 UTC (Fig. 2), along with the fitting of Gaussian functions. No Mg ix line is detected. The temperature ($\log T$) of the peak emissivity is indicated within parentheses for each line.

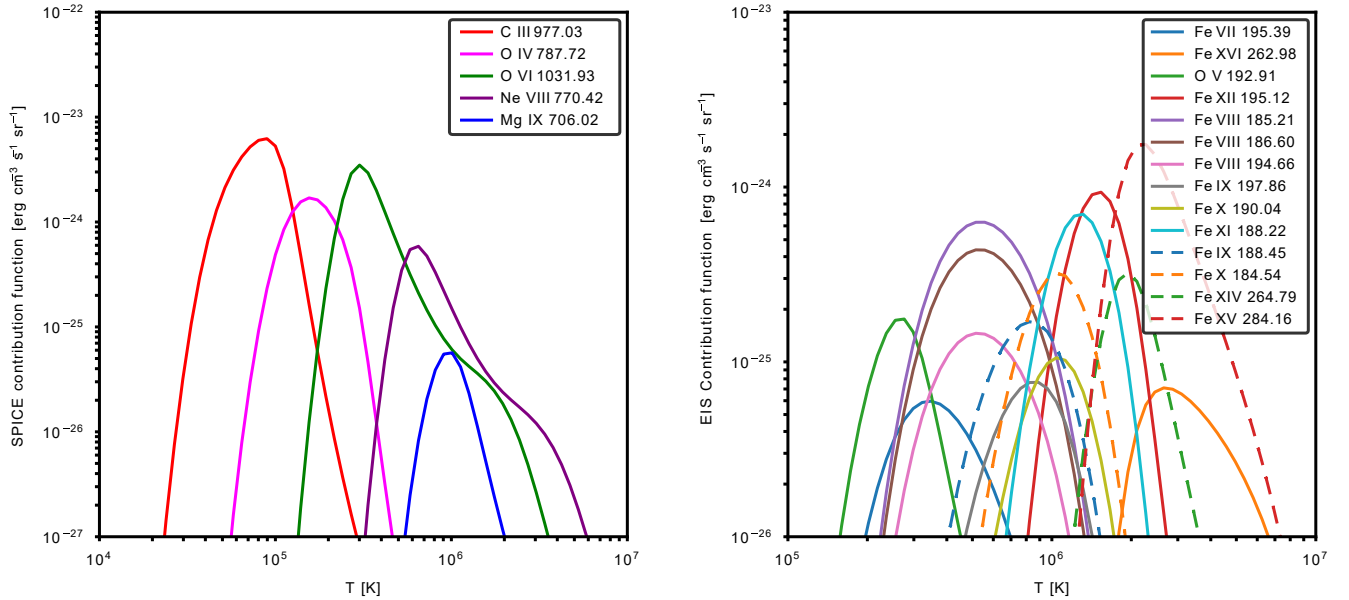


Fig. C.4. Contribution function of the SPICE (left) and EIS (right) lines computed with CHIANTI V10.1, assuming a coronal abundance (Asplund et al. 2021), the recommended ionisation fraction by CHIANTI, and an electron density equal to $n_e = 1 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$.

3.4 Résumé des résultats

Dans cette section, nous présentons les résultats obtenus par [Dolliou et al. \(2024\)](#), en commençant par ceux des neuf événements identifiés dans HRIEUV, SPICE et AIA (nommés E_1 à E_9 dans l'article). Les résultats ci-dessous sont donnés dans les sections 4.1.1 et 4.1.2 de l'article.

1. Les événements sont clairement identifiés dans les quatre canaux d'AIA (171, 193, 131, 304) et dans la raie du C III ($\log T = 4.8$), de l'O IV ($\log T = 5.4$), et de l'O VI ($\log T = 5.5$). Ils sont tous également associés à une émission faible dans le H I Lyman- β ($\log T = 4.0$). Néanmoins, ils ne sont que rarement détectés dans le Ne VIII ($\log T = 5.8$) et ne le sont jamais dans le Mg IX ($\log T = 6.0$).
2. Les pics d'intensité des courbes de lumière d'HRIEUV, des canaux d'AIA et des raies de SPICE ont des décalages temporels courts, généralement inférieurs à 25 s.
3. Les pics d'intensité d'HRIEUV sont co-temporels avec ceux de l'O VI ou du Ne VIII. Nous avons proposé l'interprétation suivante : dans ce cas, l'intensité d'HRIEUV provient principalement soit de plasma à température coronale, soit de la région de transition.
4. En général, l'EM des événements dépasse celle du Soleil calme pour les températures inférieures à $\log T = 5.6$, à l'exception d' E_2 et d' E_7 , pour lesquels nous observons une augmentation de l'EM aux alentours de $\log T = 5.8$.
5. L'absence de détection du Mg IX permet de poser la limite supérieure de densité électronique égale à $n_e = 2.3 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$ à $\log T = 6.0$, pour l'un des événements (E_9).

Les résultats (1) à (5) indiquent que les émissions des événements proviennent principalement de plasma à température chromosphérique et de la région de transition. Cependant, SPICE ne contraint pas correctement les températures coronales. Nous présentons donc les résultats des deux événements identifiés dans EIS (E_{10} et E_{11}), qui incluent un grand nombre de raies coronales. Les résultats ci-dessous sont donnés dans les section 4.2.1 et 4.2.2 de [Dolliou et al. \(2024\)](#).

6. L'un des événements, appelé E_{10} (6.1 Mm), est identifié dans la raie de l'O V ($\log T = 5.45$) et plusieurs raies du Fer, dont les températures d'émissivité maximale sont inférieures ou égales à celle du Fe XI ($\log T = 6.15$).
7. La DEM de E_{10} est supérieure à celle du fond d'image pour les températures inférieures à $\log T = 6.0$. Au-delà des ces températures, les DEM de l'événement et du fond d'image sont similaires.
8. Le rapport des raies du Fe IX 188.49/197.86 permet d'estimer la densité d' E_{10} à $(1.8 \pm 1.3) \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ pour la température de $\log T = 6.0$.
9. L'autre événement, E_{11} (3.2 Mm), n'est quant à lui visible que dans le He II 256.3 Å ($\log T = 4.9$). Sa mesure d'émission dans les températures supérieures à $\log T = 4.9$ est insuffisante pour que son émission dans les raies du fer puissent être détectées dans EIS au-delà du bruit.
10. Un grand nombre d'événements détectés dans HRIEUV ne le sont pas dans les raies mesurées dans EIS, du fait de leur mesure d'émission trop faible.

En regroupant les résultats obtenus pour les événements identifiés dans SPICE (E_1 à E_9) et dans EIS (E_{10} à E_{11}), nous pouvons conclure que leur émission provient principalement de plasma à température chromosphérique et de la région de transition. En conséquence, leur contribution au chauffage coronal n'est pas dominante.

Ces résultats sont donc en accord avec les conclusions de [Dolliou, A. et al. \(2023\)](#); [Huang et al. \(2023\)](#); [Nelson et al. \(2023\)](#), à savoir que ce sont des événements de la région de transition. Ce travail marque en outre la première tentative d'identifier les événements détectés par

HRIEUV dans EIS, afin de mieux contraindre leur température coronale et de proposer une estimation de leur densité. Il s’agit également de la première analyse des événements détectés par HRIEUV combinant les données de plusieurs spectromètres.

Nos résultats peuvent également être comparés avec ceux de [Chen et al. \(2021\)](#), qui avaient pour objectif de reproduire les propriétés des événements détectés par HRIEUV dans le Soleil calme. Les auteurs ont cherché à reproduire leurs propriétés (taille, temps de vie) et en particulier leur température alors estimée par [Berghmans et al. \(2021\)](#) aux alentours de $\log T = 6.2$. Pour cela, les auteurs ont simulé l’évolution des paramètres de plasma (densité, température) d’une région du soleil calme, de la photosphère jusqu’à la couronne, en utilisant le code de modélisation MHD 3D MuRAM ([Vögler et al. 2005](#); [Rempel 2017](#)). A partir des densités et des températures issues de la simulation, ainsi que des fonctions de réponse instrumentale, les auteurs ont synthétisé les intensités d’HRIEUV et d’AIA 171. Les cartes d’intensité ont montré la présence de plusieurs événements qui respectent les propriétés des événements, ainsi que le pic de température de $\log T = 6.2$. Néanmoins, ils s’avère que cette première estimation de la température des événements (voir section 1.4.2) n’est pas compatible avec nos résultats.

En outre, du fait de leur basse altitude dans l’atmosphère ([Zhukov et al. 2021](#)), les événements obtenus par la simulation de [Chen et al. \(2021\)](#) atteignent des valeurs de densité entre 1×10^{10} et $3 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$. Nous pouvons comparer ces valeurs avec celles mesurées sur les événements de [Dolliou et al. \(2024\)](#). Tout d’abord, nous pouvons citer la structure de grande taille E_{10} ($\approx 6.1 \text{ Mm}$), sur laquelle plusieurs événements sont observés. Sa densité, autour de $(1.8 \pm 1.3) \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ à $\log T = 6.0$, est cohérente avec celle obtenue par la simulation de [Chen et al. \(2021\)](#). Cependant, cette dernière est surestimée par rapport à la densité mesurée sur l’événement de plus petite taille E_9 ($\approx 0.8 \text{ Mm}$). Dans ce cas, la limite supérieure sur sa densité ($2.3 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$ à $\log T = 6.0$) est largement inférieure à $\log n \approx 10$, et donc incohérente avec la densité de l’événement obtenue par la simulation de [Chen et al. \(2021\)](#). Nous en déduisons que ce dernier n’est pas représentatif de E_9 .

Finalement, nous notons que notre travail reste limité par le nombre d’événements analysés : neuf avec HRIEUV et SPICE ; deux avec HRIEUV et EIS. Ainsi, nous pouvons conclure que l’émission d’une partie significatives des événements provient principalement de plasma à température inférieure à 1 MK. Cependant, nous ne pouvons pas mesurer leur proportion dans la population totale d’événements. Une telle tâche requiert une analyse statistique d’un grand nombre d’échantillons, ce qui est difficilement compatible avec des observations spectroscopique en mode *raster*. Pour un travail futur, une utilisation à haute cadence de SPICE ou EIS en mode *slot* (section 1.3.3) est envisageable pour pallier à cette contrainte.

Dans la section suivante, nous comparons nos résultats à ceux des précédentes études et discutons de leurs impacts sur la question du chauffage coronal.

3.5 Conclusion et discussion de l’impact sur le chauffage coronal

Les résultats de ce travail, bien que limités à un nombre restreint d’événements, soulèvent des questions sur le problème du chauffage coronal dans le Soleil calme et donne un argument pour reconsidérer le rôle des événements UV-EUV détectés à petite échelle spatiale et temporelle, dont l’historique est présenté en section 1.2.2. Pour rappel, l’une des théories principales suggère que le chauffage coronal se produit à petite échelle d’énergie, d’où l’intérêt d’étudier les petits événements UV-EUV détectés dans le Soleil calme par des imageurs à haute résolution spatiale et temporelle (*i.e.* [Berghmans et al. 1998](#); [Aschwanden & Parnell 2002](#); [Joulin et al. 2016](#)). Notre travail indique que l’émission de ceux détectés par HRIEUV provient de plasma à température plus froides que la couronne. Ils ne participeraient donc pas directement à son

chauffage. Néanmoins, ils sont susceptibles de participer au chauffage du plasma à des températures plus froides que la couronne. Ainsi, comprendre leur impact dans le chauffage de la région de transition et de la chromosphère peut faire l'objet d'un futur travail. Par ailleurs, il est possible qu'ils jouent un rôle indirect dans le chauffage de la couronne. Par exemple, ces événements peuvent être associés à des accélérations de particules non thermiques. Une autre possibilité est qu'ils soient la signature de flux de plasma émis depuis la couronne, suite à un chauffage impulsif. Ce point est discuté en détail dans le chapitre suivant, qui présente des simulations hydrodynamiques de petites boucles soumises à un chauffage impulsif.

En plus du travail décrit dans ce chapitre, j'ai également utilisé mon algorithme d'alignement dans le cadre d'une collaboration internationale portant sur l'étude de la pluie coronale ([Antolin et al. 2023](#)). L'article, disponible dans l'annexe D, a recourt aux données d'HRIEUV, de SPICE et d'AIA. Ma contribution a porté sur l'alignement des données de SPICE, ainsi que la création des figures et l'analyse des données liées à SPICE.

Chapitre 4

Simulation des événements EUV

Sommaire

4.1	Introduction	85
4.1.1	Contexte des observations et des modélisations des événements détectés par HRIEUV	85
4.1.2	Comparaison des propriétés des boucles chaudes et froides	87
4.2	Modélisation de boucles coronales	89
4.2.1	Géométrie des boucles circulaires	89
4.2.2	Equations de l'hydrodynamique 1D à deux fluides	91
4.3	Construction de modèles de boucles "froides"	93
4.3.1	Equations des profils initiaux de boucles froides	93
4.3.2	Description des paramètres de plasma le long de la partie centrale de la boucle	94
4.3.3	Description des paramètres de plasma le long des pieds chromosphériques verticaux	94
4.3.4	Condition d'existence des boucles froides	95
4.3.5	Discussion du choix de la fonction de pertes radiatives	95
4.4	Mise en place des simulations	97
4.5	Choix des groupes de modèles pour l'étude d'un paramètre	98
4.6	Transition d'une boucle froide vers une boucle chaude	99
4.7	Création des courbes de lumière synthétiques	102
4.8	Courbes de lumière d'HRIEUV, d'AIA et de SPICE	103
4.8.1	Résultats pour une boucle froide et une boucle chaude typiques	103
4.8.2	Groupe I : Augmentation de la longueur de la boucle	107
4.8.3	Groupe III : Augmentation de l'amplitude maximale du chauffage impulsif	110
4.9	Résumés des résultats et conclusion	113
4.9.1	Résultats des simulations	113
4.9.2	Comparaisons avec les observations	114

4.1 Introduction

4.1.1 Contexte des observations et des modélisations des événements détectés par HRIEUV

Dans ce chapitre, nous cherchons à déterminer l'origine physique des événements détectés par HRIEUV, par le biais de simulations de petites boucles soumises à un chauffage impulsif.

L'objectif est de trouver les paramètres de la boucle et de son chauffage qui reproduisent au mieux les observations, et tout particulièrement le comportement des courbes de lumière d'HRIEUV, d'AIA et de SPICE décrit dans les chapitres 2 et 3. C'est dans l'optique de comparer les résultats des simulations avec les observations que nous résumons l'ensemble des propriétés des événements détectés par HRIEUV. Ces propriétés sont numérotées afin de pouvoir être référencées par la suite.

1. La longueur apparente des événements observées dans HRIEUV se situe entre 0.4 Mm et 4 Mm. Leur temps de vie se situe entre 10 s et 200 s (Berghmans et al. 2021).
2. Leur altitude par rapport à la photosphère se situe entre 1 Mm et 5 Mm (Zhukov et al. 2021).
3. Les événements peuvent être identifiés dans AIA 171, 131, 193, 211 et 304 (Dolliou, A. et al. 2023; Dolliou et al. 2024), ainsi que dans plusieurs raies de SPICE émises par du plasma à température chromosphérique (C III) et de la région de transition (O IV et O VI). Ils ne présentent qu'une faible signature de la raie chromosphérique H I Lyman- β . De même, ils ne sont que rarement détectés dans le Ne VIII et ne le sont jamais dans le Mg IX (Dolliou et al. 2024; Huang et al. 2023). Dans les données EIS, les événements sont généralement à la limite de détection instrumentale. Seule une structure (appelée E₁₀, Dolliou et al. 2024) de grande taille (≈ 6 Mm) et de temps de vie long (≈ 19 min), sur laquelle plusieurs événements sont détectés, est visible dans l'O V et les raies du Fe VII au Fe X. Les événements sont également identifiés dans les raies chromosphériques et de la basse région de transition d'IRIS : Mg II, Si IV et C II (Nelson et al. 2023).
4. Les décalages temporels entre les pics d'intensité des courbes de lumière des canaux d'AIA sont inférieurs à 6 s (Dolliou, A. et al. 2023, et section 2.5). Les plus élevés sont ceux de la paire 304–171, qui sont de l'ordre de 3 à 4 s. De même, les décalages entre le pic d'intensité d'HRIEUV et ceux des raies de SPICE sont généralement inférieurs à 25 s (Dolliou et al. 2024). Quant aux courbes de lumière des raies d'IRIS (Mg II, Si IV Nelson et al. 2023), elles peuvent avoir leur maximum avant, après ou en même temps que celui d'HRIEUV, avec des décalages temporels inférieurs à 50 s.
5. Les diagnostics en température indiquent que les émissions associées aux événements proviennent principalement de plasma à température chromosphérique et de la région de transition.
6. Nous avons effectué la première mesure de densité de ces événements, avec un résultat compatible avec les valeurs de la région de transition : $(1.8 \pm 1.3) \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ (Dolliou et al. 2024).
7. Des vitesses Doppler aux environs de $\pm 22 \text{ km s}^{-1}$ ont été observées dans les raies chromosphériques d'IRIS (Nelson et al. 2023).

En parallèle à ces observations, deux études ont tenté de reproduire les propriétés des événements détectés par HRIEUV avec des simulations utilisant des codes MHD 3D. La première est celle de Chen et al. (2021), qui est décrite dans la section 2.4. Les auteurs ont simulé l'apparition d'événements EUV dans le Soleil calme, dont les propriétés correspondent à celles décrites par Berghmans et al. (2021), en particulier la température alors estimée à $\log T = 6.2$.

Tiwari et al. (2022) ont également analysé des événements avec HRIEUV sur un point brillant, qui est un petit réseau de boucles magnétiques de l'ordre de 20 Mm dans la couronne. Les auteurs ont par la suite reproduit les intensités synthétiques d'HRIEUV à partir de simulations du code MHD 3D Bifrost (Gudiksen et al. 2011). ils ont conclu que des raies de la région de transition (O VI, O V) peuvent contribuer significativement à l'intensité d'HRIEUV, dépassant même parfois la contribution des raies coronales (Fe IX, Fe X). Ces résultats sont

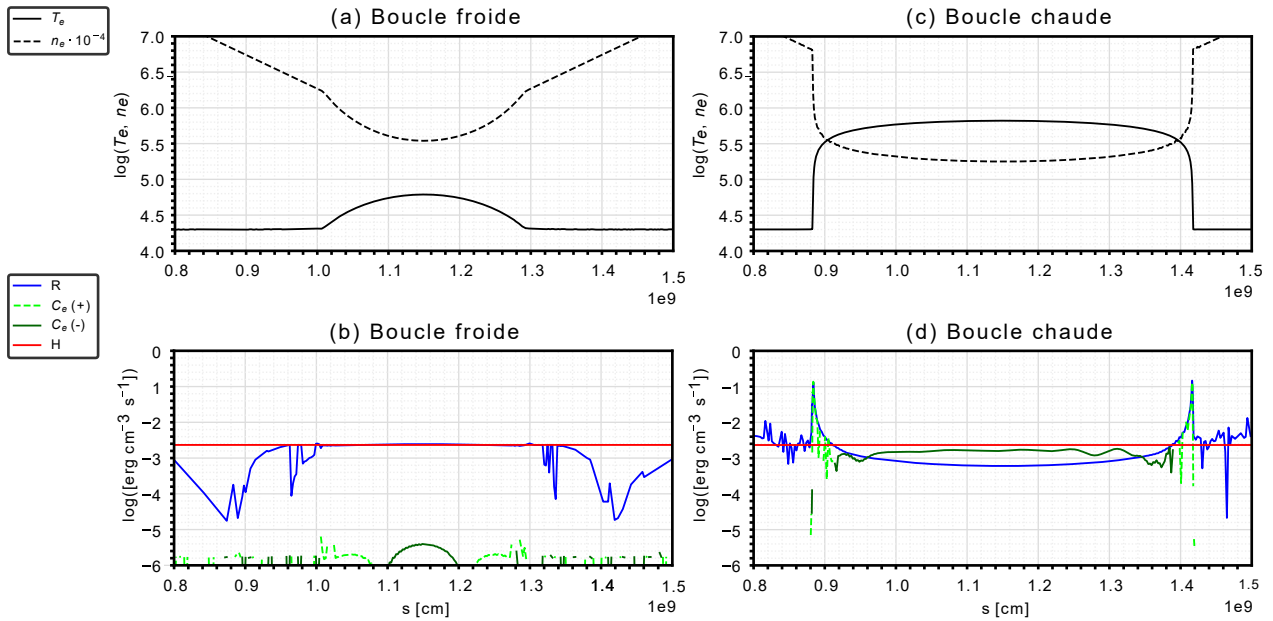


FIGURE 4.1 – Illustration d’une boucle froide (colonne de gauche) et d’une boucle chaude (colonne de droite), que nous avons obtenues avec HYDRAD. *Ligne du haut* : profils de température (K) et de densité électroniques (10^{-4} cm^{-3}) le long de l’axe magnétique de la boucle s . *Ligne du bas* : profils des principaux termes de l’équation de conservation de l’énergie des électrons (Equ. 4.4). Le terme $H = 2.3 \times 10^{-3} \text{ erg cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$ (rouge) est le chauffage coronal uniforme et constant ; le terme R (bleu) ; les pertes radiatives. La conduction électronique est affichée lorsqu’il s’agit d’un terme de chauffage $C_e(+)$ (vert clair pointillé) ou de refroidissement $C_e(-)$ (vert foncé).

intéressants à mettre dans le contexte de nos observations des chapitres 2 et 3. En effet, nos résultats (3) et (4) semblent également indiquer que l’émission de la région de transition contribue significativement à l’intensité des événements dans HRIEUV et AIA.

Dans ce chapitre, nous proposons d’étendre ces deux études afin de prendre en compte les observations spectroscopiques récentes des événements (Dolliou, A. et al. 2023; Dolliou et al. 2024; Huang et al. 2023; Nelson et al. 2023). Ce n’est pas la seule particularité de ce travail. En effet, les observations ont montré que les événements sont bas dans l’atmosphère (2) et ont pour origine probable des boucles magnétiques (Kahil et al. 2022). Nous choisissons donc d’utiliser des modèles permettant de décrire des boucles basses dans l’atmosphère, "chaudes" et "froides", dont la définition ainsi que les raisons de leur utilisation sont données dans la prochaine section.

4.1.2 Comparaison des propriétés des boucles chaudes et froides

Dans cette section, nous détaillons les propriétés des deux types de boucles modélisées dans ce travail : les boucles "chaudes" et "froides". La figure 4.1 illustre les différences entre ces deux modèles. Elle affiche les profils de paramètres de plasma (température, densité) le long de l’axe magnétique de la boucle s (section 4.2.1), ainsi que les profils des termes de l’équation de conservation d’énergie. Ces termes, présentés dans la section 4.2.2, sont les pertes radiatives (Equ. 4.6), la conduction électronique parallèle à l’axe magnétique (Equ. 4.4) et le chauffage coronal (Equ. 4.4). Nous pouvons résumer les différences entre les deux modèles :

- **Boucle froide** : Les profils de température et de densité n’ont pas de fort gradient (Fig 4.1 (a)). Du fait de la faible température et du faible gradient de température, la conduction électronique ($\sim -T_e \nabla T_e$, Equ. 4.4) est négligeable (Fig 4.1 (b)). Les pertes radiatives

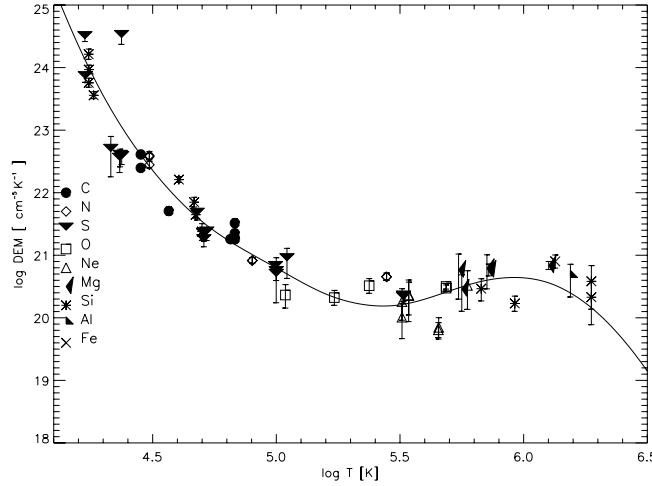


FIGURE 4.2 – Figure adaptée de la Fig. 2 de Parenti & Vial (2007). DEM du Soleil calme estimée à partir de l’intensité des raies mesurées par SOHO/SUMER.

($\sim n^2$, Equ. 4.6) sont alors en équilibre avec le chauffage coronal, en tout point de la boucle. La température maximale à l’équilibre de la boucle froide est limitée à 1×10^5 K (voir section 4.3.4) et son altitude par rapport à la photosphère ne peut dépasser une limite : par exemple, Klimchuk & Mariska (1988) ont posé une altitude maximale de 2 Mm pour les boucles froides de leur modèle.

- **Boucle chaude** : Elle est composée à la fois d’une partie coronale (centre), dans laquelle la température à l’équilibre peut atteindre plusieurs MK, et de deux régions de transition, caractérisées par un fort gradient de densité et de température (Fig 4.1 (c)). Dans la partie coronale, la conduction est un terme de refroidissement avec les pertes radiatives. La conduction devient un terme de chauffage dans la région de transition en équilibre avec les pertes radiatives (Fig 4.1 (d)).

Le modèle de boucle chaude est, de loin, celui le plus étudié dans la littérature (voir Reale 2014, pour une revue sur le sujet). Il permet de décrire des structures magnétiques de tailles variées dans l’atmosphère solaire, parmi lesquelles les tailles caractéristiques des événements ((1) et (2)).

Quant aux boucles froides, leur existence a été théorisée pour la première fois par Antiochos & Noci (1986a), afin d’apporter une explication aux résultats de la DEM obtenue au préalable par la spectroscopie dans l’UV et l’X (i.e. Dupree & Goldberg 1967). Afin d’illustrer ce problème, la figure 4.2, issue de Parenti & Vial (2007), présente une DEM du Soleil calme calculée à partir de l’intensité de raies mesurées par le spectromètre EUV SUMER (Wilhelm et al. 1995) à bord de SOHO. Sur cette figure, la DEM atteint un minimum entre $\log T = 5.0$ et 5.5 et augmente lorsque la température décroît. Cette augmentation de la DEM aux basses températures suggère l’existence de structures basses dans l’atmosphère émettant à des températures chromosphériques : les boucles froides. Leurs conditions d’existence dans l’atmosphère solaire sont discutées dans la section 4.3.4.

Nous détaillons maintenant la raison pour laquelle nous utilisons ces deux modèles de boucles pour notre travail. Afin de reproduire les décalages temporels inférieurs à 12s entre les pics d’intensité des canaux d’AIA (Dolliou, A. et al. 2023), des simulations préliminaires ont été effectuées par le Dr. J. Klimchuk (communication privée). Elles impliquaient des modèles de boucles chaudes soumises à un chauffage impulsif cohérent avec les propriétés des événements (1) et (2). Or, ces simulations n’ont pas pu reproduire les résultats de Dolliou, A. et al. (2023). C’est dans ce but que nous nous intéressons aux boucles froides, dont les fortes densités, et

donc les pertes radiatives (Equ. 4.6), suggèrent des temps de refroidissement radiatif courts. Par exemple, ces temps sont estimés aux alentours de 20 à 40s pour des boucles de densité 10^{10} cm^{-3} et de température $2.5 \times 10^5 \text{ K}$ (Winebarger et al. 2013). Nous supposons que les temps de refroidissement courts des boucles froides peuvent expliquer les résultats de [Dolliou, A. et al. \(2023\)](#).

Il y a cependant un élément à considérer, si nous voulons utiliser ces boucles froides comme modèle d'origine pour nos événements. Les événements détectés par HRIEUV sont particulièrement visibles dans les raies de la région de transition (propriétés (3) et (5)), et notamment dans l'O VI ($\log T = 5.5$). Cela implique que les événements atteignent des températures bien au-delà de $1 \times 10^5 \text{ K}$, températures pour lesquelles les boucles froides ne peuvent exister à l'équilibre (section 4.3.4). En supposant que les structures d'origine des événements soient bien des boucles froides, elles sont donc susceptibles d'évoluer vers un modèle de boucle chaude une fois la température de $1 \times 10^5 \text{ K}$ dépassée. Une telle transition (boucle froide \rightarrow boucle chaude) est connue et a déjà été simulée par [Cally & Robb \(1991\)](#). Dans notre cas, cette transition peut avoir des conséquences sur les résultats des courbes de lumière. C'est dans ce but que nous utilisons le code 1D hydrodynamique à deux fluides HYDRAD ([Bradshaw & Mason 2003](#); [Bradshaw & Klimchuk 2011](#)), qui est capable de simuler cette transition. Néanmoins, le code n'est pas conçu par défaut pour modéliser des boucles froides, d'où les modifications suivantes que nous y avons apportées :

- Nous avons construit des profils initiaux de température, densité et pression le long de la boucle décrivant un modèle de boucle froide (section 4.3). Ces profils sont par la suite utilisés comme condition initiale par HYDRAD.
- Nous avons modifié la fonction de pertes radiatives afin de pouvoir créer des boucles froides, comme discuté dans la section 4.3.5.

Dans ce chapitre, nous décrivons les simulations que nous avons effectuées en variant les types de boucles (chaude ou froide), leur géométrie, ainsi que leur chauffage, dans l'optique de trouver les paramètres qui correspondent le mieux aux observations. La géométrie des boucles et les équations utilisées par HYDRAD pour calculer l'évolution temporelle des paramètres de plasma sont décrites en section 4.2. La section 4.3 présente la méthode pour construire les profils initiaux de température, densité et pression pour les boucles froides. A partir de ces équations nous déduisons les conditions d'existence des boucles froides (section 4.3.4) et nous discutons du choix de la fonction de pertes radiatives (section 4.3.5). Par la suite, nous décrivons plusieurs modèles, rassemblés en groupes, qui ne font varier qu'un seul paramètre à la fois (section 4.5). Nous présentons les résultats des simulations en section 4.6. Ensuite, nous décrivons la méthode utilisée pour construire les courbes de lumière synthétiques d'HRIEUV, d'AIA et de SPICE, qui sont obtenues à partir des résultats des simulations (section 4.7). Les résultats sont présentés en section 4.8 et comparés avec les observations en section 4.9.2.

4.2 Modélisation de boucles coronales

La section 4.2.1 détaille la géométrie décrivant les boucles semi-circulaires ou semi-elliptiques, que nous avons modélisées. La section 4.2.2 décrit les équations hydrodynamiques 1D à deux fluides du code d'évolution HYDRAD, à partir desquelles nous avons construit les profils initiaux de boucles froides (section 4.3).

4.2.1 Géométrie des boucles circulaires

La figure 4.3 présente la géométrie des boucles que nous avons modélisées : par convention, la valeur de la position s le long de l'axe magnétique augmente du pied chromosphérique gauche

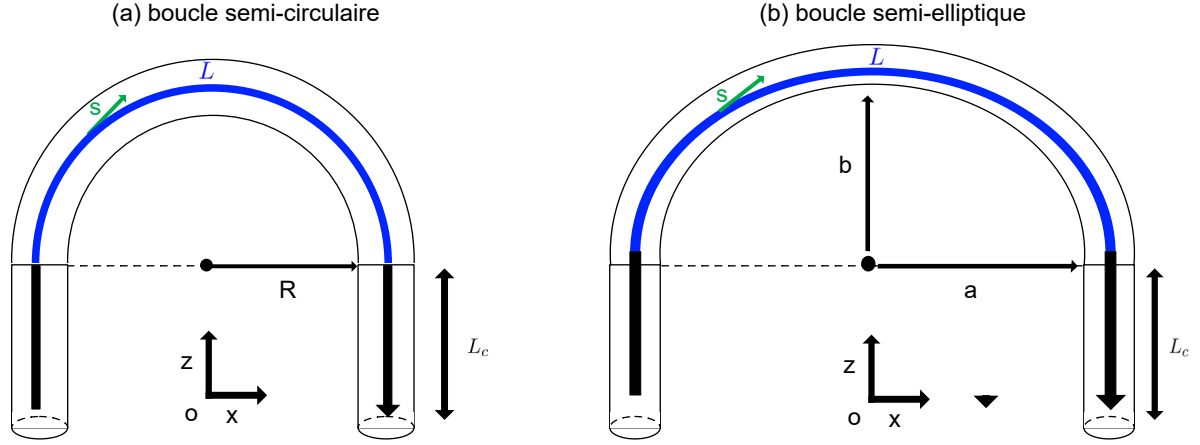


FIGURE 4.3 – Géométrie des structures que nous utilisons, composées d'une boucle centrale de longueur L (bleue) et de deux pieds chromosphériques verticaux de longueur L_c (noir). Le vecteur définissant la coordonnée le long de la boucle s est montré en vert. La boucle (a) semi-circulaire est de rayon R , tandis que la boucle (b) elliptique est de rayons a et b selon x et z respectivement. Le centre du repère (x, z) est fixé au centre de la boucle selon x et à l'extrémité des pieds verticaux selon z .

au droit. La boucle se définit sur un plan 2D et se compose d'une zone que nous appelons "partie centrale" de longueur L variable, entourée de deux pieds verticaux de longueur L_c fixée à 10 Mm. La partie centrale de la boucle est celle qui a la forme semi-circulaire ou semi-elliptique.

Nous définissons un repère orthogonal (x, z) , avec x reliant les deux pieds de la boucle et z repérant l'altitude. Le centre de ce repère est fixé au milieu de la boucle selon x et à l'extrémité inférieure des pieds verticaux selon z . La boucle centrale peut avoir une forme semi-circulaire (Fig.4.3 (a)) de rayon R , ou semi-elliptique (Fig.4.3 (b)) de rayons a et b selon x et z respectivement. La première étape est d'exprimer l'altitude z en fonction de la position le long de la boucle s . Cela est nécessaire afin de calculer l'amplitude du vecteur d'accélération gravitationnelle $g(z)$, qui diminue linéairement avec z .

Pour une forme semi-circulaire de rayon R , l'altitude de la boucle z peut s'écrire en fonction de s comme suit :

$$\begin{aligned}
 z(s) &= s \text{ pour } s \leq L_c \\
 z(s) &= L_c + R \sin\left(\frac{s - L_c}{R}\right) \text{ for } L_c \leq s \leq L_c + L \\
 z(s) &= 2L_c - L - s \text{ pour } s \geq L_c + L
 \end{aligned}$$

Pour une forme semi-elliptique de rayons a et b selon x et z , les coordonnées de l'ellipse peuvent s'exprimer en fonction d'un paramètre appelé "amplitude" $\psi \in [-\pi/2, \pi/2]$, dont chaque valeur est associée à un point de l'ellipse. ψ peut s'écrire en coordonnées cartésiennes :

$$\begin{cases} x = a \cos \psi \\ z = b \sin \psi \end{cases} \quad (4.1)$$

La hauteur $z(s)$ peut alors être exprimée en fonction de l'amplitude de l'ellipse ψ associée à chaque point de l'ellipse.

$$\begin{aligned}
 z(s) &= s \text{ pour } s \leq L_c \\
 z(s) &= L_c + b \sin \psi \text{ for } L_c \leq s \leq L_c + L \\
 z(s) &= 2L_c - L - s \text{ pour } s \geq L_c + L
 \end{aligned}$$

Nous notons que les pieds chromosphériques verticaux sont artificiellement longs ($L_c = 10$ Mm) pour des boucles de longueur $L \leq 5.5$ Mm. Néanmoins, elle reste importante pour les raisons numériques ci-dessous :

1. Elle permet de garder un réservoir de densité de plasma tout le long de la simulation.
2. Elle permet d'amortir et d'augmenter le temps de trajet des instabilités et des flux de plasma émis depuis la partie centrale, qui ont une origine numérique et non physique.

Malgré la longueur importante des pieds verticaux, il est nécessaire de conserver une altitude de boucle cohérente avec les observations (de 1 à 5 Mm au dessus de la photosphère, [Zhukov et al. 2021](#)). C'est pourquoi l'altitude de la photosphère est fixée à $z_p = 9.5 \times 10^8$ cm. Pour $z \leq z_p$, l'amplitude du vecteur d'accélération gravitationnelle $g(z)$ est constante et égale à la valeur photosphérique (2.73×10^4 cm s⁻²). Pour $z > z_p$, $g(z)$ décroît linéairement avec l'altitude.

4.2.2 Equations de l'hydrodynamique 1D à deux fluides

Dans cette section, nous présentons les équations hydrodynamiques, en une dimension et à deux fluides, qui sont utilisées par HYDRAD pour calculer l'évolution des paramètres de plasma.

Aux altitudes des événements, un modèle hydrodynamique, et non MHD, est une bonne approximation dans la région de transition et la couronne. En effet, entre 1 et 10 Mm au-dessus de la photosphère, [Rodríguez-Gómez et al. \(2024\)](#) mesurent un β entre 10^{-4} et 10^{-1} , ce qui signifie que le plasma est structuré par le champ magnétique (section 1.1). En première approximation, la dynamique du plasma s'effectue donc le long de l'axe magnétique de la boucle s . Le champ magnétique agit ici comme une "barrière" qui contraint le plasma le long de s . C'est pourquoi décrire l'évolution des paramètres de plasma par un code hydrodynamique (HD) en une dimension le long de s est une bonne approximation.

Nous présentons maintenant les équations à deux fluides, qui traitent séparément les électrons libres et les ions. Les électrons sont définis avec une masse m_e , une température T_e et une densité n_e . Les ions regroupent ici toutes les espèces présentes dans l'atmosphère solaire, dont la plus importante est l'hydrogène H. La deuxième espèce, l'hélium, a une abondance estimée à $\frac{n_{\text{He}}}{n_{\text{H}}} = 0.082$ dans la couronne ([Asplund et al. 2021](#)). Comme pour les électrons, les ions sont définis avec une masse m_i , une température T_i et une densité n_i . La masse des ions est définie comme la moyenne de la masse sur les espèces d'ions, pondérée par leur abondance. Elle est largement supérieure à la masse des électrons, soit $m_i \gg m_e$. La densité de masse ρ du plasma s'écrit donc $\rho = n_e m_e + n_i m_i \approx n_i m_i$. En supposant que les ions H II sont majoritaires, la quasi-neutralité du plasma impose que $n_e \approx n_i$. Il faut cependant noter que le modèle à deux fluides permet des déviations de cet équilibre, notamment dans le cas de chauffage impulsif important et rapide. De même, la conservation du courant électrique ($n_e v_e = n_i v_i$) impose que la vitesse de flux soit égale entre les électrons et les ions : $v \equiv n_e \approx v_i$.

Nous présentons dans ce qui suit les équations gouvernant l'évolution des paramètres de plasma le long de la boucle. Comme nous utilisons la version d'HYDRAD à deux fluides, nous reportons les équations et les notations de [Bradshaw & Klimchuk \(2011\)](#), en commençant par l'équation de conservation de la densité de masse ρ :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial s}(\rho v) = 0 \quad (4.2)$$

L'équation de conservation du moment cinétique ρv s'écrit comme suit :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho v) + \frac{\partial}{\partial s}(\rho v^2) = -\frac{\partial}{\partial s}(P_e + P_i) + \rho g_{\parallel} + \frac{\partial}{\partial s} \left(\frac{4}{3} \mu_i \frac{\partial v}{\partial s} \right) \quad (4.3)$$

Les premiers termes de droite sont les forces du gradient de la pression des électrons P_e et des ions P_i . Le terme suivant est la force gravitationnelle, suivie par la viscosité de coefficient μ_i . g_{\parallel} est la projection le long de \vec{s} du champ d'accélération gravitationnelle \vec{g} (Fig. 4.3). Les équations de conservation d'énergie des électrons E_e et des ions E_i peuvent s'écrire séparément. Pour les électrons, on a :

$$\frac{\partial E_e}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial s}((E_e + P_e)v) = \frac{\partial}{\partial s} \left(\kappa_e T_e^{5/2} \frac{\partial T_e}{\partial s} \right) + v \frac{\partial P_e}{\partial s} + \frac{k_B n_e}{\gamma - 1} \nu_{ei} (T_i - T_e) - Q_R + H \quad (4.4)$$

Les termes de gauche incluent la variation dans le temps de l'énergie des électrons, ainsi que le flux d'enthalpie. Le premier terme de droite est la conduction électronique parallèle à l'axe magnétique de la boucle, avec le coefficient de Spitzer κ_e . Le deuxième terme est le travail dû à la force du champ électrique généré par le déséquilibre des charges engendré par la pression. Il est calculé en utilisant l'équation de conservation du moment des électrons. Le troisième terme correspond aux collisions coulombiennes. C'est par le biais de ce terme que les électrons échangent de l'énergie de façon inélastique avec les ions. La fréquence de collision des électrons avec les ions ν_{ei} s'écrit :

$$\nu_{ei} = \frac{16\sqrt{\pi}}{3} \frac{e^4}{m_e m_i} \left(\frac{2k_B T_e}{m_e} \right)^{-3/2} n_e \ln \Lambda_c \quad (4.5)$$

$\ln \Lambda_c$ est appelé le logarithme de Coulomb, qui est égal à environ 20 dans un plasma coronal ($n_e \sim 1 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$, $T \sim 1 \times 10^9 \text{ K}$)

Du fait de leur faible masse, les électrons sont très efficaces pour thermaliser les ions. Ainsi, en l'absence de chauffage impulsif très intense ou de vitesse de flux importante, les populations d'ions et d'électrons tendent vers un équilibre thermique $T_e \approx T_i$. Les collisions coulombiennes font le lien entre l'équation de conservation de l'énergie des électrons E_e et des ions E_i .

Le quatrième terme de l'équation 4.4 correspond aux pertes radiatives Q_R , qui dépendent des densités électroniques et des ions, ainsi que d'une fonction de pertes radiatives $\Lambda(T)$:

$$Q_R = n_e n_i \Lambda(T_e) \quad (4.6)$$

La fonction $\Lambda(T)$ inclut les informations de la physique atomique et décrit l'émissivité du plasma. $\Lambda(T)$ peut être synthétisée avec la base de donnée atomique et code CHIANTI (Dere et al. 1997). Dans notre travail, nous utilisons un modèle simplifié en loi de puissance d'exposant b . Ce modèle de $\Lambda(T)$ est adapté de Klimchuk et al. (2008b), avec un changement d'exposant de $b = 2$ à $b = 3$ aux températures inférieures à $1 \times 10^5 \text{ K}$ pour mieux prendre en compte les effets d'opacité de la raie H I Lyman- α . La partie modifiée par rapport à Klimchuk et al. (2008b) s'écrit comme suit :

$$\Lambda(T) = 8.87 \times 10^{-37} T^3 \text{ pour } T \leq 10^5 \quad (4.7)$$

Une discussion plus détaillée sur les motivations de ce choix, ainsi que les conséquences de $\Lambda(T)$ sur l'existence des boucles froides est donnée en section 4.3.4.

Enfin, le dernier terme de droite de l'équation 4.4 est le chauffage volumétrique H de la couronne. Les origines physiques de H ne sont pas définies, mais ce terme reste indispensable pour obtenir une solution de boucle stable. H est constitué d'une composante constante et uniforme H_0 , à laquelle nous pouvons rajouter du chauffage impulsif $H_{ev}(t, s)$. Son dépôt d'énergie spatiale suit une fonction gaussienne :

$$H_{ev}(t, s) = A_{ev}(t) \exp - \frac{(s - s_{ev})^2}{2\sigma_{ev}^2} \quad (4.8)$$

$A_{ev}(t)$ est l'amplitude évoluant avec le temps. Partant de 0 à un temps donné t_{start} , elle augmente linéairement pendant Δt_{rise} pour atteindre son maximum A_{max} , puis décroît linéairement pour atteindre 0 après $\Delta t_{\text{decrease}}$. s_{ev} est le centre de la fonction gaussienne, et σ_{ev} sa déviation standard.

Nous pouvons maintenant introduire l'équation de conservation de l'énergie des ions E_i :

$$\frac{\partial E_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial s}((E_i + P_i)v) = \frac{\partial}{\partial s} \left(\kappa_i T_i^{5/2} \frac{\partial T_i}{\partial s} \right) - v \frac{\partial P_e}{\partial s} + \frac{k_B n_i}{\gamma - 1} \nu_{ei} (T_e - T_i) + \frac{\partial}{\partial s} \left(\frac{4}{3} \mu_i v \frac{\partial v}{\partial s} \right) + \rho v g_{\parallel} \quad (4.9)$$

Les termes supplémentaires à droite par rapport à l'équation 4.4 incluent le travail de la viscosité et celui du potentiel gravitationnel. Concernant l'énergie des électrons et des ions, elle comprend les contributions de l'énergie thermique et de l'énergie cinétique du flux.

$$E_e = \frac{P_e}{\gamma - 1} \quad (4.10)$$

$$E_i = \frac{P_i}{\gamma - 1} + \frac{1}{2} \rho v^2 \quad (4.11)$$

Le coefficient adiabatique est celui d'un gaz parfait monoatomique $\gamma = \frac{5}{3}$. La relation des gaz parfaits est également utilisée comme équation de fermeture :

$$P_e = n_e k_B T_e \quad (4.12)$$

$$P_i = n_i k_B T_i \quad (4.13)$$

4.3 Construction de modèles de boucles "froides"

Dans la section précédente, nous avons présenté les équations HD à deux fluides décrivant l'évolution des paramètres de plasma le long de l'axe magnétique de la boucle s . A partir de ces équations, nous construisons des profils de température, de densité et de pression selon s correspondant à des boucles froides. Ces profils sont utilisés comme conditions initiales pour des simulations. En effet, le code ne les propose pas par défaut, car il a été conçu à l'origine pour simuler l'évolution des régions actives.

La section 4.3.1 présente les équations générales d'une boucle froide en équilibre hydrostatique, à partir desquelles nous déduisons les profils de température, densité et pression dans la partie centrale (section 4.3.2) et les pieds verticaux (section 4.3.3). Les calculs présentés dans les sous-sections 4.3.1 à 4.3.3 ont été réalisés en collaboration avec le Dr. J. Klimchuk. La section 4.3.4 reprend les équations des sections précédentes pour calculer la condition d'existence des boucles froides sur la fonction de pertes radiatives $\Lambda(T)$. La section 4.3.5 discute de la conséquence de cette condition sur l'existence des boucles froides dans l'atmosphère solaire.

4.3.1 Equations des profils initiaux de boucles froides

Nous partons des équations présentées dans la section 4.2.2, dans le cas statique ($\frac{\partial}{\partial t} = 0$; $v = 0$). En outre, nous supposons un équilibre thermique entre les ions et les électrons ($T \equiv T_e = T_i$), ainsi que la quasi-neutralité du plasma ($n \equiv n_e = n_i$). En conséquence, les pressions des électrons et des ions sont égales et nous les additionnons pour définir la pression totale $P \equiv P_e + P_i$. Nous réduisons ainsi les équations au cas à un fluide, avec les paramètres (n, T, P) , ce qui suppose un couplage parfait entre les électrons et les ions.

Le modèle de boucles froides a pour particularité une conduction négligeable, du fait de sa température et de son gradient de température faible (Equ. 4.4). Les pertes radiatives Q_R (Equ. 4.6) sont donc compensées par le chauffage coronal H , en tout point de la boucle s . Nous pouvons réécrire les équations 4.3, 4.4 et 4.10 dans le cas statique à un fluide et en négligeant la conduction :

$$\frac{\partial P}{\partial z} = -nm_i g \quad (4.14)$$

$$n^2 \Lambda(T) = H \quad (4.15)$$

$$P = 2nk_B T \quad (4.16)$$

Pour rappel, la fonction de pertes radiatives est estimée par une loi de puissance $\Lambda(T) = \Lambda_0 T^b$. Pour les températures des boucles froides ($T < 10^5$ K), nous utilisons $b = 3$. Dans les parties suivantes, nous utiliserons les équations 4.14 à 4.16 pour déduire le profil des paramètres (n , T , P) sur la boucle centrale (section 4.3.2) et les pieds chromosphériques (section 4.3.3).

