



HAL
open science

Modélisation à grande échelle pour les phénomènes éruptifs

Pierre Chopin

► **To cite this version:**

Pierre Chopin. Modélisation à grande échelle pour les phénomènes éruptifs. Astrophysique stellaire et solaire [astro-ph.SR]. Université Paris Saclay (COMUE), 2017. Français. ⟨NNT : 2017SACLX063⟩. ⟨tel-01774463⟩

HAL Id: tel-01774463

<https://pastel.hal.science/tel-01774463v1>

Submitted on 23 Apr 2018

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.



HAL Authorization

Modélisation à grande échelle pour les phénomènes éruptifs

Thèse de doctorat de l'Université Paris-Saclay
préparée à l'École Polytechnique

École doctorale n°572 EDOM
Spécialité de doctorat: physique des plasmas

Thèse présentée et soutenue à Palaiseau, le 29 septembre 2017, par

Pierre Chopin

Composition du Jury :

Michel Rieutord Professeur des universités, Laboratoire Astrophysique de Toulouse (– UMR5572)	Président, Rapporteur
Marianne Faurobert Professeur des universités, Université de Nice-Sophia Antipolis (– UMR7293)	Rapporteur
Luc Damé Chargé de recherches, LATMOS (– UMR8190)	Examineur
Tahar Amari Directeur de recherches, École Polytechnique (– UMR7644)	Directeur de thèse

Remerciements

Voici venu le temps des remerciements, conclusion de cette aventure passionnante et enrichissante, bien que quelque peu solitaire qu'est une thèse de doctorat.

Je souhaite en premier lieu remercier mon directeur de thèse, Tahar Amari, pour m'avoir donné l'opportunité de travailler sur un sujet passionnant, ainsi que pour la confiance et l'autonomie qu'il a pu m'accorder au cours de ces quatre ans. Je souhaite également remercier Aurélien Canou, pour les nombreuses discussions très enrichissantes que nous avons pu avoir au cours de nos nombreux pèlerinages à la machine à café.

Je remercie mes collègues du CPHT que j'ai côtoyés au cours de ces 4 ans, Alain Marx fournisseur officiel de café, Guillaume Tran, avec qui j'ai partagé le bureau des doctorants, ainsi qu'Anne Héron pour ses conseils avisés en période de rédaction.

Je remercie mes collègues du TREX de physique des particules, Vincent Boudry, qui m'a formé, ainsi qu'Alexandre Zabi, Luca Cadamuro aux cotés de qui j'ai enseigné. Je remercie également mes collègues de l'UPEC aux côtés desquels j'ai eu la chance de pouvoir enseigner en 4ème année, notamment Abderrahime Ayadim et Pascale Chelin.

Il me faut également remercier l'équipe de la Graduate School de l'École Polytechnique, avec qui j'ai eu l'occasion de collaborer pour l'organisations des évènements en lien avec les doctorants sur le campus. Je n'oublie pas, bien sûr, toute l'équipe de X'Doc qui m'a accompagné durant l'année 2014, notamment Quentin Heath et Loann Pommarel les membres du bureau, pour leur investissement à mes côtés dans cette aventure.

Je remercie enfin ma fiancée Laëtitia, pour son soutien inconditionnel au cours d'une grande partie de mon travail de thèse. Sa présence à mes côtés fut pour moi un atout précieux dans les moments les plus difficiles et les plus décisifs.

Table des matières

1	Introduction et premiers ordres de grandeur	2
1.1	Le Soleil et nos sociétés	3
1.2	Description du Soleil et ordres de grandeur	4
1.3	Les évènements éruptifs	6
1.4	Plan de la thèse	7
1.5	Références	8
2	Cadre Théorique	9
2.1	La couronne solaire dans le cadre de la magnétohydrodynamique	10
2.2	Modélisation de la couronne à l'équilibre	14
2.3	Quantités et concepts importants pour l'analyse des solutions	19
2.4	Modèles d'évènements éruptifs	23
2.5	Liens entre différents évènements éruptifs	29
2.6	Modélisation à grande échelle de l'héliosphère	30
2.7	Problématiques abordées par la thèse	34
2.8	Références	35
3	Sur les observations	41
3.1	Introduction	42
3.2	La mesure indirecte du champ magnétique	42
3.3	La création de données sur toute la photosphère	44
3.4	Le traitement de la carte complète	48
3.5	Observations de la couronne solaire	50
3.6	Références	51
4	Une région active complexe dans sa topologie à grande échelle.	53
4.1	Introduction	54
4.2	Présentation du cas	54
4.3	Conditions aux limites à la photosphère	57
4.4	Résultats	59
4.5	Comparaison avec les observations	64
4.6	Discussion	68
4.7	Conclusion	69
4.8	Références	71

5	Les structures énergétiques dans leur environnement magnétique global	73
5.1	Contexte et problématiques	74
5.2	Évènements éruptifs des 3 et 4 août 2011	74
5.3	Données magnétiques et reconstruction	78
5.4	Structure de la solution dans la région NOAA AR11263	81
5.5	Structure de la solution région NOAA AR11261	84
5.6	Énergie et diagnostics au sein des régions actives	87
5.7	Topologie à grande échelle et liens entre les régions actives	88
5.8	Comparaison avec la solution Potential Field Source Surface, ou PFSS .	91
5.9	Comparaison avec les observations	93
5.10	Conclusions	95
5.11	Références	96
6	Utilisation d’une carte synoptique vectorielle pour la reconstruction sphérique	97
6.1	Introduction	98
6.2	Présentation des données	98
6.3	Contenu des régions actives	101
6.4	Structure dans le plan de l’éclipse	103
6.5	Comparaison de la topologie trans-équatoriale	105
6.6	Comparaison de la topologie à la surface source	108
6.7	Facteur d’expansion à la surface source	109
6.8	Discussion	112
6.9	Conclusions	113
6.10	Références	114
7	Extension du modèle	115
7.1	Introduction	115
7.2	Modèles	116
7.3	Résultats	117
7.4	Remarques conclusives	119
7.5	Références	120
8	Conclusion générale	121
8.1	Références	125
A	Participation à des publications internationales	I

Liste des figures

1.1	Observations d'une CME	6
2.1	Exemple de point nul	22
2.2	Facteur d'écrasement	23
2.3	Exemple de simulation d'éruption d'un tube de flux torsadé ou Twisted Flux Rope reconstruit, adapté de AMARI et collab. [2014]	25
2.4	Lignes de champ magnétique issues d'une simulation 3D avec différentes valeurs d'énergie. À gauche des arcades correspondant à un champ potentiel. Au centre des arcades cisailées. À droite une structure de TFR. Adapté de AMARI et collab. [2000]	25
2.5	Photographie H_α de l'éruption de la proéminence grandaddy, effectuée le 4 juin 1946 à 16h36 (temps atomique international (TAI)). Tiré de FLAMMARION [1955]	26
2.6	Streamer et Pseudo-streamer	31
2.7	Lignes de champ reconstruites par le modèle PFSS correspondant à la rotation Carrington 2079. Image fournie par le réseau GONG.	32
2.8	Illustration d'un modèle de champ magnétique couplant le modèle PFSS avec le modèle de vent solaire de Parker. Adapté de SCHATTEN et collab. [1969]	33
3.1	illustration du repère champ longitudinal/radial	45
3.2	Image d'une carte Synoptique	46
3.3	Image d'une carte du disque complet	47
3.4	Image d'une parcelle HARP	48
4.1	Goes février 2011	55
4.2	Images issues du canal 131 Å de l'instrument AIA illustrant les trois principaux événements éruptifs de la période étudiée.	56
4.3	Conditions aux limites utilisées pour la reconstruction.	58
4.4	11158 Diagnostics	59
4.5	Structures énergétiques NOAA AR11158	60
4.6	Topologie à moyenne échelle pour la région NOAA AR11158.	63
4.7	Lignes de champ associées au point nul X2. Notons les liens avec le point nul X1, le grand TFR et les arcades le confinant (a). Lignes de champ associées aux différents points nuls à grande échelle : X2 en bleu, X3 en orange, X4 en vert (b).	64

4.8	Comparaison de la structure de lignes de champ autour des point nuls X3 et X2 avec les images issues de l'instrument Atmospheric Imaging Assembly. En haut la structure autour du point nul X3 et les images du canal 335Å, en bas la structure autour du point nul X2 et les images du canal 193Å de l'instrument AIA.	66
4.9	Comparaison du champ reconstruit avec les observations de AIA. En haut nous avons le canal 211Å, avec les boucles périphériques, et en bas le cœur de la région active avec le canal 171Å.	67
5.1	Carte du champ magnétique radial de la face visible du Soleil, détaillant les régions actives visibles le 3 août 2011 à 01:00	75
5.2	Mesures des instruments GOES au niveau de la Terre. 5.2a flux de rayons X "mous" (1.0-8.0 Å) en rouge, et flux X "durs" en bleu (0.5-4 Å). 5.2b flux de protons.	77
5.3	Détail des différents éléments constituant les conditions aux limites utilisées. Les données vectorielles ne sont disponibles que dans le patch vectoriel.	79
5.4	Conditions aux limites pour le champ magnétique radial B_r (haut) et pour alpha (bas) au niveau de la photosphère. Les valeurs sont normalisées par les facteurs suivants : champ magnétique $B_0 = 3197,97$ G, $\alpha_0 = \frac{1}{R_\odot}$	79
5.5	Maillage non-uniforme utilisé. Les mailles sont concentrées au niveau des régions actives, et près de la surface du Soleil.	80
5.6	Résultats Q2 11263	82
5.7	Environnement magnétique de la région NOAA AR11263. (a) Tracé de la quantité sLogQ au niveau de la photosphère, en rouge (pieds dans une polarité positive) et bleu (négative). Le champ magnétique radial au niveau de la photosphère est représenté en niveaux de gris. (b) Structure de point nul, dont l'éventail recouvre la région NOAA AR11263. (c) Topologie associée à la structure de point nul, avec en bleu la structure de point nul, en rouge les lignes de champ ouvertes, et en vert la séparatrice entre le champ ouvert et le champ fermé. (d) Trace des trous coronaux au niveau de la photosphère (en rouge), avec le champ magnétique photosphérique représenté en niveaux de gris.	83
5.8	Résultats dans la région NOAA AR11261. Nous pouvons voir une structure de TFR vue de dessus (a), vue de côté (b), une structure en deux lobes au-dessus (c) et la topologie aux alentours de la région active (d).	86
5.9	Topologie à moyenne échelle autour de la région NOAA AR11261. Nous pouvons voir un jeu de QSL surplombant la région (a) et un dôme associé à un point nul recouvrant également cette région (b).	87
5.10	Les domaines dans lesquels les diagnostics de la table 5.2 ont été calculés sont indiqués par des boîtes aux contours noirs. Avec en a la région NOAA AR11263 et en b la région NOAA AR11261.	88

5.11	Illustration du premier lien existant entre les différentes cellules de flux existant dans les deux régions actives d'intérêt. Chacune des deux régions possède deux cellules de flux séparées par des QSL (a). Les lignes issues de ces QSL deviennent tangentes aux abords de la région NOAA AR11260 (b).	89
5.12	Illustration du deuxième lien existant entre les deux cellules de flux. Les dômes séparateurs respectifs recouvrant les deux régions actives sont reliés par un séparateur, par l'intermédiaire d'un troisième point nul. .	90
5.13	Évolution de la topologie entre le modèle PFSS (gauche) et champ sans force non-linéaire ou <i>Non Linear Force Free Field (NLFFF)</i> droite, dans une coupe latitudinale de facteur d'écrasement Q traversant les deux régions actives. Les flèches indiquent le déplacement des surfaces, et les cercles indiquent la position des structures de goutte d'eau inversées pour chacun des TFR.	91
5.14	Carte de la variation du facteur d'expansion entre la solution PFSS et la solution NLFFF.	92
5.15	Pieds des lignes de champ pour les modèles NLFFF et PFSS au niveau de la photosphère. Chaque couple de points correspond à des lignes lancées d'un point de la surface source.	92
5.16	Comparaison entre les lignes de champ reconstruites et les lignes de champ observées par l'instrument AIA. La colonne de gauche présente les lignes de champ de la solution NLFFF, alors que celles de droite présentent celle de la solution PFSS. Les images de la colonne du centre présente les observations sans lignes de champ superposées. De haut en bas, nous avons : la région NOAA AR11263, la région NOAA AR11261 et la topologie à grande échelle.	94
6.1	Composante radiale du champ de la carte synoptique vectorielle (haut) ainsi que de la carte composite (bas).	99
6.2	Facteur alpha après traitement pour la carte synoptique vectorielle (haut) ainsi que pour la carte composite (bas).	100
6.3	Présentation du maillage non-uniforme utilisé pour les deux cas de notre reconstruction.	101
6.4	Comparaison de la structure de lignes de champ au sein des régions actives. Chaque région active présente 4 versions : en haut le cas synoptique, en bas le cas composite, à gauche le modèle potentiel, à droite le modèle NLFFF.	102
6.5	Coupe de quantité $\log(Q)$, dans le plan du ciel pour le cas synoptique (haut), et le cas composite (bas), avec les modèles PFSS (gauche), et NLFFF (droite).	104
6.6	Coupe de quantité $\log(Q)$, dans le plan trans-équatorial pour le cas synoptique (haut), et le cas composite (bas), avec les modèles PFSS (gauche), et NLFFF (droite). Vue du pôle nord, la Terre étant vers le bas.	107
6.7	Comparaison de la quantité $s\text{Log}Q$ à la surface source pour le cas synoptique (positif en rouge, négatif en bleu) et pour le cas composite(positif en vert, négatif en jaune).	109

6.8	Comparaison du facteur d'expansion calculé à la surface source pour différents cas. La différence des logarithmes en base 10 est présentée ici. Différences des facteurs d'expansion entre les modèles PFSS et NLFFF pour le cas synoptique (a), pour le cas composite (b). Différences des facteurs d'expansion entre les cas synoptique et composite pour le modèle NLFFF (c).	111
7.1	Lignes de champ dans le plan du ciel avec l'extension radiale (haut) et avec la méthode de couche de courant (bas). La différence entre les panneaux de gauche et de droite est le niveau de zoom. En rouge les lignes de champ connectées aux polarités positives de la photosphère, et en bleu les lignes connectées aux polarités négatives de la photosphère. Le cercle blanc matérialise la surface source, lieu de jonction entre les modèles d'extension et le modèle NLFFF.	118
7.2	Comparaison du facteur d'écrasement Q à la frontière du domaine ($R=20 R_{\odot}$) pour le modèle radial (rouge) et pour le modèle de couche de courant (vert).	119

Liste des tableaux

3.1	Récapitulatif des évènements éruptifs	50
4.1	Paramètres maillage 11158	57
4.2	11158 Diagnostics	59
5.1	Récapitulatif des évènements éruptifs	76
5.2	Diagnostics énergétiques calculés dans chacune des régions actives. Les domaines utilisés sont présentés dans la figure 5.10.	87
6.1	Contenu énergétique des régions actives	102

Chapitre 1

Introduction et premiers ordres de grandeur

Sommaire

1.1	Le Soleil et nos sociétés	3
1.2	Description du Soleil et ordres de grandeur	4
1.2.1	Présentation	4
1.2.2	La surface du Soleil : la photosphère	4
1.2.3	L'atmosphère solaire	5
1.3	Les évènements éruptifs	6
1.4	Plan de la thèse	7
1.5	Références	8

1.1 Le Soleil et nos sociétés

L'étoile la plus brillante de notre ciel, souvent divinisée par nos lointains ancêtres, a de tout temps été sujet de curiosité pour les savants, d'inspiration pour les artistes, et de fascination pour tous ceux qui ont foulé le sol de notre planète. Par sa splendeur éblouissante et sa masse écrasante, le Soleil domine tout notre système planétaire, de mercure, sa planète la plus proche, aux lointaines comètes résidant aux confins gelés de sa sphère d'influence.

Il éclaire nos journées, régule notre climat, et peut être à l'origine d'évènements plus sporadiques et violents. Nous parlons alors souvent de "tempêtes solaires", ou "d'éruptions solaires". Ces phénomènes peuvent engendrer des effets variés. Les plus spectaculaires sont les aurores polaires, dues à l'apport de particules énergétiques au niveau des pôles magnétiques terrestres. Comme nous le verrons dans cette thèse, ces phénomènes violents sont de nature magnétique. Ainsi, les tempêtes les plus violentes peuvent perturber le champ magnétique terrestre au point de générer des courants telluriques, susceptibles d'endommager nos installations électriques.

Ces deux aspects sont des manifestations très directes des éruptions solaires, et ont été observés pendant la tempête solaire de 1859 (CLIVER et SVALGAARD [2004]). Des aurores polaires furent visibles à des latitudes très basses, comme Hawaï ou le Panama. À cette époque, les premiers systèmes électriques voyaient le jour. Le télégraphe était très développé, et l'on rapporte que des opérateurs ont reçu des chocs électriques, et qu'ils pouvaient envoyer et recevoir des messages alors que leurs instruments n'étaient pas alimentés (HAPGOOD [2012]). Les observations de CARRINGTON [1859] ont alors montré qu'il y avait des taches solaires très étendues, il observa un flash très intense au niveau de ces taches solaires. Ces observations ont été confirmées par HODGSON [1859]. Ainsi, le lien entre les tempêtes solaires et les taches solaires était fait.

De nos jours, nous sommes beaucoup plus exposés à ces évènements du fait de l'omniprésence des appareils électriques et de notre réseau de distribution d'énergie très développé. L'éruption de 1859 semble particulièrement violente, et il semblerait que si une éruption de cette ampleur avait lieu aujourd'hui, les dégâts matériels seraient bien plus importants qu'à l'époque.

Nous sommes également plus exposés car nous avons commencé à explorer notre environnement moins immédiat. En effet, l'atmosphère nous protège de la plupart des effets néfastes des éruptions solaires. Mais, de nos jours, le nombre d'équipements en orbite est croissant, et ils sont exposés à diverses agressions : rayons X, protons, nuages magnétiques, sans parler des instruments scientifiques qui peuvent s'aventurer plus loin dans le système solaire. Les communications radios peuvent également être affectées par l'état de l'ionosphère, qui dépend de l'activité solaire. Ainsi, l'ionosphère peut devenir transparente pour certaines longueurs d'onde, rendant impossible les communications radio longues distances pour ces fréquences.

Enfin, plusieurs projets de voyages habités, notamment vers la lune et mars sont à l'étude, et les niveaux de rayonnements auxquels pourraient être exposés les astronautes sont suffisamment élevés pour être mortels (HELLWEG et BAUMSTARK-KHAN [2007]).

La compréhension de ces phénomènes solaires violents, de leur mode de déclenchement, de l'énergie qu'ils peuvent libérer devient donc essentielle. Nous allons maintenant présenter la structure du Soleil telle que nous la comprenons, à la suite de quoi

nous fixerons un vocabulaire plus précis sur les évènements que nous voulons étudier.

1.2 Description du Soleil et ordres de grandeur

1.2.1 Présentation

Du noyau, où se déroulent les réactions de fusion nucléaire à la couronne solaire très ténue mais très chaude, le Soleil se compose de différentes régions aux conditions physiques très variées. On parle généralement "d'intérieur du Soleil" pour désigner la région du Soleil dans laquelle la lumière ne peut pas se propager, et d'extérieur.

Ces deux régions sont séparées par la [photosphère](#), une couche à l'allure sphérique, d'épaisseur fine devant la taille de l'intérieur du Soleil. Cette couche est celle qui émet la lumière visible que l'on observe depuis la Terre, et matérialise ce qu'on appelle la surface du Soleil.

Contrairement à ce que cette appellation peut laisser sous-entendre, l'extérieur du Soleil n'est pas vide de matière. Cette région, que l'on appelle également l'atmosphère du Soleil, est caractérisée par une densité de matière beaucoup plus faible par rapport à l'intérieur du Soleil, et à une température bien plus élevée que la [photosphère](#). Ainsi, nous pouvons observer l'atmosphère du Soleil dans le domaine des [rayons ultraviolets \(UV\)](#) et [rayons X](#). Comme nous allons le voir, cette dernière région est éminemment riche en physique, et certains des phénomènes se produisant au-dessus de la surface du Soleil peuvent affecter la Terre.

Nous allons maintenant présenter une description plus fine du Soleil, qui repose sur un modèle en couches sphériques concentriques. Il faut cependant garder à l'esprit que c'est une description idéalisée du Soleil, que ces couches ne sont pas forcément sphériques, et que leur épaisseur n'est pas forcément constante dans le temps.

1.2.2 La surface du Soleil : la photosphère

La photosphère est une mince région, que l'on considère comme la surface du Soleil. En effet, au-dessus de la photosphère, la densité décroît grandement, et le milieu devient transparent. Ainsi, l'essentiel de la lumière du Soleil qui nous parvient est émise par la photosphère, dont la température est de l'ordre de 5000 K.

C'est sur la [photosphère](#) que l'on observe les taches solaires, qui sont des indicateurs de régions actives. Les régions actives sont des zones où le champ magnétique est beaucoup plus intense que sur le reste du Soleil, au sein desquelles de nombreux évènements éruptifs peuvent être observés. Par opposition aux régions actives, on qualifie les régions où le champ est moins important de Soleil calme.

De plus, la [photosphère](#) est essentiellement neutre, son degré d'ionisation étant compris entre 10^{-4} et 10^{-2} , et sa densité d'environ $1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. C'est la couche qui émet la plupart de la lumière visible, et sa neutralité fait que de nombreuses raies peuvent être observées.

Trois types de mouvement sont visibles sur la photosphère. Ces mouvements sont particulièrement visibles si l'on observe les taches solaires.

Tout d'abord, le Soleil est en rotation sur lui-même. N'étant pas solide, rien n'impose que sa vitesse de rotation soit la même partout. Ainsi, on observe au niveau de la

photosphère une rotation qui varie avec la latitude, on parle de rotation différentielle. En moyenne, cette période est de 27.2753 jours. Au niveau de l'équateur, la période de rotation est de 24 jours, alors que vers 70° de latitude elle est de 31.5 jours. Cette rotation différentielle va en particulier affecter la forme des structures présentes sur la photosphère.

La photosphère est également le siège de la granulation, qui sont les témoins de la convection active à l'intérieur du Soleil. Celle-ci entraîne, à grande échelle, un phénomène de diffusion au niveau de la photosphère.

Enfin, un troisième mouvement à grande échelle est présent sur la photosphère : le flot méridional. Ce mouvement, extrêmement lent, est orienté de l'équateur vers les pôle, à une vitesse d'environ 20 m/sec.

1.2.3 L'atmosphère solaire

La chromosphère

L'atmosphère du Soleil est composée dans sa partie basse de la chromosphère, puis de la couronne. Une de ses propriétés relativement inconnue est sa température très élevée. En effet, au-dessus de la photosphère, dans la chromosphère, la température augmente avec l'altitude, et est plus élevée que dans la photosphère. Un mécanisme de chauffage, dont l'origine ne fait pas consensus, doit alors avoir lieu pour expliquer cette augmentation de température. On différencie la chromosphère de la photosphère avant tout par son spectre d'émission. Dans la photosphère le spectre est celui d'un corps noir, avec des raies d'absorption correspondants aux éléments présents dans la [photosphère](#), alors que dans la chromosphère, il est surtout observé un spectre d'émission de raies, principalement H_α . Au sommet de la chromosphère, la température atteint environ 35 000 K.

La couronne

La couronne solaire est une région éminemment plus chaude que la photosphère, ou même la chromosphère, et sa température s'élève à plusieurs millions de K. À l'inverse, la densité devient extrêmement faible, de l'ordre de $1 \times 10^{14} \text{ m}^{-3}$ pour la basse couronne, à moins de $1 \times 10^{10} \text{ m}^{-3}$ à une altitude de $10 R_\odot$. Cette transition brusque s'explique par le fait qu'au sommet de la chromosphère, la température est devenue suffisamment importante pour ioniser complètement l'hélium. La source de refroidissement importante que représentait l'émission de la raie de l'hélium disparaît alors, et la température croît brusquement. La couronne est observable à l'œil nu lors des éclipses totales de Soleil, et son intensité lumineuse est comparable à celle de la pleine lune. Naturellement, il est difficile de l'observer correctement en dehors de ces événements particuliers, la lumière de la photosphère étant trop éblouissante pour qu'il soit possible de distinguer la couronne. De telles observations sont toutefois possibles à l'aide d'un coronographe, qui masque la photosphère.

En revanche il est tout à fait possible de l'observer dans le domaine des [UV](#) et [rayons X](#). Ces rayons étant cependant absorbés en grande partie par l'atmosphère terrestre, il convient de pratiquer des observations au-dessus de celle-ci, grâce à des satellites par

exemple. Ces observations ont permis de révéler une grande richesse dans sa structure. Nous pouvons distinguer trois grands éléments dans la structure de la couronne :

- des trous coronaux, plus sombres,
- des boucles lumineuses,
- des points brillants.

1.3 Les évènements éruptifs

Le terme phénomènes éruptifs peut faire référence à divers évènements violents, parfois très spectaculaires pouvant être observés sur le Soleil. Il est parfois fait usage, dans la culture populaire, du terme "d'éruption solaire" pour désigner un de ces phénomènes pouvant affecter l'environnement terrestre ou interplanétaire. Étant entendu qu'il peut s'agir d'une variété de phénomènes différents, il convient de définir un vocabulaire précis pour faire référence aux différentes manifestations possibles.

Les éjections coronales de masse, ou Coronal Mass Ejections (CMEs)

En premier lieu, il convient de présenter les plus spectaculaires de ces évènements : les **CMEs**. Une **CME** est une éjection violente de matière et de champ magnétique dans le vent solaire. Les **CMEs** sont à l'origine des perturbations les plus extrêmes de l'environnement spatial. Elles sont observables à l'aide d'un coronographe, de telles observations sont présentées dans la figure 1.1. L'énergie libérée dans une **CME** est de l'ordre de 1×10^{32} erg avec une vitesse allant de $100 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ à $3000 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ et une masse de l'ordre de 1×10^{15} g (**WEBB et HOWARD [2012]**).

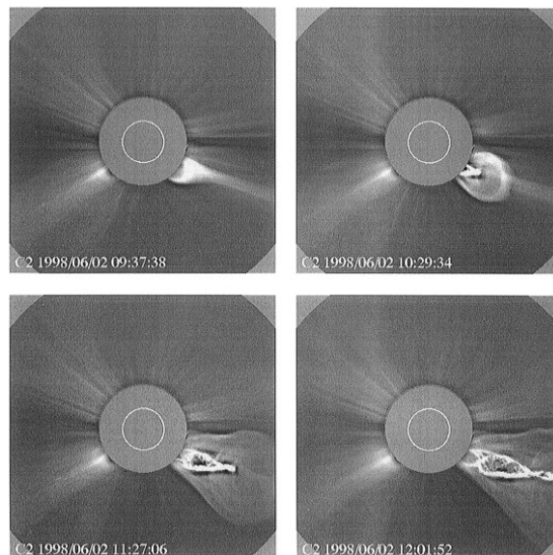


FIGURE 1.1 – Exemple d'observation d'une **CME** effectuée le 2 Juin 1998, à l'aide du coronographe LASCO C2, embarqué sur la sonde spatiale SOHO. Image tirée de **WEBB et HOWARD [2012]**.

Les filaments et protubérances solaires

Les filaments sont des structures sombres visibles dans les lignes fortes du Soleil, en particulier H_α . Ils correspondent à une accumulation de matière froide, au-dessus de la surface du Soleil. Quand ils sont vus de profil, ce qui arrive lorsque nous observons les [limbes](#) du Soleil, nous parlons de protubérances. C'est d'ailleurs sous cette forme qu'ils furent observés en premier, à l'occasion d'éclipses solaires. Ainsi, dans la suite de ce texte, nous emploierons indifféremment les termes protubérance et filament, pour faire référence à cette même structure. Si ces structures peuvent perdurer plusieurs jours voire plusieurs mois, il arrive qu'elles soient brutalement déséquilibrées, et soient éjectées des zones basses de la couronne. Nous parlons alors d'éruption de filament. Ces éruptions peuvent donner lieu à une [CME](#), si la matière est éjectée dans le vent solaire. Sinon, la matière retombe à la surface du Soleil, et nous parlons d'éruption confinée.

Les embrillancements

Les [embrillancements](#) sont des augmentations brusques et brèves de la luminosité d'une partie du disque solaire. Une des premières observations de ce phénomène fut effectuée par [CARRINGTON \[1859\]](#) alors qu'il observait le mouvement des taches solaires, ainsi que par [HODGSON \[1859\]](#). Ils sont les témoins de la reconnexion magnétique, des réarrangements du champ magnétique solaire au cours desquels la variation du champ magnétique cause une accélération des particules chargées du plasma de la couronne, qui émettent alors des photons énergétiques. Les particules chargées sont également accélérées, devenant suffisamment énergétiques pour présenter une menace. Les embrillancements sont également présents lors des [CMEs](#), cependant il fut observé des [CMEs](#) sans qu'il n'y eut d'embrillancements associés, nous parlons alors de [CMEs](#) furtives.

1.4 Plan de la thèse

Nous nous proposons dans cette thèse d'étudier les phénomènes éruptifs à l'aide d'une méthode d'extrapolation du champ magnétique de la couronne solaire, utilisant des mesures photosphériques en entrée.

Dans le chapitre 2, nous poserons les bases théoriques de l'étude des phénomènes éruptifs, et décrirons notre méthode. Nous justifierons en particulier que nous nous limitons à l'aspect magnétique de la couronne solaire. Nous aborderons ensuite plus en détails les problématiques que nous allons étudier. Dans Le chapitre 3, nous parlerons des instruments que nous utilisons pour récolter les données, ainsi que de leurs traitements. Les chapitres 4,5,6 sont des études de cas, dans lesquelles nous appliquerons notre méthode pour modéliser le Soleil à différentes dates. Le chapitre 7 présente une méthode d'extension de notre modèle. Le chapitre 8 conclura cette thèse.

1.5 Références

- CARRINGTON, R. C. 1859, «Description of a Singular Appearance seen in the Sun on September 1, 1859», MNRAS, vol. 20, doi :10.1093/mnras/20.1.13, p. 13–15. 3, 7
- CLIVER, E. W. et L. SVALGAARD. 2004, «The 1859 Solar-Terrestrial Disturbance And the Current Limits of Extreme Space Weather Activity», Sol. Phys., vol. 224, doi :10.1007/s11207-005-4980-z, p. 407–422. 3
- HAPGOOD, M. 2012, «Astrophysics : Prepare for the coming space weather storm», *Nature*, vol. 484, n° 7394, p. 311–313. URL <http://dx.doi.org/10.1038/484311a>. 3
- HELLWEG, C. E. et C. BAUMSTARK-KHAN. 2007, «Getting ready for the manned mission to mars : the astronauts' risk from space radiation», *Naturwissenschaften*, vol. 94, n° 7, doi :10.1007/s00114-006-0204-0, p. 517–526, ISSN 1432-1904. URL <http://dx.doi.org/10.1007/s00114-006-0204-0>. 3
- HODGSON, R. 1859, «On a curious Appearance seen in the Sun», MNRAS, vol. 20, doi :10.1093/mnras/20.1.15, p. 15–16. 3, 7
- WEBB, D. F. et T. A. HOWARD. 2012, «Coronal Mass Ejections : Observations», *Living Reviews in Solar Physics*, vol. 9, doi :10.12942/lrsp-2012-3, 3. 6

Chapitre 2

Cadre Théorique

« Magnetohydrodynamics combines the intuitive nature of Maxwell's equations with the easy solvability of the Navier-Stokes equations. It's so straightforward physicists add "relativistic" or "quantum" just to keep it from getting boring. »

Randall Munroe

Sommaire

2.1	La couronne solaire dans le cadre de la magnétohydrodynamique	10
2.1.1	Plasma, un gaz ionisé	10
2.1.2	Évolution des champs électrique et magnétique	13
2.2	Modélisation de la couronne à l'équilibre	14
2.2.1	Échelles de temps et évolution quasi-statique	14
2.2.2	Champ sans force	15
2.2.3	Problème potentiel et modèle PFSS	15
2.2.4	Problème non-linéaire et modèles associés	16
2.2.5	Méthode de Grad-Rubin pour la reconstruction du champ magnétique	18
2.3	Quantités et concepts importants pour l'analyse des solutions	19
2.3.1	Lignes de champ	19
2.3.2	Énergie magnétique et champs potentiel	19
2.3.3	Points nuls et séparatrices	21
2.3.4	Facteur d'écrasement	22
2.4	Modèles d'évènements éruptifs	23
2.4.1	Aspect énergétique	23
2.4.2	Reconstruction pour les évènements éruptifs	24
2.4.3	Topologie des structures énergétiques	24

2.4.4	Mécanismes de formation des structures énergétiques	26
2.4.5	Mécanismes d'éruption des structures énergétiques	27
2.4.6	Importance de l'environnement magnétique des régions actives dans le développement des CMEs	28
2.5	Liens entre différents évènements éruptifs	29
2.5.1	Études statistiques sur les évènements éruptifs	29
2.5.2	Études des mécanismes d'éruptions couplées	29
2.6	Modélisation à grande échelle de l'héliosphère	30
2.6.1	Modèles de la couronne globale et éléments importants	30
2.6.2	Le vent solaire et sa nature magnétique	32
2.7	Problématiques abordées par la thèse	34
2.8	Références	35

2.1 La couronne solaire dans le cadre de la magnétohydrodynamique

Dans notre travail, nous étudierons principalement la couronne solaire, la [photosphère](#) correspondant à une condition aux limites de notre modèle. L'objet de cette section est de présenter les approximations qui mènent à l'établissement des équations de la [MagnétoHydroDynamique \(MHD\)](#), ainsi que leur justification dans le cadre de l'étude de la couronne solaire. S'il n'est pas question d'établir formellement les équations de la [MHD](#), nous passerons tout de même en revue les différentes étapes de cette démonstration, et nous nous attarderons sur les hypothèses sous-jacentes et leur pertinence dans le cadre de l'étude de la couronne solaire.

2.1.1 Plasma, un gaz ionisé

Le Soleil est composé principalement d'hydrogène, d'hélium, et contient des traces d'éléments plus lourds ([PRIEST \[2014\]](#)). Ces éléments forment un gaz, partiellement, voire totalement ionisé selon la région du Soleil considérée. Nous trouvons donc plusieurs espèces :

- des espèces neutres, atomes non ionisés ;
- des espèces ionisées ;
- des électrons.

La présence d'espèces chargées va contribuer à la génération d'un champ électromagnétique. Le problème à résoudre contient alors les équations de Maxwell auxquelles est ajouté un problème à N corps. Étant donné le nombre faramineux de particules dans la couronne solaire, la résolution exacte de ce problème est bien entendu à l'heure actuelle hors de notre portée. Cependant, nous pouvons le simplifier grandement grâce aux approximations menant à la [MHD](#). Dans un premier temps, le problème peut être simplifié dans le cadre de la théorie cinétique, puis dans une théorie multifluide, puis encore réduite en assimilant la matière à un fluide unique. D'après [RAX \[2005\]](#), si l'on suit Bogoliubov, cela correspond en réalité à différentes échelles de temps caractéristiques du système :

- l'échelle de temps pré-cinétique ;
- l'échelle de temps cinétique ;
- l'échelle de temps hydrodynamique.

La modélisation à adopter dépend donc de l'échelle de temps sur laquelle ont lieu les phénomènes qui gouvernent l'évolution du milieu. En ce qui concerne les phénomènes éruptifs de la couronne solaire, nous montrerons que nous nous plaçons sur l'échelle de temps hydrodynamique.

Théorie cinétique

La première étape dans la résolution du problème complexe qui est l'évolution de notre plasma est l'établissement des équations de la théorie cinétique, qui consiste à retrouver une équation de Boltzmann modifiée du fait de l'interaction électromagnétique entre les particules. D'après SWANSON [2008], nous pouvons écrire l'équation de Boltzmann comme suit :

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \vec{v} \cdot \overrightarrow{\text{grad}}_{\vec{r}}(f) + \vec{F} \cdot \overrightarrow{\text{grad}}_{\vec{v}}(f) + (f) = C(f) \quad (2.1)$$

où

- $f = f(\vec{r}, \vec{v}, t)$ est la fonction de distribution de l'espace des phases. Il s'agit de la probabilité de trouver une particule au voisinage de la position \vec{r} , au voisinage de la vitesse \vec{v} à l'instant t .
- C est un opérateur de collision, dépendant de f , traduisant l'effet des interactions entre les particules.

L'hypothèse principale permettant d'écrire le problème sous cette forme est l'hypothèse dite de régression des corrélations (RAX [2005]), qui consiste à considérer que les corrélations entre particules sont faibles au regard de leur agitation thermique. Cette hypothèse est fondamentale dans la mesure où c'est elle qui nous permet d'écrire une équation similaire à celle de la théorie cinétique des gaz, et qui nous permet de considérer le plasma comme un gaz ionisé, dont le comportement serait bel et bien semblable à celui d'un gaz. Dans le cas inverse, les modèles ressemblent plus à ceux de milieux plus ordonnés, tels les cristaux, et présentent donc une physique très différente. Le rapport de l'énergie potentielle sur l'énergie cinétique peut être estimé par la formule suivante RAX [2005] :

$$\Xi \equiv 10^{-5} \left[\frac{n}{10^{12} \text{cm}^{-3}} \right]^{\frac{1}{3}} [T(\text{MK})]^{-1} \quad (2.2)$$

Pour la couronne solaire, nous avons dans le cas le plus défavorable (PRIEST [2014]) :

- $T \approx 1 \text{MK}$;
- $n \approx 10^8 \text{cm}^{-3}$.

Ce qui donne :

$$\Xi = 4.610^{-7} \quad (2.3)$$

L'hypothèse de faible corrélation est donc largement vérifiée dans le cas du plasma de la couronne.

Réduction à une théorie fluide

L'hypothèse précédente nous permet d'établir les bases de la théorie cinétique, point de départ de l'établissement des équations de la MHD. À cette étape, il est d'usage de séparer les évolutions des différentes espèces, celles-ci n'ayant pas la même inertie, ni la même sensibilité aux champs électromagnétiques. L'intégration des trois premiers moments de l'équation de Boltzmann permet alors d'établir des équations fluides pour chacune des espèces présentes. La MHD se concentrant sur l'étude des phénomènes macroscopiques du plasma, nous ferons les hypothèses suivantes :

- la fréquence caractéristique des mouvements du plasma est faible devant les fréquences plasma et les fréquences cyclotroniques ;
- la longueur caractéristique du plasma étudié est grande devant la longueur de Debye ;
- le plasma est dominé par les collisions.

Cela nous permet de ramener le problème à un fluide unique (FREIDBERG [1987]). Voici les ordres de grandeur des différents paramètres plasma pour la couronne PRIEST [2014] :

- longueur de Debye : $\lambda_d = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k_B T}{n_e q^2}} \approx 1.5E - 2$;
- pulsation cyclotronique électronique : $\omega_{ce} = 50\,000 \text{ rad s}^{-1}$;
- pulsation plasma électronique : $\omega_{pe} = 4 \times 10^9 \text{ rad s}^{-1}$;
- pulsation cyclotronique ionique : $\omega_{ci} = 300 \text{ rad s}^{-1}$.

Les temps caractéristiques de l'évolution des phénomènes auxquels nous nous intéressons étant très lents, les fréquences présentes ici sont bien supérieures aux fréquences des phénomènes auxquels nous nous intéressons. À titre d'exemple, la mesure du champ magnétique photosphérique par le magnétographe Helioseismic and Magnetic Imager (HMI) implique une moyenne sur 12 minutes. Nous nous intéresserons également à des structures de plusieurs Mm, bien supérieur à la longueur de Debye. Nous pouvons également citer la taille des plus petites mailles qui est de l'ordre de 1 Mm.

Nous devons enfin montrer que le temps de libre parcours est faible au regard de l'évolution des phénomènes que nous étudions, et que le libre parcours moyen est faible au regard des distances caractéristiques des phénomènes étudiés. Ces deux critères se réduisent à la condition suivante(FREIDBERG [1987]) :

$$V_{Te}\tau_{ee} \ll a, \tag{2.4}$$

où :

- V_{Te} la vitesse thermique des électrons ;
- τ_{ee} le temps caractéristique entre deux collisions ;
- a la longueur macroscopique du plasma.

Les formules pour calculer les temps caractéristiques des collisions (HUBA [2016]), et les valeurs de densité et de températures caractéristiques issues de PRIEST [2014] nous donnent la valeur suivante :

$$V_{Te}\tau_{ee} \approx 50 \text{ km}. \tag{2.5}$$

Cette valeur est effectivement en dessous des longueurs typiques, de l'ordre du Mm, et nous permet d'établir les équations fluides de la **MHD** :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{v} \cdot \overrightarrow{\text{grad}}(\rho) + \rho \text{div}(\vec{v}) = 0 ; \quad (2.6)$$

$$\frac{\partial(\rho \vec{v})}{\partial t} = -\overrightarrow{\text{grad}}(p) + \vec{J} \times \vec{B} + \rho \vec{g} + D(v) ; \quad (2.7)$$

2.1.2 Évolution des champs électrique et magnétique

Les équations d'évolution de la matière présentées ci-dessus font intervenir le champ électromagnétique. Afin d'avoir un système d'équations fermé, nous devons donc y ajouter les équations de Maxwell, qui régissent l'évolution du champ électrique \vec{E} et du champ magnétique \vec{B} :

$$\overrightarrow{\text{rot}}(\vec{B}) = \mu \vec{j} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} ; \quad (2.8)$$

$$\text{div}(\vec{B}) = 0 ; \quad (2.9)$$

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = -\overrightarrow{\text{rot}}(\vec{E}) ; \quad (2.10)$$

$$\text{div} \vec{E} = \frac{\rho_e}{\epsilon} ; \quad (2.11)$$

où

- ρ_e désigne la densité de charge ;
- c désigne la vitesse de la lumière ;
- μ désigne la perméabilité magnétique du milieu ;
- ϵ désigne la permittivité électrique du milieu.

Premièrement, nous avons précédemment supposé que les longueurs caractéristiques des phénomènes que nous souhaitons étudier sont grandes devant la longueur de Debye. Cela implique la quasi-neutralité du milieu (**RAX [2005]**) :

$$\rho_e = 0, \quad (2.12)$$

donc

$$\text{div}(\vec{E}) = 0. \quad (2.13)$$

Deuxièmement, nous allons supposer que la vitesse du fluide est faible devant la vitesse de la lumière. Ceci a pour conséquence de simplifier l'équation (2.8), comme nous allons le montrer ci-dessous.

Si on définit les quantités suivantes :

- L_0 : la longueur caractéristique des variations dans les phénomènes modélisés ;
- T_0 : le temps caractéristique des variations dans les phénomènes modélisés ;

- E_0 : l'intensité caractéristique du champ électrique ;
- B_0 : l'intensité caractéristique du champ magnétique ;
- $V_0 = L_0/T_0$: la vitesse caractéristique des phénomènes modélisés.

Nous avons, par hypothèse

$$V_0 = \frac{L_0}{T_0} \ll c. \quad (2.14)$$

Par ailleurs, l'équation (2.10) nous amène à écrire :

$$\frac{E_0}{L_0} \approx \frac{B_0}{T_0}. \quad (2.15)$$

En outre, comme

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \approx \frac{1}{c^2} \frac{E_0}{T_0} \quad (2.16)$$

et

$$\overrightarrow{\text{rot}}(\vec{B}) \approx \frac{B_0}{l_0} \quad (2.17)$$

il vient que :

$$\frac{\frac{1}{c^2} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}}{\overrightarrow{\text{rot}}(\vec{B})} \approx \frac{1}{c^2} \frac{E_0 L_0}{B_0 T_0} \approx \frac{L_0^2}{c^2 T_0^2} \approx \frac{V_0^2}{c^2} \ll 1. \quad (2.18)$$

En conséquence,

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \ll \overrightarrow{\text{rot}}(\vec{B}) \quad (2.19)$$

Et nous pouvons réécrire l'équation (2.8) :

$$\vec{j} = \frac{1}{\mu} \overrightarrow{\text{rot}}(\vec{B}). \quad (2.20)$$

Enfin, nous complétons notre système d'équations par la loi d'Ohm :

$$\vec{E} = \vec{v} \times \vec{B} + \eta \vec{j}, \quad (2.21)$$

où la quantité η représente la résistivité du milieu.

2.2 Modélisation de la couronne à l'équilibre

2.2.1 Échelles de temps et évolution quasi-statique

Le champ magnétique du Soleil étant généré par les mouvements de convection à l'intérieur du Soleil, il va régir en grande partie l'évolution de celui de la couronne [PRIEST \[2014\]](#). En dehors des phénomènes éruptifs, la couronne va être en situation de quasi-équilibre. Cela est dû au fait que les temps caractéristiques d'évolution sont beaucoup plus rapides dans la couronne, chaude et ténue, que dans la [photosphère](#), plus froide et plus dense ([WIEGELMANN et collab. \[2015\]](#)). La vitesse d'Alfvén est inversement proportionnelle à la racine de la densité, et la vitesse du son, proportionnelle

à la température, sont donc toutes deux beaucoup plus élevées dans la couronne que dans la photosphère (RAX [2005]). Ainsi, lorsqu'une variation de champ magnétique se produit au niveau de la photosphère, l'état de cette dernière n'aura pratiquement pas changé le temps que la variation se propage dans la couronne.

2.2.2 Champ sans force

En dehors des phénomènes éruptifs, nous considérons donc que le terme d'inertie dans l'équation (2.7) est négligeable devant les autres termes. Ainsi nous avons l'équation suivante :

$$-\overrightarrow{\text{grad}}(p) + \overrightarrow{J} \times \overrightarrow{B} + \rho \overrightarrow{g} = 0. \quad (2.22)$$

La couronne étant très ténue, et le champ magnétique très intense, nous supposons que l'équilibre coronal sera dominé par ce dernier. Concrètement, cette hypothèse revient à négliger la force gravitationnelle et la force de pression devant la force de Laplace. En introduisant les paramètres :

- H la hauteur d'échelle ;
- β le rapport des pressions cinétiques et magnétiques ;
- L_0 la longueur caractéristique de notre système.

Cela revient à écrire :

$$\beta \ll 1; \quad (2.23)$$

$$\frac{\beta L_0}{H} \ll 1. \quad (2.24)$$

Pour la couronne solaire, nous avons (PRIEST [2014])

$$\beta < 0.01; \quad (2.25)$$

$$H > 50Mm. \quad (2.26)$$

Nous voyons que pour des valeurs de L_0 de l'ordre du rayon solaire, l'approximation de champ sans force est vérifiée.

L'équation se réduit donc à :

$$\overrightarrow{\text{rot}}(\overrightarrow{B}) \times \overrightarrow{B} = \overrightarrow{0}. \quad (2.27)$$

Cette équation définit ce que l'on appelle un **champ sans force**. Couplée à l'équation (2.9), qui impose que la divergence du champ magnétique est nulle, elle forme le système que nous allons résoudre afin de reconstruire le champ magnétique de la couronne.

2.2.3 Problème potentiel et modèle PFSS

Nous pouvons noter que pour le cas $\overrightarrow{J} = \overrightarrow{0}$, le problème à résoudre est relativement simple, et a donné naissance au modèle PFSS développé par SCHATTEEN et collab. [1969]. Comme $\overrightarrow{J} = \overrightarrow{\text{rot}}(\overrightarrow{B}) = \overrightarrow{0}$, le champ \overrightarrow{B} dérive d'un potentiel. Ainsi, nous pouvons définir une grandeur scalaire ψ vérifiant :

$$\vec{B} = \overrightarrow{\text{grad}}(\psi) \quad (2.28)$$

L'équation (2.9) imposant que la divergence de \vec{B} soit nulle, nous avons pour ψ l'équation suivante :

$$\text{div}(\vec{B}) = \Delta(\psi) = 0 \quad (2.29)$$

Si l'on se donne des conditions aux limites appropriées, l'équation (2.29) admet une unique solution. En ce qui concerne la modélisation globale, nous cherchons à trouver des solutions dans un domaine à l'extérieur du Soleil, délimité par deux coquilles sphériques concentriques, la coquille intérieure étant la [photosphère](#), et la coquille extérieure étant une surface à une altitude donnée constante, typiquement $2,5 R_{\odot}$. Au niveau de la photosphère, nous pouvons mesurer le champ magnétique, et nous imposons alors des conditions de Neumann $\partial\psi = B_r$.

Au niveau de la coquille extérieure, nous ne disposons pas de mesures de champ magnétique. Cependant, les observations montrent qu'à partir d'une certaine altitude, le champ magnétique de la couronne tend à être radial. Cela est lié au fait que l'hypothèse de champ sans force, en particulier l'hypothèse $\beta = 0$, n'est vérifiée que dans la basse couronne. Lorsque l'on s'élève, le champ magnétique devient de plus en plus faible, jusqu'à ce qu'il ne soit plus dominant face aux forces de pression. Cette altitude se situe aux alentours de $2,5 R_{\odot}$, d'où le choix de cette valeur comme limite extérieure pour notre modélisation. À partir de cette altitude, le vent solaire étire et ouvre les lignes de champ, qui deviennent radiales. Ce phénomène est modélisé par le modèle [PFSS](#) en imposant, qu'à cette altitude, le champ soit radial. La coquille extérieure est alors appelée [surface source](#), en faisant référence à la source du vent solaire. Imposer un champ radial à la [surface source](#) revient à imposer que ψ est constant sur celle-ci. Comme cette représentation du champ magnétique est invariante par l'ajout d'une constante au champ scalaire ψ , sa valeur peut être choisie de manière arbitraire. Nous imposons donc à la [surface source](#) la condition de Dirichlet $\psi = 0$ ([AMARI et collab. \[2013\]](#)).

La basse couronne est supposée être approximativement potentielle, sauf dans certains cas([PRIEST \[2014\]](#)) :

- Aux alentours d'une régions active ;
- pendant un phénomène éruptif ;
- dans la chromosphère, où les forces de pression et de gravitation commencent à être dominantes.

2.2.4 Problème non-linéaire et modèles associés

Les champs potentiels ont été beaucoup étudiés, du fait de la simplicité du problème à résoudre. Cependant, si le champ potentiel permet de reconstruire certains éléments observés de la couronne, l'hypothèse de courant nul n'est pas valable partout.

Ainsi se pose le problème de résoudre l'équation suivante :

$$\vec{J} \times \vec{B} = \vec{0}, \quad (2.30)$$

pour une valeur de courant \vec{J} qui n'est pas nécessairement nul. Ceci ajoutant des inconnues supplémentaires par rapport au problème PFSS, nous aurons également besoin de contraintes supplémentaires afin de pouvoir trouver une solution au problème.

Dans un premier temps, reformulons le problème de la manière suivante : introduisons le champ scalaire α , défini comme suit :

$$\vec{J} = \alpha \vec{B}. \quad (2.31)$$

L'existence d'un tel champ scalaire α est assurée par la relation $\vec{J} \times \overrightarrow{\text{rot}}(\vec{B}) = \vec{0}$, qui assure que \vec{J} et \vec{B} sont colinéaires.

L'équation à résoudre devient :

$$\overrightarrow{\text{rot}}(\vec{B}) = \alpha \vec{B}. \quad (2.32)$$

Les premiers modèles de champ sans force non potentiel utilisaient une valeur uniforme et imposée du champ α , qui devient un paramètre du problème. Dans ce cas, l'équation (2.32) devient linéaire, et peut se résoudre de manière similaire au problème PFSS (SAKURAI [1989]). Ces modèles linéaires posent plusieurs problèmes, parmi lesquels nous pouvons citer (PRIEST [2014]) :

- un comportement non physique à l'infini ;
- les observations montrent que le champ α est loin d'être constant.

Afin d'intégrer fidèlement les courants de la couronne, nous devons autoriser au champ α de prendre des valeurs différentes en différents points de l'espace. Bien sûr, il n'est pas possible de mesurer sa valeur dans la couronne, il est donc également reconstruit. Pour résoudre ce problème NLFFF, il nous faut donc des données supplémentaires par rapport au problème PFSS. Ces données supplémentaires sont les composantes transverses du champ magnétique. La disponibilité croissante de magnétographes vectoriels, mesurant les trois composantes de champ magnétique sur la photosphère, a permis un développement de ces méthodes ces dernières années. Dans un premier temps, les études étaient menées en géométrie cartésienne autour de régions actives. Maintenant, les moyens de calcul et d'observations disponibles nous permettent de faire des reconstructions globales.

La résolution de ce problème est plus complexe que le problème PFSS ou le problème linéaire, d'une part du fait de la non linéarité du problème, et d'autre part du fait qu'il n'existe pas forcément de solution au problème général. Nous verrons comment adresser ce problème lorsque nous détaillerons l'algorithme utilisé pour la reconstruction.

Plusieurs méthodes ont été développées pour reconstruire le champ NLFFF global :

- la méthode CESE-MHD-NLFFF, qui est une méthode de relaxation MHD JIANG et FENG [2013] ;
- des méthodes d'optimisation, notamment celle développée par WIEGELMANN [2007] ;
- des méthodes de Grad-Rubin, comme celle de GILCHRIST et WHEATLAND [2013], et celle d'AMARI et collab. [2013] que nous allons utiliser.

2.2.5 Méthode de Grad-Rubin pour la reconstruction du champ magnétique

La méthode de Grad-Rubin est basée sur l'équation (2.32) et sur l'hypothèse de quasi-neutralité du plasma pour établir que $\text{div}(\vec{J}) = 0$, c'est-à-dire :

$$\text{div}(\alpha \vec{B}) = 0, \quad (2.33)$$

ce qui est équivalent, étant donné $\text{div}(\vec{B}) = 0$, à

$$\vec{B} \cdot \overrightarrow{\text{grad}}(\alpha) = 0. \quad (2.34)$$

La méthode de Grad-Rubin est un algorithme itératif, dans lequel on résout alternativement les équations (2.34) et (2.32). Il peut être décrit de manière récursive comme suit :

1. Initialiser les champs \vec{B} et α . En général, nous prenons comme état initial un champ \vec{B} calculé à l'aide du modèle PFSS, et $\alpha = 0$.
2. Calculer α^{n+1} en résolvant $\vec{B}^n \cdot \overrightarrow{\text{grad}}(\alpha) = 0$.
3. Calculer \vec{B}^{n+1} en résolvant $\overrightarrow{\text{rot}}(\vec{B}^{n+1}) = \alpha^{n+1} \vec{B}^n$.

Le code [XTRAPOLS](#) que nous allons utiliser implémente cet algorithme de Grad-Rubin. Afin de garantir que la divergence de \vec{B} est nulle, nous utilisons une formulation équivalente de cet algorithme, faisant intervenir le potentiel vecteur \vec{A} défini de telle manière que $\vec{B} = \overrightarrow{\text{rot}}(\vec{A})$.

Ainsi les équations deviennent :

$$\overrightarrow{\text{rot}}(\vec{A}^n) \cdot \overrightarrow{\text{grad}}(\alpha^{n+1}) = 0; \quad (2.35)$$

$$\overrightarrow{\text{rot}}(\overrightarrow{\text{rot}}(\vec{A}^{n+1})) = \alpha^{n+1} \overrightarrow{\text{rot}}(\vec{A}^n). \quad (2.36)$$

Ce problème n'est pas bien posé au sens de Hadamard. Rappelons qu'un problème bien posé au sens de Hadamard doit satisfaire les conditions suivantes :

- existence d'une solution au problème ;
- unicité d'une solution au problème ;
- continuité de la solution vis à vis d'une perturbation des données d'entrée du problème.

Pour reconstruire le champ magnétique, nous disposons de la mesure des trois composantes du champ magnétique sur la photosphère, ce qui nous permet d'avoir une valeur pour B_r et α sur toute la photosphère. Nous allons alors créer une partition de la frontière du domaine $\delta\Omega$ de la manière suivante :

- $\delta\Omega_+$ est le sous domaine de $\delta\Omega$ où $\vec{B} \cdot \vec{n} > 0$,
- $\delta\Omega_-$ est le sous domaine de $\delta\Omega$ où $\vec{B} \cdot \vec{n} < 0$.

\vec{n} désigne ici la normale sortante sur la [photosphère](#), et la normale entrante à la [surface source](#). En ne fixant une condition aux limites sur α dans un des deux sous domaines, nous pouvons avoir un problème bien posé ([AMARI et collab. \[1999a\]](#)).

Pour mieux comprendre ce problème, intéressons-nous à l'équation (2.34). Il s'agit là d'un problème hyperbolique, dans lequel la variable α est constante le long des lignes de champ de \vec{B} . Ainsi, pour une ligne de champ ayant ses deux pieds à la frontière du domaine, α doit avoir la même valeur à ces deux endroits de la frontière. Toutes les distributions de α ne sont pas nécessairement compatibles avec une telle condition. Nous résolvons donc ce problème en n'imposant α que d'un côté des lignes de champ.

2.3 Quantités et concepts importants pour l'analyse des solutions

2.3.1 Lignes de champ

Les équations qui gouvernent l'évolution de notre milieu ont donc été définies plus haut. Nous allons maintenant introduire la structure principale que nous allons utiliser afin d'étudier la couronne solaire : la ligne de champ. Les lignes de champ sont des courbes $\vec{r}(l)$ vérifiant la relation suivante ([LONGCOPE \[2005\]](#)) :

$$\frac{d\vec{r}}{dl} = \frac{\vec{B}[\vec{r}(l)]}{|\vec{B}[\vec{r}(l)]|}, \quad (2.37)$$

c'est-à-dire qu'elles sont tangentes en tout point au champ magnétique. Le théorème dit "du gel" d'Alfvén, conséquence des équations de la [MHD](#) énoncées plus haut, nous permet de relier la dynamique des lignes de champ à celle de la matière. Il s'énonce comme suit ([RAX \[2005\]](#)) : étant donné une particule fluide sur une ligne de champ à $t=0$; cette particule restera sur cette ligne de champ pour tout t . Ce théorème est valable pour une évolution idéale du milieu, c'est-à-dire si $\eta = 0$.

Cela signifie que la matière est intrinsèquement liée aux lignes de champ, et cette quantité est donc un élément important pour étudier la dynamique du milieu. En effet, tout mouvement d'une ligne de champ implique un mouvement de matière, et vice-versa. L'étude de la configuration des lignes de champ peut donc nous permettre d'étudier la physique de la couronne solaire. En particulier, dans le cadre d'un phénomène éruptif, l'éjection de matière est accompagnée d'une éjection de champ magnétique. Nous verrons dans ce qui suit que des structures bien particulières de lignes de champ magnétique peuvent être à l'origine de ces éruptions.

2.3.2 Énergie magnétique et champs potentiel

L'énergie du champ magnétique dans un domaine Ω , exprimée traditionnellement dans le système cgs, est définie de la manière suivante :

$$W[B] = \int_{\Omega} \frac{B^2}{8\pi} dV, \quad (2.38)$$

avec :

- B la valeur du champ magnétique en Gauss ;
- dV l'élément différentiel de volume en cm^3 ;
- $W[B]$ l'énergie du champ B en erg.

En pratique, dans nos études, le domaine Ω sera une partie de la couronne solaire, délimitée par la photosphère et une surface sphérique à une altitude arbitraire, en général $2,5 R_{\odot}$.

Énergie du champ potentiel

Considérons maintenant un domaine Ω , et sa frontière $d\Omega$. Si l'on se donne une fonction scalaire f sur $d\Omega$, alors nous pouvons trouver le champ potentiel B_{pot} tel que :

- le courant $\overrightarrow{\text{rot}}(\overrightarrow{B}) = \overrightarrow{0}$ à l'intérieur du domaine ω ;
- $\overrightarrow{B}_{pot} \cdot \overrightarrow{n} = f$ sur $d\Omega$, avec \overrightarrow{n} la normale à $d\Omega$.

