



HAL
open science

Le soleil magnétique et la météorologie de l'espace : étude du couplage non-linéaire entre dynamo, activité magnétique et vent solaire

Barbara Perri

► To cite this version:

Barbara Perri. Le soleil magnétique et la météorologie de l'espace : étude du couplage non-linéaire entre dynamo, activité magnétique et vent solaire. Astrophysique stellaire et solaire [astro-ph.SR]. Université Paris Cité, 2019. Français. NNT : 2019UNIP7210 . tel-03945727

HAL Id: tel-03945727

<https://theses.hal.science/tel-03945727v1>

Submitted on 18 Jan 2023

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

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

UNIVERSITÉ DE PARIS
ÉCOLE DOCTORALE 127 : ASTRONOMIE ET ASTROPHYSIQUE D'ÎLE-DE-FRANCE
AIM - DÉPARTEMENT D'ASTROPHYSIQUE

Le Soleil magnétique et la météorologie de l'espace

Étude du couplage non-linéaire entre dynamo,
activité magnétique et vent solaire

par

BARBARA PERRI

THÈSE DE DOCTORAT D'ASTRONOMIE ET ASTROPHYSIQUE

Thèse dirigée par

DR ALLAN SACHA BRUN

Présentée et soutenue publiquement le

20 SEPTEMBRE 2019

Devant un jury composé de :

PR. SYLVAIN CHATY	AIM	Président
PR. JONATHAN FERREIRA	IPAG	Rapporteur
PR. STEFAAN POEDTS	KU Leuven	Rapporteur
PR. AXEL BRANDENBURG	Nordita	Examineur
DR. ALLAN SACHA BRUN	AIM	Directeur de thèse
PR. LAURÈNE JOUVE	IRAP	Examinatrice
DR. SOPHIE MASSON	LESIA	Examinatrice
DR. ANTOINE STRUGAREK	AIM	Responsable CEA & Encadrant



*"Space : the final frontier. These are the voyages of the starship Enterprise.
Its continuing mission : to explore strange new worlds.
To seek out new life and new civilizations.
To boldly go where no man has gone before !"*

Générique de la série télévisée *Star Trek*

"This is one corner... of one country, in one continent, on one planet that's a corner of a galaxy that's a corner of a universe that is forever growing and shrinking and destroying and never remaining the same for a single millisecond. And there is so much, so much to see."

Doctor Who, Saison 7, Épisode 4

Résumé

Depuis plus de cent ans, nous savons que le Soleil non seulement possède un champ magnétique, mais qu'en plus celui-ci est associé à une activité intense qui suit un cycle de presque onze ans. L'origine de ce champ est vraisemblablement une dynamo fluide au sein de notre étoile. Bien que l'évolution du champ magnétique dynamo soit purement interne, ce champ traverse la surface du Soleil, baignant la couronne et interagissant avec le vent solaire, un vent de particules chargées que la Terre reçoit en permanence. Cette interaction est encore mal connue et difficile à modéliser de par la disparité des échelles spatio-temporelles et la diversité des mécanismes physiques en jeu (changement de régime plasma, turbulence, chauffage...). Néanmoins, ce couplage dynamo-vent est un enjeu clé des missions spatiales telles que Parker Solar Probe ou Solar Orbiter, et il s'agit d'une connaissance cruciale pour améliorer les modèles de prévision de météorologie de l'espace afin d'anticiper l'impact du vent solaire sur l'environnement spatial de la Terre.

C'est justement cette interaction entre activité magnétique et vent solaire que cette thèse se propose de détailler grâce à une étude théorique basée sur des simulations numériques et l'interprétation de données solaires. Dans une première partie, cette thèse présente les concepts fondamentaux nécessaires pour comprendre les différentes couches du Soleil, à savoir ses couches internes avec la production de champ magnétique, et son atmosphère avec la naissance du vent solaire. Dans une deuxième partie, nous nous focalisons sur le couplage entre dynamo et vent, avec deux axes différents. Tout d'abord nous nous intéressons uniquement à l'influence du champ magnétique sur le vent solaire, sans rétro-action : à l'aide de configurations magnétiques extraites d'une simulation dynamo avec effet Babcock-Leighton et transport de flux, nous avons réalisé 54 simulations de vent permettant de couvrir un cycle solaire, et ainsi de voir l'évolution de la couronne en fonction de l'amplitude et de la topologie du champ magnétique. Cette étude permet déjà de mettre en avant l'influence de la topologie magnétique sur la structure de la couronne ainsi que plusieurs quantités intégrées comme le rayon d'Alfvén ou la perte de moment cinétique, avec des variations de respectivement un facteur 2 et 3.5. À noter que cette étude s'intéresse aussi à la propagation d'une asymétrie Nord-Sud depuis le champ magnétique dynamo jusqu'au vent solaire, et trouve que l'asymétrie est bien transmise mais lissée, ce qui est aussi ce qu'on observe pour le Soleil. Ensuite nous franchissons une étape supplémentaire en développant le premier modèle de couplage à grande échelle entre la dynamo interne et l'atmosphère dynamique du Soleil au sein d'une même simulation. Nous mettons en avant l'évolution auto-consistante de la structure de la couronne et des quantités intégrées pour des conditions correspondant à un Soleil jeune. Le résultat majeur de cette étude est la première quantification de la rétro-action du vent sur le champ magnétique interne par influence sur la condition aux limites, que nous démontrons en comparant nos résultats à un cas dynamo avec condition aux limites potentielle. Enfin, dans une troisième partie, nous étendons notre étude de la 2.5D à la 3D, ainsi qu'au système solaire et aux autres étoiles de type solaire. Nous nous intéressons aux conséquences pour la Terre avec une approche plus liée à la météorologie de l'espace : à l'aide de simulations allant jusqu'à une unité astronomique, nous étudions l'influence de l'amplitude et de la topologie magnétique sur les rayons cosmiques. Cette thèse se termine sur une ouverture vers les autres étoiles de type solaire : on s'intéresse ainsi à la dynamo mais dans des étoiles de type G et K, à sa rétroaction sur la rotation et donc sur l'évolution sur le long terme de l'étoile, ainsi qu'aux implications pour le vent stellaire associé.