4.3.2 Description des paramètres de plasma le long de la partie centrale de la boucle

La partie centrale de la boucle se situe entre les positions $L_c \leq s \leq L + L_c$. Afin d'être utilisable par le code numérique, les paramètres de plasma sont déduits sur une grille discrète de points, notés s_j , avec $j \in [0, N]$. Par défaut, nous supposons que les valeurs au sommet des pieds verticaux, à $s = L_c$ et $s = L + L_c$ sont égales à $T_0 = 2 \times 10^4$ K et $P_0 = 0.1$ dyn cm⁻². Ce sont des valeurs arbitrairement choisies, qui sont typiques du sommet de la chromosphère (Fig. 1.2). Les paramètres de la position s_{j+1} sont calculés à partir de ceux de la position précédente s_j . Les équations utilisées pour déduire P_{j+1} , n_{j+1} et T_{j+1} sont encadrées ci-dessous :

$$\boxed{P_{i+1} = P_i - n_i m g \Delta z} \quad (4.17)$$

$$T_{i+1} = \frac{P_{i+1}}{2k_B n_{i+1}} \quad (4.18)$$

$$T_{i+1} = \frac{P_{i+1}}{2k_B \left(\frac{H}{\Lambda_0 T_{i+1}^b} \right)^{1/2}} \quad (4.19)$$

$$\boxed{T_{i+1} = \left(\frac{P_{i+1}}{2k_B} \sqrt{\frac{\Lambda_0}{H}} \right)^{2/(2-b)}} \quad (4.20)$$

$$\boxed{n_{i+1} = \left(\frac{H}{\Lambda_0 T_{i+1}^b} \right)^{1/2}} \quad (4.21)$$

L'équation 4.17 se déduit directement de 4.14. L'équation 4.20 s'obtient en combinant l'équation 4.15 et 4.16. Quant à l'équation 4.21, elle découle directement de 4.20 et de 4.16.

4.3.3 Description des paramètres de plasma le long des pieds chromosphériques verticaux

Nous étendons désormais les calculs décrits en section 4.3.2 aux pieds chromosphériques verticaux, définis aux positions $s \leq L_c$ et $s \geq L + L_c$. Le gradient de température étant faible

dans la chromosphère (Fig. 1.2 (a)), la température est supposée constante sur l'ensemble des pieds verticaux ($T = T_0$). Combiner les équations 4.14 et 4.16 donne le profil de la pression selon s :

$$P(s) = P_0 \exp \frac{-(z(s) - z(L_c))}{H_g} \text{ pour } s \leq L_c \text{ et } s \geq L + L_c \quad (4.22)$$

où $H_g = \frac{2k_B T_0}{m_i g}$ est la hauteur caractéristique de la pression. La densité se déduit directement de l'Equation 4.16.

4.3.4 Condition d'existence des boucles froides

Dans les sections précédentes, nous avons présenté les équations permettant de déduire les profils initiaux (n, T, P) d'une boucle froide. Dans cette section, nous établissons, à partir de ces équations, les conditions d'existence des boucles froides, en particulier celles ayant pour origine la forme de la fonction de pertes radiatives $\Lambda(T)$ (Equ. 4.6). De cette condition découle la limite supérieure en température des boucles (1×10^5 K).

La température maximale 1×10^5 K des boucles froides est en effet directement liée à la forme de $\Lambda(T)$. En supposant que $\Lambda(T)$ est approximée par une loi de puissance $\Lambda(T) \sim T^b$ pour $T < 1 \times 10^5$ K, la condition d'existence des boucles froides est $b > 2$ (Cally & Robb 1991). Or, la pente de la fonction de pertes radiatives devient négative pour $T > 1 \times 10^5$ K (Fig. 4.4). La condition $b > 2$ n'est alors plus vérifiée, ce qui implique que la température d'apex d'une boucle froide ne peut dépasser 1×10^5 K. Au-delà de cette température, la boucle devient alors une boucle chaude. Bien que la condition $b > 2$ soit déjà connue (Cally & Robb 1991), nous proposons de l'établir à nouveau à partir des équations 4.17 à 4.21.

Tout d'abord, nous démontrons qu'une boucle froide ne peut exister pour $b = 2$. Pour cela, nous exprimons P_{i+1} à partir de l'équation 4.20 :

$$P_{i+1} = T_{i+1}^{(2-b)/2} 2k_B \sqrt{\frac{H}{\Lambda_0}} \quad (4.23)$$

$$P_{i+1} = 2k_B \sqrt{\frac{H}{\Lambda_0}} \quad (4.24)$$

Pour $b = 2$, la pression P reste donc constante sur l'ensemble de la boucle centrale. Or, ce résultat est en contradiction avec l'équation 4.17, qui indique que P diminue lorsque l'altitude augmente. Une boucle froide ne peut donc pas exister en équilibre hydrostatique avec $b = 2$.

Désormais, nous pouvons étendre la condition d'existence de la boucle froide à $b > 2$. L'équation 4.17 indique que la pression décroît avec l'altitude, soit $P_{i+1} < P_i$ pour $s < L_c + L/2$. De plus, la température augmente avec l'altitude, soit $T_{i+1} > T_i$. Or l'équation 4.20 implique que $T_{i+1} \sim P_{i+1}^{2/(2-b)}$. Afin d'avoir T_i croissant avec i , et P_i décroissant avec i , il est nécessaire que $2/(2-b) < 0$. Il en découle la condition d'existence des boucles froides $b > 2$. Cette condition peut se généraliser aux fonctions de pertes radiatives qui ne sont pas approximées par une loi de puissance, comme celles calculées par le code atomique CHIANTI. Dans ce cas, pour qu'une boucle froide puisse exister, il faut que la pente de $\Lambda(T)$ soit localement supérieure à celle de la loi de puissance $b = 2$.

4.3.5 Discussion du choix de la fonction de pertes radiatives

Dans cette section, nous discutons de la conséquence de cette condition sur la possible présence des boucles froides dans l'atmosphère solaire. Nous justifions également notre choix de réduire $\Lambda(T)$ à la loi de puissance $b = 3$ pour $T < 1 \times 10^5$ K (McClymont & Canfield 1983).

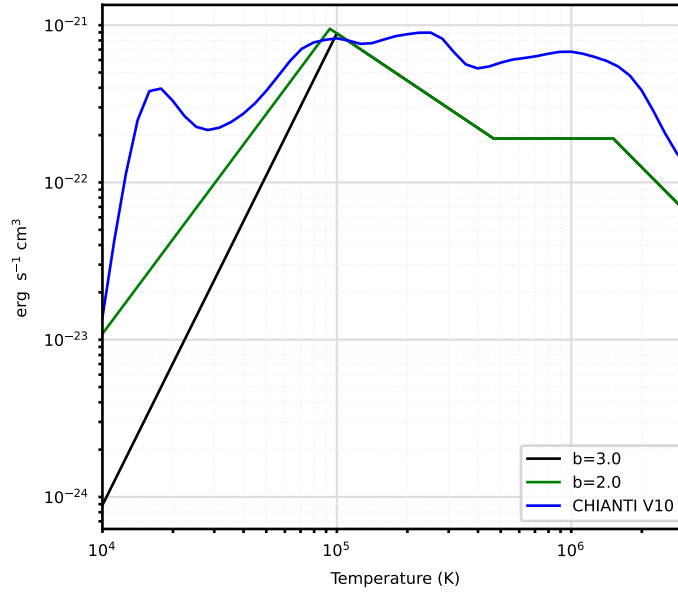


FIGURE 4.4 – Exemples de fonctions de pertes radiatives $\Lambda(T)$. La fonction verte ($b = 2$ pour $T < 4.97 \times 10^4$ K) est l’approximation en loi de puissance $\Lambda(T) \sim T^b$, adaptée de Klimchuk et al. (2008a), tandis que la noire ($b = 3$ pour $T < 1 \times 10^5$ K) est celle que nous utilisons. La courbe bleue montre un exemple de fonction de pertes radiatives calculée par CHIANTI, qui ne prend pas en compte les effets d’opacité.

La Figure 4.4 présente trois exemples de fonctions de pertes radiatives : deux fonctions approximées en loi de puissance d’exposants 2 et 3, ainsi qu’une fonction calculée par le code atomique CHIANTI (Dere et al. 1997), version 10 (Del Zanna et al. 2021b). Cette dernière est calculée par *ChiantiPy*¹, en supposant un plasma optiquement mince, un équilibre d’ionisation conseillé par la version 10 de CHIANTI, ainsi qu’une abondance coronale estimée par Asplund et al. (2021). Le calcul inclut les raies principales d’émission des ions avec une abondance relative à l’hydrogène supérieure à 10^{-5} . Nous remarquons que la pente de la fonction $\Lambda(T)$ calculée par CHIANTI (courbe bleue) suit relativement bien la loi de puissance $b = 2$ (courbe verte) aux températures inférieures à $\log T = 5.0$. En revanche, la loi de puissance ne reproduit pas le pic de $\Lambda(T)$ aux températures inférieures à $\log T = 4.5$, qui est provoqué par la raie d’émission H I Lyman- α 1215.61 Å. Cette raie étant chromosphérique, (McClymont & Canfield 1983) ont proposé une correction de l’effet opacité en modifiant à $b = 3$ l’exposant de la loi de puissance. Cependant, la validité de cette correction a été remise en cause par Athay (1986), qui la considère surestimée. Les auteurs argumentent que $b = 2$ est une meilleure approximation pour $\Lambda(T)$. Néanmoins, Klimchuk & Mariska (1988) ont utilisé le coefficient $b = 3$ pour modéliser des boucles froides, en supposant que le réel exposant se situe probablement entre 2 et 3. Cette affirmation n’est pas partagée par Cally & Robb (1991), qui argumentent que l’exposant $b = 3$ n’est pas réaliste dans l’atmosphère solaire. Ils en concluent que l’existence même des boucles froides est peu probable.

Des études plus récentes semblent remettre en cause cette affirmation. Tout d’abord, des simulations de régions actives par le code MHD 3D MurAM (Peter et al. 2004, 2006) ont permis de produire une DEM cohérente avec les observations. Les auteurs ont notamment reproduit l’augmentation de la DEM aux températures inférieures à 10^5 K (Fig. 4.2), grâce à la présence de structures froides émettant à température chromosphérique. Cette observation

1. <https://github.com/chianti-atomic/ChiantiPy>, consulté le 22 Mai 2024

est en accord avec le modèle de boucles froides théorisé par [Antiochos & Noci \(1986b\)](#). [Sasso et al. \(2012\)](#) ont, quant à eux, directement étudié les conditions d'existence et de stabilité des boucles froides, en utilisant un modèle hydrodynamique 1D. La particularité de cette étude est l'utilisation de différentes fonctions de pertes radiatives $\Lambda(T)$, dont certaines considérées alors comme incompatibles avec l'existence de boucles froides. Malgré cela, les auteurs sont parvenus à simuler des boucles "quasi-statiques" froides pour plusieurs fonctions $\Lambda(T)$, notamment celles suivant une loi de puissance d'exposant $b = 2$ et incluant le pic dû à la raie H I Lyman- α . Par "quasi-statiques", nous entendons que ces boucles présentent des oscillations n'évoluant pas en instabilité. Néanmoins, ces boucles "quasi-statiques" ne sont pas les mêmes que celles décrites par ([Antiochos & Noci 1986b](#)). En effet, la conduction n'est pas totalement négligeable, et ce sont ses variations au second ordre qui permettent à la boucle d'atteindre cet état "quasi-statique" ([Sasso et al. 2012](#)). Les auteurs concluent que l'existence de boucles froides n'est pas limitée par la condition $b > 2$ (section 4.3.4). Ces boucles peuvent donc être présentes dans l'atmosphère, et ce même pour des fonctions de pertes radiatives autres que la loi de puissance $b = 3$.

Bien que [Sasso et al. \(2012\)](#) aient montré que des boucles froides quasi-statiques peuvent exister pour plusieurs types de $\Lambda(T)$, nous choisissons tout de même de réduire $\Lambda(T)$ à une loi de puissance d'exposant $b = 3$ ([McClymont & Canfield 1983](#)). En effet, l'objectif de ce travail est d'analyser la signature observationnelle d'une boucle froide lorsqu'elle est soumise à un événement de chauffage impulsif. Nous avons choisi de ne pas aborder la question de l'existence des boucles froides dans l'atmosphère solaire. Une extension intéressante de ce projet serait d'utiliser des modèles de boucles froides "semi-statiques" développées par [Sasso et al. \(2012\)](#), afin d'étudier la réponse des courbes de lumière avec des modèles variés de $\Lambda(T)$.

4.4 Mise en place des simulations

Dans cette section, nous décrivons la méthode pour obtenir des boucles à l'équilibre statiques, comme celles illustrées par la figure 4.1.

Commençons par les boucles froides à l'équilibre, qui sont obtenues à partir des profils initiaux de température, densité et de pression le long de la boucle présentés en la section 4.3. Nous laissons la boucle évoluer pendant $\sim 10^4$ s jusqu'à ce qu'elle atteigne un équilibre. De la viscosité numérique est temporairement ajoutée pour accélérer la relaxation de la boucle. Une fois la boucle en équilibre, nous lançons la simulation dans laquelle nous appliquons le chauffage impulsif (Equ. 4.8). Nous limitons la simulation à 1000 s, car c'est le temps minimal que mettent d'éventuels flux de plasma pour atteindre à nouveau la partie centrale après leur réflexion aux extrémités des pieds verticaux ($s = 0$ ou $s = L + 2L_c$). Cet intervalle de temps permet néanmoins d'inclure les refroidissements par conduction et pertes radiatives qui font suite au chauffage.

Les boucles chaudes sont obtenues directement à partir d'une boucle froide à l'équilibre. Pour cela, nous augmentons sa température bien au-delà de 1×10^5 K, pour qu'elle devienne une boucle chaude. Nous laissons alors se relaxer sur un temps de l'ordre de $\sim 10^4$ s, jusqu'à ce qu'elle atteigne un état à l'équilibre. Enfin, nous lançons la simulation de 1000 s, en la soumettant au même chauffage impulsif que les boucles froides.

4.5 Choix des groupes de modèles pour l'étude d'un paramètre

Dans cette section, nous décrivons, pour chacune de nos simulations, les paramètres de notre modèle, qui sont choisis pour être cohérents avec les propriétés déduites des observations des événements (section 4.1).

Rappelons les paramètres communs à tous les modèles. Les boucles ont toutes une partie centrale (semi-circulaire ou elliptique) de longueur L variée, entourée par deux pieds verticaux de longueur $L_c = 1 \times 10^9$ cm (section 4.2.1). Nous effectuons des simulations de 1000 s à partir d'une boucle froide (BF) ou chaude (BC) en équilibre. Lors de cette simulation, la boucle est soumise à un événement de chauffage impulsif de $\Delta t_{ev} = 10$ s commençant au temps $t_{ev} = 100$ s. L'amplitude du dépôt d'énergie $A(s, t)$ (Equ. 4.8) augmente linéairement pour atteindre son maximum A_{max} à $t = 105$ s, puis décroît linéairement pour atteindre $0 \text{ erg cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$ à $t = 110$ s. Les modèles sont rassemblés en "groupes", de telle manière à étudier l'impact de la variation d'un seul paramètre à la fois. Dans le cadre de ce travail, nous avons choisi de réaliser nos simulations en variant quatre paramètres du modèle :

- I : la longueur de la boucle centrale L .
- II : la pression au sommet de la chromosphère P_0 .
- III : l'amplitude maximale du dépôt d'énergie du chauffage impulsif A_{max} .
- IV : l'élongation a pour une partie centrale semi-elliptique.

Dans toutes les simulations, le chauffage impulsif $H_{ev}(s, t)$ (Equ. 4.8) dépose son énergie sur l'ensemble de la boucle centrale, selon une fonction gaussienne d'amplitude maximale A_{max} et de déviation standard spatiale $\sigma_{ev} = 2R$, avec R le rayon apparent de la boucle. Pour le groupe I, la longueur $L = \pi R$ augmente, mais il est nécessaire de ne pas faire varier l'énergie volumétrique moyenne déposée sur la partie centrale E_{inj} . Nous voulons en effet étudier l'impact de la variation d'un seul paramètre à la fois pour chaque groupe. Afin de vérifier comment évolue E_{inj} avec L , nous calculons sa valeur sur la boucle centrale.

$$E_{inj} = \frac{1}{L} \int_{L_c}^{L_c+L} \int_{\Delta t_{ev}} H_{ev}(s, t) ds dt \quad (4.25)$$

$$E_{inj} = \frac{1}{\sqrt{2\pi}R} A_{max} \cdot \Delta t_{ev} \cdot \sigma_{ev} \cdot \text{erf} \left(\frac{L}{2\sqrt{2}\sigma_{ev}} \right) \quad (4.26)$$

$$E_{inj} = \sqrt{\frac{2}{\pi}} A_{max} \cdot \Delta t_{ev} \cdot \text{erf} \left(\frac{\pi}{4\sqrt{2}} \right) \quad (4.27)$$

La fonction d'erreur $\text{erf}(z) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^z e^{-t^2} dt$ permet d'intégrer une fonction gaussienne entre deux bornes finies. Ici, nous l'utilisons pour intégrer la fonction de dépôt spatial d'énergie $H_{s,t}$ entre L_c et $L_c + L$. L'équation 4.27 montre que la valeur de E_{inj} ne varie pas avec R (ni L), pour $\sigma_{ev} = 2R$. En conséquence, E_{inj} reste constant et égal à 0.9 erg cm^{-3} pour tous les modèles, à l'exception de ceux pour lesquels A_{max} varie. Le groupe IV fait exception à cette règle, ce que nous discutons dans l'annexe C.2.

Les tables de 4.1, C.1, 4.2 et C.2 présentent les noms et les propriétés des modèles des groupes I à IV respectivement. Les objectifs de ces derniers ainsi que les conditions initiales (*i.e.* avant le chauffage impulsif) sont décrits en détail à l'occasion des quatre prochains paragraphes.

Groupe I : longueur variable. Le groupe I (Table 4.1) rassemble des modèles de longueur $L = \pi R$ variable entre 0.5 Mm et 5.5 Mm. Le résultat de l'augmentation de L est une augmentation de la température d'apex initiale de la boucle. Nous notons qu'aucune boucle chaude

en équilibre n'a pu être créée avec les paramètres de m_1 ($L = 0.5$ Mm) et de m_2 ($L = 1$ Mm). Par conséquent, ces longueurs ne sont pas incluses dans les modèles des boucles chaudes. Les résultats des courbes de lumière de ce groupe sont présentées en Section 4.8.2.

Groupe II : pression variable aux pieds de la boucle. Le groupe II (Table C.1) rassemble des modèles avec variation de la pression au sommet de la chromosphère P_0 . En dehors de P_0 , les modèles du groupe II conservent la géométrie et l'événement impulsif du modèle m_4 (boucle froide) ou du modèle m_{23} (boucle chaude). L'intérêt de diminuer P_0 est d'obtenir des boucles chaudes avec des températures d'apex basses lorsque la boucle est à l'équilibre. En effet, lorsque P_0 décroît pour une valeur de T_0 constante, la valeur du chauffage coronal volumétrique constant H_0 diminue également, afin de respecter la conservation de l'énergie au sommet des pieds verticaux (Equ. 4.15). Par conséquent, selon l'équation 4.20, la température d'apex initiale des boucles chaudes diminue. Ainsi, celle de m_{30} ($P_0 = 0.05$ dyn cm⁻²) est de $\log T_{\text{apex}} \approx 5.55$, tandis que celle de m_{23} ($P_0 = 0.1$ dyn cm⁻²) est de $\log T_{\text{apex}} \approx 5.80$. Diminuer la température d'apex initiale des boucles chaudes est intéressant, car cela les rapproche des températures et des densités atteintes par les boucles froides (inférieures à 10⁵ K). L'objectif est de vérifier si les courbes de lumière des boucles chaudes avec une basse température d'apex peuvent se comporter de la même manière que celles d'une boucle froide. Les résultats sont présentés dans l'Annexe C.1.

Groupe III : amplitude de chauffage variable. Le groupe III (Table 4.2) rassemble des modèles de boucles semi-circulaires soumises à un chauffage impulsif d'amplitude A_{max} variable. L'objectif est de comprendre l'influence du chauffage impulsif sur le comportement des courbes de lumière. En particulier, il est intéressant d'analyser si une boucle froide, soumise à un fort chauffage impulsif, donne des résultats équivalents à ceux d'une boucle chaude, soumise à un petit chauffage impulsif. Les résultats sont présentés dans la Section 4.8.3.

Groupe IV : distance entre les pieds variable. Le groupe IV (Table C.2) rassemble des modèles de boucles semi-elliptiques avec variation de l'élongation a de la boucle selon x . La création de ce groupe est motivée par le fait que les événements observés sont bas dans l'atmosphère (1 à 5 Mm [Zhukov et al. 2021](#)). En effet, si cette contrainte d'altitude limite le rayon d'une boucle semi-circulaire, une boucle semi-elliptique, quant à elle, peut tout de même être étendue. Une forme elliptique allongée n'est donc pas à exclure pour la boucle. Les résultats sont présentés dans l'Annexe C.2.

4.6 Transition d'une boucle froide vers une boucle chaude

Dans cette section, nous étudions la condition de transition d'une boucle froide vers une boucle chaude, à partir de modèles tirés du groupe I. Il s'avère que cette condition dépend principalement de la température maximale atteinte après l'événement de chauffage. Si la température maximale est supérieure à 1×10^5 K, la boucle peut alors basculer vers une boucle chaude. En effet, la température de 1×10^5 K marque, pour la fonction de pertes radiatives $\Lambda(T)$, le changement d'une loi de puissance d'exposant $b = 3$ à $b = -1$ (Fig. 4.4). Or, comme discuté dans la section 4.3.4, une boucle froide telle que nous l'avons définie ne peut exister que pour un coefficient $b > 2$. Au-delà de 1×10^5 K, b prend la valeur de -1 et les pertes radiatives ne peuvent plus compenser le chauffage coronal. La boucle devient alors instable et évolue vers une boucle chaude (voir aussi [Cally & Robb 1991](#)), qui se stabilise avec l'augmentation de la conduction pendant le temps de relaxation d'environ 10⁴ s. Pour toutes nos simulations, ce processus s'est avéré irréversible si aucun paramètre de la modélisation n'est modifié.

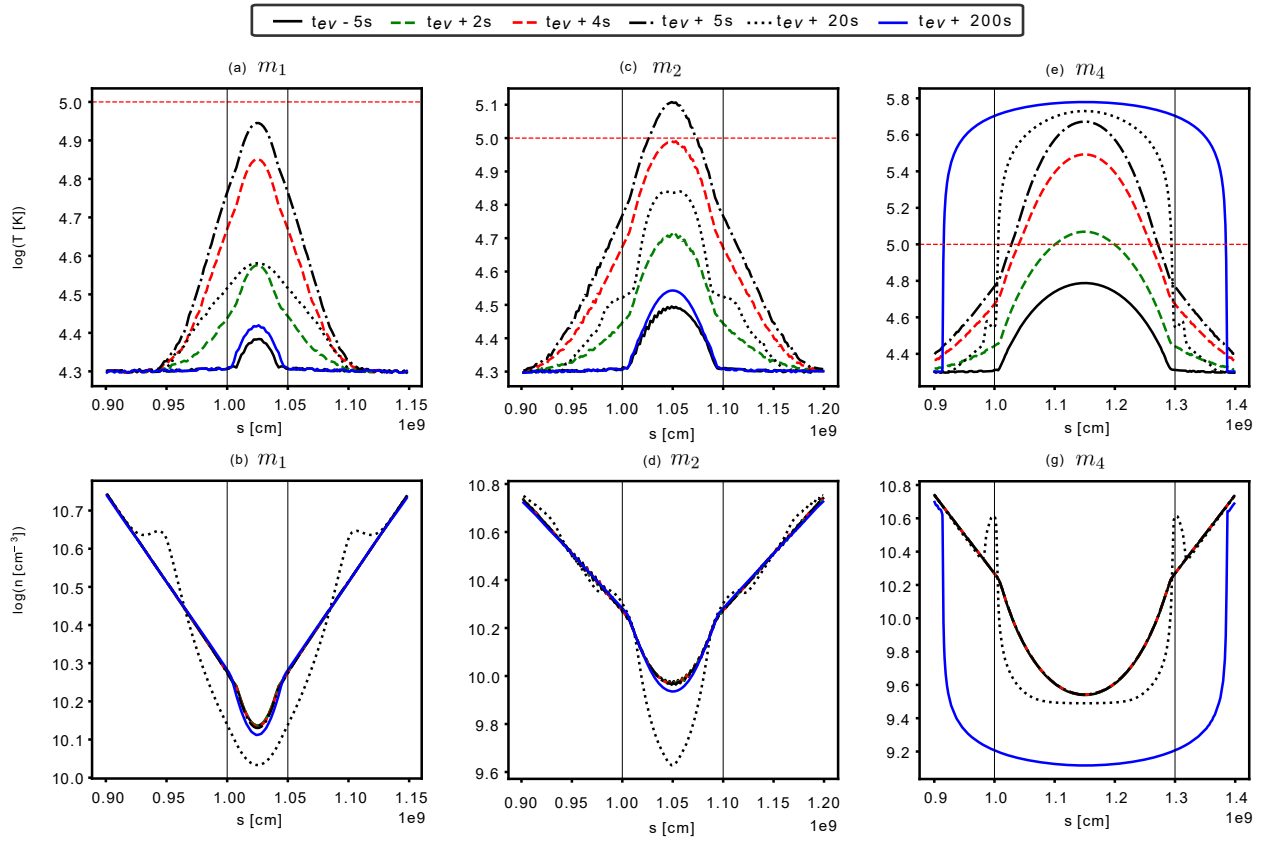


FIGURE 4.5 – Évolution temporelle des températures et des densités électroniques des modèles (a) m_1 , (b) m_2 et (c) m_4 , de longueurs respectives $L = 0.5, 1$ et 3 Mm. Le temps est compté par rapport à $t_e = 100$ s, qui est le temps initial de l'événement impulsif. Les lignes verticales noires représentent la position du sommet des pieds verticaux de chaque boucle et la ligne pointillée rouge indique $\log T = 5.0$. $t_{ev} + 2$ s (vert) et $t_{ev} + 4$ s (rouge) marquent les temps lorsque m_4 et m_2 atteignent 1×10^5 K respectivement.

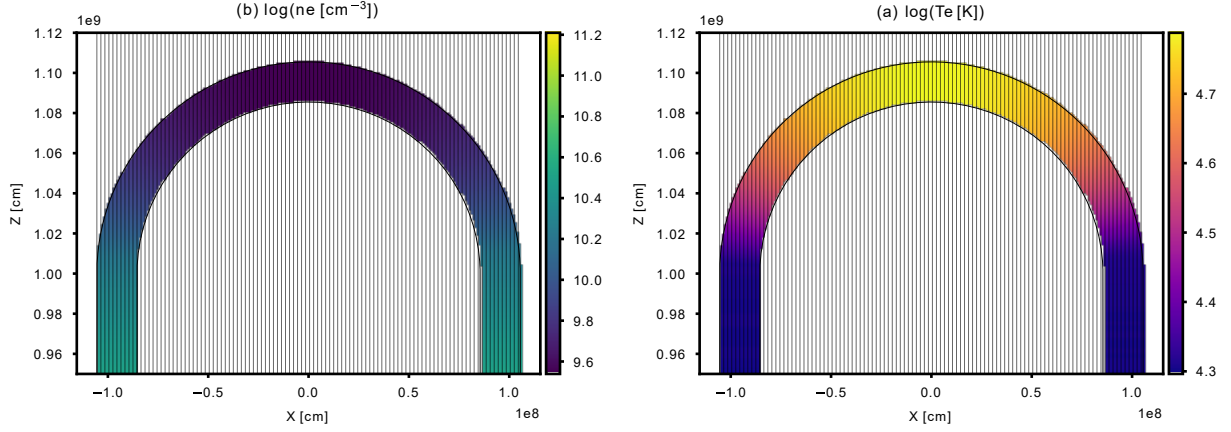


FIGURE 4.6 – Densité n_e (gauche) et température T_e (droite) électroniques en 2D (x, z), construites à partir des résultats 1D de la simulation avec le modèle m_4 , 100 s avant le chauffage impulsif. A ce stade, la boucle est stable et suit un modèle de boucle froide. Le diamètre de la coupe transversale (*cross-section*) est supposé constant et égal à $h = 0.2$ Mm. Les lignes verticales noires sont les lignes de visée choisies pour construire l'intensité de HRIEUV, AIA et SPICE. Elles sont uniformément espacées selon x de 20 km.

La figure 4.5 montre l'évolution dans le temps des profils de température et de densité électroniques le long de l'axe de la boucle, pour trois modèles du groupe I appelés m_1 , m_2 et m_3 , dont la longueur de la boucle centrale L varie de 0.5 à 3 Mm (Table 4.1). Du fait de l'augmentation de L , leur température d'apex à l'équilibre augmente également de $\log T_{\text{apex}} = 4.38$ pour m_1 (Fig. 4.5 (a)) à $\log T_{\text{apex}} = 4.8$ pour m_4 (Fig. 4.5 (f)). Un chauffage impulsif est par la suite appliqué à ces boucles en équilibre.

Dans le cas de m_1 , de longueur $L = 0.5$ Mm (Fig.4.5 (a)), la température maximale de la boucle reste en-dessous de 1×10^5 K tout le long de la simulation. Les pertes radiatives restent donc importantes et, sur un temps suffisamment long (~ 300 s), la boucle froide retrouve son état initial. A l'inverse, m_4 (Fig.4.5 (c)) illustre la transition irréversible d'une boucle froide vers une boucle chaude. Dans ce cas, l'événement impulsif chauffe la boucle à des températures bien au-delà de 1×10^5 K. Cet effet, couplé à la diminution de la densité pour que la boucle soit en équilibre hydrostatique (Fig. 4.5 (g)), rend les pertes radiatives moins efficaces lorsque la température augmente. Cela accélère le chauffage de la boucle, jusqu'à ce que la conduction compense la diminution des pertes radiatives dans la partie coronale. La boucle chaude nouvellement formée finit donc par trouver un état d'équilibre. Elle s'accompagne de l'apparition d'une région de transition et d'une partie coronale, entre 5 s et 20 s après t_{ev} pour m_4 (Fig. 4.5 (e)). Pour rappel, la région de transition se définit par un fort gradient de température et de densité (Fig. 4.5 (g)) et par le fait que la conduction agit comme un terme de chauffage (voir section 4.1.2). Le modèle m_2 , quant à lui, est un cas particulier (Fig.4.5 (c) et (d)). Alors même que la boucle atteint des températures proches de 1.2×10^5 K, la densité de plasma ($\approx 6 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$) suffit pour que les pertes radiatives la refroidissent en-dessous de 1×10^5 K. La boucle retrouve alors son état initial et n'évolue pas vers une boucle chaude. En conséquence, l'exemple de m_2 montre que la condition $T_{\text{apex}} > 1 \times 10^5$ K pour que la boucle froide devienne une boucle chaude est nécessaire, mais pas suffisante.

4.7 Création des courbes de lumière synthétiques

Afin de comparer les résultats des simulations avec les observations, nous créons des courbes de lumière synthétiques d’HRIEUV, d’AIA et de SPICE. L’intensité I d’une raie ou d’un imageur UV-EUV est donnée par l’équation 1.3, que nous rappelons ici :

$$I = \int_l n^2(l)G(n, T) dl \quad (4.28)$$

Nous supposons ici que les électrons et les ions sont couplés, soit $n \equiv n_e = n_H$, et $T \equiv T_e = T_H$. Dans l’équation 4.28, l’intensité I est intégrée le long de la ligne de visée l . Elle dépend non seulement des paramètres de plasma (n, T), mais également de la fonction de contribution $G(n, T)$. Comme précisé dans la section 1.3.6, $G(n, T)$ inclut les processus de physique atomique responsables de la formation de la raie. Dans le cas d’un imageur, cette dernière est remplacée par la fonction de réponse $R(n, T)$. Afin de calculer G ou R , nous utilisons le code de modélisation atomique CHIANTI (Dere et al. 1997), version 10.1 (Del Zanna et al. 2021a), avec une abondance coronale d’éléments estimée par Asplund et al. (2021) et l’équilibre d’ionisation conseillé par la version de CHIANTI.

L’équation 4.28 permet de calculer l’intensité d’une raie ou d’un imageur à partir de la densité et de la température de plasma donnée par HYDRAD. Cependant, le calcul de l’intensité implique une intégration le long d’une ligne de visée L . Or, dans HYDRAD, les résultats de densité et de température sont donnés en une dimension selon l’axe magnétique de la boucle $s : n(s); T(s)$. Nous projetons donc les résultats sur une grille 2D selon les coordonnées (x, z) et la géométrie de la boucle définies en section 4.2.1. La coupe transversale (*cross-section*) le long de la boucle est supposée circulaire et de diamètre $h = 0.2$ Mm. Nous choisissons de garder h constant pour tous les modèles, afin d’étudier la variation d’un seul paramètre du modèle à la fois. Les valeurs de température et de densité de plasma sont supposées constantes sur une même coupe transversale. La valeur de 0.2 Mm est choisie car elle s’approche de la taille de deux pixels d’HRIEUV sur la couronne solaire lorsque Solar Orbiter atteint le périhélie. C’est donc une valeur raisonnable pour décrire les largeurs des événements, qui sont souvent non résolues spatialement par l’instrument.

La figure 4.6 montre la densité et la température électroniques de m_4 , 100 s avant le chauffage impulsif, lorsque la boucle est froide et à l’équilibre. La taille des pixels est de 10 km selon x et de 1 km selon z , permettant de résoudre les variations spatiales de densité et de température dans la région de transition des boucles chaudes. En effet, cette région est caractérisée par un fort gradient de ces deux paramètres (section 4.1.2).

Les lignes de visée instrumentales sont représentées sur la Figure 4.6 par des lignes noires et verticales. Notons qu’elles couvrent l’ensemble de la boucle et sont uniformément réparties avec une séparation de 20 km sur l’axe x . L’intensité, quant à elle, est intégrée le long de chaque ligne de visée selon l’équation 4.28, associant ainsi à chaque ligne de visée une valeur d’intensité.

Les courbes de lumière sont construites en moyennant les intensités sur chacune des lignes de visée et ce, pour chaque pas de temps de la simulation. Cette technique est équivalente à une moyenne spatiale sur les pixels de l’événement à chaque pas de temps, méthode également utilisée par Dolliou et al. (2024) pour les observations. Il nous reste à comparer le comportement et l’intensité relative des courbes de lumière de nos modélisations avec celles des observations. Notons cependant que les intensités absolues ne peuvent pas être reproduites et ce, pour les raisons suivantes :

- Modéliser les courbes de lumière en moyennant les intensités sur toutes les lignes de visée ne prend pas en compte le *filling factor*, qui impacte pourtant notablement les observations (Fig. 4.6). En effet, lors des observations (*i.e.* Dolliou et al. 2024), les intensités sont moyennées spatialement sur une région. L’événement est inclus dans cette région, mais

ne la couvre pas entièrement. C’est pourquoi l’intensité mesurée par les observations est sous-estimée par rapport à celle émise par la structure. Cet effet est quantifié par le *filling factor*, que nous définissons comme la surface occupée par la structure sur la région moyennée. Par exemple, [Dolliou et al. \(2024\)](#) ont mesuré une valeur de *filling factor* de 0.35 pour l’un de leurs événements. Les intensités des résultats d’HYDRAD sont donc surestimées par rapport à celles des observations, dans la mesure où le *filling factor* n’est pas pris en compte.

- En outre, nous avons supposé que les lignes de visée sont verticales, avec un angle nul par rapport à l’axe z . Or, cette hypothèse n’est pas forcément vérifiée pour les observations. L’angle entre les lignes de visée et z peut avoir un impact sur les courbes de lumière, par exemple en réduisant la longueur traversée dans la région de transition, tout en augmentant celle traversée dans la couronne.
- Enfin, la géométrie de la structure magnétique est simplifiée dans HYDRAD et représentée par une boucle semi-circulaire ou une ellipse sur un plan 2D, avec deux pieds verticaux (section 4.2.1). Or, la géométrie 3D des boucles magnétiques peut avoir une influence sur l’intégration le long de la ligne de visée.

4.8 Courbes de lumière d’HRIEUV, d’AIA et de SPICE

Cette section est consacrée à l’analyse des courbes de lumière d’HRIEUV, de quatre canaux d’AIA (171, 131, 193, 211, 304) et de cinq raies de SPICE (C III, O IV, O VI, Ne VIII, Mg IX), résultant des simulations associées aux différents groupes de modèles présentés dans la section 4.5. La section 4.8.1 analyse les résultats de deux exemples typiques d’une boucle froide et d’une boucle chaude : m_4 et m_{23} (table 4.1). La section 4.8.2 présente les résultats pour les modèles du groupe I et la section 4.8.3 pour ceux du groupe III. Les résultats des modèles du groupe II (section C.1) et du groupe IV (section C.2) sont présentés dans l’annexe, car ils n’apportent pas de résultats significatifs par rapport aux autres groupes.

Nous notons que les températures maximales et les densités minimales atteintes lors des simulations sont affichées dans l’annexe pour tous les modèles des groupes I (Fig. B.1) à IV (Fig. B.4). Les figures incluent également la température et la densité d’apex initiales, comme éléments de comparaison.

4.8.1 Résultats pour une boucle froide et une boucle chaude typiques

Tous les résultats présentés dans cette section seront utilisés dans l’interprétation des courbes de lumière présentées dans les sections 4.8.2 et 4.8.3. De fait, les effets décrits dans cette section (*i.e.* flux de plasma) se retrouvent pour la plupart des modèles des groupes I à IV, de façon plus ou moins marquée.

Les figures 4.7 et 4.8 présentent une analyse détaillée des simulations associées respectivement à m_4 et m_{23} , entre $t = 95$ s et $t = 200$ s. Pour chacune des figures, nous présentons les courbes de lumière (1e ligne en partant du haut), ainsi que les profils de plusieurs paramètres le long de l’axe magnétique de la boucle s , pris à cinq temps différents. Ces paramètres incluent la température T_e , la densité n_e et la pression P_e électroniques (2e ligne) ; la vitesse de flux v et la vitesse du son c_s (3e ligne) ; l’émission d’HRIEUV et de l’O VI (4e ligne). Enfin, nous avons inclus les temps $t = 95$ s et 600 s, afin d’avoir l’état initial et final de la boucle.

4.8.1.1 Exemple d’une boucle froide (m_4)

La figure 4.7 présente les résultats de la simulation de m_4 . Nous notons que lorsque la boucle froide est soumise au chauffage impulsif, elle évolue vers une boucle chaude visible au temps

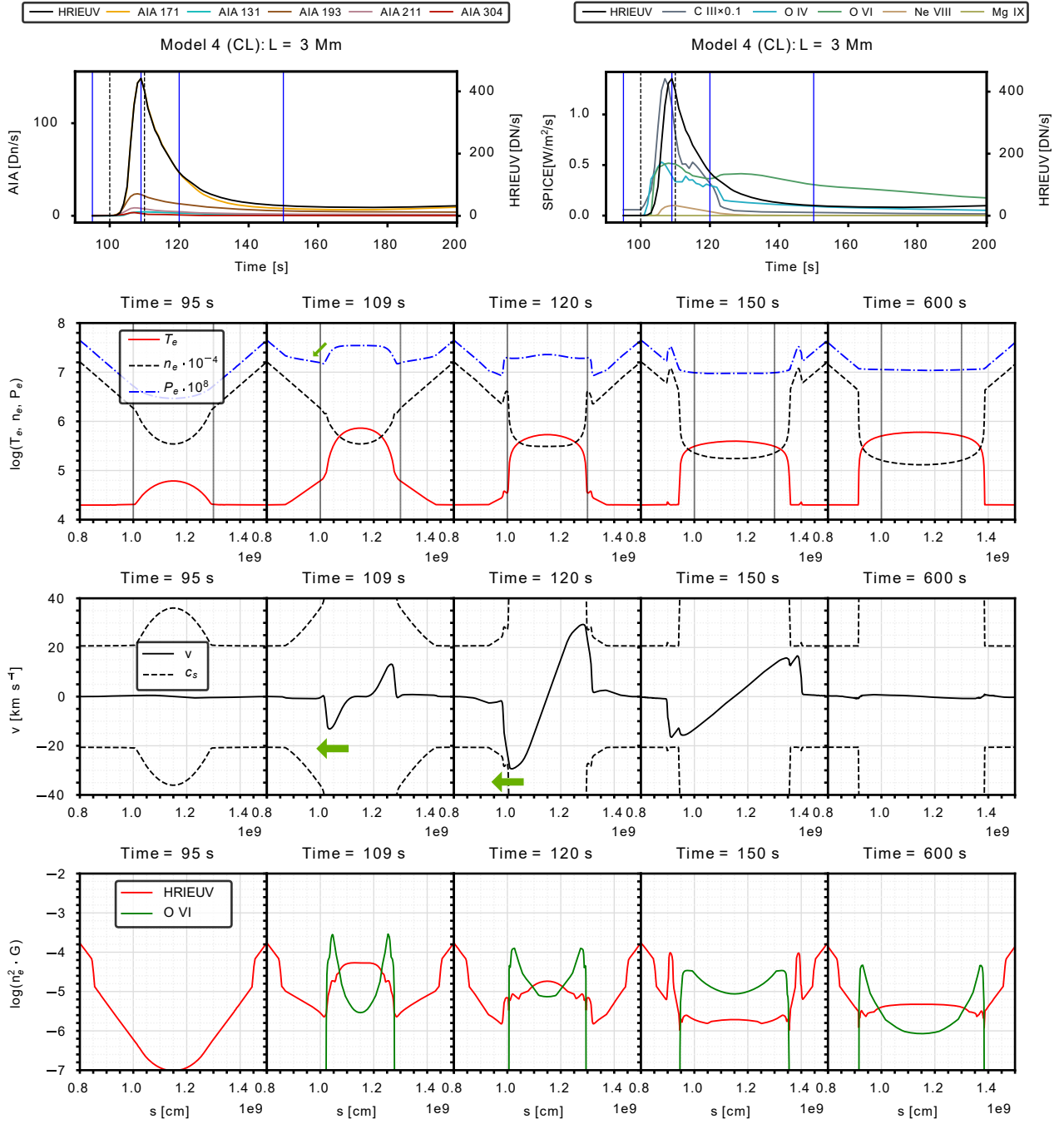


FIGURE 4.7 – Résultats pour le modèle m_4 . **Première ligne** en partant du haut : courbes de lumière d’HRIEUV, des canaux d’AIA (gauche) et des raies de SPICE (droite) entre $t = 90$ et 200 s. Les lignes pointillées verticales à 100 s et 110 s marquent le début et la fin du chauffage impulsif. Les lignes verticales bleues marquent les temps étudiés par les trois rangées de sous-figures ci-dessous. **Deuxième ligne** : profils des paramètres de plasma autour de la partie centrale de la boucle, délimités par des lignes verticales grises. Les flèches vertes indiquent les gradients de pression responsables des flux de plasma. **Troisième ligne** : profils de la vitesse de flux v et de la vitesse du son c_s du plasma. Les flèches vertes représentent la direction des flux. **Quatrième ligne** : émission d’HRIEUV ($\text{DN cm}^{-1} \text{s}^{-1}$) et de l’O VI ($\text{mW m}^{-3} \text{s}^{-1}$). Le temps $t = 600$ s (colonne de droite) rend compte de l’état final de la boucle.

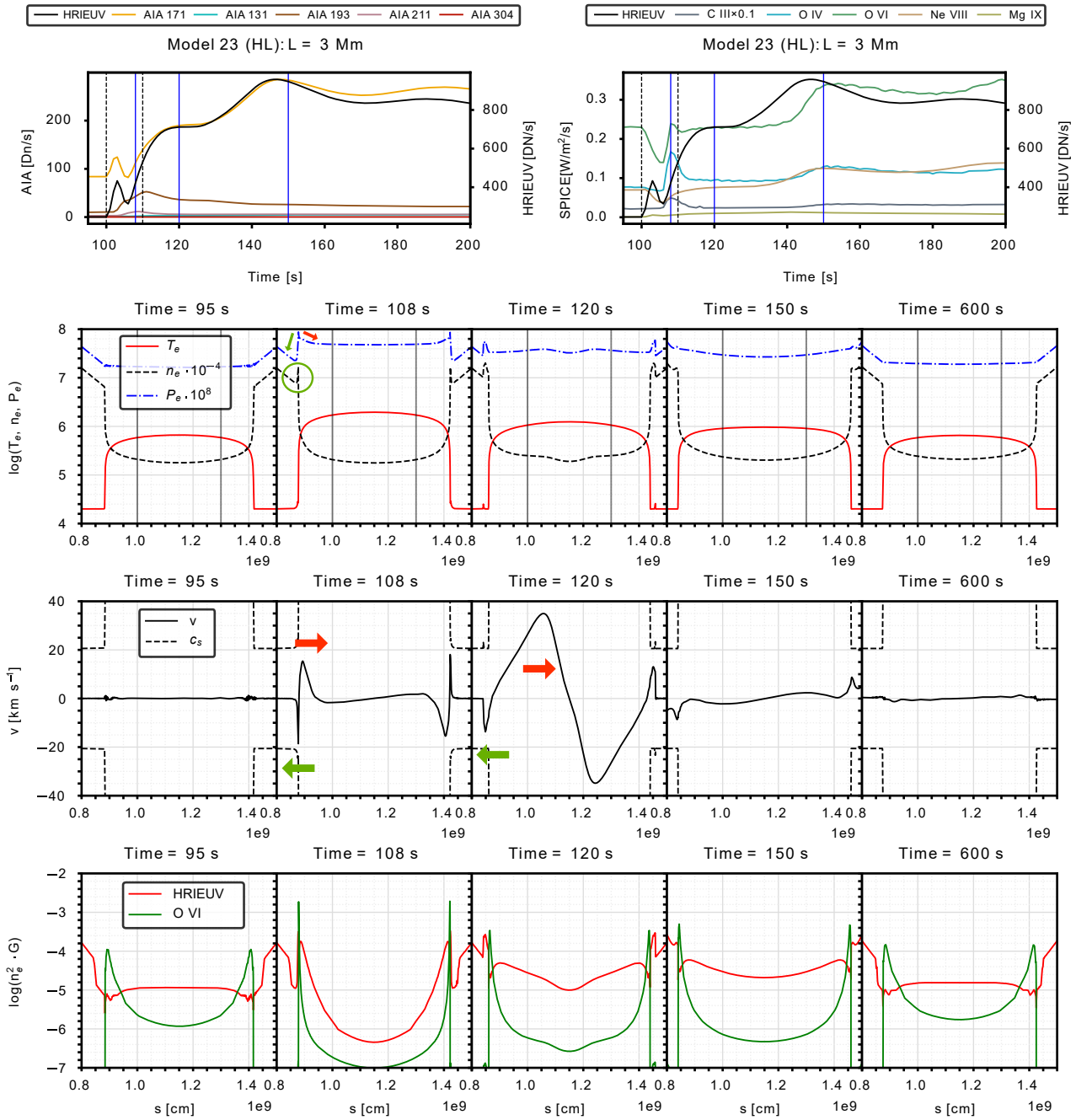


FIGURE 4.8 – Figure similaire à la Fig. 4.7 pour le modèle m_{23} , qui est une boucle chaude. Les flèches vertes et rouges sur les profils de (n_e, T_e, P_e) et les profils de vitesse font référence à deux flux de plasma, ainsi que les gradients de pression correspondants. Le cercle vert à $t = 108$ s (2e ligne) met en évidence l'accumulation de plasma responsable du pic d'intensité co-temporel dans plusieurs raies de SPICE.

$t = 600$ s. Après un temps de relaxation de $\sim 10^4$ s, elle devient la boucle chaude initiale de m_{23} .