Nous pouvons énoncer le théorème suivant : soit un champ \overrightarrow{B} tel que :

- \overrightarrow{B} vérifie l'hypothèse de champ sans force $\overrightarrow{\text{rot}}(\overrightarrow{B}) \times \overrightarrow{B} = \overrightarrow{0}$
- $\overrightarrow{B} \cdot \overrightarrow{n} = f$

Alors $W[\overrightarrow{B}] > W[\overrightarrow{B}_{pot}]$.

Pour s'en convaincre, introduisons le champ $\overrightarrow{b} = \overrightarrow{B} - \overrightarrow{B}_{pot}$.
l'énergie s'écrit alors :

$$W[\overrightarrow{B}] = \int_{\Omega} \frac{(\overrightarrow{B}_{pot} + \overrightarrow{b})^2}{8\pi} dV = \int_{\Omega} \frac{B_{pot}^2}{8\pi} dV + \int_{\Omega} \frac{b^2}{8\pi} dV + \int_{\Omega} \frac{\overrightarrow{B}_{pot} \cdot \overrightarrow{b}}{4\pi} dV. \quad (2.39)$$

En introduisant le potentiel ψ tel que $\overrightarrow{B}_{pot} = \overrightarrow{\text{grad}}(\psi)$, nous avons :

$$\int_{\Omega} \frac{\overrightarrow{B}_{pot} \cdot \overrightarrow{b}}{4\pi} dV = \int_{\Omega} \frac{\overrightarrow{b} \cdot \overrightarrow{\text{grad}}(\psi)}{4\pi} dV. \quad (2.40)$$

En utilisant le fait que $\text{div}(\overrightarrow{b}) = 0$, nous pouvons réécrire cela sous la forme :

$$\int_{\Omega} \frac{\overrightarrow{b} \cdot \overrightarrow{\text{grad}}(\psi)}{4\pi} dV = \int_{\Omega} \frac{\text{div}(\psi \overrightarrow{b})}{4\pi} dV. \quad (2.41)$$

En utilisant le théorème de Green-Ostrogradsky, nous pouvons transformer l'intégrale de volume en intégrale de surface sur la frontière du domaine :

$$\int_{\Omega} \frac{\text{div}(\psi \overrightarrow{b})}{4\pi} dV = \int_{d\Omega} \frac{\psi \overrightarrow{b} \cdot \overrightarrow{n}}{4\pi} dS. \quad (2.42)$$

Pour conclure, il suffit de remarquer que, sur la frontière du domaine, $\overrightarrow{B}_{pot} \cdot \overrightarrow{n} = \overrightarrow{B} \cdot \overrightarrow{n} = f$, et donc que $\overrightarrow{b} \cdot \overrightarrow{n} = 0$ sur $d\Omega$.

Nous avons donc que :

$$\int_{\Omega} \frac{\vec{B}_{\text{pot}} \cdot \vec{b}}{4\pi} dV = 0, \quad (2.43)$$

et donc :

$$W[\vec{B}] = \int_{\Omega} \frac{\vec{B}_{\text{pot}}^2}{8\pi} dV + \int_{\Omega} \frac{\vec{b}^2}{8\pi} dV = W[\vec{B}_{\text{pot}}] + \int_{\Omega} \frac{\vec{b}^2}{8\pi} dV \geq W[\vec{B}_{\text{pot}}]. \quad (2.44)$$

Champ ouvert

Un deuxième champ canonique peut être défini, étant donné des conditions aux limites sur \vec{B}_n que l'on appelle champ ouvert. Comme son nom l'indique, il est totalement ouvert, dans le sens où une ligne ayant son pied sur une frontière du domaine a nécessairement son deuxième pied sur une autre frontière du domaine. Il est postulé que l'énergie de ce champ serait la borne supérieure de l'énergie possible d'une configuration d'équilibre. On l'appelle communément l'hypothèse Aly-Sturrock ([STURROCK \[1991\]](#), [ALY \[1991\]](#)).

2.3.3 Points nuls et séparatrices

Les points nuls jouent un rôle clef dans l'étude de la topologie d'une configuration magnétique. Comme leur nom l'indique, il s'agit de points auxquels le champ magnétique s'annule, et la topologie des lignes de champ y est particulière. En effet, au voisinage d'un point nul, le champ magnétique peut s'écrire, au premier ordre, au voisinage d'un point $x_{o,j,j \in [1,3]}$ ([LONGCOPE \[2005\]](#)) :

$$B_i = (x_j - x_{o,j})M_{ij}, \quad (2.45)$$

où M_{ij} désigne la matrice jacobienne associée au champ \vec{B} :

$$M_{ij} = \frac{\partial B_i}{\partial x_j}, \quad (2.46)$$

et $x_{j,j \in [1,3]}$ est un point au voisinage du point nul auquel nous voulons évaluer la valeur de \vec{B} .

Or, l'équation (2.9) nous indique que $\sum M_{ii} = 0$. Si l'on note λ_i les trois valeurs propres de la matrice M_{ij} , alors $\sum \lambda_i = 0$. Ceci nous donne plusieurs scénarios possibles. Dans les cas où les valeurs propres sont toutes non nulles, nous avons nécessairement une valeur propre réelle et deux autres complexes conjuguées. Dans ce cas, nous avons également soit une valeur propre négative, et deux positives (ou à partie réelle positive), soit une valeur propre positive et deux négatives (ou à partie réelle négative). Au voisinage du point nul, les deux vecteurs propres associés aux deux valeurs propres de même signe engendrent un plan, appelé *éventail*. Le vecteur propre associé à l'autre valeur propre engendre une droite, que l'on appelle *épine*. Si nous transportons ces éléments à travers le domaine à l'aide des lignes de champ, nous obtenons respectivement une surface séparatrice, et une ligne de champ particulière, qui marquent une discontinuité

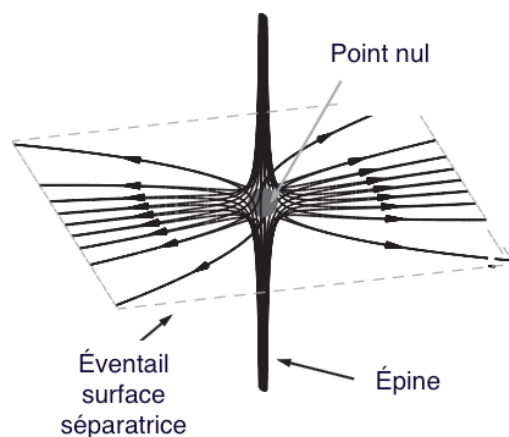


FIGURE 2.1 – Point nul positif, les lignes de l'éventail s'éloignent du point nul. Adapté de PONTIN [2012].

dans la connectivité du champ magnétique. Cet ensemble de points, lignes et surfaces critiques définit la topologie générale d'une configuration magnétique. Ils sont également des lieux privilégiés pour la formation de couches de courant et du phénomène de reconnexion, comme indiqué dans PONTIN [2012]. Ce sont donc des sources potentielles de déstabilisation des structures éruptive, et leur présence dans l'environnement magnétique des structures éruptives est un élément important à rechercher.

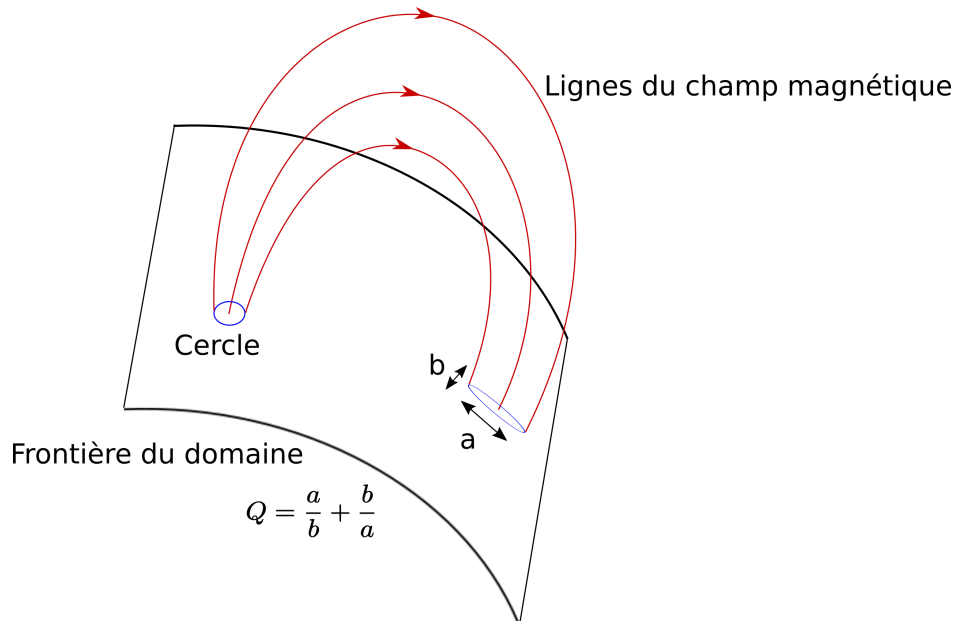
2.3.4 Facteur d'écrasement

Cependant, la présence de point nuls n'est pas le seul élément favorisant la reconnexion. En effet, PRIEST et DÉMOULIN [1995] ont étudié la reconnexion en dehors du contexte des points nuls, et montrent que la reconnexion peut également avoir lieu dans des régions où de forts gradients de connectivité sont présents, c'est-à-dire que deux lignes voisines sont connectées à des points éloignés du Soleil. Pour quantifier cela, il est utile d'introduire le facteur d'écrasement. Cette quantité est définie sur la photosphère de la manière suivante : si l'on trace un cercle infiniment petit sur un plan tangent à la frontière du domaine, l'image de ce cercle par les lignes de champ sera au premier ordre une ellipse, à condition que l'on ne se trouve pas sur une séparatrice. Si nous appelons a et b les demi-grand axe et demi-petit axe de l'ellipse, le facteur d'écrasement peut être défini par la relation suivante :

$$Q = \frac{b}{a} + \frac{a}{b}. \quad (2.47)$$

Il est minimal quand $a = b$, c'est-à-dire que l'image d'un cercle transporté par les lignes de champ est un cercle.

Avec l'introduction du facteur d'écrasement, nous pouvons également définir le tube de flux hyperbolique, comme étant l'intersection de deux couche quasi-séparatrice ou *Quasi-Separatrix Layer (QSL)*.


 FIGURE 2.2 – Définition géométrique du facteur d'écrasement Q .

2.4 Modèles d'évènements éruptifs

Nous allons évoquer ici quelques modèles d'évènements éruptifs, afin de préciser la pertinence de notre étude, qui s'attardera sur la couronne à l'équilibre, tout en définissant les outils clés que nous allons utiliser pour étudier les configurations magnétiques. Nous commencerons par l'énergie, et aborderons les principaux théorèmes régissant les équilibres **NLFFF**. Ensuite nous étudierons les lignes de champ, et la topologie associées aux structures éruptives. Enfin, nous présenterons le facteur d'écrasement, un outil puissant qui nous permet d'étudier l'organisation des lignes de champ. Chacun de ces outils est utilisé avec différents modèles et joue un rôle important dans les phénomènes éruptifs.

2.4.1 Aspect énergétique

Le premier aspect des évènements éruptifs que nous allons aborder est l'aspect énergétique. Les évènements les plus violents peuvent libérer des énergies de l'ordre de 3×10^{32} erg, dans un volume typique de $3 \times 10^2 \text{ Mm}^3$, ce qui donne une densité d'énergie libérée de 100 erg/cm^3 . En suivant le raisonnement présenté dans **PRIEST et FORBES [2002]**, si l'on compare aux densités d'énergie cinétique ($1 \times 10^{-5} \text{ erg/cm}^3$), thermique ($1 \times 10^{-1} \text{ erg/cm}^3$) et gravitationnelle ($0,5 \text{ erg/cm}^3$), caractéristiques de la couronne, nous voyons qu'elles sont très en deçà des énergies nécessaires au déclenchement de tels évènements. En revanche, la densité d'énergie d'un champ magnétique de 100 G est de (400 erg/cm^3). Ainsi, il est raisonnable d'affirmer que la source d'énergie qui alimente les éruptions est magnétique.

La question s'est donc posée de savoir si l'énergie dissipée était déjà présente dans la couronne lors du déclenchement de l'éruption, ou si elle était injectée graduellement depuis l'intérieur du Soleil pendant l'éruption. Les modèles qui ont eu le plus de succès pour reproduire de tels évènements sont les modèles dit de stockage et libération de

l'énergie, dans lesquels l'énergie est stockée dans la couronne, évoluant de manière quasi-statique, jusqu'à ce qu'une perte d'équilibre "catastrophique survienne", donnant lieu à un phénomène éruptif (LIN et collab. [2003]). Cela signifie que lorsqu'une éruption se déclenche, l'énergie qui l'alimente provient du champ magnétique coronal.

Cependant l'énergie du champ magnétique brut n'est pas un indicateur de l'énergie disponible pour une éruption solaire. En effet, une éruption solaire ne pourrait pas consommer toute l'énergie magnétique présente, sans quoi le champ magnétique deviendrait nul ! Nous avons montré précédemment que, pour un équilibre NLFFF, l'énergie du champ magnétique ne peut être inférieure à l'énergie du champ potentiel. Ainsi, la différence d'énergie entre l'énergie du champ magnétique et l'énergie du champ potentiel est plus appropriée comme quantification de l'énergie disponible. Nous définissons ainsi l'énergie libre de la façon suivante :

$$W_{\text{free}} = \frac{1}{8\pi} (\vec{B}^2 - \overline{B_{\text{pot}}}^2) \quad (2.48)$$

2.4.2 Reconstruction pour les évènements éruptifs

Afin de préciser, parmi tous ces mécanismes, quelle physique s'exprimait lors des évènements éruptifs, des études tentant de reconstruire le champ magnétique réel du Soleil ont été effectuées. Ainsi, les méthodes cartésiennes, couplées à la disponibilité de mesures vectorielles à haute résolution fournies notamment par le satellite Hinode ont été menées. Elles ont permis notamment de confirmer la présence de TFR dans certains cas, comme CANOU et collab. [2009] qui ont confirmé la présence de TFR dans des régions actives peu avant une éruption. L'étude menée par CANOU et AMARI [2010] a montré que le support magnétique d'un filament présent dans une région était bel et bien un TFR. Enfin AMARI et collab. [2014] ont permis de reconstruire une structure de TFR peu avant une éruption et de montrer que cette structure pouvait bel et bien présenter un caractère éruptif. À l'aide d'une simulation MHD, et en partant d'un état initial issu d'une reconstruction, ils ont fait évoluer les conditions aux limites en simulant un mouvement de convection au niveau des taches solaires, activant l'effet d'annihilation de flux, tel que décrit dans AMARI et collab. [2011]. Il en résulte l'éruption du TFR, qui avait suffisamment d'énergie pour partir en éruption.

2.4.3 Topologie des structures énergétiques

Ainsi, la présence d'énergie libre pouvant alimenter une éruption se traduit par la présence de courant dans la couronne. Cette présence de courant se traduit par un cisaillement de la structure de champ magnétique. La figure 2.4 présente différents états d'une simulation 3D effectuée par AMARI et collab. [2000], d'énergie croissante. Dans la figure 2.4a le champ est potentiel, et nous pouvons voir des arcades perpendiculaires à la ligne d'inversion de la structure, qui sépare les deux polarités. Dans la figure 2.4b, l'énergie est plus élevée, et nous pouvons voir que les arcades sont plus alignées avec la ligne d'inversion. On parle alors d'arcades cisillées. Une configuration présentant encore plus d'énergie est présentée dans la figure 2.4c. Nous y voyons une structure de TFR.

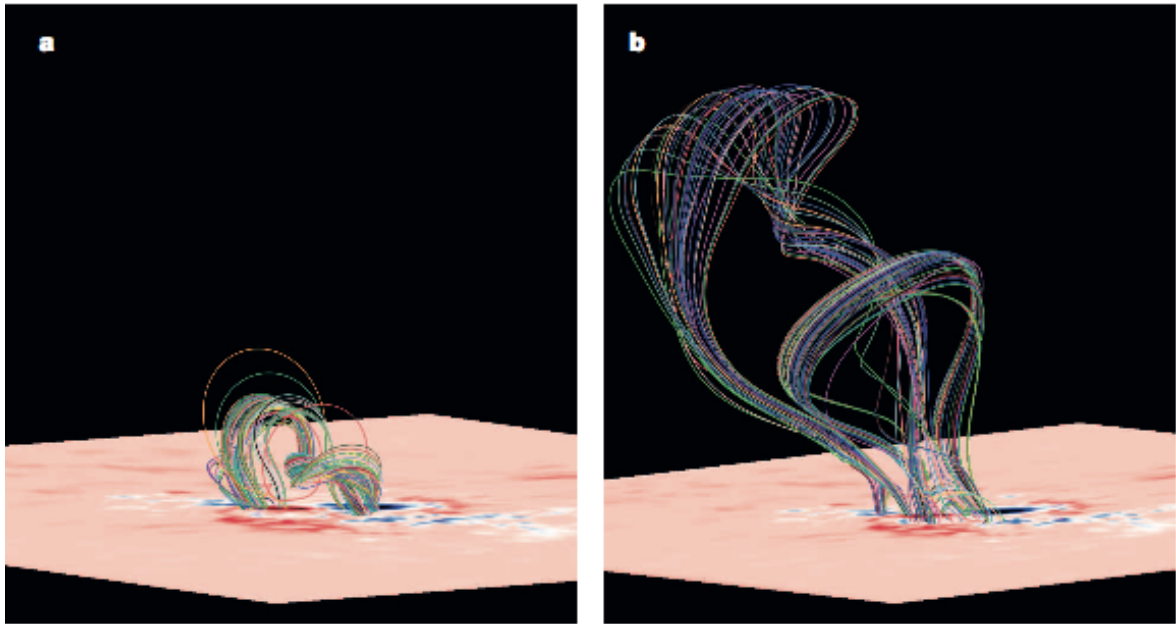


FIGURE 2.3 – Exemple de simulation d'éruption d'un TFR reconstruit, adapté de AMARI et collab. [2014].

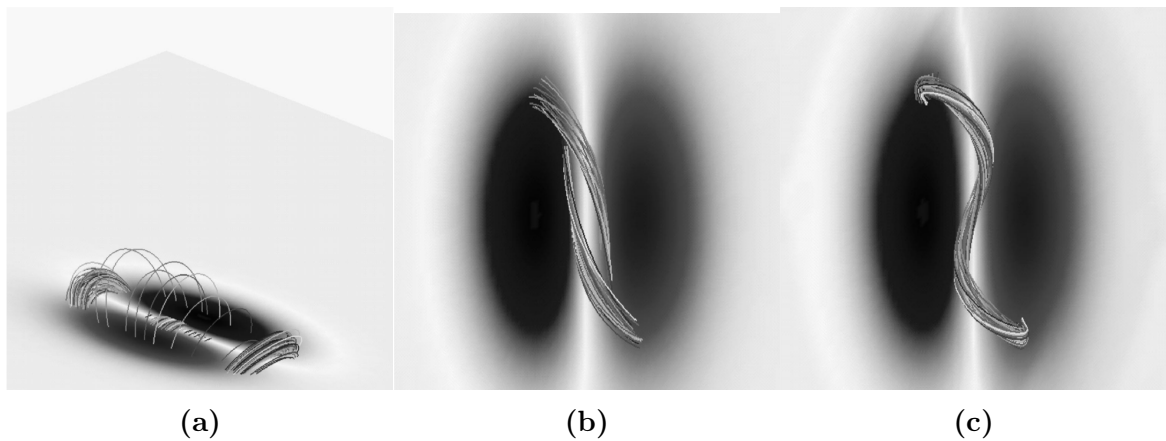


FIGURE 2.4 – Lignes de champ magnétique issues d'une simulation 3D avec différentes valeurs d'énergie. À gauche des arcades correspondant à un champ potentiel. Au centre des arcades cisailées. À droite une structure de TFR. Adapté de AMARI et collab. [2000].

Les **TFR** jouent un rôle fondamental dans les modèles 3D d'éruptions, car ils contiennent suffisamment d'énergie libre pour justifier des énergies observées lors des phénomènes éruptifs **AMARI et collab. [2000]**. Ces structures peuvent se former lors de l'évolution quasi-statique de la couronne, ou en phase dynamique lors de l'éruption, comme dans le modèle de **ANTIOCHOS et collab. [1999a]** et **LYNCH et collab. [2008]**. Cependant, dans ce dernier modèle, un point nul au-dessus des arcades cisailées est nécessaire pour le déclenchement de l'éruption et la formation du **TFR**. Une des observations appuyant le rôle important des **TFR** dans les phénomènes éruptifs est celle de l'éruption de la protubérance "granddaddy", le 4 juin 1946, illustrée sur la figure 2.5. Une des questions qui se pose donc est l'existence ou non des **TFR** en phase d'équilibre, ou si ceux-ci se forment nécessairement en phase dynamique. Plusieurs études de reconstructions ont montré que des **TFR** semblent effectivement bien pouvoir exister dans la couronne solaire (**YAN et collab. [2001]**, **RÉGNIER et AMARI [2004]**, **CANOU et collab. [2009]**, **CANOU et AMARI [2010]**, **CHENG et collab. [2010]**, **GUO et collab. [2010]**, **JING et collab. [2010]**, **JIANG et collab. [2013]**, **JIANG et collab. [2014]**).

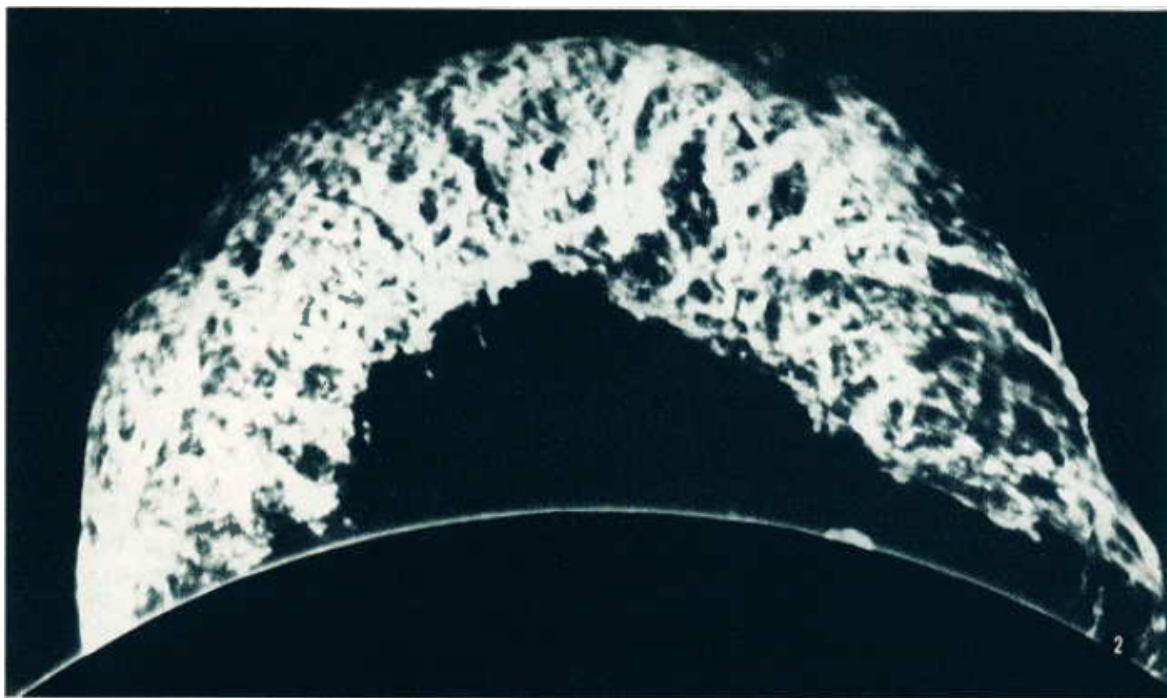


FIGURE 2.5 – Photographie H_{α} de l'éruption de la proéminence granddaddy, effectuée le 4 juin 1946 à 16h36 (temps atomique international (TAI)). Tiré de **FLAMMARION [1955]**.

2.4.4 Mécanismes de formation des structures énergétiques

Les structures d'arcades cisailées et de **TFR** peuvent se former par plusieurs procédés. Tout d'abord, remarquons que dans la photosphère, $\beta \gg 1$. Cela signifie que les pieds des lignes de champ sont entraînés par les mouvements de surface de la photosphère. Ces mouvements peuvent être de plusieurs natures.

Tout d'abord considérons des modèles de régions actives bipolaires, grâce auxquels nous pouvons comprendre comment des structures énergétiques peuvent se former dans

de telles régions. Il s'agit de considérer un domaine cubique, dont une des faces, généralement en $z = 0$, représente la photosphère.

Plusieurs classes de mouvement peuvent générer des structures énergétiques éruptives.

Tout d'abord, des mouvements de cisaillement peuvent générer des structures éruptives. Il s'agit de flots aux abords d'une ligne d'inversion, parallèles à celle-ci ayant des sens opposés de part et d'autre de cette ligne, tels qu'étudiés par [ALY \[1985\]](#), [ALY \[1991\]](#), [AMARI et collab. \[1996a\]](#), [MIKIC et LINKER \[1994\]](#). Ensuite, nous avons les flots convergents vers la [ligne d'inversion, ou 'polarity inversion line' \(PIL\)](#). Les mouvement de torsion, généralement sous la forme de rotation des deux taches, étudiés par [AMARI et collab. \[1996b\]](#), [TOKMAN et BELLAN \[2002\]](#), [TÖRÖK, T. et KLIEM, B. \[2003\]](#), [AULANIER et collab. \[2005\]](#). Enfin, les mouvement à plus petites échelles dus au processus de granulation engendrent une marche aléatoire des pieds des lignes de champ. Cela a été étudié par [AMARI et collab. \[1999b\]](#), [AMARI et collab. \[2003\]](#), [AULANIER et collab. \[2010\]](#). Ainsi des structures énergétiques peuvent se former dans la couronne du fait des mouvements photosphériques. Il s'agit alors d'un transfert de l'énergie qui anime ces mouvements vers le champ magnétique de la couronne. Cependant, un autre processus permet d'expliquer l'apport d'énergie magnétique dans la couronne : l'émergence de structures magnétiques. En effet, des [TFR](#) existant dans la zone de convection peuvent émerger, et ainsi apporter de l'énergie dans la couronne.

Bien entendu, ces mécanismes ne sont en général pas isolés sur la [photosphère](#), et agissent ensemble à l'énergisation de cette dernière.

De là des modèles faisant entrer en jeu plusieurs mouvements à grande échelle ont été développés. Nous citerons [MACKAY et VAN BALLEGOOIJEN \[2006a\]](#), qui ont montré que la rotation différentielle et le flot méridional peuvent créer des arcades cisailées, puis des [TFR](#), et engendrer une éruption. Partant d'un état idéalisé de la photosphère, avec des régions dipolaires, et d'un champ coronal potentiel, ils ont fait évoluer le champ magnétique sous l'effet de ces mouvements à grande échelle, ainsi que de la diffusion résultant des mouvements de granulation. Il en a résulté le cisaillement et l'apparition de [TFR](#).

Nous parlerons enfin du phénomène d'annihilation de flux, qui peut soit se produire lorsque deux polarités de signes opposées se rencontrent du fait de leurs mouvements sur la photosphère, soit être la trace de l'émergence d'un [TFR](#). Par exemple, [AMARI et collab. \[2010\]](#) proposent un modèle de formation de [TFR](#) par annihilation de flux.

2.4.5 Mécanismes d'éruption des structures énergétiques

La question de l'origine du déclenchement de ces éruptions se pose à présent. Étant donné les connaissances actuelles sur le sujet, une disruption de la configuration magnétique peut être liée à trois facteurs ([AMARI et ALY \[2009\]](#)) :

1. les conditions aux limites peuvent avoir évoluées de telle manière qu'un équilibre n'est plus possible, on parle de non équilibre ;
2. l'équilibre possible devient subitement très différent de la configuration magnétique, on parle de quasi-non-équilibre ;
3. l'équilibre peut devenir instable, on parle alors d'instabilité.

Évoquons tout d’abord le cas de l’instabilité. Il s’agit d’une configuration d’équilibre dans laquelle une perturbation infinitésimale va causer la disruption. Il existe deux classes principales d’instabilités idéales :

- l’instabilité kink ([WILLIAMS et collab. \[2005\]](#), [TÖRÖK et KLIEM \[2005\]](#)) ;
- l’instabilité torus ([BATEMAN \[1978\]](#), [KLIEM et TÖRÖK \[2006\]](#)).

Notons que ces deux instabilités sont issues de la théorie des tokamaks, dans lesquels la géométrie est plus idéalisée que sur le Soleil. L’analogie est faite entre un TFR et le tore de plasma, mais il peut être difficile d’identifier une structure comparable au tore de plasma.

Le non équilibre lui peut être atteint si l’énergie du champ devient trop grande pour qu’une solution contenant une telle quantité d’énergie existe. Si l’on fait l’hypothèse d’Aly-Sturrock que le maximum d’énergie possible pour un équilibre soit l’énergie du champ ouvert, ce point de non équilibre est atteint quand l’énergie de la configuration magnétique atteint l’énergie du champ ouvert, comme dans le cas présenté par [AMARI et collab. \[2000\]](#).

Enfin, en ce qui concerne le quasi-non-équilibre, nous orientons le lecteur vers [AMARI et collab. \[1996b\]](#).

2.4.6 Importance de l’environnement magnétique des régions actives dans le développement des CMEs

Le modèle magnéto-frictionnel de [MACKAY et VAN BALLEGOOIJEN \[2006a\]](#) présente l’évolution de plusieurs régions actives, sous l’effet des mouvements photosphériques à grande échelle. Ces mouvements font graduellement monter l’énergie dans les régions actives, qui possèdent chacune initialement une énergie libre différente. Lorsqu’un équilibre stable n’est plus possible sur l’une des régions actives, un décollage de la structure a lieu. Cette distinction entre décollage et éruption, même si elle n’est pas toujours faite, est fondamentale. En effet, le modèle magnéto-frictionnel fait une hypothèse d’évolution quasi-statique et donc ne saurait reproduire fidèlement la phase dynamique de l’éruption. En particulier, les premiers instants de la vie d’une CME sont marqués par une phase d’accélération, qui va dépendre de l’environnement de la structure éruptive. Le développement de la proto-éruption en CME n’est donc pas garanti, dans la mesure où il fut observé des éruptions confinées, ne donnant pas lieu à des CME. Nous noterons tout de même que l’étude de la reconnexion lors du décollage et de l’éruption des structures, présentée dans [MACKAY et VAN BALLEGOOIJEN \[2006b\]](#), indique bien une interaction entre le flux éjecté et le flux de la région active voisine, et permet de comprendre l’interaction complexe d’un TFR éruptif avec son environnement.

C’est dans cet esprit que [PAGANO et collab. \[2013b\]](#), partant de l’état initial de [MACKAY et VAN BALLEGOOIJEN \[2006a\]](#) dans lequel un TFR commençait à décoller, ont effectué une simulation MHD complète. Partant donc d’un état de non équilibre, il a donc été possible de suivre la dynamique de l’éruption. Contrairement à [MACKAY et VAN BALLEGOOIJEN \[2006a\]](#), la vitesse d’éjection du TFR est compatible avec une CME. Cependant, la taille du domaine, notamment en altitude, fait que le flux de la structure éjectée interagit rapidement avec la frontière du domaine, faisant disparaître la structure de TFR en éruption. L’étude de l’influence de la topologie à grande

échelle est poursuivie par [PAGANO et collab. \[2013a\]](#), qui présentent une simulation dans laquelle le domaine est agrandi dans la dimension radiale, ce qui permet de suivre l'éruption plus loin. L'étude paramétrique effectuée révèle que l'environnement magnétique de la structure affecte radicalement le développement de l'éruption. En effet, dans les cas les plus défavorables, l'éruption n'a même pas lieu, alors que dans les cas les plus favorables ils observent une [CME](#) rapide. Parmi les paramètres qui entrent en jeu, il y a l'intensité du champ magnétique. La température joue également un rôle important. Au-delà du développement ou non de l'éruption, notons également la grande variabilité de la vitesse. Celle-ci a son importance dans une problématique de météorologie de l'espace, dans la mesure où seule les [CMEs](#) les plus rapides produisent des événements à protons significatifs. Ainsi, au delà de la topologie et des valeurs énergétiques, l'environnement magnétique des structures éruptives demeure un élément fondamental dans le déroulement d'un phénomène éruptif.

2.5 Liens entre différents événements éruptifs

2.5.1 Études statistiques sur les événements éruptifs

La question de savoir si certains événements, tels que des [embrillancements](#) ou des [CMEs](#) par exemple, peuvent être la cause l'un de l'autre, ou s'ils sont tous indépendants s'est posée très tôt. [RICHARDSON \[1951\]](#) est à l'origine d'une des premières études statistiques pour trouver des indices sur l'éventuel lien de causalité entre les événements. En comparant le temps de recouvrement de nombreux [embrillancements](#) enregistrés avec la distance séparant les régions dans lesquelles ils avaient lieu, [PEARCE et HARRISON \[1990\]](#) ont montré que le temps de recouvrement était plus susceptible d'être long pour des événements proches, supportant le fait que des événements proches pouvaient avoir un lien de causalité. Plus récemment [MOON et collab. \[2002\]](#) ont réalisé une étude, en sélectionnant des paires d'[embrillancements](#) présentant un fort taux d'activité synchrone. D'une part, on observe une déviation statistique de la répartition des temps entre le déclenchement des [embrillancements](#) par rapport à un modèle statistique supposant les événements indépendants. D'autre part, la vitesse nécessaire à l'information pour circuler d'un [embrillancement](#) à l'autre est compatible avec la vitesse d'Alfvén dans la couronne.

2.5.2 Études des mécanismes d'éruptions couplées

Dans ce contexte, des études pour étudier plus spécifiquement mécanismes de couplage entre les éruptions ont été étudiés. En se basant sur des indices observationnels, [LIU et collab. \[2009\]](#) ont étudié les liens pouvant exister entre plusieurs éruptions successives, et [ZHANG et collab. \[2014\]](#) ont étudié finement les liens existant entre les différentes composantes d'un point brillant coronal. Plusieurs études utilisent des reconstructions potentielles pour étudier les liens pouvant exister entre différentes éruptions de filaments [ZUCCARELLO et collab. \[2009\]](#). Dans cette optique [JIANG et collab. \[2011\]](#) ont montré le rôle des assombrissements coronaux, relié à l'extension ou même l'ouverture des lignes de champ, dans les éruptions couplées.

SHEN et collab. [2012] YANG et collab. [2012]. SCHRIJVER et TITLE [2011] ont étudié, à l'aide des données de Solar Dynamics Observatory (SDO) et Solar TErestrial RElations Observatory (STEREO), un ensemble d'événements ayant lieu à des endroits éloignés du Soleil, mettant en particulier en lumière le rôle des éléments topologiques grâce au modèle PFSS. TÖRÖK et collab. [2011] ont développé un modèle d'éruptions couplées, dans le cadre d'une topologie bien particulière : celle d'un pseudo-streamer. Dans ce cadre, trois TFR sont présents. Lors d'une simulation MHD, l'éruption d'un des tubes de flux torsadés déclenche celle des deux autres. Ce modèle est validé sur des événements présentant une topologie similaire. En particulier, l'ordre avec lequel les TFR entrent en éruption est le même. Cette étude est complétée par TITOV et collab. [2012], qui analysent la topologie à grande échelle du champ potentiel pour mettre en lumière les liens topologiques entre les différents filaments. Enfin, LYNCH et EDMONDSON [2013] ont réalisé une simulation avec une topologie similaire à TÖRÖK et collab. [2011], mais avec un mécanisme d'éruption différent. En effet, ils ne requièrent pas qu'un TFR soit présent, et l'éruption a lieu grâce au mécanisme de break-out de ANTIOCHOS et collab. [1999b].

2.6 Modélisation à grande échelle de l'héliosphère

2.6.1 Modèles de la couronne globale et éléments importants

Le modèle PFSS, relativement simple et présentant pourtant une physique très riche, est le principal modèle utilisé pour la couronne globale.

Il permet de reproduire un grand nombre d'éléments de la couronne globale, tels que :

- les trous coronaux ;
- la structure de couche de courant héliosphérique à la surface source ;
- les structure de streamers ;
- les pseudo-streamers.

Les trous coronaux sont des régions de la couronne contenant des lignes ouvertes, qui n'ont qu'un seul de leur pieds attaché à la photosphère. D'un point de vue observationnels, les trous coronaux se manifestent par des structures sombres dans les images coronales.

Les trous coronaux peuvent être reliés à des régions de la photosphère de polarités positives ou négatives, définissant ainsi deux classes de trou coronaux :

- les trous coronaux positifs, dans lesquels le champ magnétique est orienté dans la direction opposée au Soleil.
- les trous coronaux négatifs, dans lesquels le champ magnétique est orienté vers le Soleil.

Les streamers sont des structures à l'interface entre les champs fermé et ouvert, formés par une ou plusieurs arcades fermées entourées de trous coronaux de polarités différentes. Ils sont associés aux structures à la forme allongée portant le même nom présentes dans les observations de la couronne solaire. Les pseudo-streamers sont des

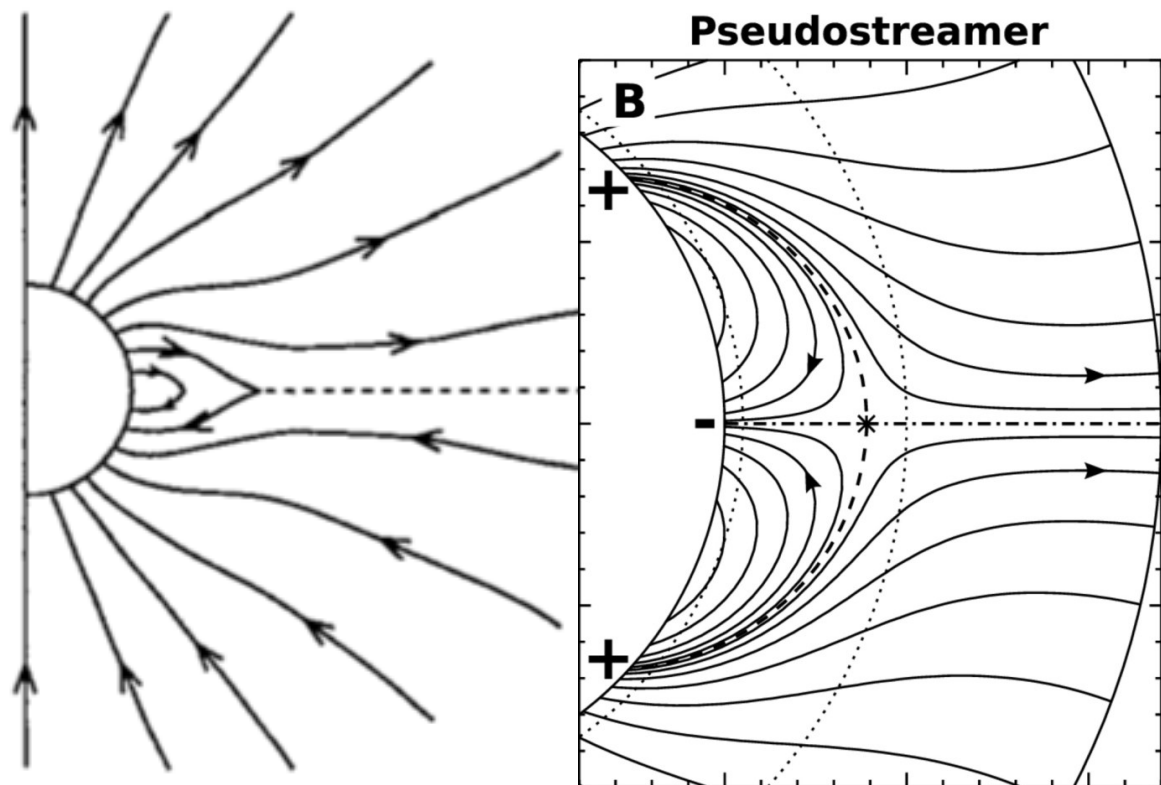


FIGURE 2.6 – Illustration d’une structure de streamer, adapté de [Low \[1994\]](#) (gauche), et de pseudostreamer (droite).

structures similaires aux [streamers](#), exceptés que les trous coronaux de part et d'autre sont de même polarité. Ces structures sont illustrées dans la figure 2.6.

Dans le modèle [PFSS](#), du fait que le champ imposé est radial à la [surface source](#), les trous coronaux s'y rejoignent. Les lignes fermées les plus hautes qui atteignent la [surface source](#) sont nécessairement tangentes à cette dernière, et forment donc avec les trous coronaux adjacents une ceinture de [streamer](#). Cette configuration est présentée dans la figure 2.7. Nous y voyons en bleu les lignes de champ fermées, en rouge les lignes de champ appartenant aux trous coronaux positifs, en vert les lignes de champ appartenant aux trous coronaux négatifs, et en bleu les lignes de champ fermées les plus hautes, formant la ceinture de [streamers](#). Nous pouvons voir que les trous coronaux se rejoignent à la surface source, et sont séparés par une ligne d'inversion, à laquelle les boucles formant la structure de streamer sont tangentes. Sur cette ligne, donc, le champ est à la fois radial, donc orthogonal à la [surface source](#), et tangent à la [surface source](#). Le champ est donc nul sur cette ligne d'inversion.

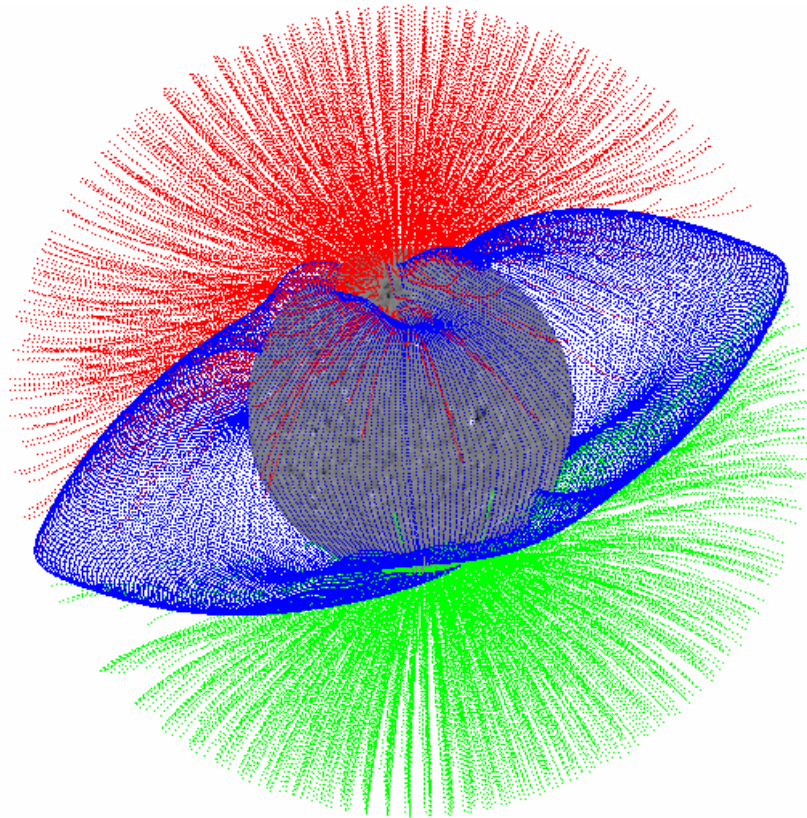


FIGURE 2.7 – Lignes de champ reconstruites par le modèle [PFSS](#) correspondant à la [rotation Carrington](#) 2079. Image fournie par le réseau GONG.

2.6.2 Le vent solaire et sa nature magnétique

Intéressons-nous maintenant à la modélisation du champ magnétique au-dessus de la [surface source](#), c'est à dire dans la région où $\beta > 1$, et où le champ magnétique ne domine plus. [PARKER \[1958\]](#), après avoir montré qu'une héliosphère en équilibre hydrostatique était impossible, a développé un modèle dans lequel la matière s'écoule

de manière stationnaire vers l'extérieur du système solaire. Ce modèle suppose une vitesse constante du vent solaire, radiale dans le référentiel en rotation avec le Soleil. Il suppose également que les lignes de champ sont entraînées par les lignes de flux du vent solaire. Il constitue une bonne approximation de la géométrie globale du champ magnétique héliosphérique, en particulier de sa composante stationnaire. (OWENS et FORSYTH [2013]).

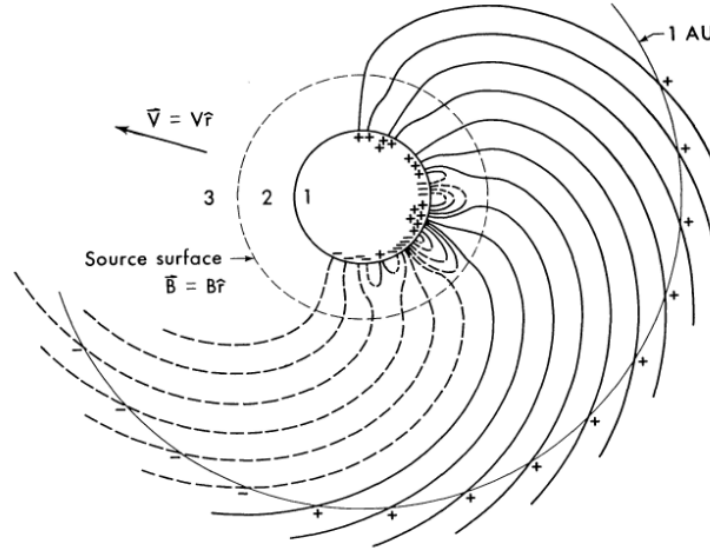


FIGURE 2.8 – Illustration d'un modèle de champ magnétique couplant le modèle PFSS avec le modèle de vent solaire de Parker. Adapté de SCHATTEN et collab. [1969].

Cependant, ce modèle reste relativement simpliste, et des modèles MHD sont maintenant capables de prédire le vent solaire dans le milieu interplanétaire, pourvu que des conditions aux limites adéquates soient fournies près du Soleil ODSTRCIL [2003], en particulier la vitesse et le champ magnétique. Celles-ci peuvent être fournies grâce au modèle empirique de WANG et SHEELEY [1990], qui ont relié la vitesse du vent solaire au facteur d'expansion du champ magnétique. Ce facteur peut être calculé, sur la surface source, de la manière suivante :

$$f_s = \left(\frac{R_\odot}{R_{ss}}\right)^2 \left[\frac{B(R_\odot)}{B(R_{ss})}\right], \quad (2.49)$$

où

- $B(R_{ss})$ désigne l'intensité du champ magnétique à l'endroit de la **surface source** auquel nous voulons calculer le facteur d'expansion ;
- $B(R_\odot)$ désigne l'intensité du champ magnétique au point de la photosphère relié au point de la **surface source** auquel nous calculons le facteur d'expansion ;
- R_{ss} désigne le rayon auquel se trouve la **surface source**.

2.7 Problématiques abordées par la thèse

Dans cette thèse, nous allons poursuivre les efforts de modélisation à partir des données en utilisant la méthode de reconstruction globale de Grad-Rubin implémentée dans le code XTRAPOLS. Nous allons utiliser cette méthode avec des données issues de l'instrument [HMI](#), qui permet d'avoir des données vectorielles sur le disque entier et à haute cadence. Nous pourrions ainsi étudier les régions actives dans leur environnement global, et étudier des cas qui ne sont pas proprement modélisés en géométrie cartésienne.

Nous regarderons également les relations entre les structures énergétiques se trouvant dans les régions actives et l'environnement global, et nous nous poserons la question de savoir quelle est l'importance de modéliser correctement cet environnement pour étudier une région active éruptive.

L'objectif est également de faire avancer l'état de l'art de la modélisation globale, en apportant une méthode relativement rapide et plus complète que le modèle [PFSS](#) pour modéliser la basse couronne. Ainsi nous regarderons l'influence de la prise en compte des courants coronaux sur le facteur d'expansion.

Cette thèse sera découpée en plusieurs études de cas, dans lesquelles le Soleil sera dans des conditions variées.

Le chapitre 3 détaillera la mesure par l'instrument [HMI](#) et le traitement effectué sur les données.

Dans le chapitre 4 nous étudierons une région active très étendue, si bien que la courbure du Soleil n'est plus négligeable.

Dans le chapitre 5 nous étudierons deux régions actives très proches, qui ne peuvent pas être étudiées séparément.

Dans le chapitre 6 nous présenterons le travail effectué dans le cadre d'un groupe [NLFFF](#), dans lequel nous effectuons une comparaison de l'utilisation de plusieurs types de données pour la reconstruction.

Dans le chapitre 7 nous présenterons deux méthodes d'extension du modèle à $20 R_{\odot}$, afin de pouvoir se raccorder aux modèles d'environnement interplanétaire.

2.8 Références

- ALY, J. J. 1985, «Quasi-static evolution of sheared force-free fields and the solar flare problem», *A&A*, vol. 143, p. 19–22. [27](#)
- ALY, J. J. 1991, «How much energy can be stored in a three-dimensional force-free magnetic field?», *ApJ*, vol. 375, doi :10.1086/186088, p. L61–L64. [21](#), [27](#)
- AMARI, T. et J.-J. ALY. 2009, «Magnetic flux ropes : Fundamental structures for eruptive phenomena», dans *Universal Heliophysical Processes, IAU Symposium*, vol. 257, édité par N. Gopalswamy et D. F. Webb, p. 211–222, doi :10.1017/S1743921309029329. [27](#)
- AMARI, T., J.-J. ALY, A. CANOU et Z. MIKIC. 2013, «Reconstruction of the solar coronal magnetic field in spherical geometry», *A&A*, vol. 553, doi :10.1051/0004-6361/201220787, A43. [16](#), [17](#)
- AMARI, T., J.-J. ALY, J.-F. LUCIANI, Z. MIKIC et J. LINKER. 2011, «Coronal Mass Ejection Initiation by Converging Photospheric Flows : Toward a Realistic Model», *ApJ*, vol. 742, doi :10.1088/2041-8205/742/2/L27, L27. [24](#)
- AMARI, T., J.-J. ALY, Z. MIKIC et J. LINKER. 2010, «Coronal Mass Ejection Initiation : On the Nature of the Flux Cancellation Model», *ApJ*, vol. 717, doi : 10.1088/2041-8205/717/1/L26, p. L26–L30. [27](#)
- AMARI, T., T. Z. BOULMEZAOUD et Z. MIKIC. 1999a, «An iterative method for the reconstruction of the solar coronal magnetic field. I. Method for regular solutions», *A&A*, vol. 350, p. 1051–1059. [19](#)
- AMARI, T., A. CANOU et J.-J. ALY. 2014, «Characterizing and predicting the magnetic environment leading to solar eruptions», *Nature*, vol. 514, doi :10.1038/nature13815, p. 465–469. [iv](#), [24](#), [25](#)
- AMARI, T., J. F. LUCIANI, J. J. ALY, Z. MIKIC et J. LINKER. 2003, «Coronal Mass Ejection : Initiation, Magnetic Helicity, and Flux Ropes. II. Turbulent Diffusion-driven Evolution», *ApJ*, vol. 595, doi :10.1086/377444, p. 1231–1250. [27](#)
- AMARI, T., J. F. LUCIANI, J. J. ALY et M. TAGGER. 1996a, «Plasmoid formation in a single sheared arcade and application to coronal mass ejections.», *A&A*, vol. 306, p. 913. [27](#)
- AMARI, T., J. F. LUCIANI, J. J. ALY et M. TAGGER. 1996b, «Very Fast Opening of a Three-dimensional Twisted Magnetic Flux Tube», *ApJ*, vol. 466, doi :10.1086/310158, p. L39. [27](#), [28](#)
- AMARI, T., J. F. LUCIANI, Z. MIKIC et J. LINKER. 1999b, «Three-dimensional Solutions of Magnetohydrodynamic Equations for Prominence Magnetic Support : Twisted Magnetic Flux Rope», *ApJ*, vol. 518, doi :10.1086/312053, p. L57–L60. [27](#)

- AMARI, T., J. F. LUCIANI, Z. MIKIC et J. LINKER. 2000, «A Twisted Flux Rope Model for Coronal Mass Ejections and Two-Ribbon Flares», *ApJ*, vol. 529, doi : 10.1086/312444, p. L49–L52. [iv](#), [24](#), [25](#), [26](#), [28](#)
- ANTIOCHOS, S. K., C. R. DEVORE et J. A. KLIMCHUK. 1999a, «A Model for Solar Coronal Mass Ejections», *ApJ*, vol. 510, doi :10.1086/306563, p. 485–493. [26](#)
- ANTIOCHOS, S. K., C. R. DEVORE et J. A. KLIMCHUK. 1999b, «A Model for Solar Coronal Mass Ejections», *ApJ*, vol. 510, doi :10.1086/306563, p. 485–493. [30](#)
- AULANIER, G., P. DÉMOULIN et R. GRAPPIN. 2005, «Equilibrium and observational properties of line-tied twisted flux tubes», *A&A*, vol. 430, doi :10.1051/0004-6361:20041519, p. 1067–1087. [27](#)
- AULANIER, G., T. TÖRÖK, P. DÉMOULIN et E. E. DELUCA. 2010, «Formation of Torus-Unstable Flux Ropes and Electric Currents in Erupting Sigmoids», *ApJ*, vol. 708, doi :10.1088/0004-637X/708/1/314, p. 314–333. [27](#)
- BATEMAN, G. 1978, *MHD instabilities*. [28](#)
- CANOU, A. et T. AMARI. 2010, «A Twisted Flux Rope as the Magnetic Structure of a Filament in Active Region 10953 Observed by Hinode», *ApJ*, vol. 715, doi : 10.1088/0004-637X/715/2/1566, p. 1566–1574. [24](#), [26](#)
- CANOU, A., T. AMARI, V. BOMMIER, B. SCHMIEDER, G. AULANIER et H. LI. 2009, «Evidence for a Pre-Eruptive Twisted Flux Rope Using the Themis Vector Magnetograph», *ApJ*, vol. 693, doi :10.1088/0004-637X/693/1/L27, p. L27–L30. [24](#), [26](#)
- CHENG, X., M. D. DING, Y. GUO, J. ZHANG, J. JING et T. WIEGELMANN. 2010, «Re-flaring of a Post-flare Loop System Driven by Flux Rope Emergence and Twisting», *ApJ*, vol. 716, doi :10.1088/2041-8205/716/1/L68, p. L68–L73. [26](#)
- FLAMMARION, F. R. . D. A., C. 1955, *Astronomie Populaire*, Flammarion. [iv](#), [26](#)
- FREIDBERG, J. 1987, *Ideal Magnetohydrodynamics*. [12](#)
- GILCHRIST, S. A. et M. S. WHEATLAND. 2013, «A Magnetostatic Grad-Rubin Code for Coronal Magnetic Field Extrapolations», *Sol. Phys.*, vol. 282, doi : 10.1007/s11207-012-0144-0, p. 283–302. [17](#)
- GUO, Y., B. SCHMIEDER, P. DÉMOULIN, T. WIEGELMANN, G. AULANIER, T. TÖRÖK et V. BOMMIER. 2010, «Coexisting Flux Rope and Dipped Arcade Sections Along One Solar Filament», *ApJ*, vol. 714, doi :10.1088/0004-637X/714/1/343, p. 343–354. [26](#)
- HUBA, J. 2016, *NRL plasma formulary*, Naval Research Lab., Washington, DC. [12](#)
- JIANG, C. et X. FENG. 2013, «Extrapolation of the Solar Coronal Magnetic Field from SDO/HMI Magnetogram by a CESE-MHD-NLFFF Code», *ApJ*, vol. 769, doi : 10.1088/0004-637X/769/2/144, 144. [17](#)

- JIANG, C., X. FENG, S. T. WU et Q. HU. 2013, «Magnetohydrodynamic Simulation of a Sigmoid Eruption of Active Region 11283», *ApJ*, vol. 771, doi :10.1088/2041-8205/771/2/L30, L30. [26](#)
- JIANG, C., S. T. WU, X. FENG et Q. HU. 2014, «Nonlinear Force-free Field Extrapolation of a Coronal Magnetic Flux Rope Supporting a Large-scale Solar Filament from a Photospheric Vector Magnetogram», *ApJ*, vol. 786, doi :10.1088/2041-8205/786/2/L16, L16. [26](#)
- JIANG, Y., J. YANG, J. HONG, Y. BI et R. ZHENG. 2011, «Sympathetic Filament Eruptions Connected by Coronal Dimmings», *ApJ*, vol. 738, doi :10.1088/0004-637X/738/2/179, 179. [29](#)
- JING, J., Y. YUAN, T. WIEGELMANN, Y. XU, R. LIU et H. WANG. 2010, «Nonlinear Force-free Modeling of Magnetic Fields in a Solar Filament», *ApJ*, vol. 719, doi : 10.1088/2041-8205/719/1/L56, p. L56–L59. [26](#)
- KLIEM, B. et T. TÖRÖK. 2006, «Torus Instability», *Physical Review Letters*, vol. 96, n° 25, doi :10.1103/PhysRevLett.96.255002, 255002. [28](#)
- LIN, J., W. SOON et S. L. BALIUNAS. 2003, «Theories of solar eruptions : a review», *New A Rev.*, vol. 47, doi :10.1016/S1387-6473(02)00271-3, p. 53–84. [24](#)
- LIU, C., J. LEE, M. KARLICKÝ, D. PRASAD CHOUDHARY, N. DENG et H. WANG. 2009, «Successive Solar Flares and Coronal Mass Ejections on 2005 September 13 from NOAA AR 10808», *ApJ*, vol. 703, doi :10.1088/0004-637X/703/1/757, p. 757–768. [29](#)
- LONGCOPE, D. W. 2005, «Topological Methods for the Analysis of Solar Magnetic Fields», *Living Reviews in Solar Physics*, vol. 2, doi :10.12942/lrsp-2005-7. [19](#), [21](#)
- LOW, B. C. 1994, «Magnetohydrodynamic processes in the solar corona : Flares, coronal mass ejections, and magnetic helicity», *Physics of Plasmas*, vol. 1, doi : 10.1063/1.870671, p. 1684–1690. [31](#)
- LYNCH, B. J., S. K. ANTIOCHOS, C. R. DEVORE, J. G. LUHMANN et T. H. ZURBUCHEN. 2008, «Topological Evolution of a Fast Magnetic Breakout CME in Three Dimensions», *ApJ*, vol. 683, doi :10.1086/589738, 1192-1206. [26](#)
- LYNCH, B. J. et J. K. EDMONDSON. 2013, «Sympathetic Magnetic Breakout Coronal Mass Ejections from Pseudostreamers», *ApJ*, vol. 764, doi :10.1088/0004-637X/764/1/87, 87. [30](#)
- MACKAY, D. H. et A. A. VAN BALLEGOIJEN. 2006a, «Models of the Large-Scale Corona. I. Formation, Evolution, and Liftoff of Magnetic Flux Ropes», *ApJ*, vol. 641, doi :10.1086/500425, p. 577–589. [27](#), [28](#)
- MACKAY, D. H. et A. A. VAN BALLEGOIJEN. 2006b, «Models of the Large-Scale Corona. II. Magnetic Connectivity and Open Flux Variation», *ApJ*, vol. 642, doi : 10.1086/501043, p. 1193–1204. [28](#)

- MIKIC, Z. et J. A. LINKER. 1994, «Disruption of coronal magnetic field arcades», *ApJ*, vol. 430, doi :10.1086/174460, p. 898–912. 27
- MOON, Y.-J., G. S. CHOE, H. WANG, Y. D. PARK, N. GOPALSWAMY, G. YANG et S. YASHIRO. 2002, «A Statistical Study of Two Classes of Coronal Mass Ejections», *ApJ*, vol. 581, doi :10.1086/344088, p. 694–702. 29
- ODSTRCIL, D. 2003, «Modeling 3-D solar wind structure», *Advances in Space Research*, vol. 32, doi :10.1016/S0273-1177(03)00332-6, p. 497–506. 33
- OWENS, M. J. et R. J. FORSYTH. 2013, «The heliospheric magnetic field», *Living Reviews in Solar Physics*, vol. 10, n° 1, doi :10.12942/lrsp-2013-5, p. 5, ISSN 1614-4961. URL <http://dx.doi.org/10.12942/lrsp-2013-5>. 33
- PAGANO, P., D. H. MACKAY et S. POEDTS. 2013a, «Effect of gravitational stratification on the propagation of a CME», *A&A*, vol. 560, doi :10.1051/0004-6361/201322036, A38. 29
- PAGANO, P., D. H. MACKAY et S. POEDTS. 2013b, «Magnetohydrodynamic simulations of the ejection of a magnetic flux rope», *A&A*, vol. 554, doi :10.1051/0004-6361/201220947, A77. 28
- PARKER, E. N. 1958, «Dynamics of the Interplanetary Gas and Magnetic Fields.», *ApJ*, vol. 128, doi :10.1086/146579, p. 664. 32
- PEARCE, G. et R. A. HARRISON. 1990, «Sympathetic flaring», *A&A*, vol. 228, p. 513–516. 29
- PONTIN, D. I. 2012, «Theory of magnetic reconnection in solar and astrophysical plasmas», *Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series A*, vol. 370, doi :10.1098/rsta.2011.0501, p. 3169–3192. 22
- PRIEST, E. 2014, *Magnetohydrodynamics of the Sun*. 10, 11, 12, 14, 15, 16, 17
- PRIEST, E. R. et P. DÉMOULIN. 1995, «Three-dimensional magnetic reconnection without null points. 1. Basic theory of magnetic flipping», *J. Geophys. Res.*, vol. 100, doi :10.1029/95JA02740, p. 23 443–23 464. 22
- PRIEST, E. R. et T. G. FORBES. 2002, «The magnetic nature of solar flares», *A&A Rev.*, vol. 10, doi :10.1007/s001590100013, p. 313–377. 23
- RAX, J.-M. 2005, *Physique des plasmas*. 10, 11, 13, 15, 19
- RÉGNIER, S. et T. AMARI. 2004, «3D magnetic configuration of the H α filament and X-ray sigmoid in NOAA AR 8151», *A&A*, vol. 425, doi :10.1051/0004-6361:20034383, p. 345–352. 26
- RICHARDSON, R. S. 1951, «Characteristics of Solar Flares.», *ApJ*, vol. 114, doi :10.1086/145473, p. 356. 29
- SAKURAI, T. 1989, «Computational modeling of magnetic fields in solar active regions», *Space Sci. Rev.*, vol. 51, doi :10.1007/BF00226267, p. 11–48. 17

- SCHATTEN, K. H., J. M. WILCOX et N. F. NESS. 1969, «A model of interplanetary and coronal magnetic fields», *Sol. Phys.*, vol. 6, doi :10.1007/BF00146478, p. 442–455. [iv](#), [15](#), [33](#)
- SCHRIJVER, C. J. et A. M. TITLE. 2011, «Long-range magnetic couplings between solar flares and coronal mass ejections observed by SDO and STEREO», *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, vol. 116, doi :10.1029/2010JA016224, A04108. [30](#)
- SHEN, Y., Y. LIU et J. SU. 2012, «Sympathetic Partial and Full Filament Eruptions Observed in One Solar Breakout Event», *ApJ*, vol. 750, doi :10.1088/0004-637X/750/1/12, 12. [29](#)
- STURROCK, P. A. 1991, «Maximum energy of semi-infinite magnetic field configurations», *ApJ*, vol. 380, doi :10.1086/170620, p. 655–659. [21](#)
- SWANSON, D. 2008, *Plasma Kinetic Theory*. [11](#)
- TITOV, V. S., Z. MIKIC, T. TÖRÖK, J. A. LINKER et O. PANASENCO. 2012, «2010 August 1-2 Sympathetic Eruptions. I. Magnetic Topology of the Source-surface Background Field», *ApJ*, vol. 759, doi :10.1088/0004-637X/759/1/70, 70. [30](#)
- TOKMAN, M. et P. M. BELLAN. 2002, «Three-dimensional Model of the Structure and Evolution of Coronal Mass Ejections», *ApJ*, vol. 567, doi :10.1086/338699, p. 1202–1210. [27](#)
- TÖRÖK, T. et B. KLIEM. 2005, «Confined and Ejective Eruptions of Kink-unstable Flux Ropes», *ApJ*, vol. 630, doi :10.1086/462412, p. L97–L100. [28](#)
- TÖRÖK, T., O. PANASENCO, V. S. TITOV, Z. MIKIĆ, K. K. REEVES, M. VELLI, J. A. LINKER et G. DE TOMA. 2011, «A Model for Magnetically Coupled Sympathetic Eruptions», *ApJ*, vol. 739, doi :10.1088/2041-8205/739/2/L63, L63. [30](#)
- TÖRÖK, T. et KLIEM, B. 2003, «The evolution of twisting coronal magnetic flux tubes», *A&A*, vol. 406, n° 3, doi :10.1051/0004-6361:20030692, p. 1043–1059. URL <https://doi.org/10.1051/0004-6361:20030692>. [27](#)
- WANG, Y.-M. et N. R. SHEELEY, JR. 1990, «Solar wind speed and coronal flux-tube expansion», *ApJ*, vol. 355, doi :10.1086/168805, p. 726–732. [33](#)
- WIEGELMANN, T. 2007, «Computing Nonlinear Force-Free Coronal Magnetic Fields in Spherical Geometry», *Sol. Phys.*, vol. 240, doi :10.1007/s11207-006-0266-3, p. 227–239. [17](#)
- WIEGELMANN, T., G. J. D. PETRIE et P. RILEY. 2015, «Coronal Magnetic Field Models», *Space Sci. Rev.*, doi :10.1007/s11214-015-0178-3. [14](#)
- WILLIAMS, D. R., T. TÖRÖK, P. DÉMOULIN, L. VAN DRIEL-GESZTELYI et B. KLIEM. 2005, «Eruption of a Kink-unstable Filament in NOAA Active Region 10696», *ApJ*, vol. 628, doi :10.1086/432910, p. L163–L166. [28](#)

- YAN, Y., Y. DENG, M. KARLICKÝ, Q. FU, S. WANG et Y. LIU. 2001, «The Magnetic Rope Structure and Associated Energetic Processes in the 2000 July 14 Solar Flare», *ApJ*, vol. 551, doi :10.1086/319829, p. L115–L119. [26](#)
- YANG, J., Y. JIANG, R. ZHENG, Y. BI, J. HONG et B. YANG. 2012, «Sympathetic Filament Eruptions from a Bipolar Helmet Streamer in the Sun», *ApJ*, vol. 745, doi :10.1088/0004-637X/745/1/9, 9. [30](#)
- ZHANG, Q. M., P. F. CHEN, M. D. DING et H. S. JI. 2014, «Reciprocatory magnetic reconnection in a coronal bright point», *A&A*, vol. 568, doi :10.1051/0004-6361/201322815, A30. [29](#)
- ZUCCARELLO, F., P. ROMANO, F. FARNIK, M. KARLICKY, L. CONTARINO, V. BATTIATO, S. L. GUGLIELMINO, M. COMPARATO et I. UGARTE-URRA. 2009, «The X17.2 flare occurred in NOAA 10486 : an example of filament destabilization caused by a domino effect», *A&A*, vol. 493, doi :10.1051/0004-6361:200809887, p. 629–637. [29](#)

Chapitre 3

Sur les observations

Sommaire

3.1	Introduction	42
3.2	La mesure indirecte du champ magnétique	42
3.2.1	Les paramètres de Stokes et leur inversion	42
3.2.2	Spécificités liées à l'instrument et au tuyau HMI	43
3.3	La création de données sur toute la photosphère	44
3.3.1	Changements de référentiel pour le champ magnétique	44
3.3.2	Trois types de cartes	45
3.4	Le traitement de la carte complète	48
3.4.1	Gestion de l'erreur en champ et courant faibles	48
3.4.2	Autres erreurs	49
3.4.3	Dégradation des données	49
3.5	Observations de la couronne solaire	50
3.5.1	L'instrument AIA	50
3.5.2	Comparaison entre les données AIA et une configuration magnétique	50
3.6	Références	51

3.1 Introduction

Nous allons présenter dans ce chapitre le processus de création des conditions aux limites pour le problème de Grad-Rubin discrétisé à partir des différentes observations disponibles.