Mots clefs : dynamo, vent solaire, météorologie de l'espace, MHD, HPC, rayons cosmiques, connexion solaire-stellaire.

Abstract

It has been more than a hundred years since we discovered that the Sun not only has a magnetic field, but that it displays intense activity evolving according to an eleven-year cycle. This field is most certainly originated by a fluid dynamo inside the star. Although the evolution of the dynamo field is purely internal to the star, this field crosses the star's surface to influence the corona and interact with the solar wind, which is a continuous flow of charged particles that reaches the Earth. This interaction is yet not well characterized and very difficult to model due to the disparity of space and time scales and the diversity of physical mechanisms at stake (plasma regime change, turbulence, heating...). However this coupling between the dynamo and the wind is a key topic for the upcoming space missions like Parker Solar Probe or Solar Orbiter, and constitutes a crucial knowledge to improve the space weather models to anticipate the impact of the solar wind on the Earth spatial environment.

This is precisely this interaction between magnetic activity and solar wind that this manuscript will study in detail thanks to a theoretical study based on numerical simulations and interpretation of solar data. In a first part, this manuscript presents the fundamental concepts needed to understand the various layers of the Sun, including its internal ones with the generation of magnetic field, and its atmosphere where the solar wind is accelerated. In a second part, we focus on the coupling between dynamo and wind with two different approaches. First we study only the influence of the magnetic field on the wind, without feedback : using magnetic configurations extracted from a Babcock-Leighton dynamo with flux-transport, we perform 54 wind simulations to cover an activity cycle, and thus see the evolution of the corona according to the amplitude and topology of the magnetic field. This study shows the influence of the topology on the structure of the corona and on several integrated quantities such as the Alfvén radius or the angular momentum loss, with variations of respectively a factor 2 and 3.5. This study also includes the propagation of a north-south asymmetry from the dynamo field to the solar wind, and shows that the asymmetry is transmitted but reduced, which agrees with solar observations. Then we advanced to the next challenge by developing the first large scale coupling model between the internal dynamo and the dynamical atmosphere of the Sun within the same numerical simulation. We show the auto-consistent evolution of the corona structure and the integrated quantities for conditions of a young Sun. The major result of this study is the first quantification of the feedback of the wind on the internal magnetic field by modifying the boundary condition, which we demonstrate by comparing our results to a dynamo case with potential boundary condition. Finally, in a third part, we extend our study from 2.5D to 3D, and to the solar system and other solar-type stars. We question the impact on Earth with a space weather approach : with simulations reaching one Astronomical Unit, we study the influence of the magnetic amplitude and topology on cosmic rays. This manuscript ends with an overture to other solar-type stars : we investigate the dynamo in G and K type stars, its feedback on rotation and thus on the long-term evolution of the star, and the consequences for the associated stellar wind.

Keywords : dynamo, solar wind, space weather, MHD, HPC, cosmic rays, solar-stellar connexion.

Remerciements

”Ce n’est pas la destination qui compte, c’est le voyage”. J’aimerais commencer mes remerciements par cette phrase, pour laisser le temps à toi, cher lecteur, de te faire une idée sur ce que je vais bien pouvoir dire sur la question. Mais commençons par les remerciements, ô combien classiques, et pourtant ô combien sincères !

Je tiens à remercier chaleureusement les membres de mon jury de thèse pour le temps qu’ils ont consacré à la relecture de mon travail. Merci à Stefaan Poedts et Jonathan Ferreira pour avoir accepté d’être mes rapporteurs, et ce malgré les obstacles de langue ou de distance géographique. Merci à Sylvain Chaty pour avoir accepté d’être le président du jury. Merci à Sophie Masson pour m’avoir aidée indirectement, sa thèse a été mon livre de chevet pendant mon étude sur les rayons cosmiques ! Merci à Laurène pour toutes ses discussions utiles au cours de ma thèse et son soutien chaleureux. Thank you so much Axel for agreeing to correct my work once again, and for all the nice lunches in Boulder talking about sunspots, I am so proud of this article we did together, which turned out to be my first one !