Nous énumérons les résultats principaux des courbes de lumière (1e ligne en partant du haut) :

1. Toutes les courbes de lumière ont un pic d'intensité moins de 10 s après le début du chauffage impulsif. Les décalages temporels entre pics d'intensité sont inférieurs à 5 s.
2. L'intensité de l'O VI diminue sur un temps plus long que les autres courbes de lumière.

Les figures 4.7 (1e, 2e et 3e lignes) permettent de comprendre le comportement des courbes de lumière. Tout d'abord, nous nous intéressons au pic d'intensité co-temporel de la plupart des courbes de lumière à $t = 109$ s. Les profils d'émission d'HRIEUV et de l'O VI augmentent sur l'ensemble de la partie centrale de la boucle (4e ligne). En effet, entre $t = 95$ s et $t = 108$ s (2e ligne), le plasma est chauffé rapidement de $\log T_{\text{apex}} = 4.9$ à 5.8 , tandis que la densité ne varie pas et reste importante ($\log n_{\text{apex}} = 9.5$). La densité diminue sur un temps plus long, pour atteindre $\log n_{\text{apex}} = 9.2$ et un profil typique d'une boucle chaude à $t = 150$ s. Cette diminution de densité est due à un flux de plasma de la couronne vers la chromosphère (flèches vertes). Lorsque la densité diminue sur la partie centrale, les courbes de lumière diminuent également de façon co-temporelle, car l'intensité de chacune d'entre elles dépend de $\sim n^2$ (Equ. 4.28).

Les flux de plasma sont provoqués par la rupture de l'équilibre hydrostatique, lorsque la température de la partie centrale augmente soudainement suite au chauffage impulsif. Comme la température augmente plus rapidement au centre de la boucle, là où la densité est plus faible, un gradient de pression se forme. Ce gradient est indiqué par une flèche verte sur le profil de P_e à $t = 109$ s (2e ligne). Ce dernier crée une vitesse de flux (Equ. 4.3) qui augmente avec le temps, jusqu'à atteindre $\approx 30 \text{ km s}^{-1}$ à $t = 120$ s. La raison de cette accélération est la diminution des pertes radiatives lorsque la température dépasse $T > 1 \times 10^5$ K (Fig. 4.4). En conséquence, la température augmente plus rapidement et le gradient de pression s'accroît, ce qui accélère les flux de plasma (Equ. 4.3).

Enfin, l'observation (2) sur l'O VI s'explique par le profil de la température de boucle pour les temps $t = 120$, 150 et 600 s (2e ligne). A ces moments-là, la partie coronale de la boucle chaude nouvellement formée atteint des températures proches du pic d'émissivité de la raie de l'O VI ($\log T = 5.5$). C'est pourquoi l'intensité de cette raie reste importante, même longtemps après le chauffage impulsif.

4.8.1.2 Exemple d'une boucle chaude (m_{23})

Nous nous intéressons maintenant aux résultats de la simulation de la boucle chaude m_{24} (Fig. 4.8). Nous notons que cette boucle revient à son état initial suite au chauffage impulsif, après un temps de relaxation de $\sim 10^2$ s. En effet, les profils initiaux ($t = 95$ s) et finaux ($t = 600$ s) sont identiques pour tous les paramètres de plasma.

Nous énumérons ci-dessous les principales propriétés des courbes de lumière (1e ligne) :

3. Contrairement à m_4 , nous observons des décalages temporels importants entre les pics d'intensité des courbes de lumière d'AIA. Par exemple, AIA 193 atteint son maximum à $t = 110$ s, tandis qu'AIA 171 et HRIEUV l'atteignent à $t = 145$ s. Les courbes de lumière des raies de SPICE, quant à elles, augmentent continuellement sur plus de 100 s après le chauffage impulsif.
4. Lors du chauffage impulsif, nous observons des faibles pics d'intensité à $t = 103$ s pour HRIEUV et AIA 171. En outre, nous observons une baisse d'intensité de l'O VI à $t = 105$ s.
5. Nous observons un faible pic d'intensité co-temporel à $t = 109$ s pour les raies du C III, de l'O IV et de l'O VI.

6. Nous observons des fluctuations d'intensité dans plusieurs des courbes de lumière, notamment dans celle d'HRIEUV.

Le point (3) s'explique simplement en analysant l'évolution des profils de température et de densité dans la partie coronale (Fig. 4.8, 2e ligne). En effet, le pic d'intensité d'AIA 171 à $t = 120$ s correspond au moment où la température de la partie coronale passe par le pic de réponse du canal ($\log T = 5.95$) lorsque la couronne se refroidit par conduction et pertes radiatives. La densité, quant à elle, varie peu dans le temps et n'a donc qu'un faible impact sur le comportement des courbes de lumière.

La même logique peut s'appliquer aux autres canaux d'AIA et aux raies de SPICE : leur comportement est directement lié au refroidissement dans la partie coronale de la boucle. Par exemple, les deux faibles pics d'intensité d'HRIEUV et d'AIA 171 à $t = 104$ s de l'observation (4) se produisent lorsque la température de la couronne augmente et passe par les pics de réponse des deux canaux ($\log T = 5.95$ et 6.0) lors du chauffage impulsif. L'intensité d'O VI diminue à $t = 105$ s, car la température de la couronne s'éloigne alors de son pic d'émissivité à $\log T = 5.5$.

En revanche, les faibles pics d'intensité co-temporels du C III, de l'O IV et de l'O VI à $t = 109$ s (observation (5)) ne peuvent pas s'expliquer par l'évolution dans le temps de la température coronale. En effet, nous observons que l'émission de l'O VI à $t = 109$ s provient principalement de la région de transition et non de la couronne (Fig. 4.8, 4e ligne). Dans ce cas, l'intensité des raies de SPICE augmente en raison d'une accumulation de plasma en bas de la région de transition, qui est illustrée par le cercle vert dans le profil de densité à $t = 109$ s (2e ligne). Afin de comprendre l'origine de cette accumulation, nous analysons en détail les différents flux de plasma dans le paragraphe suivant.

Les profils de vitesse (3e ligne) de m_{23} à $t = 109$ s et $t = 120$ s permettent de mettre en évidence deux types de flux de plasma allant dans des directions opposées. Ces derniers, que nous appellerons "flux vert" et "flux rouge" par convenance, sont représentés par les flèches vertes et rouges sur les profils de vitesse. Le flux "vert" est le premier à apparaître, quelques secondes après le début du chauffage impulsif. Il a pour origine le gradient de pression entre la région de transition et le sommet de la chromosphère, provoqué par l'augmentation soudaine de la température sur l'ensemble de la boucle (Equ. 4.3). Ce gradient est indiqué par une flèche verte sur le profil de la pression à $t = 108$ s (2e ligne). Par conséquent, du plasma de la région de transition s'accumule au sommet de la chromosphère, comme illustré par les cercles verts sur les profils de densité à $t = 109$ s et 120 s. L'accumulation du plasma à un point précis engendre une augmentation locale de la pression qui, en parallèle, diminue dans la région de transition. Il s'ensuit un gradient de pression responsable de la formation du flux "rouge", qui a pour direction le centre de la boucle. Ce gradient est également indiqué par une flèche rouge sur le profil de la pression à $t = 108$ s (2e ligne). Le flux "rouge" peut s'interpréter comme une évaporation de plasma chromosphérique vers la couronne. L'apparition de ces deux flux est présentée en détail par la figure B.5.

Les flux "vert" et "rouge" ont un impact limité sur les courbes de lumière de m_{23} (1e ligne). En effet, le flux "vert" n'est responsable que des faibles pics d'intensité co-temporels dans les raies de SPICE (observation (5)). Le flux rouge est, quant à lui, responsable des fluctuations d'intensité (observation (6)), qui sont dues aux fluctuations de la densité dans la partie coronale. En revanche, l'impact de ces deux flux est plus important pour d'autres modèles tels que m_{35} du groupe III, ce qui sera discuté dans la section 4.8.3.

4.8.2 Groupe I : Augmentation de la longueur de la boucle

Nous étudions maintenant l'impact sur les résultats de l'augmentation de la longueur de la boucle (groupe I).

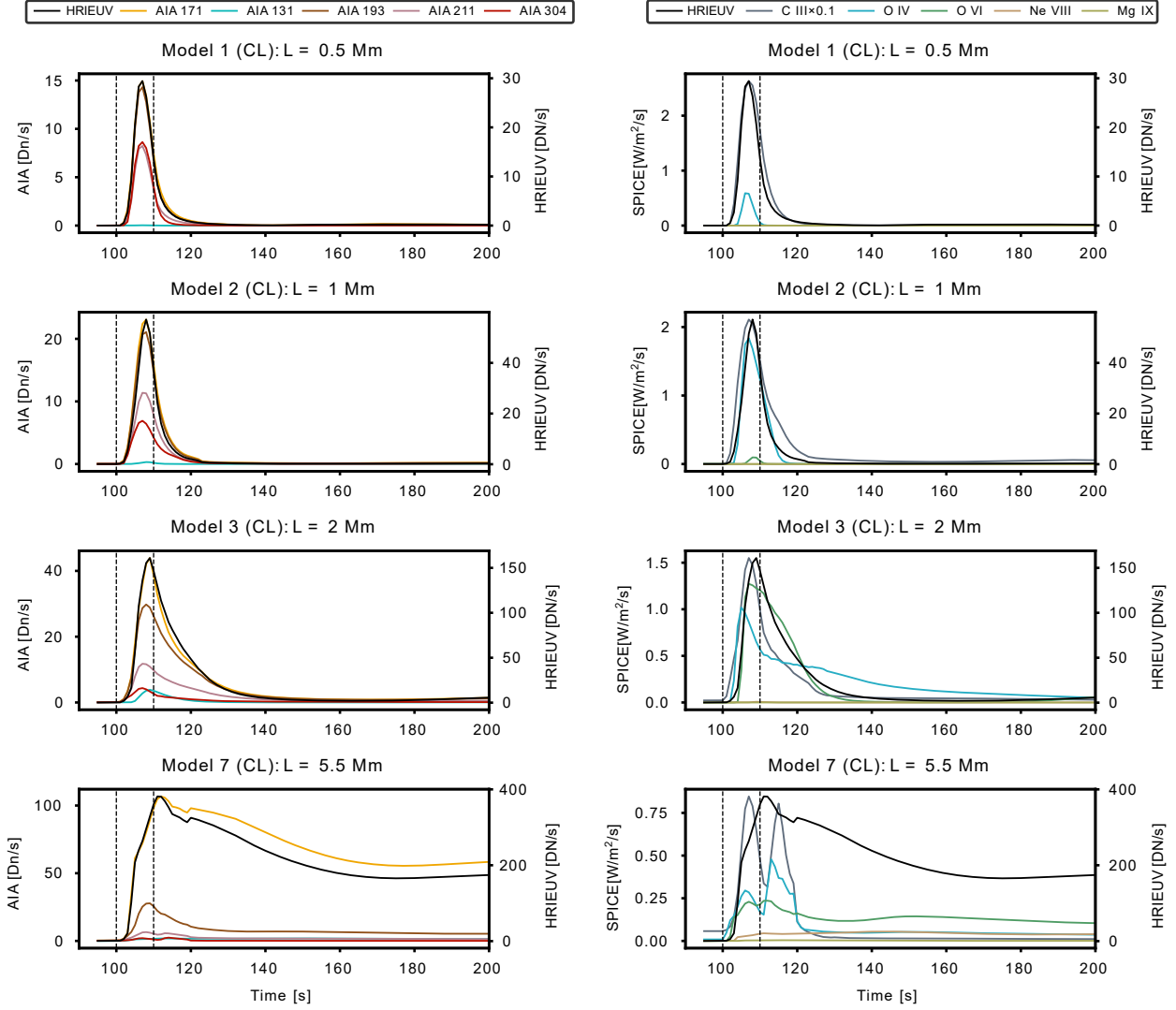


FIGURE 4.9 – Courbes de lumière pour les simulations associées à trois modèles du groupe I partant de boucles froides initiales (table 4.1). **Colonne de gauche** : courbes de lumière d’HRIEUUV et de cinq canaux d’AIA. **Colonne de droite** : courbes de lumière de cinq raies de SPICE. La longueur de la boucle semi-circulaire centrale L augmente de 0.5 Mm à 5.5 Mm (de haut en bas). Pour chaque sous-figure, l’intensité des canaux d’AIA ou de SPICE est représentée sur l’axe de gauche, tandis que celle d’HRIEUUV est représentée sur l’axe de droite. Pour une meilleure visibilité, l’intensité du C III est multipliée par un facteur 0.1. Les résultats sont présentés entre $t = 90$ et 200 s, avec le début ($t = 100$ s) et la fin ($t = 110$ s) du chauffage impulsif représentés par les deux lignes verticales pointillées.

Groupe I

Boucle froide			Boucle chaude			L	Chauffage				
Nom	T_{BF}	n_{BF}	P_0	Nom	T_{BC}		n_{BC}	H_0	A_{max}	σ_{ev}	BF \rightarrow BC
m_1	4.4	10.1	0.1	Na	Na	Na	0.5	0.023	0.2	0.32	Non
m_2	4.5	10.0		Na	Na	Na	1.0			0.64	Non
m_3	4.6	9.8		m_{22}	5.7	9.2	2.0			1.27	Oui
m_4	4.8	9.5		m_{23}	5.8	9.3	3.0			1.91	Oui
m_5	4.9	9.4		m_{24}	5.9	9.3	4.0			2.55	Oui
m_6	4.9	9.3		m_{25}	5.9	9.3	5.0			3.18	Oui
m_7	5.0	9.3		m_{26}	5.9	9.3	5.5			3.50	Oui

TABLE 4.1 – Paramètres initiaux des modèles du groupe I, avec la variation de la longueur L (en Mm) de la partie centrale semi-circulaire (colonne verte). Les températures (en log K) et les densité (en log cm^{-3}) électroniques initiales à l'apex sont indiqués respectivement pour les boucles froides (T_{BF} , n_{BF}) et chaudes (T_{BC} , n_{BC}) à l'équilibre. Pour la boucle froide initiale à l'équilibre, la pression au sommet des pieds verticaux est donné par P_0 (en dyn cm^{-2}). H_0 (en $\text{erg cm}^{-3} \text{s}^{-1}$) est le terme constant et uniforme du chauffage coronal. Le chauffage impulsif a une amplitude maximale A_{max} (en $\text{erg cm}^{-3} \text{s}^{-1}$) et une déviation standard spatiale de σ_{ev} (en Mm). La colonne " BF \rightarrow BC" indique si la boucle froide (BF) a évolué vers une boucle chaude (BC). Les termes constants sont indiqués par des cases vides et Na signifie qu'aucun modèle n'a pu être créé pour ces paramètres.

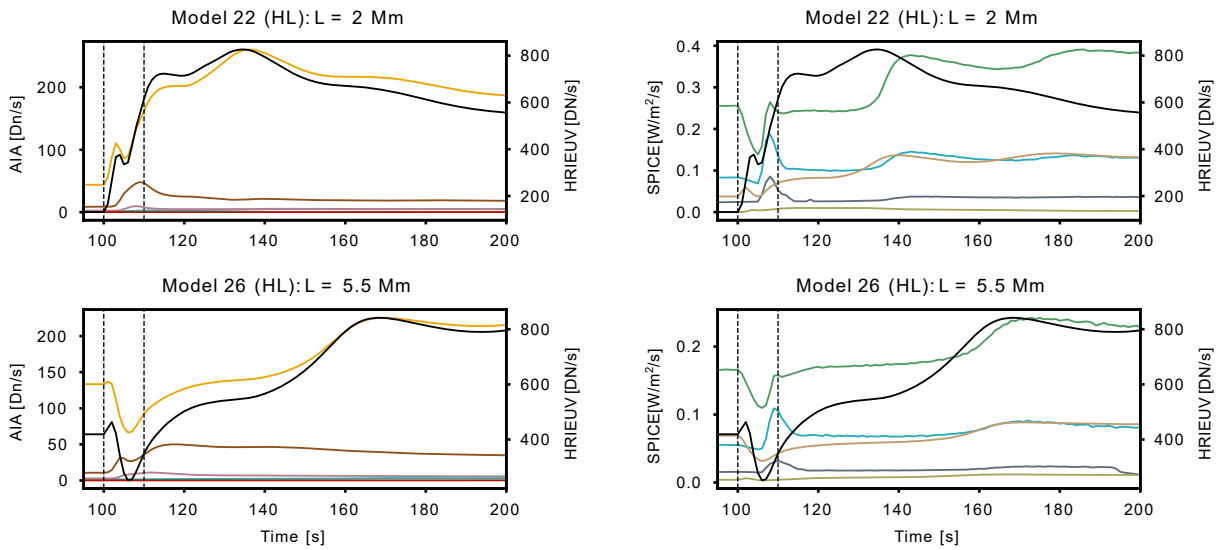


FIGURE 4.10 – Courbes de lumière pour les simulations associées à deux modèles du groupe I partant de boucles chaudes initiales (table 4.1). La figure est similaire à Fig.4.9.

Groupe III

Boucle froide				Boucle chaude				Chauffage				
Nom	T_{BF}	n_{BF}	P_0	Nom	T_{BC}	n_{BC}	L	H_0	A_{\max}	σ_{ev}	BF \rightarrow BC	
m_{14}	4.8	9.5	0.1	m_{33}	5.8	9.3	3.0	0.023	0.05	1.91	Non	
m_{15}				m_{34}					0.1		Oui	
m_4				m_{23}					0.2		Oui	
m_{16}				m_{35}					0.5		Oui	

TABLE 4.2 – Paramètres initiaux des modèles du groupe III, avec la variation de l’amplitude maximale A_{\max} du chauffage impulsif. Les paramètres sont les mêmes que pour la Table 4.1.

Le groupe I (Table 4.1) rassemble des modèles dont la longueur L de la partie centrale semi-circulaire varie de 0.5 Mm (m_1) à 5.5 Mm (m_7 et m_{26}). Nous ne présentons pas les résultats de tous les modèles, car certains sont redondants. Parmi les modèles sélectionnés avec une boucle initiale froide (m_1, m_2, m_3, m_7), seuls m_1 et m_2 ne deviennent pas une boucle chaude après le chauffage impulsif. Nous rappelons que les courbes de lumière issues des simulations de m_4 et de m_{23} ($L = 3$ Mm) ont été présentées dans la section précédente, notamment par les figures 4.7 et 4.8.

La figure 4.9 présente les résultats des simulations de boucles froides. Pour tous les modèles, la plupart des courbes de lumière ont leur pic d’intensité à un temps proche. Néanmoins, lorsque la longueur de la boucle augmente (m_7) des décalages temporels apparaissent de l’ordre de 5 s entre AIA 193 et 171. Cela s’explique par le fait que les boucles plus longues atteignent des températures maximales supérieures lors du chauffage impulsif (Fig. B.1 (a)). Pour m_7 , nous remarquons également que le chauffage impulsif est suivi de deux pics successifs dans le C III et l’O IV. Dans ce cas, le deuxième pic est la conséquence de flux de plasma atteignant le bas de la région de transition, suite à l’événement de chauffage. Ces flux sont les mêmes que ceux observés dans la figure 4.7 et que nous avons décrits dans la section 4.8.1.1. Enfin, une fois le pic d’intensité passé, la plupart des courbes de lumière reviennent à leur valeur précédant le chauffage en moins de 30 s, à l’exception de l’O IV pour m_3 et de AIA 171 pour m_7 . Cela s’explique de la façon suivante : lorsque qu’une boucle froide évolue en boucle chaude, cette dernière émet davantage dans l’O IV, l’O VI ou AIA 171, dès lors que sa température coronale se rapproche du pic d’émissivité du canal ou de la raie. Or, la température coronale maximale atteinte par la boucle chaude finale augmente avec sa longueur L (Fig. B.1 (a)). C’est pourquoi m_3 émet davantage dans l’O IV ($\log T = 5.2$), tandis que m_7 émet dans AIA 171 ($\log T = 5.9$).

La figure 4.10 présente les résultats pour les boucles chaudes. Nous remarquons que les décalages temporels entre les pics d’intensité d’AIA 193 et 171 augmente avec la taille de la boucle : il est égal à 30 s pour m_{22} et 55 s pour m_{26} . En effet, comme pour les boucles froides, la température maximale atteinte par la couronne augmente avec sa longueur (Fig. B.1 (b)). La température coronale de m_{26} met ainsi plus de temps à se refroidir aux températures du pic de réponse d’AIA 171 (0.9 MK) que m_{22} .

Enfin, aucune des boucles ne montre d’émission dans le Mg IX, et seules les boucles chaudes et les grandes boucles froides (m_7) émettent dans le Ne VIII.

4.8.3 Groupe III : Augmentation de l’amplitude maximale du chauffage impulsif

Dans cette section, nous évaluons les résultats des courbes de lumière pour les modèles du groupe III (Table 4.2). L’amplitude maximale A_{\max} du chauffage impulsif (Equ. 4.8), initiale-

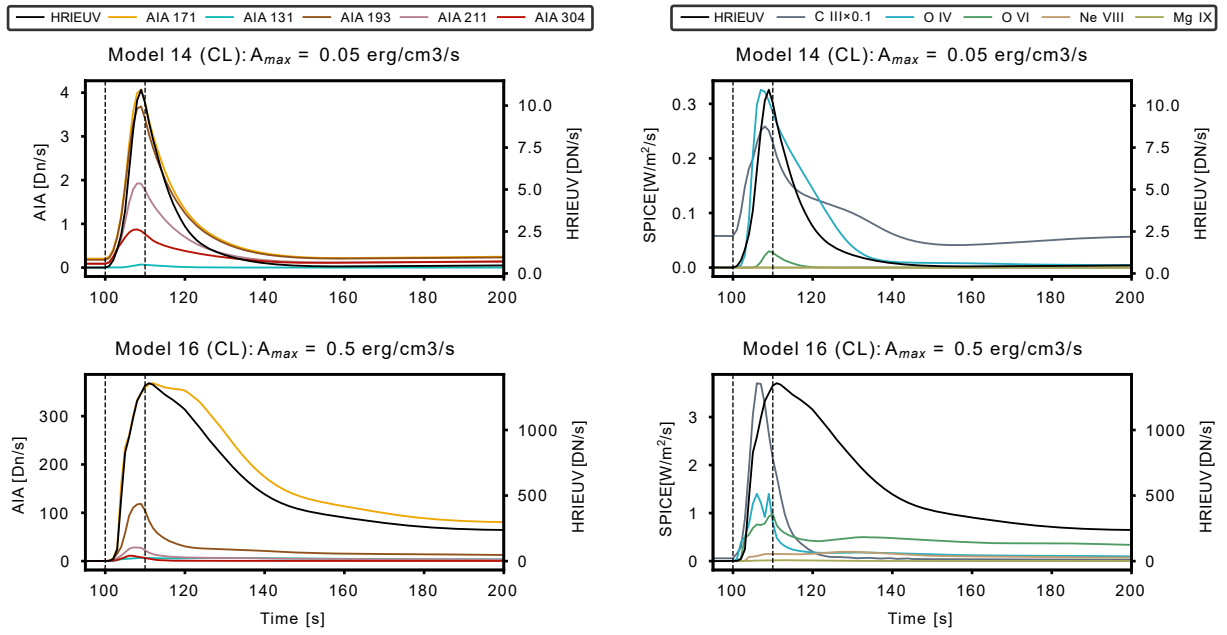


FIGURE 4.11 – Courbes de lumière d’HRIEUV, des canaux d’AIA (colonne de gauche) et des raies de SPICE (colonne de droite) pour des modèles du groupe III avec une boucle initiale froide (table 4.2). La figure est analogue à Fig.4.9.

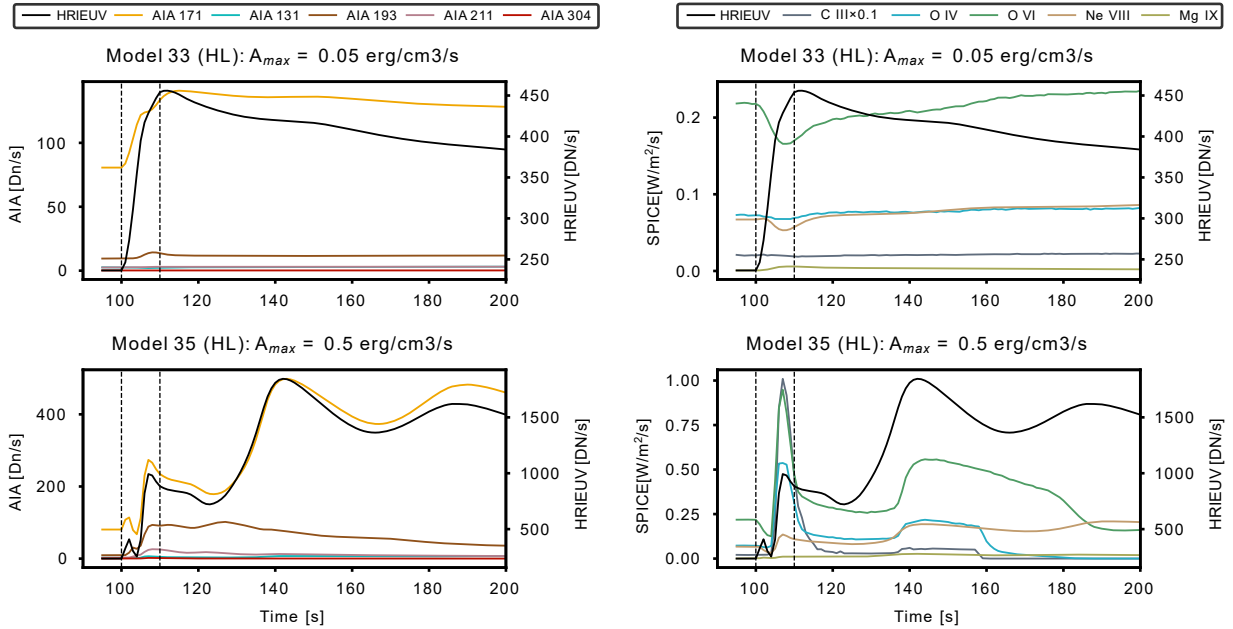


FIGURE 4.12 – Courbes de lumière d’HRIEUV, des canaux d’AIA (colonne de gauche) et des raies de SPICE (colonne de droite) pour des modèles du groupe III avec une boucle initiale chaude (table 4.2). La figure est analogue à Fig.4.9.

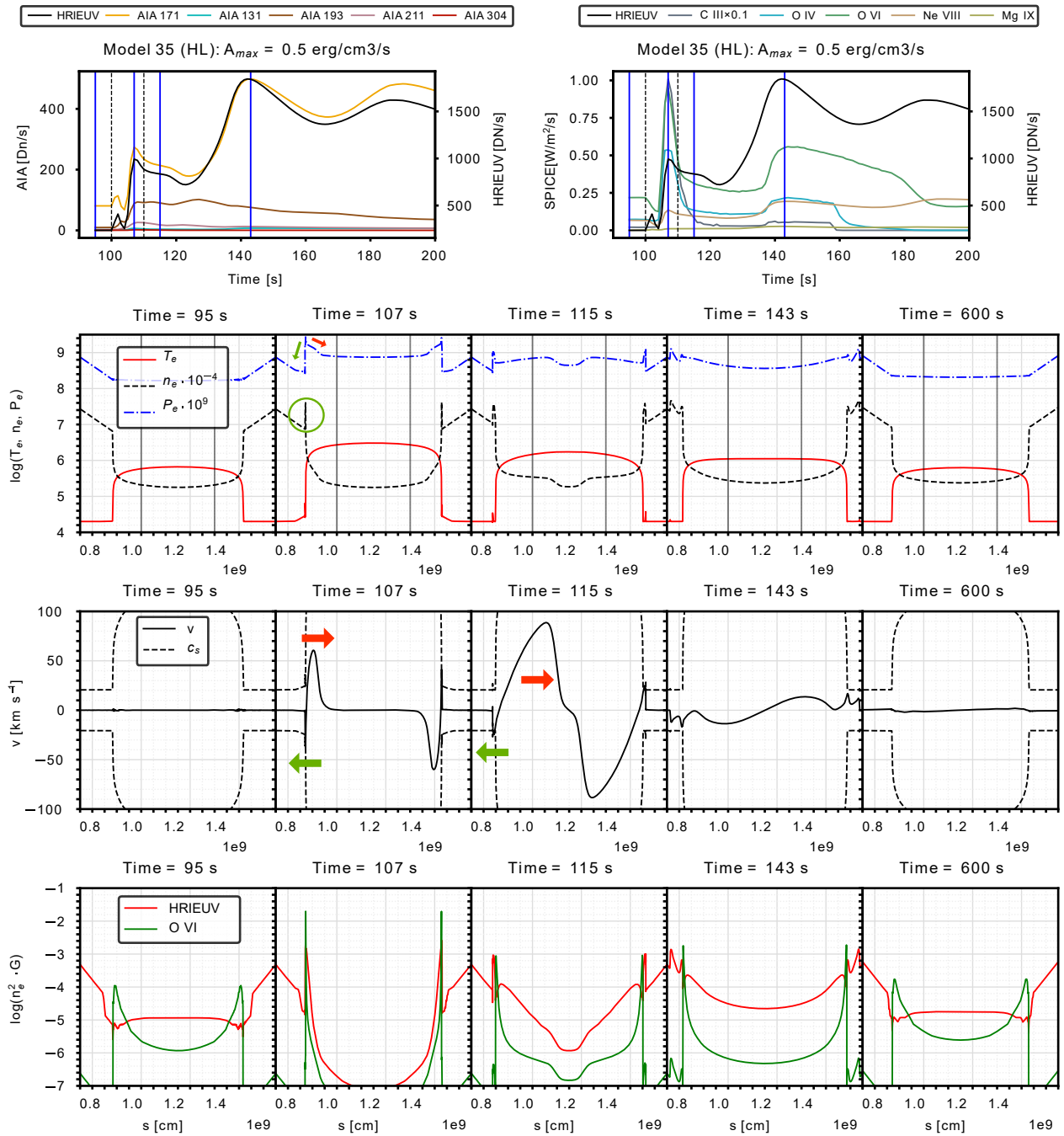


FIGURE 4.13 – Figure Similaire à 4.8, pour le modèle m_{35} de boucle chaude soumise à un chauffage impulsif fort ($A_{max} = 0.5 \text{ erg cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$). Les flèches et les cercles pointillés font référence aux mêmes flux que ceux présentés en Fig. 4.8 et décrits dans la section 4.8.1.2

ment fixée à $0.1 \text{ erg cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$, varie ici entre 0.05 et $0.5 \text{ erg cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$. Les boucles des modèles du groupe III reprennent la géométrie de m_4 et de m_{23} .

La figure 4.11 présente les courbes de lumière calculées pour les modèles de boucles froides du groupe III (m_{14} et m_{16}). Les résultats sont similaires à ceux obtenus par le groupe I (voir section 4.8.2). En effet, augmenter A_{max} et L a un impact comparable sur les courbes de lumière. La raison étant que, dans les deux cas, la température maximale atteinte par la boucle augmente (Fig. B.3 (a) et Fig. B.1 (a)). Ainsi, les courbes de lumière de m_{14} sont comparables à celles de m_2 (Fig. 4.9), car les deux boucles atteignent des températures maximales proches de $\log T_{\text{max}} = 5.4$. Le même constat peut être fait pour m_{16} et m_7 , car les deux boucles atteignent des températures proche de $\log T_{\text{max}} = 6.1$.

La figure 4.12 présente les résultats des courbes de lumière calculées pour des modèles de boucle chaude (m_{33} et m_{35}). Tout d'abord, les résultats de m_{33} ne présentent pas de particularité et sont comparables à ceux de m_{22} (Fig. 4.10). En revanche, les courbes de lumière calculées à partir de m_{35} présentent deux pics d'intensité co-temporels entre les raies de SPICE, AIA 171 et HRIEUV : l'un à $t = 107 \text{ s}$ et l'autre à $t = 143 \text{ s}$ (Fig. 4.12). AIA 193 et AIA 211 ont également un pic d'intensité à $t = 107 \text{ s}$. Nous rappelons que ces pics d'intensité co-temporels ont déjà été observés sur m_{23} (Fig. 4.8) et leurs origines physiques ont été discutées dans la section 4.8.1.2.

Afin de comprendre l'origine physique de ces deux pics d'intensité successifs, la figure 4.13 présente les profils des paramètres de plasma (T_e, n_e, P_e, v), ainsi que l'émission d'HRIEUV et de l'O VI le long de la boucle, pour plusieurs temps de la simulation associée à m_{35} . Nous constatons l'existence de deux types de flux, représentés par des flèches vertes et rouges sur les profils de vitesse (Fig. 4.13, 3e ligne). Ces deux flux ont déjà été décrits dans la section 4.8.1.2 (Fig. 4.8). Ils sont à l'origine des deux pics d'intensité successifs dans les courbes de lumière de m_{35} . Pour rappel, le flux représenté par une flèche verte (Fig. 4.13, 3e ligne) entraîne une accumulation de plasma en bas de la région de transition (cercle pointillé vert), qui est responsable du pic d'intensité co-temporel à $t = 107 \text{ s}$. L'évaporation de plasma (flèche rouge) est, quant à elle, responsable de l'augmentation et de la fluctuation de densité dans la couronne, phénomène particulièrement visible à $t = 115 \text{ s}$ (Fig. 4.13, 2e ligne). Le pic d'intensité co-temporel à $t = 143 \text{ s}$ en est une conséquence directe, lorsque les flux atteignent les régions de transition.

Ainsi, contrairement à m_{23} ($A_{\text{max}} = 0.2 \text{ erg cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$), les flux "verts" et "rouges" associés à m_{35} ($A_{\text{max}} = 0.5 \text{ erg cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$) ont un impact important sur les courbes de lumière. L'impact de ces flux sur les courbes de lumière semble donc dépendre de l'amplitude du chauffage impulsif A_{max} , car c'est le seul paramètre qui varie entre m_{23} et m_{35} .

4.9 Résumés des résultats et conclusion

Dans ce chapitre, nous avons proposé une explication au comportement des courbes de lumière des événements détectés par HRIEUV. Grâce aux résultats des simulations obtenus dans les sections 4.8.1 à 4.8.3, nous pouvons contraindre les paramètres du modèle de boucle et de son chauffage, en comparant les courbes de lumière simulées avec celles observées dans [Dolliou, A. et al. \(2023\)](#), [Dolliou et al. \(2024\)](#) et [Huang et al. \(2023\)](#).

4.9.1 Résultats des simulations

Nous pouvons résumer les paramètres principaux à prendre en compte pour interpréter le comportement des courbes de lumière obtenues en sections 4.8.1 à 4.8.3.

- Le type de boucle initiale : froide ou chaude.
- La température d'apex atteinte par la boucle.

- Les flux de plasma provoqués par le chauffage impulsif.

En général, les comportements des courbes de lumière diffèrent grandement selon la nature de la boucle. Dans le cas d'une boucle froide, l'augmentation rapide de la température et la variation lente de la densité génèrent un pic d'intensité co-temporel pour la plupart des courbes de lumière (Fig. 4.7). L'intensité augmente soudainement car la température de la boucle atteint son maximum en quelques secondes, puis elle diminue lorsque la densité de plasma décroît dans la partie centrale de la boucle. La fluctuation de densité joue ainsi un rôle central dans le pic d'intensité co-temporel des courbes de lumière pour la plupart des boucles froides, à l'exception des petites boucles (m_1 et m_2). Dans ce cas, le pic d'intensité co-temporel s'explique par le fait que les boucles n'atteignent pas $\log T = 5.0$. Les courbes de lumière se comportent alors de façon similaire.

Les boucles chaudes, quant à elles, sont caractérisées par des courbes de lumière ayant leurs pics d'intensité avec des décalages temporels importants, de l'ordre de 10 s à au-delà de 100 s. Lorsque la couronne se refroidit, sa température coronale passe par les pics en température des fonctions de réponse d'HRIEUV et des canaux d'AIA, en plus de se rapprocher de celles des raies de SPICE. Dans ce cas, le comportement des courbes de lumière est dicté par la variation de température dans la partie coronale de la boucle.

Enfin, lorsque qu'une boucle chaude est soumise à un chauffage impulsif fort (m_{35}), des pics d'intensité co-temporels et successifs peuvent être observés pour HRIEUV, AIA 171, et la plupart des raies de SPICE (Fig. 4.13). Ces pics ont pour origine des flux de plasma de la région de transition vers la chromosphère, ainsi qu'une évaporation de plasma de la chromosphère vers la couronne. Pour les boucles froides, des pics co-temporels et successifs dans plusieurs raies de SPICE peuvent également apparaître en raison de flux de plasma pour une boucle suffisamment longue (m_7 , $L = 5.5$ Mm). Dans les deux cas, il s'agit de fluctuations dans la densité de la région de transition qui provoquent ces pics d'intensité co-temporels.

4.9.2 Comparaisons avec les observations

Pour conclure, la plupart des modèles de boucles froides ont des résultats cohérents avec les observations. En particulier, m_3 présente un pic d'intensité co-temporel dans HRIEUV, tous les canaux d'AIA et toutes les raies de SPICE, à l'exception du Ne VIII et du Mg IX. En effet, le Ne VIII n'est détecté que pour les boucles atteignant des températures supérieures ou égales à son pic d'émissivité, à $\log T = 5.8$. Quant au Mg IX, aucune émission n'est mesurée pour nos modèles de boucle. Ces résultats sont cohérents avec la plupart des événements observés dans [Dolliou, A. et al. \(2023\)](#) et [Dolliou et al. \(2024\)](#). Enfin, pour nos paramètres de modèles, les boucles froides atteignent des températures de $\log T = 5.0$ à 6.1 (Fig. B.1 (a) à B.4 (a)). Ainsi, leur émission provient principalement de plasma à température de la région de transition, mais certaines peuvent atteindre des températures coronales. Nous notons que l'émission dans le Ne VIII est un indicateur que la boucle atteint des températures chaudes, en supposant que la raie soit suffisamment intense par rapport au bruit pour être mesurée par SPICE.

Les boucles chaudes, quant à elles, ne sont pour la plupart pas cohérentes avec les observations. En effet, les décalages temporels importants observés entre les pics d'intensités des courbes de lumière d'AIA et de SPICE sont incompatibles avec [Dolliou, A. et al. \(2023\)](#); [Dolliou et al. \(2024\)](#). Nous notons que les boucles chaudes atteignent des températures entre $\log T = 6.3$ à 6.5 et participent donc au chauffage coronal (Fig. B.1 (b) à B.4 (b)).

En revanche, un chauffage impulsif important (m_{35} , Fig. 4.13) appliqué à une boucle chaude peut entraîner des flux de plasma et des fluctuations dans le profil de densité. Il s'ensuit deux pics d'intensité successifs co-temporels, dans la plupart des courbes de lumière. Un tel résultat est cohérent avec les observations, en particulier les pics d'intensité successifs que l'on retrouve pour plusieurs événements de [Dolliou et al. \(2024\)](#), dont celui appelé "E₉". En outre, nous

notons que la présence de flux de plasma pouvant atteindre $\approx 30 \text{ km s}^{-1}$ est également cohérente avec les mesures de vitesse Doppler de raies chromosphériques par IRIS sur les événements ($\pm 22 \text{ km s}^{-1}$ Nelson et al. 2023). Malgré ces similarités, les courbes de lumière calculées à partir de m_{35} ne correspondent pas exactement aux observations. En effet, les pics d'intensité d'AIA 193 et 211 ne sont pas co-temporels avec ceux d'HRIEUV et d'AIA 171. Par exemple, AIA 193 a son maximum d'intensité à $t = 130 \text{ s}$, tandis qu'AIA 171 a ses deux maxima à $t = 107 \text{ s}$ et 143 s . Un tel décalage, s'il existait, aurait probablement été détecté dans Dolliou, A. et al. (2023); Dolliou et al. (2024). Finalement, bien que la correspondance de m_{35} avec les observations ne soit pas parfaite, les flux de plasma des boucles chaudes représentent une piste intéressante pour expliquer une partie des événements observés. Étant donné que son chauffage impulsif est important, sa température maximale atteint $\log T = 6.5$, ce qui fait que m_{35} participe au chauffage coronal (Fig. B.3 (b)). L'importance des flux de plasma n'est pas limitée aux boucles chaudes. Nous remarquons par exemple que des flux peuvent provoquer plusieurs pics d'intensité co-temporels et successifs dans les raies de SPICE pour les boucles froides longues, tels que m_7 (Fig. 4.9).

Chapitre 5

Conclusion

Pour conclure ce travail, nous résumons dans la section 5.1 les résultats obtenus lors des trois derniers chapitres. Nous discutons de leurs conséquences dans le cadre du chauffage coronal en section 5.2, avant de proposer des perspectives.

5.1 Résumé des résultats

Dans le cadre de cette thèse, nous avons étudié l'impact sur le chauffage coronal d'événements détectés à petites échelles spatiales et temporelles par HRIEUV dans le Soleil calme. Pour cela, nous avons appliqué plusieurs diagnostics pour vérifier s'ils atteignent des températures coronales. Nous avons également cherché à comprendre leur origine, par le biais de simulations 1D hydrodynamiques.

Dans le chapitre 2, nous avons estimé les décalages temporels entre les courbes de lumière des canaux EUV d'AIA sur les événements détectés par HRIEUV, afin de mesurer leur évolution thermique. Nous avons choisi une approche statistique lors de trois séquences d'observation du Soleil calme. Les résultats ont montré que les distributions des décalages temporels sont centrées autour de temps courts, inférieurs à la cadence d'AIA de 6 s. Nous en avons déduit deux interprétations possibles : (1) les événements n'atteignent pas, en majorité, des températures supérieures à 1 MK ; ou (2) les événements atteignent des températures coronales, mais le décalage temporel entre les canaux d'AIA est trop court pour être détecté par AIA à 6 s de cadence. Les résultats sont présentés dans [Dolliou, A. et al. \(2023\)](#) et dans les sections 2.5. L'un des points forts de ce travail est son approche statistique sur un grand nombre d'événements. En revanche, les conclusions sont restées ambiguës en raison de la sensibilité des canaux d'AIA à une large gamme de températures. Elles ont donc été complétées par un travail de spectroscopie.

Le chapitre 3 présente ainsi une analyse spectroscopique, au cas par cas, de 11 événements détectés par HRIEUV. Nous avons utilisé pour cela des observations coordonnées entre HRIEUV, SPICE, EIS et AIA. Nous avons détecté les événements avec HRIEUV, puis les avons identifiés dans les autres instruments. Nous avons appliqué plusieurs diagnostics, à commencer par les courbes de lumière d'HRIEUV, des raies de SPICE et des canaux EUV d'AIA. Nous avons calculé l'EM LOCI à partir des intensités de raies mesurées par SPICE et avons estimé la DEM à partir de celles mesurées par EIS. Un rapport de raies du Fe IX nous a également permis d'estimer la densité de l'un des événements. Les résultats nous ont amené à conclure que l'émission associée aux événements provient principalement de plasma à température chromosphérique et de la région de transition. Nous en avons déduit que les événements étudiés dans le cadre de ce travail ne participent pas significativement au chauffage coronal.

Finalement, dans le chapitre 4, nous cherchons à comprendre l'origine physique des événements. Pour cela, nous avons simulé l'évolution de petites boucles soumises à un chauffage impulsif, par le biais du code d'évolution hydrodynamique 1D HYDRAD. En particulier, les

résultats ont été comparés pour deux types de boucles : les boucles froides ($T < 1 \times 10^5$ K) et les boucles chaudes ($T > 1 \times 10^5$ K). Nous avons construit les courbes de lumière synthétiques d’HRIEUV, des canaux EUV d’AIA et des raies mesurées par SPICE, que nous avons comparées avec les observations. En particulier, nous avons cherché à reproduire le pic d’intensité co-temporel discutés dans les deux chapitres précédents. Les résultats pour les deux types de boucles sont résumés ci-dessous :

- ⇒ les boucles froides soumises à un chauffage impulsif sont de bons candidats pour expliquer l’origine des événements détectés par HRIEUV. Leurs courbes de lumière sont en effet caractérisées par des pics d’intensité avec de faibles décalages temporels, ce qui est cohérent avec les résultats des chapitres 2 et 3.
- ⇒ Les courbes de lumière des boucles chaudes ne sont, pour la plupart, pas cohérentes avec les observations. En effet, des décalages temporels importants apparaissent suite au refroidissement par conduction et pertes radiatives de la partie coronale de la boucle. Néanmoins, pour l’un de nos modèles (m_{35}), le chauffage impulsif important a engendré des flux de plasma qui ont provoqué des pics d’intensité co-temporels dans les raies de SPICE, d’HRIEUV et d’AIA 171. Nous notons que, dans ce cas, des décalages temporels de l’ordre de 20s existent tout de même entre les pics d’intensité d’AIA 193 et 171.
- ⇒ Pour tous les types de boucles, les flux de plasma provoqués par le chauffage impulsif jouent un rôle très important dans le comportement des courbes de lumière. En effet, ils peuvent être responsables de variations dans le profil de densité, ce qui peut se traduire par des pics d’intensité co-temporels.

Ainsi, les pics d’intensité co-temporels dans les courbes de lumière sont généralement provoqués par des flux de plasma et les fluctuations de densité associées. L’existence de tels flux a été confirmée pour les événements détectés par HRIEUV, via la mesure des vitesses Doppler avec les données d’IRIS (Nelson et al. 2023). Dans un contexte plus général, nous pouvons faire le rapprochement avec les flux bi-directionnaux chromosphériques observés précédemment dans le cadre d’éruptions à grandes (Qiu et al. 2013) ou petites (Kotani et al. 2023) échelles. Dans ce cas, des pics d’intensité co-temporels entre plusieurs canaux chromosphériques et coronaux sont également observés sur une échelle de temps courts (de quelques secondes à quelques minutes). Les flux de plasma et les variations de densité associées y jouent également un rôle important.

Enfin, pour la plupart des modèles de boucles froides, les températures maximales sont inférieures à 1 MK, ce qui implique que le chauffage impulsif ne participe pas directement au chauffage coronal. Cependant, des exceptions existent, car certains modèles de grandes boucles froides (*i.e.* m_7) ou avec un chauffage impulsif fort (*i.e.* m_{16}) peuvent atteindre $\log T = 6.1$. Des pics d’intensité co-temporels peuvent alors exister alors même que la boucle atteint des températures coronales. Cela est d’autant plus vrai pour la boucle chaude de m_{35} , qui atteint des températures de l’ordre de $\log T = 6.5$. Ainsi, les pics d’intensité co-temporels ne sont pas un indicateur fiable pour affirmer que la température n’atteint pas des valeurs supérieures à $\log T = 6.0$. En revanche, l’émission du Ne VIII est un bon indicateur pour savoir si la boucle est chauffée à des températures supérieures à $\log T = 5.8$, en supposant que la raie soit suffisamment intense pour être mesurée dans SPICE au-dessus du bruit. La raie du Mg IX n’est, quant à elle, jamais mesurée, quelque soit la température atteinte par la boucle. Or, dans Dolliou et al. (2024), les événements appelés E_2 , E_6 et E_7 ont tous un pic d’intensité dans le Ne VIII. Nous en déduisons qu’ils sont susceptibles d’atteindre des températures supérieures à 1 MK, malgré l’absence d’émission détectable dans le Mg IX. Cela souligne également l’importance de combiner les données de SPICE avec celles d’EIS, afin de contraindre les températures coronales.