Nous avons besoin pour cela :

- du champ magnétique radial sur la photosphère ;
- de la valeur de α sur la photosphère.

L’hypothèse de champ sans force n’étant pas satisfaite au niveau de la photosphère, la définition de conditions aux limites sur α demande nécessairement une approximation. L’approximation que nous allons utiliser découle de contraintes expérimentales : à l’heure actuelle, les données magnétiques nous permettent d’obtenir les trois composantes du champ magnétique sur la photosphère. Cela ne nous permet pas de calculer le courant \vec{J} , mais seulement sa composante radiale, J_r . En conséquence, nous allons définir α comme suit :

$$\alpha = \frac{J_r}{B_r} ; \quad (3.1)$$

avec :

- α : le facteur scalaire tel que $\vec{J} = \alpha \vec{B}$;
- B_r : le champ magnétique radial ;
- J_r : le courant radial.

Rappelons que l’approximation réside dans le fait que l’hypothèse de champ sans force n’est pas satisfaite dans la photosphère. En effet, pour un champ magnétique correspondant à un champ sans force, la relation (3.1) est exacte.

L’obtention des conditions aux limites passe donc par celle des trois composantes du champ magnétique sur la photosphère.

Nous présenterons en premier lieu la méthode générale utilisée pour mesurer les trois composantes du champ magnétique sur la photosphère. Nous préciserons ensuite les spécificités liées à l’instrument [HMI](#), embarqué sur le satellite [SDO](#), et au tuyau de mise à disposition des données. Par la suite, nous aborderons le problème de créer une carte de champ magnétique de toute la surface du Soleil, alors que les observations du champ magnétique sont disponibles uniquement sur la face visible. Enfin, nous détaillerons différentes techniques que nous utilisons pour traiter les données afin d’obtenir une solution avec l’algorithme de Grad-Rubin.

3.2 La mesure indirecte du champ magnétique

3.2.1 Les paramètres de Stokes et leur inversion

Le champ magnétique peut être mesuré indirectement à partir de l’observation du spectre de la lumière partiellement polarisée émise par la photosphère. Cette lumière peut être caractérisée à l’aide de quatre paramètres ([STOKES \[1852\]](#)), appelés paramètres de Stokes :

- I, l’intensité totale ;

- V, l'intensité en polarisation circulaire, positive ou négative, selon le sens de rotation ;
- U, Q l'intensité de polarisation rectiligne dans deux directions perpendiculaires.

Ces quatre paramètres varient avec la longueur d'onde et les caractéristiques du milieu (DEL TORO INIESTA et RUIZ COBO [2016]). En particulier, le champ magnétique affecte le profil de ces différents paramètres du fait de l'effet Zeeman. C'est ce qui a permis à HALE [1908] de découvrir que les taches solaires étaient habitées par un champ magnétique intense.

La manière avec laquelle le milieu affecte la lumière qui le traverse est décrite par l'équation de transfert radiatif en présence de champ magnétique, dont une solution a été obtenue par Unno et Rachovsky (UNNO [1956], RACHKOVSKY [1962]). Le profil des paramètres de Stokes étant les quantités connues, et la valeur des composantes du champ magnétique les quantités inconnues, nous devons donc inverser l'équation de transfert radiatif pour remonter des observations aux paramètres physiques qui nous intéressent. Une revue des méthodes d'inversion est disponible dans DEL TORO INIESTA et RUIZ COBO [2016]. Typiquement, l'algorithme de Levenberg-Marquardt est utilisé pour réaliser l'inversion. Il s'agit d'un algorithme itératif dans lequel des profils synthétiques de paramètres de stokes sont générés, et où les paramètres physiques entrant en jeu dans les modèles sous-jacents sont ajustés afin de minimiser l'écart entre les profils observés et synthétiques.

La connaissance du champ magnétique implique celle de trois éléments :

- sa norme $|\vec{B}|$;
- son inclinaison θ , angle entre la ligne de visée et le champ magnétique ;
- son azimut γ , angle entre une direction de référence, perpendiculaire à la ligne de visée, et ayant une origine $\gamma = 0$ pour un champ orienté vers l'ouest.

L'étude des raies en polarisation circulaire nous permet d'obtenir la composante du champ dans l'axe de visée. La lumière polarisée de manière linéaire nous donne l'information sur la direction du champ magnétique transverse à la ligne de visée. Cependant, le profil de raie est invariant par rotation d'angle 180° de l'azimut du champ. Ainsi, l'angle γ ne peut être connu qu'à 180° près, c'est le problème de l'ambiguïté. Pour lever cette ambiguïté, plusieurs méthodes existent, et sont présentées et leurs résultats sont comparés dans METCALF et collab. [2006]. En particulier, parmi les méthodes donnant les meilleurs résultats, nous pouvons citer la méthode Azimutal Ambiguity Method (LITES et collab. [1995]), ainsi que la méthode du minimum d'énergie (METCALF [1994]), utilisée dans le traitement de nos données.

3.2.2 Spécificités liées à l'instrument et au tuyau HMI

L'instrument principal que nous utilisons pour mesurer le champ magnétique est HMI SCHOU et collab. [2012], embarqué sur le satellite SDO PESNELL et collab. [2012].

Ce choix s'explique car cet instrument présente les atouts suivants :

- une haute résolution de $0,5''$;
- une haute cadence de mesure : 1 magnétogramme vectoriel toutes les 12 minutes ;
- un champ de vue couvrant tout le disque solaire.

Il existe un instrument embarqué avec une résolution plus élevée que **HMI**. Il s'agit de **Solar Optical Telescope (SOT)**, embarqué à bord du satellite japonais **Hinode**, cependant son champ de vue est trop petit pour les applications que nous souhaitons effectuer. En effet, une des possibilités offertes par notre méthode est d'étudier des régions actives étendues, où la courbure de la photosphère n'est pas négligeable.

L'instrument **HMI** utilise la raie du fer à 6173.35 Å, et mesure les paramètres de Stokes à six longueurs d'onde autour de la longueur d'onde centrale. C'est beaucoup moins que pour d'autres instruments comme **SOT**, qui utilise 32 points pour échantillonner le spectre. Il est montré dans **BORRERO et collab. [2011]** que ce faible nombre de points d'échantillonnage de la raie est la principale source d'erreur dans la mesure du champ magnétique

La méthode pour inverser les paramètres de Stokes, **VFISV (BORRERO et collab. [2011])**, a été conçue pour répondre aux défis que représente le fait de devoir inverser un magnétogramme toutes les 12 minutes à la résolution de **HMI**, c'est-à-dire de 4096x4096 pixels. Il a donc fallu trouver un compromis entre vitesse et fidélité, ce qui a conduit à faire certaines approximations. En particulier, le filling factor, qui indique la fraction du pixel magnétisée, est fixé à l'unité.

Pour lever l'ambiguïté sur l'azimut du champ, une méthode dite du minimum d'énergie, décrite dans **HOEKSEMA et collab. [2014]** est utilisée. Il s'agit d'une adaptation de la méthode développée par **METCALF [1994]** : pour lever l'ambiguïté, il convient de chercher le champ qui minimise la divergence du champ magnétique $\text{div}(\vec{B})$, en utilisant une approximation du champ, comme une extrapolation potentielle ou linéaire par exemple. En présence de bruit, cette minimisation ne résout pas correctement l'ambiguïté du champ et fait apparaître des zones de courants élevés localisées. Pour contourner ce problème, la quantité que l'on cherche à minimiser est $|\text{div}(\vec{B})| + |\vec{J}|$. Dans la version utilisée dans le tuyau de données **HMI**, on utilise une extrapolation potentielle pour estimer la dérivée radiale du champ magnétique, et on minimise la quantité suivante :

$$|\text{div}(\vec{B})| + |J_r|, \quad (3.2)$$

c'est-à-dire que l'on ne considère que la composante radiale du courant. L'optimisation est faite en utilisant une heuristique, un recuit simulé, qui explore l'espace des \vec{B}_{tr} possible pour minimiser (3.2).

3.3 La création de données sur toute la photosphère

3.3.1 Changements de référentiel pour le champ magnétique

Le résultat fourni par les méthodes d'inversion nous donnent les valeurs du champ magnétique aux différents endroits du disque solaire, dans les coordonnées du plan image : un point est repéré par la position du pixel correspondant sur la caméra CCD. Pour générer les conditions aux limites pour **XTRAPOLS**, il nous faut donc :

1. convertir les coordonnées du plan image en coordonnées sphériques, comme présenté dans **THOMPSON [2006]** ;
2. convertir les composantes du champ magnétique en coordonnées sphériques comme présenté dans **GARY et HAGYARD [1990]**.

Conversion du champ longitudinal au champ radial

Pour les régions du Soleil où nous ne possédons qu'un champ longitudinal, nous faisons l'hypothèse que nous mesurons la composante sur la ligne de visée d'un champ purement radial, et donc nous divisons la valeur mesurée par le cosinus de l'angle entre le champ radial et la ligne de visée :

$$\vec{B}_r = \frac{\vec{B}_{LOS}}{\cos(\psi)}, \quad (3.3)$$

avec :

- \vec{B}_r le champ magnétique radial ;
- \vec{B}_{LOS} le champ magnétique colinéaire à la ligne de visée (mesuré) ;
- ψ l'angle entre \vec{B}_r et \vec{B}_{LOS} .

La figure 3.1 illustre les quantités mises en jeux.

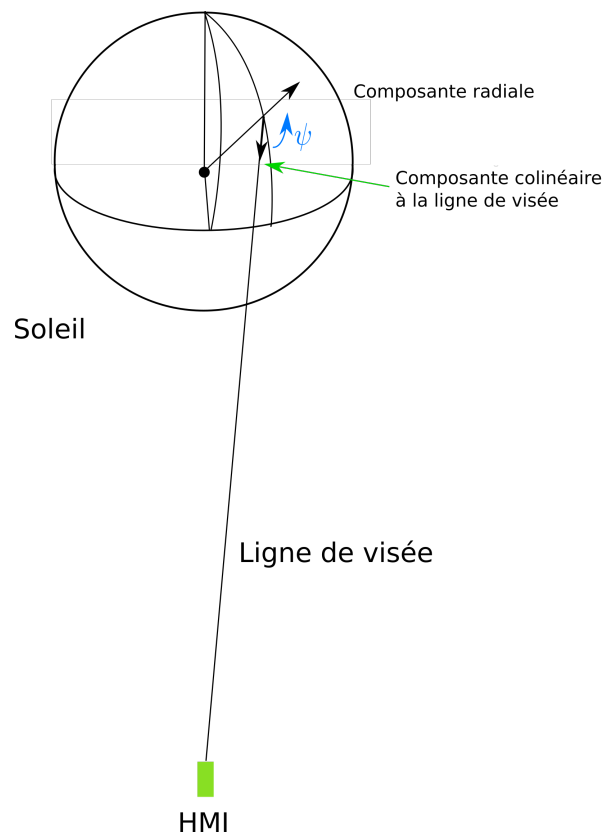


FIGURE 3.1 – Illustration des hypothèses effectuées pour la conversion du champ longitudinal vers le champ radial.

3.3.2 Trois types de cartes

Cartes synoptiques

Pour générer une [carte synoptique](#), on utilise le fait que le Soleil, vu de la Terre, effectue une rotation sur lui-même en 27 jours, soit une [rotation Carrington](#). Grâce à

des mesures à intervalle constant sur le méridien du Soleil faisant face à la Terre, nous pouvons générer une carte synoptique sur une [rotation Carrington](#). Cependant, nous n'avons pas accès aux données près des pôles. Là, nous effectuons une approximation dipolaire, faute de pouvoir mesurer le champ magnétique. La valeur du champ en un point est calculée en effectuant la moyenne sur 20 mesures du champ magnétique longitudinal, et converti en champ radial en utilisant la relation 3.3. La figure 3.2 illustre une carte synoptique.

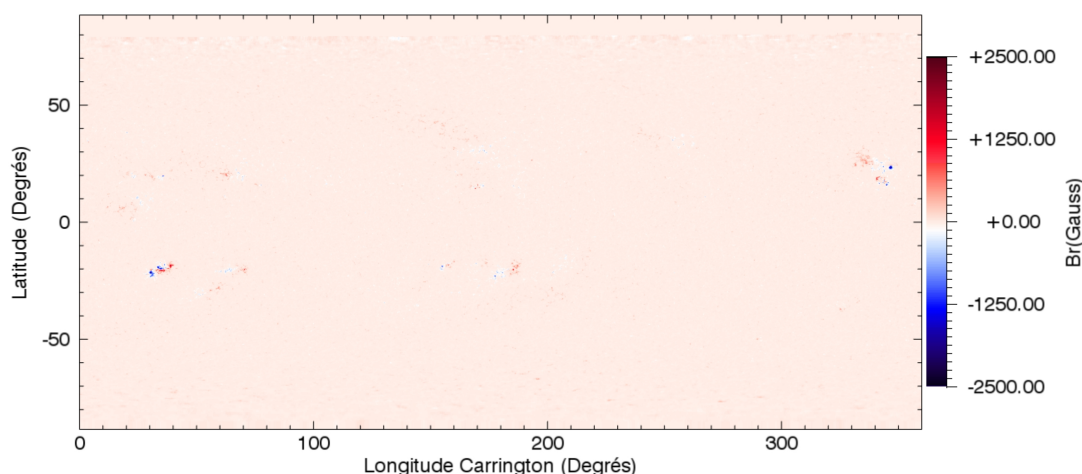


FIGURE 3.2 – Image d'une carte synoptique, correspondant à la [rotation Carrington](#) n°2107.

Carte du disque complet

Si les cartes synoptiques sont utiles pour obtenir le champ magnétique sur la face cachée du Soleil, elles sont peu précises, car il s'agit du champ accumulé sur une [rotation Carrington](#). Aussi, lors de la projection en coordonnées sphériques, nous utilisons un maillage non-uniforme pour rendre compte de la taille projetée des pixels discutée dans la section précédente. La figure 3.3 illustre une carte du disque complet.

Carte d'une parcelle vectorielle

Les parcelles [HMI Active Region Patch](#), ou [HARP](#) sont des fragments de carte de champ magnétique correspondant à une région active, comprenant les trois composantes du champ magnétique. Ces parcelles sont utiles si on ne veut prendre en compte le courant que dans une partie du Soleil, en général une région active. Elles sont également utiles lorsque la carte du disque complet ne comporte que la composante longitudinale du champ magnétique, permettant ainsi un calcul plus précis du champ magnétique radial, sans faire les approximations liées à la relation (3.3). La figure 3.4 illustre une parcelle vectorielle. Nous utiliserons ici des données issues de la série CUTOUT de [HMI](#) ([HOEKSEMA et collab. \[2014\]](#)).

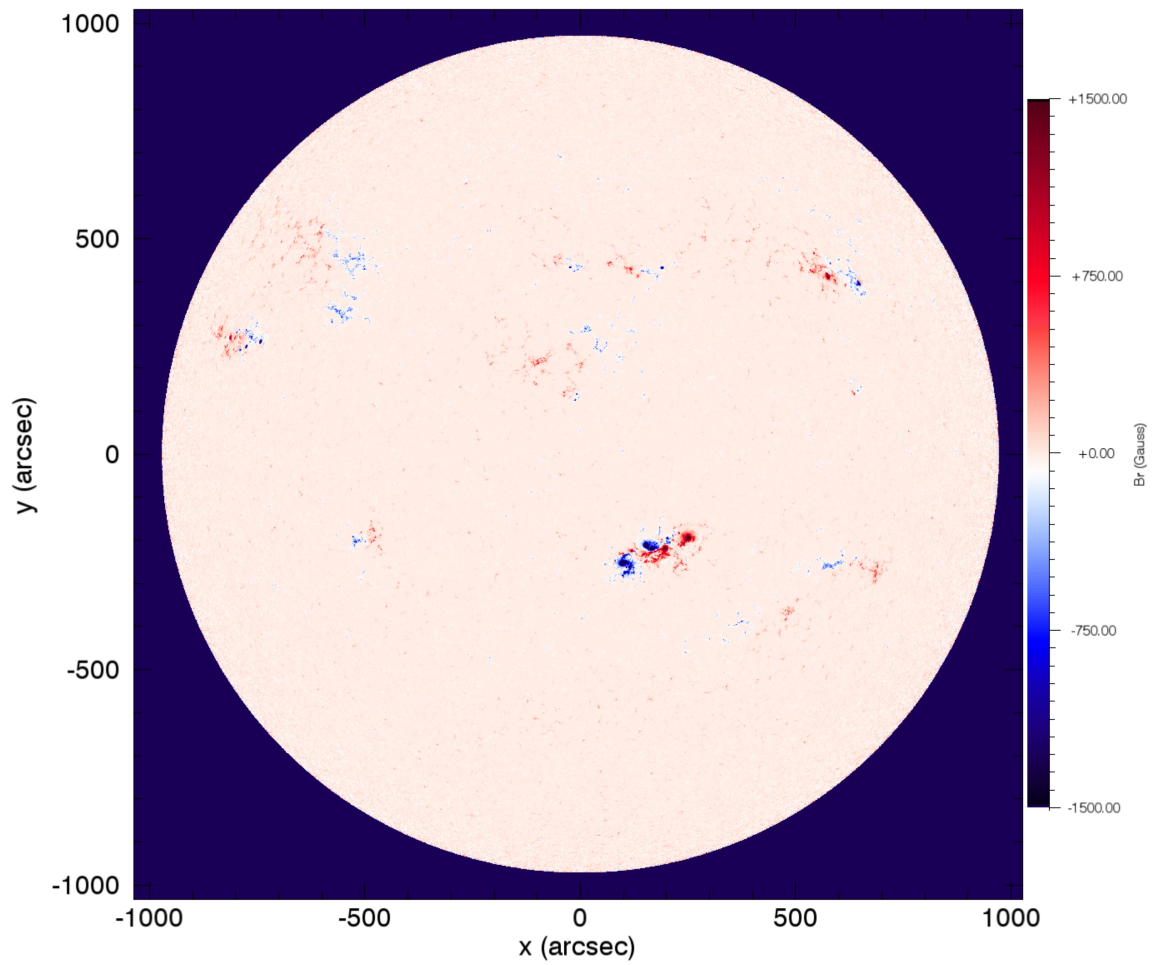


FIGURE 3.3 – Image d’une carte du disque complet, prise le 14 février 2011 à 22 :00 TAI grâce à l’instrument [HMI](#).

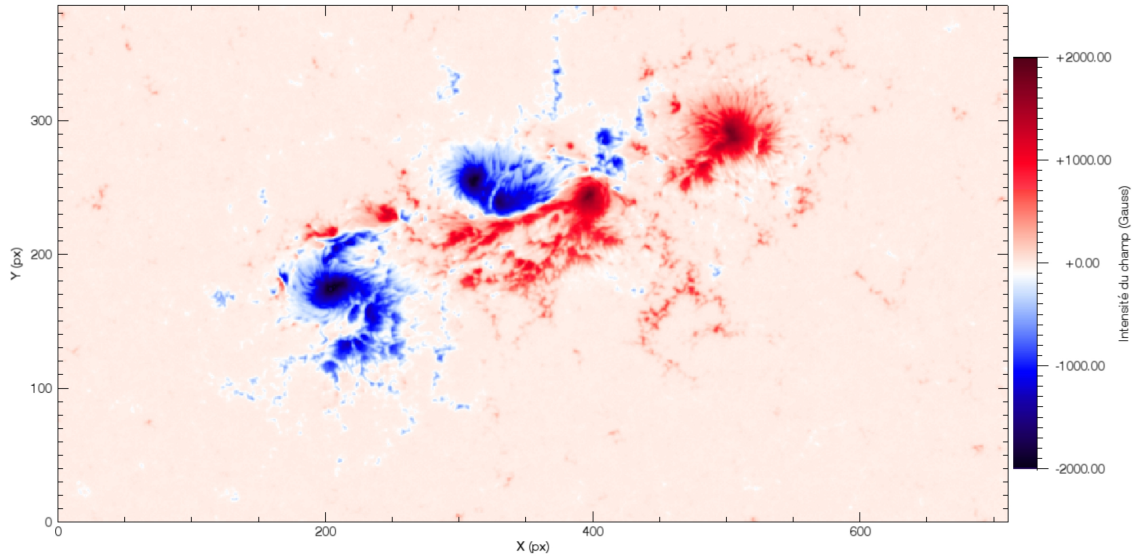


FIGURE 3.4 – Image d’une parcelle HARP, correspondant à la région NOAA AR 11158 prise le 14 février 2011 à 22 :00 TAI grâce à l’instrument HMI.

Assemblage des données

Afin de créer des conditions aux limites pour la reconstruction, il nous faut assembler ces différents types de données. Pour cela, nous créons un maillage, non-uniforme, respectant la résolution dans chacun des éléments de la carte complète, c’est-à-dire couvrant toute la surface du Soleil. Ensuite, nous procédons à une interpolation des différentes composantes de la carte sur ce maillage complet.

3.4 Le traitement de la carte complète

Le bruit des mesures de champ magnétique va affecter la qualité de nos reconstructions. Ce bruit est de plus en plus important au fur et à mesure que nous nous éloignons du centre du disque. Près des *limbes*, ainsi que sur la face cachée du Soleil, nous devons nous contenter de la carte synoptique.

3.4.1 Gestion de l’erreur en champ et courant faibles

Si nous sommes assurés de l’existence d’une solution potentielle pour le champ magnétique, régit essentiellement par B_r , nous n’avons pas l’assurance de la convergence de l’algorithme de Grad-Rubin si nous rajoutons du courant. Nous prenons ici le parti de ne prendre en compte le courant que là où il est correctement mesuré. Nous ne prenons donc pas ici en compte toute la physique associée au courant ; les techniques de mesures actuelles ne nous le permettent pas.

Nous utilisons plusieurs seuils. Les erreurs de mesure sur B_r et J_r se propagent comme indiqué dans l’équation (3.4).

$$\alpha = \frac{J_r}{B_r} \implies \left| \frac{\Delta\alpha}{\alpha} \right| = \left| \frac{\Delta J_r}{J_r} \right| + \left| \frac{\Delta B_r}{B_r} \right| \quad (3.4)$$

Nous décidons en conséquence d'imposer $\alpha = 0$ à tous les endroits de la photosphère où B_r et J_r sont inférieurs à deux seuils respectifs. En deçà de ces seuils, nous considérons que B_r et J_r ne sont pas assez fiables pour calculer α . Cela règle également le problème dans le cas où $B_r = 0$ et où α n'est donc pas défini.

J_r étant calculé par la relation suivante :

$$J_r = \text{rot}(\vec{B}_t), \quad (3.5)$$

avec \vec{B}_t la composante du champ magnétique tangente à la photosphère, il convient donc également d'imposer $\alpha = 0$ là où \vec{B}_t est trop faible, ce qui nous donne un seuil supplémentaire.

3.4.2 Autres erreurs

La complexité et les modèles utilisés pour passer de la mesure des paramètres de stokes au couple \vec{B}_r, α peut induire d'autres erreurs, qui ne sont pas forcément réduites par les traitements précédents.

Premièrement, le fait que la photosphère ne vérifie pas les hypothèses de champ sans force peut conduire à l'utilisation de valeurs erronées de α . De plus, l'expression du courant est affectée par le modèle utilisé pour la résolution de l'ambiguïté du champ transverse. Enfin, des structures à petite échelle contenant du courant peuvent être mal résolues, du fait de la taille de notre maillage, et modifier la valeur de α aux alentours. α étant conservé le long des lignes de champ, ces erreurs peuvent se propager loin de cette zone.

Ensuite, comme nous l'avons vu, le modèle utilisé pour obtenir le profil de raie peut générer des erreurs sur le courant, tout comme l'algorithme de résolution de l'ambiguïté. La précision de la mesure de la vitesse du satellite joue également un rôle dans le calcul des paramètres de stokes.

Enfin, il n'existe pas de théorème décrivant les conditions de convergence de l'algorithme Grad-Rubin dans sa version discrétisée, et donc il se peut que nous ayons à supprimer du courant qui cause la non convergence de la méthode, sans qu'il soit forcément erroné. Pour garantir la pertinence des résultats obtenus, il demeure donc essentiel de comparer les résultats obtenus avec les observations disponibles.

3.4.3 Dégradation des données

À la fin de ce traitement, nous disposons typiquement d'une carte de champ magnétique d'une taille de 4000x3000 points. À l'heure actuelle, il n'est pas pratique d'utiliser de telles résolutions étant donné les temps de calcul nécessaires. Nous procédons donc à une dégradation des données, ce qui a également pour effet de lisser le bruit à haute fréquence, et donc d'améliorer les propriétés de convergence de l'algorithme. Cependant, cela a également tendance à faire disparaître les structures à petite échelle. Pour conserver le détail des zones intéressantes, nous générons donc un maillage non-uniforme, dans lequel les points sont concentrés dans la ou les régions d'intérêt.

3.5 Observations de la couronne solaire

3.5.1 L'instrument AIA

Les observations directes de la couronne sont difficiles à effectuer, du fait de sa nature très ténue. Cependant, vu sa température élevée, certaines structures sont visibles dans l'extrême l'ultraviolet (EUV), et de telles observations sont faites par l'instrument [AIA](#) embarqué sur le satellite [SDO](#).

TABLEAU 3.1 – Récapitulatif des événements éruptifs dans les heures qui suivent

Longueur d'onde (Å)	Raie(s)	Température	Région
94	Fe XVIII	6.3 MK	Couronne
131	Fe VIII et Fe XXI	0.40 MK et 10 MK	Région de transition et embrillancements
171	Fe IX	0.63 MK	Haut de la région de transition et couronne calme
193	Fe XII et Fe XXIV	1.6 MK et 20MK	Couronne et plasma d'embrillancements très chauds
211	Fe VI	2 MK	Couronne près des régions actives
304	He II	0.05 MK	Chromosphère
335	Fe XVI	2.5 MK	Couronne près des régions actives

3.5.2 Comparaison entre les données [AIA](#) et une configuration magnétique

Afin de comparer les résultats de nos reconstructions aux observations, nous produisons des images superposant des lignes de champ choisies pour les reconstructions avec des images issues de divers canaux de l'instrument [AIA](#). Pour ce faire, nous effectuons une projection du plan de l'image vers la photosphère. Il faut en suite orienter la sphère du Soleil de la même manière que vue depuis la Terre.

3.6 Références

- BORRERO, J. M., S. TOMCZYK, M. KUBO, H. SOCAS-NAVARRO, J. SCHOU, S. COUVIDAT et R. BOGART. 2011, «VFISV : Very Fast Inversion of the Stokes Vector for the Helioseismic and Magnetic Imager», *Sol. Phys.*, vol. 273, doi :10.1007/s11207-010-9515-6, p. 267–293. 44
- DEL TORO INIESTA, J. C. et B. RUIZ COBO. 2016, «Inversion of the radiative transfer equation for polarized light», *Living Reviews in Solar Physics*, vol. 13, doi :10.1007/s41116-016-0005-2, 4. 43
- GARY, G. A. et M. J. HAGYARD. 1990, «Transformation of vector magnetograms and the problems associated with the effects of perspective and the azimuthal ambiguity», *Sol. Phys.*, vol. 126, doi :10.1007/BF00158295, p. 21–36. 44
- HALE, G. E. 1908, «On the Probable Existence of a Magnetic Field in Sun-Spots», *ApJ*, vol. 28, doi :10.1086/141602, p. 315. 43
- HOEKSEMA, J. T., Y. LIU, K. HAYASHI, X. SUN, J. SCHOU, S. COUVIDAT, A. NORTON, M. BOBRA, R. CENTENO, K. D. LEKA, G. BARNES et M. TURMON. 2014, «The Helioseismic and Magnetic Imager (HMI) Vector Magnetic Field Pipeline : Overview and Performance», *Sol. Phys.*, vol. 289, doi :10.1007/s11207-014-0516-8, p. 3483–3530. 44, 46
- LITES, B. W., B. C. LOW, V. MARTINEZ PILLET, P. SEAGRAVES, A. SKUMANICH, Z. A. FRANK, R. A. SHINE et S. TSUNETA. 1995, «The Possible Ascent of a Closed Magnetic System through the Photosphere», *ApJ*, vol. 446, doi :10.1086/175845, p. 877. 43
- METCALF, T. R. 1994, «Resolving the 180-degree ambiguity in vector magnetic field measurements : The 'minimum' energy solution», *Sol. Phys.*, vol. 155, doi :10.1007/BF00680593, p. 235–242. 43, 44
- METCALF, T. R., K. D. LEKA, G. BARNES, B. W. LITES, M. K. GEORGIOULIS, A. A. PEVTSOV, K. S. BALASUBRAMANIAM, G. A. GARY, J. JING, J. LI, Y. LIU, H. N. WANG, V. ABRAMENKO, V. YURCHYSHYN et Y.-J. MOON. 2006, «An Overview of Existing Algorithms for Resolving the 180 Ambiguity in Vector Magnetic Fields : Quantitative Tests with Synthetic Data», *Sol. Phys.*, vol. 237, doi :10.1007/s11207-006-0170-x, p. 267–296. 43
- PESNELL, W. D., B. J. THOMPSON et P. C. CHAMBERLIN. 2012, «The solar dynamics observatory (sdo)», *Solar Physics*, vol. 275, n° 1, doi :10.1007/s11207-011-9841-3, p. 3–15, ISSN 1573-093X. URL <http://dx.doi.org/10.1007/s11207-011-9841-3>. 43
- RACHKOVSKY, D. N. 1962, «Magnetic rotation effects in spectral lines», *Izvestiya Ordena Trudovogo Krasnogo Znameni Krymskoj Astrofizicheskoj Observatorii*, vol. 28, p. 259–270. 43

SCHOU, J., J. M. BORRERO, A. A. NORTON, S. TOMCZYK, D. ELMORE et G. L. CARD. 2012, «Polarization calibration of the helioseismic and magnetic imager (hmi) onboard the solar dynamics observatory (sdo)», *Solar Physics*, vol. 275, n° 1, doi :10.1007/s11207-010-9639-8, p. 327–355, ISSN 1573-093X. URL <http://dx.doi.org/10.1007/s11207-010-9639-8>. 43

STOKES, G. G. 1852, «On the composition and resolution of streams of polarized light from different sources», *Transactions of the Cambridge Philosophical Society*, vol. 9, p. 399–416. 42

THOMPSON, W. T. 2006, «Coordinate systems for solar image data», *A&A*, vol. 449, doi :10.1051/0004-6361:20054262, p. 791–803. 44

UNNO, W. 1956, «Line Formation of a Normal Zeeman Triplet», *PASJ*, vol. 8, p. 108. 43

Chapitre 4

Une région active complexe dans sa topologie à grande échelle.

Sommaire

4.1	Introduction	54
4.2	Présentation du cas	54
4.2.1	Récapitulatif des événements éruptifs	54
4.2.2	Travaux sur les événements de février 2011	55
4.3	Conditions aux limites à la photosphère	57
4.4	Résultats	59
4.4.1	Diagnostics	59
4.4.2	Deux structures de TFR	59
4.4.3	Topologie locale	60
4.4.4	Topologie à grande échelle	62
4.5	Comparaison avec les observations	64
4.5.1	Points nuls	64
4.5.2	Cœur de la région active	65
4.6	Discussion	68
4.6.1	La CME du 15 février 2011	68
4.6.2	Sur les liens topologiques entre les différentes structures énergétiques	68
4.7	Conclusion	69
4.8	Références	71

4.1 Introduction

Nous étudions ici les événements de février 2011, et plus particulièrement la région active NOAA AR11158, une région très étudiée par la communauté scientifique, et très riche en événements. En effet, plus de 50 articles ont été publiés sur cette région précise, étudiant différents phénomènes physiques. Son étendue peut justifier l'utilisation d'une méthode sphérique, et nous allons bien entendu étudier l'importance de l'environnement à grande échelle lors de l'étude de cette région active. Un grand nombre de méthodes ont été utilisées pour reconstruire le champ magnétique de la région active, principalement en géométrie cartésienne. Nous pourrions donc évaluer l'impact de l'utilisation d'une méthode sphérique globale, par rapport à ces méthodes cartésiennes et locales. C'est d'ailleurs dans l'utilisation d'une telle méthode que se trouve l'originalité de notre étude.

Notre étude sera ici centrée sur les événements éruptifs de la Saint-Valentin 2011, ayant eu lieu sur la région active NOAA AR11158. Il sera question ici dans un premier temps de confronter notre méthode aux autres études réalisées. Comme il s'agit d'une région active très étendue, notre méthode globale se justifie même pour une étude qui serait restreinte à la région active. Bien entendu, nous profiterons de son aspect global pour identifier les structures à moyenne et grande échelle afin de caractériser l'environnement de la région active lors des événements éruptifs.

La région est le siège de nombreux événements éruptifs. La question de la relation de cause à effet entre ces événements se pose donc. Sans pouvoir prétendre à y répondre avec une reconstruction statique, nous chercherons à mettre en lumière les différents éléments topologiques pouvant justifier d'une telle causalité. Nous appuierons notre étude sur des modèles d'événements couplés.

4.2 Présentation du cas

4.2.1 Récapitulatif des événements éruptifs

Nous nous trouvons dans la première partie du cycle 24, et nous allons étudier le premier embrillancement de classe X de ce cycle, qui a eu lieu le 15 février 2011, à 01:43 temps atomique international (TAI) SCHRIJVER et collab. [2011].

Le flux de rayons X mesuré au niveau de la Terre est présenté dans la figure 4.1. Nous pouvons voir très nettement l'embrillancement de classe X à 01:43 TAI, précédé par deux embrillancements mineurs de classe C à 23:50 et 00:37.

Le premier événement de classe C, illustré dans la figure 4.2a correspond à un embrillancement général de la région active. Nous pouvons voir grâce aux motifs de diffraction que l'embrillancement est plus intense dans l'ouest de la région active.

Le second événement de classe C est plus localisé, dans le nord-est de la région active, et s'insère dans une série d'événements homologues dans cette zone. Ils présentent la particularité de générer des éjections de matière dans la couronne très inclinées vers le nord et l'est, et ont été étudiés grâce à une reconstruction en géométrie cartésienne par SUN et collab. [2012a]. La figure 4.2b illustre cet embrillancement et l'éjection associée. L'événement principal, illustré dans la figure 4.2c de classe X, plus intense, semble prendre son origine dans le centre de la région active avant de saturer totalement une

grande partie de la région active.

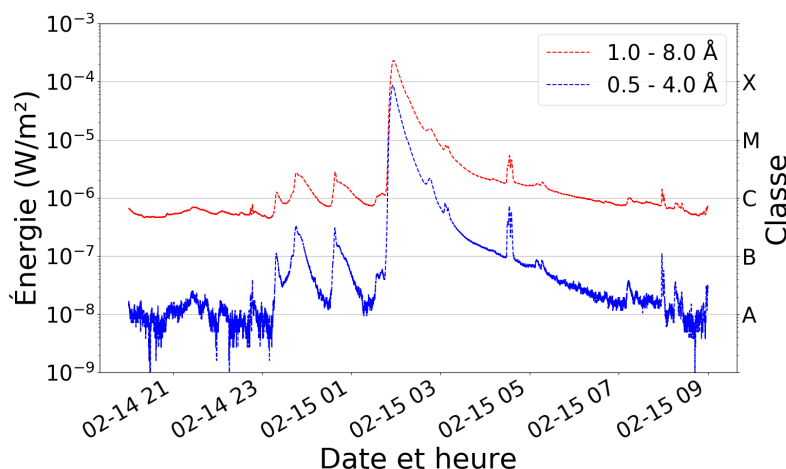


FIGURE 4.1 – Figure représentant le flux de rayons X solaires au niveau de la Terre dans la période étudiée. Observations effectuées par le satellite [Geostationary Operational Environmental Satellite \(GOES\)](#).

4.2.2 Travaux sur les évènements de février 2011

Plusieurs reconstructions [NLFFF](#) ont été effectuées autour de la région [NOAA AR 11158](#). [SUN et collab. \[2012a\]](#) ont étudié une série d'éruptions homologues, ayant lieu au nord-ouest de la région active, et mis en évidence la présence d'un [TFR](#) ainsi que d'un point nul. Par la suite, [SUN et collab. \[2012b\]](#) ont étudié l'évolution de l'énergie libre dans la région active durant les évènements de février 2011.

[ZHAO et collab. \[2014\]](#) étudient quant à eux l'évolution de la topologie de la région active, faisant notamment ressortir une structure de tube de flux hyperbolique, ainsi qu'un tube de flux torsadé dans la région active. Il convient de rappeler que cette étude a été effectuée en géométrie cartésienne, il sera donc intéressant comparer la topologie avec notre modèle sphérique globale.

[JIANG et FENG \[2013\]](#) ont développé une nouvelle méthode de reconstruction, et ont effectué une reconstruction sur AR11158 dans un de leurs tests, avant l'éruption de [classe X](#) du 15 février 2011, dans laquelle apparaît le [TFR](#) trouvé par [SUN et collab. \[2012a\]](#). Enfin, grâce à une série de simulations [MHD](#), [INOUE et collab. \[2014\]](#), partant d'un équilibre fortement cisailé, ont mis en évidence la formation d'un premier [TFR](#), grâce à l'utilisation de résistivité anormale. Dans un deuxième article, [INOUE et collab. \[2015\]](#) détaillent la formation d'un [TFR](#) plus long, qui est suffisamment instable pour déclencher la [CME](#). Cette étude présente donc un scénario de formation du [TFR](#) en phase dynamique.

Notre méthode de reconstruction globale nous donne l'opportunité d'explorer les structures à grande échelle du Soleil avant l'éruption, et le lien qu'elle peuvent avoir avec les structures énergétiques pré-éruptives.

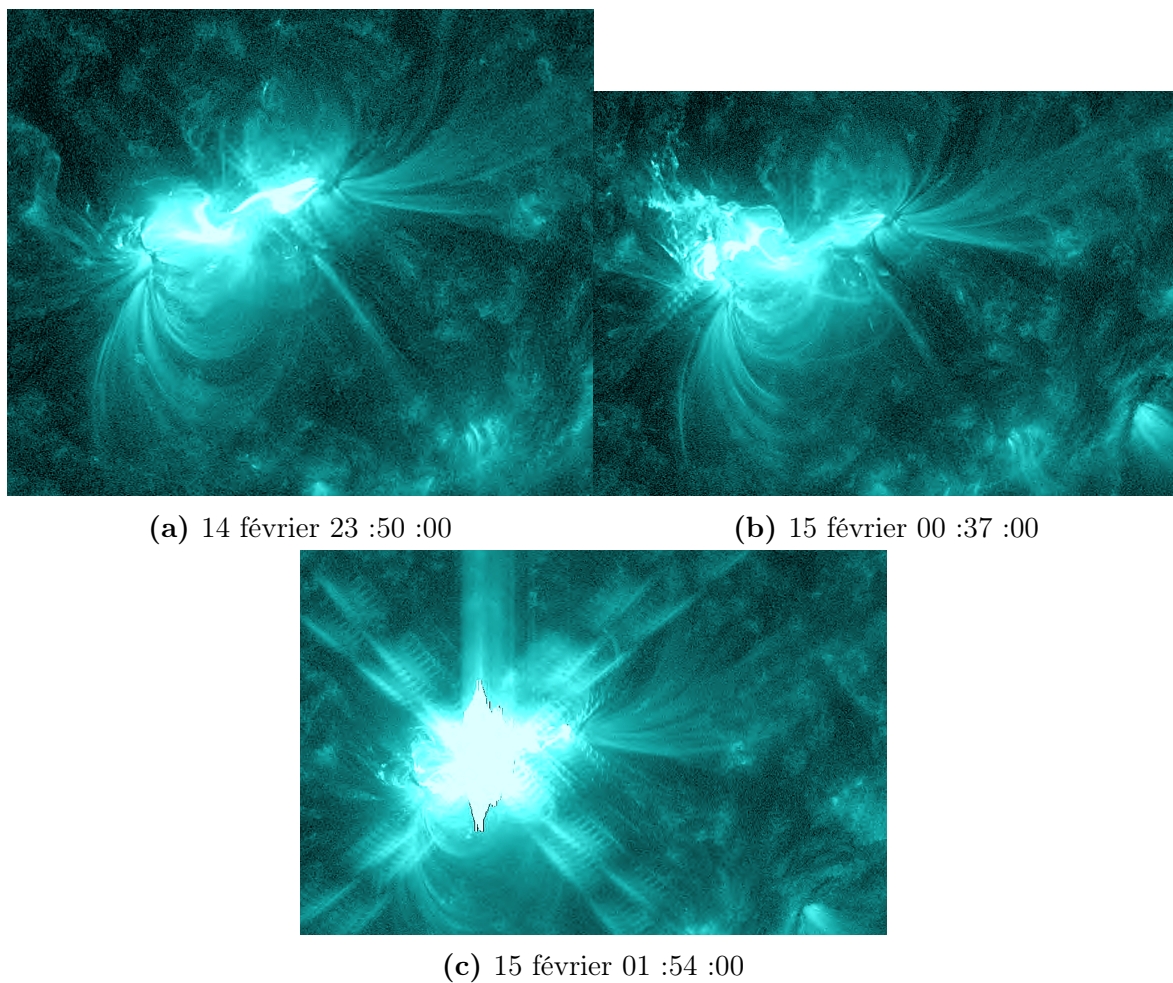


FIGURE 4.2 – Images issues du canal 131 Å de l'instrument AIA illustrant les trois principaux évènements éruptifs de la période étudiée.

4.3 Conditions aux limites à la photosphère

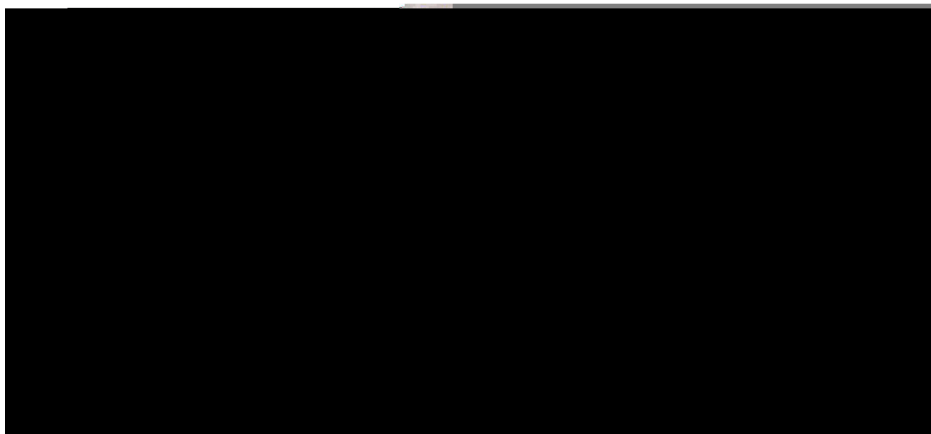
Nous avons choisi de reconstruire le champ magnétique de la couronne solaire à 22:00 TAI, ce qui correspond à une période de calme relatif dans la période pré-éruptive. Pour cela, nous avons utilisé les cartes synoptiques issues de l'instrument HMI des rotations Carrington 2106 et 2107, dans lesquelles nous avons inséré la carte du champ radial du disque mesuré à 22:00 TAI, et le patch du champ magnétique vectoriel correspondant à la région NOAA AR 11158 à 22:00, issus des données CUTOUT de SDO. Le résumé de la composition des conditions aux limites au niveau de la photosphère est présenté dans la figure 4.3.

Taille du maillage (nr x nt x np)	250 x 220 x 380
Taille de la plus petite cellule	0.61 Mm x 0.83 Mm(0.069°) x 0.82Mm(0.067°)
Taille de la plus grande cellule	31 Mm x 42 Mm (3.4°) x 41 Mm (3.4°)
Nombre de points dans la région active (nt x np)	166 x 253

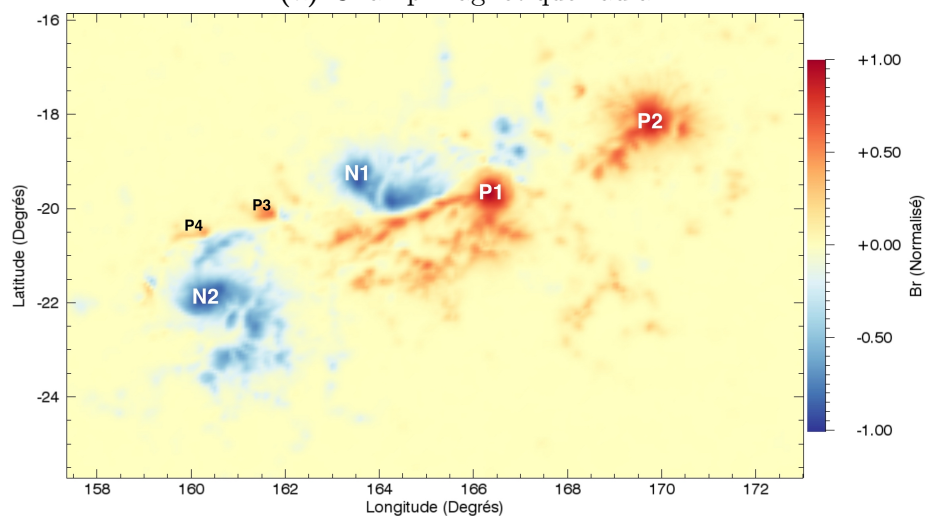
TABLEAU 4.1 – Paramètres du maillage non-uniforme pour la région NOAA AR11158. Les points sont concentrés autour de la région NOAA AR11158.

Une fois assemblées, les données ont été interpolées sur un maillage non-uniforme, de manière à concentrer les points sur la région NOAA AR11158. Les paramètres principaux du maillage sont présentés dans la table 4.1

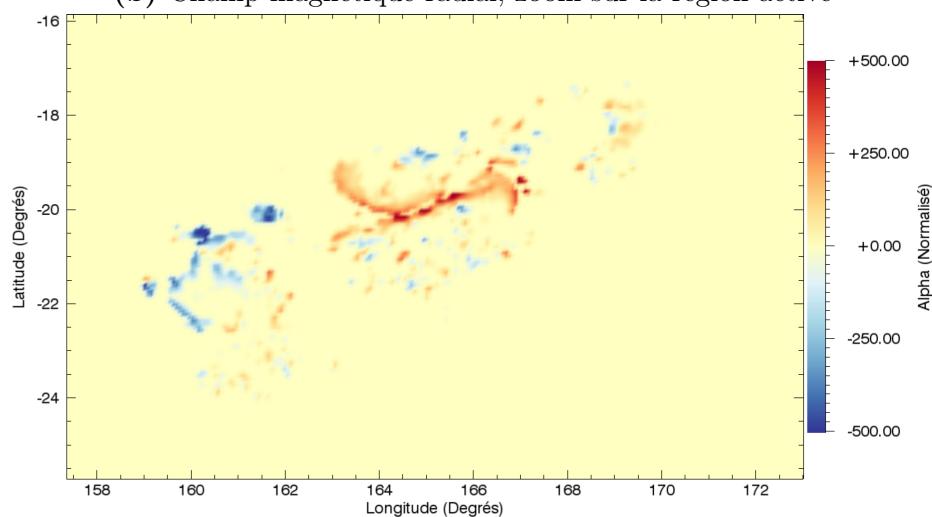
La figure 4.3b nous permet de voir la région active plus en détails. Nous pouvons discerner clairement quatre polarités principales, deux positives et deux négatives, nommées P1 ; P2 ; N1 ; N2. Nous pouvons également discerner deux polarités positives P3 et P4 au nord de la polarité N2, qui jouent un rôle dans les événements mineurs précédent l'embrillancement de classe X, ce qui a été étudié par SUN et collab. [2012a].



(a) Champ magnétique radial.



(b) Champ magnétique radial, zoom sur la région active



(c) Alpha, zoom sur la région active (alpha nul ailleurs)

FIGURE 4.3 – Conditions aux limites utilisées pour la reconstruction.

4.4 Résultats

4.4.1 Diagnostics

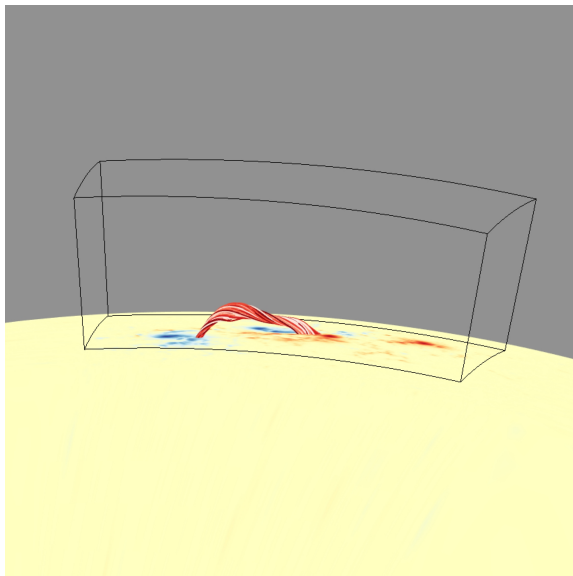


FIGURE 4.4 – Domaine sur lesquels les diagnostics de la table 4.2 sont calculés. En rouge est dessinée la structure de TFR figurant dans notre reconstruction, que nous présenterons ci dessous.

Énergie NLFFF	$1,0 \times 10^{33}$ erg
Énergie PFSS	$8,7 \times 10^{32}$ erg
Énergie libre (%)	15 %

TABEAU 4.2 – Diagnostics calculés dans la boîte décrite dans la figure 4.4

Pour estimer la quantité d'énergie disponible pour alimenter l'éruption, nous cherchons à déterminer la quantité d'énergie disponible dans la région active. Pour cela, nous calculons l'énergie du champ reconstruit à l'aide du modèle PFSS (sans courant) et celle du champ reconstruit à l'aide du modèle NLFFF dans une boîte centrée sur la région active(4.4). Les résultats sont présentés dans la table 4.2. Nous voyons une énergie libre d'une valeur de $1,3 \times 10^{32}$ erg, ce qui est en accord avec les évaluations de valeurs d'énergie dissipée pour des évènements de classe X (ASCHWANDEN et collab. [2017]).

4.4.2 Deux structures de TFR

Nous pouvons mettre en évidence un TFR reliant la tache centrale positive à la tache est négative de la région active. Ce tube est confiné par deux types d'arcades le recouvrant : des arcades reliant les deux polarités centrales, et des arcades reliant la polarité centrale positive, et des arcades reliant la polarité centrale à la polarité négative à l'est de la région active. Ce tube n'est pas tangent à la photosphère, et un

système complexe d’arcades est présent au dessous, formant une structure de point X, visible sur la figure 4.5b. Ce TFR correspond dans sa localisation à ce qui a été trouvé par ZHAO et collab. [2014] avec la méthode d’optimisation de WIEGELMANN [2004].

La reconstruction présente également un TFR plus petit, situé au nord-est de la région active, et similaire à ce qu’avaient trouvé SUN et collab. [2012a] et JIANG et FENG [2013]. Le tube est ici tangent à la photosphère, et est confiné par des arcades au-dessus. Le tube est très bas et tangent à la photosphère.