J’en profite pour remercier aussi chaleureusement Antoine Strugarek, mon co-encadrant : que de chemin parcouru depuis la lecture de tes articles en me demandant à quoi pouvait bien ressembler ce Strugarek et al. ! Je me souviens de notre première rencontre lors de la conférence donnée en l’honneur de Jean-Paul Zahn, et j’étais loin de me douter alors que tu serais un soutien important de ma thèse. Merci infiniment pour tes encouragements, ta persévérance, ton écoute attentive et tes conseils bienveillants. Merci pour toutes tes astuces sur la gestion du code ASH et des routines Python, même si finalement tu n’auras pas réussi à me mettre à Emacs. Merci pour toutes nos discussions sur la lecture, le cinéma, les bandes-dessinées, les jeux-vidéos (merci d’avoir joué à Ghost Trick !), les jeux de société (merci beaucoup pour le 7ème Continent, je suis déjà fan !). J’ai pris énormément plaisir à nos parties de jeux de rôle, et promis je lèverai la malédiction qu’Héra t’avais lancée pour avoir déclenché une orgie dans son temple. Je remercie enfin infiniment mon directeur de thèse, Sacha Brun, pour ces trois ans et demi (en comptant mon stage de M2) passés à ses côtés. Je ne sais même pas par où commencer pour te remercier de tout ce que tu m’as appris. À la fin de mon stage de M1, j’avais demandé à Axel qui accepterait de me prendre en thèse pour continuer à faire des simulations numériques du Soleil, et il m’avait répondu qu’en France c’était un certain Sacha Brun qui faisait parmi les simulations les plus ambitieuses. Ô combien il avait raison ! Merci de m’avoir fait confiance pour m’embarquer dans ce projet fou, et merci de m’avoir permis de m’accrocher jusqu’au bout en m’apprenant à trouver l’équilibre entre persévérance et obstination. Merci de m’avoir transmis ton amour des sciences, ta passion pour le Soleil, ta sagesse sur la gestion de projet et d’équipe, ton énergie pour faire bouger les choses quand il y en a besoin. Merci de m’avoir emmenée dans tes bagages autour du monde pour sortir de ma zone de confort et rencontrer plein de chercheurs géniaux ; je me souviendrai encore longtemps des tapas à Grenade ou du cinéma-restaurant à Boulder. Et surtout, merci infiniment pour m’avoir fait sortir de mon cocon et m’avoir permis de déployer mes ailes : je me souviens encore du début de mon stage, quand je n’osais même pas te tutoyer tellement j’étais impressionnée ; merci d’avoir été patient avec mes multiples problèmes médicaux infortunés (j’ai quand même réussi à avoir raison de ces maudites punaises de lit après plusieurs centaines de piqûres !) et d’avoir toujours été là pour m’écouter et me conseiller dans mes moments de doute et de difficulté en véritable ”papa” scientifique que tu as été pour moi. Merci de m’avoir acceptée pour ce que j’étais, mais de m’avoir poussée à devenir la meilleure version possible de moi-même. J’espère que l’on continuera à discuter science dans les années à venir, mais aussi de science-fiction, de comics et de cinéma (la phase 4 de l’univers Marvel va bientôt commencer, on devrait encore pouvoir débattre longuement de super-héros !).

Je remercie mon laboratoire d’accueil le DAp pour l’accompagnement que j’y ai reçu au cours de mes trois années de thèse. Mon attachement à ce lieu est un peu particulier : j’y ai réalisé mon stage de troisième il y a de cela dix ans, et c’est ce qui a confirmé mon envie de devenir astrophysicienne. Y être acceptée en thèse a

été un immense honneur et une très grande fierté pour moi. J'ai eu en plus la chance d'y rencontrer des gens formidables qui ont grandement contribué au bon déroulement de ma thèse. Merci à Anne Descourchelles pour sa gentillesse et son envie de pousser les femmes toujours plus loin. Un grand merci à Pascale Delbourgo pour son oreille attentive et son soutien indéfectible : être représentante des doctorants sous ton mandat a été une expérience tumultueuse mais ô combien enrichissante ; ton départ a été un déchirement pour le laboratoire, mais je suis heureuse de savoir que tu es plus à l'aise désormais dans Paris intramuros et que tu gardes un lien avec l'astrophysique. Merci à Dominique Monvoisin, Pascale Chavegrand et Christine Toutain pour les démarches administratives et l'organisation de la vie du laboratoire, en particulier le séminaire interne au Bois aux Daims qui m'a permis de redécouvrir mon laboratoire. Merci à Marie Gay pour son super accueil en début de thèse, ça a été un bonheur de savoir les serveurs entre tes mains, et je ne regrette pas un seul instant d'avoir chanté du Johnny Halliday devant tout le DAp pour te souhaiter un bon départ à la retraite ! Un grand merci à mes parrains de thèse, Matthias Gonzalez, Pascale Delbourgo (encore !) et Jérôme Rodriguez à la dernière minute : merci d'avoir écouté patiemment mes comités de suivi de thèse et prodigué vos conseils pour me rassurer tout au long de mon parcours. Merci à mes camarades représentants des doctorants à tous les niveaux possibles et imaginables, pour vos discussions et votre soutien : Mathilde Gaudel, Nicolas Dagonneau, Mansour Benbakoura, Raphaël Mignon-Risse et bien sûr Bruno Pagani qui m'a souvent dépanné au dernier moment pour les conseils de laboratoire.

Je tiens aussi à remercier les membres du bureau de l'école doctorale 127 qui m'ont soutenue tout au long de ma thèse. Un immense merci à Jacques le Bourlot sans qui je n'aurais pas pu enseigné à Paris Diderot, merci encore du combat mené pas uniquement pour moi, mais pour tous les autres thésards avec des contrats doctoraux non standards qui se retrouvent empêtrés dans des procédures infernales et finalement mis à l'écart. Merci à Thierry Fouchet pour avoir pris le flambeau avec bienveillance. Merci à Simona Mei pour m'avoir aidé à tenir le planning et m'avoir permis d'arriver à soutenir ma thèse malgré des procédures parfois quelque peu obscures.

Mais que serait un chercheur sans son équipe ? Et pour une équipe formidable, la mienne était fabuleusement formidable. Merci à nos permanents : Stéphane Mathis pour ses discussions passionnantes mêlant histoire, politique et humour noir, et Rafaël Garcia pour ses délices ramenés d'Espagne et ses idées pour sans cesse se réunir autour de la nourriture. Merci aux post-doctorants qui ont croisé ma route à un moment ou un autre : Jacobo Varela pour ta super notice sur les différentes machines de calcul ; Émeline Bolmont pour ton énergie inépuisable et ta supervision sans faille du petit-déjeuner du vendredi matin ; Kyle Augustson pour avoir supporté avec patience mon français souvent trop rapide et mon anglais approximatif ; Vincent Prat pour avoir été si souvent mon maître du jeu sans jamais tuer mon personnage ; Junho pour ton entrain et nos discussions sur les trains justement. Merci à tous les thésards avec qui j'ai eu le plaisir de partager un bureau à un moment ou un autre : Pierre Auclair-Desrotours et Mathieu Guenel que je n'ai côtoyé que brièvement mais qui ont épaulé la stagiaire que j'étais ; Victor Réville pour son soutien continu durant toute ma thèse et en particulier sa conduite remarquable de stoïcité durant l'éclipse solaire aux États-Unis ; Constance Émeriau-Viard pour son aide sur ASH, sa bonne humeur quotidienne et nos discussions passionnées ; Roxane Barnabé pour avoir rempli le bureau de plantes et nous avoir offert le porte-manteau toujours en service, et surtout pour m'avoir fait découvrir Montréal quand j'ai pu y passé ; Mansour Benbakoura pour sa bonne humeur et sa capacité à pouvoir parler d'absolument tout au déjeuner (parfois pendant un peu trop longtemps ?) ; Lisa Bugnet pour sa superbe performance à ma thèse en 180 secondes ; Quentin André pour m'avoir si souvent soutenue et apporter un point de vue calme et posé à mes débats enflammés ; Aurélie Astoul pour sa gentillesse et son humour, merci d'avoir supporté mes taquineries et mes obsessions féministes pendant 2 ans ; Jérémy Ahuir pour avoir accepté d'être mon padawan, le petit dernier a bien suivi mes enseignements, sois juste plus gentil avec Aurélie s'il te plaît (lol).