5.2 Discussion et perspectives

Ce travail de thèse se pose dans la continuité des études estimant la contribution au chauffage coronal des événements détectés dans l'UV-EUV et les rayons X (section 1.4.2). Nous rappelons que les études précédentes semblent indiquer que les événements EUV à petite échelle spatiale et temporelle n'y contribuent pas significativement, que ce soit dans les régions actives ou le Soleil calme (voir par exemple [Joulin et al. 2016](#)). Or, notre étude va plus loin, en apportant des preuves qu'au moins une partie de ces événements dans le Soleil calme n'atteint pas même des températures coronales. Nous questionnons donc l'intérêt de ces événements impulsifs pour le chauffage coronal, quand bien même ils pourraient être détectés à plus petite échelle spatiale et temporelle. Ces derniers doivent en effet atteindre au moins des températures de la couronne pour participer à son chauffage. Ce travail va dans le sens d'observations récentes du Soleil calme qui soulignent la rareté des événements impulsifs ([Milanović et al. 2023](#); [Gorman et al. 2023](#)). [Chitta et al. \(2023\)](#) a récemment observé dans le Soleil calme à haute résolution spatiale les nombreuses petites zones de champs magnétiques sur la photosphère. Une partie d'entre eux ont un flux magnétique faible ($\sim 10^{15}$ Mx) et évoluent sur une échelle de temps courte (≤ 5 min). Ce dynamisme dans les petites structures de faible champ magnétique peut, par exemple, être à l'origine d'un grand nombre de reconnexion magnétiques transmettant individuellement une faible énergie thermique dans l'atmosphère. Ce chauffage impulsif à haute fréquence serait alors non résolu spatialement par HRIEUV, ce qui expliquerait l'aspect "diffus" du Soleil calme. Néanmoins, le problème reste le même que pour nos événements : l'énergie injectée par les chauffages impulsifs doit être suffisante pour chauffer la couronne à des températures coronales, compte tenu qu'il se produit probablement dans des structures à basse altitude et donc à forte densité de plasma. Nous notons que le dynamisme des petites structures magnétiques peut également entretenir un chauffage par onde, qui, de par sa nature à haute fréquence voire continue, pourrait également expliquer l'aspect diffus du Soleil calme. Pour un futur travail, il serait donc intéressant de comparer davantage l'évolution thermique du Soleil calme avec celle des champs magnétiques à petite échelle spatiale et temporelle dans la photosphère.

Plusieurs perspectives intéressantes existent pour ce travail, à commencer par le chapitre 2 :

1. Dans la section 2.5.2, nous avons discuté de la présence de sous-populations d'événements aux décalages temporels positifs pour les paires 304 – 171 et 193 – 171. La prochaine étape serait d'étudier plus en détail les chevauchements entre les différentes sous-populations. Nous voulons vérifier notamment si des événements ont un décalage temporel positif pour les paires 304 – 171 et 193 – 171. Dans ce cas, le plasma pourrait être chauffé au delà de 0.9 MK, comme pour m_7 dans nos simulations (Fig. 4.9).
2. Le temps des sous-séquences peut également être augmenté de 4 min à 10 min, afin de détecter des temps caractéristiques de refroidissement ou de chauffage plus longs, comme attendu dans le cas d'une boucle chaude (par exemple, voir Fig. 4.10). Nous voulons ainsi détecter la possible présence de sous populations d'événements dont les décalages temporels sont cohérents avec les boucles chaudes.
3. Comme observé dans [Berghmans et al. \(2021\)](#), les événements sont davantage localisés au niveau du réseau chromosphérique et semblent se répéter plus fréquemment dans certaines régions. Nous pourrions enquêter plus en détails sur les raisons de ces regroupement, ainsi que leur impact à long terme sur la température moyenne de la région.
4. L'utilisation des *slots* d'EIS ou de SPICE (section 1.3.3) permettrait de contraindre les températures du plasma avec moins d'ambiguïté que les canaux EUV d'AIA, tout en conservant une haute cadence et un plus grand champ de vue par le biais des fentes de largeur 30" (SPICE), 40" et 266" (EIS). Des observations d'EIS en mode *slots* coordonnées avec HRIEUV sont déjà disponibles, notamment une avec la fente de 40" le 6 mars 2022 sur

un trou coronal. Nous proposons d'étendre ces observations en mode *slots* au Soleil calme¹, afin de mesurer les décalages temporels ou d'estimer la DEM sur les pixels événements et du Soleil calme.

Pour le chapitre 3, nous proposons les perspectives suivantes :

5. Du fait de problèmes de coordination de pointage entre les deux instruments lors de nos observations, aucun événement n'a pu être identifié dans SPICE et EIS simultanément. Or, pour un même événement, combiner les raies mesurées par les deux instruments permettrait de contraindre une large gamme de températures chromosphériques à coronales.
6. Notre étude est limitée par le nombre restreint d'événements, en particulier pour ceux identifiés dans EIS (deux uniquement). Un plus grand nombre d'événements permettrait de donner plus de poids statistique à nos résultats. En particulier, il serait intéressant de tenter d'identifier dans EIS plusieurs événements à de plus petites échelles spatiales et temporelles que E₁₀. Nous pourrions ainsi contraindre avec plus de précision leur contribution au chauffage coronal. En pratique, nous proposons d'exploiter ou d'organiser des observations du Soleil calme par EIS en mode *raster*, avec au minimum 30s de temps d'exposition et une sélection de raies d'émission chromosphériques (He II), de la région de transition (O V, Fe VII) et de la couronne (Fe IX, Fe X).
7. L'une des principales difficultés rencontrées dans ce chapitre est l'absence d'un spectromètre unique permettant de mesurer des raies fortes émises par du plasma à température de la région de transition et de la couronne. C'est la raison pour laquelle nous avons dû combiner les données de SPICE et d'EIS. Or, des observations coordonnées entre plusieurs instruments impliquent de multiples défis, tels que les problèmes de pointage, de calibration croisée, ou bien de temps d'acquisition différents. Le futur spectromètre EUVST à bord de Solar-C (Suematsu & Solar-C Working Group 2016; Shimizu et al. 2020), dont le lancement est prévu en 2028, apportera une solution à ce problème. En effet, EUVST est conçu pour mesurer des raies émises à des températures allant de 0.02 MK à 15 MK. En outre, sa résolution spatiale devrait s'approcher de celle d'HRIEUV dans la couronne (≈ 200 km). Cela permettrait d'identifier facilement dans EUVST des événements détectés au préalable dans HRIEUV. Estimer la contribution coronale d'un événement pourra alors se faire par le biais d'un seul instrument, en estimant sa DEM à partir des raies mesurées par EUVST.
8. Les résultats des simulations (chapitre 4) ont montré l'importance des flux de plasma, dont l'existence a été confirmée par des mesures de vitesse Doppler avec IRIS (Nelson et al. 2023). Il serait intéressant de mesurer ces vitesses Doppler sur les événements en parallèle de leurs courbes de lumière dans HRIEUV, SPICE et AIA. Nous pourrions ainsi confirmer si les flux de plasma sont bien associés à des pics d'intensité co-temporels.

Enfin, les perspectives suivantes sont possible, pour le chapitre 4 :

8. La fonction de pertes radiatives que nous avons utilisée est une approximation en loi de puissance ($\Lambda(T) \sim T^b$), qui permet de créer facilement une grande variété de boucles froides à l'équilibre (section 4.3.5). Or, la forme de $\Lambda(T)$ joue potentiellement un rôle important dans le comportement des courbes de lumière. Pour le vérifier, nous proposons de construire des boucles froides selon le modèle de (Sasso et al. 2012), qui permet d'inclure des fonctions de pertes radiatives plus réalistes calculées avec CHIANTI.
9. Pour l'instant, seules les intensités des raies mesurées par SPICE ont été étudiées. Nous proposons d'étendre ce travail en ajoutant les raies mesurées par IRIS et en simulant leur largeur ainsi que leur décalage Doppler. Nous pourrions ainsi directement comparer les résultats des simulations aux vitesses Doppler mesurées dans Nelson et al. (2023).

1. https://www.isas.jaxa.jp/home/solar/hinode_op/hop.php?hop=0429, consulté le 11 juillet 2024.

10. Nous nous sommes limité à un chauffage impulsif avec une déposition spatiale symétrique et englobant toute la boucle. Or, rien n'empêche au chauffage d'être asymétrique et localisé sur l'un des pieds de la boucle ([Klimchuk & Mariska 1988](#)). La concentration du chauffage à un même endroit peut entraîner des gradients de pressions et donc des flux de plasma importants, qui auront un impact sur le comportement des courbes de lumière.

Cette thèse souligne l'importance des diagnostics spectroscopiques et la comparaison des résultats provenant des observations avec ceux des simulations pour résoudre le problème du chauffage coronal. Elle met également en lumière l'importance d'une approche multi-instrumentale et le potentiel de la mission Solar Orbiter qui, combinée à d'autres missions spatiales et terrestres, permet d'avancer dans la compréhension des mécanismes à l'origine du plasma chaud dans la couronne.

Annexe A

Figures annexes du chapitre III

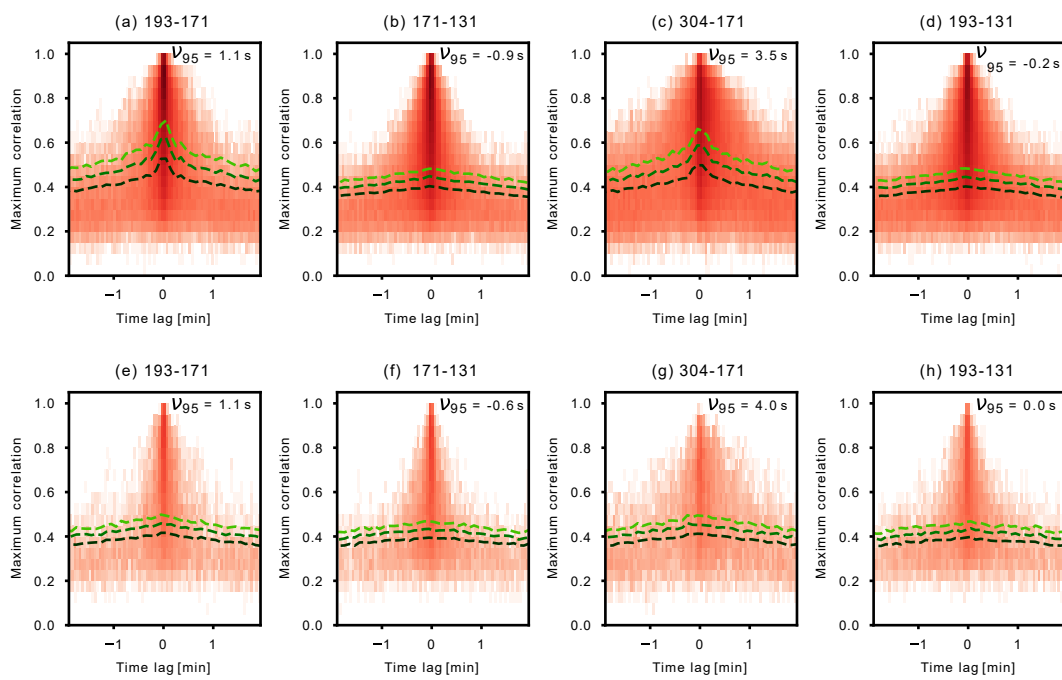


FIGURE A.1 – Distributions des décalages temporels et des maxima de corrélation pour quatre paires de canaux EUV d’AIA sur les pixels événements, avec soustraction du fond d’image. Ligne du haut, de (a) à (d) : séquence du 8 mars 2022. Ligne du bas, de (e) à (h) : séquence du 17 mars 2022.

Annexe B

Figures annexe du chapitre IV

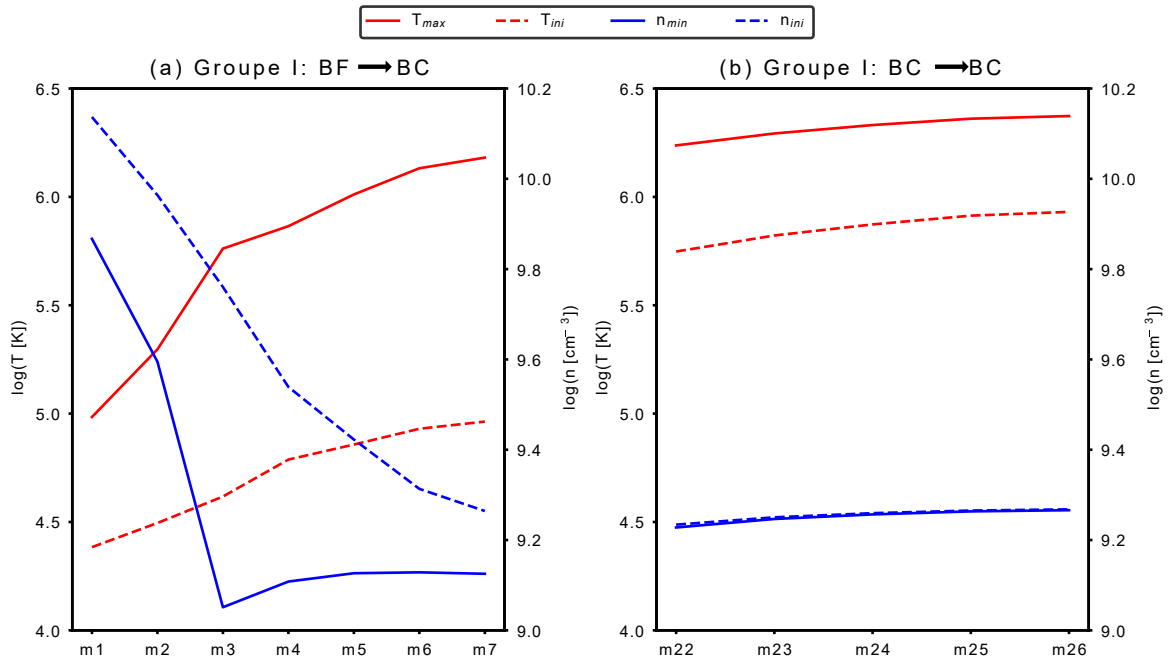


FIGURE B.1 – Température T_{max} maximale et densité n_{min} minimale électroniques atteintes lors des simulations du groupe I (table 4.1). T_{ini} et n_{ini} correspondent à la température maximale et à la densité minimale électroniques de la boucle avant le chauffage impulsif.

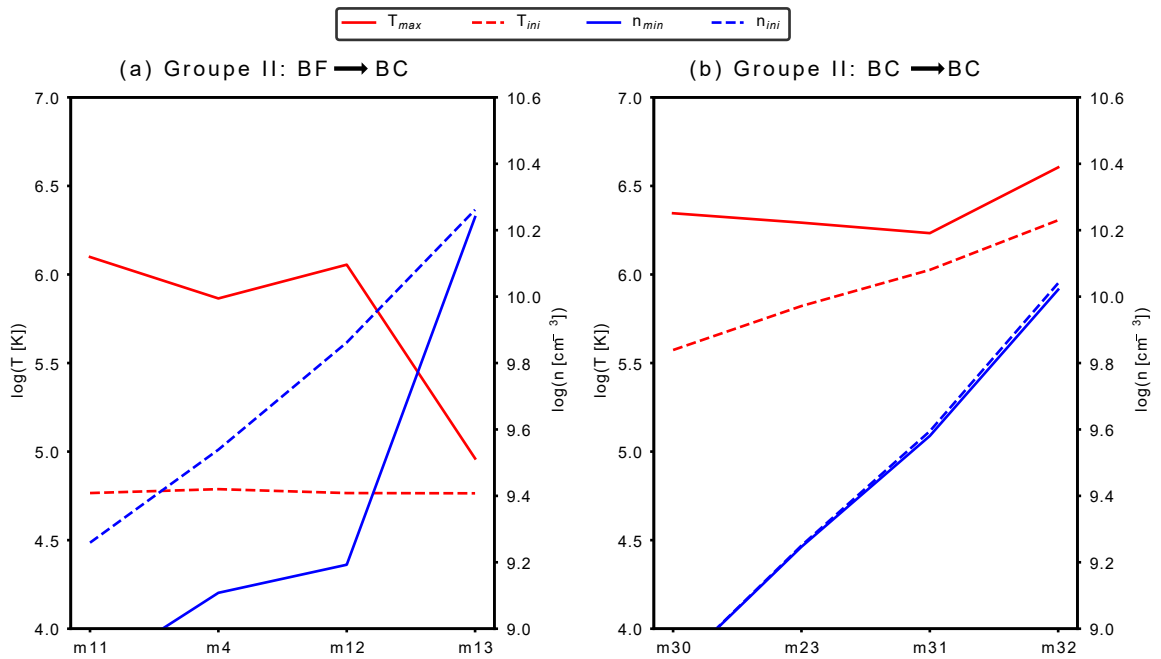


FIGURE B.2 – Figure similaire à la Fig. B.1, pour le groupe II

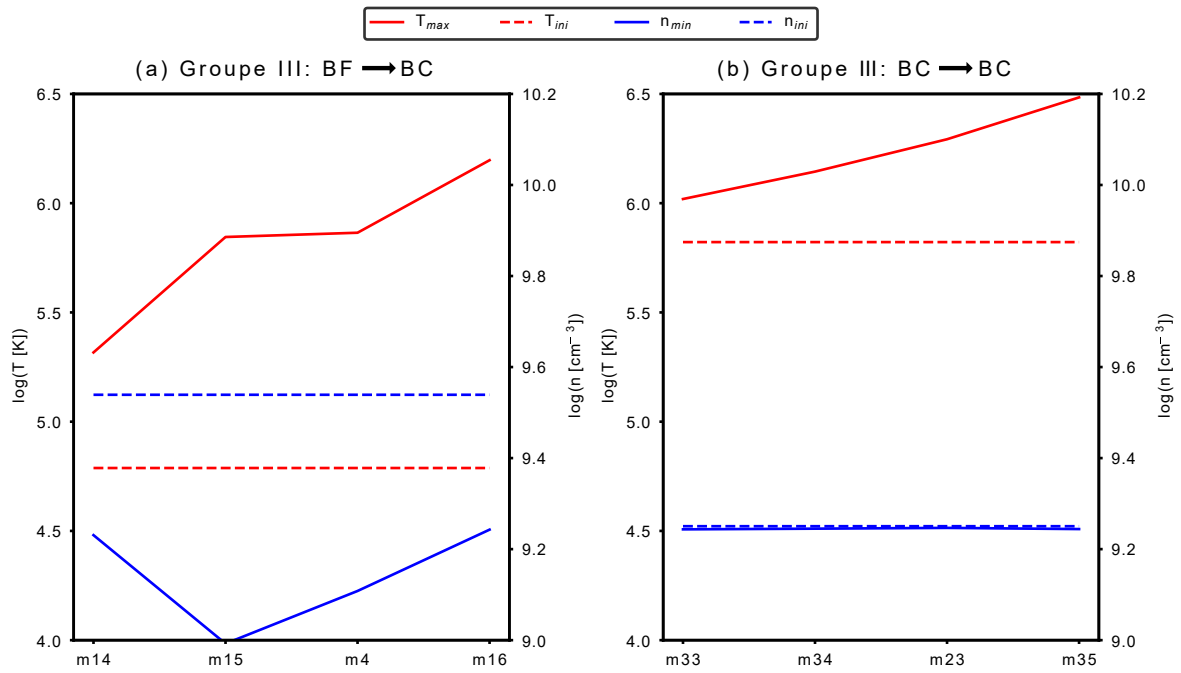


FIGURE B.3 – Figure similaire à la Fig. B.1, pour le groupe III

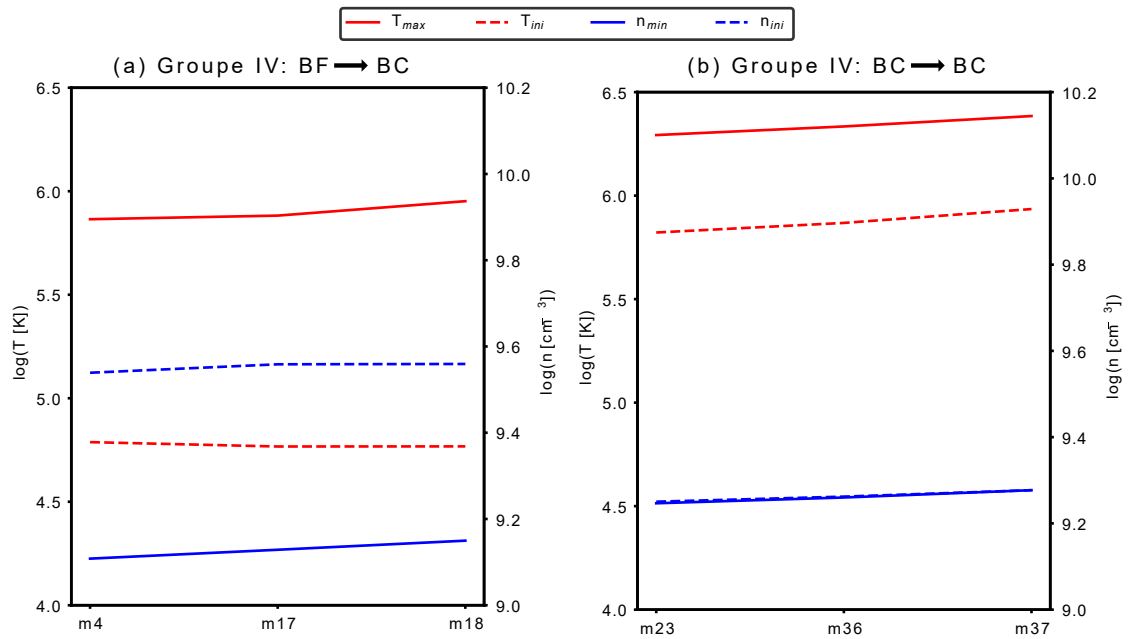


FIGURE B.4 – Figure similaire à la Fig. B.1, pour le groupe IV

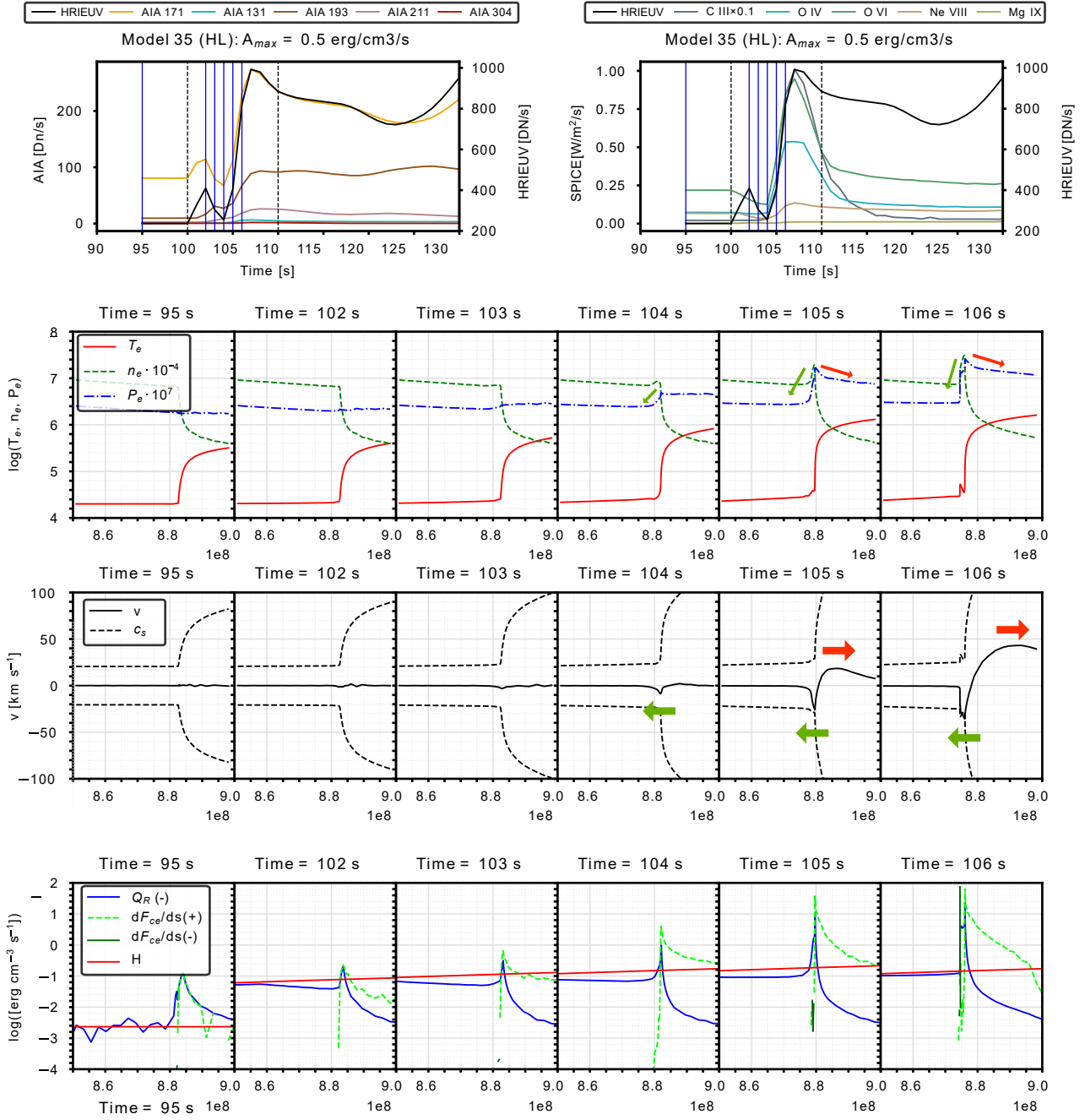


FIGURE B.5 – Figure reprise de 4.13 (modèle m_{35} , section 4.2), centrée autour de la région de transition à gauche et présentant les temps d'apparition des flux "vert" ($t = 104 \text{ s}$) et "rouge" ($t = 105 \text{ s}$). La quatrième ligne en partant du haut illustre les termes de l'équation de conservation d'énergie (Equ. 4.4) : les pertes radiatives Q_R ; la conduction électronique dF_{ce}/ds lorsqu'elle est un terme de chauffage (+) ou de refroidissement (-) ; le chauffage coronal ambiant, qui inclut le terme constant et uniforme de la couronne H_0 , ainsi que le chauffage impulsif $H_{ev}(s, t)$.

Annexe C

Résultats des groupes II et IV

C.1 Groupe II : Augmentation de la pression P_0 au pieds des boucles semi-circulaires

Dans cette section, nous présentons les résultats des courbes de lumière pour des modèles du groupe II (C.1). Pour rappel, seule la pression P_0 au sommet des pieds verticaux varie, de 0.05 dyn cm^{-2} (m_{11} et m_{30}) à 0.5 dyn cm^{-2} (m_{13} et m_{32}). La valeur du chauffage coronal uniforme H_0 varie en conséquence entre les modèles pour maintenir la boucle froide en équilibre (Equ. 4.20).

La Figure C.1 montre les courbes de lumière calculées à partir des modèles de boucles froides. Les résultats montrent des pics d'intensité co-temporels entre les courbes de lumière, comme pour tous les autres modèles de boucles froides. Nous notons que m_{13} n'évolue pas en boucle chaude, car contrairement à m_{11} et m_{12} , sa température n'atteint pas $\log T = 5.0$. Cela s'explique par le fait que la densité initiale de la boucle de m_{13} est plus importante que celles des autres modèles (Fig. B.2 (a)). Pour la même énergie injectée lors du chauffage impulsif, la boucle de m_{13} atteint alors des températures inférieures à $\log T = 5.0$. La boucle reste donc froide après le chauffage impulsif.

La Figure C.2 présente les résultats pour les boucles chaudes. Le modèle m_{30} présente deux pics dans HRIEUV et AIA 171. Ces deux pics sont provoqués par les flux de plasma qui sont présentés dans la section 4.8.1.2. Quant à m_{32} , toutes les courbes de lumière diminuent co-temporellement après le chauffage impulsif, pour augmenter à nouveau sur un temps long, bien supérieur à 100s. Dans ce cas, la température initiale de la boucle de l'ordre de $\log T = 6.25$ est supérieure aux températures des pics des fonctions de réponse ou contribution pour la

Groupe II

Boucle froide			Boucle chaude			Chauffage					
Nom	T_{BF}	n_{BF}	P_0	Nom	T_{BC}	n_{BC}	L	H_0	A_{max}	σ_{ev}	BF \rightarrow BC
m_{11}	4.8	9.3	0.05	m_{30}	5.6	8.9	3.0	0.6×10^{-3}	0.2	1.91	Oui
m_4	4.8	9.5	0.1	m_{23}	5.8	9.3		2.3×10^{-3}			Oui
m_{12}	4.8	9.9	0.2	m_{31}	6.0	9.6		9.3×10^{-3}			Oui
m_{13}	4.8	10.3	0.5	m_{32}	6.3	10.0		58.2×10^{-3}			Non

TABLE C.1 – Paramètres initiaux des modèles du groupe II, avec la variation de la pression P_0 au sommet des pieds chromosphériques. Le chauffage coronal uniforme H_0 varie également avec P_0 . Les paramètres sont les mêmes que pour la table 4.1.

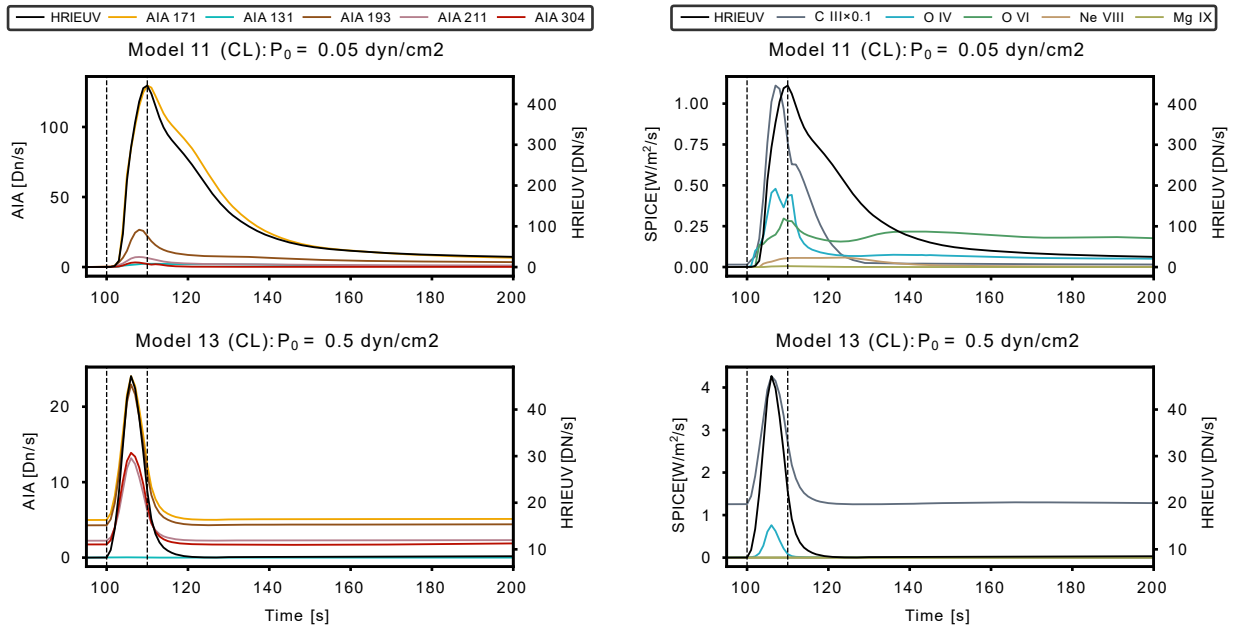


FIGURE C.1 – Courbes de lumière d’HRIEUV, des canaux d’AIA (colonne de gauche) et des raies de SPICE (colonne de droite), pour des modèles du groupe II avec une boucle initiale froide (table 4.2). La figure est analogue à Fig.4.9.

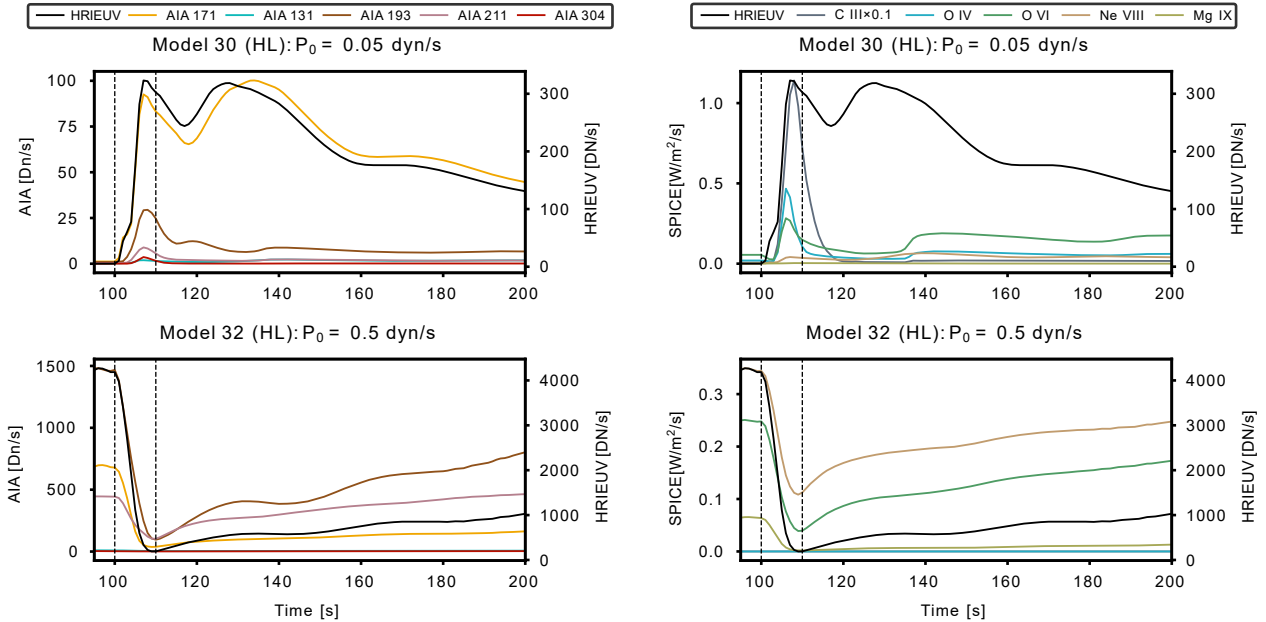


FIGURE C.2 – Courbes de lumière d’HRIEUV, des canaux d’AIA (colonne de gauche) et des raies de SPICE (colonne de droite) pour des modèles du groupe II avec une boucle initiale chaude (table 4.2). La figure est analogue à la Fig.4.9.

Groupe IV

Boucle froide				Boucle chaude					Chauffage				
Nom	T_{BF}	n_{BF}	P_0	Nom	T_{BC}	n_{BC}	L	a	H_0	A_{\max}	σ_{ev}	BF \rightarrow BC	
m_4	4.8	9.5	0.1	m_{23}	5.8	9.3	3.0	0.96	0.0023	0.2	1.91	Oui	
m_{17}	4.8	9.6	0.1	m_{36}	5.9	9.3	3.9	1.5	0.0023	0.2	1.91	Oui	
m_{18}	4.8	9.6	0.1	m_{37}	5.9	9.3	5.8	2.5	0.0023	0.2	1.91	Oui	

TABLE C.2 – Paramètres initiaux des modèles du groupe IV, avec élongation de boucles semi-elliptiques de rayons a et b (en Mm). $b = 0.96$ Mm est constant pour tous les modèles. Les paramètres sont les mêmes que pour la Table 4.1.

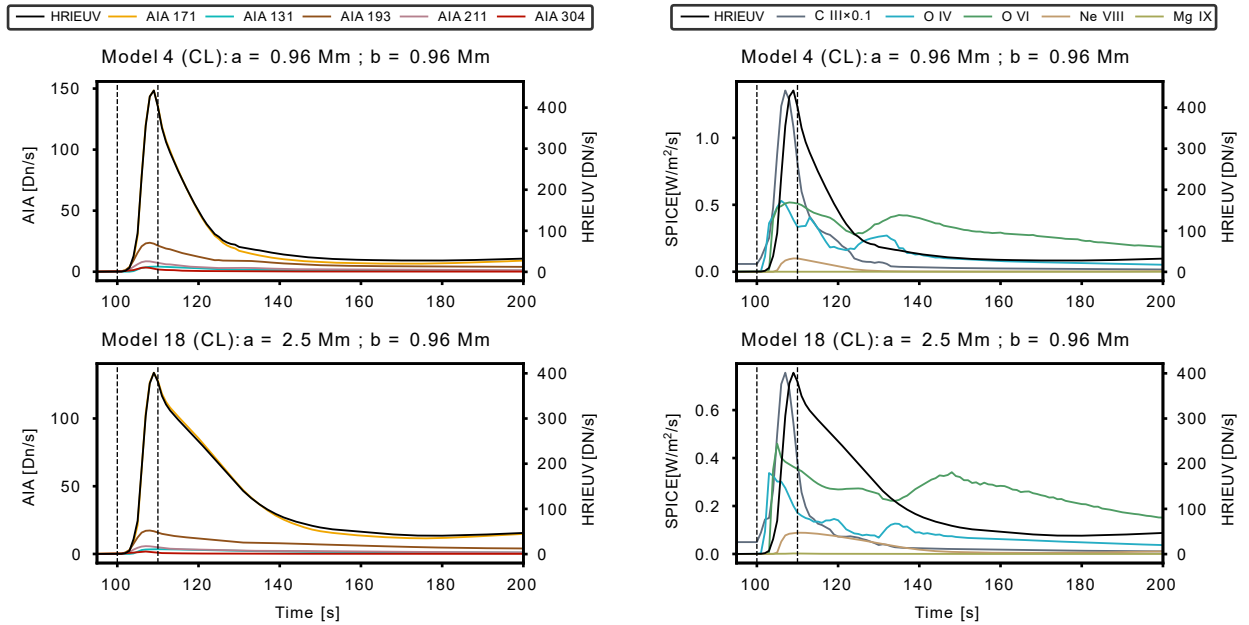


FIGURE C.3 – Courbes de lumière d’HRIEUV, des canaux d’AIA (colonne de gauche) et des raies de SPICE (colonne de droite) pour des modèles du groupe IV avec une boucle froide initiale (table 4.2). La figure est analogue à Fig. 4.9.

plupart des canaux EUV et raies de SPICE. A ces températures, les courbes de lumière se comportent donc de la même façon et diminuent co-temporellement lors du chauffage impulsif. Par la suite, leur intensité augmente lors du refroidissement par conduction et pertes radiatives de la couronne.

C.2 Groupe IV : Elongation de la boucle

Dans cette section, nous présentons les résultats du groupe IV (Table C.2). Pour rappel, ce groupe inclut des boucles de forme elliptiques de rayons a et b selon x et z respectivement. Les modèles font varier l’élongation de l’ellipse selon l’axe x , en faisant varier a de 0.96 Mm à 2.5 Mm, tout en gardant b constant. Nous notons que le cas $a = b = 0.96$ Mm correspond au cas semi-circulaire avec $L = 3$ Mm, soit m_4 (boucle froide) et m_{23} (boucle chaude).

La Figure C.3 présente les résultats pour les modèles partant de boucles froides (m_4 et m_{18}), tandis que la figure C.4 présente ceux partant d’une boucle chaude (m_{23} et m_{37}). Les résultats sont identiques à ceux du groupe I (section 4.8.2). En effet, augmenter l’élongation a de la

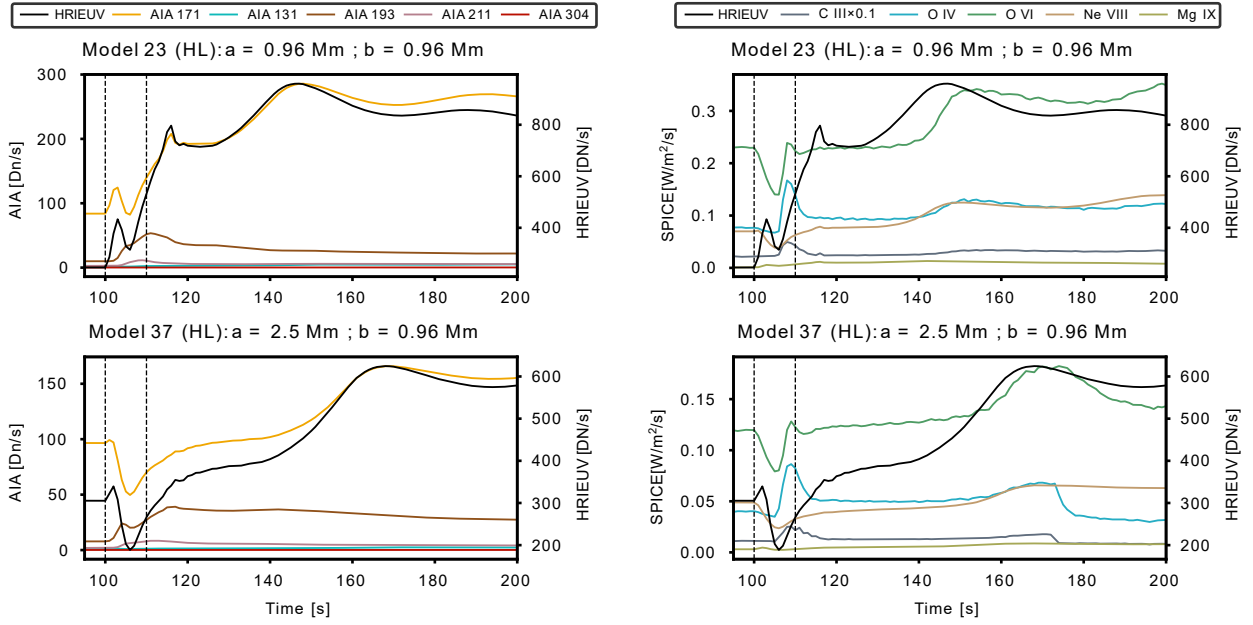


FIGURE C.4 – Courbes de lumière d’HRIEUV, des canaux d’AIA (colonne de gauche) et des raies de SPICE (colonne de droite) pour des modèles du groupe IV avec une boucle chaude initiale (table 4.2). La figure est analogue à Fig.4.9.

boucle semi-elliptique revient à augmenter la taille de la boucle L .

Nous notons que, pour le groupe IV, le dépôt spatial du chauffage impulsif suit $\sigma_{ev} = 2a$. Cette valeur est similaire à celles des modèles semi-circulaires des autres groupes, pour lesquels $\sigma_{ev} = 2R$ (Equ. 4.8). Ce choix de σ_{ev} est justifié par le fait que l’énergie volumétrique injectée E_{inj} reste constante lorsque R augmente (section 4.5). Ainsi, cela permet de ne faire varier qu’un paramètre du modèle à la fois pour les modèles de chaque groupe. Il faudrait donc que E_{inj} soit également constant pour les modèles du groupe IV. Cependant, en raison de leur forme elliptique, les valeurs de E_{inj} varient pour les modèles du groupe IV de 0.95 erg cm^{-3} ($a = 2.50 \text{ Mm}$) à 0.90 erg cm^{-3} ($a = 0.96 \text{ Mm}$). Cette variation est faible, si bien que les résultats des modèles du groupe IV restent comparables. Une possible amélioration à ce travail serait d’adapter σ_e afin de garder E_{inj} constant pour tous les modèles du groupe IV.

Annexe D

Extreme-Ultraviolet fine structure and variability associated with coronal rain revealed by Solar Orbiter/ $EUI\ HRI_{EUV}$ and SPICE

Extreme-ultraviolet fine structure and variability associated with coronal rain revealed by Solar Orbiter/EUI HRI_{EUV} and SPICE^{*}

P. Antolin¹, A. Doliou², F. Auchère², L. P. Chitta³, S. Parenti^{2,4}, D. Berghmans⁴, R. Aznar Cuadrado³, K. Barczynski^{5,6}, S. Gissot⁴, L. Harra^{5,6}, Z. Huang³, M. Janvier^{7,2}, E. Kraaikamp⁴, D. M. Long^{8,19}, S. Mandal³, H. Peter³, L. Rodriguez⁴, U. Schühle³, P. J. Smith⁸, S. K. Solanki³, K. Stegen⁴, L. Teriaca³, C. Verbeeck⁴, M. J. West⁹, A. N. Zhukov^{4,10}, T. Appourchaux², G. Aulanier^{11,12}, E. Buchlin², F. Delmotte¹³, J. M. Gilles¹⁴, M. Haberleiter⁵, J.-P. Halain^{14,7}, K. Heerlein³, J.-F. Hochedez^{15,16}, M. Gyo⁵, S. Poedts^{17,18}, and P. Rochus¹⁴

(Affiliations can be found after the references)

Received 29 January 2023 / Accepted 25 May 2023

ABSTRACT

Context. Coronal rain is the most dramatic cooling phenomenon of the solar corona. Recent observations in the visible and UV spectrum have shown that coronal rain is a pervasive phenomenon in active regions. Its strong link with coronal heating through the thermal non-equilibrium (TNE) – thermal instability (TI) scenario makes it an essential diagnostic tool for the heating properties. Another puzzling feature of the solar corona in addition to the heating is its filamentary structure and variability, particularly in the extreme UV (EUV).

Aims. We aim to identify observable features of the TNE-TI scenario underlying coronal rain at small and large spatial scales to understand the role it plays in the solar corona.

Methods. We used EUV datasets at an unprecedented spatial resolution of ≈ 240 km from the High Resolution Imager (HRI) in the EUV (HRI_{EUV}) of the Extreme Ultraviolet Imager (EUI) and SPICE on board Solar Orbiter from the perihelion in March and April 2022.

Results. EUV absorption features produced by coronal rain are detected at scales as small as 260 km. As the rain falls, heating and compression is produced immediately downstream, leading to a small EUV brightening that accompanies the fall and produces a fireball phenomenon in the solar corona. Just prior to impact, a flash-like EUV brightening downstream of the rain, lasting a few minutes, is observed for the fastest events. For the first time, we detect the atmospheric response to the impact of the rain on the chromosphere, and it consists of upward-propagating rebound shocks and flows that partly reheat the loop. The observed widths of the rain clumps are 500 ± 200 km. They exhibit a broad velocity distribution of $10\text{--}150$ km s⁻¹ and peak below 50 km s⁻¹. Coronal strands of similar widths are observed along the same loops. They are co-spatial with cool filamentary structure seen with SPICE, which we interpret as the condensation corona transition region. Prior to the appearance of the rain, sequential loop brightenings are detected in gradually cooler lines from coronal to chromospheric temperatures. This matches the expected cooling. Despite the large rain showers, most cannot be detected in AIA 171 in quadrature, indicating that line-of-sight effects play a major role in the visibility of coronal rain. The AIA 304 and SPICE observations still reveal that only a small fraction of the rain can be captured by HRI_{EUV}.

Conclusions. Coronal rain generates EUV structure and variability over a wide range of scales, from coronal loops to the smallest resolvable scales. This establishes the major role that TNE-TI plays in the observed EUV morphology and variability of the corona.

Key words. Sun: corona – Sun: transition region – Sun: activity – Sun: filaments, prominences – magnetohydrodynamics (MHD) – instabilities

1. Introduction

The solar corona is mysteriously heated to millions of degrees by mechanisms of magnetic energy conversion and transport in plasmas that are currently unclear. Coronal loops, the building blocks of the inner solar corona, constitute the prime target for the investigation of coronal heating because they are visible above the diffuse background. Many of their properties remain a puzzle, for example, their lifetimes (EUV variation) and morphologies (in particular, their sub-structure; Reale 2010; Klimchuk 2015; Viall et al. 2021). For instance, a long-standing puzzle of the corona is the observed filamentary or strand-like structure of loops (as opposed to being diffused) and their high variability, particularly in spectral lines in the upper transition region (TR; Kjeldseth-Moe & Brekke 1998; Ugarte-Urra et al. 2009; Hinode Review Team 2019). The fila-

mentary structure is linked with the loop sub-structure, and the concept of coronal strands is introduced and usually assumed to be part of a larger entity (or coronal loop bundle). This multi-stranded versus monolithic structure has long been debated in the solar community. Its importance stems from its strong link with the fundamental scales on which the heating operates in the solar atmosphere, which is either directly associated with the scales at the granular level, where most of the energy originates (Martínez-Sykora et al. 2018), or is associated indirectly, for example, by modifying how magnetohydrodynamic (MHD) waves propagate and dissipate in inhomogeneous plasmas (Van Doorselaere et al. 2014, 2020).