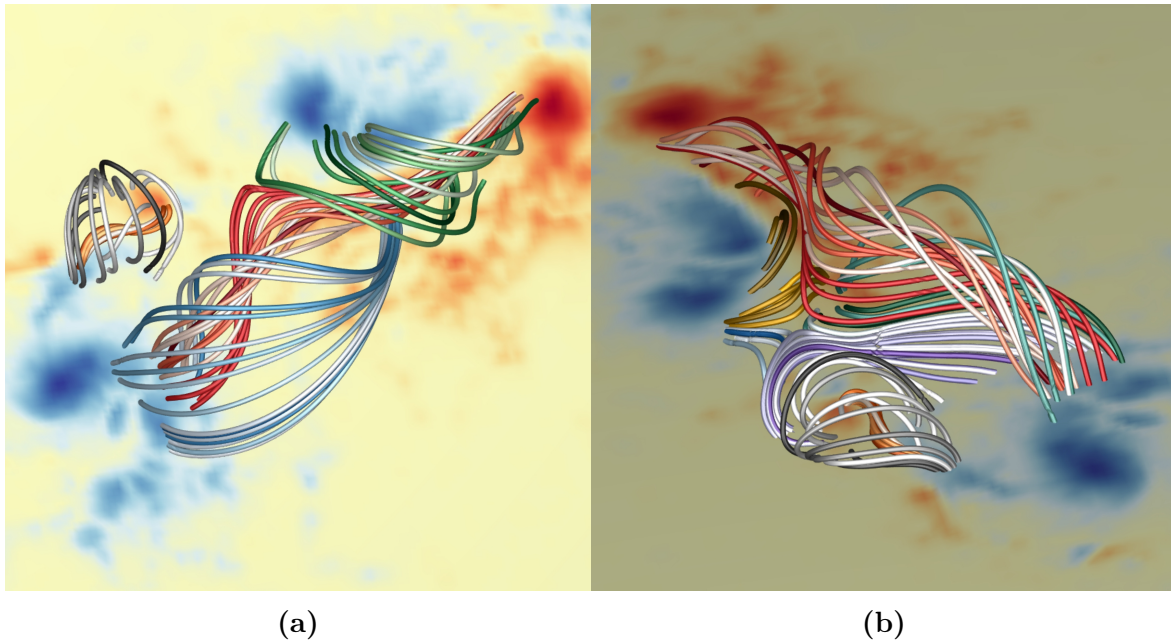


FIGURE 4.5 – Deux vues des structures énergétiques présentes dans la région NOAA AR11158. La figure de gauche présente le grand TFR (lignes en dégradé de rouge), et le petit TFR (lignes en dégradé d’orange), ainsi que plusieurs groupes d’arcades au-dessus de ces TFR. Notons la présence du point nul X1 dans la figure de droite, qui présente également les lignes de champ à basse altitude, situées sous le grand TFR.

Ainsi, nous avons la présence de deux TFR dans la région active. Ces TFR ont été déjà mis en évidence dans des études en géométrie cartésienne, mais jamais ensemble dans la même reconstruction. Les deux TFR sont situés à des endroits de la région active ayant présenté une activité éruptive et la proximité de ces différents événements éruptifs nous poussent donc à étudier le lien possible entre ces deux structures. Ceci n’était pas possible dans les autres reconstructions ne présentant qu’un des deux TFR.

Si l’on compare ces résultats aux études menées par INOUE et collab. [2014] et INOUE et collab. [2015], nous constatons que le TFR formé en phase dynamique correspond au grand TFR reconstruit. Le point de désaccord est l’existence du TFR dans la phase pré-éruptive. Les résultats de notre étude, combinés à ceux de ZHAO et collab. [2014] semblent donc plaider pour la présence d’un TFR avant l’éruption.

4.4.3 Topologie locale

Un point nul est donc présent dans la région active, entre les deux TFR définis ci-dessus. Il s’agit là d’un élément très important, car c’est une structure jouant un

rôle clef dans certains modèles d'éruption. C'est le cas pour le modèle de "breakout" développé par [ANTIOCHOS et collab. \[1999\]](#) et plus récemment par [LYNCH et collab. \[2008\]](#), ainsi que dans les études de [TÖRÖK et collab. \[2011\]](#) en ce qui concerne les éruptions couplées. Nous appellerons ce point nul X1, car nous verrons dans la suite de notre étude que d'autres points nuls d'intérêt sont présents dans notre reconstruction.

La figure 4.6 présente des coupes longitudinales de facteur d'écrasement traversant les structures énergétiques présentes dans la région active. Cette quantité a été beaucoup étudié par [ZHAO et collab. \[2014\]](#), dont la reconstruction contient également le grand TFR. Ils présentent une topologie dans laquelle le TFR est délimité par une structure en forme de goutte d'eau inversée dans les coupes de facteur d'écrasement, située sous deux grandes arches formant un système de tube de flux hyperbolique. Nous voyons dans la figure 4.6a se dessiner cette structure de goutte d'eau inversée. Nous remarquons également la présence de deux lignes de facteur d'écrasement très marquées se croisant au-dessus du TFR. Il y a là une première différence avec le cas de [ZHAO et collab. \[2014\]](#). En effet si les deux présentent une structure de tube de flux hyperbolique (TFH) au-dessus du tube, le TFR de [ZHAO et collab. \[2014\]](#) se situe sous la structure de TFH, alors que le notre se situe à l'extérieur. Deuxième différence, notre TFR est tangent à la structure de TFH, et une des séparatrices fait partie de la structure en goutte d'eau inversée. Dans la reconstruction de [ZHAO et collab. \[2014\]](#), il n'y a pas de point de contact entre la goutte d'eau inversée et la structure de TFH.

Pour en revenir au point nul, une des deux structures de fort facteur d'écrasement formant le TFH est une séparatrice associée au point nul X1. En effet, nous voyons clairement apparaître la discontinuité de connectivité entre les lignes issues de part et d'autre de cette séparatrice sur la figure 4.6a. Il est important de garder en tête que toutes les lignes issues de cette séparatrice se rencontrent au point nul. Ainsi, les lignes du grand TFR tangentes à la séparatrice sont également tangentes au point nul.

En examinant différents plans de coupe du facteur d'écrasement, nous pouvons voir que la surface séparatrice semble envelopper le TFR au fur et à mesure que nous nous éloignons vers l'ouest. Ainsi, dans sa partie ouest, le TFR possède plus de lignes reliées au point nul, en particulier sur le dessus du tube. Les observations montrant que l'embrillancement semble avoir pour origine la partie centrale de la région active, c'est-à-dire le point d'ancrage ouest du TFR, précisément là où la surface de contact entre le TFR et la séparatrice est la plus grande.

Au-dessus de ce tube se trouve une structure particulière : la séparatrice S1 intersecte une autre surface topologique, formant donc une structure de tube de flux hyperbolique, qui a été reportée par [ZHAO et collab. \[2014\]](#). Cependant, notre reconstruction à grande échelle permet de voir cette structure à une plus grande échelle, et fait apparaître une deuxième structure de goutte d'eau inversée. En regardant les lignes formant ce domaine, nous trouvons une structure d'arcades cisailées, témoignant de la présence de courant et donc d'énergie. Dans le cas où le tube partirait verticalement, ces arcades contribueraient donc à l'énergie de la CME.

Le petit TFR se situe près de ce point nul X1. Cependant, la séparatrice associée à ce point X ne contient pas d'arcades confinant le petit TFR contrairement à la reconstruction effectuée par [SUN et collab. \[2012a\]](#). Rappelons toutefois que cette dernière reconstruction a été effectuée 4 heures plus tôt, et qu'elle avait pour but d'étudier une éruption ayant eu lieu avant notre reconstruction. Notons la présence de lignes recou-

vrant les arcades confinant le tube, très inclinées vers le nord, tout comme les éruptions ayant eu lieux à cet endroit peu avant l'éruption de [classe X](#).

4.4.4 Topologie à grande échelle

Intéressons-nous maintenant à la topologie à grande échelle de notre reconstruction. La figure [4.7b](#) présente trois points nuls, situées bien en dehors de la région active, mais ayant des liens avec cette dernière.

En particulier, la figure [4.7a](#) met en lumière les liens entre le point X2 et les structures de la région active. Nous remarquons que la séparatrice S2 associée au point X2 vient s'insérer entre les deux [TFR](#). De plus, la séparatrice S2 intersecte la séparatrice S1, de telle manière qu'elle contient le point nul X1. Il existe donc une ligne de champ reliant les deux point nuls. Ainsi le point nul relie à la fois :

- des lignes appartenant au grand [TFR](#) ;
- des lignes appartenant aux arcades confinant ce [TFR](#) ;
- des lignes appartenant à la séparatrice S2.

Le point nul X2 et sa séparatrice associée sont présentés en bleu sur la figure [4.7a](#). Il est relié au point nul X3, dont la séparatrice est matérialisée par des lignes oranges. Ce point nul X3 est lui-même relié à un point nul X4, au sud de la région active, dont la séparatrice est matérialisée par des lignes vertes. Il est important de noter que, bien qu'elles soient à une altitude élevée, la ligne reliant les points X3 et X4, qui est un séparateur, passe à l'aplomb de la région active.

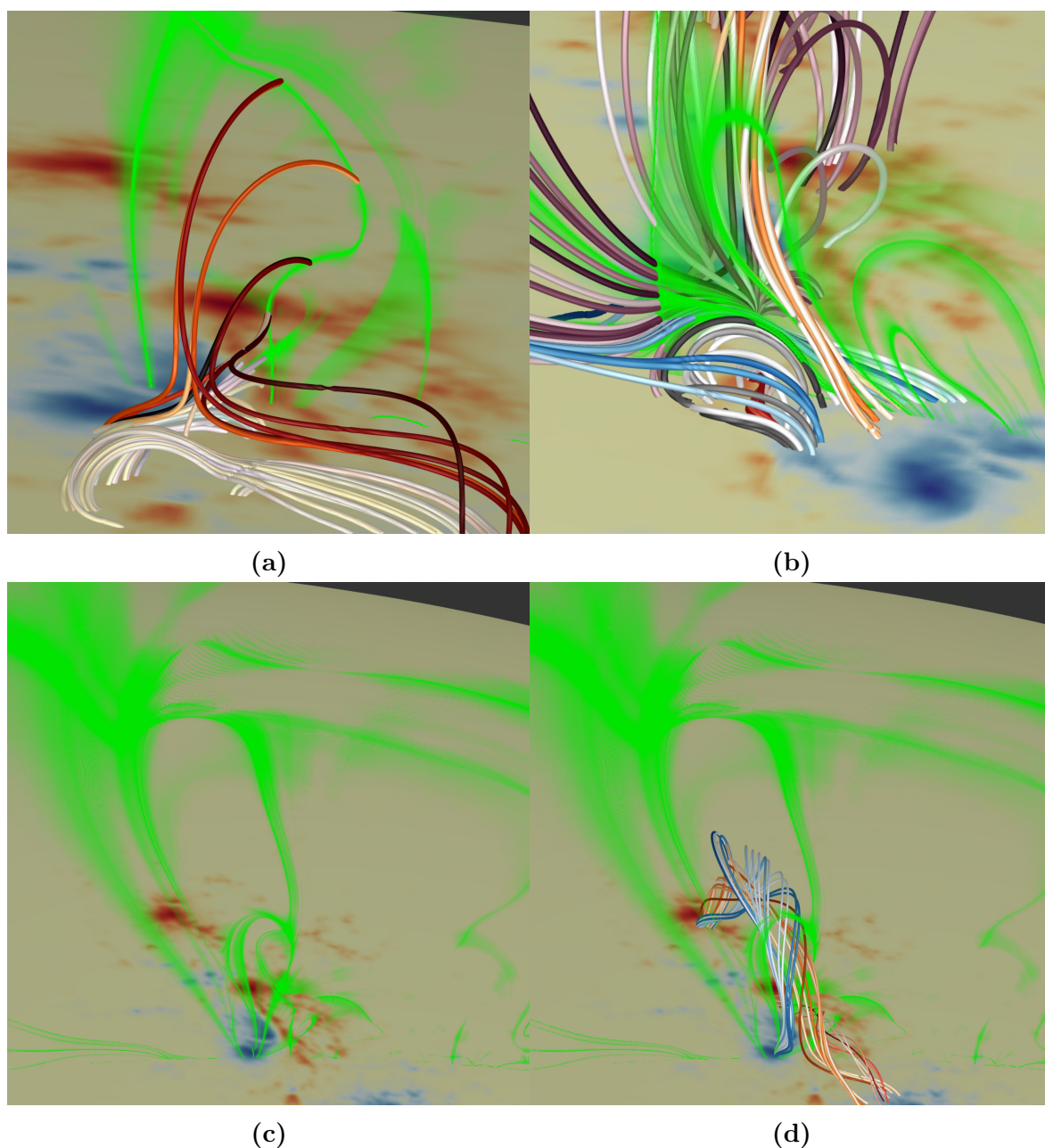


FIGURE 4.6 – Coupe de la quantité $\log(Q)$ tracé dans un plan longitudinal traversant le grand TFR (a), présentant la séparatrice associée au point nul X1 (lignes rouges). En b nous avons la topologie et les lignes entourant le petit TFR. En particulier, en gris des courtes arcades confinant le tube, et en bleu des lignes de champ très inclinées. En c nous avons une vision plus large du facteur d'écrasement, avec les lignes de champ associées en d. Remarquons une deuxième structure de goutte d'eau inversée, associées aux lignes orange dans la figure d.

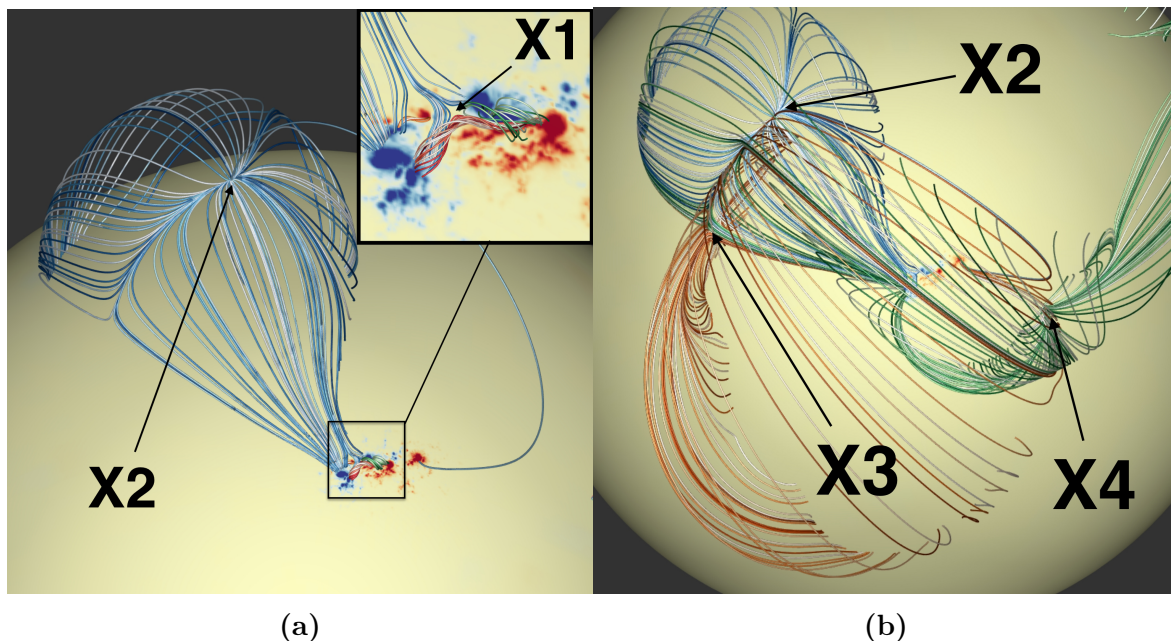


FIGURE 4.7 – Lignes de champ associées au point nul X2. Notons les liens avec le point nul X1, le grand TFR et les arcades le confinant (a). Lignes de champ associées aux différents points nuls à grande échelle : X2 en bleu, X3 en orange, X4 en vert (b).

4.5 Comparaison avec les observations

Dans cette section, nous allons confronter le résultat de notre reconstruction aux observations disponibles effectuées par l'instrument *AIA*. Gardons à l'esprit que, outre les hypothèses qui sous-tendent notre modèle, et les erreurs de mesure inhérentes à la mesure du champ magnétique, notre modèle dévie de la réalité du fait que les données ne sont pas disponibles partout sur le Soleil au même moment, et que seuls les courants mesurés dans la région active ont été inclus. À chaque fois, la longueur d'onde qui fait ressortir le mieux la structure étudiée a été utilisée pour la comparaison.

4.5.1 Points nuls

Les premiers éléments de comparaison que nous allons étudier sont les points nuls X3 et X4. Nous avons fait ce choix car, malgré la grande diversité des longueurs d'onde disponibles, la structure autour du point X2 n'apparaissait pas clairement sur aucun des canaux. Ceci peut être attribué à son altitude plus élevée que les deux autres.

Sur la première rangée de la figure 4.8 nous observons la superposition de la structure autour du point X4, avec les lignes formant sa séparatrice et son épine. Une structure sombre similaire semble se dessiner sur le canal 335Å de l'instrument *AIA*, en forme de X, légèrement au-dessus sur l'image du point nul reconstruit. Il y a donc vraisemblablement bien une structure de point nul à cet endroit.

Sur la deuxième rangée de la figure 4.8, nous comparons la structure autour du point X3 avec les observations sur le canal 193Å de l'instrument *AIA*. Nous observons là encore une bonne correspondance entre les structures observées et reconstruites, en particulier pour les lignes au nord du point nul. Ce point nul ayant une altitude plus

élevée, que le point nul X4 la structure est plus ténue. Ceci confirme le fait que le point nul X2 ne puisse être observé, celui-ci étant à une altitude encore plus élevée.

4.5.2 Cœur de la région active

Attardons-nous maintenant plus près de la région active. Un élément bien visible, notamment sur le canal 211Å de l'instrument [AIA](#), sont les boucles périphériques autour de la région active. La première rangée de la figure 4.9 présente un comparatif des boucles observées et des boucles reconstruites. Les boucles au sud-est, c'est-à-dire en bas à droite sur l'image, sont particulièrement fidèles, et ont été reproduites fidèlement par les autres reconstructions.

La tâche était plus difficile pour les boucles au nord-ouest, c'est-à-dire en haut à droite. [SUN et collab. \[2012b\]](#) soulignent la différence entre leur reconstruction et les observations. Notre reconstruction permet de bien modéliser les boucles les plus proches de la région active, mais il n'a pas été possible d'obtenir les boucles plus larges. Une des raisons qui peut permettre à notre méthode d'être plus fidèle que les autres est son caractère sphérique, du fait de l'étendue de la région active. Cependant, il doit y avoir d'autres causes de désaccord, car nous n'arrivons pas à reproduire complètement ces boucles. Parmi les causes qui peuvent nous éloigner de la réalité, citons :

- le manque de résolution à l'extérieur de la région active ;
- l'absence de courant en dehors de la région active ;
- l'ouest de la région active étant plus éloigné du centre du disque, les données sont de moins bonne qualité.

Cependant, dans cette partie de la région active, nous arrivons à reproduire assez fidèlement une structure de [QSL](#) qui marque la transition entre les boucles de la région active et les lignes trans-équatoriales partant vers l'hémisphère nord.

Intéressons maintenant au cœur de notre reconstruction : les structures énergétiques, avec la deuxième rangée de la figure 4.9. Nous utilisons cette fois le canal 171Å de l'instrument [AIA](#). Tout d'abord, cette figure nous fait réaliser la petite taille des structures énergétiques présentes dans la région active. Il est donc difficile de discerner la trace de nos structure énergétiques. Cependant, le petit [TFR](#) semble bien correspondre à une structure cisailée à l'est de la région active. En ce que concerne le grand [TFR](#), nous avons une correspondance entre une structure brillante dans la partie ouest du [TFR](#), qui semble se prolonger jusque dans la partie est du [TFR](#). Rappelons que la partie est du [TFR](#) est plus élevée que la partie ouest, ce qui peut expliquer la différence d'émission lumineuse.

Les deux structures sont donc difficiles à discerner, cependant les lignes environnantes semblent bien correspondre au tracé observé, ce qui est encourageant quant à la validité de notre reconstruction.

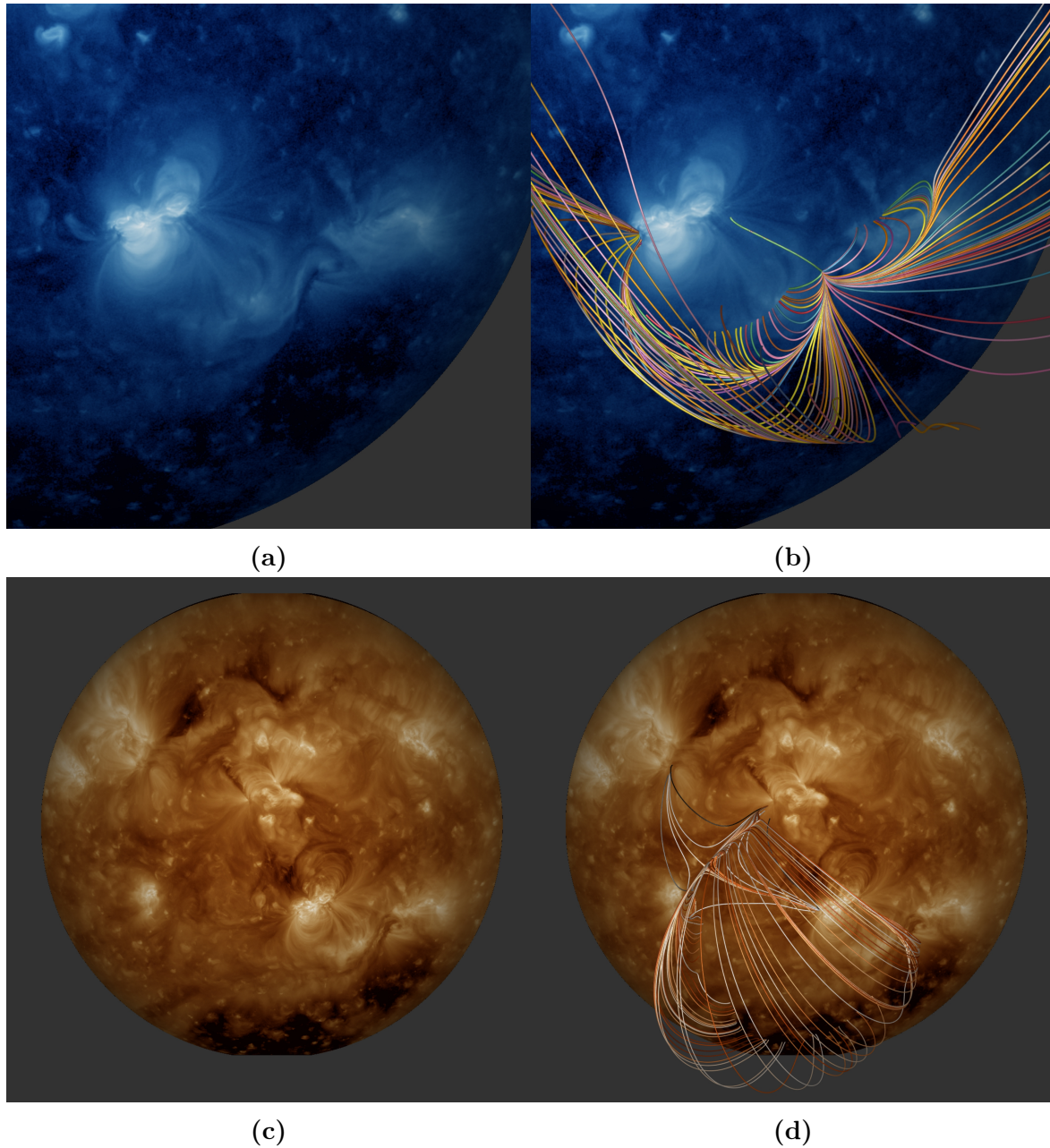


FIGURE 4.8 – Comparaison de la structure de lignes de champ autour des point nuls X3 et X2 avec les images issues de l'instrument [AIA](#). En haut la structure autour du point nul X3 et les images du canal 335Å, en bas la structure autour du point nul X2 et les images du canal 193Å de l'instrument [AIA](#).

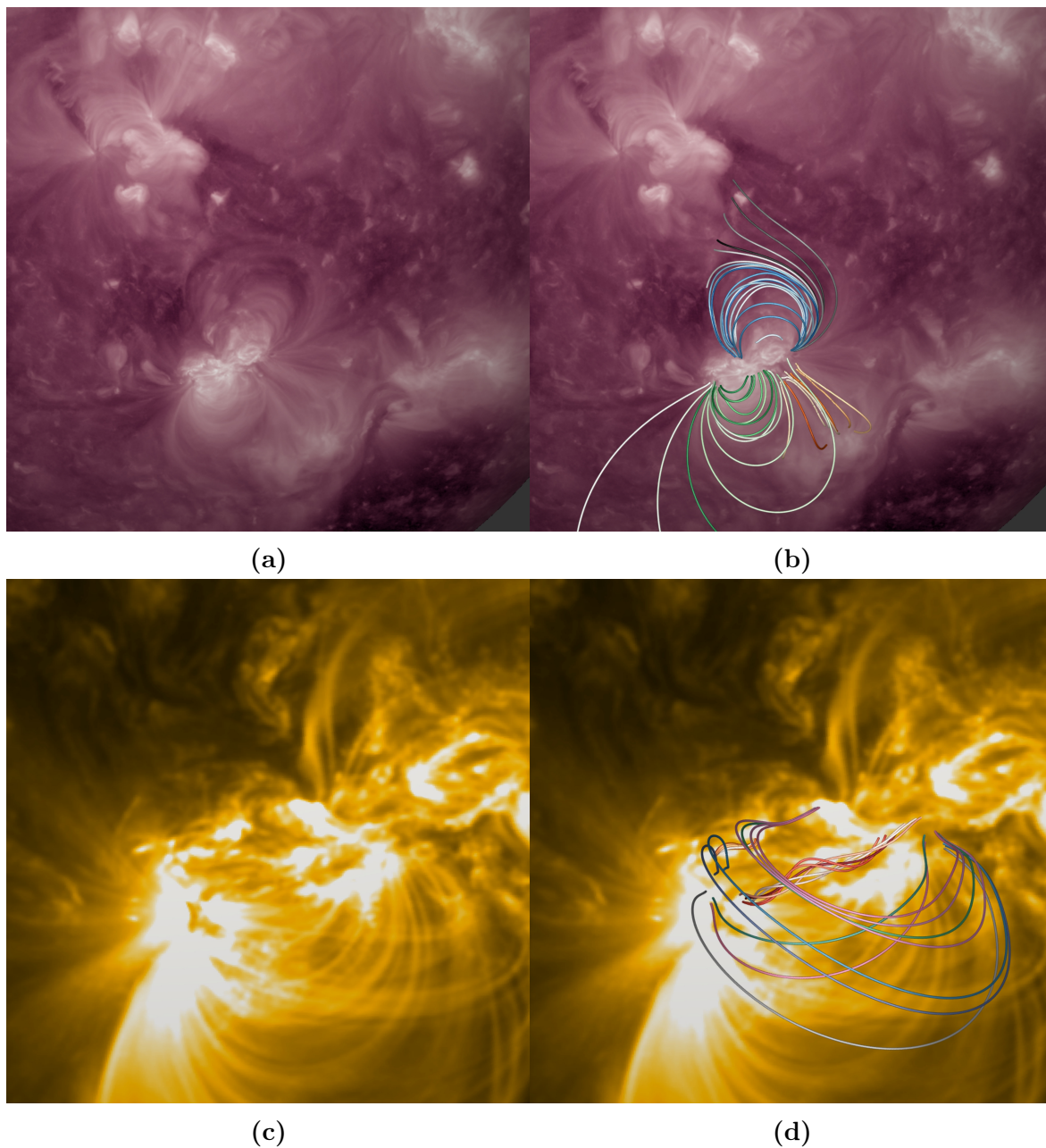


FIGURE 4.9 – Comparaison du champ reconstruit avec les observations de [AIA](#). En haut nous avons le canal 211Å, avec les boucles périphériques, et en bas le cœur de la région active avec le canal 171Å.

4.6 Discussion

4.6.1 La CME du 15 février 2011

Quel éclairage notre reconstruction, en particulier son caractère global, nous apporte-t-il sur la CME du 15 février 2011 ?

Notre reconstruction présente donc un TFR, et semble appuyer l'hypothèse d'un TFR préexistant. Le TFR relie la polarité P1 à la polarité N2, tout comme celui reconstruit par ZHAO et collab. [2014] et comme le TFR qui se forme dans la simulation de INOUE et collab. [2015]. Notre reconstruction présente également le point nul identifié par SUN et collab. [2012a], dont l'éventail traverse la région active, et forme un des contours du grand TFR. Les séparatrices sont des lieux privilégiés de reconnexion, et la présence d'une telle séparatrice tangente au TFR lui permet d'échanger du flux avec les autres cellules connectées à ce point nul. Parmi les autres cellules connectées à ce point nul figurent les arcades confinant le TFR. Un mécanisme de déstabilisation possible du TFR est donc le transfert de flux depuis ces arcades vers d'autres cellules de flux. Une réduction du flux dans les arcades confinant le TFR peut en effet mener à sa déstabilisation, comme dans le scénario présenté par TÖRÖK et collab. [2011].

Au-dessus du TFR se trouve une structure cisailée, présentant l'aspect topologique d'une goutte d'eau inversée. La présence de cette structure à l'aplomb de la région active laisse donc penser que, lors de l'éruption du grand TFR, ces lignes hautes contenant du courant et de l'énergie vont donc pouvoir échanger du flux avec le TFR qui la traverse. Cette structure est également délimitée par la séparatrice du point nul X1, et dont est reliée au TFR dès la phase pré-éruptive.

Enfin, une ligne reliant les points nuls X3 et X4 est également présente à l'aplomb de la région active. Ce type de ligne est appelé séparateur magnétique, et est formées par l'intersection de deux séparatrices, formées par les éventails des deux points nuls à chaque extrémité de ce séparateur. Il s'agit d'un lieu privilégié pour la formation de couches de courant, et c'est un candidat privilégié pour le déclenchement des éruptions couplées étudiées par TITOV et collab. [2012]. Cependant, ce séparateur est assez éloigné du TFR. Il se trouve par contre sur la trajectoire de la CME, et aura un rôle à jouer lorsque celle-ci le traversera.

Ainsi, le chemin du grand TFR est pavé de structures connues pour avoir un rôle important dans les éruptions solaires. Ces éléments ne sont pas accessibles par des reconstructions cartésiennes, qui sont nécessairement très localisées. Pour les structures très éloignées, nous soulignons également l'importance de l'aspect global dans la caractérisation de l'environnement magnétique de la région active.

4.6.2 Sur les liens topologiques entre les différentes structures énergétiques

La proximité temporelle des éruptions sur les lieux des petits et grands TFR pose la question du lien qui peut exister entre ces événements.

Rappelons que l'éruption du petit TFR était très inclinée, et dirigée vers le nord-est, c'est-à-dire en s'éloignant du grand TFR. Ceci pose donc la question de savoir si cette éruption a réellement pu déclencher la suivante. Sans prétendre pouvoir répondre à cette

question, notre reconstruction, de par la présence des deux structures énergétiques, permet d'étudier les liens pouvant exister entre ces deux structures. La compréhension de ces liens a son importance pour guider une étude MHD qui pourra clarifier le rôle qu'ils ont pu avoir pendant l'éruption.

Du fait du caractère global de notre reconstruction, nous pouvons mettre en évidence la séparatrice S2, qui s'insère entre les deux structures énergétiques. Cette séparatrice est constituée de lignes champ très inclinées au dessus du petit TFR, et leur orientation correspond à celle de l'éruption du petit TFR. Une nouvelle question se pose également ici : quelle a été le rôle de cette structure dans l'orientation de l'éruption ?

Cette structure sépare donc la région active en deux. Cette situation est similaire à celle étudiée par TÖRÖK et collab. [2011] dans la mesure où nous avons deux TFR dans deux cellules de flux séparées par une séparatrice. Dans leur scénario, l'éruption d'un premier TFR déclenche un phénomène de reconnexion au niveau des séparatrices, ce qui a pour effet de réduire le flux des arcades qui confinent les autres cellules de flux. Dans notre cas, l'élément qui ouvre la voie à un tel phénomène est le point nul situé au cœur de la région active. En effet, ce point relie à la fois la séparatrice S2, les arcades confinant le grand TFR et la structure cisailée au-dessus. Ainsi, les perturbations liées à la première éruption, qui se déroule sous la séparatrice S2, peuvent se propager jusqu'au point X1.

L'étude de la topologie ouvre donc une voie d'étude supplémentaire pour l'éruption du 14 février 2011, qui donne un rôle clef à la topologie à grande échelle.

4.7 Conclusion

Notre reconstruction se distingue donc des nombreuses autres études du même acabit, par son caractère sphérique et global. En ce qui concerne les éléments présents dans la région active, notre reconstruction présente des éléments figurant dans diverses études cartésiennes, mais qui n'ont jamais été modélisées dans la même reconstruction. Ainsi nous retrouvons :

- un point nul au cœur de la région active ;
- un petit TFR dans la région est correspondant à un lieu d'éruptions inclinées ;
- un grand TFR reliant la polarité P1 à la polarité N2 ;
- une structure de TFH au-dessus du grand TFR ;

La présence de ces éléments nous permet ainsi de dégager des voies d'études pour mieux comprendre les nombreux événements éruptifs ayant eu lieu dans la région active, en nous permettant d'analyser la structure dans son ensemble, sans être forcé de les étudier individuellement. Une clef de voute de la structure magnétique de la région active est le point nul X1, qui relie un grand nombre d'éléments présents :

- le grand TFR ;
- les arcades confinant le grand TFR ;
- la structure cisailée au-dessus du grand TFR ;
- le point nul X2.

Le petit [TFR](#), bien que proche du point nul, ne partage pas d'élément de sa topologie immédiate avec ce dernier.

Ainsi, le caractère global de notre étude nous offre un éclairage nouveau sur les événements de février 2011. Elle est non seulement globale dans le sens où elle reconstruit le Soleil entier, mais également dans le sens où elle semble rassembler les différents éléments évoqués jusqu'alors. Nous montrons également que même dans le cas de l'étude d'événements au sein d'une même région active, certains éléments importants ne peuvent être révélés que grâce à une reconstruction globale.

4.8 Références

- ANTIOCHOS, S. K., C. R. DEVORE et J. A. KLIMCHUK. 1999, «A Model for Solar Coronal Mass Ejections», *ApJ*, vol. 510, doi :10.1086/306563, p. 485–493. 61
- ASCHWANDEN, M. J., A. CASPI, C. M. S. COHEN, G. HOLMAN, J. JING, M. KRETZSCHMAR, E. P. KONTAR, J. M. MCTIERNAN, R. A. MEWALDT, A. O’FLANNAGAIN, I. G. RICHARDSON, D. RYAN, H. P. WARREN et Y. XU. 2017, «Global energetics of solar flares. v. energy closure in flares and coronal mass ejections», *The Astrophysical Journal*, vol. 836, n° 1, p. 17. URL <http://stacks.iop.org/0004-637X/836/i=1/a=17>. 59
- INOUE, S., K. HAYASHI, T. MAGARA, G. S. CHOE et Y. D. PARK. 2014, «Magnetohydrodynamic Simulation of the X2.2 Solar Flare on 2011 February 15. I. Comparison with the Observations», *ApJ*, vol. 788, doi :10.1088/0004-637X/788/2/182, 182. 55, 60
- INOUE, S., K. HAYASHI, T. MAGARA, G. S. CHOE et Y. D. PARK. 2015, «Magnetohydrodynamic Simulation of the X2.2 Solar Flare on 2011 February 15. II. Dynamics Connecting the Solar Flare and the Coronal Mass Ejection», *ApJ*, vol. 803, doi :10.1088/0004-637X/803/2/73, 73. 55, 60, 68
- JIANG, C. et X. FENG. 2013, «Extrapolation of the Solar Coronal Magnetic Field from SDO/HMI Magnetogram by a CESE-MHD-NLFFF Code», *ApJ*, vol. 769, doi : 10.1088/0004-637X/769/2/144, 144. 55, 60
- LYNCH, B. J., S. K. ANTIOCHOS, C. R. DEVORE, J. G. LUHMANN et T. H. ZURBUCHEN. 2008, «Topological Evolution of a Fast Magnetic Breakout CME in Three Dimensions», *ApJ*, vol. 683, doi :10.1086/589738, 1192-1206. 61
- SCHRIJVER, C. J., G. AULANIER, A. M. TITLE, E. PARIAT et C. DELANNÉE. 2011, «The 2011 february 15 x2 flare, ribbons, coronal front, and mass ejection : Interpreting the three-dimensional views from the solar dynamics observatory and stereo guided by magnetohydrodynamic flux-rope modeling», *The Astrophysical Journal*, vol. 738, n° 2, p. 167. URL <http://stacks.iop.org/0004-637X/738/i=2/a=167>. 54
- SUN, X., J. T. HOEKSEMA, Y. LIU, Q. CHEN et K. HAYASHI. 2012a, «A Non-radial Eruption in a Quadrupolar Magnetic Configuration with a Coronal Null», *ApJ*, vol. 757, doi :10.1088/0004-637X/757/2/149, 149. 54, 55, 57, 60, 61, 68
- SUN, X., J. T. HOEKSEMA, Y. LIU, T. WIEGELMANN, K. HAYASHI, Q. CHEN et J. THALMANN. 2012b, «Evolution of Magnetic Field and Energy in a Major Eruptive Active Region Based on SDO/HMI Observation», *ApJ*, vol. 748, doi : 10.1088/0004-637X/748/2/77, 77. 55, 65
- TITOV, V. S., Z. MIKIC, T. TÖRÖK, J. A. LINKER et O. PANASENCO. 2012, «2010 August 1-2 Sympathetic Eruptions. I. Magnetic Topology of the Source-surface Background Field», *ApJ*, vol. 759, doi :10.1088/0004-637X/759/1/70, 70. 68

- TÖRÖK, T., O. PANASENCO, V. S. TITOV, Z. MIKIĆ, K. K. REEVES, M. VELLI, J. A. LINKER et G. DE TOMA. 2011, «A Model for Magnetically Coupled Sympathetic Eruptions», *ApJ*, vol. 739, doi :10.1088/2041-8205/739/2/L63, L63. [61](#), [68](#), [69](#)
- WIEGELMANN, T. 2004, «Optimization code with weighting function for the reconstruction of coronal magnetic fields», *Sol. Phys.*, vol. 219, doi :10.1023/B:SOLA.0000021799.39465.36, p. 87–108. [60](#)
- ZHAO, J., H. LI, E. PARIAT, B. SCHMIEDER, Y. GUO et T. WIEGELMANN. 2014, «Temporal Evolution of the Magnetic Topology of the NOAA Active Region 11158», *ApJ*, vol. 787, doi :10.1088/0004-637X/787/1/88, 88. [55](#), [60](#), [61](#), [68](#)

Chapitre 5

Les structures énergétiques dans leur environnement magnétique global

Sommaire

5.1	Contexte et problématiques	74
5.2	Évènements éruptifs des 3 et 4 août 2011	74
5.3	Données magnétiques et reconstruction	78
5.4	Structure de la solution dans la région NOAA AR11263	81
5.4.1	Cœur de la région	81
5.4.2	Structure en deux lobes	81
5.4.3	Trou coronal	81
5.4.4	Point nul	84
5.5	Structure de la solution région NOAA AR11261	84
5.5.1	cœur de la région active	84
5.5.2	structure en deux lobes	84
5.5.3	Topologie complexe	85
5.6	Énergie et diagnostics au sein des régions actives	87
5.7	Topologie à grande échelle et liens entre les régions actives	88
5.8	Comparaison avec la solution PFSS	91
5.9	Comparaison avec les observations	93
5.10	Conclusions	95
5.11	Références	96

5.1 Contexte et problématiques

Comme nous l'avons vu dans les études précédentes, le modèle NLFFF présente un grand intérêt lors de l'étude de régions actives. De ce fait, beaucoup d'études ont été réalisées en géométrie cartésienne pour étudier la physique au sein des régions actives. Nous avons vu précédemment que notre méthode globale permet d'être compétitive avec des méthodes cartésiennes lorsqu'il s'agit de la modélisation de région active, tout en ajoutant de l'information de part son caractère global.

Nous allons ici nous attaquer à la modélisation de plusieurs régions actives dans une même reconstruction, qui est une des motivations du développement d'une méthode globale.

Nous allons étudier ici les évènements éruptifs des 3 et 4 août 2011. Deux régions actives sont présentes et bien positionnées sur le disque solaire. En effet, une des limitations de notre méthode est liée à la disponibilité et à la qualité des données : nous devons avoir deux régions actives situées près du centre de la face visible du Soleil. Ce fut le cas pour les évènements que nous allons étudier. Qui plus est, les deux régions présentaient une activité éruptive ce jour là, et l'une d'entre elles a donné lieu à des CMEs majeures.

C'est donc l'opportunité d'étudier les liens qui peuvent exister entre ces deux régions actives éruptives. Il sera intéressant également de caractériser l'environnement magnétique global, cette configuration étant également différente des autres.

5.2 Évènements éruptifs des 3 et 4 août 2011

Nous sommes toujours dans la première moitié du cycle n°24. Sur la face visible du Soleil, présentée figure 5.1, trois régions actives bien marquées sont présentes dans l'hémisphère nord, alignées sur l'axe est ouest à environ 17° de latitude. D'est en ouest, c'est-à-dire de gauche à droite, nous avons NOAA AR11263, NOAA AR11261, et NOAA AR11260. L'hémisphère sud est plus calme, une région active est toutefois reportée : NOAA AR11264.

À partir de la matinée du 3 août 2011, le complexe de régions actives entre dans une phase d'activité, avec de nombreux **embrillancements**, comme le montre le flux de rayons X présenté dans la figure 5.2a. Ces **embrillancements** sont répertoriés dans la table 5.1.

La région la plus active est la région NOAA AR11261, avec de nombreux **embrillancements** de classe C et M. En particulier, elle est à l'origine de deux CMEs, associés à des **embrillancements** de classe M, mis en évidence en rouge dans la table 5.1. La première CMEs est mesurée avec une vitesse de 400 km s⁻¹. La deuxième est beaucoup plus rapide, 1200 km s⁻¹, et est associée à un évènement **particules énergétiques solaires ou solar energetic particles (SEP)**, visible sur la figure 5.2b.

La région NOAA AR11263 présente également une activité éruptive, avec un **embrillancement** de classe M et un **embrillancement** de classe C. Ces évènements ne donnent pas lieu à des CMEs majeures ; ils sont cependant remarquables par leur proximité temporelle avec d'autres **embrillancements** dans la région NOAA AR11261. En effet, le premier **embrillancement** de la région NOAA AR11263 est précédé de 55 min par un **embrillancement** sur la région NOAA AR11261. Le second **embrillancement** pré-

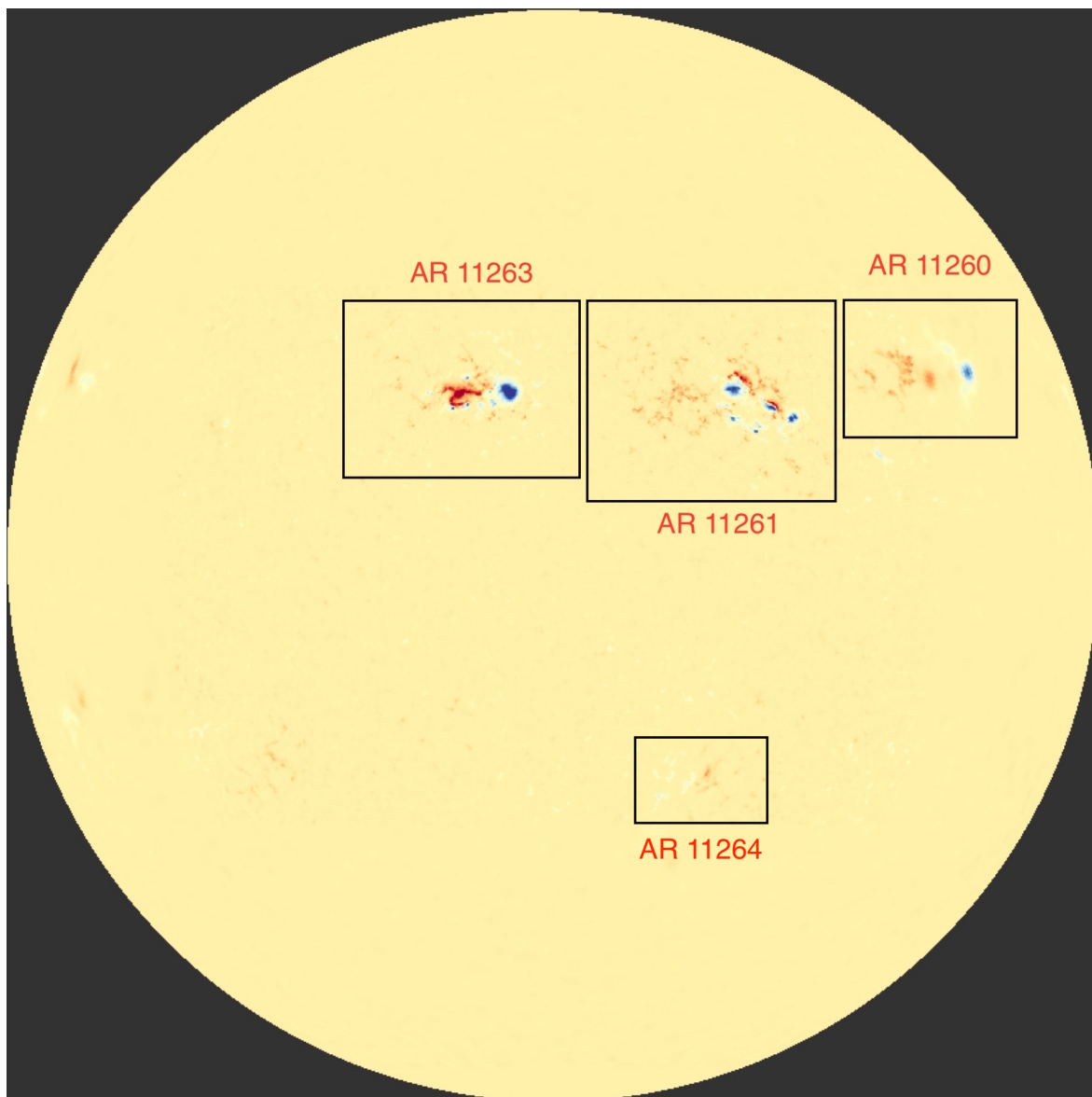
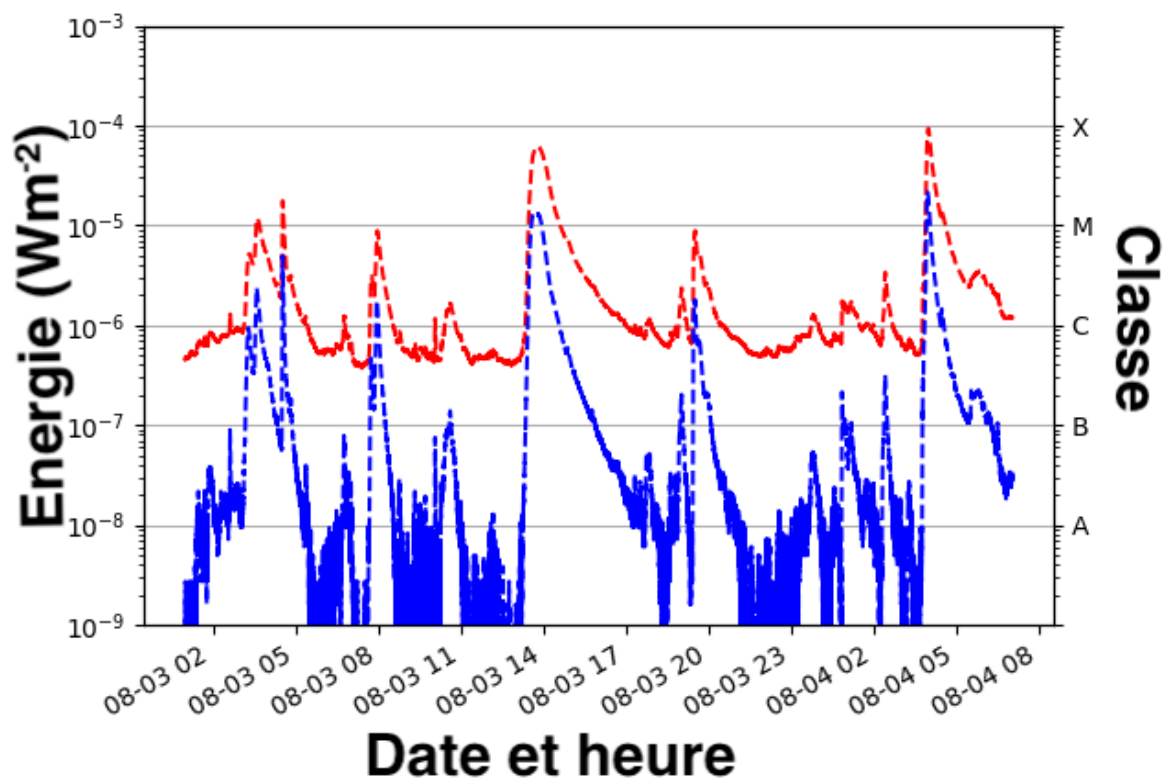


FIGURE 5.1 – Carte du champ magnétique radial de la face visible du Soleil, détaillant les régions actives visibles le 3 août 2011 à 01:00 TAI.

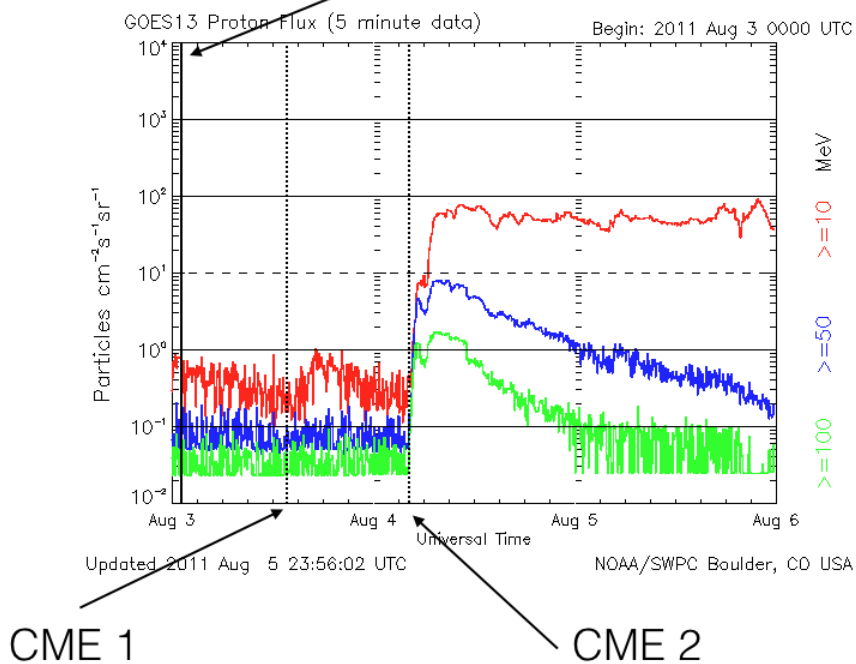
cède lui un [embrillancement](#) sur la région NOAA AR11261 de 30 min. La question du lien entre ces événements éruptifs peut donc se poser, et sera à étudier lors de l'analyse de la configuration magnétique de la couronne. Ces deux paires d'événements sont mises en évidence en bleu dans le tableau 5.1.

Pic de l'embrillancement	Classe	Région active	Remarques
3 août 2011 02:38	C1.2	11261	
3 août 2011 03:37	M1.1	11261	
3 août 2011 04:32	M1.7	11263	
3 août 2011 06:46	C1.1	11261	
3 août 2011 07:58	C8.7	11261	
3 août 2011 10:04	C1.0	11261	
3 août 2011 13:48	M6.0	11261	CME, vitesse à $20 R_{\odot}$ 480 km s^{-1}
3 août 2011 19:00	C2.3	11263	
3 août 2011 19:30	C8.5	11261	
4 août 2011 00:47	C1.7	11261	
4 août 2011 02:23	C3.2	11261	
4 août 2011 03:57	M9.3	11261	CME, vitesse à $20 R_{\odot}$ 1200 km s^{-1} , émission de protons énergétiques

TABLEAU 5.1 – Récapitulatif des événements éruptifs des 3 et 4 août 2013. Les événements ayant donné lieu à des CMEs sont indiqués en rouge. Deux paires d'événements sont mises en évidence en bleu : il s'agit d'événements proches temporellement ayant eu lieu dans des régions actives différentes.



Heure de la reconstruction



(b)

FIGURE 5.2 – Mesures des instruments GOES au niveau de la Terre. 5.2a flux de rayons X "mous" (1.0-8.0 Å) en rouge, et flux X "durs" en bleu (0.5-4 Å). 5.2b flux de protons. 77

5.3 Données magnétiques et reconstruction

La carte du champ magnétique photosphérique est le résultat de l'assemblage de trois éléments, présentés sur la figure 5.4.

- une carte de champ vectoriel, issue de données spectropolarimétriques de l'instrument [HMI](#) prises à la date de la reconstruction, qui furent inversées pour le groupe [ISSI NLFFF](#) ;
- une carte de champ longitudinal, prise à la date de la reconstruction, issue du pipeline [HMI](#) ;
- deux cartes synoptiques prises au cours des [rotations Carrington](#) 2112 et 2113, également issues du pipeline [HMI](#) ;

Nous nous concentrerons ici sur l'étude des deux régions actives centrales. Parmi ces deux régions, nous distinguons [NOAA AR1161](#) à l'ouest, en première position, à droite sur la carte et [NOAA AR11263](#), en deuxième position, plus à l'est, c'est-à-dire à gauche sur la carte. À l'ouest de ces deux régions, nous avons la région [NOAA AR11260](#), que nous n'avons pas incluse dans notre étude en raison de sa position éloignée du centre du disque.

La carte assemblée est interpolée sur un maillage non-uniforme permettant de résoudre finement la structure des régions actives tout en gardant un nombre de points raisonnable, illustré sur la figure 5.5. Il comprend 250 points dans la dimension r , 200 dans la dimension θ et 440 points dans la dimension ϕ , pour un total de 22 millions de points.

Comme évoqué précédemment, le bruit sur le paramètre α nous contraint à imposer des seuils en dessous desquels α est considéré comme nul. Après application de ce filtre, le champ est normalisé pour prendre des valeurs comprises entre -1 et 1. Ainsi, l'unité de champ magnétique utilisée est $B_0 = 3197,97$ G. Les longueurs sont également normalisées au rayon solaire $L_0 = R_\odot = 696$ Mm, ainsi l'unité pour α est de $\alpha_0 = \frac{1}{R_\odot} \approx 1,44 \times 10^{-9} \text{ m}^{-1}$.

Région [NOAA AR11261](#)

La région [AR11261](#) est une région complexe, composée de polarités éparses. Nous pouvons toutefois distinguer 3 polarités négatives bien distinctes, alignées verticalement. Les deux polarités négatives les plus au nord sont très allongées, et chacune accompagnées d'une polarité positive similaire. La partie traînante de la région active est quant à elle composée de polarités positives diffuses.

Région [NOAA AR11263](#)

Dans la région [AR11263](#) une polarité principale négative est présente en tête, et une polarité positive de forme plus complexe est présente dans la partie traînante. La polarité négative de tête possède des polarités négatives satellites à ses alentours, avec quelques polarités positives au sud. La polarité positive traînante, plus diffuse, est quant à elle entourée de polarités négatives.

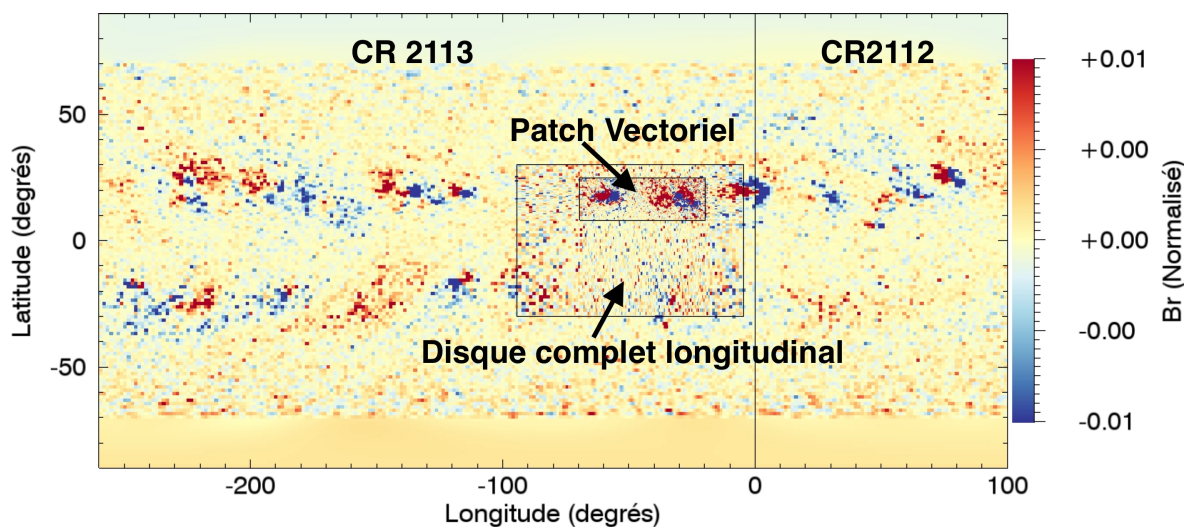


FIGURE 5.3 – Détail des différents éléments constituant les conditions aux limites utilisées. Les données vectorielles ne sont disponibles que dans le patch vectoriel.