Je remercie également tous ces chercheurs que j'ai pu croisé en France ou à l'étranger, et qui m'ont d'autant plus donné envie de continuer dans ce domaine. Un grand merci à Rui Pinto pour nos nombreux échanges, ça a toujours été un plaisir de profiter de ton expérience et cela m'a toujours donné un point de vue différent sur la question que je te posais. Merci à Juri Toomre pour m'avoir accueilli chez lui à Boulder et m'avoir permis de déguster un délicieux dîner américain, à Nicole Vilmer pour nos dîners de conférence très inspirants sur la conciliation entre vie professionnelle et personnelle, à Matt Browning pour sa super visite d'Exeter, à toute l'équipe ISSI pour ce super séjour à Berne et ces discussions scientifiques passionnantes qui ont ajouté de la profondeur à mon manuscrit.

Je m'égare peut-être, mais merci à ceux qui m'ont tant appris durant mes années d'étude et à ceux qui m'ont ensuite permis d'enseigner à mon tour et de transmettre mon amour de la physique et de l'esprit critique. Un immense merci à Jérôme Perez qui m'a énormément aidé à obtenir ma thèse, les cours de gravitation mélangeant digressions sur Lagrange et l'histoire de la bière resteront à jamais gravés dans ma mémoire. Merci à Jean-Jacques Ally, Mathieu Langer, Elias Khan, Patrick Ciarlet, Sonia Fliss ; merci de m'avoir transmis votre passion pour la physique et les mathématiques, je me suis surprise plus d'une fois à replonger dans vos cours pour vérifier plusieurs notions. Merci à l'équipe d'OBi à Paris Diderot pour ces trois années mouvementées mais formatrices : Olivier Cardoso, Claude Bazin, Guillaume Rousseau, Thierry Stoehr, et vive les logiciels libres !

Pour clore ces remerciements, je terminerai sur les personnes qui n'ont pas forcément à voir avec les sciences, mais qui m'ont épaulée tout au long de ces 3 années. Merci à ma famille pour tous vos petits messages dès que l'astrophysique est à la une de l'actualité, pour vos questions et votre curiosité sur mon métier, et pour avoir accepté sans sourciller que je vive comme un ermite mes six derniers mois de thèse. Merci à mes amis d'avoir supporté mes divagations astrophysiques durant ces trois années : je ne prétends pas faire une liste exhaustive car je serais certaine d'en oublier et d'en vexer, mais pour en nommer quelques-uns, merci encore à mes témoins de mariage pour le travail énorme que j'ai posé sur leurs épaules et le défi qu'elles ont relevé avec panache ; merci à ma tablée de JDR Antika pour cette merveilleuse campagne qui m'aura permis de me forcer à penser à autre chose ; merci à la team plateau de Saclay pour toutes ces supers soirées à manger des petits plats faits maison, à jouer à des jeux plus moins intelligents (mais de caractère, c'est ça le plus important) ou à retenir notre souffle devant Game of Thrones ; merci à la team ENSTA pour tous ces petits voyages autour de la France et votre bonne humeur contagieuse ; merci à la team BJ pour tous ces moments volés à ma thèse avec vous pour me vider la tête. Et pour finir en beauté, évidemment, je vais finir ces remerciements avec mon mari, Pierre. Il n'y a pas de mot assez puissant dans la langue française ou tout autre langue pour exprimer à quel point tu as été un soutien inébranlable pour moi pendant toutes ces années. Du coup, cette thèse c'est aussi un peu la tienne vu à quel point je t'en ai parlé, alors j'espère que tu en es fier et qu'elle te plaît. Tu es le phare qui me guide sans cesse dans la bonne direction dès que je m'égare, le sherpa qui me montre par où passer quand le sentier de la vie devient trop tortueux et surtout le lapin-antilope qui me rappelle sans cesse de regarder autour de moi pour profiter de cette si belle vie que nous avons construite. Savoir que j'aurai le privilège de passer ma vie à tes côtés est un accomplissement au moins aussi grand que cette thèse de doctorat (et elle fait 300 pages, alors c'est dire !).

Enfin, je me permets de terminer sur un aparté personnel. Lecteur averse de résultats scientifiques, passe ton chemin, car les digressions qui vont suivre sont plutôt d'ordre philosophique si tu es clément avec moi, et introspectif si je suis plus honnête avec moi-même. Mais lecteur, si par hasard tu es un petit thésard qui rentre dans le monde de la recherche ou si tu es un humain lambda curieux de comprendre pourquoi la thèse est comparée à un parcours du combattant, alors les lignes qui approchent peuvent t'intéresser. Puisque mon métier est de réfléchir, voici mes réflexions accumulées au cours de ses trois années uniques, et j'ai la prétention de croire qu'elles feront écho à celles de tout autre camarade thésard.