Prior to the launch of Solar Orbiter (Müller et al. 2020), Hi-C (first and second flights; Kobayashi et al. 2014; Rachmeler et al. 2019) provided observations with the highest spatial resolution in the EUV, namely in the Fe XII 193 Å line, which forms at $\approx 1.5 \times 10^6$ K (first flight), and in the Fe IX 172 Å line, which forms at $\approx 10^{5.9}$ K (second flight). These observations

* Movies are available at <https://www.aanda.org>

indicated coronal strand widths of about a few hundred kilometers (Peter et al. 2013; Brooks et al. 2013; Aschwanden & Peter 2017; Williams et al. 2020). On the other hand, this sub-structure does not appear to be present for all coronal loops and in different temperature regimes, as the above reports show. Sub-structure such as coronal strands may appear during the evolution of the loops, particularly their cooling, and thus may be linked to specific aspects of how the cooling occurs.

Coronal rain is the most dramatic display of cooling in the solar corona. It corresponds to cool (10^3 – 10^5 K) and dense (10^{10} – 10^{13} cm $^{-3}$) plasma clumps appearing over a timescale of minutes in chromospheric and TR spectral lines in the solar corona that preferentially fall towards the solar surface along coronal loops (Kawaguchi 1970; Leroy 1972; Foukal 1978; Habbal et al. 1985; Wiik et al. 1996; Schrijver 2001; De Groof et al. 2004, 2005). Coronal rain is closely related to prominences (Vial & Engvold 2015), but high-resolution observations over the past decade with Hinode (Kosugi et al. 2007; Antolin & Shibata 2010; Hinode Review Team 2019), the Swedish 1-m Solar Telescope (SST; Scharmer et al. 2003; Antolin & Rouppe van der Voort 2012), the *Goode* Solar Telescope (GST; Goode et al. 2003; Ahn et al. 2014; Jing et al. 2016), the Solar Dynamics Observatory (SDO; Pesnell et al. 2012; Vashalomidze et al. 2015), and the Interface Region Imaging Spectrograph (IRIS; De Pontieu et al. 2014, 2021; Antolin et al. 2015; Schad 2017) have shown that coronal rain presents unique features in terms of its morphology and kinematics. At the smallest scales, coronal rain appears to be composed of clumps that also seem to constitute the coolest and densest part. The widths (in the direction transverse to the flow) can be as small as 120 km (Jing et al. 2016), but are generally a few hundred kilometers in H α (Antolin & Rouppe van der Voort 2012) to \approx 500–600 km in TR lines (Antolin et al. 2015), with little variation other than that expected by spatial resolution. On the other hand, they can be greatly extended longitudinally (along the flow), with lengths of about an order of magnitude or more. Recently, Şahin et al. (2023) studied large-scale coronal rain over an active region (AR) with IRIS in chromospheric and TR lines, finding little variation in its morphological and dynamical properties over several hours and across the AR. The widths of the observed coronal rain strands appear to be very similar to those of the coronal strands observed by Hi-C, described above, which may either directly reflect a fundamental heating scale (Jing et al. 2016; Antolin & Froment 2022) or be associated with the cooling, as explained below.

One of the most interesting aspects of coronal rain is that the clumps occur in tandem across a relatively large cross-section across the magnetic field (a few megameters in width). This synchronicity and shared trajectory of clumps has led to the concept of a rain shower, that is, a larger structure composed of coronal rain clumps (Antolin & Rouppe van der Voort 2012). Şahin & Antolin (2022) have shown that rain showers match cooling coronal loops observed in the EUV well, thereby helping us to identify these in the large superposition (leading to line-of-sight confusion) of the optically thin solar corona (referred to by Malanushenko et al. 2022, as ‘coronal veil’).

There are currently three different types of coronal rain. The most commonly observed type is known as quiescent and preferentially occurs in AR coronal loops. This type does not require any specific magnetic topology (other than a loop-forming bipolar structure). The second type is linked to solar flares and is known as flare-driven coronal rain. It corresponds to the cool chromospheric loops (sometimes known as H α loops) that appear at the end of the gradual phase. The last type is known as

prominence-coronal rain hybrids and involves a complex magnetic field with a null-point topology at the top of loop arcades. A review of each can be found in Antolin & Froment (2022). This work concerns the first type, that is, the quiescent coronal rain of ARs. This type is studied most actively, probably because of its strong link with coronal heating.

Numerical work since the 1990s has shown that complex magnetic topologies such as magnetic dips are not necessary for the generation of cool and dense prominence-like structures in loops (Antiochos & Klimchuk 1991; Antiochos et al. 1999; Karpen et al. 2001). Although we do not know the agents of coronal heating exactly (e.g. MHD waves or stress-induced magnetic reconnection), the generated spatial and temporal distribution of the magnetic energy along loops has unique consequences for the evolution of coronal loops, specifically, for how they cool. When the heating is strongly stratified (also known as ‘footpoint concentrated’), even when it is constant over time, the loop is often unable to reach thermal equilibrium and enters a state of thermal non-equilibrium (TNE). Its thermodynamic evolution undergoes cycles of heating and cooling, generally referred as TNE cycles, which are also known as evaporation-condensation cycles (Kuin & Martens 1982; Mok et al. 1990; Reale et al. 1996; Müller et al. 2003; Mendoza-Briceño et al. 2005; Susino et al. 2010; Luna et al. 2012). This is true as long as the repetition frequency of the stratified heating events is faster than the radiative cooling time of the loop (Johnston et al. 2019). Klimchuk & Luna (2019) have quantified some of the requirements needed for TNE and found that a volumetric heating ratio between apex and footpoint below 0.3 and a heating asymmetry between both footpoints under 3 ensures TNE.

In a nutshell, with a strongly stratified heating, the loop apex relies on thermal conduction for its heating. However, this spatial distribution leads to an essentially flat temperature profile along the loop length or even a temperature dip at the apex, thus making conduction inefficient. Furthermore, the footpoint heating is very efficient at injecting material upwards (through chromospheric ablation or evaporation), making the loop over-dense relative to the RTV scaling law (Rosner et al. 1978). The apex becomes thermally imbalanced, which results in runaway or catastrophic cooling because plasmas are more efficient in radiating their energy away at lower temperatures (in the TR – corona temperature range). While the heating can be very rapid (with the loop essentially empty) and therefore very hard to observe, the cooling progresses over a timescale of tens of minutes to hours, depending on the loop conditions. These long cooling times can lead to very long loop lifetimes (Lionello et al. 2016). The loop eventually evacuates, and the cycle restarts if the heating conditions do not change, hence leading to cycles of heating and cooling. During the initial stages of the cooling and when the cooling time is long enough relative to the cadence of the observations, the loop is expected to sequentially appear in cooler coronal passbands with specific non-zero time lags (Kamio et al. 2011; Viall & Klimchuk 2012; Viall et al. 2021). The cyclic pattern can lead to highly periodic EUV intensity pulsations on the order of hours, as were recently detected with EIT (Auchère et al. 2014) and the Atmospheric Imaging Assembly (AIA; Lemen et al. 2012; Froment et al. 2015), indicating a heating function that is stable over days (and up to a week). At the end of the cooling part of the TNE cycle, accelerated cooling is observed and coronal rain appears, which can therefore also occur periodically (Auchère et al. 2018; Froment et al. 2020). This acceleration in the cooling rate and also the spatial and temporal character of coronal rain have been interpreted as a product of thermal instability (TI), but a debate exists in the

community (Klimchuk 2019; Antolin 2020). The essential role that TI may play in the observed coronal rain phenomena (and probably in the long-period intensity pulsations as well) has led to the cycles being known as TNE-TI cycles (Antolin & Froment 2022).

Thermal instability is a fundamental MHD process (Parker 1953; Field 1965; Waters & Proga 2019; Claes & Keppens 2019). In addition to coronal rain, it has been invoked to explain phenomena from short laboratory scales (Lipschultz 1987; Stacey 1996) to very large intracluster medium scales (White & Rees 1978; Cavagnolo et al. 2008; Sharma 2013). In the context of the solar corona, thermal instability is less straightforward to apply because the corona is very dynamic and is out of hydrostatic equilibrium (Aschwanden et al. 2001). Nonetheless, various analytic studies have argued that given the long timescales of TNE cycles, TI theory still holds, given the local and short timescale characteristics of its occurrence (Claes & Keppens 2021). Antolin & Rouppe van der Voort (2012) and Antolin et al. (2015) have argued that TI may act as a synchronising mechanism for catastrophic cooling to occur simultaneously across a loop in TNE, thereby providing an explanation for rain showers (see also Froment et al. 2020; Antolin 2020). Şahin & Antolin (2022) have used this link to unlock a way for estimating the TNE volume over an AR. By calculating the number of rain showers and their properties, they have estimated that at least 50% of the AR is subject to TNE.

2.5D radiative MHD simulations by Antolin et al. (2022) have shown that the TI-driven catastrophic cooling leads to the formation of cool and dense cores at the head of the rain emitting in chromospheric lines. These cores are surrounded by thin but strongly emitting shells in TR lines that elongate in the wake of the rain, in what is known as the condensation corona transition region (CCTR). These structures are seen clearly in the Si IV 1402 line observed by IRIS (forming at $\approx 10^{4.8}$ K) and in the Fe XII 171 line observed by AIA 171 (forming at $\approx 10^{5.8}$ K). They might therefore explain the filamentary or stranded morphology and dynamic nature of the corona seen in these lines (Ugarte-Urra et al. 2009), as well as the common widths between coronal rain strands and coronal EUV substructure. High-resolution observations in the EUV are needed to confirm this hypothesis. Furthermore, Antolin et al. (2022) have shown that TI produces a local enhancement of the magnetic field strength that is due to the gas-pressure loss during TI and frozen-in conditions. Through the compression ahead of the rain (downstream) as it falls, a strong UV and EUV enhancement is obtained over the last few megameters prior to impact with the chromosphere. Furthermore, a strong rebound shock and upward flow is obtained from the impact, which propagate at different speeds (corresponding to the tube speed and flow). These features have remained elusive in observations until now.

Solar Orbiter was launched in early 2020 on a highly elliptical orbit around the Sun. By now, it has concluded two science close perihelia in its nominal mission phase, where the distance to the Sun was less than 0.32 au. In this work, we analyse data from one of the two High Resolution Imagers (HRI) of the Extreme Ultraviolet Imager (EUI) telescopes on board Solar Orbiter (Rochus et al. 2020). The data correspond to the first close perihelion, which occurred between March and April 2022 (Berghmans et al. 2023). The HRI_{EUV} is an EUV imaging instrument in the 174 Å passband. This passband is dominated by the Fe IX (at 171.1 Å) and Fe X (at 174.5 Å and 177.2 Å) emis-

sion forming at $\approx 10^6$ K (Chen et al. 2021). The importance of the high resolution achieved by this instrument was already evident in HRI_{EUV} data from May 2020, when the spacecraft was at 0.556 au. Small EUV brightenings were revealed at spatial and temporal resolutions that could be barely detected by SDO/AIA observations (known as ‘campfires’; Berghmans et al. 2021).

EUI also includes a high-resolution imager HRI_{Ly α} , whose bandpass is centred at 121.6 nm and is dominated by the Lyman- α line of hydrogen. We do not use HRI_{Ly α} in this work because of the degradation issues of the telescope during the perihelion approach (see Berghmans et al. 2023, for details).

In this work, we analyse HRI_{EUV} data and identify several coronal rain events at the unprecedented spatial resolution of ≈ 240 km in the EUV. This resolution allows us to clearly identify the EUV variability and morphology associated with coronal rain. The paper is organised as follows. The HRI_{EUV} observations are presented in Sect. 2. The methods are presented in Sect. 3. Results can be found in Sect. 4, and the discussion and conclusions are given in Sect. 5.

2. Observations

The observations analysed in this work belong to the first perihelion passage of Solar Orbiter in March and April 2022. Specifically, we analyse two datasets of HRI_{EUV} at 174 Å, one of NOAA 12974 on 2022 March 30, and the other of ARs NOAA 12975 and 12796 on 2022 April 1st, both on-disk (Mampaey et al. 2022). At this time, Solar Orbiter was near quadrature with Earth (with separation angles between Solar Orbiter and the Sun-Earth line of 91.88° and 102.02° for March 30 and April 1st, respectively).

On March 30 and April 1st, Solar Orbiter was at 0.33 au and 0.34 au, respectively. With an HRI_{EUV} plate scale of 0.492'', the spatial resolution of these observations is estimated to be close to the Nyquist limit of $2 \times 0.492''$ (Berghmans et al. 2023), corresponding approximately to 237 km and 247 km. HRI images have 2048 \times 2048 pixels, leading to a 17' \times 17' field of view (FOV). The full FOV for each date can be seen in Fig. 1. The observations on March 30 and April 1st are part of the R_BOTH_HRES_HCAD_Nanoflares and R_SMALL_MRES_MCAD_AR-Long-Term SOOPs (Zouganelis et al. 2020), respectively, which operated the HRI_{EUV} camera at a cadence of 3 s over a duration of 45 min (UT 00:03–00:48) on March 30, and at a cadence of 10 s over a duration of ≈ 75 min (UT 09:19–10:34) on April 1st.

EUI is equipped with software-controlled onboard calibration electronics to correct the images pixel-wise for offset and flat field before compression. The images are then prepped with the euiprep routine to level 2, which reduces the jitter and pointing error. However, significant jitter still remains that needs to be removed. To this end, we applied a cross-correlation technique to align the images as described in Chitta et al. (2022).

For better visualisation of the fine structure in the HRI_{EUV} images, we applied the wavelet-optimised whitening (WOW) enhancement technique described in Auchère et al. (2023). This method works by equalising the variance at all scales and locations in the image, thereby reducing the large-scale gradients and conversely enhancing the small-scale structures.

We also checked HRI_{Ly α} for the presence of rain in the Lyman- α line. However, none could be detected, probably due to the problem affecting the resolution of the instrument, as discussed in Berghmans et al. (2023).

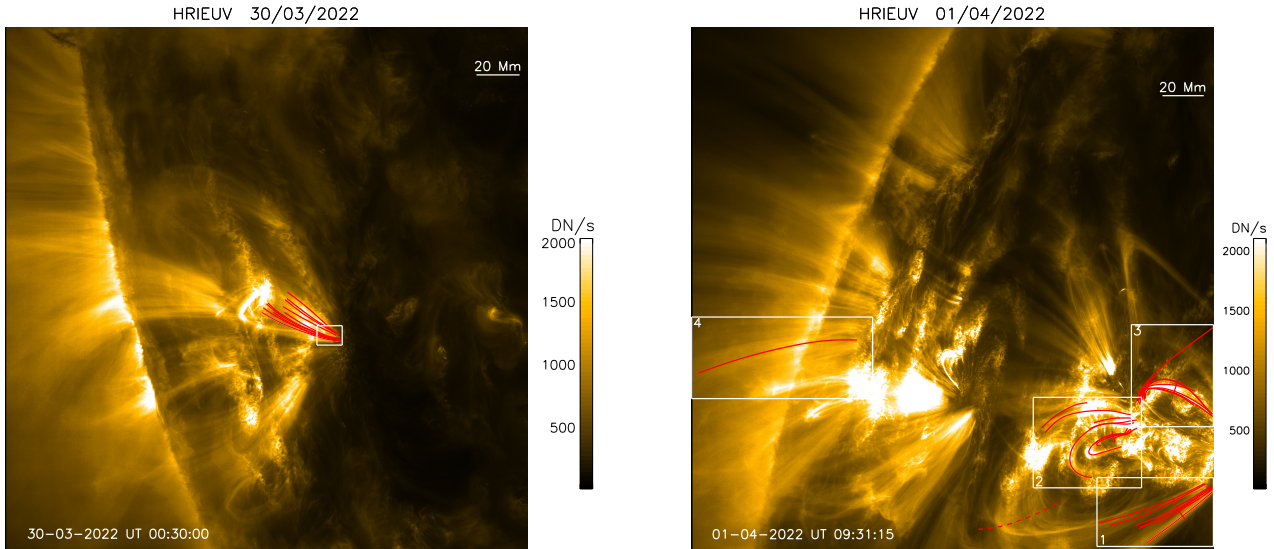


Fig. 1. Full FOV of HRI_{EUV} for the 2022 March 30 (left) and April 1st (right) datasets. The inner white rectangles show the sub-FOVs that are shown in later figures. The solid red curves denote the trajectories of some of the observed coronal rain clumps.

Solar Orbiter also carries the Spectral Imaging of the Coronal Environment (SPICE; [SPICE Consortium 2020](#)) as part of the remote-sensing payload. For March 30, the SPICE data we analysed (data release 3.0¹) are the 96-step raster starting at 00:00:32 UTC with a FOV of $384'' \times 914''$. It has a duration of 16 min 24 s and an exposure time of 10 s. The selected slit is $4''$ wide, and the data spatial pixel size is $1.098''$ along the slit. The temperature coverage of the spectral windows was from the chromosphere to the corona through the observation of the following spectral lines: H I Ly β 1025.72 \AA ($\log T_e = 4.0 \text{ K}$), C III 977.03 \AA ($\log T_e = 4.8 \text{ K}$), S V 786.47 \AA ($\log T_e = 5.2 \text{ K}$), O IV 787.72 \AA ($\log T_e = 5.2 \text{ K}$), O VI 1031.93 \AA ($\log T_e = 5.5 \text{ K}$), Ne VIII 770.42 \AA ($\log T_e = 5.8 \text{ K}$), and Mg IX 706.02 \AA ($\log T_e = 6.0 \text{ K}$). For April 1st, we analysed five 160-step rasters that used the $4''$ slit, each producing a FOV of $640'' \times 911''$. They run from 09:15:36 to 10:15:37 UTC. The raster duration is 14 min with an exposure time of 5 s. The spectral windows of April 1st covered similar lines as the March 30 raster, with the exception of the S V and O IV lines. These two lines were replaced by N IV 765.15 \AA ($\log T_e = 5.2 \text{ K}$). For both datasets, we used L2 data, which are original data corrected for dark current, flat field, and geometrical distortion. An additional step in the data processing was the application of the radiometric calibration.

The pointing information in the SPICE L2 headers is not accurate and the SPICE rasters need to be co-aligned with the HRI_{EUV} sequence. We started by binning the HRI_{EUV} images to the same pixel size as SPICE. We then built a HRI_{EUV} synthetic raster (SR) by selecting from the HRI_{EUV} time sequence the image closest in time to each SPICE exposure making the raster. For each SPICE exposure, the SPICE pixel positions along the slit make an irregular grid in helioprojective coordinates. The HRI_{EUV} image closest in time to this exposure is reprojected onto this grid. We then made SPICE images in Ne VIII intensity by spectrally summing over the 32-pixel window. The Ne VIII and HRI_{EUV} images are comparable in terms of plasma temperature coverage. Finally, the SPICE images were co-aligned with the HRI_{EUV} synthetic raster using a cross-correlation technique. The SPICE FOV for March 30 and April 1st in the Ne VIII line co-aligned with HRI_{EUV} can be seen in Fig. 2.

¹ <https://doi.org/10.48326/idoc.medoc.spice.3.0>

In addition to EUV images, we also briefly analysed images from the Atmospheric Imaging Assembly (AIA; [Lemen et al. 2012](#)) on board the Solar Dynamics Observatory (SDO; [Pesnell et al. 2012](#)) to locate, if possible, the coronal rain events observed with HRI_{EUV}. The AIA data correspond to level 2 data, processed through the standard SolarSoft packages. Since strict AIA-EUV co-alignment at a pixel scale is not needed for our purpose (we do not need to identify specific rain trajectories across different viewpoints), we relied on co-alignment using header information through the JHelioviewer software ([Müller et al. 2009](#)), which is sufficient to identify the large-scale structure common to both FOVs (e.g. loops, rain showers, or prominences).

3. Method

Coronal rain clumps and showers can be seen with a sharp eye without an image-enhancement technique such as WOW, but they certainly become more discernible in the processed images. To analyse the morphology and dynamics of several of these events, we started by tracking several rain clumps manually in the image sequences with the help of the crisp spectral explorer (CRISPEX), a widget-based tool programmed in the Interactive Data Language (IDL), which enables the easy browsing of the data, the determination of loop paths, extraction, and further analysis of space-time diagrams ([Vissers & Rouppe van der Voort 2012](#)).

The projected velocities in the plane of the sky (POS) were determined by calculating slopes in the resulting rain clump tracks in the time-distance diagrams obtained from CRISPEX. These tracks define the (x, y, t) positions of the rain. The errors incurred in this process depend on the length of the tracks in the time-distance diagrams. By varying the spatial and temporal end points of the tracks slightly, it is possible to estimate the errors in each calculation. The availability of AIA in quadrature would allow us to estimate the total speed of a rain event through 3D stereoscopy. However, this is beyond the scope of the present manuscript.

No rain is detected in the time-distance diagrams (through dark or bright propagating features) without prior check with the image sequences. This is necessary because several effects (e.g.

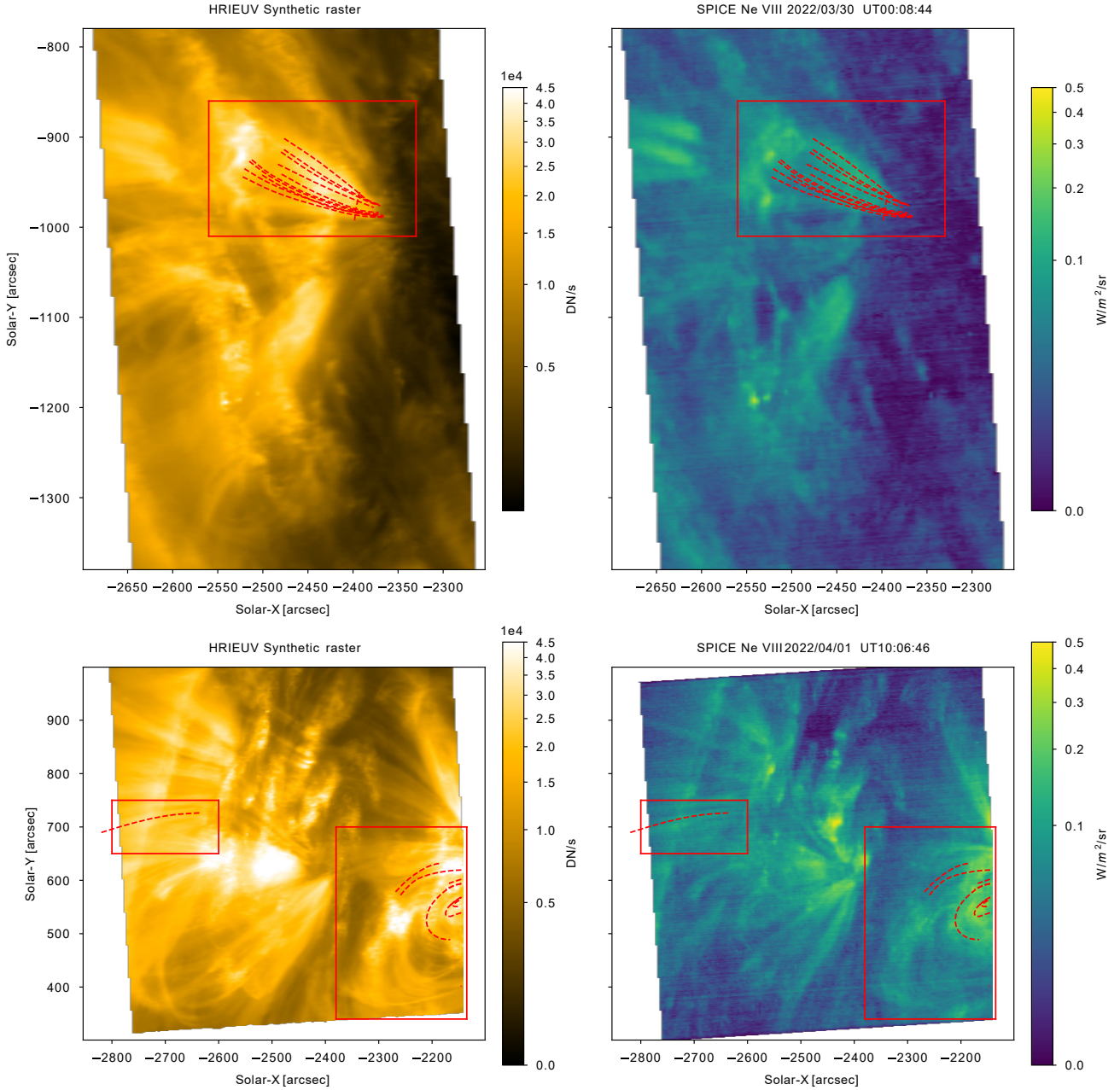


Fig. 2. Co-aligned HRI_{EUV} (left) and SPICE (right) full FOV for March 30 (top) and April 1st (bottom). The SPICE images correspond to 96- and 160-step rasters for March 30 and April 1st, respectively, and show the total intensity over the Ne VIII line. The corresponding HRI_{EUV} images are synthetic rasters that match the time and space distribution of the data acquisition with SPICE. A spatial binning has been applied to HRI_{EUV} to match the plate scale of SPICE. The red rectangles correspond to ROIs in each FOV. Overlaid rain paths in red are identified with HRI_{EUV} . The ROI on March 30 is shown in Fig. 4. The ROIs on April 1st to the west and east are shown in Figs. 12 and 17, respectively. See the text for further details.

lateral motions of loops) can produce apparent dark or bright propagating features in time-distance diagrams.

We were primarily interested in the observed widths in the rain. For this purpose, we applied the same semi-automatic routine as in previous work (for more details, see Antolin et al. 2015). For a given clump path and a given track in the time-distance diagram corresponding to this path, the routine takes a cut perpendicular to the trajectory at every (x, y, t) location defined by the track and fits a single Gaussian over the interpolated profile. The full width at half maximum (FWHM) is then taken as the width of the clump at that location. Sev-

eral checks were performed to reduce errors in the fitting. We first calculated the average intensity profile of a feature for the time range in which it was seen (as defined by a slope in the time-distance diagram) and required a difference of at least 100 DN s^{-1} between its intensity (which can be in emission or absorption) and the background (which was also calculated over the same path, but at times without rain, immediately before or after the rain episode). We then required the contrast between the average intensity of the feature and the background to be at least 10%. Lastly, we also required that the Gaussian fit of the rain feature was good enough. The latter was ensured by

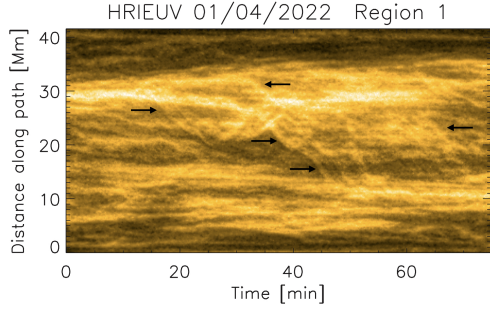


Fig. 3. Time-distance diagram along the dashed white curve in Fig. 1 (right panel) for the April 1st HRI_{EUV} observation. The distance 0 corresponds to the western end of the curve. The curve crosses a loop bundle at the apex, which is seen to undergo a large-scale reconfiguration (radially inward, corresponding to shrinkage), as pointed out by the arrows. This time-distance diagram is made from images that have been processed with the wavelet-optimised whitening enhancement technique of Auchère et al. (2023).

requiring that the σ error resulting from the fit was below 0.4 and that the total of the residuals from the fit was low, that is, $\sum |I_{x,y}(x_{\perp}, y_{\perp}, t) - f(x_{\perp}, y_{\perp}, t)| < 0.75$, where (x_{\perp}, y_{\perp}) denotes the transverse cut to the path at point (x, y) , I is the intensity along this cut, and f denotes the Gaussian fit to I . Visual inspection of the fittings indicates that these values ensure an accurate calculation of the rain width while avoiding artefacts due to cosmic rays or other features. The width of a clump corresponds to the average over all measurements performed for the track in the time-distance diagram corresponding to that clump. A measure of the error in the width calculation is given by the standard deviation over all the measurements for a given track.

4. Results

4.1. Coronal loop bundles

We analysed several coronal rain events observed with HRI_{EUV}. On March 30, the event occurred in a coronal loop bundle belonging to AR NOAA 12974 in the southern hemisphere, which is on-disk, but near the limb, as seen in Fig. 1 (left panel). The rain is seen to fall onto the leading polarity, onto a region with an abundance of dark jet-like structures fanning outwards. No sunspot is seen in the vicinity, suggesting that this corresponds to a decaying AR. Several rain clumps were followed, whose trajectories can be seen in the figure.

On April 1st, HRI_{EUV} observed a wide region of activity composed of two ARs, NOAA 12975 and 12976, in the northern hemisphere, also not far from the limb, as seen in Fig. 1 (right panel). Coronal rain is seen much more pervasively than in the other HRI_{EUV} observation. In particular, we analysed four different regions that are labelled in the panel. Several coronal rain events can be seen, as indicated in the figure.

Region 1 focuses on the west footpoint of a very large coronal loop bundle that is seen to undergo a wide-scale reconfiguration. Some of this reconfiguration is also associated with a bundle of loops that is rooted closer to the lower right corner of box 2 in the right panel of Fig. 1. To see this more clearly, we made a transverse cut at the apex of the loop bundle, as shown by the dashed curve in the right panel, and we plot the time-distance diagram in Fig. 3 (distance 0 in the diagram denotes the western end of the dashed curve, as seen in Fig. 1). In the diagram, we indicate several instances of large-scale motions of individual coronal strands directed radially inwards with arrows. These

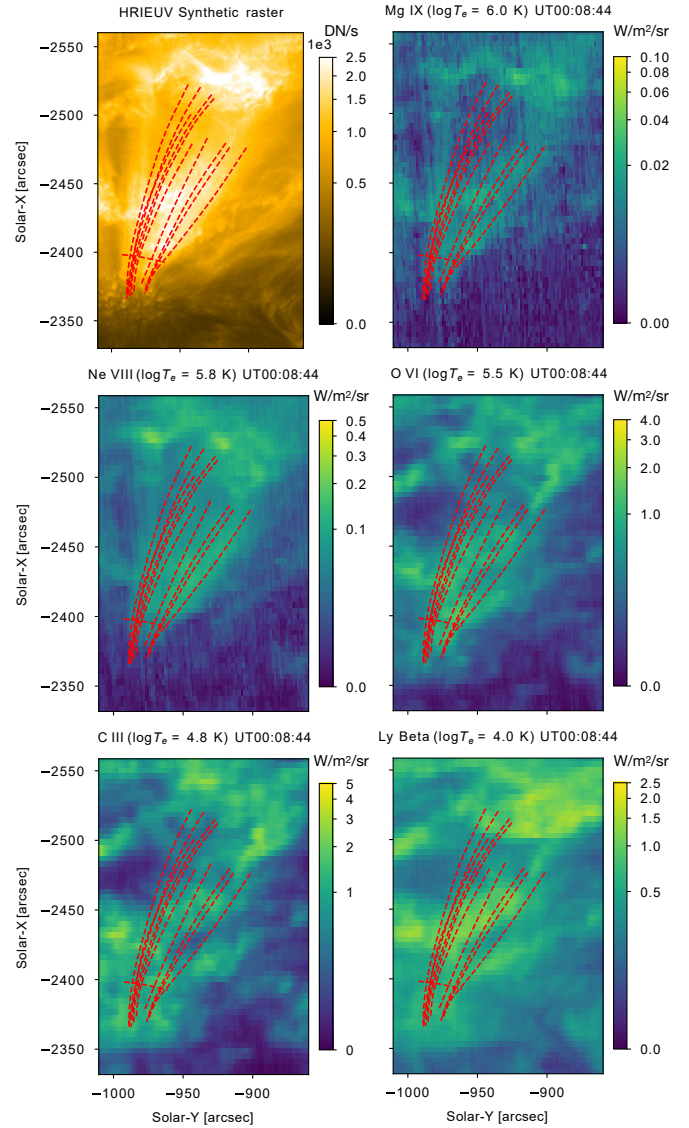


Fig. 4. SPICE multi-wavelength view of the loop bundle with rain seen on March 30. The FOV corresponds to the red rectangle shown in Fig. 2 (top), and the overlaid red curves mostly denote the rain paths seen with HRI_{EUV} (see Fig. 5). The HRI_{EUV} panel corresponds to a synthetic raster matching the time of the SPICE raster (see text for details), but preserving the HRI_{EUV} spatial resolution. Each SPICE panel shows the total intensity over a spectral line indicated in the subtitle, together with its temperature of maximum formation.

instances suggest a shrinkage. This process is also accompanied by large-amplitude transverse oscillations that can also be identified in the figure. At the same time, large amounts of coronal rain are observed to fall along the leg captured in region 1.

Region 2 on April 1st focuses on a region with a different polarity compared to region 1, where the other footpoint of the loop bundle appears to be rooted. Region 2 shows stronger activity (pores, moss, light walls, and jets) and a more complex magnetic topology, as discussed in the accompanying paper (Berghmans et al. 2023). Between regions 1 and 2, a highly twisted filament is seen, whose eruption was observed by EUV and SPICE on the following day, and is discussed in Berghmans et al. (2023).

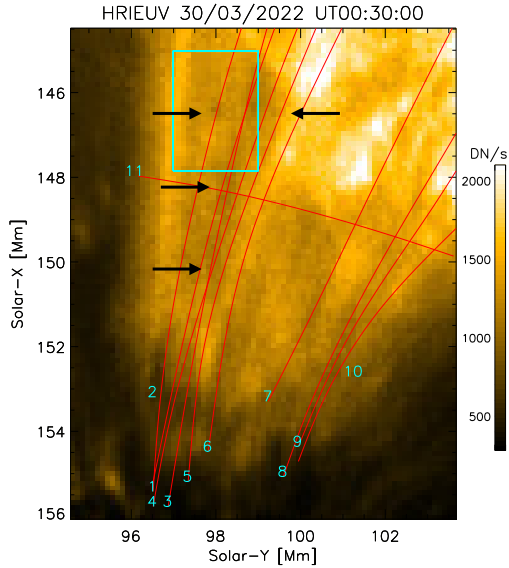


Fig. 5. Close-up of the footpoint of the loop bundle where coronal rain is seen on March 30. The FOV corresponds to the white rectangle shown in Fig. 1 (left), rotated by 90° so that the loop is orientated with the height of the page. The vertically oriented and labelled red curves denote several rain clump trajectories. The black arrows point to some of the clumps. The image corresponds to the average over three consecutive frames. The cyan rectangle in the figure corresponds to the FOV shown in Fig. 7. Path 11 is a transverse cut across the loop bundle. The [online](#) animation runs from UT 00:23 to UT 00:37 and shows several coronal rain clumps in absorption that fall towards the chromosphere (dark structure at the bottom). The EUV varies strongly in this event. The images from which the movie is composed are processed with the wavelet-optimised whitening enhancement technique of [Auchère et al. \(2023\)](#). The movie first runs without and then with the rain paths overlaid.

Region 3 on April 1st is located north-west of the AR. A different bundle of loops is seen, with footpoints close to those in region 2. This is therefore also in a high-activity region.

Region 4 on April 1st is located on the east limb. It captures part of a long loop that is rooted in the trailing AR (NOAA 12976).

4.2. March 30 loop bundle as seen with SPICE

Several of the loop bundles seen in HRI_{EUV} can also be seen in SPICE in the Ne VIII line, as expected from the similar formation temperature. In particular, the loop bundle where rain is observed with HRI_{EUV} can be seen with SPICE. In Fig. 4 we show a close-up of the loop bundle, which includes the FOV shown in Fig. 5. The raster through this region occurred at UT 00:08:44, which is roughly 20–25 min prior to the main rain shower. The loop can be seen in the Mg IX coronal line and in the upper TR lines (Ne VIII and O VI), suggesting that it is in a state of cooling. However, emission in the lower temperature lines seems to be dominated by the background, and we cannot detect any clear chromospheric emission from coronal rain. This could also be due to timing because the main rain shower occurs after the raster.

SPICE also executed high-cadence three-step rasters at various times during the HRI_{EUV} observing window, including the rain shower time. However, the slit crosses higher up along the loop at $X \approx -2500''$ (barely crossing a few of the longer rain paths), which coincides with a strong background emission. We could not find any clear rain signatures in these fast rasters.

4.3. Two-pixel-wide coronal rain clumps in absorption, and downstream compression and heating

In Fig. 5 we show several coronal rain paths identified for the event of March 30. The coronal rain clumps can be seen in the figure and in the corresponding animation as dark features, produced by EUV absorption from neutral hydrogen and neutral and singly ionised helium ([Anzer & Heinzel 2005](#)). In Fig. 6 (top panel) we show several snapshots separated by 15 s each, where large and small absorption features can be seen to fall.

For better visualisation of the fine-scale structure, we show in Fig. 7 a sub-FOV of only $2 \text{ Mm} \times 3 \text{ Mm}$ centred on a dark absorption feature produced by a clump (white rectangle in Fig. 5). We note that it is barely 2 pixels wide (i.e. $\approx 240 \text{ km}$) and is therefore the image with the highest resolution of a rain clump in EUV absorption to date. Another interesting feature is the bright region downstream of the clump. The animation shows that this bright feature is always beneath the dark absorption feature from the clump. Similar features can be seen for other clumps, some of which appear only moments prior to impact in the chromosphere. We interpret this feature as compression and heating produced by falling individual clumps.

To show the EUV variation produced by the rain more clearly, we plot in Fig. 8 the time-distance diagrams corresponding to paths 2 and 3, shown in Fig. 5. The dark tracks in this figure correspond to the EUV absorption produced by the rain as it falls. The observed slopes indicate average speeds of $70\text{--}80 \text{ km s}^{-1}$. Immediately below the first dark track, a parallel bright slanted track can be seen, corresponding to the compression and heating downstream of the rain clump. We note that several such bright tracks can be seen, but are all very short, with lengths shorter than 1 Mm (vertical axis in the time-distance diagram).

Although we did not calculate the lengths of the clumps in this work accurately, a rough estimate is given by the size of the dark tracks (vertical distance) in the time-distance diagrams of Fig. 8, which can be seen to have 1–5 Mm lengths.

4.4. Rebound shock and flow

Figure 6 (lower panel) shows another interesting feature of the event from March 30 that is also seen in the animation of Fig. 5. Following the impact of the rain shower on the chromosphere, a bright upward-propagating feature can be seen. We interpret this as a rebound shock and flow produced by the rain impact. To the best of our knowledge, this is the first time that a feature like this is observed, although it has been predicted by every numerical simulation of coronal rain (e.g. [Müller et al. 2003](#); [Fang et al. 2015](#)). This feature can also be seen in each time-distance diagram of Fig. 8 as a bright upward slope just after the end of the rain shower. The slope indicates speeds between $50\text{--}130 \text{ km s}^{-1}$. The lower end of this velocity range matches the expected value for upward flows, while the upper end matches the tube speed for a plasma temperature of $10^{5.8} \text{ K}$, which is close to the temperature at the peak of the Fe X 174 \AA formation. This is also supported by numerical simulations ([Antolin et al. 2022](#)).

4.5. Extent of the rain shower

To examine the extent of the rain shower, we plot in Fig. 9 the time-distance diagrams corresponding to all the paths shown in Fig. 5. Several clump tracks are shown by dashed lines. The main rain shower occurs in the time range $t = 20\text{--}30 \text{ min}$. Although it can best be seen in paths 2 to 5, traces of it are visible across

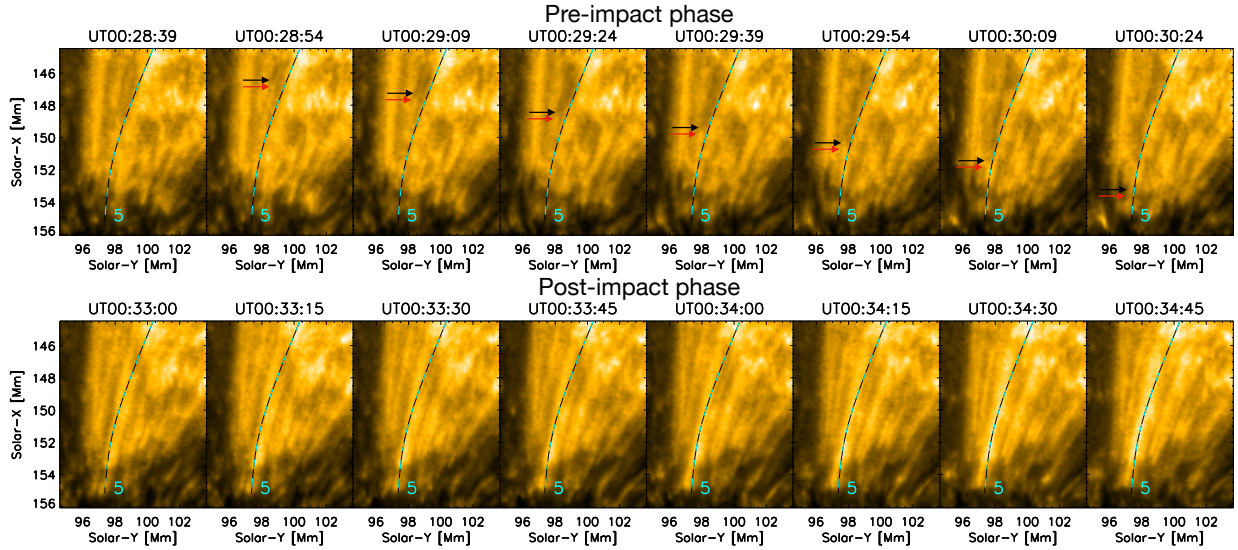


Fig. 6. Sequence of eight snapshots separated by 15 s showing the pre- (top) and post-impact (bottom) phases of a coronal rain shower from the event of March 30. The black arrows in the top panels show the head of a rain clump as it falls (note the bright tip indicated by red arrows, followed by a dark elongated structure). For reference, path 5 is shown in the figure with a dashed cyan-black curve (same labelling as in Fig. 5). The lower panel shows a bright upward-propagating feature corresponding to the combination of the rebound shock and flow produced by the impact of the rain shower. These images have been processed with the wavelet-optimised whitening enhancement technique of [Auchère et al. \(2023\)](#).

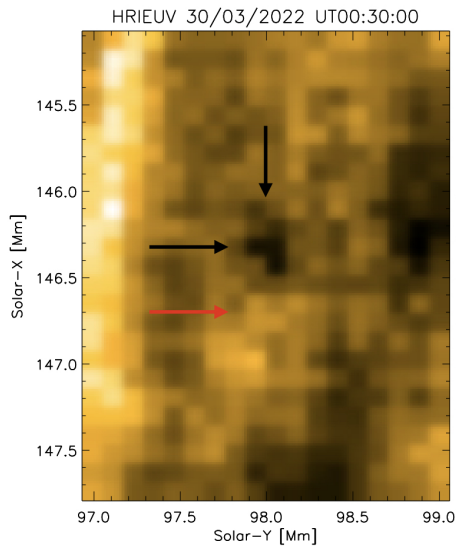


Fig. 7. Close-up of the sub-FOV indicated by the white rectangle in Fig. 5. The dark feature indicated by the arrows corresponds to the EUV absorption produced by a rain clump. We interpret the bright feature below (downstream of) the rain clump indicated by the red arrow as compression and heating produced by the rain clump as it falls.

all the paths. This indicates that the extent of the rain shower across the loop bundle is at least 15 Mm in the POS and possibly larger given the observed expansion of the loop bundle seen in Fig. 1 (left panel). This is supported by the SPICE observations in Fig. 4, which show cool TR emission over a width larger than that set by the rain clumps detected by HRI_{EUV}. Along the loop, the clumps can be tracked for up to 25 Mm. We note that many clumps are clearly visible in the last 10 Mm alone, suggesting that the catastrophic cooling is non-uniform. Accelerated cooling rates down to chromospheric temperatures appear to be more confined to the transverse direction. This effect may also be due to the line of sight, as shown in Sect. 4.13.

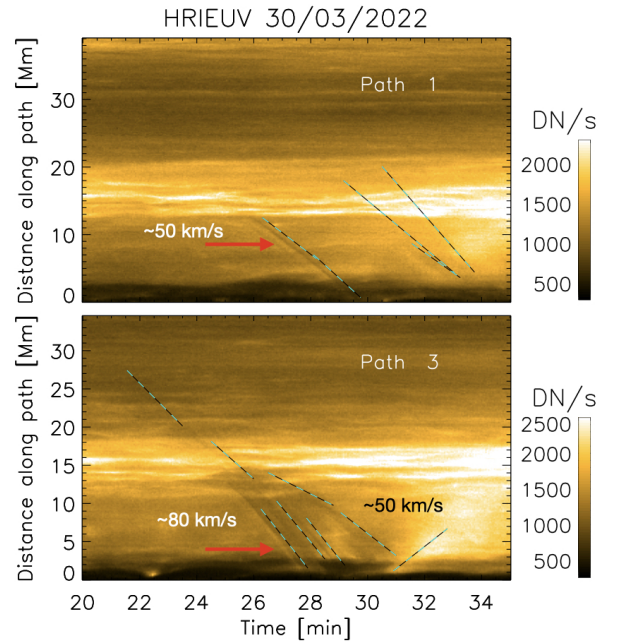


Fig. 8. Time-distance diagrams along paths 1 and 3 indicated in Fig. 5. The distance increases with height along the paths. The dark tracks traced by the dashed cyan-black lines correspond to EUV absorption from falling rain clumps. The dashed lines are offset by a fraction of a minute so that the rain features appear more clearly. An estimate of the projected velocity is given for the closest slope to each value. We note the bright tracks that are indicated by the red arrows immediately beneath the first dark tracks in each diagram. We interpret this feature as compression and heating from the clump. We interpret the upward bright and diffuse slope at the end of the time sequence ($t \approx 30$ – 32 min) in path 3 as a combination of a rebound shock and flow produced by the rain impact on the chromosphere.

Figure 9 also shows that the rebound shock and flow occurs across a wide expanse, but appears to be more concentrated than the rain shower and can only be clearly seen in paths 1–6.

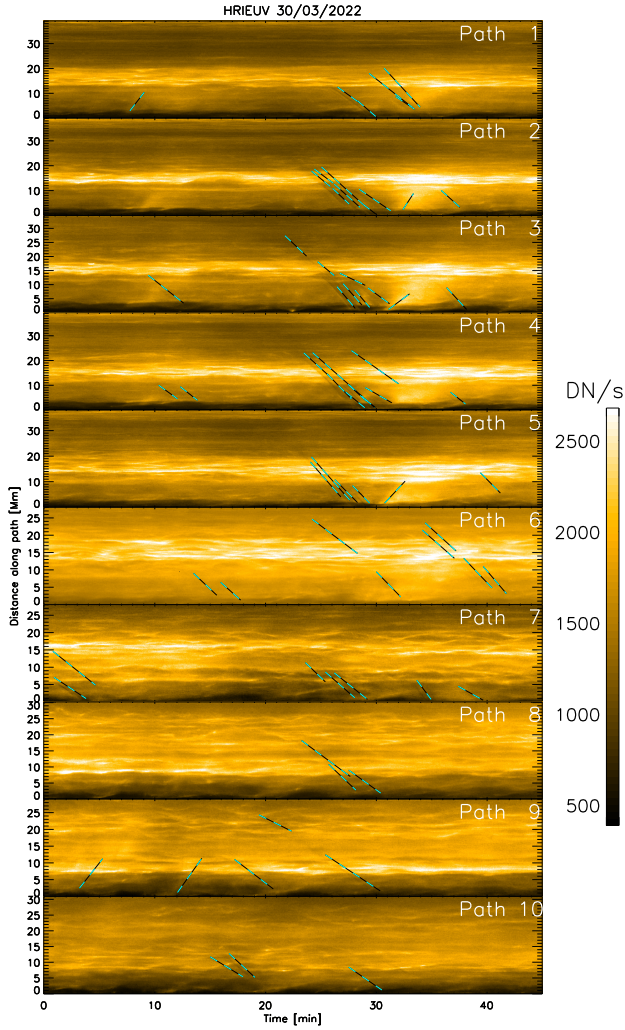


Fig. 9. Time-distance diagrams for all coronal rain paths shown in the left panel of Fig. 1. The dashed cyan-black lines with negative slopes show some of the tracks produced by the rain clumps as they fall. The lines are offset in time by 1 min to show the rain features better. We note the extent of the rain shower across all paths. Upward-propagating features (positive slopes) can also be seen, particularly at the end of the rain shower ($t \approx 30$ min). Zero distance corresponds to the footpoint of the loop (seen in Fig. 5).