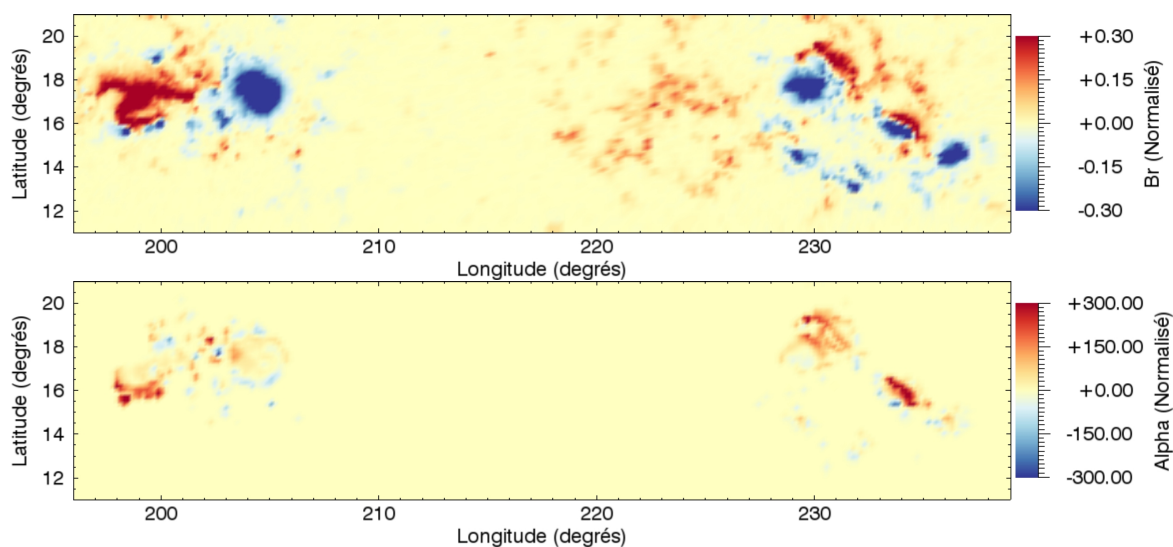


FIGURE 5.4 – Conditions aux limites pour le champ magnétique radial B_r (haut) et pour alpha (bas) au niveau de la photosphère. Les valeurs sont normalisées par les facteurs suivants : champ magnétique $B_0 = 3197,97$ G, $\alpha_0 = \frac{1}{R_\odot}$

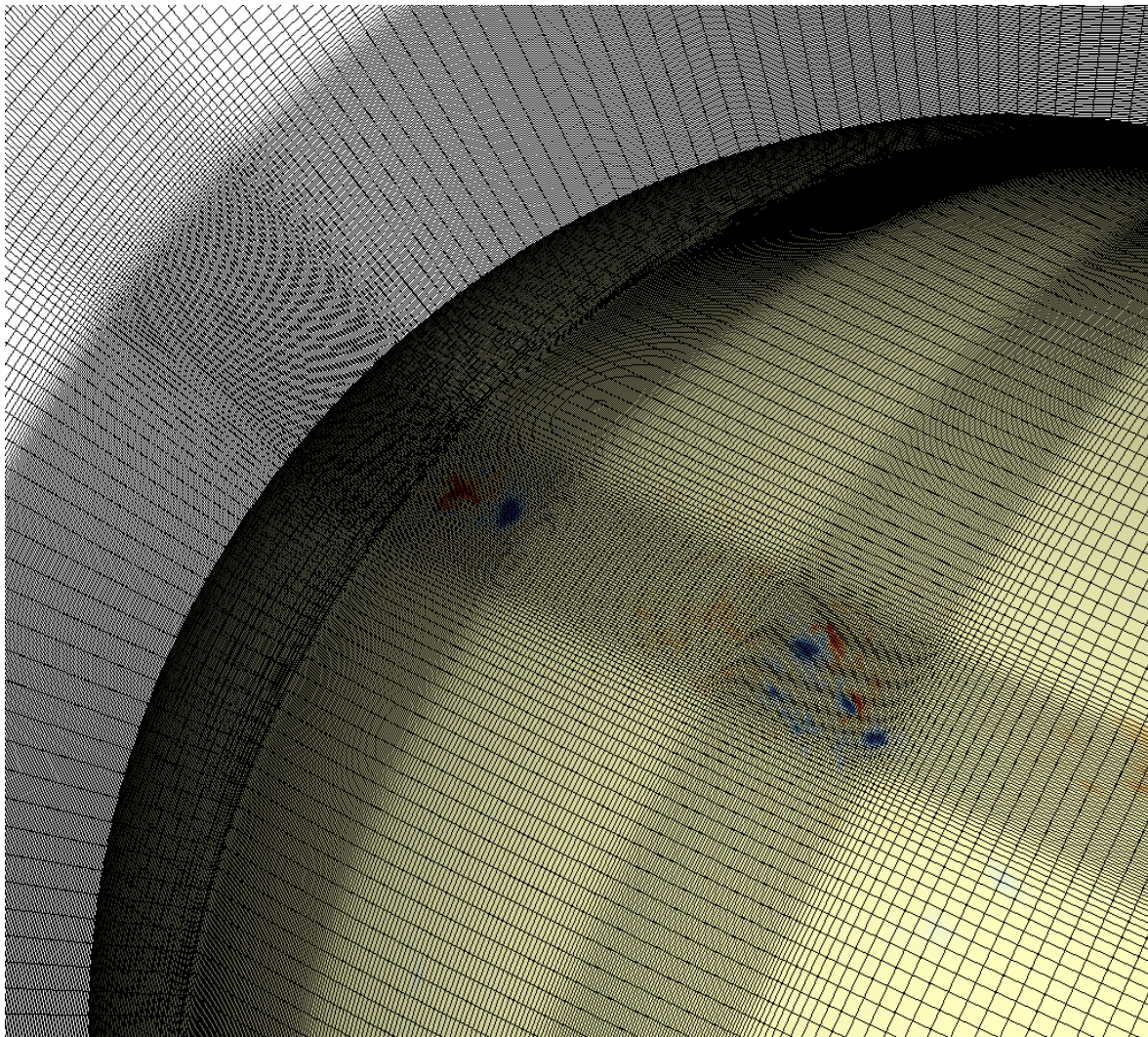


FIGURE 5.5 – Maillage non-uniforme utilisé. Les mailles sont concentrées au niveau des régions actives, et près de la surface du Soleil.

Temps de fonctionnement de l’algorithme

L’algorithme de [Grad-Rubin](#) a convergé après 50 itérations, consommant 307 h cpu. Nous utilisons 256 cpu pour faire fonctionner l’algorithme, cela correspond donc à un temps réel de 01:12.

5.4 Structure de la solution dans la région [NOAA AR11263](#)

5.4.1 Cœur de la région

La région [AR11263](#) présente un [TFR](#) caractéristique en forme de S, rappelant ceux formés dans les modèles d’éruptions bipolaires, comme par exemple celui d’[AMARI et collab. \[2011\]](#). Notons la dissymétrie de la structure. En effet, du côté de la polarité positive, les lignes restent basses, alors qu’elles s’élèvent en allant vers la polarité négative.

La figure [5.6b](#) présente une coupe du facteur d’écrasement Q ([TITOV \[2007\]](#)) dans la direction est-ouest, superposé avec les lignes de champ formant le [TFR](#). Dans cette figure, nous pouvons voir un contour marqué de fort Q (en noir), formant une goutte d’eau inversée, qui délimite les contours du [TFR](#). À la base de cette structure, le contour de facteur d’écrasement forme un X, caractéristique d’une structure de tube de flux hyperbolique ([TITOV et HORNIG \[2002\]](#)), et délimitant l’espace autour du tube en 4 parties, semblable à ce qui avait été décrit par [AMARI et collab. \[2014\]](#) dans le cadre de l’étude d’une région bipolaire isolée. Cette partition est présentée figure [5.6a](#), avec des arcades basses en bleu, le [TFR](#) en rouge, et des arcades de part et d’autre en vert et violet.

5.4.2 Structure en deux lobes

Le [TFR](#) décrit plus haut est recouvert par des arcades reliant les deux polarités principales de la région active, boucles qui deviennent plus horizontales au sud. La polarité négative est également reliée à la partie traînante de la région [NOAA AR11261](#) par des arcades. La transition entre ces deux cellules de flux, à savoir les lignes qui rebouclent sur la région active d’une part, et celle qui sont connectées à [NOAA AR11261](#) d’autre part, correspond à une [QSL](#) qui traverse la région active à l’est, notée $Q1$ sur la figure [5.6d](#). Cette [QSL](#) sépare donc les lignes issues de la polarité négative en deux lobes, dont les contours sont visibles sur la figure [5.6d](#). Une seconde [QSL](#) verticale, moins marquée est présente, notée $Q3$. Sur la figure [5.6c](#), nous pouvons voir que, la transition entre les lignes appartenant à chacun des lobes au nord de la région active, se fait de manière continue, ce qui confirme que nous sommes bien en présence de [QSL](#) et non de [séparatrices](#).

5.4.3 Trou coronal

Sur la figure [5.6d](#), nous pouvons définir quatre cellules de connectivité principales. Nous définissons ces cellules avec la [QSL](#) verticale $Q1$ et la surface $Q2$, qui forme une

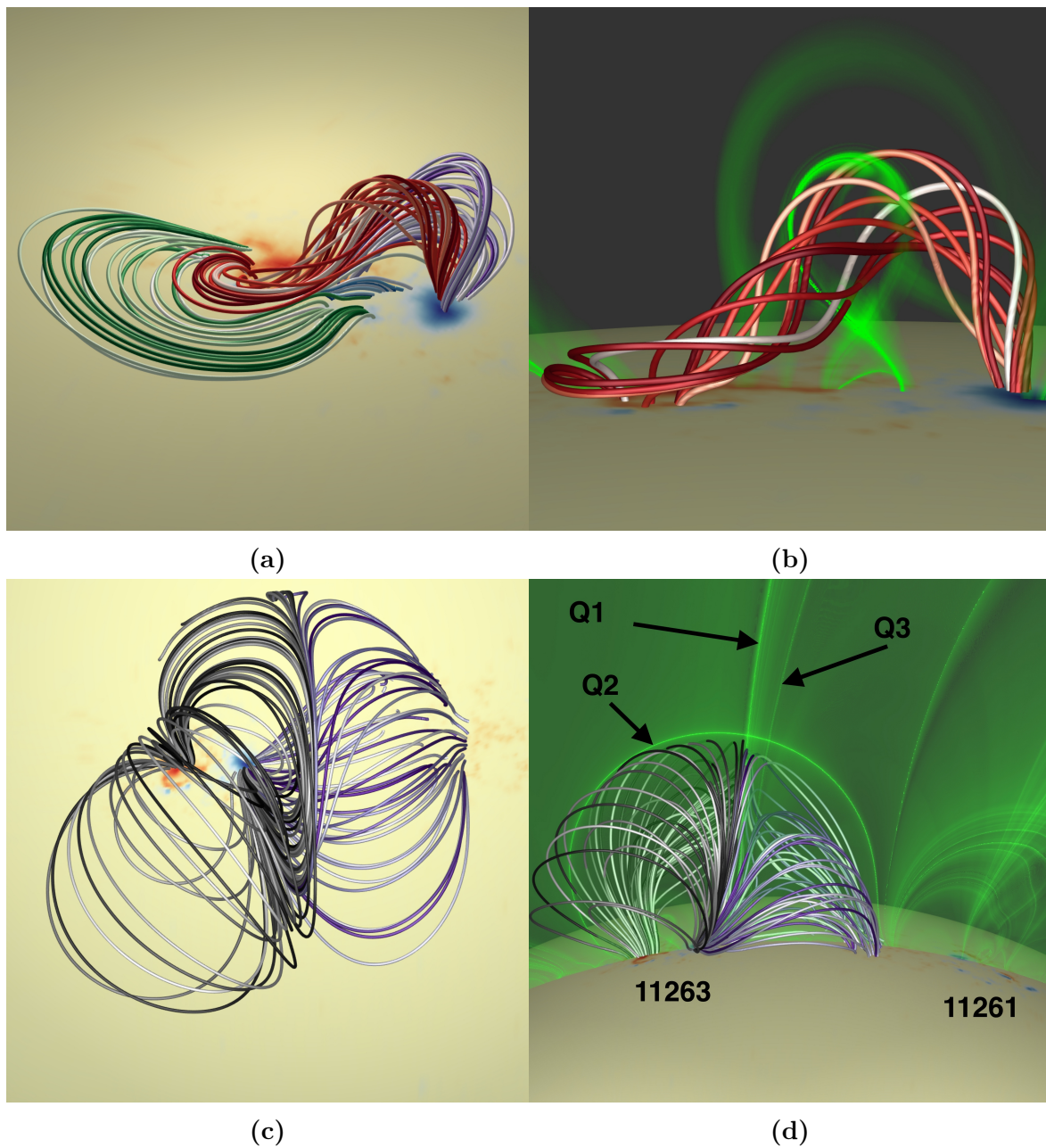


FIGURE 5.6 – Topologie de la solution dans la région NOAA AR11263. (a) Structure de TFR en rouge. Les autres lignes de champ mettent en lumière la structure de TFH en quatre parties. (b) Facteur d'écrasement autour du TFR, avec la structure caractéristique en goutte d'eau inversée, indiquant une structure de TFH. (c) Structure en deux lobes au-dessus de la région active. (d) Coupe latitudinale du facteur d'écrasement, la QSL verticale séparant les deux lobes apparaît nettement.

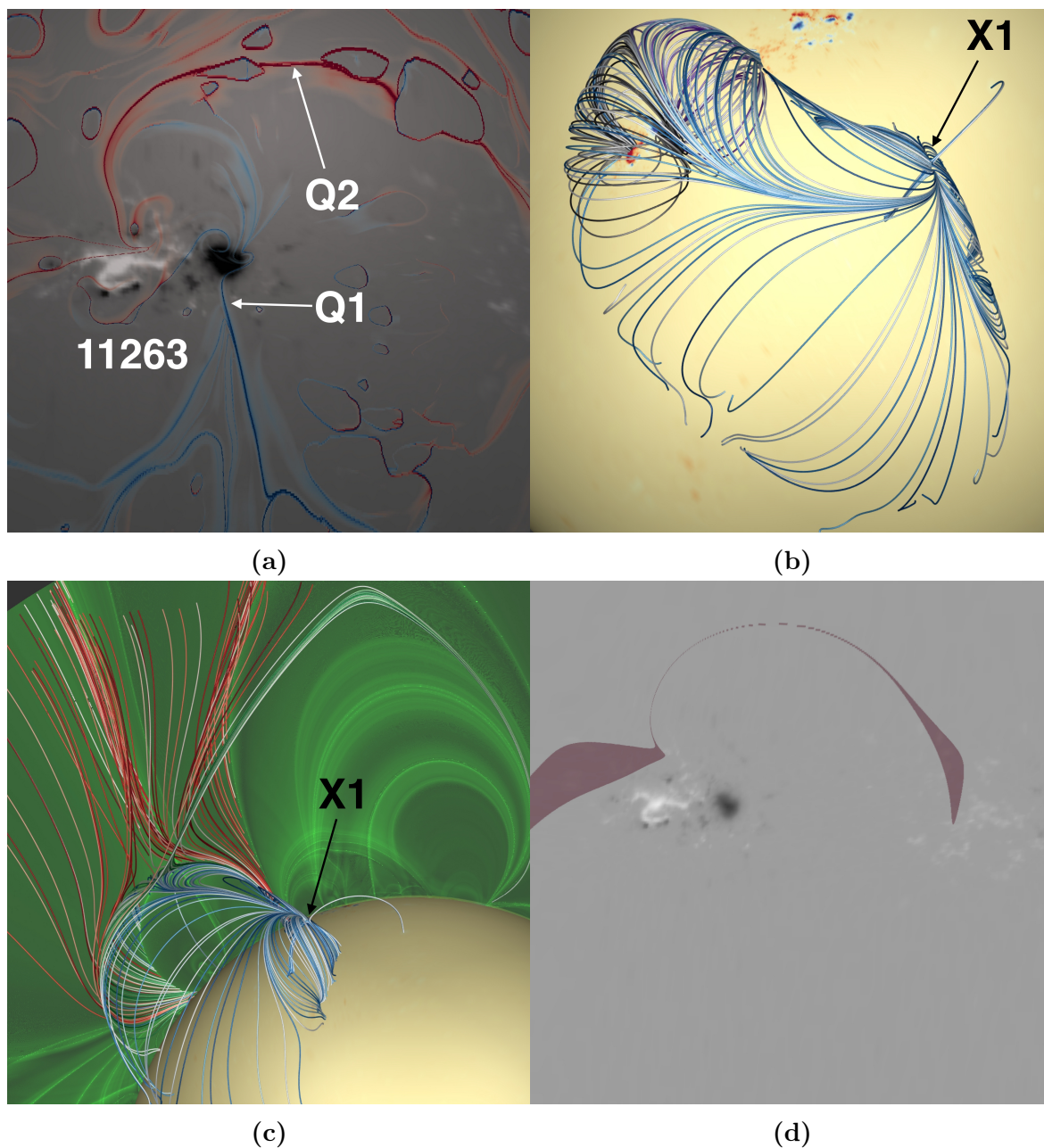


FIGURE 5.7 – Environnement magnétique de la région NOAA AR11263. (a) Tracé de la quantité $s\text{Log}Q$ au niveau de la photosphère, en rouge (pieds dans une polarité positive) et bleu (négative). Le champ magnétique radial au niveau de la photosphère est représenté en niveaux de gris. (b) Structure de point nul, dont l'éventail recouvre la région NOAA AR11263. (c) Topologie associée à la structure de point nul, avec en bleu la structure de point nul, en rouge les lignes de champ ouvertes, et en vert la séparatrice entre le champ ouvert et le champ fermé. (d) Trace des trous coronaires au niveau de la photosphère (en rouge), avec le champ magnétique photosphérique représenté en niveaux de gris.

arche au-dessus de la région active.

Sous l'arche nous avons les deux lobes décrits plus haut. Au-dessus, les lignes de champ sont ouvertes, et appartiennent donc à un trou coronal, comme illustré sur la figure 5.7c avec les lignes rouges. L'arche présente sur les coupes de facteur d'écrasement sépare donc le champ ouvert du champ fermé, la séparatrice est tracée en vert sur la figure 5.7c. Le trou coronal en question contient des lignes ayant leur point d'ancrage côté photosphère proche de la région active. Ainsi, l'empreinte du trou coronal sur la photosphère borde la région active. Nous voyons sur la figure 5.7d qu'il est séparé en deux parties, à l'est et à l'ouest de la région active, reliées par un fin corridor contournant la région active par le nord.

5.4.4 Point nul

La figure 5.7b présente une structure de point nul au sud est de la région active, avec les lignes de champ formant l'éventail et l'épine tracées en bleu. L'intérêt de cette structure réside dans le fait que le dôme formé par l'éventail vient recouvrir la structure en deux lobes de la région active, et vient s'insérer sous le trou coronal. L'arche présente figure 5.7c est donc une structure complexe, elle matérialise à la fois la séparatrice entre le champ fermé et le champ ouvert, et la séparatrice associée à l'éventail du point nul. Ces deux surfaces, respectivement en vert et bleu sur la figure 5.7c, deviennent tangentes aux abords de la région active, si bien que nous ne pouvons pas les discerner sur la coupe du facteur d'écrasement.

5.5 Structure de la solution région NOAA AR11261

5.5.1 cœur de la région active

La région NOAA AR11261 présente elle aussi un TFR, plus compact et longiligne que le précédent, reliant la polarité positive WP1 à la polarité négative WN2, situées sur chacun des deux dipôles présents dans la région active. Ce TFR est illustré sur la figure 5.8a, qui présente en rouge le cœur du tube, et en violet des lignes s'enroulant autour de ce cœur. Nous noterons que la solution présente une structure de bald patch (TITOV et collab. [1993]), avec un TFR tangent à la photosphère, dans sa partie nord. Nous pouvons également déceler la présence de quelques arcades sous la partie sud du TFR, où il s'élève quelque peu, présentes en gris sur la figure 5.8b. La polarité positive WP2 à la polarité négative l'accompagnant, ainsi qu'à la polarité négative plus au sud, par des arcades cisailées, il n'y a donc pas là de structure de TFR.

5.5.2 structure en deux lobes

La figure 5.8c présente une structure en deux lobes. Comme précédemment, l'un des lobes recouvre le TFR. Le second relie les polarités négatives aux polarités positives de la partie traînante de la région active, et les deux lobes sont séparés par une QSL, notée Q5 sur la figure 5.8d. Il y a en effet une transition continue entre les lignes formant les deux cellules de flux, illustrée sur la figure 5.8c. Nous remarquons ici que les lobes sont

plus compactes, ce qui est à rapprocher du fait que les polarités sont moins étendues que dans le cas de la région précédente.

5.5.3 Topologie complexe

L'environnement magnétique de la région active est très complexe, comme le montre la carte du facteur d'écrasement présenté sur la figure 5.8d. Nous pouvons y voir, hormis la QSL Q5 séparant les deux lobes, au moins 6 arches bien marquées surplombant la région active, notées Q6 à Q11 sur la figure 5.8d. La surface Q12 semble marquer la frontière ouest de la région active, tandis que deux surfaces, Q2 et Q4, prennent leur origine dans la partie traînante à l'est de la région active.

La figure 5.9a présente les lignes issues des surfaces Q7, Q8, Q10 et Q11, qui sont des QSL étagées, et la figure 5.8d montre que la surface Q8 est une séparatrice associée à l'éventail d'un point nul. Ces surfaces étagées horizontalement recouvrent la région active. En particulier, la surface Q8 forme un dôme englobant la partie centrale de la région active, laissant la partie traînante.

Ces surfaces sont toutes traversées par la surface Q5, formant donc des TFH étagées en altitude, partageant la QSL Q5. Rappelons que cette structure de tube de flux hyperbolique est un lieu privilégié pour la reconnexion, avec les séparateurs et les points nuls. Du côté des lignes de champ, cette structure se traduit par des arches de hauteurs variées s'élevant au-dessus du cœur de la région active, les plus hautes atteignant la surface source. Ainsi, la région se trouve à l'aplomb de la ligne d'inversion à la surface source.

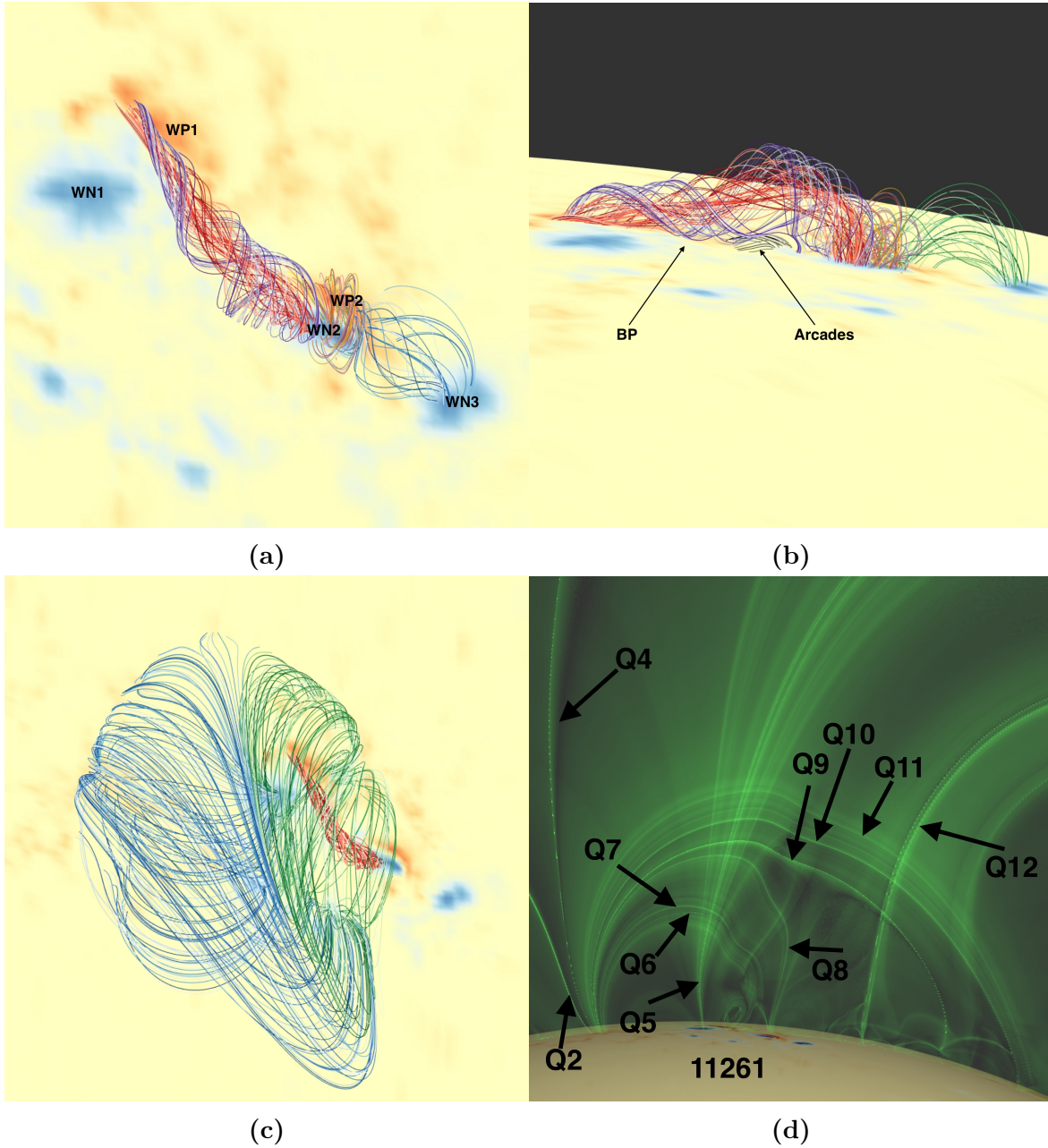


FIGURE 5.8 – Résultats dans la région NOAA AR11261. Nous pouvons voir une structure de TFR vue de dessus (a), vue de côté (b), une structure en deux lobes au-dessus (c) et la topologie aux alentours de la région active (d).

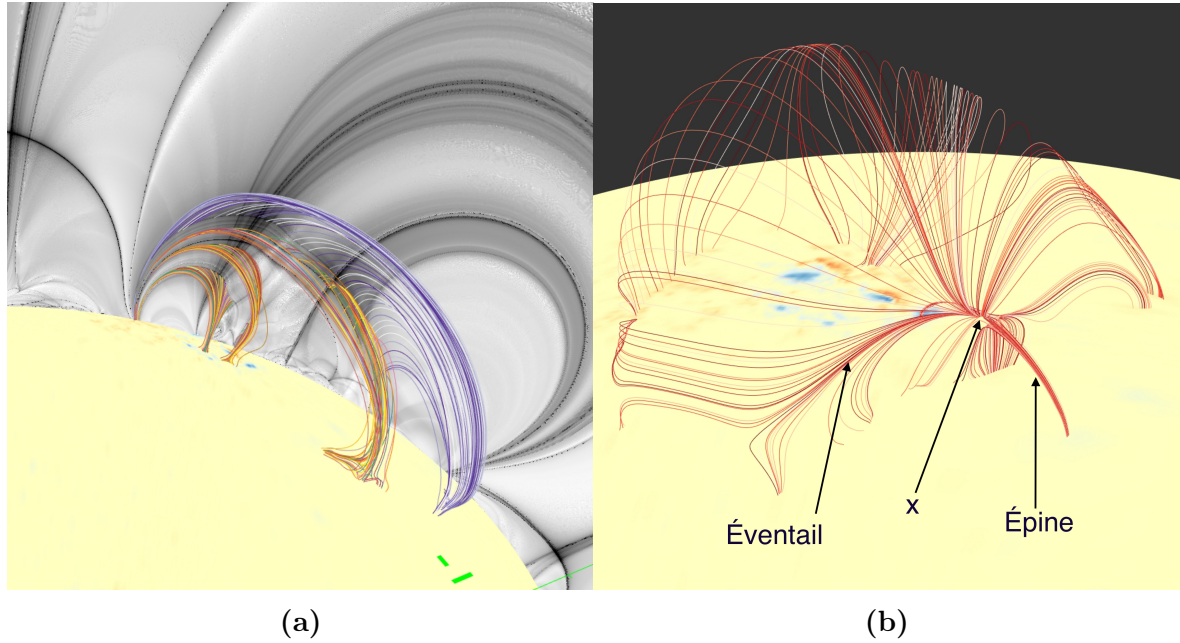


FIGURE 5.9 – Topologie à moyenne échelle autour de la région NOAA AR11261. Nous pouvons voir un jeu de QSL surplombant la région (a) et un dôme associé à un point nul recouvrant également cette région (b).

5.6 Énergie et diagnostics au sein des régions actives

Nous avons calculé l'énergie et les diagnostics relatifs au caractère de champ sans force au voisinage de chacune des régions actives. Les domaines de calculs sont présentés dans la figure 5.10, et les résultats dans la table 5.2. Ensuite, les diagnostics d'énergie montrent que la quantité d'énergie libre est de 30 % dans la région NOAA AR11263, et de 50 % dans la région NOAA AR11261. Ainsi, bien que la quantité absolue d'énergie libre soit plus importante dans NOAA AR11263, le potentiel éruptif est plus important dans NOAA AR11261. Cela s'accorde avec l'activité plus importante observée dans la région active dans les heures qui suivent la reconstruction.

Région active	11261	11263
Énergie	$5,1 \times 10^{32}$ erg	$1,2 \times 10^{33}$ erg
Énergie potentielle	$3,4 \times 10^{32}$ erg	$9,2 \times 10^{32}$ erg
Énergie / Énergie potentielle	1,5	1,297

TABEAU 5.2 – Diagnostics énergétiques calculés dans chacune des régions actives. Les domaines utilisés sont présentés dans la figure 5.10.

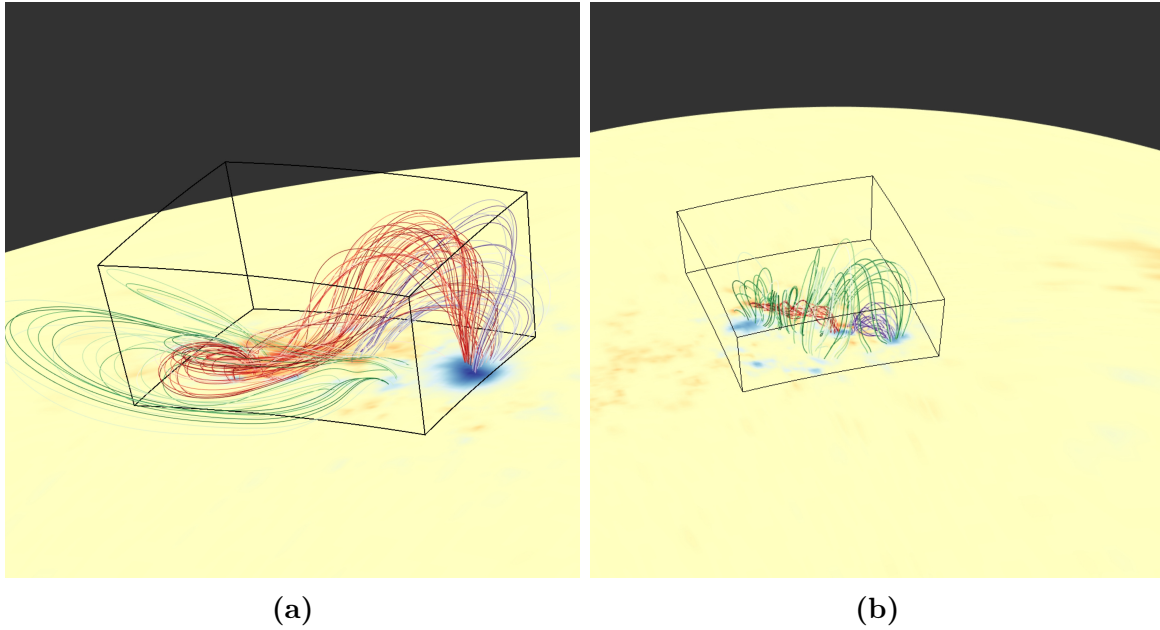


FIGURE 5.10 – Les domaines dans lesquels les diagnostics de la table 5.2 ont été calculés sont indiqués par des boîtes aux contours noirs. Avec en a la région NOAA AR11263 et en b la région NOAA AR11261.

5.7 Topologie à grande échelle et liens entre les régions actives

Les deux régions actives étudiées ont donc une topologie similaire, avec une arche séparatrice, tournée vers le bas, intersectée par une QSL. Cette configuration est similaire au modèle présenté par TÖRÖK et collab. [2011], dans lequel des éruptions dans une configuration de pseudo-streamer sont étudiées. Plus particulièrement, est étudiée la manière avec laquelle les différents lobes peuvent échanger du flux via reconnexion. On y voit également qu'une structure de TFR présente dans un des lobes du pseudo-streamer peut être déstabilisée par une éruption à l'extérieur de celui-ci. Une différence notable toutefois : dans les structures en deux lobes recouvrant chacune des régions actives la surface verticale n'est pas une séparatrice, mais une QSL. Ainsi, la reconnexion entre les deux cellules internes, et entre les deux cellules externes à la structure de "quasi-pseudo-streamer" se fait sans faire intervenir de point nul. Elle semble néanmoins pouvoir se produire, dans un régime appelé slip-running reconnexion (AULANIER et collab. [2006]).

Les régions actives sont composées de plusieurs cellules de flux, ancrées dans les polarités principales, reliées par des surfaces particulières : des QSL et des séparatrices. L'alternance des cellules de flux est résumée dans la figure 5.11a. Comme nous l'avons vu précédemment, la région NOAA AR11263 est traversée par une QSL verticale, nommée Q2, et la région NOAA AR11261 par deux QSL verticales, nommées Q5 et Q12. Ces QSLs sont présentées dans leur globalité dans la figure 5.13b. Ces QSL verticales séparent les différentes cellules de flux locales aux régions actives, et se rejoignent au niveau de la région NOAA AR11260, devenant tangentes. Ceci ouvre donc une voie de communication pour les perturbations magnétiques entre les différentes cellules de flux.

En effet, la déformation d'une des cellules de flux va pouvoir déplacer une des QSL qui la délimite, ce qui peut affecter les deux autres QSL, et, par ricochet, les autres cellules de flux locales.

Analysons maintenant les surfaces *séparatrices* recouvrant chacune des deux régions actives d'intérêt. Sur la figure 5.12, trois points nuls sont présentés. Nous avons vu que l'éventail associé au point nul X1, représenté en bleu, recouvrait la région NOAA AR11263, et que celui associé au point nul X2, représenté en rouge, recouvrait la région NOAA AR11261. Ces deux éventails sont associés à des points nuls négatifs, et leurs éventails sont tangents. S'appuyant sur cette structure, nous avons représenté en gris l'éventail d'un troisième point nul X3, positif. L'éventail associé au point nul X3 intersecte ceux de X1 et X2, définissant une ligne particulière, appelée séparateur, reliant les trois points nuls. Ainsi, les éventails recouvrant chacune des régions actives se retrouvent liés, ouvrant une autre voie pour la propagation de perturbations magnétiques d'une région active à l'autre.

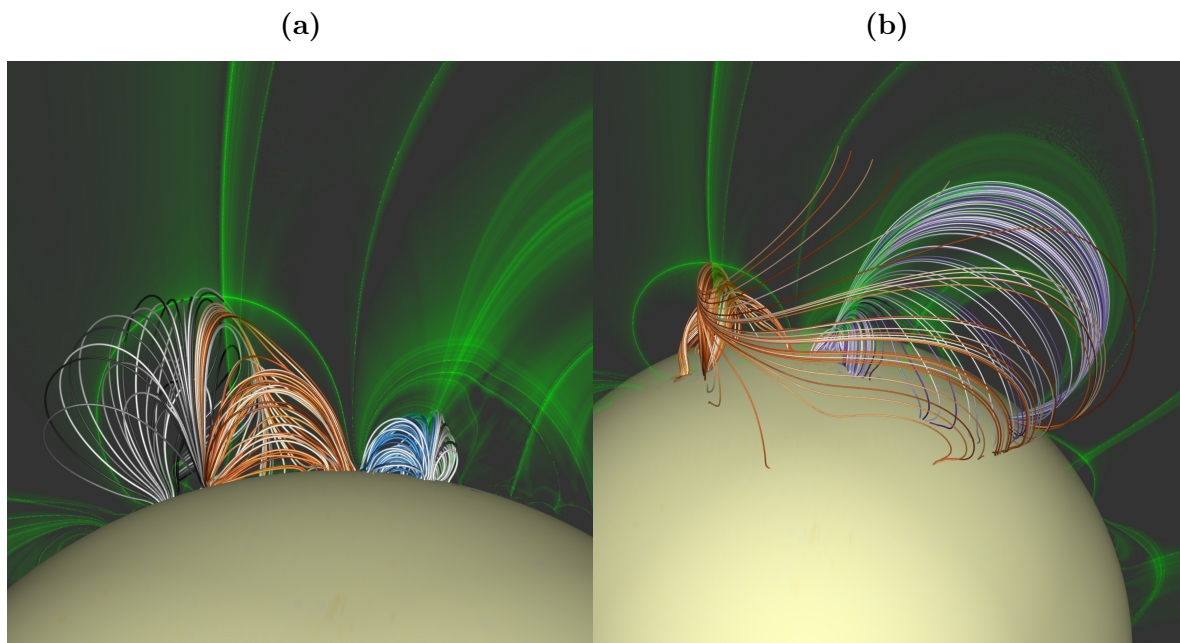


FIGURE 5.11 – Illustration du premier lien existant entre les différentes cellules de flux existant dans les deux régions actives d'intérêt. Chacune des deux régions possède deux cellules de flux séparées par des QSL (a). Les lignes issues de ces QSL deviennent tangentes aux abords de la région NOAA AR11260 (b).

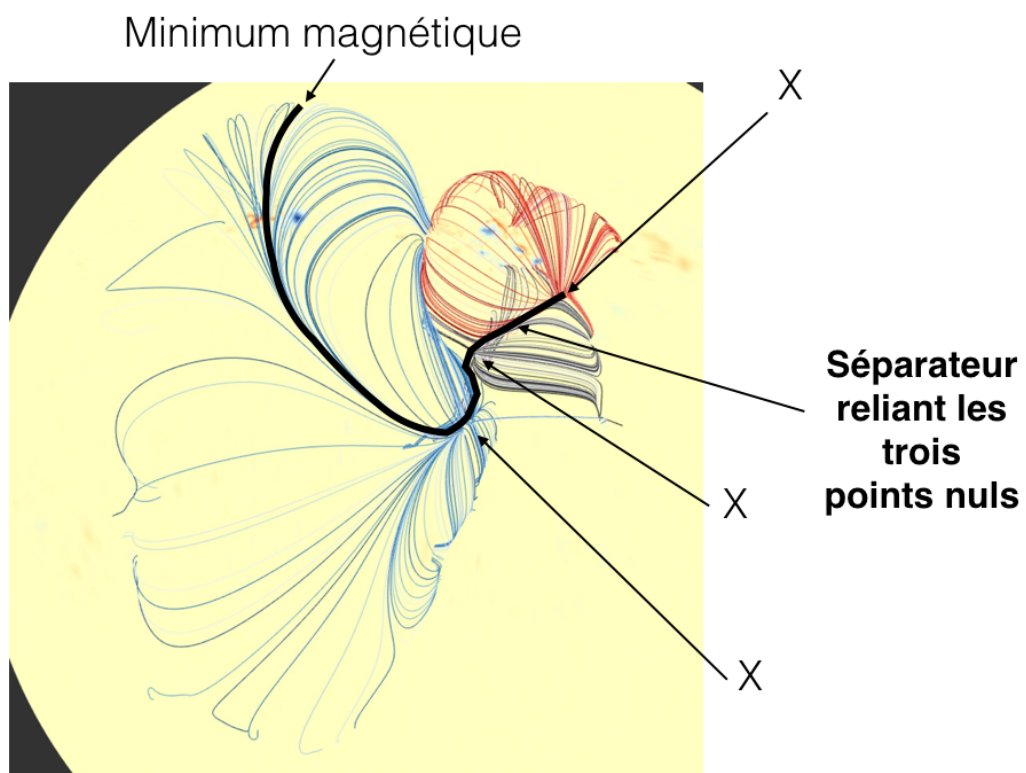


FIGURE 5.12 – Illustration du deuxième lien existant entre les deux cellules de flux. Les dômes séparateurs respectifs recouvrant les deux régions actives sont reliés par un séparateur, par l'intermédiaire d'un troisième point nul.

5.8 Comparaison avec la solution PFSS

La figure 5.13 présente une comparaison d’une carte de facteur d’écrasement entre la solution au problème PFSS et la solution NLFFF. Sur la solution PFSS, nous retrouvons les mêmes cellules topologiques que pour le champ NLFFF, hormis celles formées par les TFR. La principale influence que nous pouvons remarquer du fait de la présence du TFR c’est un gonflement des cellules topologiques, comme l’atteste la figure 5.13b. Si la topologie à grande échelle reste peu modifiée par l’introduction de courant dans les conditions aux limites, nous pouvons toutefois mettre en évidence un déplacement de certaines QSL reliant la photosphère à la surface source.

Cela traduit un changement de connectivité à la surface source, que nous pouvons mettre en lumière grâce à la figure 5.15. Nous voyons donc, par exemple, que des lignes connectées à des régions actives dans le modèle PFSS sont connectées à des régions de Soleil calme dans le modèle NLFFF.

Nous pouvons également mettre en évidence une variation sur le facteur d’expansion calculé à la surface source. la figure 5.14 présente la variation du facteur d’expansion à la surface source entre la solution PFSS et la solution NLFFF. Ainsi, nous observons une variation d’un facteur 10 sur certaines régions du Soleil.

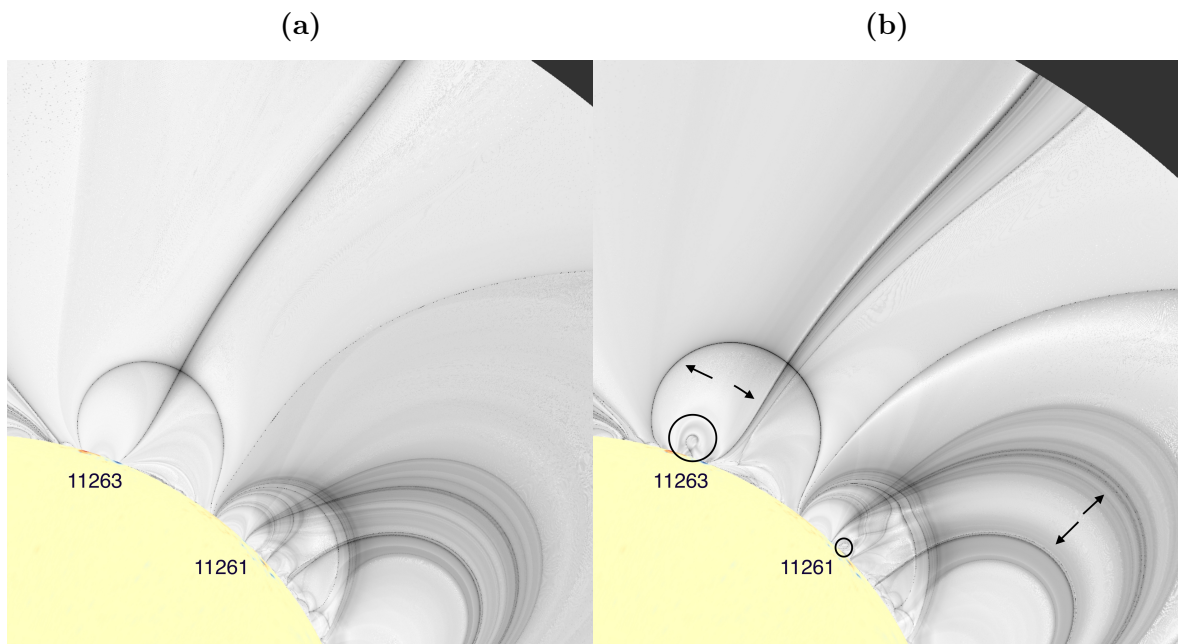


FIGURE 5.13 – Évolution de la topologie entre le modèle PFSS (gauche) et NLFFF droite, dans une coupe latitudinale de facteur d’écrasement Q traversant les deux régions actives. Les flèches indiquent le déplacement des surfaces, et les cercles indiquent la position des structures de goutte d’eau inversées pour chacun des TFR.

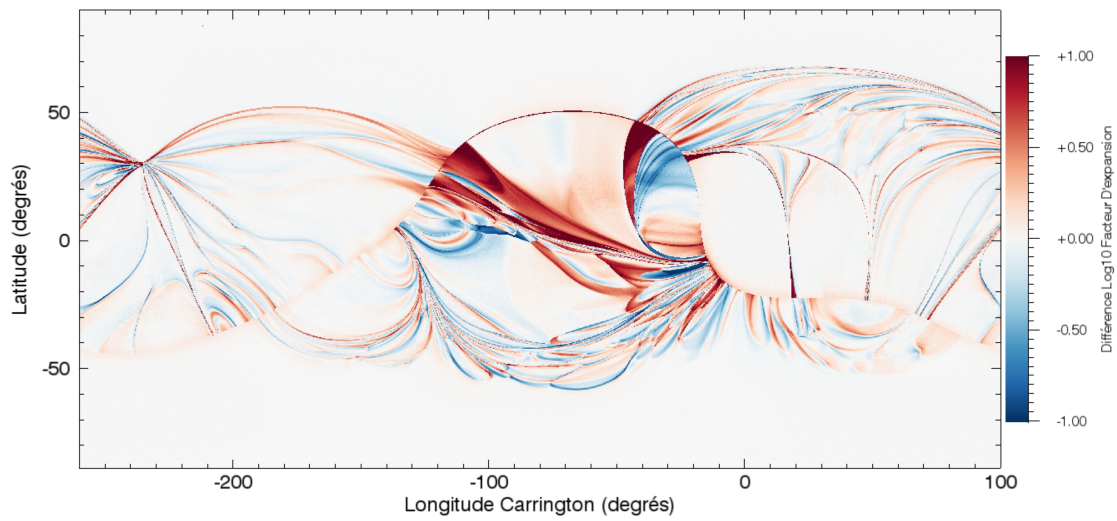


FIGURE 5.14 – Carte de la variation du facteur d’expansion entre la solution PFSS et la solution NLFFF.

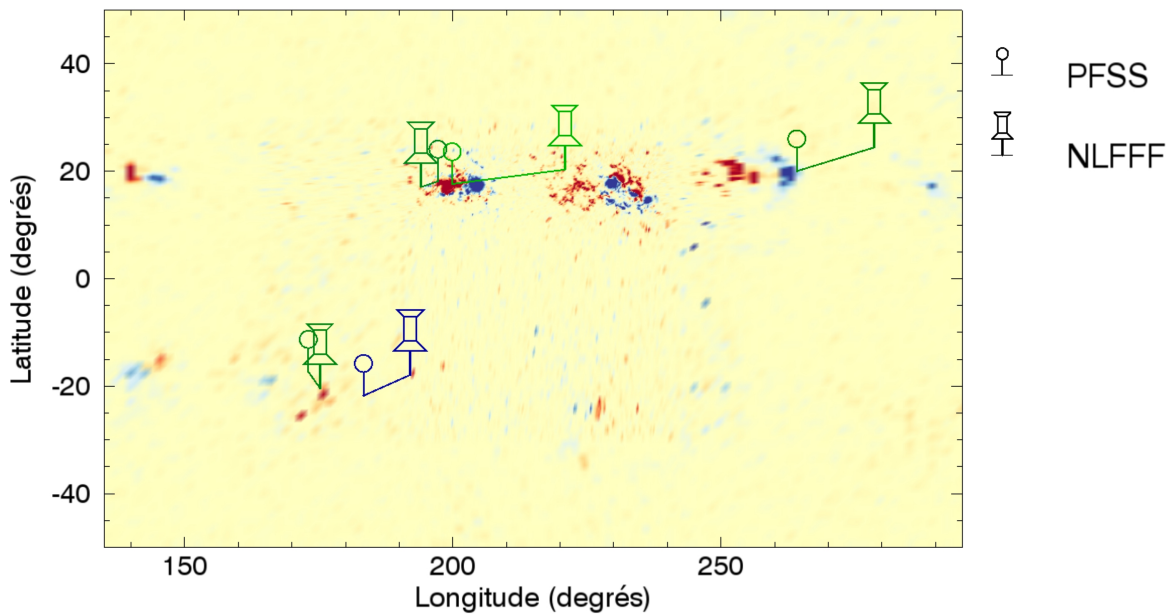


FIGURE 5.15 – Pieds des lignes de champ pour les modèles NLFFF et PFSS au niveau de la photosphère. Chaque couple de points correspond à des lignes lancées d’un point de la surface source.

5.9 Comparaison avec les observations

La méthode que nous avons appliquée pour comparer les deux solutions est la suivante : étant donné des points de la photosphère, nous traçons les lignes de champ issues de ces points dans la solution **PFSS** et dans la solution **NLFFF**. Nous superposons cela avec les observations effectuées par l'instrument **AIA** à la même date pour étudier la correspondance entre les lignes de champ observées et les lignes reconstruites. Ces superpositions sont présentées dans la figure 5.16. Nous effectuons des comparaisons avec différents canaux de l'instrument **AIA**. Pour chaque comparaison effectuées, le canal faisant le plus ressortir les structures que nous voulions comparer à notre reconstruction a été utilisé.

Nous avons utilisé le canal à 171Å de l'instrument **AIA** pour faire nos comparaisons au sein des régions actives.

La première rangée de la figure 5.16 présente le comparatif pour la région **NOAA AR11263**. Les boucles périphériques sont bien visibles au nord-ouest et au sud est de la région active. Le **TFR** n'est pas apparent de manière évidente, ce qui peut être attribué à sa dissymétrie, et au fait que l'émission lumineuse n'est pas la même partout dans le **TFR**. Par contre, les boucles entourant ce **TFR** sont reproduites de manière très fidèle, et l'amélioration est flagrante si l'on fait la comparaison avec le champ potentiel.

La deuxième rangée de la figure 5.16 présente le comparatif pour la région **NOAA AR11261**. Nous pouvons voir ici une structure sombre au cœur de la région active, qui correspond bien à la structure de **TFR**. Nous observons une bonne correspondance des boucles au sud ouest, tout comme au niveau des boucles reliant le cœur de la région active à sa partie traînante, ainsi que les boucles au sud de la région active. Le champ potentiel lui ne contient pas de **TFR**, et les boucles au sud ouest de la région active présentent une correspondance dégradée par rapport au modèle **NLFFF**. Cependant, les boucles dans la partie traînante et au sud de la région active semble garder une bonne correspondance dans le modèle **PFSS**.

La dernière rangée de la figure 5.16 présente le comparatif à plus grande échelle. Cette fois, le canal à 211Å de l'instrument **AIA** a été utilisé. Une structure sombre rappelant la forme d'un "X" est présente aux abords du point nul reconstruit, et ce dans les deux modèles. Cela semble donc conforter la présence de ce point nul, qui est important pour l'interprétation du rôle de la structure magnétique à grande échelle dans les événements éruptifs qui ont eu lieu. Le deuxième élément que nous pouvons comparer sont les boucles reliant les deux région actives, présentées en bleu sur les figures. Les observations montrent un cisaillement apparent des lignes de champ, qui est mieux reproduit par le modèle **NLFFF** que par le modèle **PFSS**.

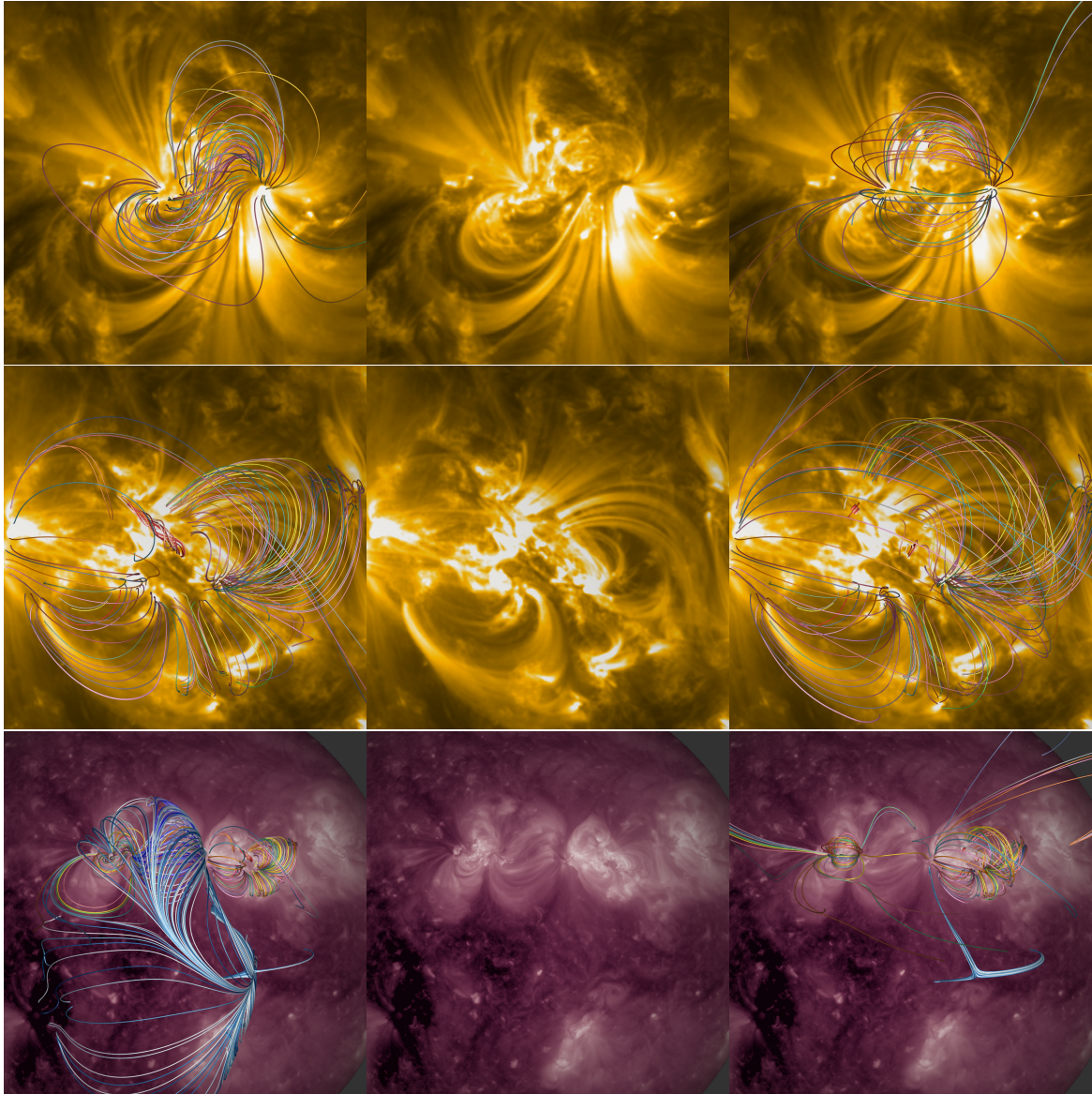


FIGURE 5.16 – Comparaison entre les lignes de champ reconstruites et les lignes de champ observées par l'instrument [AIA](#). La colonne de gauche présente les lignes de champ de la solution [NLFFF](#), alors que celles de droite présentent celle de la solution [PFSS](#). Les images de la colonne du centre présente les observations sans lignes de champ superposées. De haut en bas, nous avons : la région [NOAA AR11263](#), la région [NOAA AR11261](#) et la topologie à grande échelle.

5.10 Conclusions

Pour ce deuxième cas nous avons pu étudier l'environnement magnétique d'un ensemble de régions actives présentant une activité éruptive importante.

Notre reconstruction à fait ressortir plusieurs éléments pouvant être liés à ce potentiel éruptif :

- une énergie libre importante, 30% et 50 % respectivement pour [NOAA AR11263](#) et [NOAA AR11261](#). Ceci s'accorde avec le modèle de stockage-libération, supposant que l'énergie qui alimente les phénomènes éruptifs se trouve dans la couronne. Nous voyons ici que cette énergie magnétique est bien présente.
- La présence de [TFR](#), supportant les modèles liant activité éruptive avec ces structures topologiques.
- La présence de [QSL](#) traversant les régions actives, supportant l'idée qu'elles puissent jouer un rôle dans la déstabilisation des structures énergétiques.

La région [NOAA AR11261](#) a montré une activité éruptive beaucoup plus importante que [NOAA AR11263](#). Les éléments de notre reconstruction pouvant participer à l'explication de ce phénomène sont les suivants :

- l'énergie libre relative est plus importante dans [NOAA AR11261](#) que dans [NOAA AR11263](#).
- La structure topologique est plus complexe dans [NOAA AR11261](#), ce qui laisse plus de possibilités de reconnexion et de perturbations du confinement du [TFR](#).
- La structure est plus compacte dans [NOAA AR11263](#). Les perturbations au niveau des [QSL](#) sont donc plus proches des structures énergétiques.

Concernant la connectivité entre les régions actives, notre reconstruction globale a permis de mettre en lumière deux types de liens topologiques entre les régions actives :

- deux [QSLs](#) séparent respectivement les deux régions actives d'intérêt en deux cellules de flux. Ces deux [QSL](#) sont tangentes.
- Deux [séparatrices](#) recouvrent respectivement les deux régions actives d'intérêt, formant des dômes. Une ligne de champ particulière, appelée séparateur, reliant trois points nuls, fait le lien entre ces deux dômes.

Enfin, concernant la comparaison avec le modèle [PFSS](#) :

- notre modèle présente, au niveau des régions actives, une nette amélioration de la corrélation entre les lignes de champ reconstruites et observées.
- La topologie globale est, elle, peu modifiée, nous pouvons toutefois noter un gonflement des cellules topologiques contenant des [TFR](#).
- La connectivité entre la surface source et la photosphère se trouve fortement modifiée en certains endroits, ce qui est visible grâce au tracé des lignes de champ, mais également grâce au facteur d'expansion à la [surface source](#), qui montre des variations importantes entre les deux modèles.

5.11 Références

- AMARI, T., J.-J. ALY, J.-F. LUCIANI, Z. MIKIC et J. LINKER. 2011, «Coronal Mass Ejection Initiation by Converging Photospheric Flows : Toward a Realistic Model», *ApJ*, vol. 742, doi :10.1088/2041-8205/742/2/L27, L27. [81](#)
- AMARI, T., A. CANOU et J.-J. ALY. 2014, «Characterizing and predicting the magnetic environment leading to solar eruptions», *Nature*, vol. 514, doi :10.1038/nature13815, p. 465–469. [81](#)
- AULANIER, G., E. PARIAT, P. DÉMOULIN et C. R. DEVORE. 2006, «Slip-Running Reconnection in Quasi-Separatrix Layers», *Sol. Phys.*, vol. 238, doi :10.1007/s11207-006-0230-2, p. 347–376. [88](#)
- TITOV, V. S. 2007, «Generalized Squashing Factors for Covariant Description of Magnetic Connectivity in the Solar Corona», *ApJ*, vol. 660, doi :10.1086/512671, p. 863–873. [81](#)
- TITOV, V. S. et G. HORNIG. 2002, «Magnetic connectivity of coronal fields : geometrical versus topological description», *Advances in Space Research*, vol. 29, doi : 10.1016/S0273-1177(02)00021-2, p. 1087–1092. [81](#)
- TITOV, V. S., E. R. PRIEST et P. DEMOULIN. 1993, «Conditions for the appearance of "bald patches" at the solar surface», *A&A*, vol. 276, p. 564. [84](#)
- TÖRÖK, T., O. PANASENCO, V. S. TITOV, Z. MIKIĆ, K. K. REEVES, M. VELLI, J. A. LINKER et G. DE TOMA. 2011, «A Model for Magnetically Coupled Sympathetic Eruptions», *ApJ*, vol. 739, doi :10.1088/2041-8205/739/2/L63, L63. [88](#)

Chapitre 6

Utilisation d'une carte synoptique vectorielle pour la reconstruction sphérique

Sommaire

6.1	Introduction	98
6.2	Présentation des données	98
6.3	Contenu des régions actives	101
6.4	Structure dans le plan de l'éclipse	103
6.5	Comparaison de la topologie trans-équatoriale	105
6.6	Comparaison de la topologie à la surface source	108
6.7	Facteur d'expansion à la surface source	109
6.8	Discussion	112
6.9	Conclusions	113
6.10	Références	114

6.1 Introduction

Jusqu'à présent, nous avons composé nos conditions aux limites en combinant une carte longitudinale du disque complet et des parcelles vectorielles sur la partie centrale de la face du Soleil orientée vers la Terre. Sur les régions plus proches des limbes, ainsi que sur la face cachée du Soleil, nous devons nous contenter d'une carte synoptique du champ radial, traditionnellement utilisée pour les reconstructions globales. Pour le cas de l'éclipse du 20 mars 2015 à 09:45, nous avons eu accès, dans le cadre d'une étude menée par un groupe étudiant la modélisation [NLFFF](#), à une carte synoptique vectorielle.

Ainsi, contrairement aux cas étudiés précédemment, nous pourrions inclure des courants dans les régions actives qui ne sont pas nécessairement bien placées sur le disque, ou même sur la face cachée. Cependant, ces mesures n'ont pas été effectuées à la date d'observation.

Nous allons ici caractériser deux aspects :

- quels sont les apports du modèle [NLFFF](#) par rapport au modèle [PFSS](#) ?
- quelle est l'importance de la cohérence temporelle des données ?

6.2 Présentation des données

La date que nous souhaitons modéliser est le 20 mars 2015 à 09:45 TAI, date à laquelle une éclipse totale de Soleil a eu lieu, et a donné lieu à de nombreuses observations.