”Ce n’est pas la destination qui compte, c’est le voyage”. On a tous déjà entendu cette phrase à l’air de sagesse populaire que tout le monde va recopier sur son mur Facebook au moment du nouvel an. Et pourtant, c’est bien la première chose qui me vient à l’esprit quand il s’agit de vous raconter ma thèse. La destination, on la connaît tous : le titre de docteur. Ah, ces deux petites lettres, une majuscule, l’autre minuscule, et surtout ce point, ultime privilège de l’abréviation tant le titre est reconnu par tous. Pour ces deux lettres et ce point, j’ai signé comme tant d’autres pour un apprentissage de la recherche sur le terrain pendant trois ans, prête à tous les sacrifices pour décrocher la reconnaissance de mes futurs pairs. Mais voilà, ce qu’on ne nous dit pas, c’est qu’une thèse, c’est tellement plus que du travail. Ça va bien au-delà d’un simple manuscrit et d’une soutenance. Une thèse, c’est repousser les limites du voyage intellectuel jusqu’au voyage intérieur.

Car oui, vous êtes-vous déjà posé cette question, comment juger objectivement le monde au travers de sa perception subjective d’humain ? Un chercheur se doit d’être impartial, animé par la seule curiosité scientifique, et le monde attend de lui une vérité crédible. Mais un chercheur, ça mange, ça dort, ça prend les transports, ça paie un loyer, comme tout le monde. Un chercheur aussi a des mauvais jours : il peut être frustré, énervé, désespéré, désabusé. Un chercheur aussi ça a des (trop) bons jours : il peut être excité, dispersé, rieur, joueur. Un chercheur reste un être humain : il peut être malade, fatigué, débordé, en panne d’inspiration. Et sa journée ne fait que 24 heures, le laissant comme tant d’autres se demander comment affronter le temps lui-même et vouloir tantôt déjouer le passage inéluctable des minutes, tantôt accélérer leur écoulement pour anticiper le résultat de son labeur. Et malgré tout ça, un chercheur doit se souvenir qu’il cherche la vérité, et non pas sa vérité. Ce serait comme demander à quelqu’un de regarder dans un miroir et de décrire uniquement le monde autour de lui, sans jamais jeter une seule fois un coup d’oeil à son reflet. Mais pour réussir à faire cela, il ne faut avoir aucun problème avec son reflet, et donc aucun problème à se confronter soi-même. Une thèse, c’est donc aussi savoir se remettre en question sans douter de soi, savoir échanger tout en gardant ses idées, savoir lutter sans jamais tomber ni dans l’acharnement ni dans l’abandon. C’est être sans cesse confronté au travail des personnes les plus intelligentes sur Terre sans jamais douter qu’on peut ajouter sa pierre à l’édifice. C’est continuer à y croire quand on enchaîne les échecs depuis des mois, parce qu’on ne réalise pas que personne n’a jamais fait ce qu’on est en train d’accomplir. C’est être en première ligne sur le champ de bataille tout en étant le général stratège qui supervise l’ensemble. Alors qu’on se le dise : rien ne peut véritablement vous préparer à ça. Aucun enseignement, aussi pédagogique et proche de la réalité soit-il, même aucun stage, ne peut vous préparer à ce qu’est fondamentalement le métier de chercheur. C’est bien pour ça que la thèse existe.

Alors voilà petit thésard, si jamais par hasard tu croises le chemin de ces remerciements de thèse, je te lègue un résumé de ce que tu vas vivre sous la forme du fameux voyage du héros, car c’est bien de cela qu’il est question : traverser des épreuves purgatrices pour en ressortir prêt à affronter tous les dangers. La première année sera sans doute placée sous le signe de la découverte et l’euphorie des premières fois : tout est nouveau, tout est à découvrir, tout est à saisir, l’excitation est grande et le désir d’en savoir plus encore plus grand. La frustration risque d’être souvent au rendez-vous car la prise en main de nouveaux outils n’est jamais aisée et plus on apprend, plus on mesure l’étendue de ce qu’il nous reste à apprendre. Pour le début de ce voyage, le directeur de thèse sera ton mentor avisé, souvent exigeant, parfois taquin, et repoussant sans cesse tes limites. Pour la deuxième année, ce sera souvent le moment critique, le climax de cette épopée : que ce soit les premières vraies galères qui retardent l’avancement du projet, les premiers résultats mis à l’épreuve, l’écriture du premier article qui ne se déroule pas aussi vite que prévue, le thésard sera confronté à l’échec, et comme tout héros qui traverse les Enfers, il sera jugé sur sa capacité à s’en relever et à vouloir tout de même continuer. Car c’est bien là la vraie valeur d’un chercheur : s’il n’échoue jamais, c’est qu’il n’a jamais vraiment essayé ; et même si rien ne marche après 300 méthodes différentes testées, il faut s’accrocher à l’idée que ce sera sans doute la 301ème qui fonctionnera. Enfin, la troisième année sera l’année du combat final : correctement armé et entraîné, désormais autonome et critique, le thésard affrontera le long périple de la rédaction, véritable marathon qu’il faut courir à l’allure d’un sprint, où la gestion de son emploi du temps et de son repos est absolument essentielle, mais qui

permet de fournir le dernier recul nécessaire pour atteindre la maîtrise parfaite de son travail. Enfin, le thésard pourra profiter de sa soutenance, dernier rempart avant le convoité Saint-Graal du titre de Docteur. Là encore l'exercice est incroyablement enrichissant quand il s'agit de gérer en même temps les questions scientifiques les plus techniques qu'on peut nous poser ainsi que le nombre de petites cuillères à prévoir au buffet, car être chercheur c'est aussi savoir organiser des événements logistiques et scientifiques. Alors petit thésard, si tu te reconnais dans ces lignes, ne t'inquiète pas, c'est que tout se déroule bien pour toi. Et si jamais tu as le moindre doute, n'oublie pas que le héros doit savoir s'entourer de ses meilleurs alliés et ne doit pas hésiter à leur confier ses problèmes, car personne n'aime un héros sans faille.