4.6. Region 1 on April 1st: A large coronal rain event

We now turn our attention to some of the coronal rain events seen in the April 1st dataset (see Fig. 1, right panel). In Fig. 10 we show the close-up of the footpoint of the large coronal loop bundle undergoing a global change (similar to shrinkage), denoted region 1 in Fig. 1 (right). We follow several rain clumps and plot the corresponding time-distance diagrams in Fig. B.1. A main shower event is seen in the time range $t = 40$ – 70 min, in particular, along paths 2–4, but signatures of another rain shower are also seen at the beginning ($t < 20$ min), in particular, along paths 6–7. In this case, a combination of neighbouring dark and bright paths are also visible. Although not as clear as for the March 30 event, some of the bright tracks may correspond to the downstream compression and heating, especially those that immediately precede the absorption feature. We note that some of these tracks only appear bright, for example the last track of path 6. Furthermore, upward-propagating features can also be observed, some of which seem to appear just after the rain impact. The

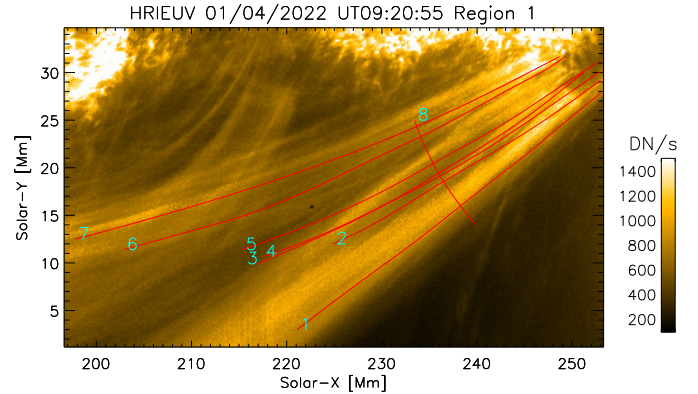


Fig. 10. Close-up of the footpoint of a large coronal loop bundle observed on 2022 April 1st by HRI_{EUV}. The FOV corresponds to that of region 1 indicated by the white rectangle in the right panel of Fig. 1. Except for path 8 (which crosses the loop bundle), the red paths denote several rain paths. An animation of this figure is available [online](#), whose images have been processed with the wavelet-optimised whitening enhancement technique of [Auchère et al. \(2023\)](#). It runs from UT 09:19 to UT 10:34 and shows several rain clumps falling towards the chromosphere. The movie first runs without and then with the rain paths overlaid.

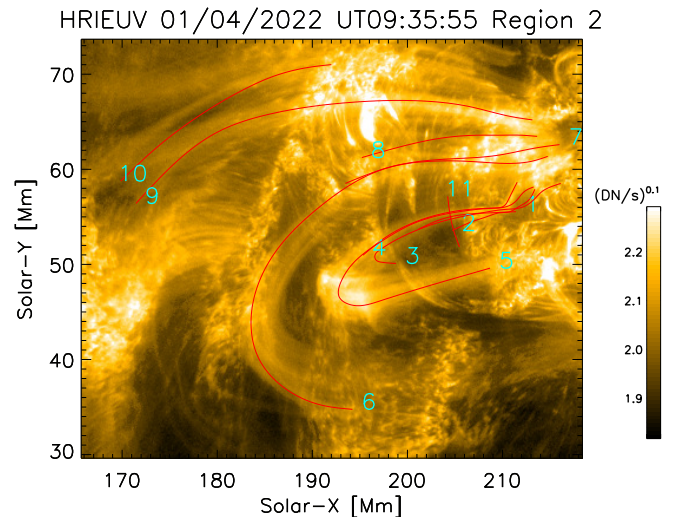


Fig. 11. FOV corresponding to region 2, shown in Fig. 1 (right panel). The red curves correspond to paths of some of the observed coronal rain clumps. We note that the intensities are scaled with a power of 0.1 to show a wider range of variations. An animation of this figure is available [online](#), whose images have been processed with the wavelet-optimised whitening enhancement technique of [Auchère et al. \(2023\)](#). It runs from UT 09:19 to UT 10:34 and shows several rain clumps falling towards the chromosphere. The movie first runs without and then with the rain paths overlaid.

observed morphology and speeds are similar to those seen for the March 30 event, all of which are calculated and presented in Sect. 4.11.

The rain shower seen in region 1 appears to be far wider in extent than that of March 30. As seen in Fig. 10, the transverse length across which the clumps are seen is at least 20 Mm, but is certainly greater given the observed expansion. Furthermore, the clumps can be followed for longer lengths along the loop, and some are tracked for over 40 Mm. This suggests catastrophic cooling down to chromospheric temperatures over a larger coronal volume, which is supported by SPICE observations.

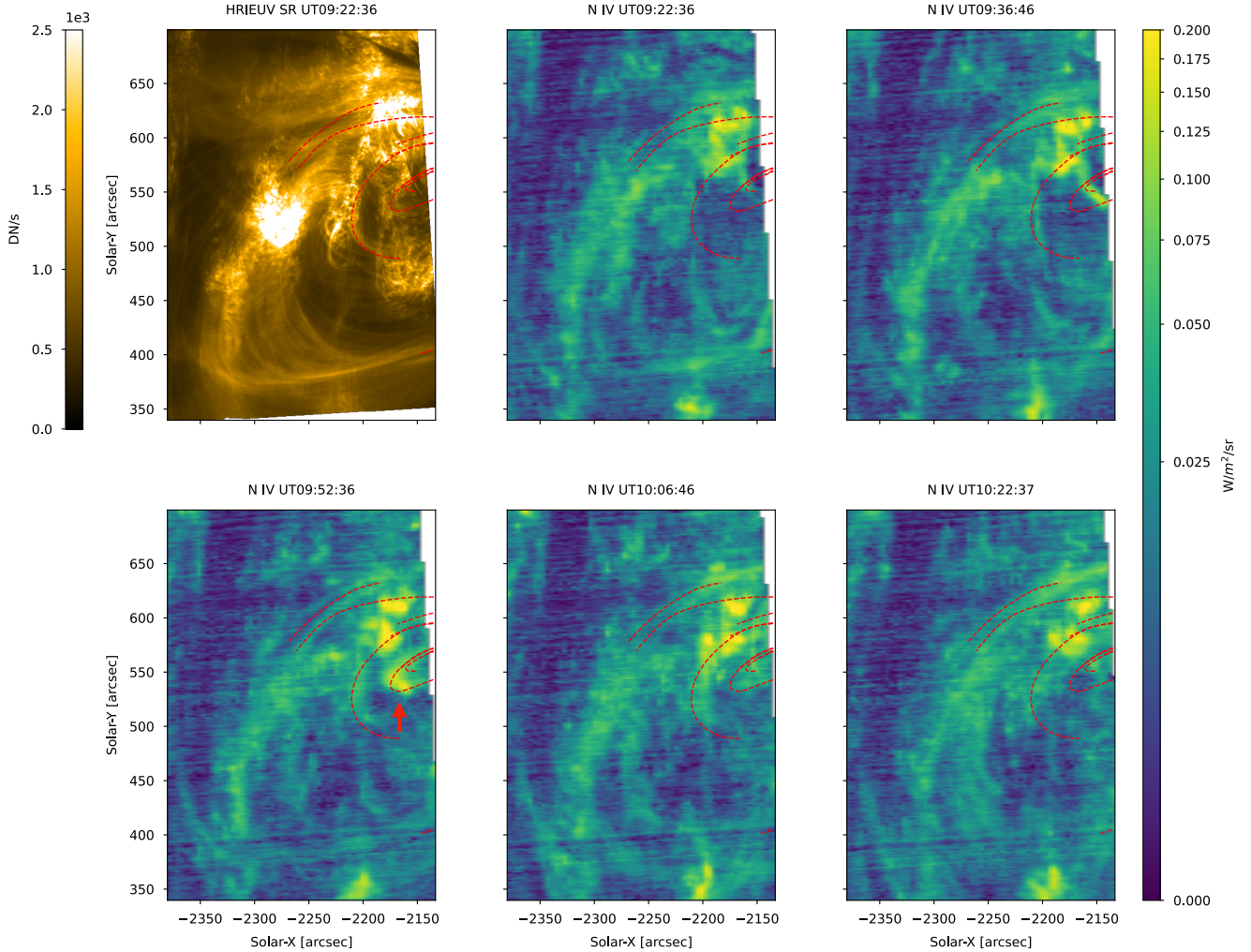


Fig. 12. SPICE rasters in the N IV line ($\log T = 5.2$ K) over a region that overlaps with regions 1 and 2 on April 1st. The FOV corresponds to the red rectangle to the east shown in Fig. 2 (bottom), and the overlaid red curves denote some of the rain paths seen with HRI_{EUV} (see Figs. 10 and 11). The HRI_{EUV} panel corresponds to a synthetic raster matching the time of the first SPICE raster (see text for details), but preserving the HRI_{EUV} spatial resolution. The SPICE panels show the total intensity integrated over the N IV spectral line for each raster (the time is shown in the subtitle). The brightening indicated by the red arrow in the UT 09:52:36 panel corresponds to cooling through the passband.

4.7. Region 2 of April 1st: Null-point topology at the footpoint

Region 2 on April 1st shows several coronal rain events belonging to different regions in the AR. In Fig. 11 we show the FOV corresponding to region 2, as shown in the full FOV of Fig. 1 (right panel), with several rain clump paths overlaid. The corresponding time-distance diagrams for these paths are shown in Fig. B.2.

The most interesting rain shower is tracked by paths 1–5 in these figures. First, a loop bundle appears, in which the intensity throughout the loop increases in a uniform manner (but in particular at the apex) around UT 09:30 (about 10 min from the start of the observation). This brightening can be best seen along path 5 (white arrows in Fig. B.2). The intensity uniformly decreases along the loop over the next 10 min, after which the first rain clumps appear. The bulk of the rain is visible after 20 min from the first intensity increase. Following the rain shower impact, the intensity increases strongly at the footpoint, with some signatures of upward-propagating features (red arrow in Fig. B.2). As the rain falls, it is observed to deviate strongly from its path and to spread in different directions, which is reminiscent of the null-point topology structure at the footpoint.

Paths 6–7 and possibly path 8 seem to correspond to another loop bundle that also experiences a uniform and global loop brightening similar to that described above. In this case, the loop bundle brightens at the very start of the observation and disappears after almost 1 h. The rain is seen roughly 50 min after the start of the brightening, but it is much fainter in terms of EUV absorption than for the previous case. This loop is rooted close to a pore, and periodic upward/downward ballistic motion is seen (in particular, for paths 7 and 8), which is characteristic of Type 1 spicules (Beckers 1964) or the EUV counterparts of AR dynamic fibrils (Mandal et al. 2023).

Path 9 (and possibly path 8 as well) may correspond to the other footpoint of the large loop bundle of region 1. However, in contrast to the other footpoint, the amount of rain that can be observed falling into this footpoint is minimal and is also very faint.

The last path, path 10, may also belong to the large loop bundle of region 1, and the location of its footpoint is uncertain. In contrast to the region in which the previous paths are rooted, path 10 appears to be rooted in moss. Minimal rain events are seen in this case.

All rain tracks observed in region 2 mostly show EUV absorption, with little EUV emission of the type described earlier that is associated with compression. Moreover, most tracks are relatively short (10–20 Mm) when compared to region 1, which may be due to the different inclination of the loops relative to the LOS.

4.8. SPICE view of regions 1 and 2

The SPICE rasters captured part of the regions of interest observed with HRI_{EUV} on April 1st. This includes the top part of region 1 and most of region 2 (see Fig. 2, bottom), which mostly correspond to the apices of the loops with coronal rain. These loops are barely visible in the Mg IX coronal line (Fig. A.2), but their filamentary structure is clearly visible in the upper TR lines (Ne VIII and O VI in Figs. A.3 and A.4). Furthermore, emission similar in morphology and strong variability is also visible in the lower TR N IV line (Fig. 12). For instance, the large-scale brightening in the loop that corresponds to paths 1 to 5 in region 2 (described in Sect. 4.7) peaks in Mg IX at UT 09:36 (red arrow in the corresponding figure), while in Ne VIII, O VI, and N IV, the brightening peaks at UT 09:52, and in C III, the peak is visible at UT 10:06 (with some hints of increased brightness in Lyman- β as well, but this is inconclusive due to the strong background). This strongly supports our interpretation of cooling through the passbands of HRI_{EUV} and SPICE and subsequent appearance of rain in EUV absorption.

4.9. Region 3 of April 1st: Localised and large-scale flash-like EUV emission from rain

Figure 13 shows region 3, as denoted in the full FOV of Fig. 1 (right panel), with several rain paths overlaid. Most of the loops analysed in region 3 show a very different inclination with respect to the LOS when compared to the previous cases. In this case, the LOS appears much less inclined with the loop plane, leading to a top view of the loop rather than a sideways view. Consequently, while the footpoint legs appear to be very short, the apices appear to be long in the projected view.

Paths 1–6 appear to correspond to the same loop bundle, although paths 4–5 show slightly different trajectories relative to paths 1–3, which may be indicative of braiding. This is further supported by the AIA observations of the same event, as discussed in Sect. 4.13. In the loops in region 2, a strong EUV enhancement uniformly along several coronal strands composing the loop bundle is visible roughly 10 min from the start of the observation. The coronal strands appear to be extremely thin, with sub-arcsecond widths (see Sect. 4.12). This brightening can be clearly seen in the time-distance diagrams shown in Fig. B.3. Most of the coronal strands disappear 20 min later. Both dark and bright tracks can be seen in most time-distance diagrams, which is indicative of flows in both directions (towards both footpoints). Some tracks appear at the start of the global intensity enhancement, and others appear 20–60 min after. We note that despite the very close proximity of paths 1 and 2 and paths 4 and 5, they show different (dim) features in their evolution. AIA 304 confirms the presence of rain in this loop bundle (Sect. 4.13).

Path 3 corresponds to one of the best visible coronal strands. As shown in the time-distance diagram, no clear bright or dark track can be seen. We selected this path to more accurately investigate the uniform global intensity enhancement common to many of the strands in the loop bundle. In Fig. 14 (top) we show the part of the time-distance diagram corresponding to the intensity enhancement for path 3. Compared to the background,

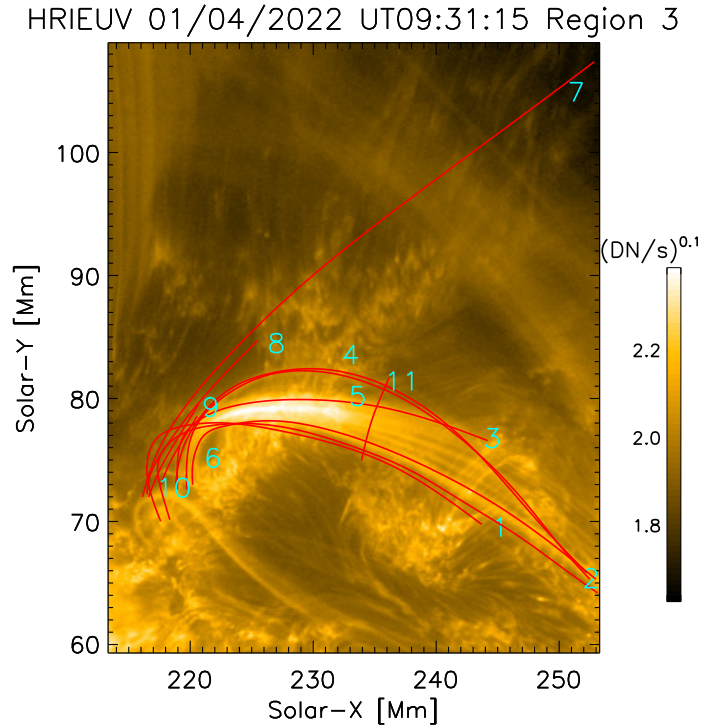


Fig. 13. FOV of region 3 shown in Fig. 1 (right panel). The red curves correspond to paths of some of the observed coronal rain clumps. Paths 1 to 6 belong to the bright loop in the lower half of the image, and paths 7 to 10 belong to a very long loop that extends towards the top right corner of the image. Paths 9 and 10 are very short and parallel to each other. We note that the intensities are scaled with a power of 0.1 to show a wider range of variations. An animation of this figure is available [online](#), whose images have been processed with the wavelet-optimised whitening enhancement technique of [Auchère et al. \(2023\)](#). It runs from UT 09:19 to UT 10:34 and shows several brightenings followed by mostly bright rain clumps falling towards the chromosphere. The movie first runs without and then with the rain paths overlaid.

the enhancement appears to be diffuse and seems to start close to the apex. It propagates towards both footpoints in several minutes. Overall, this global intensity enhancement over the strand lasts ≈ 8 min. In Fig. 14 (bottom) we show a similar case for path 2. However, in this case, about four intensity enhancements are observed, and almost all are accompanied by dark or bright propagating features.

Although many of the features in paths 1–6 do not show the EUV absorption but rather emission, we still associate them with coronal rain. In addition to similar velocities (see Sect. 4.11), the AIA observations of the same event provide conclusive proof (Sect. 4.13).

The last set of paths we analysed are paths 7–10, which correspond to a different loop that apparently is much larger. We were able to track a bright clumpy feature over 40 Mm, leading to path 7. The clump falls at speeds of ≈ 150 km s⁻¹ in the POS, which to our knowledge is the fastest ever recorded speed for a falling clump with imaging devices (except for erupting fall-back). Just prior to impact, over the last 5–15 Mm, several other clumps are seen along parallel paths (tracks in paths 8, 9, and 10), suggesting that the catastrophic cooling to chromospheric temperatures takes longer for these neighbouring strands.

In Fig. 15 we show a close-up of the time-distance diagram corresponding to paths 7 (top) and 10 (bottom) over the time where the falling clump is observed. The bottom panel in the

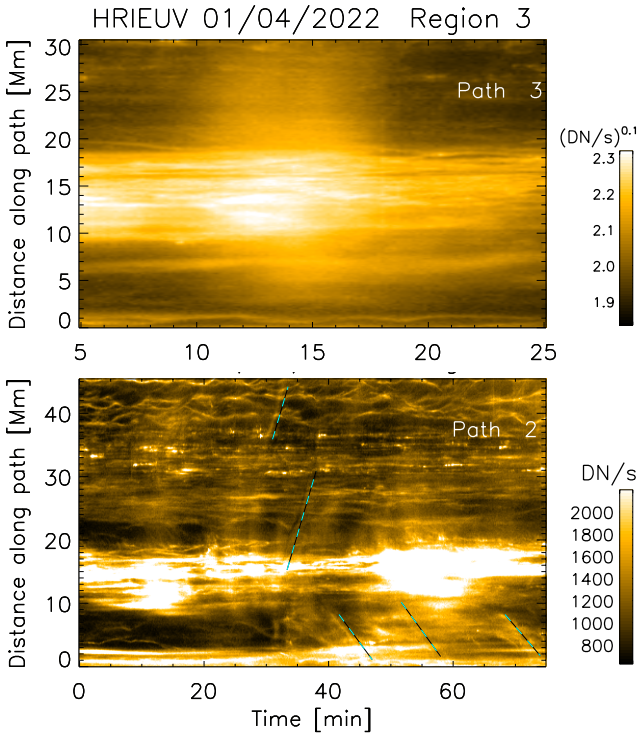


Fig. 14. Loop brightening and downflows along the loop bundle in region 3. Top: loop brightening prior to a coronal rain event. This time-distance diagram (close-up of the time range $t = [5, 25]$ min) corresponds to path 3 in region 3 on April 1st, which is shown in Fig. B.3. We note that the intensities have been scaled to the power of 0.1 to show the large intensity variation better. Bottom: time-distance along path 2 in the same loop bundle. The dashed white lines correspond to dark and bright tracks from coronal rain.

figure shows a very interesting pattern. While the outer envelope (traced by the dashed cyan-black line in the figure) corresponds to the same speed as observed in the longer time-distance path of path 7 (top panel), there is an almost instantaneous intensity increase all along the path at time $t \approx 33$ min. This feature is probably due to the compression of the rain downstream, that is, it is physically similar to the small brightening observed for the March 30 rain clumps. However, while the brightening for the latter is always immediately below the head of the rain, in this case, it occupies a much larger longitudinal extent. This is probably due to a much stronger compression, which is able to increase the temperature of the entire region below the rain to a temperature close to the emissivity peak of HRI_{EUV} ($\log T = 5.8-6$), thereby generating a flash effect.

4.10. Region 4: Off-limb coronal rain

On April 1st, HRI_{EUV} captured various long loops rooted in the trailing AR closer to the limb. Small EUV absorption features falling towards the surface are visible in one such loop, which we followed and show in red within region 4 shown in Fig. 1. The time-distance diagram along this path is shown in Fig. 16, where various characteristic dark and bright tracks of coronal rain can be seen to fall at projected speeds of $50-90 \text{ km s}^{-1}$. This loop is also partly visible in the SPICE rasters of April 1st. In Figs. A.7–A.11 we show the evolution through the SPICE rasters of the emission in this region. In particular, we note strong variability in the upper and lower TR (Ne VIII, O VI, and N IV)

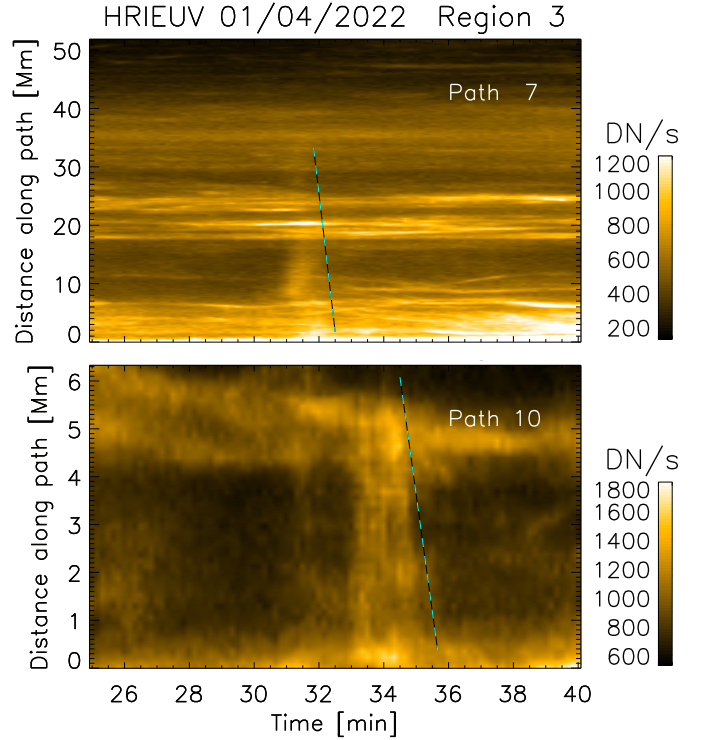


Fig. 15. Close-up of the time range $t = [25, 45]$ min in the time-distance diagram of paths 7 (top) and 10 (bottom) shown in Fig. B.3. We note that the beginning of the brightening at $t \approx 33$ min starts essentially at the same time along the path. The dashed cyan-black lines trace the outer envelope of the brightening, indicating a speed of $\approx 150 \text{ km s}^{-1}$.

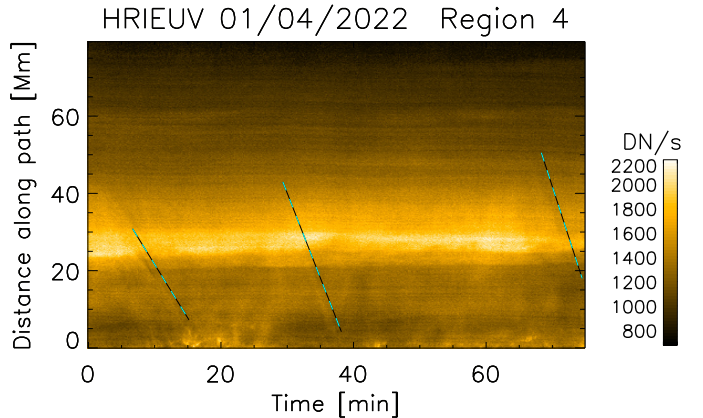


Fig. 16. Time-distance diagram along a loop observed partly off-limb by HRI_{EUV} on April 1st. The path corresponds to red curve in region 4 shown in Fig. 1. The dashed cyan and black lines correspond to dark and bright tracks from coronal rain (offset in time by 1 min in the figure for clarity).

and chromospheric emission (C III and Lyman- β), as shown in Fig. 17. Therefore, SPICE confirms the presence of coronal rain emitting at TR and chromospheric temperatures in this loop.

4.11. Statistics

In this section, we provide statistics of all the velocity and width measurements of the coronal rain clumps (both in absorption and in emission). We refer to Sect. 3 for the methods with which these quantities were calculated.

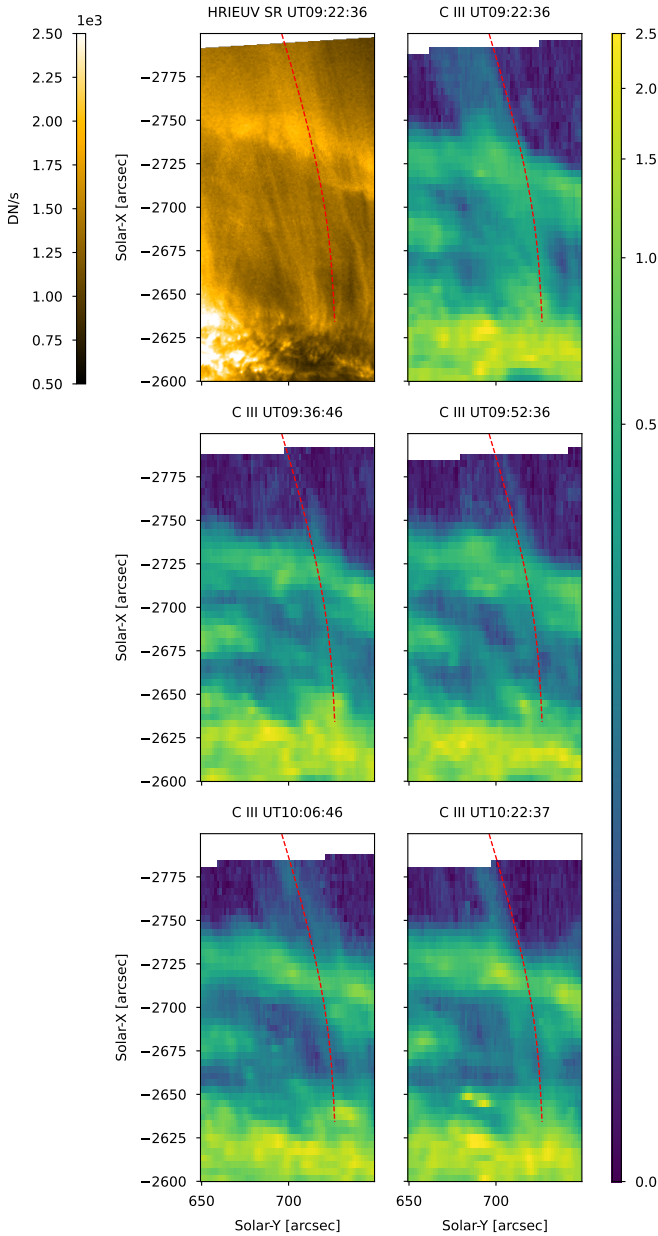


Fig. 17. SPICE rasters in the C III line ($\log T = 4.8$ K) over a region that overlaps with region 4 on April 1st. The FOV corresponds to the red rectangle to the east shown in Fig. 2 (bottom), and the overlaid red curves denote some of the rain paths seen with HRI_{EUV} (see Figs. 10 and 11). The HRI_{EUV} panel corresponds to an SR matching the time of the first SPICE raster (see the text for details), but preserving the HRI_{EUV} spatial resolution. The SPICE panels show the total intensity integrated over the C III spectral line for each raster (the time is shown in the subtitle).

In Fig. 18 we show a histogram of all the measured projected velocities for both datasets. We note that the peak of the distribution is between 40 and 60 km s⁻¹, with speeds as low as 10 km s⁻¹ and as high as 150 km s⁻¹. The latter high projected velocities are not common for coronal rain, and they may well constitute the highest projected velocities to date (we note that eruptive prominence fallback is not coronal rain). No great differences exist between the two dates, except that April 1st presents a wider spread, which is normal because we analysed more rain events for that date. The bulk of the distribution matches previously reported speeds wee (Antolin & Rouppe van der Voort 2012; Schad 2017;

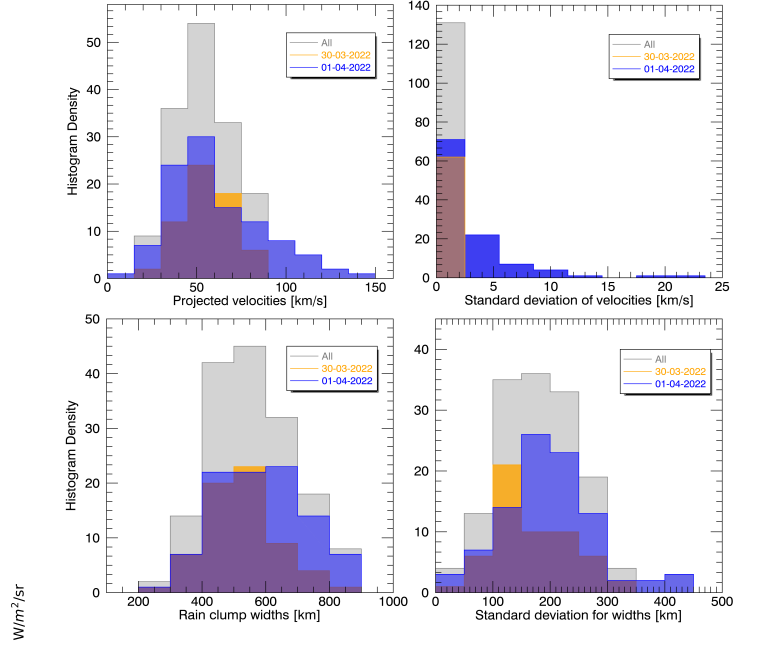


Fig. 18. Projected velocities (top), widths (bottom), and associated standard deviation (corresponding to the right panels) for all rain clumps. The colours include transparency and denote different dates (see legends).

Antolin & Froment 2022), and it also matches those obtained in numerical simulations (Fang et al. 2015; Li et al. 2022). As shown in the figure, the errors on the velocity measurements are generally small (about 5 km s⁻¹ for most).

Similarly, in Fig. 18 we show a histogram of all measured rain clump widths. The distribution peaks between 400–600 km, but extends as low as 260 km and as high as 890 km. Both dates present small differences in terms of the distribution shape. While both datasets have relatively small pools, the dataset of April 1st presents a broader distribution, with values that are higher by about 100 km. The standard deviation figure indicates that the error in the width measurement is relatively large. This is expected because along a given track, the rain clump background varies significantly, leading to differences in the results of the Gaussian fits (despite efforts to reduce the background influence; see Sect. 3).

4.12. Coronal strands associated with coronal rain

To investigate the possible relation between the filamentary coronal structure (coronal strands) within loop bundles and the coronal rain they host more carefully, we took cuts across several of the analysed loop bundles, as shown in Figs. 5 (path 11), 10 (path 8), 11 (path 11), and 13 (path 11). We show the resulting time-distance diagrams along these cross cuts in Fig. 19.

Several coronal strands are shown in each figure, some of which very likely belong to the loop bundle hosting the rain event. In many instances, as the rain crosses the transverse cuts, it produces a small absorption feature (whose time duration depends on the clump length and speed). One example of such a feature is shown by an arrow in Fig. 19. It is preceded and followed by a bright EUV feature of roughly the same width as the rain clump. A large group of rain clumps is seen around $t = 22$ –32 min, followed by a bright feature at $t = 32$ –40 min.

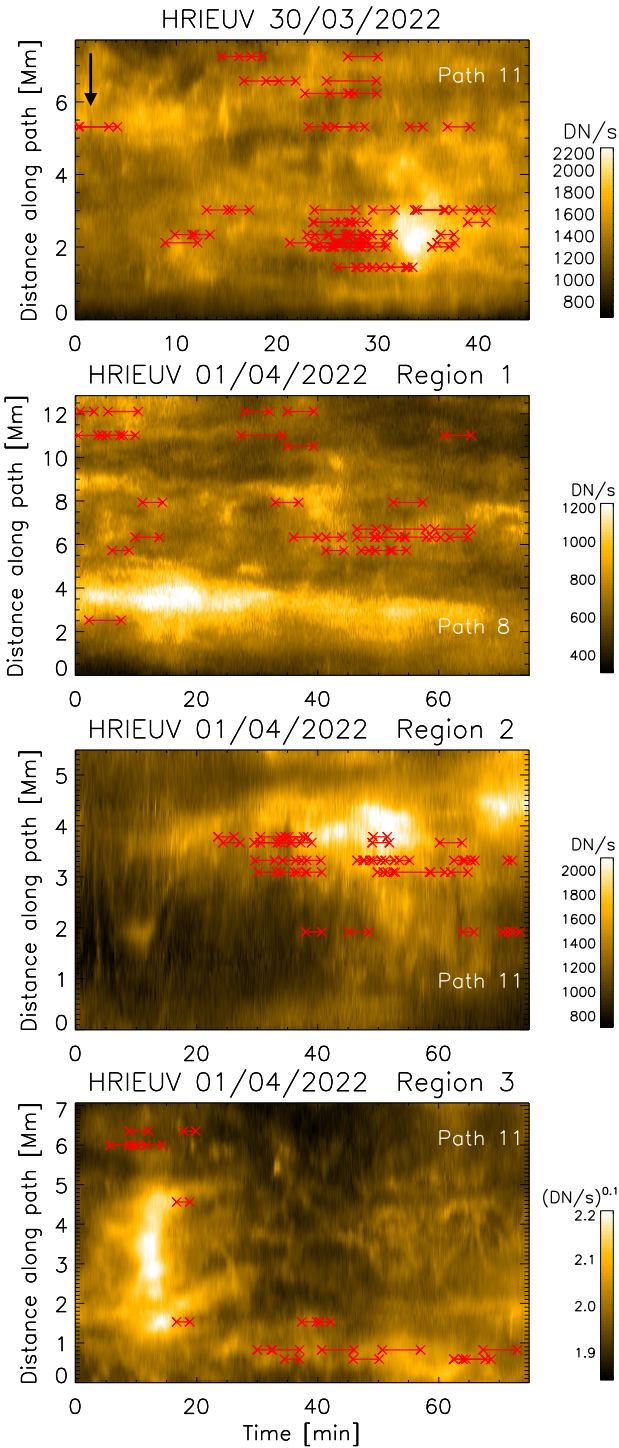


Fig. 19. Time-distance diagram along paths that cross several loop bundles: Path 11 in Fig. 5 (top), path 8 in Fig. 10 (second panel from top), path 11 in Fig. 11 (third panel from top), and path 11 in Fig. 13 (bottom). The red lines between crosses denote the times and the location at which rain clumps are observed. The vertical black arrow in the top panel indicates an example of an EUV absorption feature produced by a rain clump. The intensities in the bottom panel have been scaled to the power of 0.1 to show the strong intensity variation better.

This bright feature corresponds to the rebound shock and upward flow produced by the impact of the rain shower.

In Fig. 19 a group of strands appears after $t = 30$ min between distances of 5 and 8 Mm across the transverse cut. It

seems to coincide with the location in time and space of a group of rain clumps. Similarly, in the other panels in the figure, the rain clumps appear to be preferentially located in regions where coronal strands are observed. While a one-to-one association between a coronal strand and a rain clump can sometimes be made (particularly for the latter), this is not generally the case. However, the widths of coronal strands (around 500 km) are similar to those of rain clumps on average.

4.13. SDO/AIA observations at different lines of sight and resolutions

Our investigation of the coronal rain events with HRI_{EUV} was complemented by co-temporal SDO/AIA observations. On these dates, Solar Orbiter was in quadrature with SDO, thereby offering a different view of the same ARs. In Figs. 20 and 21 we show snapshots for March 30 and April 1st, respectively, with a FOV centred on the regions of interest. The same large-scale coronal structures can be identified in the data from both instruments.

Despite the similarity between AIA 171 and HRI_{EUV} in terms of the emission and the large-scale nature of the event (occurring across at least 15 Mm in HRI_{EUV}), no clear downflow can be observed in absorption or emission with AIA 171 on March 30 over the same time period. Sections of the loop bundle appear and disappear over the same duration, which likely correspond to the EUV variation associated with coronal rain observed with HRI_{EUV}. Some upward flows, bright in the EUV, are observed, which could correspond to the rebound shock and flow observed with HRI_{EUV}. To verify this, we identified and tracked a few large rain clumps in AIA 304, whose paths are shown in Fig. 20. The time-distance diagrams along these paths are shown in Fig. 22, and the characteristic rain slopes in AIA 304 are easily identified (tracks in the time-distance diagrams). We note the brightenings at the times the rain impacts the chromosphere. With the help of AIA 304, the rain features in AIA 171 can be recognised, such as EUV absorption, and in particular, a rebound shock and flow feature following the rain impact. The strong EUV variation that is seen in the image sequence is therefore attributable to the rain episode.

On April 1st, only region 1 shows clear coronal rain in the image sequence of AIA 171, with the characteristic EUV absorption features downflowing along the loop. Regions 2 and 3 show very similar EUV variation as was observed with HRI_{EUV}, but as for March 30, we were unable to directly identify coronal rain downflows based on the EUV absorption features in the image sequences alone. However, the expected coronal rain is revealed in the 304 channel, and we were able to roughly identify the large-scale coronal rain events for each of the loops. In the data from March 30, we tracked several large rain clumps in each region (shown in Fig. 21) and plot the time-distance diagrams in Fig. 23. Path 1 tracks a rain clump belonging to the loop in region 1, paths 2 and 3 belong to region 2 and may correspond to the loops outlined by paths 8 and 9 in Fig. 11, and paths 4 and 5 follow clumps in the loop bundle outlined by paths 1 to 6 in Fig. 13. We are able to detect several rain tracks in the time-distance diagrams of AIA 304 and a very clear EUV absorption profile in AIA 171 for path 1. However, the signatures in AIA 171 are much harder to detect. In paths 2 and 4, we do not see any features of the rain falling in AIA 171, but a bright feature can be seen near the footpoint of path 4 that may correspond to the impact and rebound shock and flow from a rain shower. In paths 3 and 5, we are able to recognise a few EUV absorption and emission tracks that are co-temporal and co-spatial to the rain tracks in AIA 304. The bright EUV emission in 171 is similar to that seen in HRI_{EUV} in paths 1 or 6 of Fig. B.3,

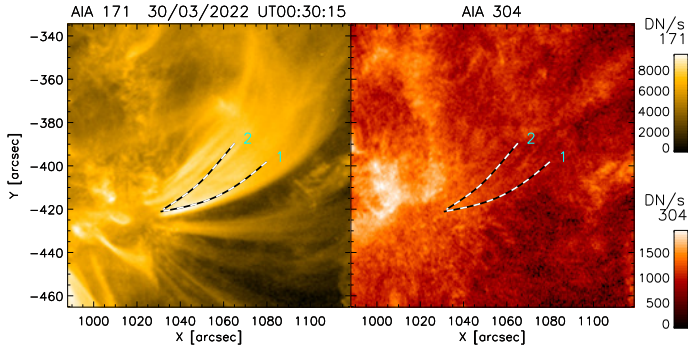


Fig. 20. SDO/AIA observation in the 171 (left) and 304 (right) channels of the March 30 coronal rain event. AIA was roughly in quadrature with Solar Orbiter on this date. The large loop bundle observed in the AIA 171 map corresponds to the same loop bundle as was observed by HRI_{EUV} in Fig. 5. The dashed white-black paths follow some rain clumps observed in AIA 304. An animation corresponding to this figure is available [online](#). The animation shows several rain clumps in AIA 304, but no clear counterpart is seen in AIA 171, although strong intensity variations are observed at the same locations. The animation runs from UT 00:02 to UT 00:49 and comprises the time where coronal rain is observed with HRI_{EUV}. It first runs without and then with the rain paths overlaid.

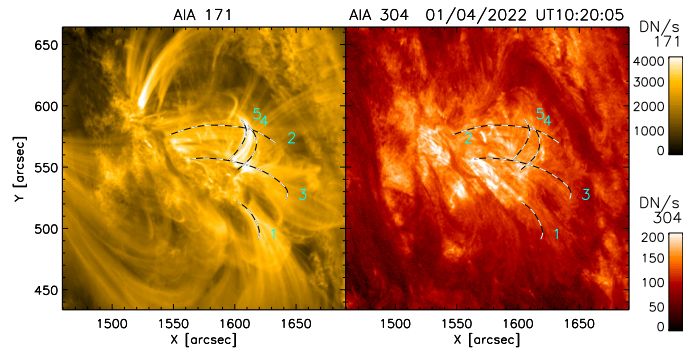


Fig. 21. SDO/AIA observation in the 171 (left) and 304 (right) channels of the April 1st coronal rain events. AIA was roughly in quadrature with Solar Orbiter on this date. Some of the large loop bundles observed by HRI_{EUV} can be easily identified. The dashed white-black paths follow some rain clumps belonging to these loop bundles that are observed in AIA 304. Path 1 follows the same loop bundle as in region 1 of Fig. 10. Paths 2 and 3 may correspond to the same rain events that were shown in paths 8 or 9 in region 2 of Fig. 11. Paths 4 and 5 follow the same loop bundle as was shown in the lower part of Fig. 13 (paths 1 to 6 in that figure). An animation corresponding to this figure is available [online](#). The animation shows widespread rain in AIA 304, but the counterparts in AIA 171 can only clearly be seen for the loop around path 1, although strong intensity variations are observed at the same locations. The animation runs from UT 09:20 to UT 10:32 and comprises the time where coronal rain is observed with HRI_{EUV}. It first runs without and then with the rain paths overlaid.

in which large-scale emission is seen simultaneously throughout the path, which precedes the bright downflowing feature from the rain.

It is interesting to note that as shown by the AIA 304 animation, coronal rain over the AR is widespread over the same FOV as HRI_{EUV} and that it includes loops for which it is not observed with HRI_{EUV}. A large amount of coronal emission ahead of the rain along the LOS can easily decrease the contrast produced by EUV absorption or emission from the rain in the 171 or 174 channels, thereby making it undetectable. As we show here,

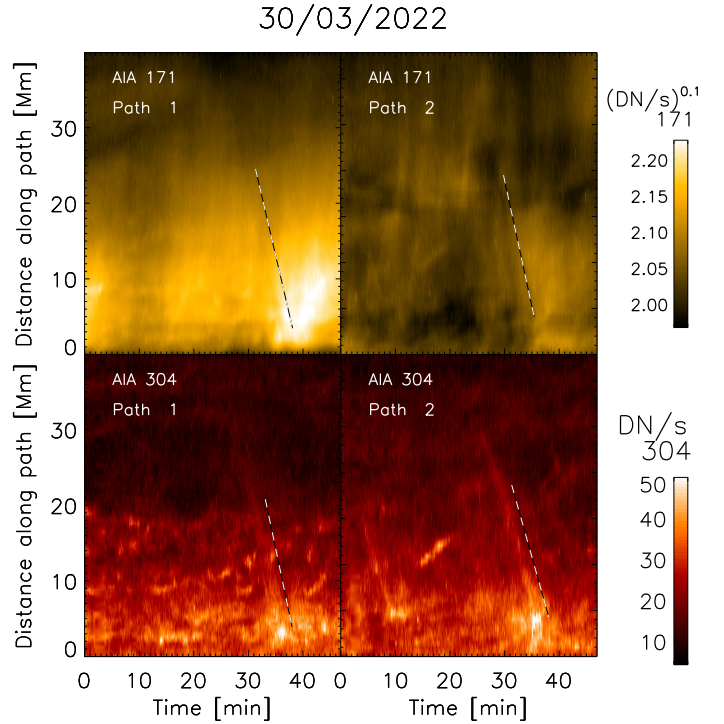


Fig. 22. Time distance diagrams along paths 1 and 2 shown in Fig. 20 on March 30, with AIA 171 (top) and AIA 304 (bottom). The dark and bright paths from coronal rain are highlighted with dashed white-black lines, which are offset by a fraction of a minute to show the rain features better. Zero distance corresponds to the footpoints of the loops. The AIA 171 intensities have been scaled to the power of 0.1 to show the strong intensity variation better.

high spatial resolution can help us to retain this contrast, which is why we observe far more in HRI_{EUV} than AIA 171. On the other hand, AIA 304 shows the emission or absorption from the rain more directly because no further emission is present ahead of the rain along the LOS. Nevertheless, the rain can be hard to discern due to the very bright TR background in AIA 304.

The larger FOV provided by SDO/AIA sheds more light on the large-scale magnetic structure of region 1 on April 1st. AIA 171 reveals a topology that is similar to a null-point topology, with open field lines (or much larger loops) above and the loop arcade below the null-point. This provides an explanation for both the large-scale reconfiguration and the observed large-scale coronal rain event in the loop, with continuous coronal rain over a very wide loop cross-section observed for the entirety of the HRI_{EUV} observation. As discussed in Li et al. (2018) and Mason et al. (2019), magnetic dips are often observed above null-point topologies, which act as mass reservoirs where large amounts of material can catastrophically cool down. The cool and dense material can then either spill sideways from the magnetic dip or flow through the null-point, facilitated by the reconnection process, downward into the newly formed reconnected loops. This process can be very long-lived (Chitta et al. 2016; Chen et al. 2022) and can be accompanied by a reconfiguration of the loop, similar to shrinkage (as in the standard flare model).

4.14. Widespread coronal rain as suggested by SPICE

All the loops with coronal rain captured with HRI_{EUV} show clear counterparts in SPICE in the upper and lower TR lines. For the off-limb loop in region 4, we were also able to capture

01/04/2022

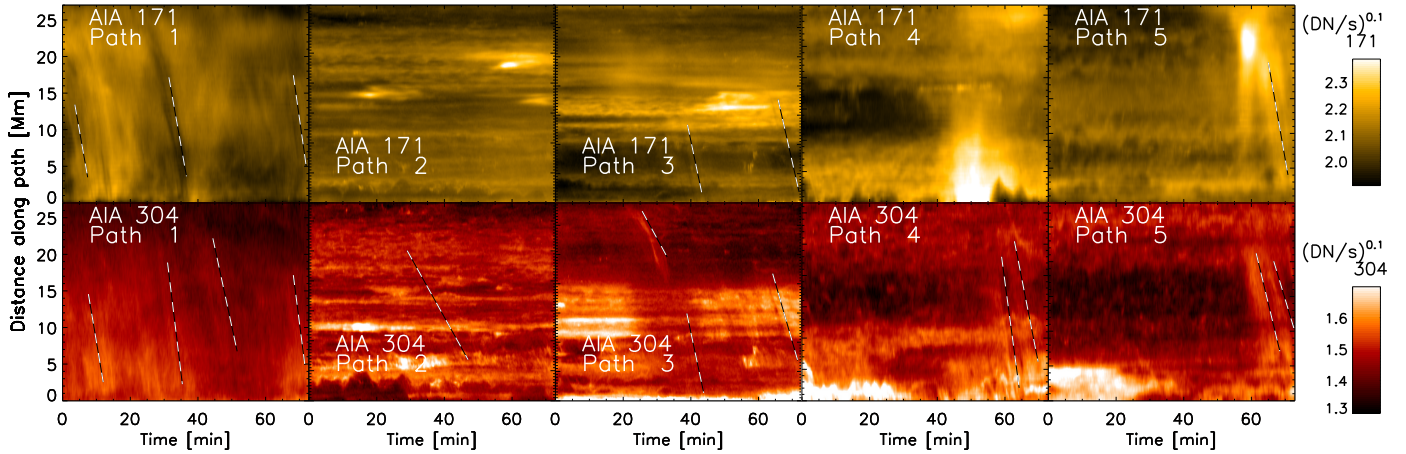


Fig. 23. Time-distance diagrams along paths 1 to 5 shown in Fig. 21 on April 1st, with AIA 171 (top) and AIA 304 (bottom). The dark and bright paths from coronal rain are highlighted with dashed white-black lines, which are offset in time by 1 min to show the rain features better. Zero distance corresponds to the footpoints of the loops. The intensities have been scaled to the power of 0.1 to show the strong intensity variation better.

clear emission in the chromospheric lines of SPICE because the background emission was lower. In Fig. 24 we show a multi-wavelength view of the full FOV of SPICE for one raster. Widely spread cool loops emitting in the upper and lower TR lines, with features (morphology and variability) similar to those for which we detected coronal rain, are visible in the FOV. All the five rasters of this region show strong variability in these loops. This strongly suggests that at least for this AR, coronal rain is widely spread and that only a fraction of it is observed in EUV absorption with HRI_{EUV}. This also matches the picture obtained with AIA 304.