Les cartes du champ longitudinal sont générées automatiquement toutes les 12 min. Les données vectorielles sont également générées automatiquement toutes les 12 min, mais uniquement dans des régions d'intérêt, appelées parcelles vectorielles.

Nous disposons, en plus de ces données générées automatiquement, d'une carte synoptique vectorielle centrée à cette date, dans le cadre d'un groupe de travail [NLFFF](#), chargé de l'étude de différentes méthodes de modélisation globale, dont notre méthode de reconstruction. Cette carte synoptique vectorielle a été générée à partir des mesures brutes des paramètres de Stokes par l'instrument [HMI](#), et inversée par une méthode différente, prenant notamment en compte le facteur de remplissage des pixels.

Grâce à ces différents éléments, nous allons générer deux jeux de données, qui donneront lieu à deux cas d'études.

1. Le premier cas, que nous appellerons "cas synoptique", sera une reconstruction utilisant des données provenant uniquement de la carte synoptique vectorielle fournie par le groupe. Ainsi, les trois composantes du champ magnétique seront disponibles partout sur le Soleil, excepté dans les régions polaires où l'on n'a pas d'observation fiable de la composante transverse du champ magnétique. Cependant, les données ne correspondront pas à des mesures effectuées aux mêmes instants, et représenteront un état moyen au cours d'une [rotation Carrington](#).
2. Le deuxième cas, que nous appellerons "cas composite", sera une reconstruction utilisant les données provenant de l'assemblage des cartes les plus à jour disponibles. Ainsi nous utiliserons :

- la carte synoptique vectorielle là où aucunes données ne sont disponibles à cette date ;
- le disque complet dans la région autour du méridien central ;
- les parcelles vectorielles là où elles sont disponibles.

Ce cas utilise donc les données les plus à jour. Cependant, dans la région où nous utiliserons les données du disque complet longitudinal, le champ radial utilisé pour les conditions aux limites sera calculé par projection du champ longitudinal, et donnera un résultat plus approximatif qu'avec des mesures vectorielles.

Trois régions actives principales sont présentes, deux dans l'hémisphère sud : NOAA AR12297 et NOAA AR12305, ainsi qu'une dans l'hémisphère nord : NOAA AR12303.

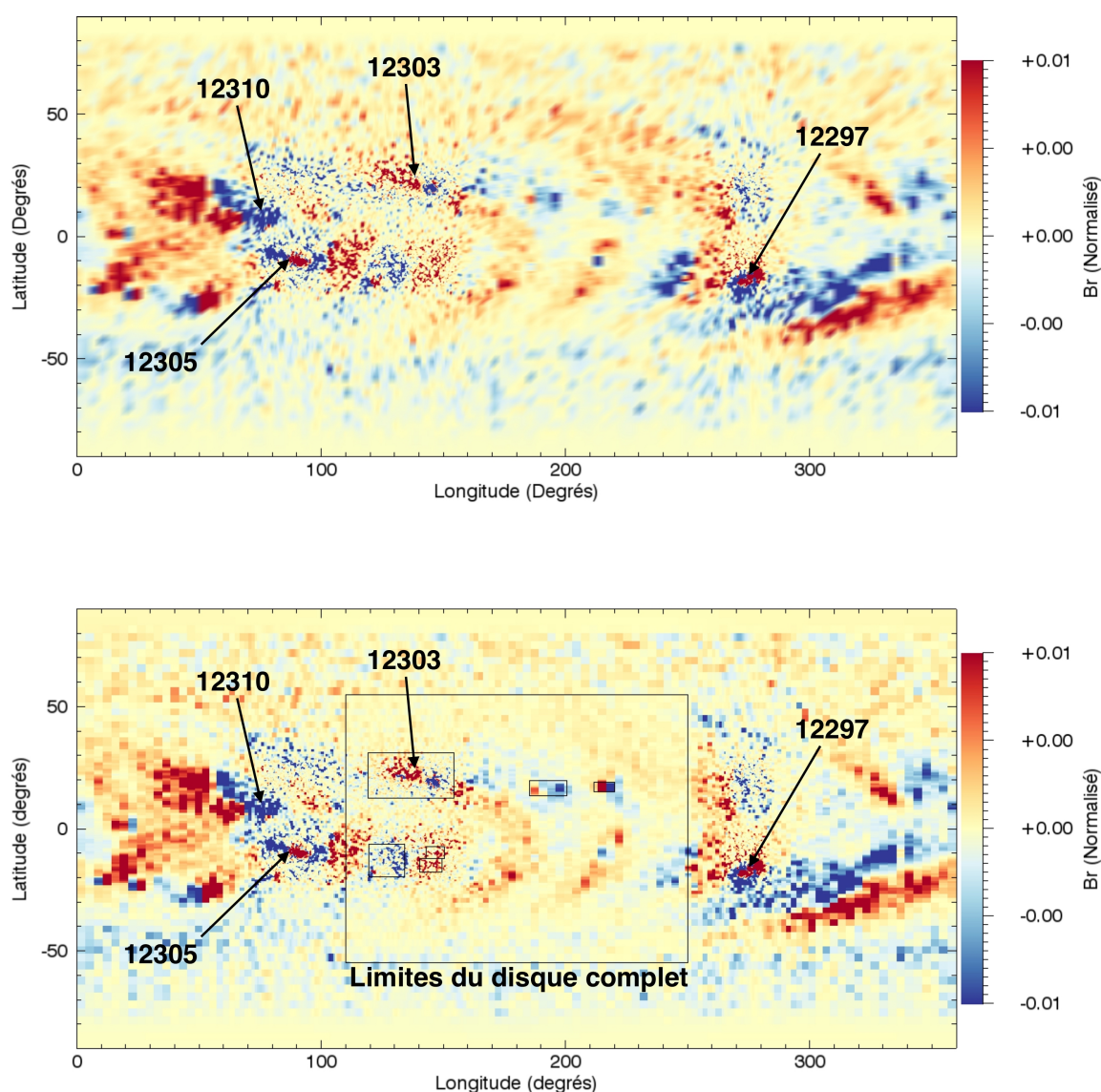


FIGURE 6.1 – Composante radiale du champ de la carte synoptique vectorielle (haut) ainsi que de la carte composite (bas).

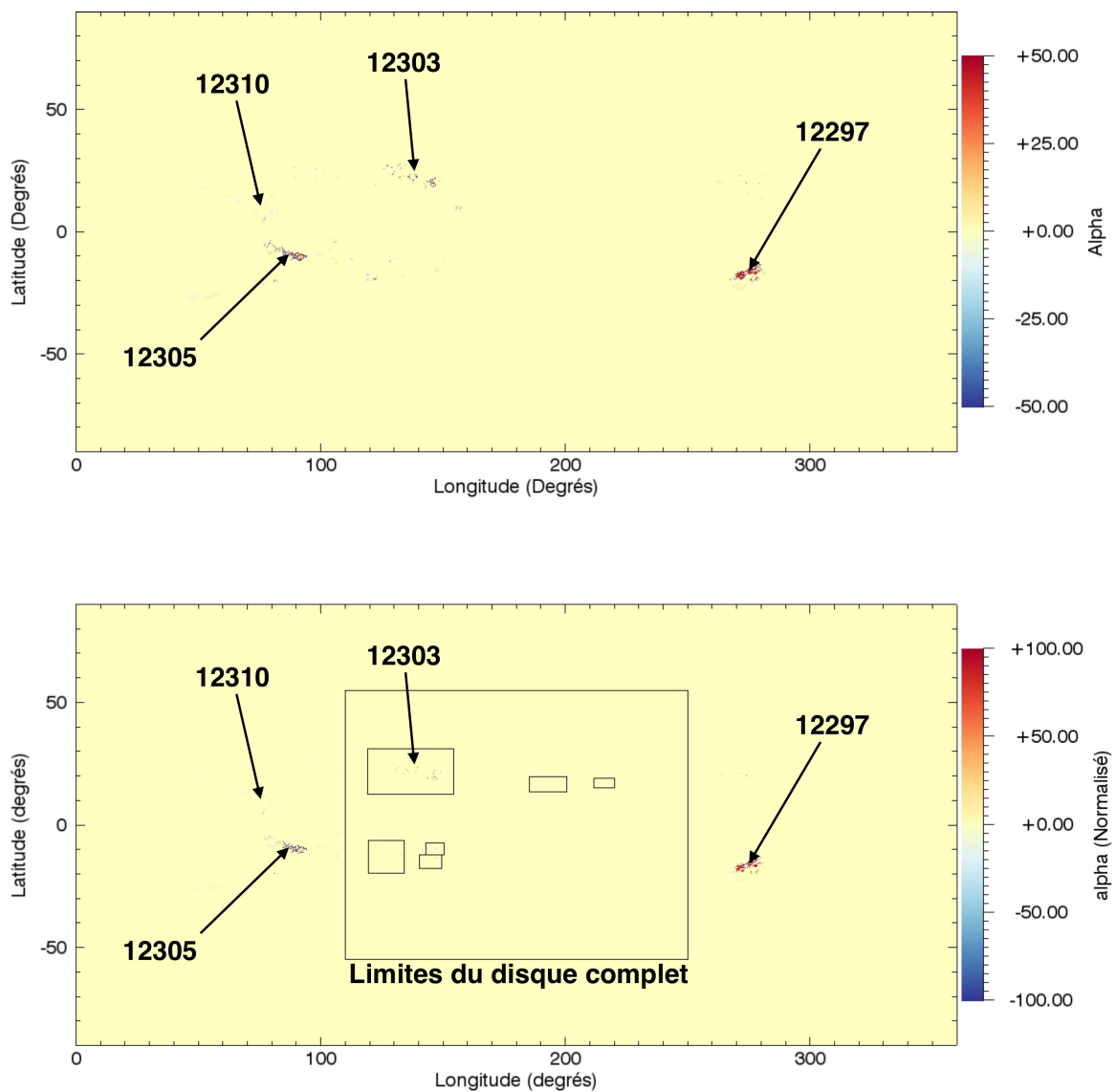


FIGURE 6.2 – Facteur alpha après traitement pour la carte synoptique vectorielle (haut) ainsi que pour la carte composite (bas).

Les conditions aux limites utilisées dans les deux cas sont présentées dans les figures 6.3 pour le champ magnétique radial et 6.2 pour le facteur α . Comme pour les études précédentes, les valeurs non nulles α sont concentrées au niveau des régions actives. Il est donc important d'avoir une résolution suffisante au niveau de ces dernières afin de correctement prendre en compte ces concentrations de courant. Ainsi, les données que nous avons présentées sont interpolées sur un maillage non-uniforme qui concentre les points sur les régions d'intérêt.

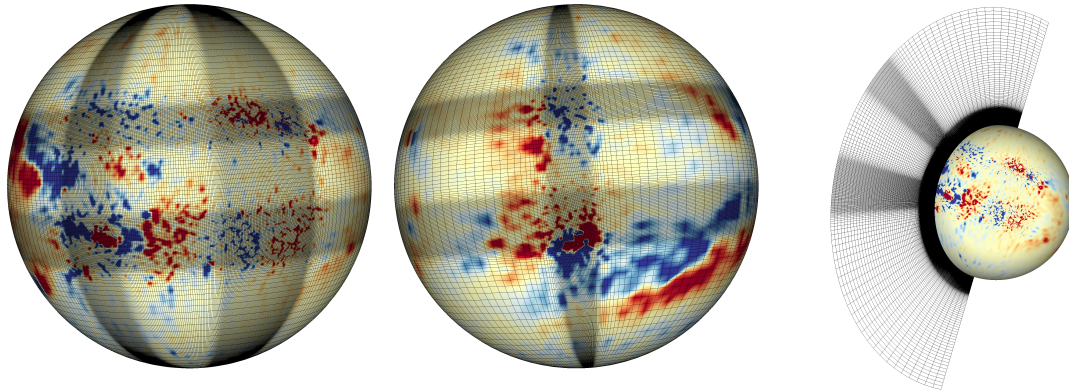


FIGURE 6.3 – Présentation du maillage non-uniforme utilisé pour les deux cas de notre reconstruction.

6.3 Contenu des régions actives

Le contenu énergétique des régions actives est représenté dans la table 6.1. Nous pouvons y voir que la quantité d'énergie globale est faible au regard de l'énergie du champ potentiel. Cependant, nous voyons que l'énergie peut localement être plus élevée, en particulier dans la région NOAA AR12297, où elle atteint 8 %.

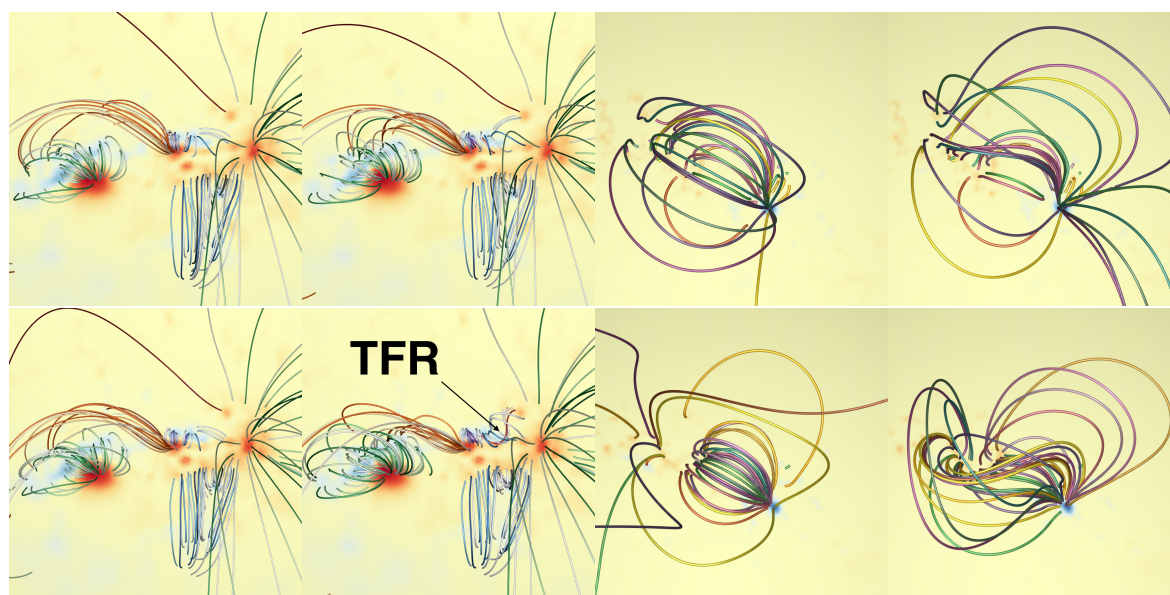
La figure 6.4 présente des lignes de champ dans les trois régions actives principales. Nous voyons qu'il n'y a que peu de différences pour le modèle PFSS entre les cas composite et synoptique, excepté pour la région NOAA AR12303, qui est la seule à se trouver sur le disque complet, et donc la seule à avoir une distribution de flux de champ magnétique radiale différente pour ces deux cas.

Nous remarquons également que le modèle NLFFF provoque un effet de cisaillement plus ou moins marqué selon les régions actives. Ce cisaillement est particulièrement visible sur la région NOAA AR12303, bien qu'elle ne soit pas celle qui contient le plus d'énergie. La région NOAA AR12297 est la plus énergétique, caractère plus marqué dans le cas composite. Dans ce cas, avec le modèle NLFFF, nous avons l'apparition d'un TFR (AMARI et collab. [2000]).

*CHAPITRE 6. UTILISATION D'UNE CARTE SYNOPTIQUE VECTORIELLE
POUR LA RECONSTRUCTION SPHÉRIQUE*

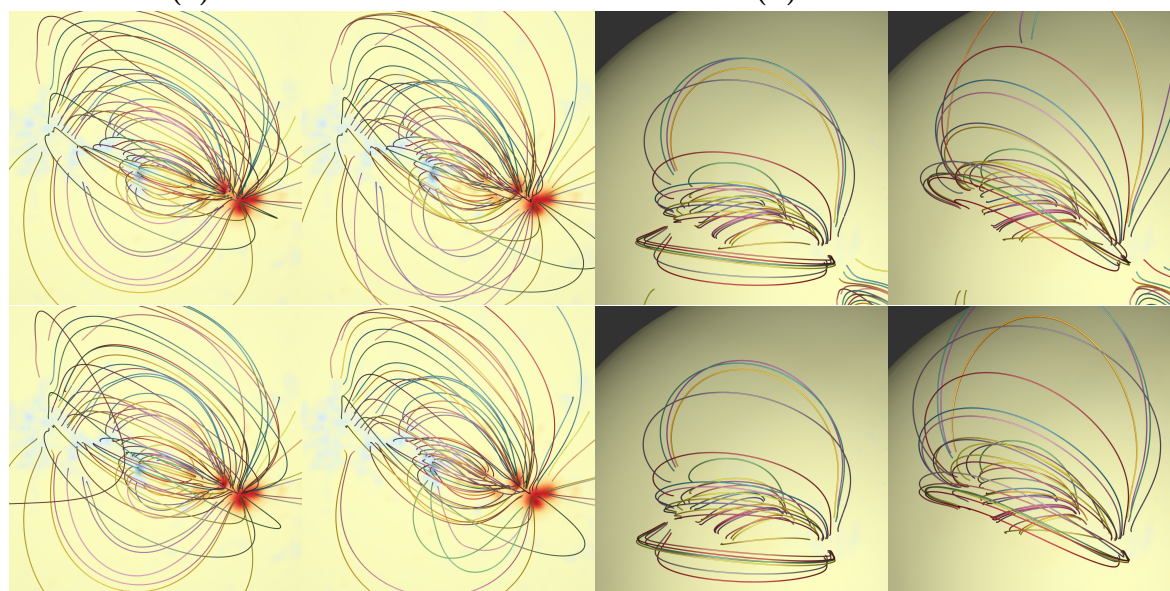
TABLEAU 6.1 – Contenu énergétique des régions actives

Région	12297	12303	12305	Global
Énergie potentielle synoptique	$67,6 \times 10^{31}$ erg	$20,9 \times 10^{31}$ erg	$96,2 \times 10^{31}$ erg	346×10^{31} erg
Énergie NLFFF synoptique	$71,1 \times 10^{31}$ erg	$21,1 \times 10^{31}$ erg	$97,5 \times 10^{31}$ erg	351×10^{31} erg
Énergie potentielle composite	$67,5 \times 10^{31}$ erg	$26,0 \times 10^{31}$ erg	$96,3 \times 10^{31}$ erg	342×10^{31} erg
Énergie NLFFF composite	$73,0 \times 10^{31}$ erg	$26,7 \times 10^{31}$ erg	$97,9 \times 10^{31}$ erg	347×10^{31} erg
Énergie libre synoptique	5,1 %	1,0 %	1,3 %	1,4 %
Énergie libre composite	8,2 %	2,6 %	1,7 %	1,5 %



(a) NOAA AR11297

(b) NOAA AR11303



(c) NOAA AR11305

(d) NOAA AR12310

FIGURE 6.4 – Comparaison de la structure de lignes de champ au sein des régions actives. Chaque région active présente 4 versions : en haut le cas synoptique, en bas le cas composite, à gauche le modèle potentiel, à droite le modèle NLFFF.

6.4 Structure dans le plan de l'éclipse

Nous allons dans un premier temps nous intéresser à la topologie dans le plans du ciel, c'est-à-dire dans le plan perpendiculaire à la ligne reliant la Terre au centre du Soleil.

La figure 6.5 présente un comparatif de la topologie dans le plan du ciel pour les cas composite et synoptique, reconstruits avec les modèles potentiels et non-linéaires. La différence entre les deux cartes, synoptique et composite, se situe sur la face visible du Soleil, et l'on peut s'attendre à ce que la variation soit importante surtout au-dessus de cette face visible. Par contre, les deux régions actives NOAA AR11305 et NOAA AR11297 se trouvent toutes les deux près des limbes, et donc le courant qu'elles contiennent peut affecter grandement la topologie à ces endroits.

Nous constatons dans un premier temps la présence de 4 lobes principaux. Commençons notre analyse par celui formant une structure de [pseudo-streamer](#) dans le quart en bas à droite. Nous constatons que les deux surfaces qui relient la photosphère à la surface source sont plus proches les unes des autres dans les cas NLFFF que dans les cas potentiels. Dans le cas synoptique, nous remarquons que la prise en compte du courant modifie la partie nord de l'arche du [pseudo-streamer](#). La structure est peu modifiée si l'on compare les cas synoptique et composite, excepté dans la partie nord de l'arche du [pseudo-streamer](#), qui est dédoublée dans le cas synoptique.

Le lobe situé dans le quart nord-est, c'est-à-dire en haut à gauche, tangent à la photosphère correspond à une structure de [streamer](#). Son point de tangence avec la photosphère correspond au passage de la ligne d'inversion à la surface source, et donc à la base de la couche de courant héliosphérique. Dans les deux cas, le modèle non-linéaire propose une structure plus arrondie pour le pseudo-streamer, qui est à rapprocher du fait que l'on n'impose pas que le champ magnétique soit radial à la surface source, contrairement au modèle PFSS. Pour le cas synoptique, le modèle non-linéaire modifie une partie des QSL présentes, qui forment une structure oscillante, et qui devient connectée à la surface source. Pour le cas composite, l'ajout de courant entraîne l'apparition d'une structure ovoïde dans la partie supérieure du lobe.

Le lobe situé dans le quart nord-ouest, c'est-à-dire en haut à droite, forme également une structure rappelant celle d'un [pseudo-streamer](#). La structure est peu modifiée si l'on compare les modèles PFSS et NLFFF, mis à part une structure basse plus complexe dans le lobe sud du [pseudo-streamer](#). En revanche, si l'on compare les modèles synoptique et composite, nous pouvons voir que le [pseudo-streamer](#) est plus marqué, et plus incliné vers le nord dans le modèle composite que dans le modèle synoptique.

Enfin, le lobe situé au sud-ouest, c'est-à-dire en bas à droite, s'élève jusqu'à la surface source, il matérialise la marque du streamer sur le limbe ouest. Comme pour le streamer sur le limbe est, il est plus arrondi dans les reconstructions NLFFF que dans les reconstructions PFSS. Sa topologie varie peu si l'on compare les modèles PFSS et NLFFF. On remarque par contre que dans le modèle composite, le point de contact avec la surface-source est plus au sud que dans le modèle PFSS.

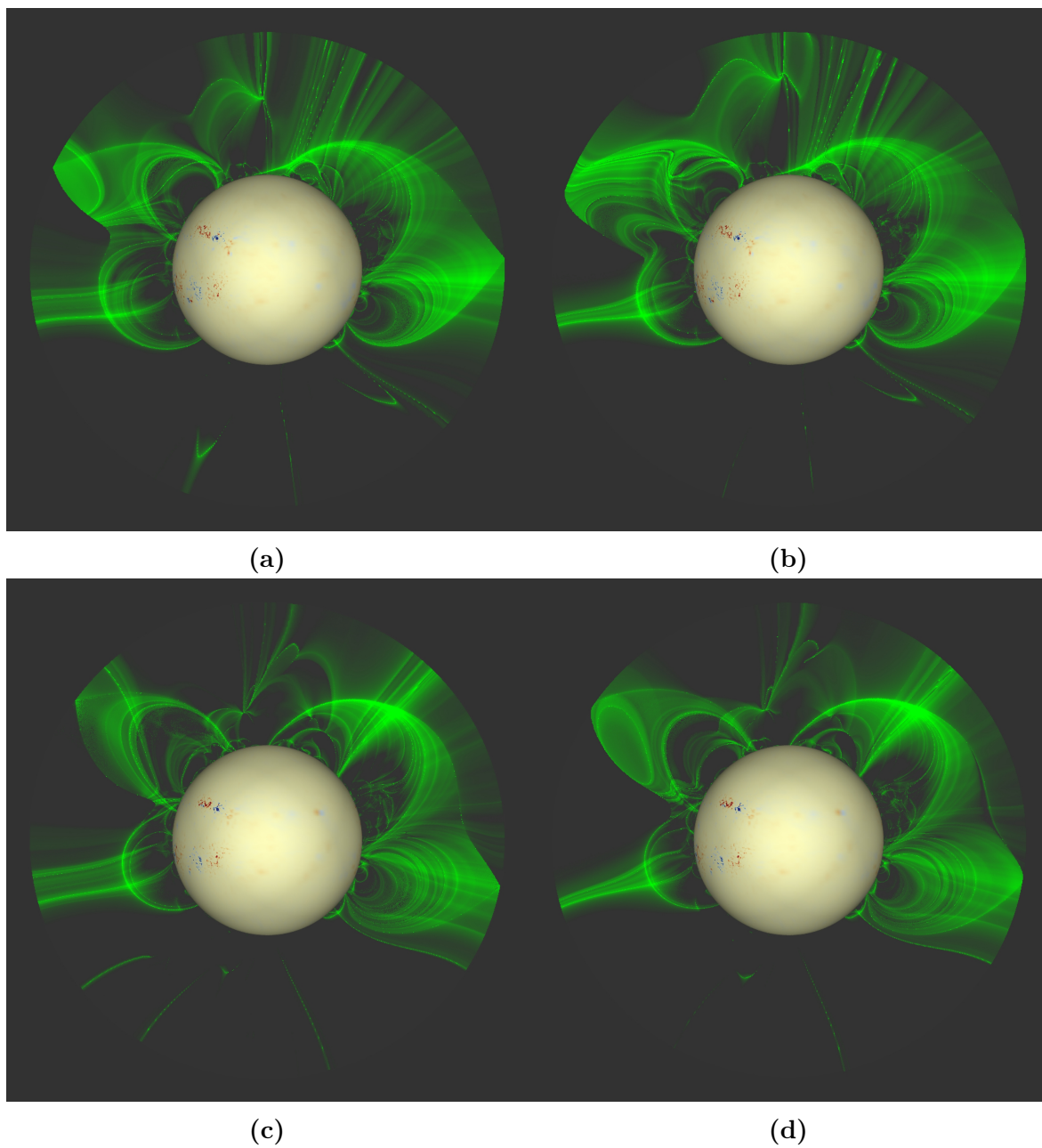


FIGURE 6.5 – Coupe de quantité $\log(Q)$, dans le plan du ciel pour le cas synoptique (haut), et le cas composite (bas), avec les modèles PFSS (gauche), et NLFFF (droite).

6.5 Comparaison de la topologie trans-équatoriale

Nous allons étudier dans cette section la topologie trans-équatoriale dans les différents cas, potentiels et non-potentiels, composite et synoptique. Dans la figure 6.6, nous présentons pour chacun de ces cas la quantité $\log(Q)$, Q étant le facteur d'écrasement, en coupe dans le plan trans-équatorial, vu du pôle nord, l'axe Soleil-Terre étant vertical, la Terre vers le bas. Pour l'analyse des images nous utiliserons les termes haut et bas pour faire référence au haut et au bas de l'image, et non à l'altitude.

Notons que dans cette vue, les principales différences entre les cas synoptique et composite, au niveau des conditions aux limites, sont sur l'hémisphère inférieur.

Commençons notre analyse par le lobe situé dans le quart en bas à gauche. Nous voyons pour le cas synoptique une différence notable entre les modèles [PFSS](#) et [NLFFF](#), avec l'apparition d'une arche reliant la structure de pseudo streamer en dessous au dessus du lobe, et plus généralement de l'extension de la structure de streamer vers le bas de l'image dans le modèle [NLFFF](#). Pour le cas composite, les différences sont également très nettes avec la modification de la structure radiale au centre du streamer. Cette structure, reliant la photosphère à la surface source dans le modèle [PFSS](#), reboucle vers la photosphère dans le modèle [NLFFF](#). Concernant ce lobe, les différences entre les cas composite et synoptique concernent :

1. l'orientation du lobe, qui est plus incliné vers le bas dans le cas composite que dans le cas synoptique ;
2. la structure verticale partant du centre du streamer et s'élevant vers la surface source. Elle présente des variations et semble interrompue dans les deux modèles pour le cas synoptique, alors qu'elle se prolonge pour le cas composite, soit vers la surface source dans le modèle [PFSS](#), soit en rebouclant vers la photosphère dans le cas [NLFFF](#).

Concernant le lobe présent dans le cas en haut à gauche, il s'agit également de la marque de la structure de streamer. Cette structure varie peu si l'on compare les cas synoptique et composite. Le modèle [NLFFF](#) présente lui une différence sur le modèle [PFSS](#). En effet, nous pouvons constater l'apparition d'une deuxième arche à l'intérieur de la structure de streamer dans le modèle [NLFFF](#).

La structure en haut ne présente que peu de variation entre les deux cas, ni entre les deux modèles.

La structure à droite est encore une intersection de la ceinture de streamer avec le plan équatorial. Elle varie peu entre les modèles [NLFFF](#) et [PFSS](#). En revanche, elle est plus fine dans le cas composite que dans le cas synoptique. Nous remarquons également une structure qui s'étend de la photosphère vers la surface source, s'éloignant vers le bas, qui est présente dans le cas synoptique et pas dans le cas composite.

Enfin, attardons-nous sur la structure en bas à droite. Il ne s'agit pas cette fois de la marque d'un streamer. Pour le cas synoptique, la principale différence entre les modèles [PFSS](#) et [NLFFF](#) est l'intersection des deux structures s'élevant vers la surface source (donc vers le bas). Cette intersection est à une altitude plus faible pour le modèle [NLFFF](#). Pour le cas composite, les modèles [PFSS](#) et [NLFFF](#) sont très semblables. La structure s'appuie un peu plus sur sa voisine au-dessus sur l'image dans le modèle [NLFFF](#), et l'arche la plus extérieure est légèrement plus marquée. Concernant les différences entre les cas composite et synoptique, nous remarquons l'apparition d'arches

reliant la structure à sa voisine plus haut sur l'image dans le cas composite. Autre différence, dans le cas synoptique, une des structures atteignant la surface source est interrompue par un lobe près de la photosphère, ce qui n'est pas le cas dans le cas composite.

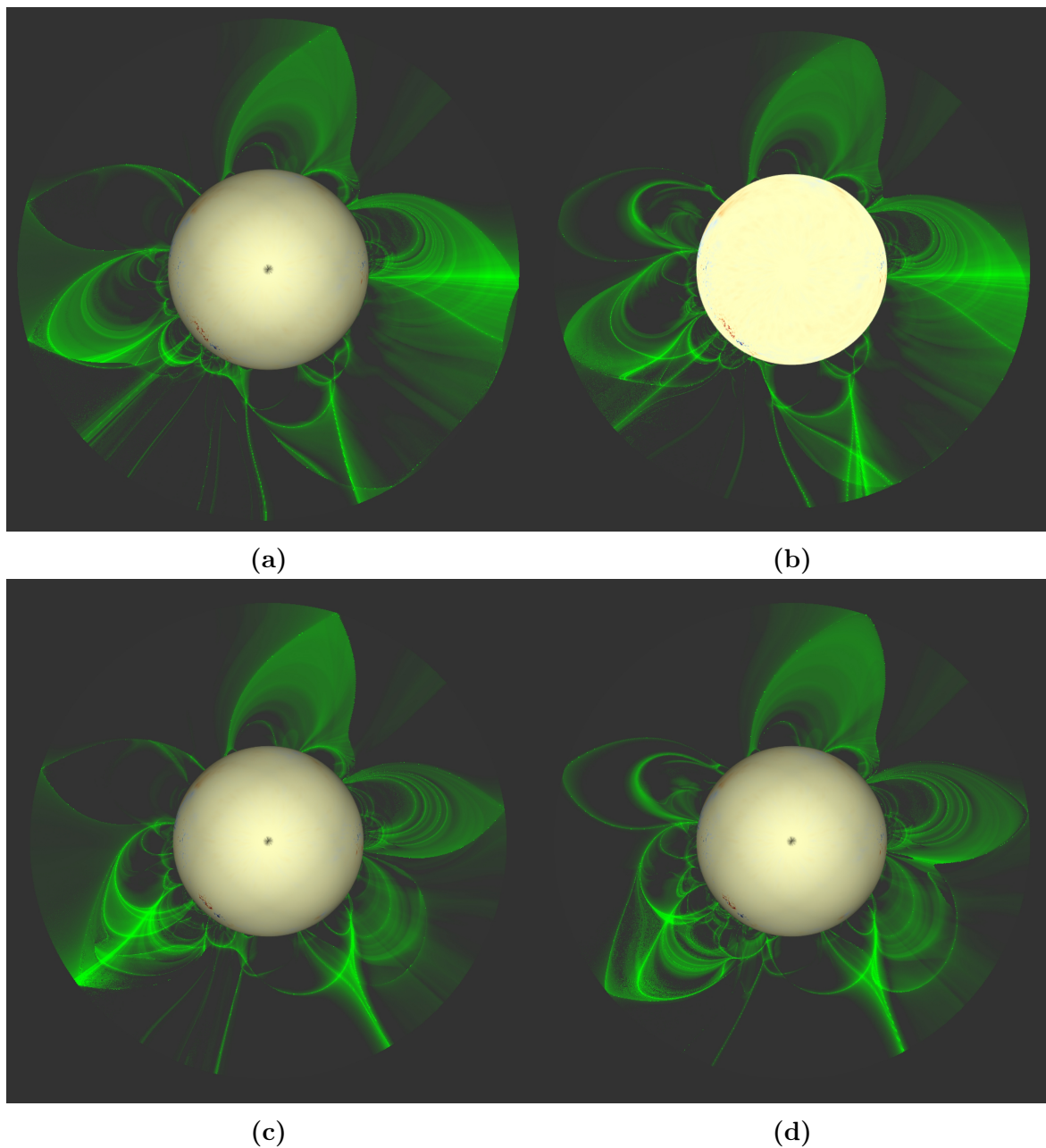


FIGURE 6.6 – Coupe de quantité $\log(Q)$, dans le plan trans-équatorial pour le cas synoptique (haut), et le cas composite (bas), avec les modèles [PFSS](#) (gauche), et [NLFFF](#) (droite). Vue du pôle nord, la Terre étant vers le bas.

6.6 Comparaison de la topologie à la surface source

Nous allons comparer dans cette section les topologies respectives des deux cas synoptique et composite, ainsi que l'évolution de la connectivité à la surface source. La figure 6.7 présente la superposition des facteurs d'expansion pour le modèle NLFFF pour les cas synoptique et composite.

Une des premières différences notables est le tracé de la ligne d'inversion. Elle est reconnaissable car c'est le lieu de changement de polarité, et donc la couleur passe du rouge au bleu pour le cas synoptique, et du vert au jaune pour le cas composite. Il s'agit d'une séparatrice : les lignes de champ ayant des pieds de part et d'autre de cette ligne d'inversion à la surface source sont reliées aux trous coronaux de polarités différentes. Il s'agit donc d'endroits du Soleil qui peuvent être très différents, d'où cette discontinuité de connectivité. Commençons notre étude par la gauche de cette carte, en s'attardant sur cette ligne d'inversion. Le lobe aux alentours des 100° de longitude est plus large pour le cas composite. Vers le centre de la carte, la ligne d'inversion s'étend plus au sud pour le cas composite que dans le cas synoptique. Vers la droite de la carte, les deux lignes d'inversions sont plus semblables.

Les autres lignes sont la trace de QSL ou de séparatrices atteignant la surface source. En ce qui concerne le lobe situé autour de 100° de longitude, nous observons une structure similaire, avec une structure topologique traversant ce lobe. Des structures partant du sommet du lobe sont également visibles dans les deux cas. Elles semblent intersecter la ligne d'inversion à des endroits plus dispersés dans le cas composite. Une différence plus importante se trouve au niveau du lobe central, en ce qui concerne la trace qui part de la ligne d'inversion autour de 100° de longitude, s'éloigne vers le nord et revient vers cette ligne d'inversion. On constate, pour le cas composite, un dédoublement de cette trace autour de 100° , qui n'est pas présent dans le cas synoptique. Au niveau de ce dédoublement, une bifurcation apparaît coupant le lobe en deux. Enfin, nous constatons également la présence, côté positif, d'une cellule autour de 100° dans le cas synoptique qui n'est pas présente dans le cas composite.

Autre différence, entre 200° et 250° de longitude, une cellule est présente dans le cas synoptique.

La structure du lobe se situant autour des 300° de longitude présente un décalage entre les deux cas synoptique et composite, mais la topologie semble correspondre lorsque l'on se rapproche de la droite de la carte.

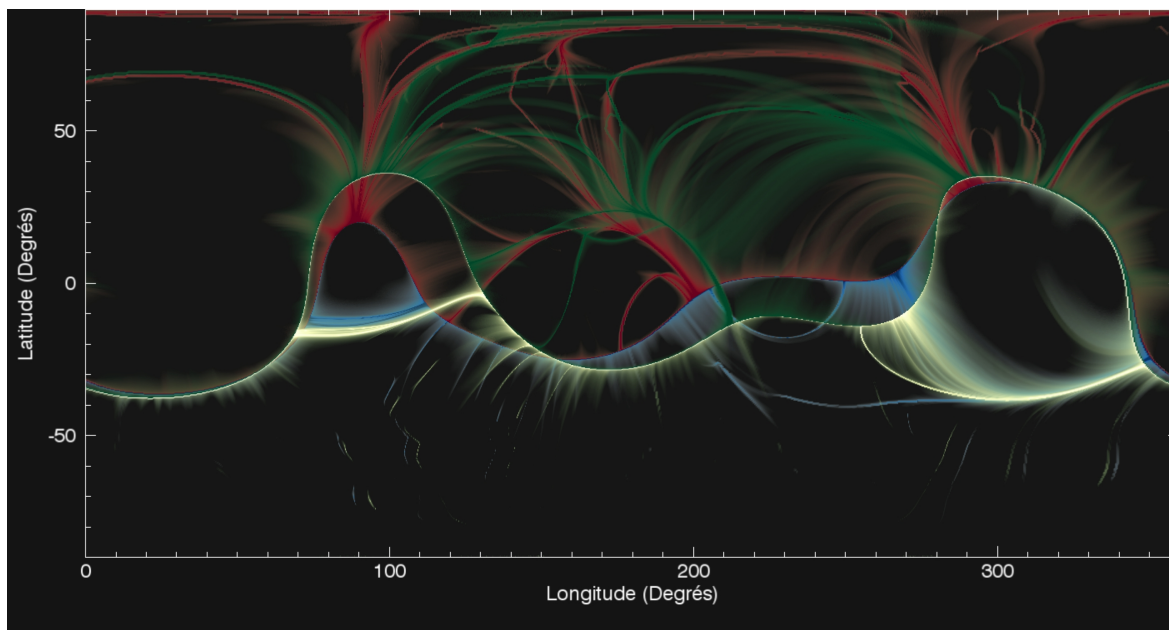


FIGURE 6.7 – Comparaison de la quantité $s\text{Log}Q$ à la surface source pour le cas synoptique (positif en rouge, négatif en bleu) et pour le cas composite(positif en vert, négatif en jaune).

6.7 Facteur d'expansion à la surface source

Une des motivations pour la modélisation non-linéaire à grande échelle de la couronne est la modélisation du champ magnétique interplanétaire, ainsi que celle du vent solaire. En particulier, la [National Oceanic and Atmospheric Administration \(NOAA\)](#) utilise le modèle WSA ([WANG et SHEELEY \[1990\]](#) , [ARGE et PIZZO \[2000\]](#)) afin de fournir des prédictions de vent solaire. Il s'agit d'un modèle empirique s'appuyant en partie sur une extrapolation potentielle de la couronne solaire, et sur le calcul du facteur d'expansion des lignes de champ.

Ainsi, le développement de méthodes globales [NLFFF](#) a également pour intérêt d'améliorer la modélisation de la basse couronne.

Nous allons ici analyser trois comparatifs en ce qui concerne le facteur d'expansion, présentés sur la figure [6.8](#). Afin de comparer cette quantité entre les différents modèles et les différents cas, nous avons pris le parti, plutôt que de représenter le facteur d'expansion pour chaque cas, de représenter la différence des logarithmes en base 10 du facteur d'expansion. Ainsi, sur les graphiques, une valeur nulle signifie que les deux quantités comparées sont égales. Une valeur de +1 signifie que le facteur d'expansion dans le 1er cas est 10 fois plus grand que dans le second.

Les cartes sont saturées pour des valeurs de +2 et -2. De ce fait, les variations observées sur les cartes sont significatives, et peuvent faire intervenir plusieurs ordres de grandeur.

Les deux premiers comparatifs de la figure [6.8](#) présentent la différence entre les facteurs d'expansions calculés avec le modèle [NLFFF](#), et le modèle [PFSS](#), qui est celui qui est utilisé dans l'outil opérationnel de la [NOAA](#).

Le premier élément bien visible sur les deux comparatifs est la ligne bleue qui traverse horizontalement la figure. Elle correspond à la ligne d'inversion à la surface

source, et on constate que le facteur d'expansion est beaucoup moins important dans le modèle NLFFF. Cela est à rapprocher du fait que les structures de streamer sont plus arrondies, du fait que l'on impose pas dans le modèle NLFFF que le champ soit radial à la surface source.

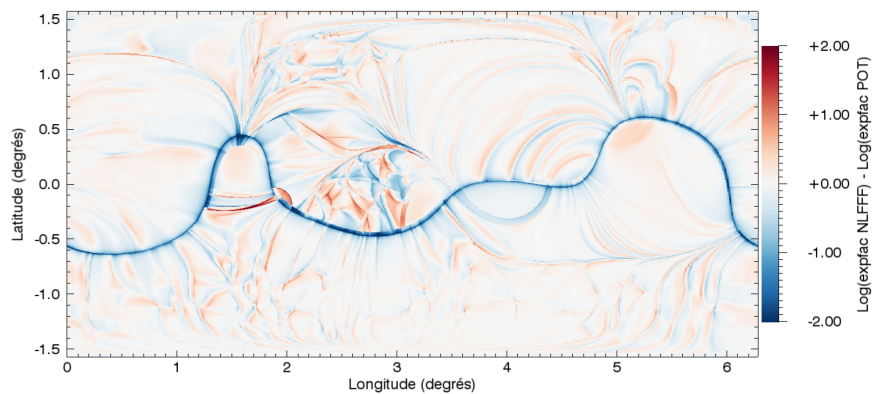
Les différences ont en général une allure filiforme, très allongées. Nous avons montré précédemment qu'une des différences topologiques entre les modèles NLFFF et PFSS se matérialise par un déplacement des structures topologiques. Ainsi le déplacement des structures topologiques à la surface source formera naturellement de telles structures.

Si l'on observe le creux autour de 150° , nous remarquons que les structures sont plus étendues, indiquant des changements plus importants.

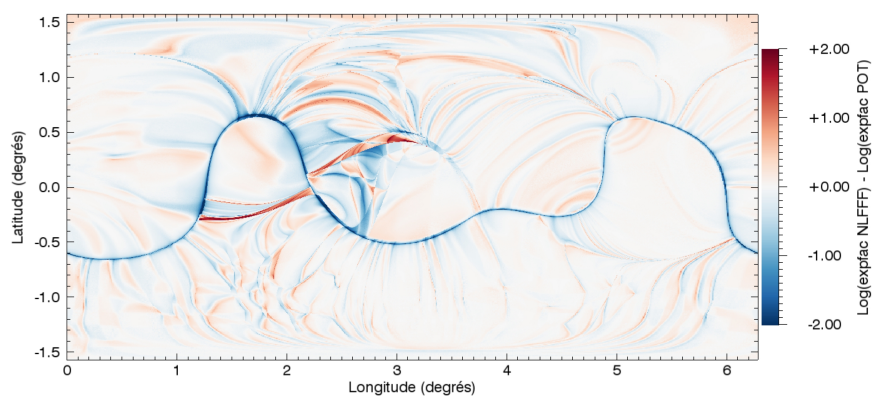
Les changements sont plus francs si l'on regarde le troisième comparatif, qui présente la différence de facteur d'expansion entre le cas composite et le cas synoptique, pour le modèle NLFFF. La quantité présentée sur la carte est donc calculée de la manière suivante :

$$différence = \log_{10}(expfac_{NLFFF,composite}) - \log_{10}(expfac_{NLFFF,synoptique}) \quad (6.1)$$

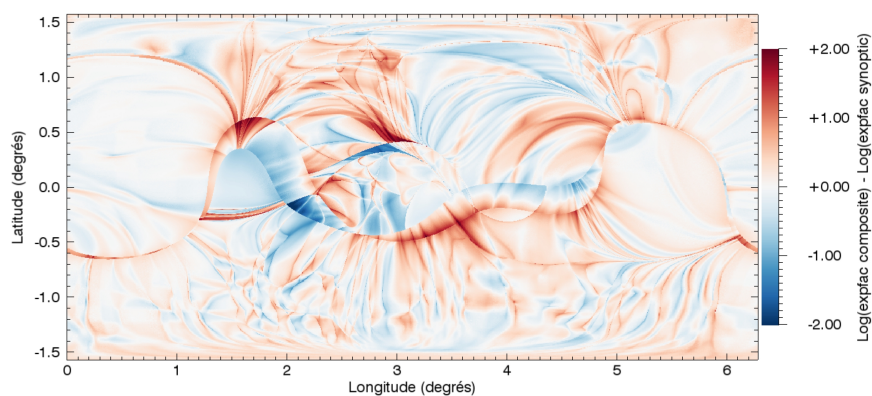
Les structures ont également pour certaines un aspect filiforme, mais sont beaucoup plus marquées que dans les comparatifs précédents. Là encore, la région où les différences sont les plus importantes est située autour de 150° . Notons la structure positive en rouge au-dessus de la bosse formée par les lignes d'inversions, et la plage négative bleue au-dessous à droite, qui correspond à un endroit où la ligne d'inversion varie fortement entre les deux modèles.



(a)



(b)



(c)

FIGURE 6.8 – Comparaison du facteur d'expansion calculé à la surface source pour différents cas. La différence des logarithmes en base 10 est présentée ici. Différences des facteurs d'expansion entre les modèles PFSS et NLFFF pour le cas synoptique (a), pour le cas composite (b). Différences des facteurs d'expansion entre les cas synoptique et composite pour le modèle NLFFF (c).

6.8 Discussion

Du fait de la qualité des données, nous ne pouvons avoir une convergence de l'algorithme non linéaire qu'au prix de couper une grande partie du courant présent dans le magnétogramme vectoriel. Cependant, cela est en accord avec l'image que l'on se fait de la couronne : quasi-potentielle, excepté dans les régions actives (PRIEST [2014]). Tout d'abord, regardons l'évolution des reconstructions en comparant les modèles NLFFF et PFSS.

Dans les régions actives, nous pouvons voir une structure plus cisailée dans les reconstructions basées sur modèle NLFFF que dans celles basées sur le champ potentiel. L'énergie libre, différence entre l'énergie NLFFF et l'énergie PFSS, reste cependant relativement faible. Cependant, le tracé des lignes de champ indique que même avec peu d'énergie, la structure peut se trouver modifiée de manière importante, à l'instar de ce qui se passe dans la région NOAA AR12303, où l'énergie libre ne dépasse pas les 3% mais où la structure de ligne de champs change de manière importante entre le modèle PFSS et le modèle NLFFF. Cependant, les différences introduites dans la topologie du plan du ciel par l'introduction de courant dans les cas synoptique et composite sont assez localisées, et les configurations présentent beaucoup de points communs. Les différences sont plus importantes dans le plan trans-équatorial, ce qui est attendu vu que les régions actives sont en général situées à des latitudes moyennes de part et d'autre de l'équateur.

En revanche, lorsque l'on compare les cas composite et synoptique nous voyons des différences notables. Premièrement, le tracé de la topologie à la surface source varie entre les deux cas. La ligne d'inversion est particulièrement importante, car il s'agit de la base de la couche de courant héliosphérique, qui s'étend dans tout le domaine interplanétaire (voir OWENS et FORSYTH [2013]). Ainsi, le type de données que nous utilisons aura un impact sur la modélisation de cette dernière.

Les changements de topologie à la surface source entre les cas composite et synoptique sont également importants à prendre en compte en ce qui concerne la modélisation du vent solaire. En effet, de récentes études ont lié ce dernier à la structure topologique et quasi-topologique du champ magnétique, notamment en ce qui concerne la compréhension du vent solaire lent (ANTIOCHOS et collab. [2011], CROOKER et collab. [2012]).

Certains modèles de vent solaire sont composés de plusieurs modèles en fonction de l'altitude au-dessus de la surface du Soleil. C'est le cas du modèle utilisé par la NOAA pour la météorologie de l'espace. L'outil opérationnel utilise le modèle PFSS comme "premier étage", entre la surface du Soleil et la surface source. Il s'agit de prédire, entre autres, la position de la Couche de Courant Héliosphérique (CCH) ainsi que la vitesse du vent solaire. Cette vitesse est calculé à l'aide d'un modèle semi-empirique dit de Wang-Sheely-Argé (WSA) (WANG et SHEELEY [1990], ARGE et PIZZO [2000]). Une des quantités influant les résultats donnés par le modèle WSA est le facteur d'expansion. Ainsi les variations pouvant atteindre plusieurs ordres de grandeurs observées sur le facteur d'expansion entre les modèles PFSS et NLFFF justifient l'intérêt que l'on peut avoir à prendre en compte les courants dans la couronne, même si l'on doit mettre des seuils très élevés du fait de la qualité des données. D'autre part, nous voyons également un effet important de l'inclusion des différents composants de la carte composite, ainsi,

même si la carte synoptique est centrée sur la date appropriée, le fait d'inclure des données les plus à jour possible peut se révéler important.

Pour rappel, le disque complet longitudinal, contenant les données prises exactement à la date de la reconstruction, est centré à 180° de longitude. Nous remarquons sur la figure 6.7 que les différences entre les modèles synoptique et composite sont très faibles autour de 0° de longitude, c'est-à-dire à l'opposé de là où a été introduit le disque complet. En dehors de ce disque, nous devons nous contenter de données qui ont été mesurées jusqu'à deux semaines avant ou après la date que nous souhaitons modéliser. La région dans laquelle nous avons introduit le disque complet, donc les données les plus à jour, correspond également à la partie de la carte synoptique contenant les données qui ont été mesurées aux instants les plus proches de la date que nous souhaitons modéliser. Ainsi, les modifications que pourraient entraîner l'introduction des données les plus à jour ailleurs sur la photosphère auraient un effet au moins aussi important que l'introduction du disque complet. Ceci contribue donc à motiver le développement d'observatoires permettant d'observer le champ magnétique à d'autres endroits que la partie la plus en face de la Terre.

Notre étude souligne donc l'importance de la cohérence temporelle des données, et de la prise en compte des courants coronaux. En particulier, la cohérence temporelle semble particulièrement importante, et ce même si le disque complet que nous avons inclus a été pris à la même date à laquelle la carte synoptique a été centrée, et donc correspond le mieux aux données de la carte synoptique. Un disque complet mesuré sur la face cachée du Soleil à cette date serait positionné sur une zone de la carte synoptique contenant des données datant jusqu'à 2 semaines avant ou après la date modélisée.

6.9 Conclusions

Nous présentons ici une application de notre modèle pour différentes conditions aux limites, et comparons pour chaque cas les résultats des modèles [PFSS](#) et [NLFFF](#).

Nous aboutissons aux résultats suivants :

- nous sommes contraints de n'injecter du courant que dans les régions où le champ est suffisamment fort, en pratique dans les régions actives ;
- il y a beaucoup de points communs dans la topologie à grande échelle entre les modèles [NLFFF](#) et [PFSS](#) ;
- en revanche la structure des lignes de champ au niveau des régions actives peut être grandement modifiée par le modèle [NLFFF](#) par rapport au modèle [PFSS](#), et faire apparaître des structures de [TFR](#), en accord avec les études cartésiennes.
- le facteur d'expansion est plus sensible au courant dans la couronne ;
- le fait d'utiliser des données les plus à jour revêt également une importance, les changements sont même qualitativement plus important que dans la comparaison [NLFFF](#) / [PFSS](#).
- les changements topologiques entre les cas synoptique et composite sont surtout situés dans l'hémisphère où l'on a inséré le disque complet.

6.10 Références

- AMARI, T., J. F. LUCIANI, Z. MIKIC et J. LINKER. 2000, «A Twisted Flux Rope Model for Coronal Mass Ejections and Two-Ribbon Flares», *ApJ*, vol. 529, doi : 10.1086/312444, p. L49–L52. [101](#)
- ANTIOCHOS, S. K., Z. MIKIĆ, V. S. TITOV, R. LIONELLO et J. A. LINKER. 2011, «A Model for the Sources of the Slow Solar Wind», *ApJ*, vol. 731, doi :10.1088/0004-637X/731/2/112, 112. [112](#)
- ARGE, C. N. et V. J. PIZZO. 2000, «Improvement in the prediction of solar wind conditions using near-real time solar magnetic field updates», *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, vol. 105, n° A5, doi :10.1029/1999JA000262, p. 10 465–10 479, ISSN 2156-2202. URL <http://dx.doi.org/10.1029/1999JA000262>. [109](#), [112](#)
- CROOKER, N. U., S. K. ANTIOCHOS, X. ZHAO et M. NEUGEBAUER. 2012, «Global network of slow solar wind», *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, vol. 117, n° A4, doi :10.1029/2011JA017236, p. n/a–n/a, ISSN 2156-2202. URL <http://dx.doi.org/10.1029/2011JA017236>, a04104. [112](#)
- OWENS, M. J. et R. J. FORSYTH. 2013, «The heliospheric magnetic field», *Living Reviews in Solar Physics*, vol. 10, n° 1, doi :10.12942/lrsp-2013-5, p. 5, ISSN 1614-4961. URL <http://dx.doi.org/10.12942/lrsp-2013-5>. [112](#)
- PRIEST, E. 2014, *Magnetohydrodynamics of the Sun*. [112](#)
- WANG, Y.-M. et N. R. SHEELEY, JR. 1990, «Solar wind speed and coronal flux-tube expansion», *ApJ*, vol. 355, doi :10.1086/168805, p. 726–732. [109](#), [112](#)

Chapitre 7

Extension du modèle

Sommaire

7.1	Introduction	115
7.2	Modèles	116
7.2.1	Extension radiale du champ magnétique	116
7.2.2	Extension avec un modèle de couche de courant	116
7.2.3	Raccord des modèles	116
7.3	Résultats	117
7.3.1	Lignes dans le plan du ciel	117
7.3.2	Topologie	117
7.4	Remarques conclusives	119
7.5	Références	120

7.1 Introduction

Nous avons précédemment étudié trois cas relativement différents grâce à notre méthode de reconstruction. Un des principaux intérêts que peut avoir une méthode **NLFFF** globale est de pouvoir améliorer le modèle **PFSS**, utilisé dans les outils opérationnels de prédiction du vent solaire, et dans beaucoup d'études de la couronne globale, comme **PLATTEN et collab. [2014]**. C'est l'objet de l'étude de **EDWARDS et collab. [2015]**. Nous nous proposons donc, dans ce court chapitre, de présenter deux méthodes permettant d'étendre le champ magnétique solaire au-delà de la surface source. Ces méthodes sont nécessaires afin que des modèles de vents solaires puissent prendre le relais à partir d'environ $20 R_{\odot}$. De tels modèles permettront également de confronter les résultats de reconstructions aux mesures in-situ fournies par la sonde solaire, qui s'approchera au plus près à $8 R_{\odot}$.

Nous avons choisi pour cela le cas présenté au chapitre 5, qui est, pour rappel une reconstruction **NLFFF** modélisant la date du 2011 août 3 à 01:00, que nous allons étendre jusqu'à $20 R_{\odot}$.

7.2 Modèles

7.2.1 Extension radiale du champ magnétique

Nous proposerons ici deux modèles simples pour la couronne au-dessus de la [surface source](#), afin de pouvoir se connecter aux modèles de vent solaire, nécessitant généralement des conditions initiales autour de $20 R_{\odot}$. Il s'agit de modéliser de manière qualitative la façon avec laquelle le vent solaire étire les lignes de champ au-dessus de la [surface source](#).

Nous pouvons tout d'abord supposer que le champ magnétique au-dessus de la [surface source](#) est radial.

Dans ce cas, nous avons les relations suivantes :

$$B_{\theta} = 0 \quad (7.1)$$

$$B_{\phi} = 0 \quad (7.2)$$

$$\frac{\partial(r^2 B_r)}{\partial r} = 0 \quad (7.3)$$

L'équation (7.3), n'est autre que la formulation de l'équation (2.9) pour un champ radial.

7.2.2 Extension avec un modèle de couche de courant

Il s'agit ici d'un modèle plus avancé pour étendre le champ de la [surface source](#) jusqu'à $20 R_{\odot}$. Il est utilisé dans le modèle d'[ARGE et PIZZO \[2000\]](#).

Il s'agit ici de calculer un champ ouvert, dont les lignes sont ancrées à la fois sur la surface intérieure et la surface extérieure, dans lequel le courant serait confiné dans la surface séparant les lignes reliées aux trous coronaires positifs et négatifs.

Pour ce faire, nous calculons un champ potentiel dans lequel, avec les conditions aux limites suivantes :

- B_r est radial sur la surface extérieure, nous fixons donc $\phi = 0$
- $B(r = R_{ss}) = |B_{R_{ss}}|$, donc nous fixons $\partial_r \phi = |B_{R_{ss}}|$

Dans un deuxième temps, nous vérifions à quelle polarité chaque point du maillage est connectée, et nous procédons à la correction du champ.

7.2.3 Raccord des modèles

Pour les deux modèles donc, nous utilisons comme conditions aux limites inférieures la valeur de la solution du chapitre 5 au niveau de la [surface source](#). Nous raccorderons ensuite les deux solutions de la manière suivante :

- $B = B_{\text{NLFFF}}$ si $r < R_{SS}$
- $B = B_{\text{Extension}}$ si $r > R_{SS}$

avec R_{SS} le rayon de la surface source, B_{NLFFF} le champ de la solution [NLFFF](#) et $B_{\text{Extension}}$ le champ de notre modèle d'extension, soit radiale, soit le modèle de couche de courant.

7.3 Résultats

7.3.1 Lignes dans le plan du ciel

Regardons tout d’abord les lignes de champ dans le plan du ciel, présentées dans la figure 7.1. Pour les deux cas, nous avons pris un jeu de points placés sur la [surface source](#), représentée en pointillés blancs, et tracé les lignes pour les deux modèles. Nous avons tracé les lignes reliées aux trous coronaux négatifs en bleu, et celles reliées aux trous coronaux positifs en rouge. Sur les panneaux de gauche, nous remarquons que les structures sont similaires. Cependant, une des différences visibles se situe aux niveau de la [CCH](#) : les lignes sont plus proches de celle-ci dans le modèle de champ ouvert que dans le modèle purement radial.

En regardant les panneaux de droite, présentant une vue rapprochée des mêmes lignes de champ, nous voyons que les différences sont également surtout notables près de la ligne d’inversion. Premièrement, nous pouvons clairement observer la discontinuité entre les modèles au-dessus de la [surface source](#) et le modèle [NLFFF](#) au dessous de la [surface source](#). Cette discontinuité est plus marquée aux abords de la [PIL](#), et les deux modèles se démarquent à ce niveau. Dans le modèle radial, les lignes forment un angle de manière à ce que les lignes s’éloignent de la [CCH](#). Dans le modèle ouvert, nous trouvons que l’angle formé par les lignes tend, au contraire, à les rapprocher de la [CCH](#).

7.3.2 Topologie

Nous allons maintenant nous intéresser à la variation de la topologie entre les deux modèles. Nous avons tracé, sur la figure 7.2, la quantité $\log(Q)$, où Q désigne le facteur d’écrasement, calculé à $20 R_{\odot}$.

Nous voyons tout d’abord une variation du tracé de la [PIL](#) : elle est globalement plus au sud pour le modèle radial que pour le modèle ouvert, avec un décalage pouvant dépasser les 10 degrés observé aux alentours de 0° de longitude.

Ensuite les cellules topologiques sont globalement plus proches de la [PIL](#), en particulier le lobe sud aux alentours de 100° de longitude, les structures au sud de la [PIL](#) autour de 180° de longitude, et les structures au nord de la [PIL](#) autour de 280° .