J'espère enfin que ce discours grandiloquent ne découragera personne de s'engager sur le chemin de la thèse, car ce serait le contraire de mon intention : la thèse est de loin l'expérience la plus intense, la plus extraordinaire et la plus formatrice qu'il m'a été donné de vivre, et c'est avec fierté que je peux affirmer en être sortie grandie, que ce soit sur le plan personnel ou scientifique.

Alors, pour une dernière fois, un immense merci à tous ceux cités ci-dessus qui ont rendu cette aventure possible et m'ont permis d'arriver là où j'en suis aujourd'hui.

Résumé	iii
Abstract	iv
Acknowledgements	v
Sommaire	x
Liste des Figures	xvii
Liste des Tableaux	xxi
I Les différentes enveloppes du Soleil	3
1 Le Soleil en tant qu'étoile magnétique	5
1.1 Le Soleil en tant qu'étoile	5
1.1.1 Le Soleil par rapport aux autres étoiles	5
1.1.1.1 Évolution stellaire et caractérisation du Soleil	5
1.1.1.2 Structure interne d'une étoile de type solaire	8
1.1.2 Écoulements internes	10
1.1.3 Le magnétisme des étoiles	12
1.2 Observations du magnétisme solaire	14
1.2.1 Taches solaires et mesure du champ magnétique	14
1.2.2 Cycles solaires	16
1.2.3 Asymétrie Nord-Sud	18
1.3 Modélisation de la dynamo solaire	20
1.3.1 Principe de la dynamo	20
1.3.2 Modélisations des effets physiques	22
1.3.3 Approches numériques	25
2 Atmosphère et vent solaires	27
2.1 Atmosphère solaire à la structure dynamique et complexe	28
2.1.1 Différentes couches de plasma	28
2.1.1.1 Caractérisation de l'atmosphère solaire	28
2.1.1.2 La photosphère	29
2.1.1.3 Chromosphère	30
2.1.1.4 Couronne	31
2.1.2 Modélisation de la couronne	32
2.1.3 Structures à grande échelle	34
2.2 Modélisation du vent solaire	36
2.2.1 Vent hydrodynamique	36
2.2.1.1 Introduction historique	36
2.2.1.2 Vent de Parker	37
2.2.1.3 Vent polytropique	39

2.2.2	Vent magnétique	41
2.2.2.1	Vent de Weber & Davis	41
2.2.2.2	Vent de Sakurai	43
2.2.3	Approches numériques	46
2.2.3.1	Modèles empiriques	46
2.2.3.2	Modèles MHD	47
2.3	Observations du vent solaire	49
2.3.1	Moyens d'observation	49
2.3.2	Propriétés du vent solaire	51
 II Couplage dynamo-vent		 53
 3 Couplage quasi-statique dynamo-vent sur un cycle de 11 ans		 55
3.1	Description et intérêt du couplage quasi-statique	56
3.1.1	Différentes manifestations de l'influence du champ magnétique	56
3.1.2	Une première approximation	57
3.1.3	État de l'art	58
3.1.3.1	Influence de la topologie sur la couronne	58
3.1.3.2	Simulations de l'asymétrie Nord-Sud dans le champ magnétique dynamo	61
3.2	Description des modèles	61
3.2.1	Dynamo	61
3.2.1.1	Modèle physique	61
3.2.1.2	Modèle numérique	63
3.2.2	Vent	64
3.2.2.1	Modèle physique	64
3.2.2.2	Modèle numérique	66
3.2.3	Couplage	68
3.3	Résultats	70
3.3.1	Évolution au cours du cycle	70
3.3.1.1	Énergie magnétique	71
3.3.1.2	Comparaison au minimum et maximum d'activité	72
3.3.1.3	Propriétés globales et variations au cours du cycle de 11 ans	73
3.3.2	Impact de l'asymétrie Nord-Sud	75
3.3.2.1	Asymétrie du champ magnétique stellaire	75
3.3.2.2	Asymétrie de la structure de la couronne	76
3.3.2.3	Asymétrie des quantités intégrées	78
3.4	Discussion et perspectives	78
3.5	Article publié	80
 4 Couplage dynamique dynamo-vent dans les étoiles		 109
4.1	Des difficultés du couplage dynamique	110
4.1.1	Disparités des échelles et processus physiques	110
4.1.2	Implications d'un couplage dynamique	112
4.1.3	État de l'art : couplage d'une étoile à son environnement	113
4.1.3.1	Modèles locaux de la dynamique des étoiles de type solaire	113
4.1.3.2	Modèles globaux couplés à une dynamo stellaire	115
4.2	Description des modèles de dynamo et de vent	116
4.2.1	Modélisation de la dynamo en champ moyen	116
4.2.1.1	Description du benchmark	116
4.2.1.2	Cas avec conditions aux limites radiales à la surface	119
4.2.1.3	Cas avec conditions aux limites potentielles à la surface	121
4.2.2	Modélisation du vent stellaire	124

4.2.2.1	Nouveau modèle de vent compatible avec la dynamo	124
4.2.2.2	Validation du modèle de vent	126
4.3	Implémentation du couplage entre dynamo et vent	129
4.3.1	Normalisation des équations	129
4.3.2	Extrapolation potentielle du champ poloïdal	130
4.3.2.1	Principe mathématique	131
4.3.2.2	Implémentation numérique	132
4.3.3	Conception de l'interface entre intérieur et extérieur stellaire	133
4.4	Résultats	135
4.4.1	Études préliminaires	135
4.4.1.1	Différences avec le benchmark	135
4.4.1.2	Validation de la normalisation	136
4.4.1.3	Étude du couplage avec un dipôle oscillant	138
4.4.2	Présentation qualitative de 2 modèles	140
4.4.2.1	Cas Dyn14	140
4.4.2.2	Cas Dyn13	142
4.4.3	Couplage dynamique avec le vent	142
4.4.3.1	Évolution de la structure de la couronne	142
4.4.3.2	Évolution temporelle des quantités intégrées	142
4.4.3.3	Rétro-action du vent	147
4.5	Discussion et perspectives	149