5. Discussion and conclusions

We analysed coronal rain at unprecedented spatial resolution in the EUV, provided by Solar Orbiter observations with HRI_{EUV} during the March and April 2022 perihelion. Observations were complemented with SPICE and AIA, providing a multi-wavelength picture of the phenomenon in various active regions. The resolution achieved is ≈ 240 km, which is only about two times lower than previous $H\alpha$ observations of the phenomenon with the SST (Antolin & Rouppe van der Voort 2012). The strong correlation between EUV absorption and $H\alpha$ emission that is expected from radiative transfer theory (Anzer & Heinzel 2005) is confirmed here down to the smallest resolved scales ever achieved, with clump FWHM widths as small as 260 km. This fine-scale structure is also reflected in the fact that many clumps only produce very faint EUV absorption features, thereby requiring high-resolution and sensitivity to detect them.

We selected two dates on which Solar Orbiter observed several ARs on-disk and partly off-limb. For March 30, we focused our attention on one coronal loop bundle and discovered new features of coronal rain dynamics. As the rain falls, the region immediately beneath the clump (downstream) is observed to brighten, leading to very fine light streaks in time-distance diagrams. We interpret this phenomenon as the result of compression and heating due to the relatively high momentum of the condensation. Fang et al. (2015) reported the formation of rebound shocks when coronal rain forms that is produced by the localised loss of pressure driving strong flows that lead to the condensation. These rebound shocks may be thought of as the source of

the brightening that we see. However, the rebound shocks are then seen to propagate away at the sound speed from both sides of a condensation, much faster than the condensation falling speeds. There is no reason why these rebound shocks would propagate at the same speed. Therefore, these rebound shocks cannot explain our observations. On the other hand, our interpretation as compression and heating is supported by 2.5D MHD simulations of coronal rain by Li et al. (2022, see their Fig. 4) and Antolin et al. (2022). This phenomenon is therefore similar to the fireball phenomenon on Earth that is linked to meteoric ablation, where the region below the clump is compressed and heated as it falls. We do not observe this phenomenon for all coronal rain events, which suggests that not only a high spatial resolution is needed, but also a favourable line of sight relative to the rain trajectory. It is also possible that the compressed material exists in all cases, but emits at different temperatures that are not sampled by HRI_{EUV}.

EUV enhancement associated with coronal rain is also observed during the fall ahead and in the wake of rain clumps. The latter can be seen in the time-distance diagrams along or across rain clump trajectories as an increase of the EUV intensity that follows the EUV absorption feature. This may correspond to a coronal strand and is likely due to the CCTR, which extends from the clump far into the wake, as shown by numerical simulations (Antolin et al. 2022; Li et al. 2022). Observations with SPICE show the filamentary structure in the upper and lower TR lines, which supports this interpretation. Ahead of the clump, a second more elusive type of brightening is observed in addition to the fireball feature, just prior to the rain impact (the brightening spreads over ≈ 6 Mm), and it manifests as a flash-like simultaneous intensity enhancement of the entire space between the clump and the chromosphere. We suspect that this is also due to the compression of the plasma ahead of the clump, as suggested by the same numerical simulations cited previously. The compression must be strong enough to increase the temperature of the entire region below the rain close to the emissivity peak of HRI_{EUV} ($\log T = 5.8-6$), thereby generating a flash effect. However, we only found one clear occurrence of this larger-scale compression for which the rain is extremely fast (with projected speeds of 150 km s^{-1}). These speeds may be supersonic, in which case the compression argument may not fully explain it.

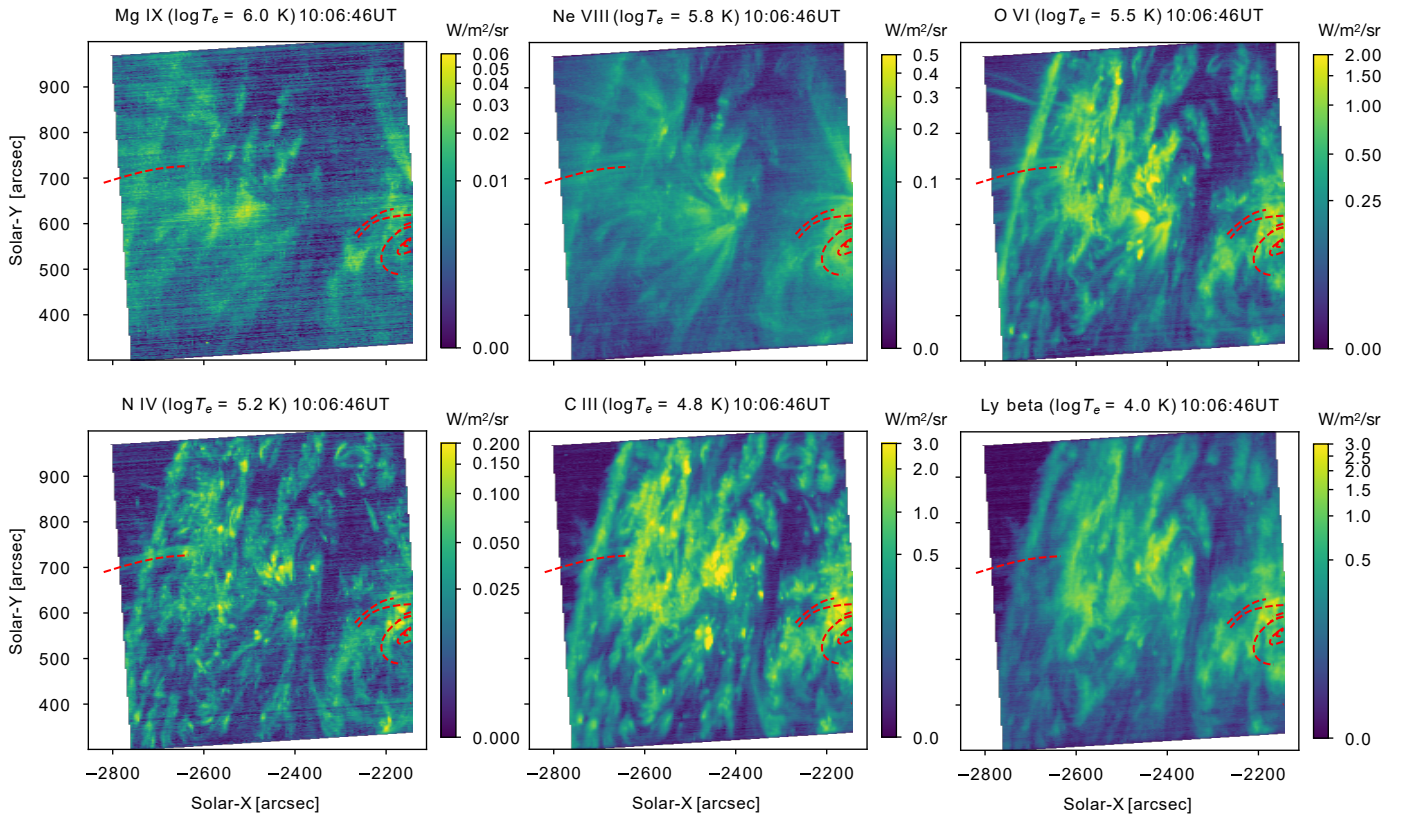


Fig. 24. SPICE multi-wavelength full FOV on April 1st. The SPICE FOV is the same as was shown in Fig. 2 (bottom), co-aligned with HRI_{EUV}. The overlaid red curves denote some of the rain paths seen with HRI_{EUV} (see Figs. 10 and 11). Each SPICE panel shows the total intensity over a spectral line indicated in the subtitle, together with its temperature of maximum formation.

If it is indeed produced by compression, this means that sound waves are produced ahead of the clump and travel fast enough to compress the entire region downstream (leading to the flash-like character of the brightening). However, this is not possible if the clumps are supersonic.

Another new phenomenon is the rebound shock and upflow that follows the rain impact into the chromosphere. The feature is detected best after the end of rain showers rather than in individual rain clumps, and it is characterised by a bright and diffuse propagating EUV feature roughly along the same paths on which the cool downflows occur. The propagating speeds are between 50 and 130 km s⁻¹, depending on the selected path for the time-distance diagram. Based on multi-dimensional simulations of this phenomenon (Antolin et al. 2022), we suspect that this difference is due to the combination of the rebound shock, which propagates at a tube speed of ≈ 130 km s⁻¹ (for temperatures corresponding to the Fe X 174 Å formation temperature of 10^{5.98} K), and an upward flow produced by the impact (which are bound by gravity and thus slower). To the best of our knowledge, this is the first report of this effect, although it has been predicted by numerical simulations for decades (Mendoza-Briceño et al. 2002; Müller et al. 2003; Antolin et al. 2010; Fang et al. 2015; Li et al. 2022). We expect a response from the lower atmosphere in the form of an upflow or upward-propagating wave along every magnetic field line and probably even over a wider region than is affected by the rain impact because of the high- β conditions and strong gas pressure increase at the chromospheric heights of rain impact (Antolin et al. 2022). For the March 30 event, this upward-propagating feature is seen to reheat the loop bundle and may correspond to the start of a new TNE cycle.

Simulations indicate that efficient refilling and reheating of the loop is only obtained when the stratified heating is still ongoing. In other words, if there is no continuous heating at the loop footpoint, the simple rebound shock and flow obtained from a rain shower is insufficient to return the density and temperature to usual coronal values. The rebound shock and upflow can be seen mainly after rain showers rather than individual rain clumps, suggesting an additional feedback effect from the high rain shower momentum. Only a subset of rain showers shows these features, despite their relatively large-scale nature, indicating that the conditions for observing this atmospheric response to the rain impact are stringent. This is further supported by the AIA 171 co-temporal observations on March 30 in quadrature with HRI_{EUV}, where some hints of an upward-propagating disturbance are observed, but they remain much dimmer and elusive.

As shown by Şahin & Antolin (2022), rain showers can help us identify coronal loop entities (defined as a coronal volume evolving in similar way and therefore subject to similar heating conditions). This is particularly important given the optically thin nature of the corona, which leads to great LOS superposition (also referred to as ‘the coronal veil’; Malanushenko et al. 2022). Furthermore, the occurrence of coronal rain points to a state of TNE for which stringent coronal heating conditions are needed. This is particularly the case of quiescent coronal rain, which occurs in usual coronal loops and is accompanied by long-period intensity pulsations for long-duration heating (Froment et al. 2020). It is still unclear whether the TNE-TI scenario still applies to prominence-coronal rain hybrid structures (although initial results indicate a quasi-periodic occurrence

that may correspond to long-period intensity pulsations; Li et al. 2019) or even to flare-driven rain.

Klimchuk & Luna (2019) have quantified the conditions for TNE, which include a strong heating stratification (ratio of apex-to-footpoint volumetric heating rate below 0.1) and not too high heating asymmetry between footpoints (below 3, to prevent siphon flows that effectively reduce the lifetime of the condensations in the corona relative to their falling time). Johnston et al. (2019) further showed that a high-frequency rate for the heating events (with a repeating time shorter than the radiative cooling time of the loop) is needed. Several of the observed rain showers in this work occur following a global brightening of the loop. This is expected from the TNE-TI cycle, in which the loops start at a hot indeterminate temperature and cool down radiatively. What is observed then corresponds to the loop temperature experiencing the temperature response range of the HRI_{EUV} channel, which peaks at $\approx 10^6$ K (Rochus et al. 2020). The usual draining and cooling of loops would explain this global brightening feature, but would fail to explain the appearance of the clumpy downflows in EUV absorption or emission that follow the global brightening events (Peter et al. 2012). This is also the case in post-flare cooling, where simple draining and global cooling of loops is unable to explain flare-driven rain (Reep et al. 2020). Our cooling interpretation is further supported by the SPICE observations, which show that the brightening is delayed for cooler spectral lines at TR and chromospheric temperatures.

It is interesting to note that the observed global brightening occurs fairly uniformly and symmetrically along the loop. The apex brightening occurs a few minutes prior to the rest of the loop. To our knowledge, very few works have investigated (including the necessary forward modelling into e.g. AIA 171) the spatial distribution of the cooling during TNE cycles in detail. The literature indicates that we should expect symmetric global brightening in a channel such as AIA 171 during the cooling stage of TNE cycles when the heating is symmetric at both footpoints (Müller et al. 2003; Peter et al. 2012; Winebarger et al. 2018; Johnston et al. 2019), while asymmetric heating or the loop geometry may tend to produce asymmetric global brightening, with significant brightening only along one loop leg (Mikić et al. 2013; Froment et al. 2018; Pelouze et al. 2022). This would suggest that both the heating along the observed loops with rain and the geometry of these loops are symmetric rather than asymmetric.

In our observations, the rain is observed to occur in some cases immediately after the global loop brightening (within about 10 min), while other cases show a longer waiting time (over 40 min), which indicates different average loop densities. While some clumps are seen to fall over large distances over 40 Mm, most only appear in the last 10–20 Mm. This spatial occurrence of coronal rain is often the case when the heating or loop geometry is asymmetric because these configurations generate siphon flows that reduce the lifetime of the cooling plasma in the loop, also leading to what is known as incomplete condensations that do not appear in chromospheric lines (Mikić et al. 2013; Froment et al. 2018; Pelouze et al. 2022). Hence, in contrast to the argument in the previous paragraph, this would suggest asymmetric heating or loop geometries. This contradiction suggests another possibility. For instance, it is also possible that the better visibility of the condensations with decreasing height is due to a simple LOS effect because we expect a higher column mass of cool material along the LOS (and therefore stronger EUV absorption) closer to the footpoints. This is supported by the SPICE observations, which show cool emission down to low TR temperatures (or even lower temperatures) along the loops with rain.

Another interesting point is that the height at which the condensations occur seems to decrease the farther away we are from the largest or clearest clumps (those producing the clearest EUV absorption features). This behaviour suggests progressive and non-uniform cooling across the loop, which may reflect slightly different conditions, such as the field line length and differences in the heating that ultimately affect the character of the thermal instability (as seen in numerical simulations; e.g. Froment et al. 2018; Pelouze et al. 2022).

Some showers occur over a very wide volume, over 15–20 Mm in the POS. This is a lower estimate because the loops are observed to expand and most rain clumps appear closer to the footpoint, over the last 10–20 Mm lengths prior to impact. The SPICE observations confirm this because the loops appear to be wider in the cool TR lines. The footpoint of these loop bundles is relatively wide (4–10 Mm, as shown in Figs. 5, 10–13). This suggests similar heating conditions in a relatively wide region (several times the granular scale) and probably a locking or synchronising mechanism that can act over wide distances across the magnetic field. Thermal instability has been suggested for this synchronising role (Antolin & Froment 2022).

The width distribution for rain clumps peaks at $\approx 500 \pm 200$ km. At the smaller range of this distribution, we have the widths observed in H α with the SST or GST (Froment et al. 2020; Jing et al. 2016), while the wider range is common for the widths observed in chromospheric and TR lines with IRIS (Antolin et al. 2015; Şahin et al. 2023). Not much variation is observed across different regions. This little variation has been reported in Şahin et al. (2023) and suggests a more fundamental nature of the plasma morphology in MHD. These widths might be governed by the underlying magnetic topology and/or by the length scales of the heating (Antolin et al. 2022). However, they can also be associated with thermal instabilities (Antolin et al. 2015; Claes & Keppens 2019; Claes et al. 2020). We have shown that very sharp bright coronal strands appear to be co-located with the rain clumps within the loop bundle and exhibit very similar widths of ≈ 500 km, consistent with the widths of coronal sub-structure found with Hi-C (Brooks et al. 2013; Peter et al. 2013; Aschwanden & Peter 2017; Williams et al. 2020). This similarity suggests that (a) the sub-structure is similar for TNE and non-TNE loops (assuming that at least part of the investigated loops by Hi-C are not under TNE), and that (b) this morphology does not directly depend on the spatial scales of the heating in the lower atmosphere. For instance, we know that the latter determines the spatial distribution of the rain showers (Şahin & Antolin 2022), but clearly, the rain showers do not have the same widths as rain clumps (they differ by an order of magnitude). Hence, a different mechanism may cause the fine-scale structure for the rain and the coronal strands. This mechanism may be the same in the case of TNE loops and may correspond to the CCTR produced by thermal instability, as shown in Antolin et al. (2022).

The observed speeds for the coronal rain clumps exhibit a wide projected velocity distribution, as reported in the past (e.g. Antolin & Rouppe van der Voort 2012; Kohutova & Verwichte 2016; Verwichte et al. 2017; Schad 2017). The peak of the observed distribution is below 50 km s^{-1} , with minima and maxima of $10\text{--}150 \text{ km s}^{-1}$. This peak contrasts with previously observed peaks of $80\text{--}100 \text{ km s}^{-1}$ (Antolin 2020). This may be explained by the fact that previous reports focused on off-limb coronal rain for which the FOV is small and only captures a small region around the footpoint (a constraint of current ground-based instrumentation that depends on AO locking). Here, we were able to detect the rain closer to its formation time

higher up along the loop, where the speeds are naturally lower. This agrees with a recent AR-scale study of coronal rain with IRIS by Şahin et al. (2023) and with 2.5D MHD numerical simulations (Li et al. 2022).

Most of the rain events we observed are rooted in moss, with strong jet activity at the footpoints. Previous studies have indicated that strong heating may occur in these regions (Testa et al. 2014; Chitta et al. 2018; Tiwari et al. 2019; Nived et al. 2021), which are favourable for the onset of TNE-TI. In addition, we also observed a structure undergoing a large-scale reconfiguration on April 1st (region 1). This topological change may play a major role in triggering TI due to the expected long-wavelength perturbations (e.g. through magnetic pressure). Through coronal rain tracking, we were able to detect a null-point topology at the footpoint of one of the loops. These structures are preferential locations for magnetic reconnection and therefore heating (Chitta et al. 2017; Priest et al. 2018; Syntelis et al. 2019).

The availability of two co-temporal observations in similar TR lines but with very different LOS, provided by SDO and Solar Orbiter in quadrature, allowed us to disentangle the effect of LOS superposition and spatial resolution to some extent. Large-scale events such as those of March 30 and most of April 1st were not detected in AIA 171, suggesting that LOS superposition is strong. On the other hand, the various events observed on April 1st with HRI_{EUV} pale in comparison to the spatial extent seen in AIA 304 for that day, as also indicated by the SPICE observations. This suggests that although HRI_{EUV} is a game changer for observing coronal rain on-disk (in terms of its fine-structure and the associated EUV changes), it is not the ideal channel for detecting how pervasive the phenomenon is in the solar atmosphere. Still, the HRI_{EUV} observations show for the first time the extent of the EUV variation associated with coronal rain events. We see EUV variation from the small scales of rain clumps and fireballs to the large loop scales of CCTR-induced coronal strands and rebound shocks and flows that partly reheat the loop bundles. This supports previous suggestions based on numerical simulations (Antolin et al. 2022) that the TNE-TI scenario plays a major role in the observed filamentary morphology and high variability of the corona in TR and low coronal spectral lines (Kjeldseth-Moe & Brekke 1998; Ugarte-Urra et al. 2009; Hinode Review Team 2019).

Acknowledgements. Solar Orbiter is a space mission of international collaboration between ESA and NASA, operated by ESA. The EUI instrument was built by CSL, IAS, MPS, MSSL/UCL, PMOD/WRC, ROB, LCF/IO with funding from the Belgian Federal Science Policy Office (BELPSO); Centre National d'Études Spatiales (CNES); the UK Space Agency (UKSA); the Deutsche Zentrum für Luft- und Raumfahrt e.V. (DLR); and the Swiss Space Office (SSO). The building of EUI was the work of more than 150 individuals during more than 10 years. We gratefully acknowledge all the efforts that have led to a successfully operating instrument. The development of SPICE has been funded by ESA member states and ESA. It was built and is operated by a multi-national consortium of research institutes supported by their respective funding agencies: STFC RAL (UKSA, hardware lead), IAS (CNES, operations lead), GSFC (NASA), MPS (DLR), PMOD/WRC (Swiss Space Office), SwRI (NASA), UiO (Norwegian Space Agency). SDO is a mission for NASA's Living With a Star (LWS) program. The ROB co-authors thank the Belgian Federal Science Policy Office (BELSPO) for the provision of financial support in the framework of the PRODEX Programme of the European Space Agency (ESA) under contract numbers 4000112292, 4000134088, 4000134474, and 4000136424. P.A. and D.M.L. acknowledge funding from STFC Ernest Rutherford Fellowships No. ST/R004285/2 and ST/R003246/1, respectively. A.D. acknowledges the funding by CNES and EDOM. S.P. acknowledges the funding by CNES through the MEDOC data and operations center. L.P.C. gratefully acknowledges funding by the European Union (ERC, ORIGIN, 101039844). Views and opinions expressed are however those of the author(s) only and do not necessarily reflect those of the European Union or the European Research Council. Neither the European Union

nor the granting authority can be held responsible for them. This research was supported by the International Space Science Institute (ISSI) in Bern, through ISSI International Team project #545 ('Observe Local Think Global: What Solar Observations can Teach us about Multiphase Plasmas across Physical Scales').

References

- Ahn, K., Chae, J., Cho, K.-S., et al. 2014, *Sol. Phys.*, 289, 4117
 Antiochos, S. K., & Klimchuk, J. A. 1991, *ApJ*, 378, 372
 Antiochos, S. K., MacNeice, P. J., Spicer, D. S., & Klimchuk, J. A. 1999, *ApJ*, 512, 985
 Antolin, P. 2020, *Plasma Phys. Control. Fusion*, 62, 014016
 Antolin, P., & Froment, C. 2022, *Front. Astron. Space Sci.*, 9, 820116
 Antolin, P., & Rouppe van der Voort, L. 2012, *ApJ*, 745, 152
 Antolin, P., & Shibata, K. 2010, *ApJ*, 712, 494
 Antolin, P., Shibata, K., & Vissers, G. 2010, *ApJ*, 716, 154
 Antolin, P., Vissers, G., Pereira, T. M. D., Rouppe van der Voort, L., & Scullion, E. 2015, *ApJ*, 806, 81
 Antolin, P., Martínez-Sykora, J., & Şahin, S. 2022, *ApJ*, 926, L29
 Anzer, U., & Heinzel, P. 2005, *ApJ*, 622, 714
 Aschwanden, M. J., & Peter, H. 2017, *ApJ*, 840, 4
 Aschwanden, M. J., Schrijver, C. J., & Alexander, D. 2001, *ApJ*, 550, 1036
 Auchère, F., Bocchialini, K., Solomon, J., & Tison, E. 2014, *A&A*, 563, A8
 Auchère, F., Froment, C., Soubrié, E., et al. 2018, *ApJ*, 853, 176
 Auchère, F., Soubrié, E., Pelouze, G., & Buchlin, É. 2023, *A&A*, 670, A66 (SO Nominal Mission Phase SI)
 Beckers, J. M. 1964, Ph.D. Thesis, Sacramento Peak Observatory, Air Force Cambridge Research Laboratories, Mass., USA
 Berghmans, D., Auchère, F., Long, D. M., et al. 2021, *A&A*, 656, L4
 Berghmans, D., Antolin, P., Auchère, F., et al. 2023, *A&A*, 675, A110 (SO Nominal Mission Phase SI)
 Brooks, D. H., Warren, H. P., Ugarte-Urra, I., & Winebarger, A. R. 2013, *ApJ*, 772, L19
 Cavagnolo, K. W., Donahue, M., Voit, G. M., & Sun, M. 2008, *ApJ*, 683, L107
 Chen, Y., Przybylski, D., Peter, H., et al. 2021, *A&A*, 656, L7
 Chen, H., Tian, H., Li, L., et al. 2022, *A&A*, 659, A107
 Chitta, L. P., Peter, H., & Young, P. R. 2016, *A&A*, 587, A20
 Chitta, L. P., Peter, H., Solanki, S. K., et al. 2017, *ApJS*, 229, 4
 Chitta, L. P., Peter, H., & Solanki, S. K. 2018, *A&A*, 615, L9
 Chitta, L. P., Peter, H., Parenti, S., et al. 2022, *A&A*, 667, A166 (SO Nominal Mission Phase SI)
 Claes, N., & Keppens, R. 2019, *A&A*, 624, A96
 Claes, N., & Keppens, R. 2021, *Sol. Phys.*, 296, 143
 Claes, N., Keppens, R., & Xia, C. 2020, *A&A*, 636, A112
 De Groof, A., Berghmans, D., van Driel-Gesztelyi, L., & Poedts, S. 2004, *A&A*, 415, 1141
 De Groof, A., Bastiaensen, C., Müller, D. A. N., Berghmans, D., & Poedts, S. 2005, *A&A*, 443, 319
 De Pontieu, B., Title, A. M., Lemen, J. R., et al. 2014, *Sol. Phys.*, 289, 2733
 De Pontieu, B., Polito, V., Hansteen, V., et al. 2021, *Sol. Phys.*, 296, 84
 Fang, X., Xia, C., Keppens, R., & Van Doorselaere, T. 2015, *ApJ*, 807, 142
 Field, G. B. 1965, *ApJ*, 142, 531
 Foukal, P. 1978, *ApJ*, 223, 1046
 Froment, C., Auchère, F., Bocchialini, K., et al. 2015, *ApJ*, 807, 158
 Froment, C., Auchère, F., Mikić, Z., et al. 2018, *ApJ*, 855, 52
 Froment, C., Antolin, P., Henriques, V. M. J., Kohutova, P., & Rouppe van der Voort, L. H. M. 2020, *A&A*, 633, A11
 Goode, P. R., Denker, C. J., Didkovsky, L. I., Kuhn, J. R., & Wang, H. 2003, *J. Korean Astron. Soc.*, 36, S125
 Habbal, S. R., Ronan, R., & Withbroe, G. L. 1985, *Sol. Phys.*, 98, 323
 Hinode Review Team (Al-Janabi, K., et al.) 2019, *PASJ*, 71, R1
 Jing, J., Xu, Y., Cao, W., et al. 2016, *Sci. Rep.*, 6, 24319
 Johnston, C. D., Cargill, P. J., Antolin, P., et al. 2019, *A&A*, 625, A149
 Kamio, S., Peter, H., Curdt, W., & Solanki, S. K. 2011, *A&A*, 532, A96
 Karpen, J. T., Antiochos, S. K., Hohensee, M., Klimchuk, J. A., & MacNeice, P. J. 2001, *ApJ*, 553, L85
 Kawaguchi, I. 1970, *PASJ*, 22, 405
 Kjeldseth-Moe, O., & Brekke, P. 1998, *Sol. Phys.*, 182, 73
 Klimchuk, J. A. 2015, *Philos. Trans. R. Soc. London Ser. A*, 373, 20140256
 Klimchuk, J. A. 2019, *Sol. Phys.*, 294, 173
 Klimchuk, J. A., & Luna, M. 2019, *ApJ*, 884, 68
 Kobayashi, K., Cirtain, J., Winebarger, A. R., et al. 2014, *Sol. Phys.*, 289, 4393
 Kohutova, P., & Verwichte, E. 2016, *ApJ*, 827, 39
 Kosugi, T., Matsuzaki, K., Sakao, T., et al. 2007, *Sol. Phys.*, 243, 3
 Kuin, N. P. M., & Martens, P. C. H. 1982, *A&A*, 108, L1
 Lemen, J. R., Title, A. M., Akin, D. J., et al. 2012, *Sol. Phys.*, 275, 17
 Leroy, J. 1972, *Sol. Phys.*, 25, 413
 Li, L., Zhang, J., Peter, H., et al. 2018, *ApJ*, 864, L4

- Li, L., Peter, H., Chitta, L. P., et al. 2019, *ApJ*, **884**, 34
- Li, X., Keppens, R., & Zhou, Y. 2022, *ApJ*, **926**, 216
- Lionello, R., Alexander, C. E., Winebarger, A. R., Linker, J. A., & Mikić, Z. 2016, *ApJ*, **818**, 129
- Lipschultz, B. 1987, *J. Nucl. Mater.*, **145–147**, 15
- Luna, M., Karpen, J. T., & DeVore, C. R. 2012, *ApJ*, **746**, 30
- Malanushenko, A., Cheung, M. C. M., DeForest, C. E., Klimchuk, J. A., & Rempel, M. 2022, *ApJ*, **927**, 1
- Mampaey, B., Verbeeck, F., Stegen, K., et al. 2022, *Solo/EUI Data Release 5.0 2022-04* (Royal Observatory of Belgium (ROB)), <https://doi.org/10.24414/2qfw-tr95>
- Mandal, S., Peter, H., Chitta, L. P., et al. 2023, *A&A*, **670**, L3 (SO Nominal Mission Phase S1)
- Martínez-Sykora, J., De Pontieu, B., De Moortel, I., Hansteen, V. H., & Carlsson, M. 2018, *ApJ*, **860**, 116
- Mason, E. I., Antiochos, S. K., & Viall, N. M. 2019, *ApJ*, **874**, L33
- Mendoza-Briceño, C. A., Erdélyi, R., & Sigalotti, L. D. G. 2002, *ApJ*, **579**, L49
- Mendoza-Briceño, C. A., Sigalotti, L. D. G., & Erdélyi, R. 2005, *ApJ*, **624**, 1080
- Mikić, Z., Lionello, R., Mok, Y., Linker, J. A., & Winebarger, A. R. 2013, *ApJ*, **773**, 94
- Mok, Y., Drake, J. F., Schnack, D. D., & van Hoven, G. 1990, *ApJ*, **359**, 228
- Müller, D. A. N., Hansteen, V. H., & Peter, H. 2003, *A&A*, **411**, 605
- Müller, D. A. N., Fleck, B., Dimitoglou, G., et al. 2009, *Comput. Sci. Eng.*, **11**, 38
- Müller, D., St. Cyr, O. C., Zouganelis, I., et al. 2020, *A&A*, **642**, A1
- Nived, V. N., Scullion, E., Doyle, J. G., et al. 2021, *MNRAS*, **509**, 5523
- Parker, E. N. 1953, *ApJ*, **117**, 431
- Pelouze, G., Auchère, F., Bocchialini, K., et al. 2022, *A&A*, **658**, A71
- Pesnell, W. D., Thompson, B. J., & Chamberlin, P. C. 2012, *Sol. Phys.*, **275**, 3
- Peter, H., Bingert, S., & Kamio, S. 2012, *A&A*, **537**, A152
- Peter, H., Bingert, S., Klimchuk, J. A., et al. 2013, *A&A*, **556**, A104
- Priest, E. R., Chitta, L. P., & Syntelis, P. 2018, *ApJ*, **862**, L24
- Rachmeler, L. A., Winebarger, A. R., Savage, S. L., et al. 2019, *Sol. Phys.*, **294**, 174
- Reale, F. 2010, *Liv. Rev. Sol. Phys.*, **7**, 5
- Reale, F., Peres, G., & Serio, S. 1996, *A&A*, **316**, 215
- Reep, J. W., Antolin, P., & Bradshaw, S. J. 2020, *ApJ*, **890**, 100
- Rochus, P., Auchère, F., Berghmans, D., et al. 2020, *A&A*, **642**, A8
- Rosner, R., Tucker, W. H., & Vaiana, G. S. 1978, *ApJ*, **220**, 643
- Şahin, S., & Antolin, P. 2022, *ApJ*, **931**, L27
- Şahin, S., Antolin, P., Froment, C., & Schad, T. A. 2023, *ApJ*, **950**, 171
- Schad, T. 2017, *Sol. Phys.*, **292**, 132
- Scharmer, G. B., Bjelksjo, K., Korhonen, T. K., Lindberg, B., & Petterson, B. 2003, *SPIE Conf. Ser.*, **4853**, 341
- Schrijver, C. J. 2001, *Sol. Phys.*, **198**, 325
- Sharma, P. 2013, *Astron. Soc. India Conf. Ser.*, **9**, 27
- SPICE Consortium (Anderson, M., et al.) 2020, *A&A*, **642**, A14
- Stacey, W. M. 1996, *Phys. Plasmas*, **3**, 2673
- Susino, R., Lanzafame, A. C., Lanza, A. F., & Spadaro, D. 2010, *ApJ*, **709**, 499
- Syntelis, P., Priest, E. R., & Chitta, L. P. 2019, *ApJ*, **872**, 32
- Testa, P., De Pontieu, B., Allred, J., et al. 2014, *Science*, **346**, 1255724
- Tiwari, S. K., Panesar, N. K., Moore, R. L., et al. 2019, *ApJ*, **887**, 56
- Ugarte-Urra, I., Warren, H. P., & Brooks, D. H. 2009, *ApJ*, **695**, 642
- Van Doorselaere, T., Gijssen, S. E., Andries, J., & Verth, G. 2014, *ApJ*, **795**, 18
- Van Doorselaere, T., Srivastava, A. K., Antolin, P., et al. 2020, *Space Sci. Rev.*, **216**, 140
- Vashalomidze, Z., Kukhianidze, V., Zaqarashvili, T. V., et al. 2015, *A&A*, **577**, A136
- Verwichte, E., Antolin, P., Rowlands, G., Kohutova, P., & Neukirch, T. 2017, *A&A*, **598**, A57
- Vial, J. C., & Engvold, O. 2015, *Astrophys. Space Sci. Lib.*, **415**, 1
- Viall, N. M., & Klimchuk, J. A. 2012, *ApJ*, **753**, 35
- Viall, N., De Moortel, I., & Downs, C. 2021, *The Heating of the Solar Corona* (American Geophysical Union (AGU)), 35
- Vissers, G., & Rouppe van der Voort, L. 2012, *ApJ*, **750**, 22
- Waters, T., & Proga, D. 2019, *ApJ*, **875**, 158
- White, S. D. M., & Rees, M. J. 1978, *MNRAS*, **183**, 341
- Wiik, J. E., Schmieder, B., Heinzel, P., & Roudier, T. 1996, *Sol. Phys.*, **166**, 89
- Williams, T., Walsh, R. W., Winebarger, A. R., et al. 2020, *ApJ*, **892**, 134
- Winebarger, A. R., Lionello, R., Downs, C., Mikić, Z., & Linker, J. 2018, *ApJ*, **865**, 111
- Zouganelis, I., De Groof, A., Walsh, A. P., et al. 2020, *A&A*, **642**, A3

¹ Department of Mathematics, Physics and Electrical Engineering, Northumbria University, Newcastle upon Tyne NE1 8ST, UK
e-mail: patrick.antolin@northumbria.ac.uk

² Université Paris-Saclay, CNRS, Institut d'Astrophysique Spatiale, 91405 Orsay, France

³ Max Planck Institute for Solar System Research, Justus-von-Liebig-Weg 3, 37077 Göttingen, Germany

⁴ Solar-Terrestrial Centre of Excellence, SIDC, Royal Observatory of Belgium, Ringlaan 3 Av. Circulaire, 1180 Brussels, Belgium

⁵ Physikalisch-Meteorologisches Observatorium Davos, World Radiation Center, 7260 Davos Dorf, Switzerland

⁶ ETH Zürich, Institute for Particle Physics and Astrophysics, Wolfgang-Pauli-Strasse 27, 8093 Zürich, Switzerland

⁷ European Space Agency, ESTEC, Keplerlaan 1, PO Box 299, 2200 AG Noordwijk, The Netherlands

⁸ UCL-Mullard Space Science Laboratory, Holmbury St. Mary, Dorking, Surrey RH5 6NT, UK

⁹ Southwest Research Institute, 1050 Walnut Street, Suite 300, Boulder, CO 80302, USA

¹⁰ Skobel'syn Institute of Nuclear Physics, Moscow State University, 119992 Moscow, Russia

¹¹ Sorbonne Université, Observatoire de Paris – PSL, École Polytechnique, Institut Polytechnique de Paris, CNRS, Laboratoire de Physique des Plasmas (LPP), 4 Place Jussieu, 75005 Paris, France

¹² Rosseland Centre for Solar Physics, University of Oslo, PO Box 1029, Blindern 0315, Oslo, Norway

¹³ Laboratoire Charles Fabry, Institut d'Optique Graduate School, Université Paris-Saclay, 91127 Palaiseau Cedex, France

¹⁴ Centre Spatial de Liège, Université de Liège, Av. du Pré-Aily B29, 4031 Angleur, Belgium

¹⁵ AESTER COGNITIO, 27 Rue de Naples, 75008 Paris, France

¹⁶ LATMOS, CNRS, UVSQ, Sorbonne Université, 78280 Guyancourt, France

¹⁷ Centre for mathematical Plasma Astrophysics, Department of Mathematics, KU Leuven, Celestijnenlaan 200B bus 2400, 3001 Leuven, Belgium

¹⁸ Institute of Physics, University of Maria Curie-Skłodowska, Pl. M. Curie-Skłodowskiej 5, 20-031 Lublin, Poland

¹⁹ Astrophysics Research Centre, School of Mathematics and Physics, Queen's University Belfast, University Road, Belfast BT7 1NN, Northern Ireland, UK

Appendix A: Multi-wavelength views with SPICE on March 30 and April 1st

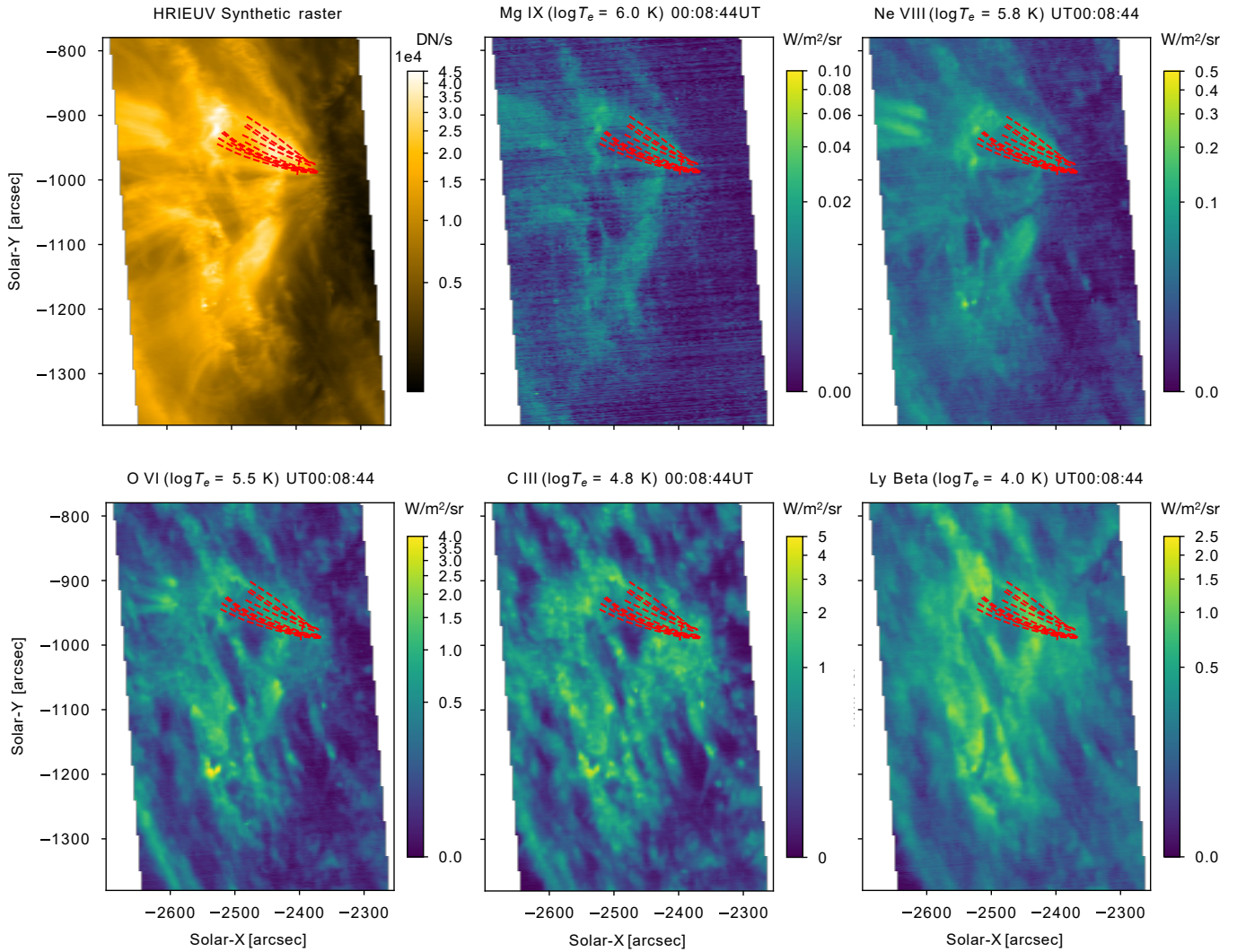


Fig. A.1. SPICE multi-wavelength full FOV on March 30. The SPICE FOV is the same as shown in Figure 2 (top). The HRI_{EUV} panel corresponds to a synthetic raster matching the time of the SPICE raster (see the text for details) including spatial binning to match the SPICE plate scale. Each SPICE panel shows the total intensity over the indicated spectral line, together with its temperature of maximum formation. The overlaid red curves denote the rain paths seen with HRI_{EUV} (see Figure 5).

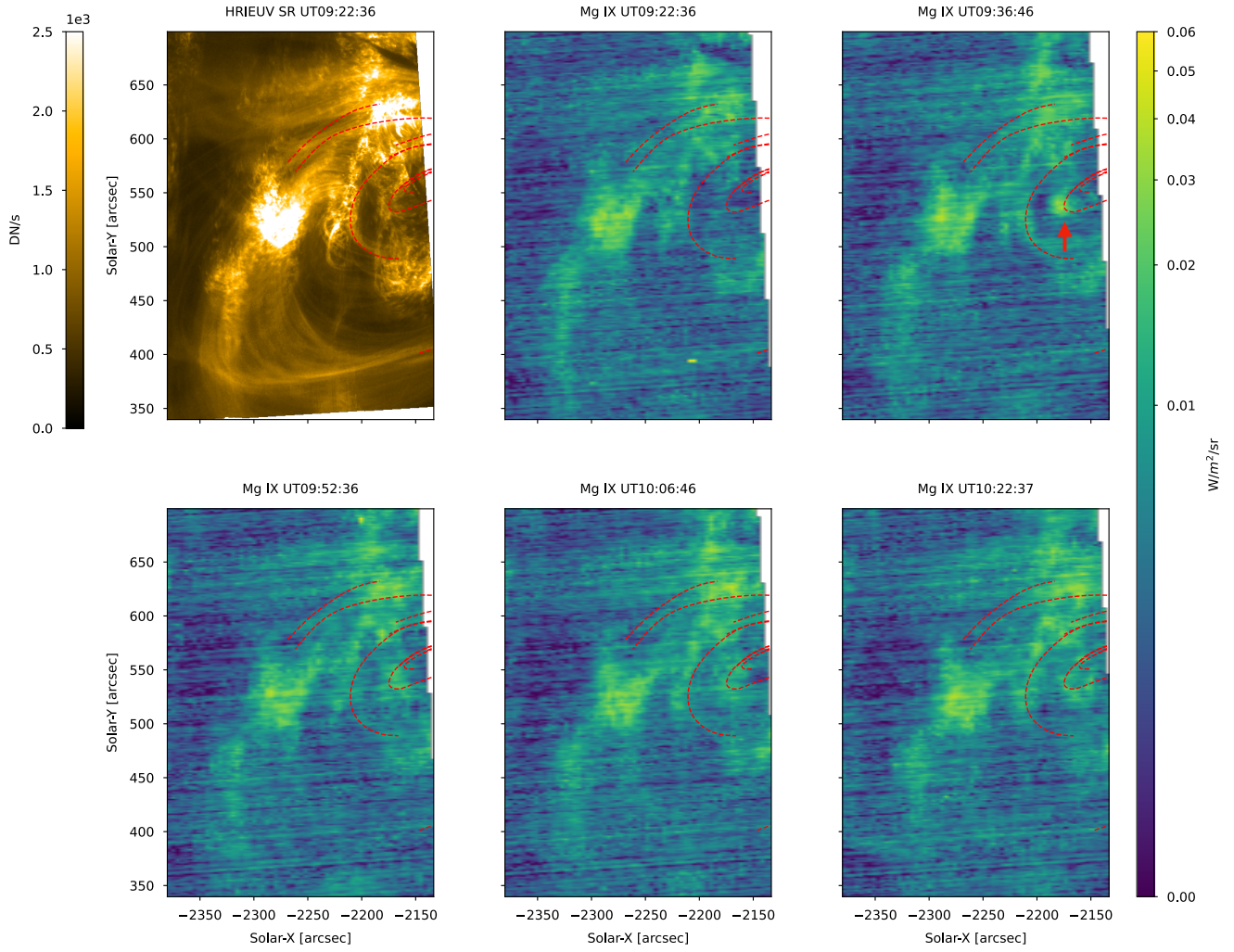


Fig. A.2. Same as in Figure 12, but for the Mg IX line.