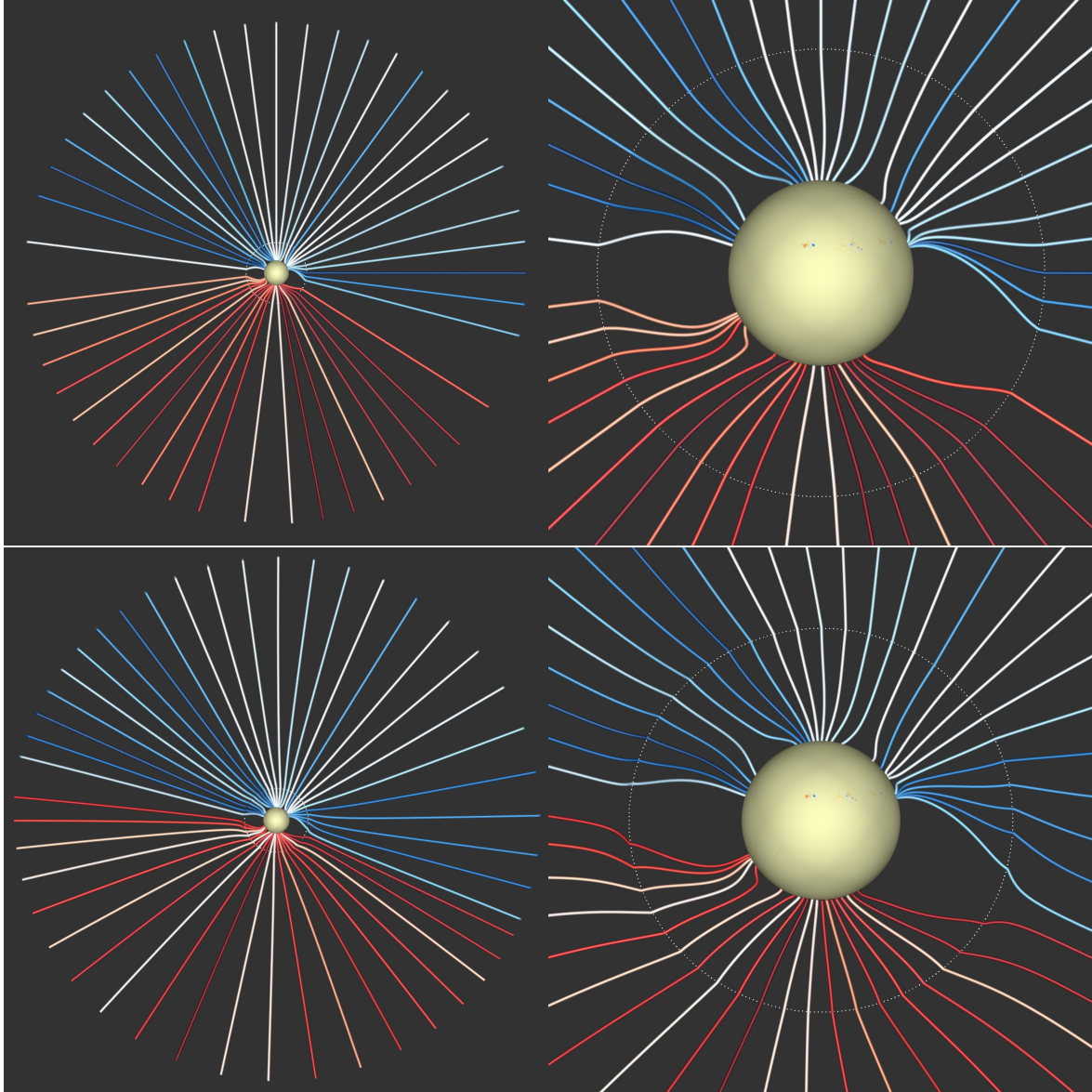


FIGURE 7.1 – Lignes de champ dans le plan du ciel avec l’extension radiale (haut) et avec la méthode de couche de courant (bas). La différence entre les panneaux de gauche et de droite est le niveau de zoom. En rouge les lignes de champ connectées aux polarités positives de la photosphère, et en bleu les lignes connectées aux polarités négatives de la photosphère. Le cercle blanc matérialise la surface source, lieu de jonction entre les modèles d’extension et le modèle NLFFF.

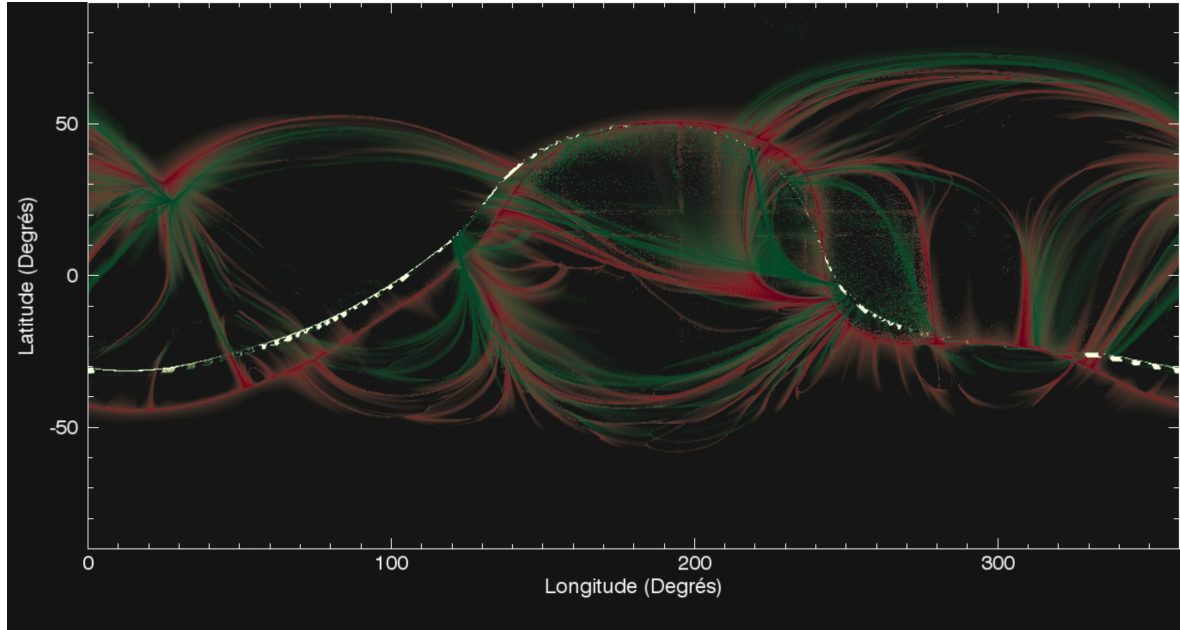


FIGURE 7.2 – Comparaison du facteur d'écrasement Q à la frontière du domaine ($R=20 R_{\odot}$) pour le modèle radial (rouge) et pour le modèle de couche de courant (vert).

7.4 Remarques conclusives

Globalement, l'extension radiale a plus tendance à dilater les structures de champ au voisinage de la CCH. En effet, nous avons vu que les lignes de champ ont tendance à s'en éloigner, et que les cellules topologiques proches de la CCH sont plus grandes dans le modèle de champ radial que dans le modèle ouvert.

Ces deux modèles présentent donc des différences notables, au niveau de la CCH, ainsi qu'au niveau de la topologie. Les différences d'orientation du champ magnétique devraient être assez aisément observables. En ce qui concerne le reste de la topologie, si l'on suit [ANTIOCHOS et collab. \[2011\]](#), la forme de ces éléments topologique devrait être reliée à la vitesse du vent solaire, et devrait être visible sur les observations in situ.

7.5 Références

- ANTIOCHOS, S. K., Z. MIKIĆ, V. S. TITOV, R. LIONELLO et J. A. LINKER. 2011, «A Model for the Sources of the Slow Solar Wind», *ApJ*, vol. 731, doi :10.1088/0004-637X/731/2/112, 112. [119](#)
- ARGE, C. N. et V. J. PIZZO. 2000, «Improvement in the prediction of solar wind conditions using near-real time solar magnetic field updates», *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, vol. 105, n° A5, doi :10.1029/1999JA000262, p. 10 465–10 479, ISSN 2156-2202. URL <http://dx.doi.org/10.1029/1999JA000262>. [116](#)
- EDWARDS, S. J., A. R. YEATES, F.-X. BOCQUET et D. H. MACKAY. 2015, «Influence of Non-Potential Coronal Magnetic Topology on Solar-Wind Models», *Sol. Phys.*, vol. 290, doi :10.1007/s11207-015-0795-8, p. 2791–2808. [115](#)
- PLATTEN, S. J., C. E. PARNELL, A. L. HAYNES, E. R. PRIEST et D. H. MACKAY. 2014, «The solar cycle variation of topological structures in the global solar corona», *A&A*, vol. 565, doi :10.1051/0004-6361/201323048, A44. [115](#)

Chapitre 8

Conclusion générale

L'objectif principal des travaux présentés dans cette thèse était la modélisation et la caractérisation globale de la couronne, avec une attention particulière apportée aux événements éruptifs. La reconstruction pour les événements de type éruption s'attardait auparavant surtout sur des modèles cartésiens, et nous avons pu intégrer ces événements dans leur contexte global.

Nous avons dans un premier temps utilisé notre méthode pour étudier la région [NOAA AR11158](#), très étudiée par la communauté, et beaucoup de méthodes cartésiennes ont été utilisées pour étudier la région active. Nous avons sélectionné cette région active à cause de son étendue, qui peut poser des problèmes pour les modèles cartésiens, qui négligent la courbure du Soleil. Nous l'avons bien entendu également sélectionnée pour les événements éruptifs qui y ont eu lieu. D'ailleurs, [SUN et collab. \[2012\]](#) soulignent qu'il est difficile de rendre compte des boucles à la périphérie ouest de la région active, qui sont par contre fidèlement reproduites par notre méthode. Elle nous a permis d'avoir un modèle pré-éruptif contenant l'ensemble des éléments clés présentés par les différentes reconstructions effectuées avant l'éruption de [classe X](#) qui a eu lieu. Notre méthode est ainsi compétitive avec les méthodes cartésiennes, et permet de modéliser les éléments trouvés par celles-ci, en les insérant dans un cadre global également issu des données. Elle permet donc de contribuer à une question fondamentale qui se pose pour comprendre les événements éruptifs : y a-t-il un [TFR](#) avant l'éruption, ou celui-ci se forme-t-il en phase dynamique ? Notre reconstruction semble appuyer les conclusions de [ZHAO et collab. \[2014\]](#), car elle présente bien une structure de [TFR](#) dans la phase pré-éruptive. Cependant, c'est dans son caractère global que réside l'intérêt de notre étude, et nous avons ainsi pu caractériser l'environnement magnétique global du Soleil avant l'éruption. Cela nous a permis d'identifier différentes structures présentes sur le chemin de la [CME](#), et qui peuvent donc jouer un rôle dans son déclenchement, son caractère confiné ou non, et son accélération. Notre reconstruction présente également un deuxième [TFR](#), associé à des événements éruptifs localisés dans la partie est de la région active. Les connexions possibles entre les deux [TFR](#) ont été étudiées, et une découverte surprenante faisant apparaître une voie de communication entre les deux [TFR](#) faisant intervenir un point nul situé dans l'autre hémisphère du Soleil. La topologie très complexe dans laquelle s'insère la région active montre alors tout l'intérêt d'utiliser une méthode globale pour modéliser le Soleil.

La deuxième étude s'est alors attaquée à modéliser une configuration présentant

deux régions actives à caractère éruptif. Le cas des événements du 2011:08 et 2011:08 présente deux régions actives bien placées sur le disque, permettant une extrapolation non-linéaire avec des données vectorielles dans les deux régions actives. Initialement, ce travail s'inscrivait dans le cadre d'un groupe international NLFFF, et avait pour objet d'étude l'effet que peut avoir le champ de vue sur les résultats de reconstruction. Les méthodes comparées étaient essentiellement cartésiennes, et nous avons pris le parti de présenter également un cas sphérique global. Ainsi, les données vectorielles que nous avons utilisées, si elles sont toujours issues de l'instrument HMI, ont été inversées par le groupe en utilisant une méthode différente que celle du tuyau HMI. Nous pouvons donc maintenant modéliser plusieurs régions actives dans une même reconstruction, ce qui présente une avancée majeure dans le domaine de la reconstruction. Cela ouvre la voie à l'étude de l'interaction entre des régions actives dans une configuration solaire réaliste, et avec un contenu énergétique réaliste des régions actives, puisque directement issues des données. Les études menées dans ce domaine devaient auparavant soit se contenter de modèles idéalisés, par exemple MACKAY et VAN BALLEGOOIJEN [2005], soit se contenter de modéliser une couronne ne contenant pas de courant, comme TITOV et collab. [2012], ou inclure un modèle de structure énergétique JIN et collab. [2016]. Les deux régions actives présentent une activité éruptive, et deux structures de TFR, une dans chaque région active, ce qui vient appuyer là encore les modèles supposant un TFR préexistant aux événements éruptifs. Une des régions est plus éruptive que l'autre, et c'est celle qui possède le moins d'énergie au total, mais celle qui possède le plus d'énergie par rapport à l'énergie potentielle. Cette région plus éruptive est également le siège de deux CMEs. L'analyse de la topologie peut nous donner quelques indices sur cette différence de comportement, outre la différence d'énergie entre les régions actives, car la topologie est beaucoup plus complexe dans la région la plus éruptive, avec de multiples (quasi)-séparatrices, qui sont des lieux privilégiés pour la formation de couches de courant et de reconnexion. Nous avons également pu, grâce à la topologie, mettre en évidence un lien entre les régions actives, par le biais d'un séparateur magnétique, une ligne reliant plusieurs points nuls, qui relie les deux régions actives. Enfin, l'aspect le plus global de notre étude fut la comparaison de la connectivité entre la surface source et la photosphère, entre les modèles PFSS et NLFFF. Nous montrons qu'il peut y avoir des différences importantes en termes de connectivité, ce qui a une importance pour des problèmes de météorologie de l'espace : avec quelle région du Soleil la Terre, est-elle en relation ? S'agit-il d'une région active ou non ? Nous montrons là que l'utilisation d'un modèle NLFFF a un impact non négligeable. Un autre aspect de cette connectivité est le facteur d'expansion, qui entre en jeu dans le calcul du vent solaire dans les modèles utilisés pour les outils opérationnels de météorologie de l'espace de la NOAA. Nous montrons que des changements importants dans ce facteur d'expansion peuvent être engendrés par l'ajout de courant dans les régions actives.

La troisième étude concerne l'éclipse totale de Soleil du 20 mars 2015. Il s'agit encore une fois d'une étude menée dans le cadre d'un groupe de travail NLFFF. Nous avons profité pour cette étude d'une innovation dans les données, nous disposions d'une carte synoptique vectorielle. Cette carte synoptique, issue de mesures effectuées par l'instrument HMI, mais inversées avec une méthode différente de celle du tuyau HMI. Nous avons donc entrepris d'évaluer l'importance de la cohérence temporelle des données, en comparant la reconstruction effectuée à l'aide de deux cartes du champ magnétique

photosphérique :

1. une carte synoptique simple ;
2. une carte composite, constituée des observations à la date de l'éclipse là où elles étaient disponibles, et des données synoptiques là où les observations n'étaient pas disponibles.

Nous regardons également, pour chaque cas, les différences par rapport au champ potentiel. Nous voyons encore une fois des différences localement importantes de la topologie du champ potentiel, et ce même si les énergies dans les régions actives sont beaucoup plus basses que nos études concernant les phénomènes éruptifs. Le facteur d'expansion est lui aussi affecté de manière substantielle. Nous voyons donc que même dans le cas d'évènements qui ne sont pas éruptifs, la présence de régions actives justifie l'utilisation d'une méthode [NLFFF](#) pour modéliser la couronne globale. Concernant la comparaison entre les deux types de carte, nous remarquons que les différences au niveau de la topologie et du facteur d'expansion sont surtout localisées dans l'hémisphère dans lequel les conditions photosphériques sont différentes, c'est-à-dire la face visible du Soleil. Ces différences sont bien marquées, malgré le fait que les deux régions actives les plus importantes soient identiques sur les deux cartes. Cela met en évidence le besoin de mesures par des instruments en dehors de l'axe Terre-Soleil, afin de modéliser de manière plus fidèle l'environnement de la couronne solaire. Dans notre dernière étude, nous avons utilisé plusieurs modèles permettant d'étendre le modèle jusqu'à $20 R_{\odot}$. C'est une étape nécessaire pour nous permettre de remplacer le modèle [PFSS](#) par un modèle [NLFFF](#), et essayer d'améliorer la prédiction du vent solaire. Notons que nous n'avons pas pu calculer de valeurs de vent solaire, car le modèle WSA utilisé par la [NOAA](#) est un modèle empirique dont les coefficients ont été optimisés pour le modèle [PFSS](#). Cette capacité à étendre le modèle est également importante pour une autre application de notre modèle global : utiliser la reconstruction comme état initial pour une simulation dynamique. En effet, [PAGANO et collab. \[2013\]](#) montrent l'importance d'avoir un domaine de simulation suffisamment grand, et s'étendant au-delà des $2,5 R_{\odot}$ couramment utilisés pour modéliser la basse couronne. Enfin, les modèles [MHD](#) montrent une meilleure correspondance avec les observations, notamment en ce qui concerne le flux ouvert, mais sont beaucoup plus coûteux d'un point de vue du temps de calcul nécessaire. L'utilisation d'un modèle plus proche de l'état stationnaire va permettre de réduire considérablement les temps de calcul nécessaires.

Nous avons donc un regard nouveau sur la structure de la couronne à l'équilibre, et en particulier sur les équilibres pré-éruptifs. Nos études soulèvent également beaucoup de questions, car leur caractère statique ne permet que de postuler le rôle que peuvent avoir les différentes structures mises en évidence. Notons toutefois que ces suppositions s'appuient sur des études dynamiques de modèles plus simples, il reste donc à savoir si la physique présentée dans ces modèles s'exprime bien de manière dominante dans les cas très particuliers que nous avons étudiés. Il faudra donc effectuer des études dynamiques, plus délicates et plus coûteuses en temps de calcul, afin d'étudier le rôle de toutes ces structures dans une [CME](#), et leur éventuel rôle dans des scénarios d'éruptions couplées.

Ces études globales ont été possibles grâce à une innovation majeure d'un point de vue des données, apportée par le lancement du satellite [SDO](#) en 2010, et la disponibilité de données vectorielles. Cependant, nous regretterons l'absence de données de qualité

en champ faible, ce qui ne nous permet pas d'étudier cette partie du Soleil. Même si l'on s'attend à ce que la couronne soit potentielle en dehors des régions actives, il existe des structures dans lesquelles on s'attend à avoir la présence de courant. C'est le cas des frontières des cellules de granulation, et également des filaments. Cette mauvaise qualité est en grande partie due à la pauvreté de l'échantillonnage de la raie utilisé pour mesurer le champ magnétique. Ce choix peut s'expliquer par le volume important de données transféré par le satellite [SDO](#), qui nous fournit un magnétogramme toutes les 12 minutes. À titre de comparaison, l'instrument [Hinode](#), offrant un champ de vue plus petit, mettait 1 heure pour mesurer le champ magnétique.

Il sera intéressant de poursuivre ces études quand des données seront disponibles avec un point de vue différent que celui de la Terre, afin d'avoir une carte plus à jour. Cela devrait être le cas avec la sonde Solar Orbiter, dont le lancement est prévu pour 2018. Elle devrait fournir des données magnétiques vectorielles et pourra survoler une région active pendant plusieurs jours, ce qui devrait permettre d'avoir des données de qualité pour des régions qui ne sont pas forcément au centre du disque solaire vu de la Terre.

Enfin, la prédiction du vent solaire effectuée depuis des années en utilisant un modèle [PFSS](#) pour modéliser la basse couronne pourrait être améliorée. Pour cela, il faudrait adapter le modèle WSA pour l'utiliser avec le modèle [NLFFF](#), c'est-à-dire reconstruire un grand nombre de dates, et procéder à un ajustement des coefficients du modèle. En effet, nous avons montré que :

- le champ global reconstruit par le modèle [NLFFF](#) correspond mieux aux observations que le modèle [PFSS](#) ;
- les différences dans le facteur d'expansion qui entrent dans le calcul de la vitesse du vent solaire pour le modèle WSA sont importantes entre les modèles [PFSS](#) et [NLFFF](#).

Pour confirmer que cette différence améliore la prédiction du vent solaire de manière significative, il faudrait réentraîner le modèle WSA en remplaçant le modèle [PFSS](#) par le modèle [NLFFF](#), afin d'obtenir des coefficients pertinents.

8.1 Références

- JIN, M., C. J. SCHRIJVER, M. C. M. CHEUNG, M. L. DEROSA, N. V. NITTA et A. M. TITLE. 2016, «A Numerical Study of Long-range Magnetic Impacts during Coronal Mass Ejections», *ApJ*, vol. 820, doi :10.3847/0004-637X/820/1/16, 16. [122](#)
- MACKAY, D. H. et A. A. VAN BALLEGOOIJEN. 2005, «New results in modeling the hemispheric pattern of solar filaments», *The Astrophysical Journal Letters*, vol. 621, n° 1, p. L77. URL <http://stacks.iop.org/1538-4357/621/i=1/a=L77>. [122](#)
- PAGANO, P., D. H. MACKAY et S. POEDTS. 2013, «Effect of gravitational stratification on the propagation of a CME», *A&A*, vol. 560, doi :10.1051/0004-6361/201322036, A38. [123](#)
- SUN, X., J. T. HOEKSEMA, Y. LIU, T. WIEGELMANN, K. HAYASHI, Q. CHEN et J. THALMANN. 2012, «Evolution of Magnetic Field and Energy in a Major Eruptive Active Region Based on SDO/HMI Observation», *ApJ*, vol. 748, doi : 10.1088/0004-637X/748/2/77, 77. [121](#)
- TITOV, V. S., Z. MIKIC, T. TÖRÖK, J. A. LINKER et O. PANASENCO. 2012, «2010 August 1-2 Sympathetic Eruptions. I. Magnetic Topology of the Source-surface Background Field», *ApJ*, vol. 759, doi :10.1088/0004-637X/759/1/70, 70. [122](#)
- ZHAO, J., H. LI, E. PARIAT, B. SCHMIEDER, Y. GUO et T. WIEGELMANN. 2014, «Temporal Evolution of the Magnetic Topology of the NOAA Active Region 11158», *ApJ*, vol. 787, doi :10.1088/0004-637X/787/1/88, 88. [121](#)

Annexe A

Participation à des publications internationales

Large scale reconstruction of the solar coronal magnetic field

T. Amari¹, J.-J. Aly², P. Chopin¹, A. Canou¹, & Z. Mikic³

¹CNRS, Centre de Physique Théorique de l'Ecole Polytechnique,
F-91128 Palaiseau Cedex, France

²AIM - Unité Mixte de Recherche CEA - CNRS - Université Paris VII - UMR n^o 7158,
Centre d'Études de Saclay, F-91191 Gif sur Yvette Cedex, France

³Predictive Science Inc., San Diego, CA 92121, USA

E-mail: amari@cpht.polytechnique.fr

Abstract. It is now becoming necessary to access the global magnetic structure of the solar low corona at a large scale in order to understand its physics and more particularly the conditions of energization of the magnetic fields and the multiple connections between distant active regions (ARs) which may trigger eruptive events in an almost coordinated way. Various vector magnetographs, either on board spacecraft or ground-based, currently allow to obtain vector synoptic maps, composite magnetograms made of multiple interactive ARs, and full disk magnetograms. We present a method recently developed for reconstructing the global solar coronal magnetic field as a nonlinear force-free magnetic field in spherical geometry, generalizing our previous results in Cartesian geometry. This method is implemented in the new code XTRAPOLS, which thus appears as an extension of our active region scale code XTRAPOL. We apply our method by performing a reconstruction at a specific time for which we dispose of a set of composite data constituted of a vector magnetogram provided by SDO/HMI, embedded in a larger full disk vector magnetogram provided by the same instrument, finally embedded in a synoptic map provided by SOLIS. It turns out to be possible to access the large scale structure of the corona and its energetic contents, and also the AR scale, at which we recover the presence of a twisted flux rope in equilibrium.

1. Introduction

The problem of the reconstruction of the solar coronal magnetic field from photospheric boundary data has been a very active topic of research in recent years due to the arrival of high resolution and low noise vector magnetographs either on the ground, such as THEMIS and SOLIS, or on board present solar missions, such as HINODE and SDO/HMI, and future ones, such as EST and SOLAR-ORBITER. We refer the reader to Aly & Amari (2007) and Wiegelmann & Sakurai (2012) for a review of all existing reconstruction methods. We just recall here for the purpose of this Paper that the main methods proposed so far are the optimisation methods (Wiegelmann, 2004), which use all photospheric data and try to minimize a cost function measuring the difference between the computed transverse field and the measured one, the magnetohydrodynamic relaxation methods (Valori *et al.*, 2005), and the Grad-Rubin methods (Sakurai, 1981; Amari *et al.*, 1999; Inhester & Wiegelmann, 2006; Wheatland, 2007). Recently Amari *et al.* (2006) presented two methods that attempt to solve the Grad-Rubin Boundary



Value Problem (BVP), namely XTRAPOL and FEMQ, the former based on a finite difference approximation and the latter on a finite element approximation.

Most of these methods have addressed the active region (AR) scale and have thus used the Cartesian geometry framework in which Sun's curvature is neglected. Such an approximation, however, becomes invalid when one attempts to understand the large scale coronal structures and their dynamics (Mackay & Yeates, 2012). With the arrival of SOLIS and SDO/HMI, it is possible to obtain composite high resolution vector magnetograms made of several active regions, or embedded in a full disk vector magnetogram and/or synoptic vector magnetograms. Furthermore vector magnetic fields are also measured on the whole surface of many stars with different techniques, although at a lower resolution and with less accuracy (Donati *et al.*, 2007).

This raises the issue of building up reconstruction models at global scale. Extension of the Cartesian models to spherical ones has thus recently become an important question, and actually such an extension has already been done in the optimization methods settings (Wiegmann, 2007). It must be noted that, either for full disk or for synoptic maps, strong constraints on spatial resolution are imposed due to the fact that ARs represent only a small fraction of the Sun's surface. Therefore neither uniform nor non-uniform structured meshes can fit such structures in an optimal way.

In the present Paper, we present a new code, XTRAPOLS, that allows the reconstruction of the nonlinear force-free field in the exterior of a spherical region. This code is based on the iterative Grad-Rubin scheme that we have already implemented in Cartesian geometry (Amari *et al.*, 2006) and is now implemented in spherical coordinates. We favor this approach because it corresponds to a well-posed BVP. Moreover it has already proved to be quite efficient in the previously considered Cartesian context, and has allowed us to obtain significant quantitative results when applied to observational data (Bleybel *et al.*, 2002; Régnier *et al.*, 2002; Régnier & Amari, 2004; Régnier *et al.*, 2005; DeRosa *et al.*, 2009; Canou *et al.*, 2009; Canou & Amari, 2010; Petrie *et al.*, 2011).

XTRAPOLS is a massively parallel code, and as such it is able to handle the large amounts of data currently provided by vector magnetographs, with fields being measured on a very large scale and with a very high resolution. We apply this code to the reconstruction of the global coronal field at some particular date, using as boundary conditions a composite data set obtained by using vector magnetograms provided by SDO/HMI at both the AR scale and the full disk scale, and a SOLIS synoptic map on the rest of the Sun. We show that the model allows to determine both the large scale structure of the corona and the small scale structure of an AR. In particular, we find the presence of a twisted flux rope in equilibrium, which can possibly be responsible for the energization of the AR and the subsequent occurrence of a large scale eruptive event. More details on the computational method and the testing of the code can be found in Amari *et al.* (2013), which was submitted for publication after the ICMS Workshop.

2. Method

2.1. The continuous BVP

In the theoretical model we consider, the corona and the photosphere are represented by a domain Ω that is the exterior of a sphere rather than the half-space $D = \{z > 0\}$ considered previously. This model thus differs from the previously developed Ω is assumed to be filled up with a low beta plasma embedded in a magnetic field \mathbf{B} that is taken to be force-free and to decrease sufficiently fast to zero at infinity. Therefore, it does obey the equations

$$\nabla \times \mathbf{B} = \alpha \mathbf{B}, \quad (1)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0. \quad (2)$$

It results at once from Eqs. (1)-(2) that the function α satisfies the constraint

$$\mathbf{B} \cdot \nabla \alpha = 0, \quad (3)$$

which merely states that α keeps a constant value along any field line.

The set of equations (1)-(3) has a mixed elliptic-hyperbolic structure. Basically, it can be decomposed into an elliptic part for \mathbf{B} (Eqs. (1)-(2) with α given), and an hyperbolic part for α (Eq. (3) with \mathbf{B} given). To solve for the elliptic part, one should give the normal component B_n of the magnetic field on $\partial\Omega$, while to solve for the hyperbolic one, Eq. (3) indicates that the value of α should be given on the part $\partial\Omega^+$ of $\partial\Omega$ where $B_n > 0$, say. This leads us to consider the BVP first introduced by Grad & Rubin (1958). It consists of Eqs. (1)-(3) along with the boundary conditions

$$B_n|_{\partial\Omega} = b_0, \quad (4)$$

$$\alpha|_{\partial\Omega^+} = \alpha_0, \quad (5)$$

where b_0 and α_0 are two given regular functions, and the asymptotic condition

$$\lim_{|r| \rightarrow \infty} |\mathbf{B}| = 0. \quad (6)$$

In the numerical practice we consider the bounded domain $\Omega_b = \{r_0 < r < r_1\}$, limited by the spherical surfaces $S_0 = \{r = r_0\}$ (the photosphere) and $S_1 = \{r = r_1\}$, instead of the unbounded domain Ω . Then the asymptotic condition (6) is no longer relevant and the boundary conditions (4)-(5) are imposed on the whole $\partial\Omega_b$.

2.2. Principle of the Iterative Grad-Rubin method

In the Grad-Rubin method, the BVP above is solved iteratively, with its elliptic and hyperbolic parts being considered in turn at each step. More precisely, we look for a sequence $(\mathbf{B}^{(n)}, \alpha^{(n)})$ solution of

$$\mathbf{B}^{(n)} \cdot \nabla \alpha^{(n)} = 0 \quad \text{in} \quad \Omega_b, \quad (7)$$

$$\alpha^{(n)}|_{\partial\Omega_b^+} = \alpha_0, \quad (8)$$

and

$$\nabla \times \mathbf{B}^{(n+1)} = \alpha^{(n)} \mathbf{B}^{(n)} \quad \text{in} \quad \Omega_b, \quad (9)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B}^{(n+1)} = 0 \quad \text{in} \quad \Omega_b, \quad (10)$$

$$B_r^{(n+1)}|_{\partial\Omega_b} = b_0. \quad (11)$$

The iteration process is initialized by choosing for $\mathbf{B}^{(0)}$ the potential field with the normal component b_0 , i.e., the unique solution of

$$\nabla \times \mathbf{B}^{(0)} = 0 \quad \text{in} \quad \Omega_b, \quad (12)$$

$$B_r^{(0)}|_{\partial\Omega_b} = b_0. \quad (13)$$

A fundamental property of our method is that it is well-posed – in particular it is stable with respect to changes in the boundary conditions. This makes a major difference with the methods, recalled above, that use the three components of the photospheric field as boundary conditions: as there is most generally no exact force-free solutions matching such conditions, these methods have to deal with ill-posedness. Another point is worth noticing. In the Grad-Rubin BVP one fixes the values of α in only one polarity. The values of α in the other polarity are obtained by computing the solution, and do not match the observed values α_0 . Then reversing the role of the two polarities leads to a different solution. A unique solution for which the computed

α is as close as possible to the observed α_0 on the whole S can however be obtained by using the recently proposed Grad-Rubin-Optimization-Method (Amari & Aly, 2010). The idea is to impose, at each iteration step, the value of α on a line to be a weighted average of the values of α_0 at its two footprints. This new approach has been shown to give good and robust results, but we shall not use it here.

The previous scheme is implemented in spherical coordinates, using a numerical method which is able to run on massively parallel computers. This is required if we want to deal in an efficient way with the large amount of data provided by the observations.

To address the $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$ constraint, XTRAPOLS introduces a vector potential $\mathbf{A}^{(n)}$ and ensures that the iterated numerical field $\mathbf{B}^{(n)} = \nabla \times \mathbf{A}^{(n)}$. To determine $\mathbf{A}^{(n)}$ in a unique way, we impose the gauge conditions

$$\nabla \cdot \mathbf{A}^{(n)} = 0 \quad \text{in } \Omega_b, \quad (14)$$

$$\mathbf{A}_t^{(n)} = \mathbf{A}_{\pi t} \quad \text{on } \partial\Omega_b, \quad (15)$$

where \mathbf{X}_t denotes the component of \mathbf{X} tangent to the boundary and \mathbf{A}_{π} is a specific vector potential of the current-free field \mathbf{B}_{π} , i.e.,

$$\mathbf{B}_{\pi} = \nabla \times \mathbf{A}_{\pi}. \quad (16)$$

\mathbf{A}_{π} is required to satisfy the gauge conditions

$$A_{\pi r}(r, \theta, \varphi) = 0, \quad (17)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{A}_{\pi}(r_0, \theta, \varphi) = 0, \quad (18)$$

which implies that $\nabla \cdot \mathbf{A}_{\pi} = 0$ in Ω_b . To compute \mathbf{A}_{π} on the boundary: (i) We introduce a scalar potential $\chi_{\pi}(r, \theta, \varphi)$ such that $\mathbf{A}_{\pi} = \nabla \chi_{\pi} \times \hat{\mathbf{r}}$ in Ω_b . (ii) We impose $\chi(r_0, \theta, \varphi)$ to be the unique solution with zero average value of the equation $-\nabla_{\perp}^2 \chi = B_r$ on S_0 . Solving this equation determines \mathbf{A}_{π} on S_0 . (iii) We introduce the standard representation $\mathbf{B}_{\pi} = \nabla \psi_{\pi}$, and compute the scalar potential ψ_{π} by solving Laplace equation $-\nabla^2 \psi_{\pi} = 0$ in Ω_b along with the boundary condition $\partial_r \psi_{\pi} = B_r$ on $S_0 \cup S_1$. (iv) χ_{π} is thus given by

$$\chi_{\pi}(r, \theta, \varphi) = \chi_{\pi}(r_0, \theta, \varphi) + \int_{r_0}^r \psi_{\pi}(r', \theta, \varphi) dr', \quad (19)$$

from which we get \mathbf{A}_{π} on S_1 .

In our vector potential formulation, α is determined by solving

$$\nabla \times \mathbf{A}^{(n)} \cdot \nabla \alpha^{(n)} = 0 \quad \text{in } \Omega_b, \quad (20)$$

$$\alpha^{(n)}|_{\partial\Omega_b^+} = \alpha_0, \quad (21)$$

which is just a rewriting of Eqs. (7)-(8). The boundary value of α is thus directly imposed at each iterative step, rather than being progressively increased to its nominal value through a second iterative loop as was done in Amari *et al.* (1999). In other words, we keep only the inner Grad-Rubin iteration loop in the two-level iteration procedure used in the latter paper.

Eqs. (20)-(21) are solved by the method of characteristics. The characteristic $\mathbf{X}(s, \mathbf{r})$ passing through the point $\mathbf{r} \in \Omega_b$ is a solution of (Amari *et al.*, 1999, 2006)

$$\mathbf{X}' = \mathbf{B}(\mathbf{X}), \quad (22)$$

$$\mathbf{X}(0) = \mathbf{r}, \quad (23)$$

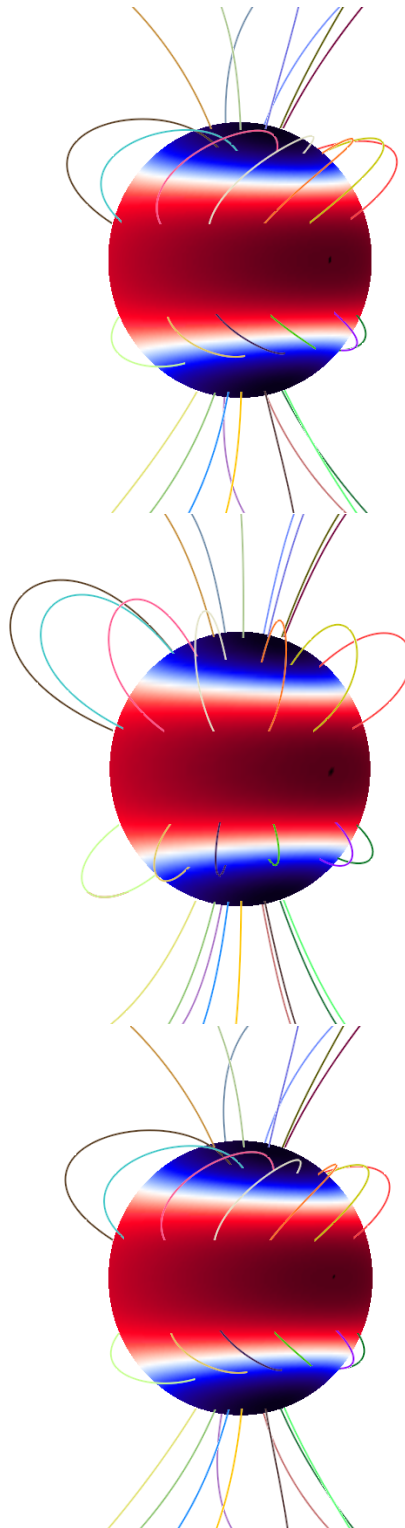


Figure 1. Reconstruction of the test field. We have drawn a set of field lines of the exact Low-Lou solution (top), one of the potential (current-free) field (middle), and one of the solution computed with our algorithm with a resolution of $80 \times 160 \times 320$ (bottom).

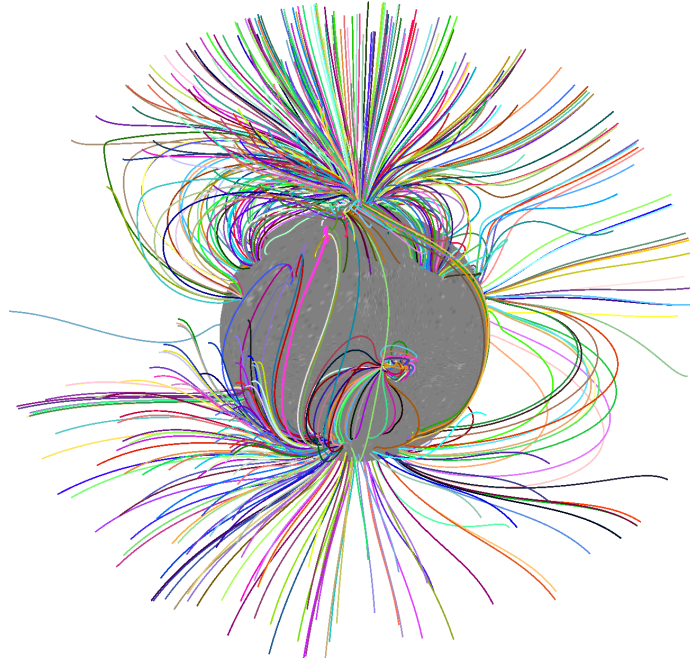


Figure 2. Set of field lines of the reconstructed global solar force-free magnetic field. The calculation is done with resolution $171 \times 251 \times 363$ and use AR scale and full disk magnetograms from SDO/HMI, and synoptic map from SOLIS.

where the prime symbol stands for differentiation with respect to the parameter s running along that curve. Then for any node $\mathbf{r}_h \in \Omega_b$ at which α is defined, one gets α_h as

$$\alpha(\mathbf{r}_h) = \alpha_0(\mathbf{X}^+(\mathbf{r}_h)), \quad (24)$$

where $\mathbf{X}^+(\mathbf{r}_h)$ is the intersection of $\{\mathbf{X}(\mathbf{r}; s) : s < 0\}$ with $\partial\Omega_b^+$. Since α_0 is known at nodes that do not in general coincide with $\mathbf{X}^+(\mathbf{r}_h)$, we use an interpolation from their four nearest neighbors.

We define the location of α on the cell vertices. We use either a high order Adams-Bashforth integration scheme with adaptive step size or a 4th order Runge Kutta scheme, which also allows us to capture accurately the ending point of the characteristics defining the limits of the computational box. As already discussed in Cartesian geometry (Amari & Aly, 2010), it is possible to have at the k -th iteration of the scheme some field lines that do not intersect the part of the photospheric boundary where $B_r > 0$ but emerge from the upper boundary. In that case we set

$$\alpha^{(k)}(\mathbf{r}) = \alpha_0(\mathbf{X}^-(\mathbf{r})). \quad (25)$$

Our convergence criterion for the sequence of fields $\mathbf{B}^{(n)}$ is chosen to be

$$\frac{\|\mathbf{B}^{(n+1)} - \mathbf{B}^{(n)}\|_{L^2(\Omega_b)}}{\|\mathbf{B}^{(n)}\|_{L^2(\Omega_b)}} < \epsilon, \quad (26)$$

with $\epsilon = 10^{-6}$. We found that a total number of iterations of about 30–50 is sufficient to achieve convergence in most cases, and the stopping criteria is robust with respect to changes in the data put as boundary conditions. Compared to the Cartesian version, to solve the hyperbolic

problem we need to use at a given point in the domain a mapping from spherical to Cartesian coordinates while going back along a characteristic. The algorithm presented is parallel for both the Elliptic and the Hyperbolic problems (only with one global field for the latter). We use domain decomposition with the MPI interface on our staggered mesh.

3. Application to a semi analytic case

We have applied successfully our solver to the reconstruction of the nonlinear force-free Low-Lou solution (Low & Lou, 1990). In an auxiliary spherical coordinate system (r', θ', φ') centered at O' , this axisymmetric field has the representation

$$\mathbf{B} = \nabla A \times \frac{\hat{\varphi}'}{r' \sin \theta'} + F \frac{\hat{\varphi}'}{r' \sin \theta'}, \quad (27)$$

with the poloidal flux function $A(r', \theta')$ and current function $F(r', \theta')$ being given by, respectively,

$$A(r', \theta') = \frac{P(\mu')}{(r')^n}, \quad (28)$$

$$F(r', \theta') = aA^{1+1/n} = a \frac{P^{1+1/n}(\mu')}{(r')^{n+1}}. \quad (29)$$

Here $\mu' = \cos \theta'$, and P is a solution of a nonlinear ordinary differential equation satisfying $P(\pm 1) = 0$.

For testing our numerical procedure with an asymmetric field depending on the three coordinates r, θ, φ , we introduce the solution having the quadrupolar structure and the “stretching parameter” $n = 1$ into our model by imposing its axis of symmetry $O'z'$ to coincide with the axis Oz of our main frame, with the center O' being located at the position $\overrightarrow{OO'} = d\hat{\mathbf{z}}$. We take for d the value selected by Wiegmann (2007), who has already used this shifting procedure, thus making it possible to compare his results with ours.

Table 1 shows some of the diagnostics, often called figures of merit, already used for Cartesian coordinates calculations in Amari *et al.* (1999, 2006) and in Schrijver *et al.* (2006), to which we refer for precise definitions. The various quantities are evaluated for \mathbf{u} equal to the exact solution and \mathbf{v} equal to the numerical solution obtained with XTRAPOLS. They have to be compared with the reference values $VC(\mathbf{u}, \mathbf{u}) = CS(\mathbf{u}, \mathbf{u}) = 1$, $NVE(\mathbf{u}, \mathbf{u}) = MVE(\mathbf{u}, \mathbf{u}) = 0$, $\epsilon_M = 1$. We also found important to report estimates of $\nabla \cdot \mathbf{B}$, as well as the CPU time, both figures providing additional measures of the quality of the solution.

Table 1. Various error diagnostics allowing to evaluate the quality of the test field reconstructions performed with XTRAPOLS for three numerical resolutions:

RESOLUTION	VC	CS	NVE	MVE	ϵ_M	$\ \text{div} \mathbf{B}\ _{L^\infty}$	Time
$20 \times 40 \times 80$	0.9972	0.9980	0.0696	0.0783	1.008	1.53510^{-13}	61s
$40 \times 80 \times 160$	0.9983	0.9985	0.0650	0.0610	1.002	$1.278 \cdot 10^{-12}$	800s
$80 \times 160 \times 320$	0.9992	0.9993	0.0612	0.0587	1.001	1.18410^{-12}	10077s

As shown on Fig. 1 the field lines of the numerically computed nonlinear force-free configuration are very similar to those of the exact solution. Note that they are quite far from those of the potential (current-free) field.

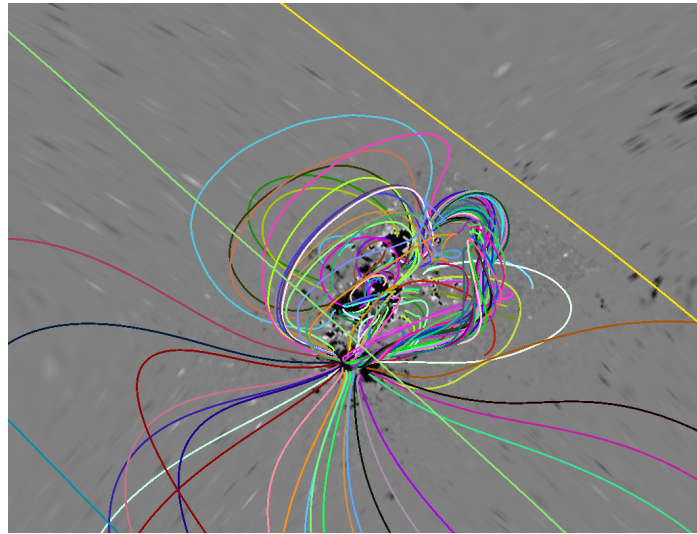


Figure 3. Structure at AR scale of the global solution shown in Figure 1. A twisted flux rope in equilibrium is neatly seen to be present.

4. Application to a composite magnetogram (SDO/HMI-SOLIS)

We have applied our method to the determination of the full Sun coronal magnetic configuration of February 14, 2011, 22:00 UT, using a composite magnetogram provided by two instruments. We give here only a preliminary account of our results, which are explained in details in a forthcoming paper.

During the first half of February 2011, the disk was characterized by the presence of the AR 11158, which was the site of a very strong eruptive activity involving a CME and an X-class flare on February 15 at 01:40 UT. For our reconstruction with XTRAPOLS, we use as boundary conditions a vector magnetogram provided by SDO/HMI, embedded in a larger full disk vector magnetogram provided by the same instrument, finally embedded in a synoptic map provided by SOLIS. We also used a special processing, and set the current to zero but in the vicinity of AR 11158, where the accuracy of our mesh was high enough to take it into account. The calculations are done with a numerical resolution of $120 \times 200 \times 340$ in spherical coordinates.

The solution allows us to catch the large scale magnetic structure (see Fig. 2), as well as the smaller AR scale (see Fig. 3). The structure of the AR can be very precisely characterized and one may note the presence of a twisted flux rope in equilibrium. This rope is possibly responsible for the energization of the AR and it may have stored the large amount of free magnetic energy that was later the source of the large scale eruptive event.

Acknowledgments

We are grateful to the referee for his careful reading of the paper. We thank the Centre National d'Etudes Spatiales (CNES) for support.

References

- ALY, J.-J. & AMARI, T. 2007 Structure and evolution of the solar coronal magnetic field. *Geophys. Astrophys. Fluid Dyn.* **101**, 249–287.
- AMARI, T. & ALY, J.-J. 2010 Observational constraints on well-posed reconstruction methods and the optimization-Grad-Rubin method. *Astron. Astrophys.* **522**, A52.

- AMARI, T., ALY, J.J., CANOU, A. & MIKIC, Z. 2014 Reconstruction of the solar coronal magnetic field in spherical geometry. *Astron. Astrophys.* **553**, A43-A49.
- AMARI, T., BOULMEZAOUD, T. Z. & ALY, J.-J. 2006 Well posed reconstruction of the solar coronal magnetic field. *Astron. Astrophys.* **446**, 691-705.
- AMARI, T., BOULMEZAOUD, T. Z. & MIKIC, Z. 1999 An iterative method for the reconstruction of the solar coronal magnetic field. I. Method for regular solutions. *Astron. Astrophys.* **350**, 1051-1059.
- BLEYBEL, A., AMARI, T., VAN DRIEL-GESZTELYI, L. & LEKA, K. D. 2002 Global budget for an eruptive active region. I. Equilibrium reconstruction approach. *Astron. Astrophys.* **395**, 685-695.
- CANOU, A. & AMARI, T. 2010 A twisted flux rope as the magnetic structure of a filament in active region 10953 observed by Hinode. *Astrophys. J.* **715**, 1566-1574.
- CANOU, A., AMARI, T., BOMMIER, V., SCHMIEDER, B., AULANIER, G. & LI, H. 2009 Evidence for a pre-eruptive twisted flux rope using the Themis vector magnetograph. *Astrophys. J.* **693**, L27-L30.
- DEROSA, M. L., SCHRIJVER, C. J., BARNES, G., LEKA, K. D., LITES, B. W., ASCHWANDEN, M. J., AMARI, T., CANOU, A., MCTIERNAN, J. M., RÉGNIER, S., THALMANN, J. K., VALORI, G., WHEATLAND, M. S., WIEGELMANN, T., CHEUNG, M. C. M., CONLON, P. A., FUHRMANN, M., INHESTER, B. & TADESSE, T. 2009 A critical assessment of nonlinear force-free field modeling of the solar corona for active region 10953. *Astrophys. J.* **696**, 1780-1791.
- DONATI, J.-F., JARDINE, M. M., GREGORY, S. G., PETIT, P., BOUVIER, J., DOUGADOS, C., MÉNARD, F., COLLIER CAMERON, A., HARRIES, T. J., JEFFERS, S. V. & PALETOU, F. 2007 Magnetic fields and accretion flows on the classical T Tauri star V2129 Oph. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **380**, 1297-1312.
- GRAD, H. & RUBIN, H. 1958 Hydromagnetic equilibria and force-free fields. In *Proc. 2nd Intern. Conf. on Peaceful Uses of Atomic Energy*, vol. 31, pp. 190-197. United Nations, Geneva.
- INHESTER, B. & WIEGELMANN, T. 2006 Nonlinear force-free magnetic field extrapolations: Comparison of the Grad Rubin and Wheatland Sturrock Roumeliotis algorithm. *Solar Phys.* **235**, 201-221.
- LOW, B. C. & LOU, Y. Q. 1990 Modeling solar force-free magnetic fields. *Astrophys. J.* **352**, 343-352.
- MACKAY, D. & YEATES, A. 2012 The Sun's global photospheric and coronal magnetic fields: observations and models. *Living Rev. Solar Phys.* **9** (6).
- PETRIE, G. J. D., CANOU, A. & AMARI, T. 2011 Nonlinear force-free and potential-field models of active-region and global coronal fields during the whole heliosphere interval. *Solar Phys.* **274**, 163-194.
- RÉGNIER, S. & AMARI, T. 2004 3D magnetic configuration of the H α filament and X-ray sigmoid in NOAA AR 8151. *Astron. Astrophys.* **425**, 345-352.
- RÉGNIER, S., AMARI, T. & KERSALÉ, E. 2002 3D Coronal magnetic field from vector magnetograms: non-constant-alpha force-free configuration of the active region NOAA 8151. *Astron. Astrophys.* **392**, 1119-1127.
- RÉGNIER, S., AMARI, T. & CANFIELD, R. C. 2005 Self and mutual magnetic helicities in coronal magnetic configurations. *Astron. Astrophys.* **442**, 345-349.
- SAKURAI, T. 1981 Calculation of force-free magnetic field with non-constant-alpha. *Solar Phys.* **69**, 343-359.

- SCHRIJVER, C. J., DEROSA, M. L., METCALF, T. R., LIU, Y., MCTIERNAN, J., RÉGNIER, S., VALORI, G., WHEATLAND, M. S. & WIEGELMANN, T. 2006 Nonlinear force-free modeling of coronal magnetic fields. Part I: A quantitative comparison of methods. *Solar Phys.* **235**, 161-190.
- VALORI, G., KLIEM, B. & KEPPENS, R. 2005 Extrapolation of a non linear force-free field containing a highly twisted magnetic loop. *Astron. Astrophys.* **433**, 335-347.
- WHEATLAND, M. 2007 Calculating and testing nonlinear force-free fields. *Solar Phys.* **245**, 251-262.
- WIEGELMANN, T. 2004 Optimization code with weighting function for the reconstruction of coronal magnetic fields. *Solar Phys.* **219**, 87-108.
- WIEGELMANN, T. 2007 Computing nonlinear force-free coronal magnetic fields in spherical geometry. *Solar Phys.* **240**, 227-239.
- WIEGELMANN, T. & SAKURAI, T. 2012 Solar force-free magnetic fields. *Living Rev. Solar Phys.* **9** (5).

GLOBAL NON-POTENTIAL MAGNETIC MODELS OF THE SOLAR CORONA DURING THE MARCH 2015 ECLIPSE

1 ANTHONY R. YEATES,¹ TAHAR AMARI,² AURELIEN CANOU,² PIERRE CHOPIN,² IOANNIS CONTOPOULOS,³
2 XUESHANG FENG,⁴ JOSEPH HUTTON,⁵ CHRISTOPHER A. LOWDER,¹ DUNCAN H. MACKAY,⁶ ZORAN MIKIĆ,⁷
3 HUW MORGAN,⁵ GORDON PETRIE,⁸ LAUREL A. RACHMELER,⁹ DANIEL B. SEATON,¹⁰ LISA A. UPTON,¹¹
4 AND THOMAS WIEGELMANN¹²

5 ¹*Department of Mathematical Sciences, Durham University, Science Laboratories, South Road, Durham, DH1 3LE, UK*
6 ²*CNRS, Centre de Physique Théorique de l'Ecole Polytechnique, F-91128 Palaiseau Cedex, France*
7 ³*Research Center for Astronomy and Applied Mathematics, Academy of Athens, Athens 11527, Greece*
8 ⁴*State Key Laboratory of Space Weather, National Space Science Center, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China*
9 ⁵*Institute of Mathematics, Physics & Computer Sciences, Aberystwyth University, Penglais, Aberystwyth, Ceredigion, SY23 3BZ,*
10 *UK*
11 ⁶*School of Mathematics and Statistics, University of St Andrews, North Haugh, St Andrews, Fife, KY16 9SS, UK*
12 ⁷*Predictive Science, Inc., 9990 Mesa Rim Rd., Ste. 170, San Diego, CA 92121-2910, USA*
13 ⁸*National Solar Observatory, Boulder, CO 80303, USA*
14 ⁹*NASA/Marshall Space Flight Center, [address?](#), USA*
15 ¹⁰*Royal Observatory of Belgium, Avenue Circulaire 3, 1180 Brussels, Belgium*
16 ¹¹*High Altitude Observatory, [address?](#), USA*
17 ¹²*Max-Planck Institut für Sonnensystemforschung, Justus-von-Liebig-Weg 3, D-37077 Göttingen, Germany*

18 ABSTRACT

19 A number of different models were applied to the same problem of simulating the Sun's coronal magnetic
20 field during the solar eclipse on 2015 March 20. Here we present comparative results. **Currently, results for**
21 **all models except for `ffe` are included, although much work is needed in the interpretation!**

22 *Keywords:* keyword1 — keyword2 — keyword3

1. INTRODUCTION

In recent years, a number of different approaches have been developed for modelling non-potential magnetic fields in the Sun's atmosphere, based on measurements of the magnetic field on the solar surface. Non-potential means that electric currents are allowed to be present within the coronal volume, in contrast to traditional potential-field extrapolations. But to date, a direct comparison of these various approaches has been lacking in the literature. With this in mind, we convened a scientific team at the International Space Science Institute in Bern, Switzerland, and here we report on the results.

In this paper, we present a number of non-potential models side-by-side in a way that enables direct comparison. Since the problem of coronal modelling is very much an active area of research, there are inevitable disagreements between the models. By highlighting the similarities and differences between different modelling approaches, we hope to assist the community in moving toward non-potential modelling of the corona. We would like to highlight what factors should be taken into account, and what are the biggest uncertainties in existing models.

We have fixed a single date and time, coinciding with the total solar eclipse of 20 March 2015. Fixing a single time allows us to compare both static and time-dependent models, and we chose an eclipse date during the SDO era so as to maximize the available observations of the coronal structure.

The models themselves are summarized in Section 2. All cover the full global solar corona, except for the polar regions in some cases. The outer boundaries of the models vary; for the comparisons in this paper we will therefore focus on the region $R_{\odot} \leq r \leq 2.5R_{\odot}$ that is covered by all of the models. Grid resolution and boundary conditions were chosen by each individual modeller. In particular, different photospheric boundary conditions were used for each model; the majority (but not all) used magnetic data from the same SDO/HMI instrument, but different methods were used to reconstruct maps of the full solar surface.

Perhaps the most important question in a comparison such as this is which model best represents reality. Unfortunately, it is difficult to make quantitative comparisons with observations for a single snapshot such as this. Indeed, the lack of direct coronal observations is a major driver for the development of these models in the first place. Nevertheless, we do not shy away from making qualitative comparisons with those indirect

Table 1. Summary of the non-potential models presented.

Model	Author(s)	Technique	Input Data	Boundary	Resolution (r, θ, ϕ)
nlf-op	Wiegelmann	Optimization NLFFF	HMI synoptic	70°	180 × 280 × 720
nlf-gr	Amari/Canou/Chopin	Grad-Rubin NLFFF	HMI synoptic + HARP	90°	208 × 250 × 500
mhs	Wiegelmann	Linear MHS	HMI synoptic	70°	180 × 280 × 720
ffe	Contopoulos	Force-free electrodynamics	HMI synoptic	???	??? × 225 × 450
mf	Mackay/Upton/Yeates	Evolving magnetofrictional	HMI-driven SFT model	89°	56 × 180 × 360
mhd-cese	Feng	MHD with CESE code	GONG synoptic?	90°	61 × 92 × 182
mhd-mas	Mikić	MHD with MAS code	HMI synoptic?	90°	182 × 200 × 560

49 observations of the coronal magnetic field that are available. It is hoped that by combining all available
50 information, we can build a “best guess” picture of the coronal magnetic structure during the eclipse.

51 2. NON-POTENTIAL MODELS

52 The models included in this paper are summarized in Table 2. For purposes of illustration we have selected
53 a single representative model of each type, although additional runs were carried out in many cases. The
54 following sub-sections give brief descriptions of the techniques and input data used, along with references
55 to publications with further details. These models are still under development, and not yet freely available,
56 but readers interested in their use are encouraged to contact the individual modellers, as listed in Table 2.

57 2.1. Nonlinear Force-Free (Optimization)

Conceptually, the simplest non-potential model is nonlinear force-free equilibrium, in which all nonmag-
netic forces (such as gravity or the plasma pressure gradient) are neglected. In such an equilibrium, the
current density $\mathbf{j} = (c/4\pi)\nabla \times \mathbf{B}$ must be aligned with the magnetic field \mathbf{B} , which therefore satisfies the

equations

$$(\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} = 0, \quad \nabla \cdot \mathbf{B} = 0. \quad (1)$$

58 In practice, the nonlinearity of these equations makes them nontrivial to solve, and a number of compu-
59 tational approaches have been developed (Wiegelmann & Sakurai 2012). In this paper, we present two
60 nonlinear force-free extrapolations using different methods.