III Extension au système solaire et aux autres étoiles de type solaire 151

5	Les relations Terre-Soleil et la météorologie de l'espace	153
5.1	Le contexte de la météorologie de l'espace	154
5.1.1	Des enjeux scientifiques	154
5.1.1.1	Les éruptions solaires et sursauts en rayons X	154
5.1.1.2	Les événements solaires à particules	156
5.1.1.3	Les éjections de masse coronales	156
5.1.1.4	Les orages magnétiques	157
5.1.2	Des enjeux technologiques et humains	158
5.1.2.1	Les cibles à protéger	158
5.1.2.2	Une mobilisation sur tous les plans	160
5.1.3	La météorologie de l'espace et les méthodes numériques	161
5.2	Simulations et visualisations du vent solaire en 3D	162
5.2.1	Description du modèle de simulation de vent 3D	162
5.2.2	Performances numériques	165
5.2.3	Référentiels héliosphériques et outils de visualisation	170
5.3	Météorologie de l'espace et rayons cosmiques	172
5.3.1	Les rayons cosmiques et le cycle solaire	173
5.3.1.1	Les différentes classes de rayons cosmiques	173
5.3.1.2	Influence du cycle solaire	175
5.3.2	État de l'art en modélisation des rayons cosmiques	177
5.3.3	Les rayons cosmiques dans nos simulations	180
5.3.3.1	Validation du modèle	180
5.3.3.2	Influence de la topologie	185
5.3.3.3	Influence de l'amplitude	187
5.3.3.4	Topologies réalistes non axisymétriques	187
5.4	Discussion et perspectives	189
6	Dynamo dans les étoiles de type solaire	191

6.1	Évolution temporelle des étoiles de type solaire	192
6.1.1	Possible interruption de la gyrochronologie	192
6.1.2	Interprétation dynamo	193
6.1.3	Interprétation vent	196
6.2	Modèles hydrodynamiques des étoiles de type solaire	196
6.2.1	Contraintes observationnelles	196
6.2.2	Description des simulations de convection stellaire	198
6.2.2.1	Description du set-up numérique	198
6.2.2.2	Description de l'espace des paramètres	200
6.2.3	Principaux résultats sur la rotation	202
6.3	Modèles magnétiques des étoiles de type solaire	203
6.3.1	Ajout du champ magnétique dans les simulations	204
6.3.2	Rétro-action du magnétisme sur les écoulements moyens	204
6.3.3	Énergies magnétiques	206
6.3.4	Cycles magnétiques	209
6.3.5	Topologie et nombre de Rossby	210
6.4	Discussion et perspectives	213
7	Conclusion et Perspectives	215
A	Harmoniques sphériques	219
A.1	Harmoniques sphériques scalaires	219
A.2	Harmoniques sphériques vectorielles	220
B	Extrapolation potentielle du champ magnétique	223
B.1	Principe général	223
B.2	Extrapolation avec rayon de surface source (PFSS)	224
B.3	Extrapolation potentielle pure	224
C	Méthodes numériques	227
C.1	Méthode de Newton-Raphson	227
C.2	Schémas numériques	228
C.2.1	Différences finies	228
C.2.2	Volumes finis	229
C.2.3	Cellules fantômes	230
C.2.4	Pas de temps et condition CFL	231
C.3	Divergence du champ magnétique	232
C.3.1	<i>Divergence Cleaning</i>	232
C.3.2	<i>Constrained Transport</i>	232
C.4	Condition de type Zanni-Ferreira	233
D	Le code PLUTO	236
D.1	Architecture générale	236
D.2	Modules ajoutés	237
D.2.1	Lecture d'une carte magnétique	237
D.2.2	Dynamo en champ moyen	241
D.2.2.1	Effet α	241
D.2.2.2	Quenching	243
D.2.3	Conditions aux limites potentielles	243
D.2.3.1	Extrapolation du vecteur potentiel	243
D.2.3.2	Extrapolation du champ poloïdal	249