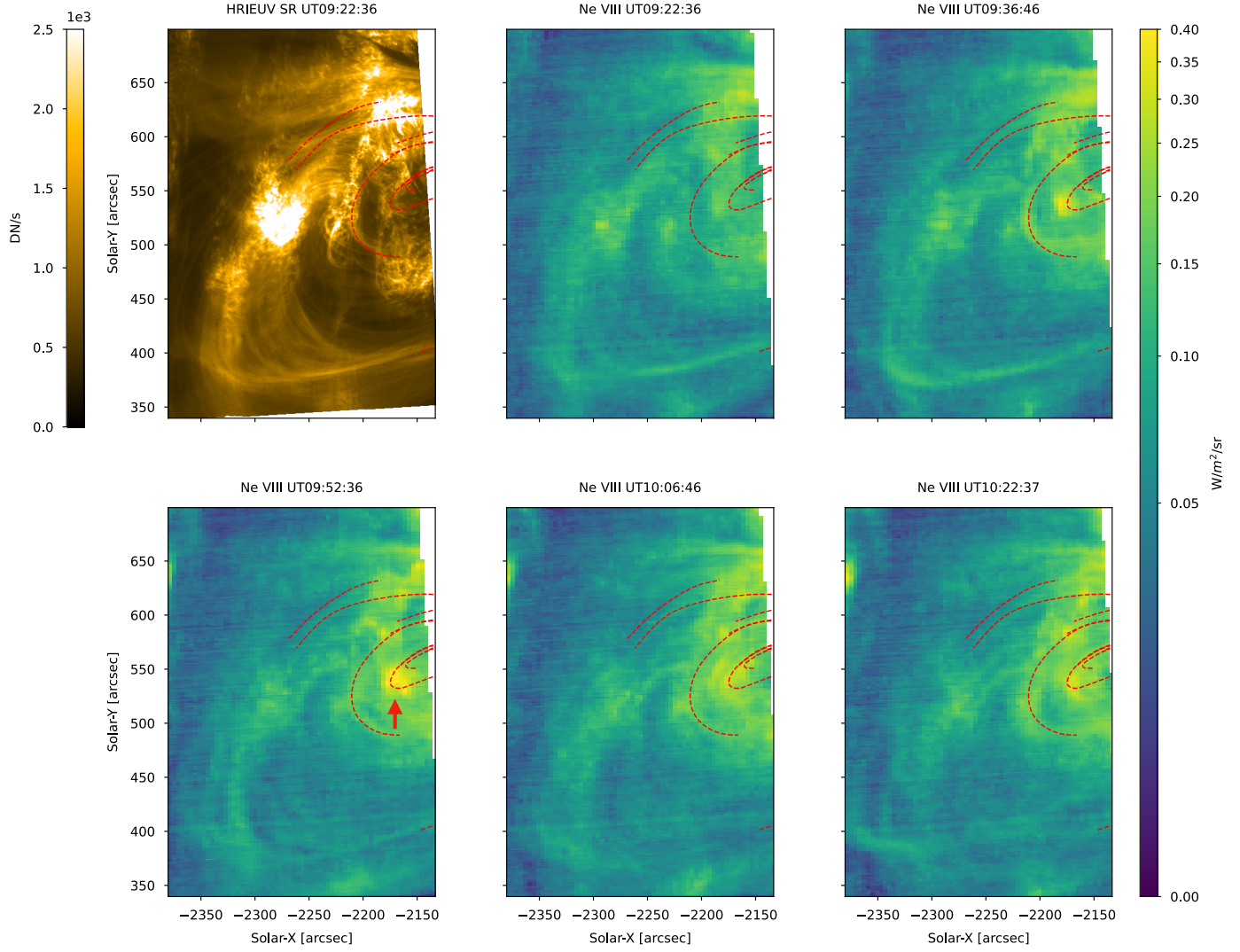


Fig. A.3. Same as in Figure 12, but for the Ne VIII line.

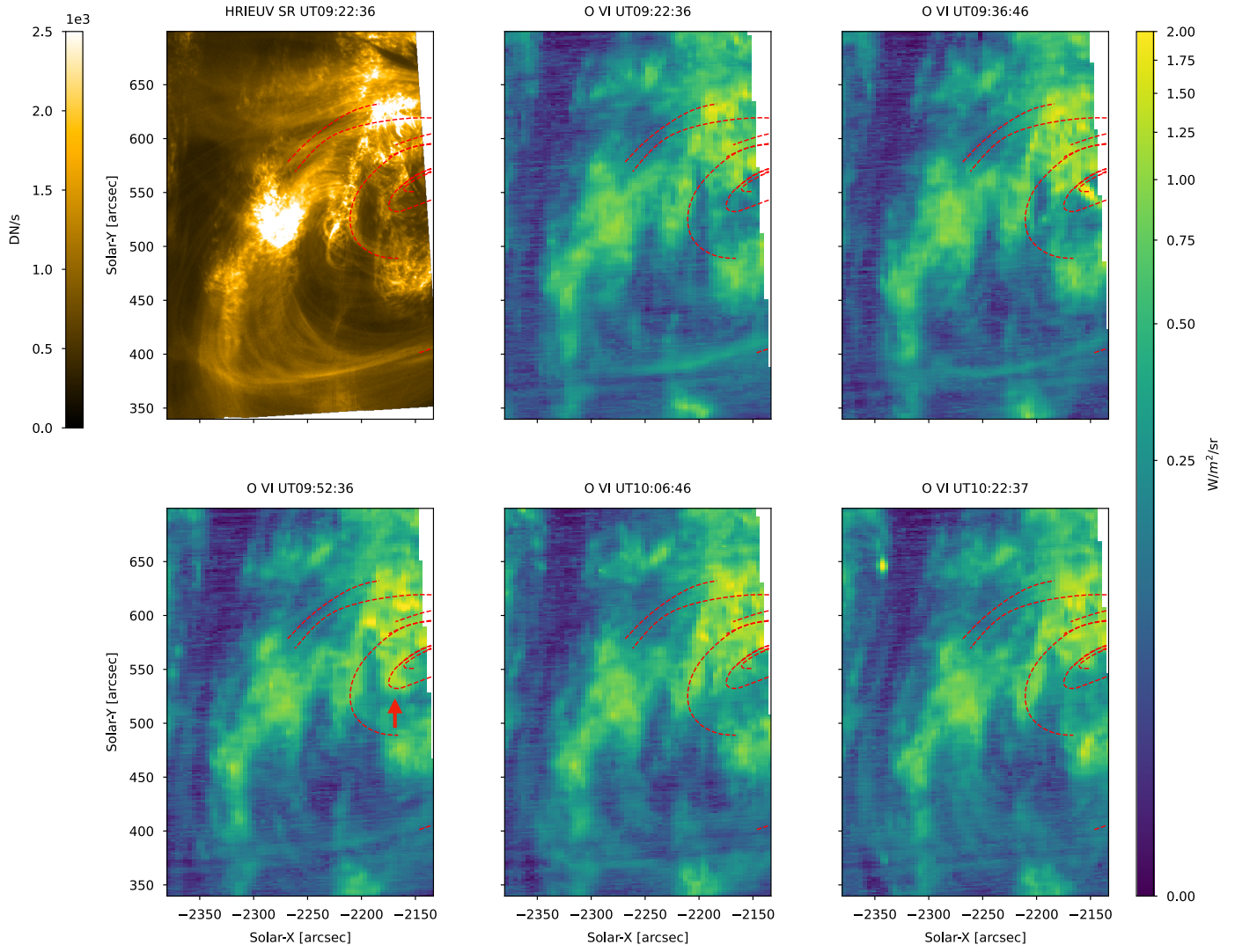


Fig. A.4. Same as in Figure 12, but for the O VI line.

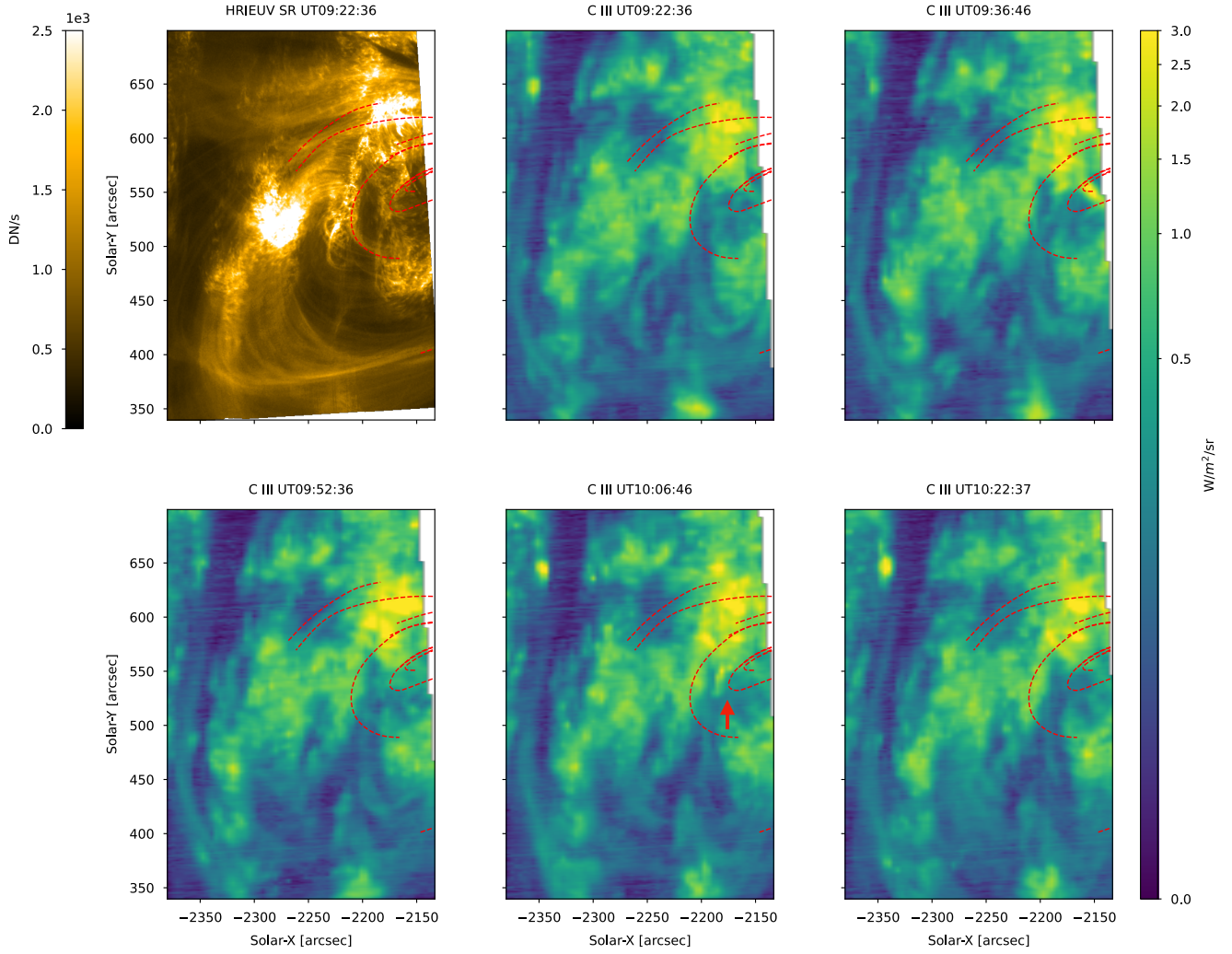


Fig. A.5. Same as in Figure 12, but for the C III line.

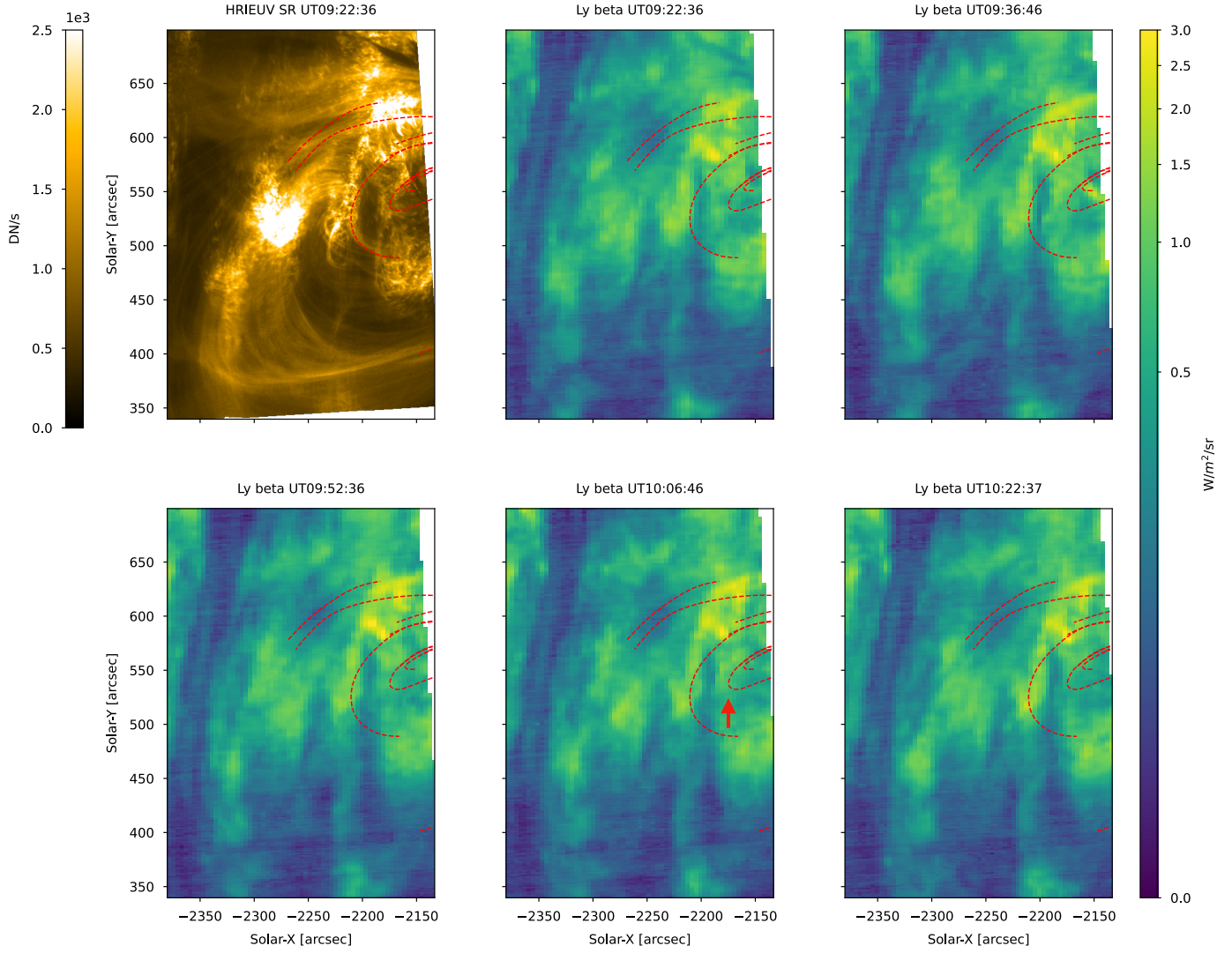


Fig. A.6. Same as in Figure 12, but for the Lyman- β line.

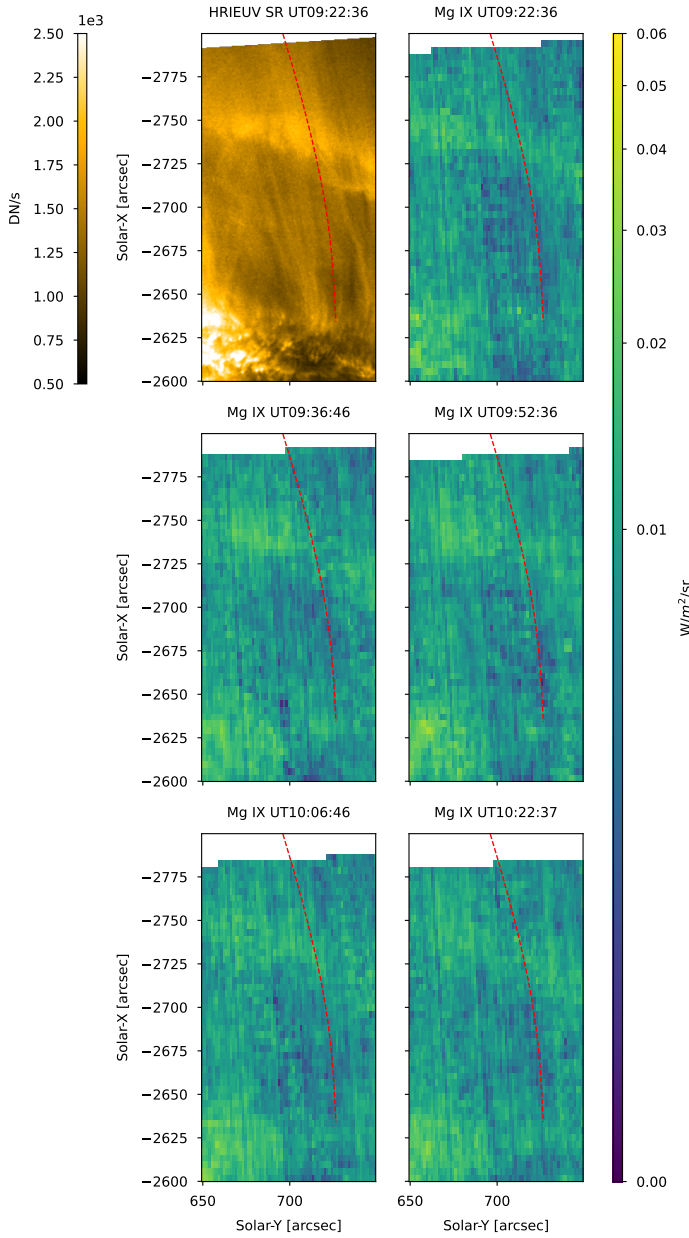


Fig. A.7. Same as in Figure 17, but for the Mg IX line.

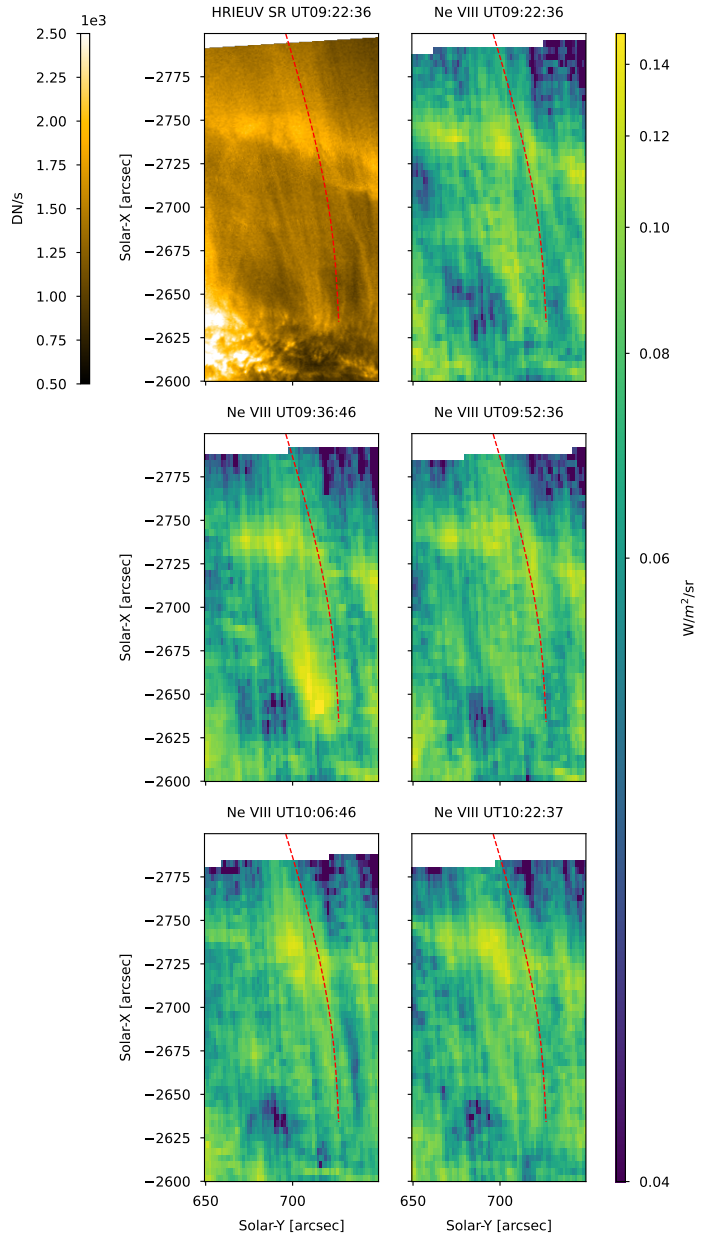


Fig. A.8. Same as in Figure 17, but for the Ne VIII line.

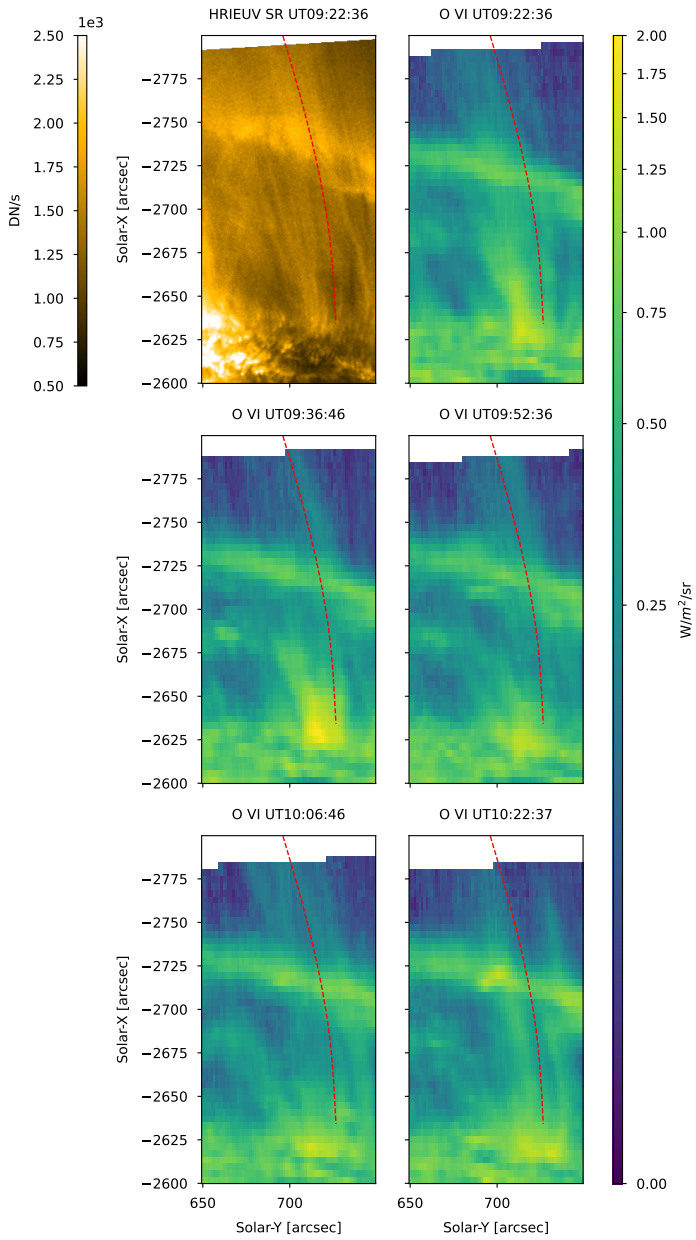


Fig. A.9. Same as in Figure 17, but for the O VI line.

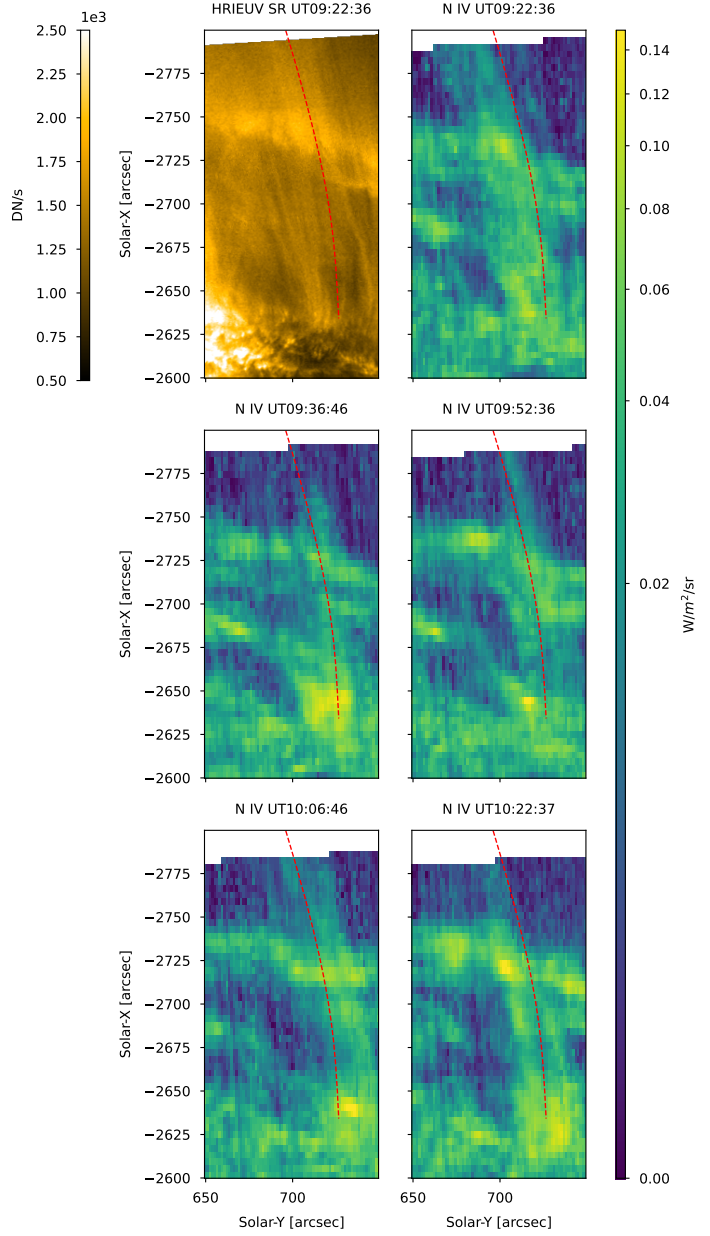


Fig. A.10. Same as in Figure 17, but for the N IV line.

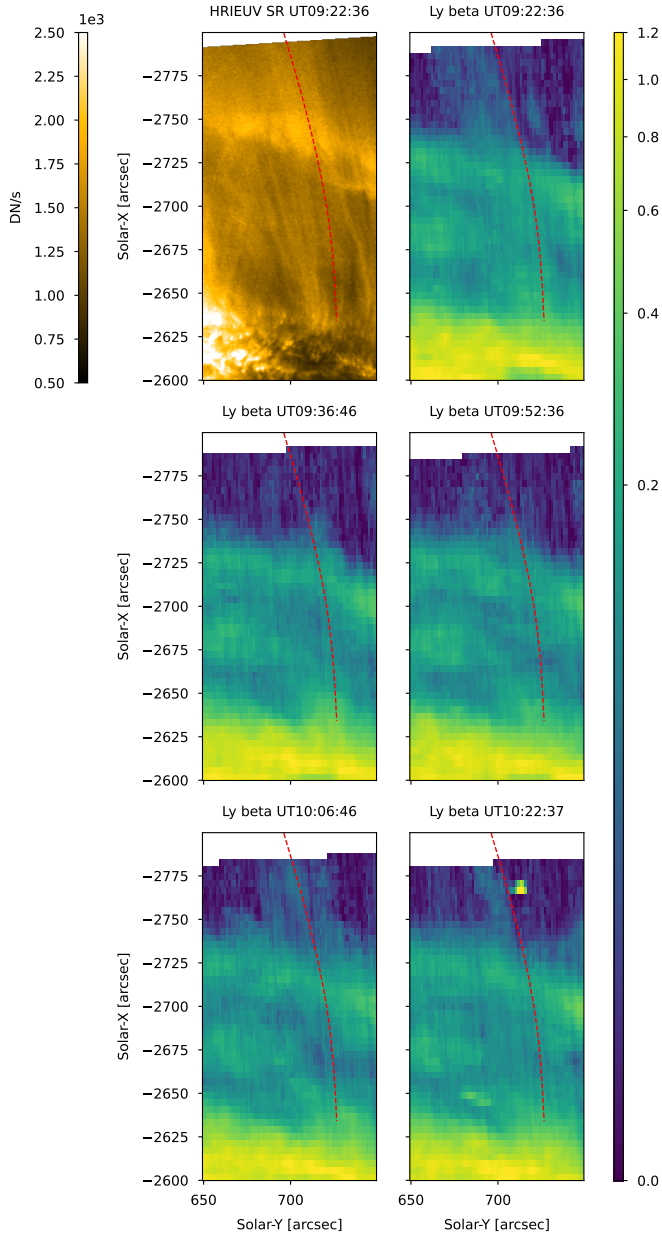


Fig. A.11. Same as in Figure 17, but for the Lyman- β line.

Appendix B: Time-distance diagrams with HRIEUV on April 1st

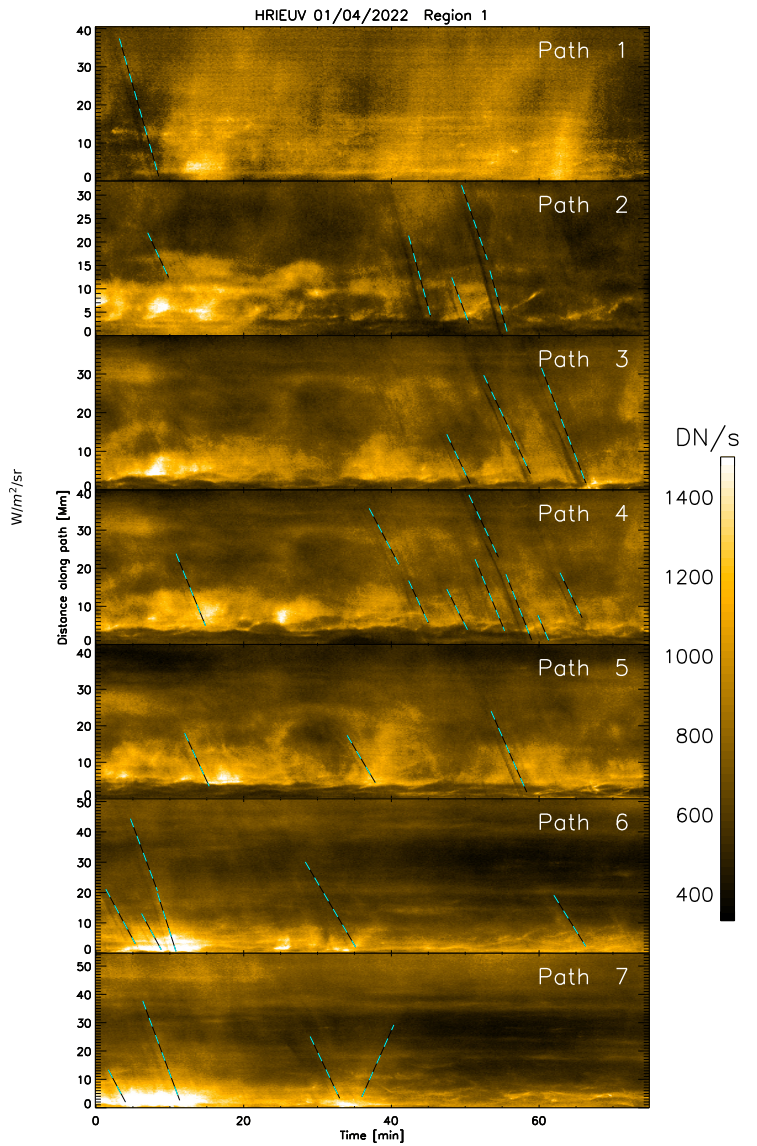


Fig. B.1. Time-distance diagram for the rain paths tracked in region 1 shown in Figure 10. The dashed cyan-black lines with negative slopes track the dark or bright absorption or emission features produced by several rain clumps falling into the chromosphere. A few bright upward-propagating features can also be seen (positive slopes). Zero distance corresponds to the footpoint of the loop (top right panel of Figure 10).

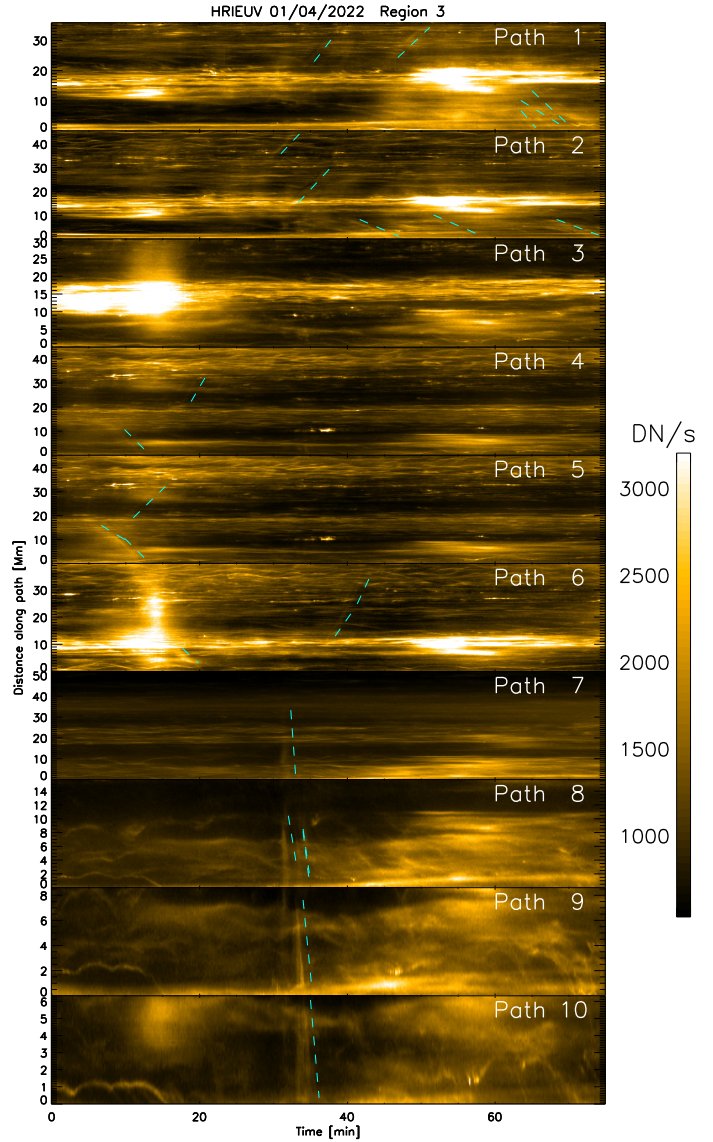
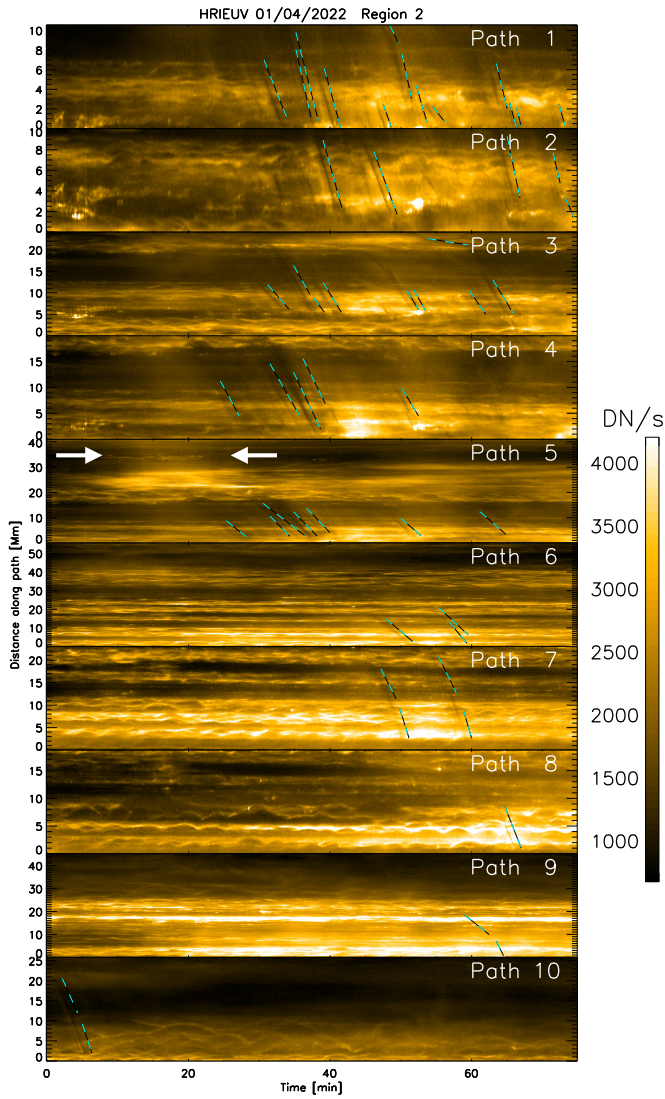


Fig. B.2. Time-distance diagrams for the paths of the rain clumps shown in Figure 11. The dashed cyan-black lines correspond to coronal rain tracks along the paths, with zero distance corresponding to the loop footpoints on the right side in Figure 11. The lines are offset in time by 1 min to show the rain features better. The white arrows in the time-distance diagrams for path 5 indicate the times when the loop brightens prior to the appearance of the rain.

Fig. B.3. Time-distance diagrams for the paths of the rain clumps shown in Figure 13. The dashed cyan lines correspond to coronal rain tracks along the paths, with zero distance corresponding to the loop footpoints (left in Figure 13). The lines are offset in time by 1 min to show the rain features better. The loop brightening is seen clearly in paths 3 and 6 at time $t = 15$ min.

Bibliographie

- Anderson, M., Appourchaux, T., Auchère, F., et al. 2020, *A&A*, 642, A14
- Antiochos, S. K. & Noci, G. 1986a, *ApJ*, 301, 440
- Antiochos, S. K. & Noci, G. 1986b, *ApJ*, 301, 440
- Antolin, P., Dolliou, A., Auchère, F., et al. 2023, *A&A*, 676, A112
- Antolin, P., Pagano, P., Testa, P., Petralia, A., & Reale, F. 2021, *Nature Astronomy*, 5, 54
- Aschwanden, M. J. 2005, *Physics of the Solar Corona. An Introduction with Problems and Solutions* (2nd edition)
- Aschwanden, M. J., Nightingale, R. W., & Alexander, D. 2000, *ApJ*, 541, 1059
- Aschwanden, M. J. & Parnell, C. E. 2002, *ApJ*, 572, 1048
- Asplund, M., Amarsi, A. M., & Grevesse, N. 2021, *A&A*, 653, A141
- Athay, R. G. 1986, *ApJ*, 308, 975
- Auchère, F., Berghmans, D., Dumesnil, C., et al. 2023, *A&A*, 674, A127
- Auchère, F., Bocchialini, K., Solomon, J., & Tison, E. 2014, *A&A*, 563, A8
- Auchère, F., Soubrié, E., Pelouze, G., & Buchlin, É. 2023, *â*, 670, A66
- Avrett, E. H. & Loeser, R. 2008, *ApJS*, 175, 229
- Benz, A. O. & Krucker, S. 2002, *ApJ*, 568, 413
- Berghmans, D., Antolin, P., Auchère, F., et al. 2023, *A&A*, 675, A110
- Berghmans, D., Auchère, F., Long, D. M., et al. 2021, *A&A*, 656, L4
- Berghmans, D., Clette, F., & Moses, D. 1998, *A&A*, 336, 1039
- Bertalmio, M., Bertozzi, A., & Sapiro, G. 2001, in *Proceedings of the 2001 IEEE Computer Society Conference on Computer Vision and Pattern Recognition. CVPR 2001, Vol. 1, I-I*
- Boerner, P., Edwards, C., Lemen, J., et al. 2012, *Sol. Phys.*, 275, 41
- Bradshaw, S. J. & Klimchuk, J. A. 2011, *ApJS*, 194, 26
- Bradshaw, S. J. & Mason, H. E. 2003, *A&A*, 401, 699
- Cally, P. S. & Robb, T. D. 1991, *ApJ*, 372, 329
- Cargill, P. J., Bradshaw, S. J., & Klimchuk, J. A. 2012a, *ApJ*, 752, 161

Cargill, P. J., Bradshaw, S. J., & Klimchuk, J. A. 2012b, ApJ, 758, 5

Chen, Y., Przybylski, D., Peter, H., et al. 2021, A&A, 656, L7

Chitta, L. P., Solanki, S. K., del Toro Iniesta, J. C., et al. 2023, ApJ, 956, L1

Cirtain, J. W., Golub, L., Winebarger, A. R., et al. 2013, Nature, 493, 501

Datlowe, D. W., Elcan, M. J., & Hudson, H. S. 1974, Sol. Phys., 39, 155

De Moortel, I. & Browning, P. 2015, Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series A, 373, 20140269

Del Zanna, G., Dere, K. P., Young, P. R., & Landi, E. 2021a, ApJ, 909, 38

Del Zanna, G., Dere, K. P., Young, P. R., & Landi, E. 2021b, ApJ, 909, 38

Del Zanna, G. & Mason, H. E. 2018, Living Reviews in Solar Physics, 15, 5

Dere, K. P., Del Zanna, G., Young, P. R., & Landi, E. 2023, ApJS, 268, 52

Dere, K. P., Landi, E., Mason, H. E., Monsignori Fossi, B. C., & Young, P. R. 1997, A&AS, 125, 149

Dolliou, A., Parenti, S., & Bocchialini, K. 2024, A&A, 671, A64

Dolliou, A., Parenti, S., Auchère, F., et al. 2023, A&A, 671, A64

Drake, J. F. 1971, Sol. Phys., 16, 152

Dupree, A. K. & Goldberg, L. 1967, Sol. Phys., 1, 229

Ellerman, F. 1917, ApJ, 46, 298

Feldman, U. 1992, Phys. Scr, 46, 202

Fontenla, J. M., Avrett, E. H., & Loeser, R. 1990, ApJ, 355, 700

Froment, C., Antolin, P., Henriques, V. M. J., Kohutova, P., & Rouppe van der Voort, L. H. M. 2020, A&A, 633, A11

Froment, C., Auchère, F., Aulanier, G., et al. 2017, ApJ, 835, 272

Froment, C., Auchère, F., Bocchialini, K., et al. 2015, ApJ, 807, 158

Frost, E. B. 1908, Science, 27, 136

Gabriel, A. H. 1976, Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series A, 281, 339

Gary, G. A. 2001, Sol. Phys., 203, 71

Gorman, J., Chitta, L. P., Peter, H., et al. 2023, A&A, 678, A188

Gudiksen, B. V., Carlsson, M., Hansteen, V. H., et al. 2011, A&A, 531, A154

Guennou, C., Auchère, F., Soubrié, E., et al. 2012, ApJS, 203, 26

Guennou, C., Auchère, F., Soubrié, E., et al. 2012, ApJS, 203, 25

Gupta, G. R. 2014, *A&A*, 568, A96, publisher : EDP Sciences

Gurnett, D. A., Kurth, W. S., Burlaga, L. F., & Ness, N. F. 2013, *Science*, 341, 1489

Hannah, I. G., Christe, S., Krucker, S., et al. 2008, *ApJ*, 677, 704

Hannah, I. G. & Kontar, E. P. 2012, *A&A*, 539, A146

Hathaway, D. H. 2015, *Living Reviews in Solar Physics*, 12, 4

Huang, Z., Teriaca, L., Aznar Cuadrado, R., et al. 2023, *â*, 673, A82

Hudson, H. S. 1991, *Sol. Phys.*, 133, 357

Ireland, J., McAteer, R. T. J., & Inglis, A. R. 2014, *ApJ*, 798, 1

Joulin, V., Buchlin, E., Solomon, J., & Guennou, C. 2016, *A&A*, 591, A148

Kahil, F., Hirzberger, J., Solanki, S. K., et al. 2022, *A&A*, 660, A143

Kimura, H. & Mann, I. 1998, *Earth, Planets and Space*, 50, 493

Klimchuk, J. A. 2006, *Sol. Phys.*, 234, 41

Klimchuk, J. A. 2015, *Philosophical Transactions of the Royal Society A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 373, 20140256

Klimchuk, J. A. & Mariska, J. T. 1988, *ApJ*, 328, 334

Klimchuk, J. A., Patsourakos, S., & Cargill, P. J. 2008a, *ApJ*, 682, 1351

Klimchuk, J. A., Patsourakos, S., & Cargill, P. J. 2008b, *ApJ*, 682, 1351

Kotani, Y., Ishii, T. T., Yamasaki, D., et al. 2023, *MNRAS*, 522, 4148

Lemen, J. R., Title, A. M., Akin, D. J., et al. 2012, *Sol. Phys.*, 275, 17

Max-Moerbeck, W., Richards, J. L., Hovatta, T., et al. 2014, *MNRAS*, 445, 437

McClymont, A. N. & Canfield, R. C. 1983, *ApJ*, 265, 497

Milanović, N., Chitta, L. P., & Peter, H. 2023, *A&A*, 673, A81

Müller, D., St. Cyr, O. C., Zouganelis, I., et al. 2020, *A&A*, 642, A1

Nelson, C. J., Auchère, F., Aznar Cuadrado, R., et al. 2023, *A&A*, 676, A64

Parenti, S. & Vial, J. C. 2007, *A&A*, 469, 1109

Parker, E. N. 1983, *ApJ*, 264, 642

Parker, E. N. 1988, *ApJ*, 330, 474

Parnell, C. E. & Jupp, P. E. 2000, *ApJ*, 529, 554

Pelouze, G., Auchère, F., Bocchialini, K., et al. 2019, *Sol. Phys.*, 294, 59

Pesnell, W. D., Thompson, B. J., & Chamberlin, P. C. 2012, *Sol. Phys.*, 275, 3

Peter, H., Gudiksen, B. V., & Nordlund, Å. 2004, *ApJ*, 617, L85

- Peter, H., Gudiksen, B. V., & Nordlund, Å. 2006, *ApJ*, 638, 1086
- Qiu, J., Sturrock, Z., Longcope, D. W., Klimchuk, J. A., & Liu, W.-J. 2013, *ApJ*, 774, 14
- Reale, F. 2014, *Living Reviews in Solar Physics*, 11, 4
- Régnier, S., Alexander, C. E., Walsh, R. W., et al. 2014, *ApJ*, 784, 134
- Rempel, M. 2017, *ApJ*, 834, 10
- Rochus, P. et al. 2020, *A&A*, 642, A8
- Rodríguez-Gómez, J. M., Kuckein, C., Manrique, S. J. G., et al. 2024, *The Astrophysical Journal*, 964, 27
- Rosner, R., Tucker, W. H., & Vaiana, G. S. 1978, *ApJ*, 220, 643
- Sasso, C., Andretta, V., Spadaro, D., & Susino, R. 2012, *A&A*, 537, A150
- Shimizu, T. 1995, *PASJ*, 47, 251
- Shimizu, T., Imada, S., Kawate, T., et al. 2020, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 11444, *Space Telescopes and Instrumentation 2020 : Ultraviolet to Gamma Ray*, ed. J.-W. A. den Herder, S. Nikzad, & K. Nakazawa, 114440N
- Solanki, S. K., del Toro Iniesta, J. C., Woch, J., et al. 2020, *A&A*, 642, A11
- SPICE Consortium, Auchère, F., Aznar Cuadrado, R., et al. 2023, *Data issued from SPICE instrument on Solar Orbiter : data release 4.0*
- Stephenson, F. R. 1997, *Historical Eclipses and Earth's Rotation* (Cambridge University Press)
- Suematsu, Y. & Solar-C Working Group. 2016, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 504, *Coimbra Solar Physics Meeting : Ground-based Solar Observations in the Space Instrumentation Era*, ed. I. Dorotovic, C. E. Fischer, & M. Temmer, 299
- Teriaca, L., Banerjee, D., Falchi, A., Doyle, J. G., & Madjarska, M. S. 2004, *A&A*, 427, 1065
- Threlfall, J., De Moortel, I., & Conlon, T. 2017, *Sol. Phys.*, 292, 165
- Tiwari, S. K., Hansteen, V. H., De Pontieu, B., Panesar, N. K., & Berghmans, D. 2022, *ApJ*, 929, 103
- Van Doorselaere, T., Srivastava, A. K., Antolin, P., et al. 2020, *Space Sci. Rev.*, 216, 140
- Viall, N. M. & Klimchuk, J. A. 2011, *ApJ*, 738, 24
- Viall, N. M. & Klimchuk, J. A. 2012, *ApJ*, 753, 35
- Viall, N. M. & Klimchuk, J. A. 2015, *ApJ*, 799, 58
- Vögler, A., Shelyag, S., Schüssler, M., et al. 2005, *A&A*, 429, 335
- Wilhelm, K., Curdt, W., Marsch, E., et al. 1995, *Sol. Phys.*, 162, 189
- Winebarger, A. R., Walsh, R. W., Moore, R., et al. 2013, *ApJ*, 771, 21
- Withbroe, G. L. & Noyes, R. W. 1977, *ARA&A*, 15, 363

Zhukov, A. N., Mierla, M., Auchère, F., et al. 2021, A&A, 656, A35

Zouganelis, I., De Groof, A., Walsh, A. P., et al. 2020, A&A, 642, A3