The first nonlinear force-free model, labelled **nlf-op**, uses an optimization approach originally proposed in Cartesian geometry by Wheatland et al. (2000). We use the spherical implementation developed by Wiegelmann (2007) and adjusted for the use of synoptic vector maps by Tadesse et al. (2014). The code searches for a solution of Equations (1) by minimizing the objective function

$$L(\mathbf{B}) = \int_V \frac{1}{B^2} \left(|(\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B}|^2 + |\nabla \cdot \mathbf{B}|^2 \right) dV + \int_S (\mathbf{B} - \mathbf{B}_{\text{obs}}) \mathbb{W}(\theta, \phi) (\mathbf{B} - \mathbf{B}_{\text{obs}}) R_{\odot}^2 d\Omega. \quad (2)$$

61 The volume integral measures how well the equations are satisfied, while the surface integral measures how
62 well the vector solution \mathbf{B} matches the input magnetogram \mathbf{B}_{obs} on the solar surface S . This is weighted by
63 an error matrix $\mathbb{W}(\theta, \phi)$ which assigns more weight to pixels with larger horizontal magnetic field $\mathbf{B}_{\text{obs}} \times \mathbf{n}$.
64 **Question for Thomas: did you use preprocessing on the vector magnetogram, as described in Tadesse et al.**
65 **(2014)?** To speed convergence of the calculation, a three stage approach was used whereby \mathbf{B} was first ini-
66 tialized with a potential field at lower resolution, and a nonlinear force-free field computed by optimization.
67 This was then interpolated to higher resolution and used to initialize another optimization to the final result.

68 The input magnetogram, \mathbf{B}_{obs} , took the form of an SDO/HMI vector map constructed specially for this
69 project. The B_r component of this map is shown in Figure 1(a). Data from successive Carrington rotations
70 2161 and 2162 were combined so as to extract a synoptic map centered on the eclipse Central Meridian
71 (Carrington longitude $\approx 99^\circ$), with discontinuity 180° out of phase from this (at Carrington longitude 279°).
72 The data were processed using the standard HMI pipeline, but with azimuth-angle disambiguated full-disk
73 images. Strong fields ($|\mathbf{B}| \geq 50\text{G}$) were left unsmoothed, but boxcar smoothing was applied to low-latitude
74 quiet-Sun fields ($|\mathbf{B}| < 50\text{G}$), in order to improve the signal-to-noise ratio. High latitude fields (poleward
75 of $\pm 70^\circ$ latitude) were filled using a combination of smoothed vector B_r and radially-corrected line-of-sight
76 field.

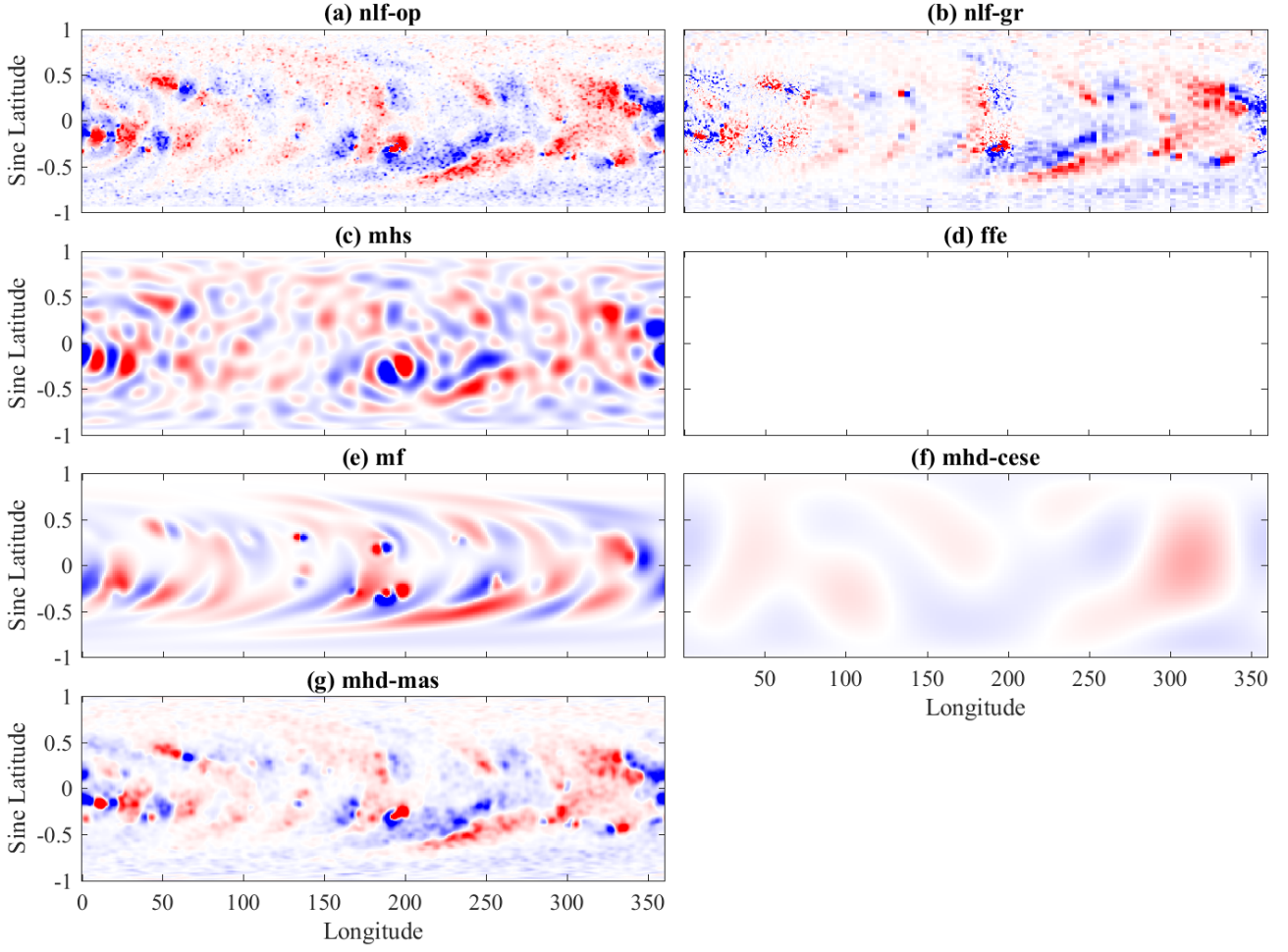


Figure 1. Radial magnetic field $B_r(R_\odot, \theta, \phi)$ in each model, over the full solar surface. The color tables are saturated at ± 50 G (red positive, blue negative).

77 For the **nlf-op** model, the pole-corrected regions of the HMI map were not used, with the domain being
 78 truncated at $\pm 70^\circ$ latitude. This was motivated both by the problem of grid convergence and by the lower
 79 accuracy of the polar field measurements. Effectively the initial potential field is retained at the polar
 80 boundary (allowing in particular to non-zero B_θ there).

81 2.2. Nonlinear Force-Free (Grad-Rubin)

Our second nonlinear force-free model, **nlf-gr**, utilizes the XTRAPOLS code (Amari et al. 2013, 2014). This solves Equations (1) in the equivalent form

$$\nabla \times \mathbf{B} = \alpha \mathbf{B}, \quad \nabla \cdot \mathbf{B} = 0, \quad (3)$$

using the iterative Grad-Rubin scheme. Specifically, given an estimate $\mathbf{B}^{(n)}$, the first step is to compute a corresponding $\alpha^{(n)}$ by solving the hyperbolic equation

$$\mathbf{B}^{(n)} \cdot \nabla \alpha^{(n)} = 0 \quad (4)$$

in the volume V . Boundary values of $\alpha^{(n)}$ can be imposed at only one end of each field line, and are derived from a vector magnetic map \mathbf{B}_{obs} on the solar surface. Given $\alpha^{(n)}$ and $\mathbf{B}^{(n)}$, an updated estimate is then computed by solving

$$\nabla \times \mathbf{B}^{(n+1)} = \alpha^{(n)} \mathbf{B}^{(n)}, \quad \nabla \cdot \mathbf{B}^{(n+1)} = 0, \quad (5)$$

82 where the required boundary condition is given by $\mathbf{n} \cdot \mathbf{B}_{\text{obs}}$ on the full boundary. **Question for Tahar: what**
 83 **do you do for this on the outer boundary?** This procedure is initialized with a potential-field extrapolation,
 84 and iterated until $\mathbf{B}^{(n)}$ converges. The computation uses a vector potential to satisfy the solenoidal equation,
 85 as detailed by [Amari et al. \(2013\)](#), and covers the full sphere.

86 For \mathbf{B}_{obs} we used a modified version of the HMI synoptic vector map described in Section 2.1. Two modi-
 87 fications were made: firstly, B_r on the visible disk (centred at Carrington longitude 99°) was replaced by an
 88 HMI longitudinal full-disk magnetogram from 09:47:58UT on 2015 March 20. Secondly, six active regions
 89 on the visible disk were replaced by HMI vector HARPs patches ([Hoeksema et al. 2014](#)). Specifically,
 90 patches number 5337, 5342, 5345, 5347, 5348, and 5350, again observed at 09:47:58UT. These additions
 91 were made on a higher resolution grid (3804×5784), which was subsequently binned to a final resolution
 92 of 250×500 for the computation. Probably the most significant change compared to the original synoptic
 93 vector map is the inclusion of the small active region NOAA 12304 (HARP 5345). This is visible in Figure
 94 1(b) (at Carrington longitude $\approx 140^\circ$ in the Northern hemisphere). At the eclipse time, this active region was
 95 located in the north-west quadrant of the visible disk. It was omitted in the original synoptic map because it
 96 emerged after passing Central Meridian.

In magnetohydrostatic (MHS) solutions, the Lorentz force is balanced by the plasma pressure gradient and the gravitational force:

$$\frac{c}{4\pi}(\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} = \nabla p + \rho \nabla \Psi, \quad \nabla \cdot \mathbf{B} = 0. \quad (6)$$

In the generic case, these MHS equations are nonlinear. However, a special class of solutions has been found by Bogdan & Low (1986) under the assumption that the electric current density flows on spherical shells. It is also possible to incorporate an additional field line parallel current as shown by Neukirch (1995). Both approaches lead to linear equations and separable solutions in the form of spherical harmonics. Note that the pressure p and density ρ are not independent, but are fixed uniquely in this form of solution.

Here, we use the original approach by Bogdan & Low (1986) and apply their case III where they employ a function $\eta(r) = (1 + a/r)^2$, which contains a free control parameter a , where $a = 0$ corresponds to a potential field. Solutions with $a \neq 0$ contain electric currents and a non-vanishing Lorentz force. The linear MHS solutions require only $B_r(R_\odot)$ as a boundary condition, along with an appropriate choice of the control parameter a . We show results (model **mhs**) for $a = 1.0$, although runs with $a = 0.5$ and $a = 2.0$ were also carried out.

The boundary condition B_r was taken from the HMI synoptic vector map described in Section 2.1. Although the same resolution was used for the computation as in model **nlf-op**, a limited number of spherical harmonics were retained in the initial condition. **Thomas: is this correct, and if so how many harmonics did you use?** This results in a smoother magnetic field on the solar surface, as evident in Figure 1(c).

2.4. Force-Free Electrodynamics

This model uses a different approach to compute a force-free solution. It was developed originally for modelling pulsar magnetospheres, but has since been applied to the solar corona (Contopoulos et al. 2011; Contopoulos 2013). An initial magnetic field \mathbf{B} is evolved forward in time alongside the electric field \mathbf{E} through Maxwell's equations

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -c \nabla \times \mathbf{E}, \quad \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = c \nabla \times \mathbf{B} - 4\pi \mathbf{j}, \quad (7)$$

under the assumption that $\rho_e \mathbf{E} + \mathbf{j} \times \mathbf{B}/c = 0$. Since $\nabla \cdot \mathbf{E} = 4\pi\rho_e$, the current density may be written as

$$\mathbf{j} = \frac{c}{4\pi}(\nabla \cdot \mathbf{E}) \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}{|\mathbf{B}|^2} + \frac{c}{4\pi} \left(\frac{\mathbf{B} \cdot \nabla \times \mathbf{B} - \mathbf{E} \cdot \nabla \times \mathbf{E}}{|\mathbf{B}|^2} \right) \mathbf{B}, \quad (8)$$

which closes the system (7). For the solar application, we seek an asymptotic state where $\mathbf{E} \rightarrow 0$, so that $\mathbf{j} \times \mathbf{B} \rightarrow 0$. For simplicity, we neglect the term in \mathbf{j} that is parallel to \mathbf{B} . [Ioannis: is this correct?]

Here – in model **ffe** – we applied the spherical implementation of Contopoulos (2013), with input data $\mathbf{B}_{\text{obs}}(R_{\odot}, \theta, \phi)$ coming from the same HMI synoptic vector map as in Section 2.1. Throughout the calculation, we imposed $\mathbf{B} = \mathbf{B}_{\text{obs}}$ and $\mathbf{E} = 0$ on this boundary $r = R_{\odot}$. In the coronal volume, the initial condition was taken to be $B_r(r, \theta, \phi) = B_r(R_{\odot}, \theta, \phi)(R_{\odot}/r)^2$, $B_{\theta} = B_{\phi} = 0$, so that the resulting \mathbf{E} was non-zero. Above the outer boundary ($r = 2.5R_{\odot}$), a perfectly-matched layer was used to absorb any outgoing waves. Ioannis: is this correct? Also, where are the polar boundaries in this calculation and what is done there? The results are shown here after xxx iterations. Ioannis: is there a more meaningful measure of the computational time? e.g. relative to the wave crossing times? or perhaps some criterion on the Lorentz force?

It should be stressed that the model is still under development for the solar corona. Previous tests by Contopoulos (2013) found it to successfully reproduce some but not all analytical solutions. It remains to be determined whether the discrepancies resulted from boundary effects, or a dependence on the choice of initial condition. Here, we find that the Lorentz force $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$ remains quite large at low heights even after many iterations. The resulting configuration is actually close to potential but with an evolving distribution of isolated electric currents. It is hoped that future development of the technique will lead to solutions nearer to force-free.

2.5. Flux Transport + Magnetofriction

Next, we consider the flux transport and magneto-frictional model of Yeates (2014). This method differs significantly from those above because the input data are not a single magnetic map but a time sequence, albeit for the B_r component only. For the calculation **mf** presented here, the coronal magnetic field was evolved for 200 days up to the eclipse date, allowing the self consistent build-up of electric currents and free magnetic energy, driven by the photospheric evolution (both footpoint motions and flux emergence).

Plasma pressure and density are neglected, and the magnetic field \mathbf{B} evolves according to the resistive MHD induction equation

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) + \eta \nabla^2 \mathbf{B}, \quad (9)$$

subject to a “frictional” velocity $\mathbf{v} = (\mathbf{j} \times \mathbf{B}) / (\nu |\mathbf{B}|^2)$. This causes \mathbf{B} to relax toward a sequence of force-free states, in response to the continually evolving boundary conditions. Near the outer boundary $r = 2.5R_{\odot}$, an additional radially outward velocity simulates the effect of the solar wind in radially distending the magnetic field lines. For the solution \mathbf{mf} , we took $\eta = 60 \text{ km}^2 \text{ s}^{-1}$. The simulation was initialized with a potential field extrapolation for 2014 September 1, and a fully non-potential corona was arrived at after 6-8 weeks (as measured by average current density), well before the eclipse date.

At the solar surface $r = R_{\odot}$, the B_r evolution was derived from the advective flux transport model of Upton & Hathaway (2014b,a), which assimilates HMI magnetograms on the visible disk and advects the distribution over the full solar surface using differential rotation, meridional flow and small-scale convective flows. For driving the magneto-frictional model, it is actually the horizontal electric field that is required. Since this is unknown in the regions assimilated from HMI, the Upton & Hathaway model could not be used directly to drive the 3D simulations. Instead, it was used to determine the locations of new bipolar magnetic regions (BMRs), which were then inserted into a simpler flux transport model which also includes differential rotation and meridional circulation, but approximates the small-scale convective flows by a simple supergranular diffusion term. The resulting smoother distribution of the photospheric field is evident in Figure 1(e).

The BMR properties were derived from the Upton & Hathaway model by a three-stage automated procedure:

1. Compare successive B_r maps (once every 24 hrs) to identify new BMRs (leading to 197 distinct BMRs).
2. Compute the BMR properties (location, size, magnetic flux and tilt angle) once per hour, from 48 hrs before to 120 hrs after initial identification, and determine the time of maximum flux. Insert the (3D) BMR in the new simulation at this time with the corresponding properties.

3. Check the resulting B_r evolution manually, and correct the BMR properties to best reproduce their times of emergence and also the structure of multiple-BMR activity complexes.

In the run shown here, each BMR was given a twist when inserted into the 3D simulation – so as to model the active region helicity – with magnitude $\beta = \pm 0.4$ (see Yeates et al. 2008).

2.6. Magnetohydrodynamic (CESE)

Finally, we include two full-MHD models that solve not only the induction equation (9) but also the evolution equations for momentum and energy.

The **mhd-cese** model uses the SIP-AMR-CESE model described in detail by Feng et al. (2012), which solves the MHD equations

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0, \quad (10)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \mathbf{v}) + \nabla \cdot \left[\rho \mathbf{v} \mathbf{v} + \left(p + \frac{1}{2} |\mathbf{B}|^2 \right) \mathbb{1} - \mathbf{B} \mathbf{B} \right] = \rho \mathbf{F} - (\nabla \cdot \mathbf{B}) \mathbf{B}, \quad (11)$$

$$\frac{\partial e}{\partial t} + \nabla \cdot \left[\left(e + p + \frac{1}{2} |\mathbf{B}|^2 \right) \mathbf{v} - (\mathbf{v} \cdot \mathbf{B}) \mathbf{B} \right] = \rho \mathbf{v} \cdot \mathbf{F} - (\nabla \cdot \mathbf{B})(\mathbf{v} \cdot \mathbf{B}) + Q_e, \quad (12)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} + \nabla \cdot \left[\mathbf{v} \mathbf{B} - \mathbf{B} \mathbf{v} \right] = \nabla (\nu \nabla \cdot \mathbf{B}) - (\nabla \cdot \mathbf{B}) \mathbf{v}. \quad (13)$$

Here ρ , \mathbf{v} , p , and e are the plasma density, velocity, plasma pressure and total energy density, respectively. The external force \mathbf{F} includes gravity, centrifugal, and Coriolis terms, while the volumetric heating Q_e depends on \mathbf{B} and is designed to model the solar wind through the empirical Wang-Sheeley-Argue model. Powell's source terms and a diffusive control term (with coefficient ν) are used to ensure $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$. A six-component overset grid is used to cover the spherical shell domain between $r = R_\odot$ and $r = 30R_\odot$, and parallel adaptive mesh refinement is implemented with PARAMESH (MacNeice et al. 2000).

The photospheric boundary data for B_r were taken from a daily-updated magnetic field synoptic map for 2015 March 20 based on Global Oscillation Network Group (GONG) data (<ftp://gong2.nso.edu/adapt/maps/public/gong/2015/>). **Xueshang: this web link seems to point to the ADAPT model, not GONG. Is that correct? And was there a particular reason for not using the magnetogram that we provided on the ISSI website?** The computation was initialized with a potential-field extrapolation together with Parker's hydrodynamic isothermal solar wind solution for the plasma. The MHD equations were then

179 integrated in time by the space-time conservation element and solution element (CESE) scheme until a
 180 converged steady-state equilibrium was achieved.

181 2.7. *Magnetohydrodynamic (MAS)*

182 *Awaiting detailed description from Zoran.*

183 3. MODEL COMPARISON

184 A number of aspects of the models are compared in the following subsections, with the aim of high-
 185 lighting the similarities and differences between them. Since many of the models do not include realistic
 186 thermodynamics (or indeed any plasma at all), we limit our comparison to the magnetic field, rather than
 187 plasma density or temperature. Some ground truth observations of the real corona are included, although
 188 these can provide only indirect, qualitative information about the coronal magnetic field.

189 3.1. *Magnetic Flux and Resolution*

190 We begin with the distribution of B_r on the solar surface $r = R_\odot$. Although this quantity can be measured
 191 from magnetograph observations, these are available only on the visible solar disk. As we have shown, our
 192 global models use a variety of techniques to construct B_r over the full solar surface, leading to differences
 193 even in this “input” quantity, as we have seen in Figure 1.

Note in particular the difference in resolution between different models. Accordingly, there are differences
 in the total unsigned flux, which we denote at height r by

$$\Phi(r) = \int_0^{2\pi} \int_{\theta_{\min}}^{\theta_{\max}} |B_r(r, \theta, \phi)| r^2 \sin \theta \, d\theta \, d\phi. \quad (14)$$

194 This is shown in Figure 2(a). At the solar surface, most models are in the range $3 - 5 \times 10^{23}$ Mx, except
 195 for **mhd-cese** which has much lower resolution. This difference in resolution becomes insignificant above
 196 about $r = 1.5R_\odot$, where the behaviour is dominated by low-order spherical harmonics. Accordingly, most
 197 of the models predict a similar open magnetic flux (at $r = 2.5R_\odot$), of approximately 3×10^{22} Mx. The
 198 exceptions are **mhs** and particularly **mf**, in which the open flux is inflated due to the presence of significant
 199 volumetric currents in the corona.

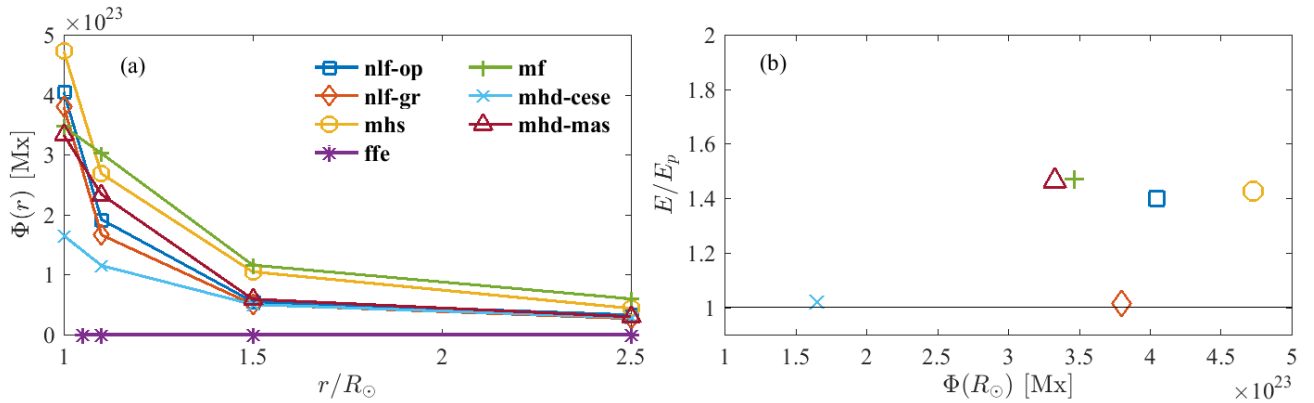


Figure 2. Magnetic flux and energy in the models. Shown are (a) unsigned radial magnetic flux $\Phi(r)$ as a function of height, and (b) the ratio of non-potential to potential magnetic energy as a function of photospheric flux $\Phi(R_\odot)$.

3.2. Plane-of-Sky Magnetic Structure

To give a general idea of the different model solutions, Figure 3 shows each model from the Earth’s viewpoint at eclipse time (approximately 1000UT on 2015 March 20). The magnetic field lines have been chosen to illustrate the topological structure of the magnetic field in the plane-of-sky, at the time of the eclipse.

What is immediately apparent is that there are significant differences in the overall morphology, although there is also general agreement between models about certain features. At the East limb, the **mf** and **mhd-cese** models have substantially different structure, in part because they have not yet assimilated the new active region at approximately 0° Carrington longitude that appears in the other models.

Much work is still needed here! I was thinking of making some specific remarks (e.g. positions of streamers and how they compare to the observations), and some general remarks (e.g. fact that streamers tend to be more compact in the **mf** model). Also to mention flux ropes at the limb, which are seen in some observations and models and will be discussed later in the context of filaments.

Observers: we need to explain (briefly) about Figures 3(h) and (i), and Figure 4, including references

3.3. Non-Potentiality

Although all of our models allow for electric currents in the corona, they vary in the strength and distribution of these currents.

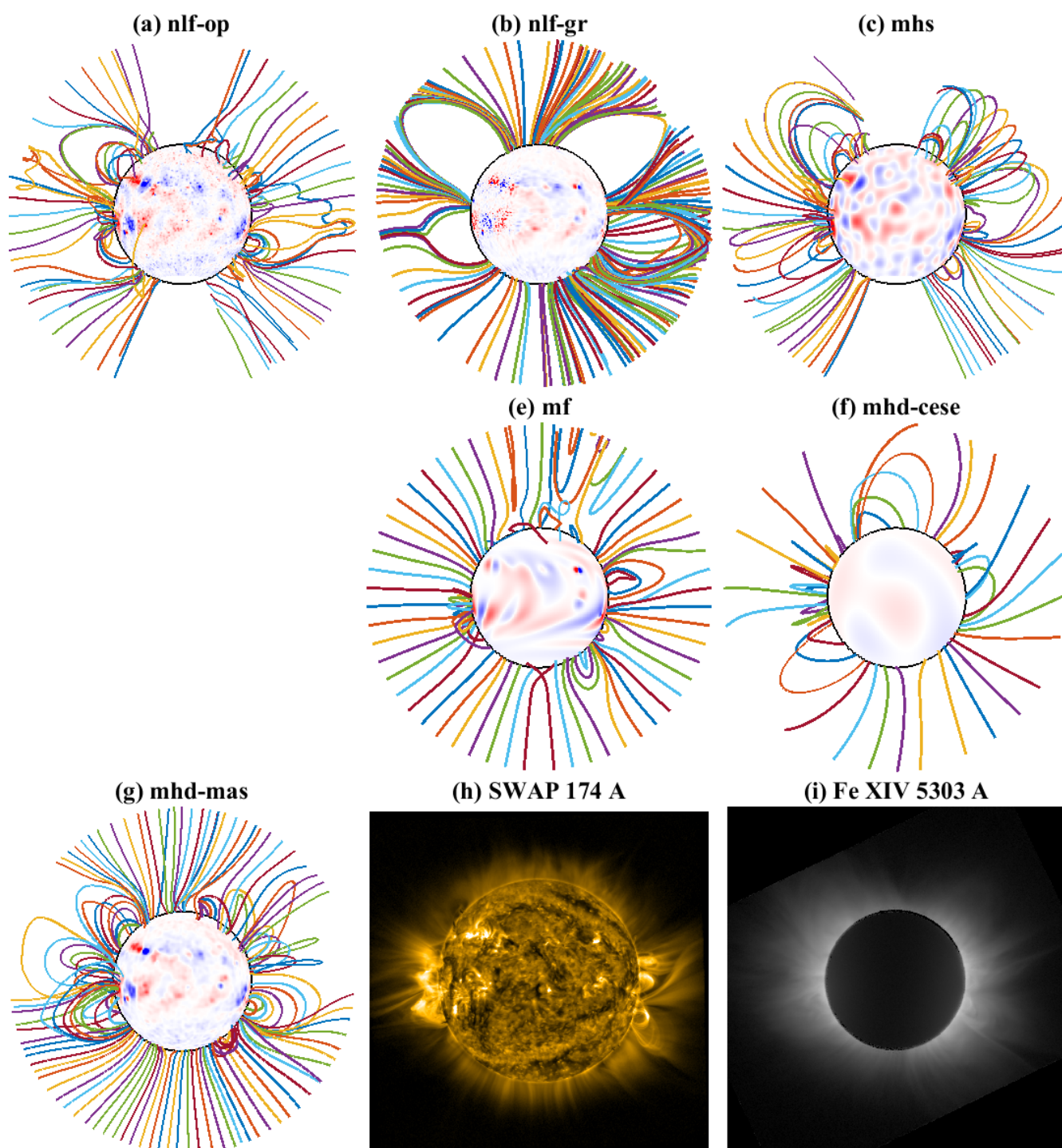


Figure 3. Magnetic field structure of each model in the plane-of-sky, as viewed from the Earth at the (approximate) eclipse time. Red/blue shading shows B_r on $r = R_\odot$ (saturated at ± 50 G). Panels (h) and (i) show observations of the true corona, from PROBA2/SWAP and the Habbal eclipse expedition, respectively. **For the Habbal image, I'm waiting for Huw/Jow to suggest how I can scale it to bring out the structure more clearly.**

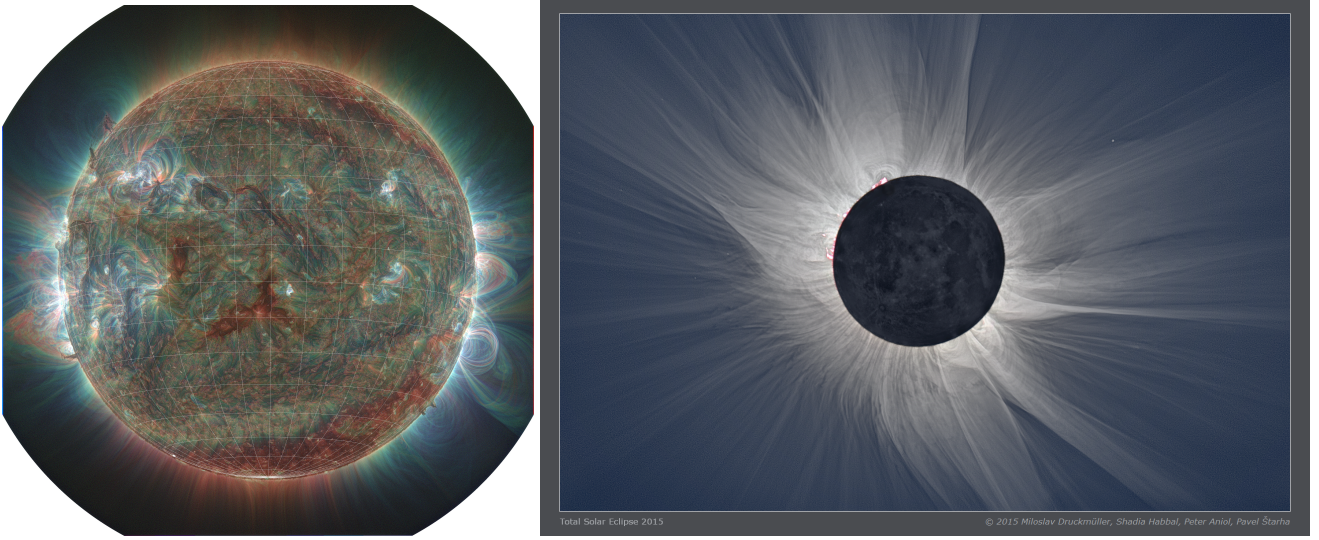


Figure 4. Additional observations of the corona during the eclipse. **Huw:** can you prepare a better version of the Druckmüller image (if he gives us permission), in particular that is rotated correctly?

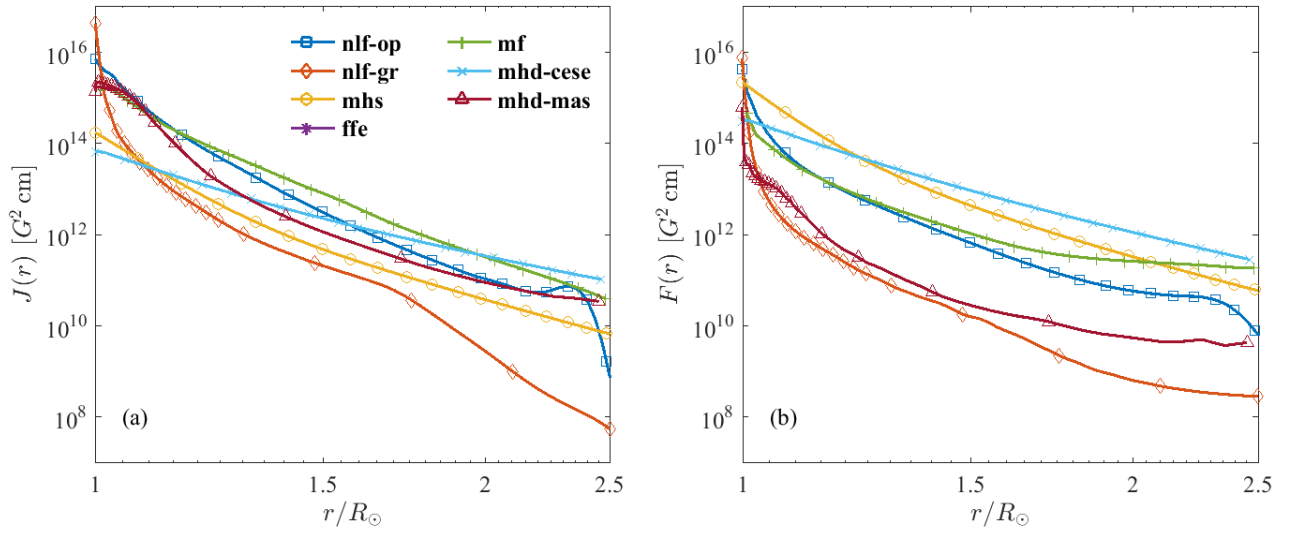


Figure 5. Measures of the (a) parallel and (b) perpendicular currents for each model, as functions of height.

First, we compute the total magnetic energy of each model between $r = R_{\odot}$ and $r = 2.5R_{\odot}$,

$$E = \int_{R_{\odot}}^{2.5R_{\odot}} \int_0^{2\pi} \int_{\theta_{\min}}^{\theta_{\max}} \frac{|\mathbf{B}(r, \theta, \phi)|^2}{8\pi} r^2 \sin \theta d\theta d\phi dr. \quad (15)$$

217 For comparison we will plot not E but the ratio E/E_p , where E_p is a potential field source surface extrapo-
 218 lation with source surface at $r = 2.5R_\odot$ and the same $B_r(R_\odot, \theta, \phi)$ for each particular model. This ratio gives
 219 a measure of the free magnetic energy (non-potentiality) of each model, normalizing out differences due to
 220 resolution. These ratios are shown in Figure 2(b), where it is clear that the **nlf-gr** and **mhd-cese** models are
 221 close to potential, with $E/E_p \approx 1.02$, while the other models all have a similar $E/E_p \approx 1.4-1.5$.

However, a closer look at the electric current distribution shows significant differences between all of the
 models. Figure 5 shows measures of both the parallel and perpendicular currents, as a function of radius.
 Specifically, we plot

$$J(r) = \int_0^{2\pi} \int_{\theta_{\min}}^{\theta_{\max}} |(\nabla \times \mathbf{B}) \cdot \mathbf{B}| r^2 \sin \theta \, d\theta \, d\phi, \quad (16)$$

and

$$F(r) = \int_0^{2\pi} \int_{\theta_{\min}}^{\theta_{\max}} |(\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B}| r^2 \sin \theta \, d\theta \, d\phi. \quad (17)$$

222 The latter is essentially a measure of the average Lorentz force at different heights in the domain, which
 223 should be small for those models that are (approximately) force-free. Indeed the largest values of $F(r)$
 224 through most of the corona are found for **mhs**, except for **mf** which departs from force-free near the outer
 225 boundary where the magnetic field lines are pulled open by the outflow boundary condition. **I'm skeptical**
 226 **about the high values for mhd-cese: Xueshang, do you have an explanation?** Both **nlf-gr** and **mhd-mas**
 227 achieve equilibria that are closer to force-free than the others.

228 The profiles of parallel current, $J(r)$, are rather different. Here **mhs** is lower, in accordance with its low
 229 free energy. Very near the photosphere, **nlf-gr** is high owing to its high resolution, but it quickly falls off.
 230 On the other hand, the **nlf-op**, **mf** and **mhd-mas** have more significant currents in the low corona, and **mf**
 231 maintains them to higher heights.

232 3.4. Magnetic Structure in the Low Corona

233 It is important to note that differences between the models arise not only from the input magnetic maps,
 234 but also from the treatment of currents in the corona. This affects the morphology of the magnetic field at
 235 all heights, including the low corona.

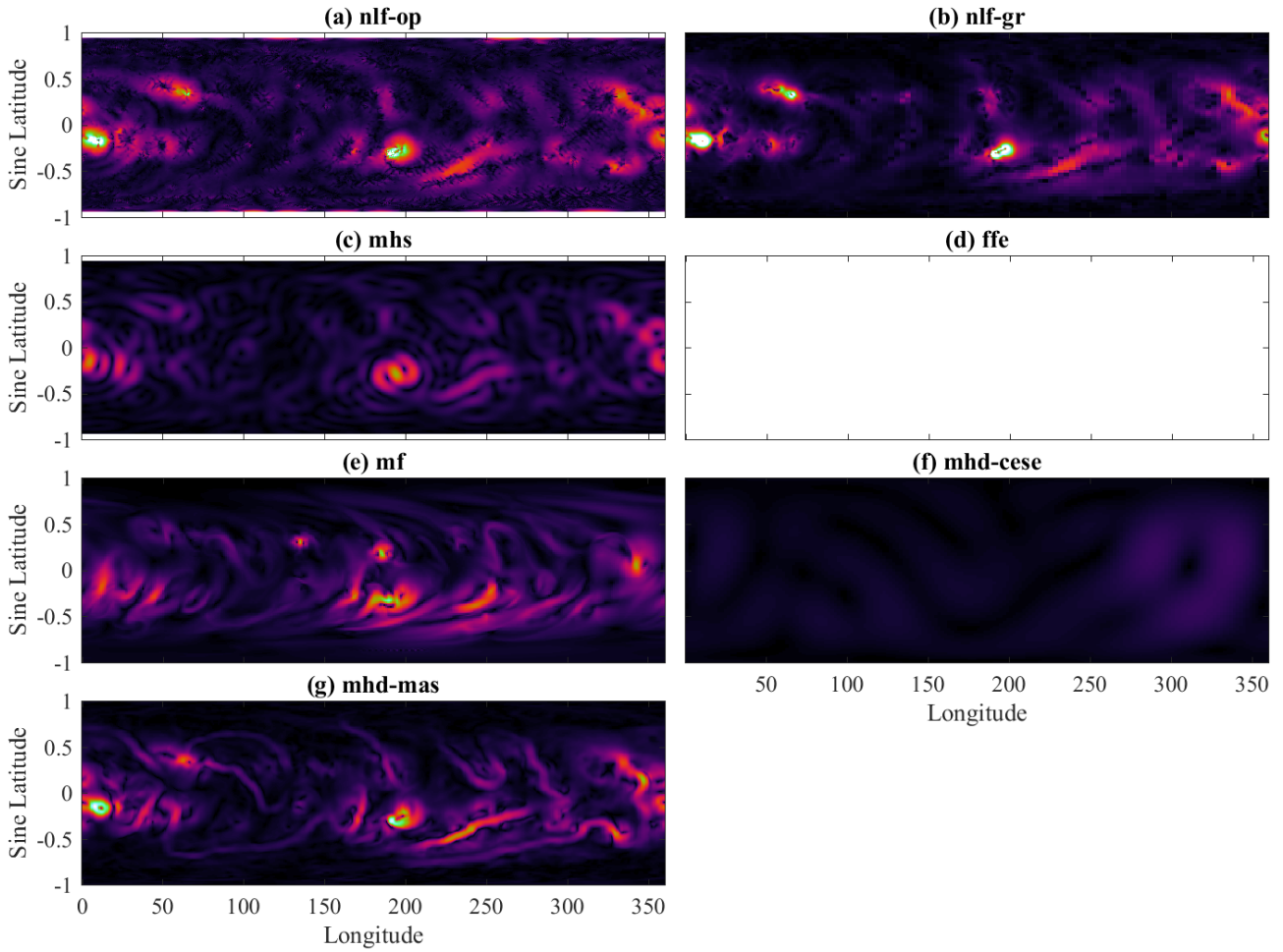


Figure 6. Magnitude of the horizontal magnetic field, $\sqrt{B_\theta^2 + B_\phi^2}$, at $r = 1.02R_\odot$ in each model, over the whole spherical surface. The color tables are saturated at 100 G.

236 To illustrate this we first show, in Figure 6, the latitude-longitude distribution of horizontal magnetic field
 237 strength in each model, at height $r = 1.02R_\odot$. **What are the most important points here?**

238 Some of the horizontal magnetic fields at $r = 1.02R_\odot$ arise from horizontal, twisted, magnetic flux ropes
 239 overlying polarity inversion lines on the solar surface. These structures are included in some models but
 240 not others, as seen in Figure 7. Flux ropes were inserted manually in the **mhd-mas** model, and formed by
 241 gradual evolution in the **mf** model. **Question: are there any present also in **nlf-op**? Certainly they are much**
 242 **less obvious, at least on the disk.** This allows another indirect comparison with observations, because solar
 243 filaments/prominences are believed to form in such flux rope structures, thus acting as indicators of these

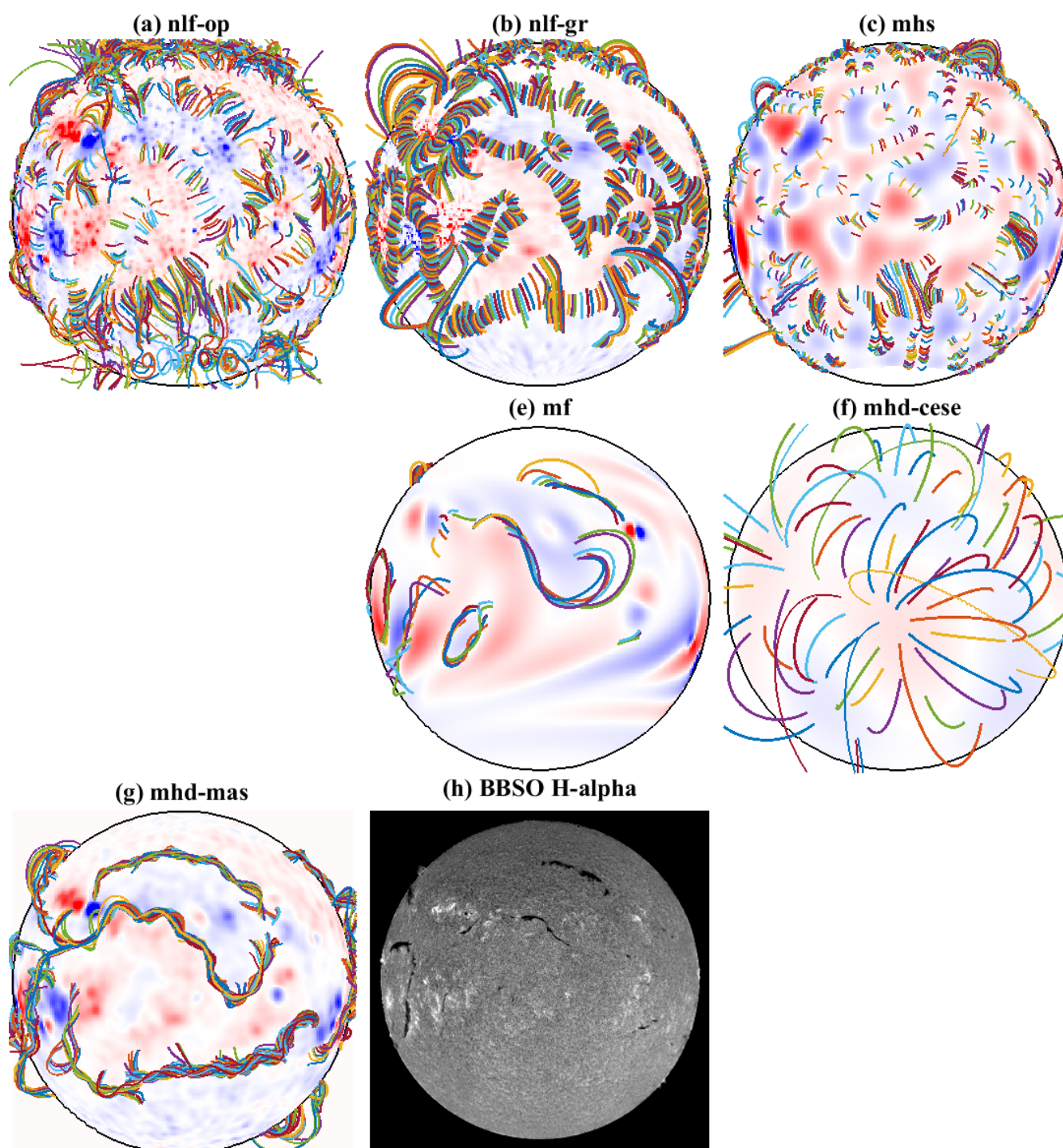


Figure 7. Magnetic field lines for each model chosen to show the low coronal magnetic structure above each polarity inversion line on the visible disk. Red/blue shading shows B_r on $r = R_\odot$ (saturated at ± 50 G). Panel (h) shows an H- α image from Big Bear Solar Observatory (taken at 1733UT on the eclipse day).

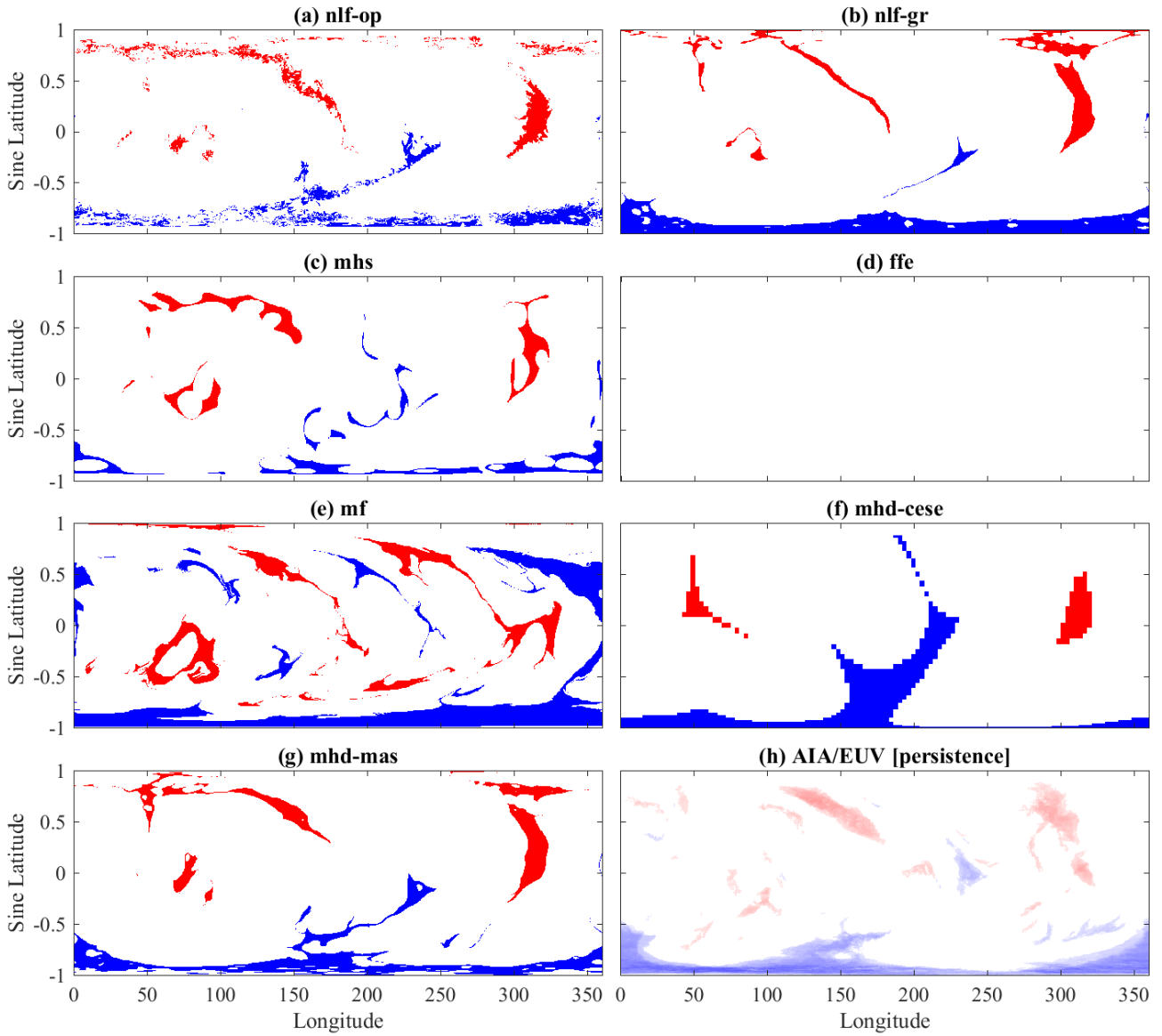


Figure 8. Footpoints of open magnetic field lines, and their polarity (red positive, blue negative), shown on $r = R_{\odot}$. Panel (h) shows the observed coronal hole persistence map (see text) using AIA data. In this map, the colors again indicate polarity, with density indicating persistence.

244 non-potential structures. For comparison, an $H\alpha$ image is shown in Figure 7(h), showing several filaments.

245 **More needed here!**

246

3.5. Open Magnetic Flux

247 Finally we consider the topology of the coronal magnetic field, namely the distribution of open and closed
 248 magnetic field lines. Figure 8 shows such distributions for each model, plotted on the lower boundary $r = R_{\odot}$.
 249 Because the open magnetic field lines have been traced through the coronal volume, their distribution is a
 250 sensitive output that can differ significantly from one model to the next. Nevertheless, there is qualitative
 251 agreement between many of the models: for example, the presence of a significant polar coronal hole in
 252 the Southern hemisphere but not in the North, and in the shape of several of the major open field regions at
 253 lower latitudes. The main outlier is **mf**, in which there is significantly more open flux, as well as differences
 254 in the distribution. *Why exactly? Also, do we want to discuss potential vs. non-potential here? Also,*
 255 *compare to OMNI (I haven't looked up the value for that day yet - Zoran, do you know it?).*

256 We also show, in Figure 8(h), a map of observed coronal holes, built up synoptically over Carrington
 257 rotation 2161 (2015 February 28 to 2015 March 27), following the procedure outlined by [Lowder et al.](#)
 258 (2017). Briefly, full-disk EUV images from the SDO/AIA 193 Å channel are processed by partitioning and
 259 thresholding to distinguish coronal hole contributions from quiet Sun, active regions and filament channels.
 260 This was repeated at a cadence of twelve hours, and the results combined in a Carrington map of persistence
 261 (i.e., number of days for which a coronal hole was observed at that location). Since no far-side data were
 262 available, this persistence is, for the most part, an underestimate. *Need to compare this to the models and*
 263 *interpret!*

264 Finally, Figure 9 shows the distribution of B_r at the top of the comparison volume, $r = 2.5R_{\odot}$. This is
 265 less sensitive to small differences in the magnetic structure than the open/closed map in Figure 8. There
 266 is relatively good agreement in the overall distribution between most models, for example including the
 267 strong field around 300° Carrington longitude and the general topology of the heliospheric current sheet.
 268 The exception is **mf**, where there is a difference in the topological structure, in addition to the stronger field
 269 strengths (which were evident in the open flux, Figure 2a). *Explanation for this?*

270 The authors gratefully thank ISSI Bern for hosting our International Team and enabling this study to be
 271 carried out.

272 *Facilities:* facility ID, facility ID, facility ID

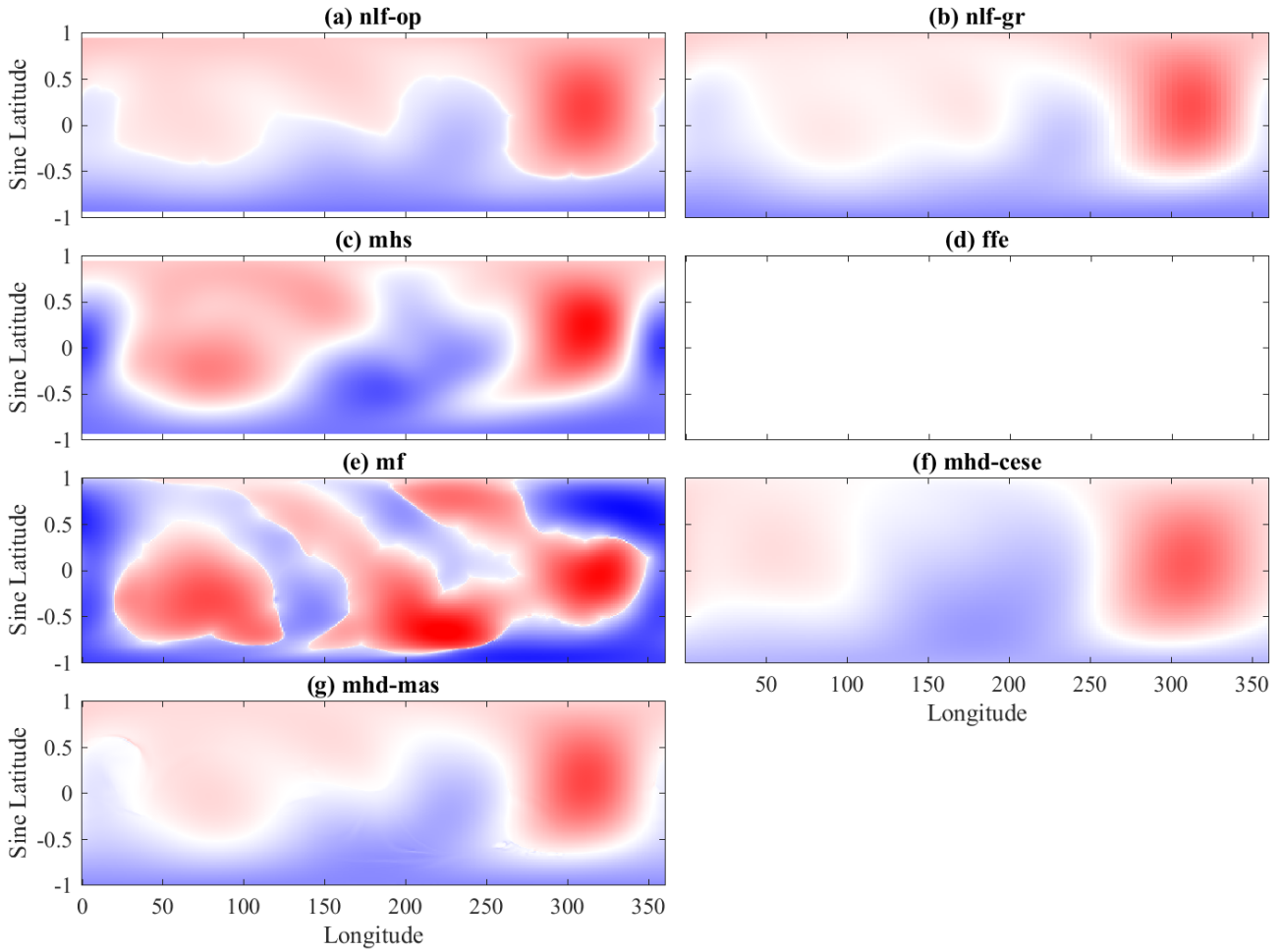


Figure 9. Radial magnetic field at $r = 2.5R_{\odot}$ in each model, over the full spherical surface. The color tables are saturated at ± 0.4 G.

273 *Software:* Numpy

REFERENCES

- 274 Amari, T., Aly, J.-J., Canou, A., & Mikic, Z. 2013, 281
 275 [A&A, 553, A43](#) 282
 276 Amari, T., Aly, J.-J., Chopin, P., Canou, A., & Mikic, 283
 277 Z. 2014, in *Journal of Physics Conference Series*, 284
 278 [Vol. 544, Journal of Physics Conference Series](#), 285
 279 012012 286
 280 Bogdan, T. J., & Low, B. C. 1986, [ApJ, 306, 271](#) 287
 Contopoulos, I. 2013, [SoPh, 282, 419](#)
 Contopoulos, I., Kalapotharakos, C., & Georgoulis,
 M. K. 2011, [SoPh, 269, 351](#)
 Feng, X., Yang, L., Xiang, C., et al. 2012, [SoPh, 279,](#)
 207
 Hoeksema, J. T., Liu, Y., Hayashi, K., et al. 2014,
[SoPh, 289, 3483](#)

- 288 Lowder, C., Qiu, J., & Leamon, R. 2017, *SoPh*, 292, 18296
289 MacNeice, P., Olson, K. M., Mobarry, C., de
290 Fainchtein, R., & Packer, C. 2000, *Computer*
291 *Physics Communications*, 126, 330
292 Neukirch, T. 1995, *A&A*, 301, 628
293 Tadesse, T., Wiegmann, T., Gosain, S., MacNeice, P.
294 & Pevtsov, A. A. 2014, *A&A*, 562, A105
295 Upton, L., & Hathaway, D. H. 2014a, *ApJ*, 792, 142
— . 2014b, *ApJ*, 780, 5
297 Wheatland, M. S., Sturrock, P. A., & Roumeliotis, G.
298 2000, *ApJ*, 540, 1150
299 Wiegmann, T. 2007, *SoPh*, 240, 227
300 Wiegmann, T., & Sakurai, T. 2012, *Living Reviews*
301 *in Solar Physics*, 9, 5
Yeates, A. R. 2014, *SoPh*, 289, 631
303 Yeates, A. R., Mackay, D. H., & van Ballegooijen,
A. A. 2008, *SoPh*, 247, 103

Titre : Modélisation à grande échelle pour les phénomènes éruptifs

Mots clés : Météorologie de l'espace, Phénomènes éruptif, Champ magnétique

Résumé : Cette thèse a pour objet la modélisation du champ magnétique de la couronne solaire à l'aide du code de reconstruction non-linéaire XTRAPOLS, avec une attention particulière pour les phénomènes éruptifs. Le caractère novateur des études menées porte sur l'aspect sphérique global de la méthode.

Trois études principales de cas sont présentées dans cette thèse. La première concerne les événements éruptifs de février 2011, géoeffectif, faisant figurer une région active étendue. Nous mettons en évidence plusieurs structures de tubes de flux torsadés, et caractérisons leur lien avec les structures à grande échelle. La deuxième concerne les événements du 3 et 4 août 2011. Plusieurs régions actives sont présentes sur le disque solaire, et deux d'entre elles présentent une activité éruptive importante. Là encore, nous mettons en évidence des tubes de flux torsadés dans chacune de ces deux régions active, et mettons en lumière les liens topologiques qui existent entre elles. La Troisième concerne une étude faite dans le cadre d'un groupe NLFFF, pour l'étude de la modélisation non-linéaire globale de la couronne. La date correspondant à la reconstruction est celle de l'éclipse totale de Soleil du 20 mars 2015. Nous discutons ici de l'impact de différents types de données et de modèles utilisés, et soulignons l'importance de la cohérence temporelle et de l'inclusion du courant dans les régions actives.

Les travaux présentés dans cette thèse ont donc permis de caractériser l'environnement global des régions actives éruptives et d'étudier les liens entre les éléments à différentes échelles. Nous présentons en guise d'ouverture différente méthode pour étendre la modélisation au-delà de la surface source.

Title : Large scale modeling for eruptive events

Keywords : Space weather, Eruptive phenomena, Magnetic field

Abstract : The object of this thesis is the modelisation of the magnetic field of the solar corona using the non-linear reconstruction code XTRAPOLS, with a special emphasis on eruptive phenomena. The innovative nature of the studies we undertook is the spherical global aspect of the method. Three main works are presented in this dissertation. The first one is about the February 2011 geoeffective events, featuring a large active region. We highlight several structures, among which some twisted flux ropes, and characterize the relationship between them and large-scale structures. The second work is about the events of August 3rd and 4th. Several active regions are present on the disk, and two of them feature a high eruptive activity. Here again, we find twisted flux ropes in each of the active regions, and we highlight the topological relationship between them. The third is a study performed in the context of an NLFFF group, in order to study the non-linear modeling of the global corona. The reconstruction is performed at a date corresponding to the total solar eclipse of March 20th 2015. We discuss the impact of the different types of data and models used, and emphasise on the importance of data temporal coherence and of taking into account coronal currents.

Thus, the works presented in this dissertation allowed to characterise the global environment of eruptive active regions, to study the relationship between features at different scales. To go further, we present different methods for extending the model beyond the source surface.