E Article publié sur les taches solaires

256

Bibliographie

266

1.1	Images de la Terre et du Soleil à l'échelle.	6
1.2	Diagramme de Hertzsprung-Russell (HR).	7
1.3	Schéma des couches internes et externes du Soleil.	9
1.4	Schéma de la répartition de la structure interne des étoiles entre zones radiatives et convectives en fonction de leur masse.	10
1.5	Structure de la rotation différentielle interne du Soleil obtenue par héliosismologie.	11
1.6	Circulation méridienne du Soleil.	12
1.7	Schémas illustrant la différence entre un champ poloidal et un champ toroidal, ainsi qu'un champ axisymétrique et non axisymétrique.	13
1.8	Schéma résumant les propriétés magnétiques des étoiles de faible masse.	14
1.9	Images de taches solaires dans le visible.	15
1.10	Évolution en fonction du temps et de la latitude du nombre de taches solaires.	17
1.11	Évolution de la topologie du Soleil au cours de trois cycles d'activité.	18
1.12	Évolution du nombre de taches solaires dans chaque hémisphère du Soleil en fonction du temps.	19
1.13	Schéma des différents mécanismes physiques d'une boucle dynamo.	22
1.14	Schéma simplifié d'une boucle dynamo.	23
1.15	Diagrammes papillons simulés pour trois boucles dynamo différentes.	24
1.16	Simulations numériques de l'intérieur du Soleil.	25
2.1	Évolution de plusieurs quantités physiques caractéristiques en fonction de la hauteur à la surface du Soleil.	28
2.2	Observations de la photosphère en lumière visible.	29
2.3	Observations de la chromosphère.	30
2.4	Structures de la couronne solaire.	31
2.5	Images de la couronne solaire obtenues lors d'éclipses totales.	32
2.6	Configuration des lignes de champ pour un streamer helmet et un pseudo-streamer.	34
2.7	Illustrations de la spirale de Parker.	35
2.8	Schémas des régions d'interaction en co-rotation (CIRs en anglais) entre vent rapide et vent lent.	36
2.9	Représentations historiques du vent solaire.	37
2.10	Solutions pour un vent isotherme.	39
2.11	Contours de la fonction F_2 pour obtenir le rayon critique en fonction de γ	41
2.12	Solutions de Weber & Davis (1967) pour un vent magnétisé en rotation.	42
2.13	Solutions de Sakurai (1985) pour un vent magnétisé en rotation.	44
2.14	Représentation de la vitesse de phase en coordonnées polaires pour les différents types d'ondes MHD.	45
2.15	Résultats de simulations numériques du vent solaire.	48
2.16	Vitesse du vent solaire obtenue par scintillations interplanétaires (IPS en anglais) de 1985 à 2014.	49
2.17	Mesures de la vitesse du vent solaire par la mission <i>Ulysses</i> entre 1992 et 2002.	50
3.1	Variations en temps et en latitude de la vitesse du vent solaire et du nombre de taches solaires entre 1975 et 2015.	57
3.2	Coupes radiales et latitudinales de la vitesse d'Alfvén en minimum et maximum d'activité.	58
3.3	Schéma d'un état stationnaire du vent solaire dans le plan de l'écliptique.	59
3.4	Simulations du couplage quasi-statique entre une dynamo $\alpha - \Omega$ et un vent polytropique.	60
3.5	Profils des quantités physiques pour respectivement la rotation différentielle, la circulation méridienne, la résistivité magnétique et le terme source Babcock-Leighton.	62
3.6	Représentation du domaine numérique du code STELEM.	63

3.7	Profils des quantités physiques pour les simulations de vent, avec respectivement la densité, la pression et la vitesse radiale.	65
3.8	Représentation du domaine numérique du code PLUTO.	66
3.9	Coupes radiales entre 2 et 10 R_{\odot} au minimum d'activité pour les quantités v_r , v_{ϕ} , B_r et B_{ϕ} . . .	67
3.10	Évolution en fonction du temps des coefficients de la projection du champ magnétique radial sur les harmoniques sphériques.	69
3.11	Diagramme temps-latitude du cycle dynamo généré par le code STELEM.	70
3.12	Évolution temporelle de l'énergie magnétique à la surface et de la composante dipolaire du champ magnétique pour les cartes magnétiques WSO.	71
3.13	Évolution comparée en fonction du temps de l'énergie magnétique de surface et de l'énergie des modes $\ell = 1$ et $\ell = 5$	72
3.14	Coupes méridiennes au minimum et au maximum d'activité du cycle.	73
3.15	Évolution en fonction du temps sur un cycle d'activité du rayon d'Alfvén moyen, de la perte de masse et de la perte de moment cinétique.	74
3.16	Évolution en fonction du temps du nombre de taches solaires par proxy.	76
3.17	Évolution de la structure de la couronne aux temps 0.0, 2.9, 3.8, 4.5, 9.0 et 11.9 années après le début du cycle étudié.	77
3.18	Diagramme temps-latitude de la vitesse du vent au cours d'un cycle d'activité calculée par nos simulations MHD.	78
3.19	Évolution en fonction du temps de l'asymétrie Nord-Sud durant un cycle d'activité pour le rayon d'Alfvén moyen, la perte de masse et la perte de moment cinétique.	79
4.1	Schéma de l'atmosphère du Soleil calme.	111
4.2	Évolution de la vitesse de rotation des étoiles de type solaire en fonction de leur âge.	112
4.3	Influence du vent sur la géométrie du champ magnétique pour trois géométries différentes. . . .	113
4.4	Comparaison entre les observations Hinode de la granulation et des simulations MHD en modèle local.	114
4.5	Simulation globale de l'interaction entre une étoile jeune magnétisée et son disque d'accrétion. .	116
4.6	Diagrammes papillons obtenus avec le code PLUTO pour les cas aux conditions aux limites radiales.	120
4.7	Diagrammes papillons obtenus avec le code PLUTO pour les cas aux conditions aux limites potentielles.	122
4.8	Schémas des conditions aux limites imposées à la surface de l'étoile pour les modèles de vent de Réville <i>et al.</i> (2015a) et de notre étude.	125
4.9	Comparaison des modèles de vent de Réville <i>et al.</i> (2015a) et de notre étude.	127
4.10	Comparaison de la conservation du taux de rotation effectif des modèles de vent de Réville <i>et al.</i> (2015a) et de notre étude.	129
4.11	Comparaison de la reconstruction de B_r sous la surface de l'étoile.	133
4.12	Schéma de la condition aux limites à l'interface entre domaines de calcul dynamo et vent. . . .	134
4.13	Comparaison des diagrammes papillon pour les conditions aux limites en A_{ϕ} et B_r-B_{θ}	135
4.14	Comparaison des diagrammes papillon pour les deux différentes normalisations (dynamo et vent).	137
4.15	Coupes 1D montrant l'influence d'un dipôle oscillant sur le vent.	138
4.16	Coupes méridiennes montrant l'influence d'un dipôle oscillant sur le vent.	139
4.17	Coupes illustrant le problème de décrochage du champ magnétique avec un dipôle oscillant trop rapidement.	139
4.18	Diagramme papillon et évolution de l'énergie magnétique correspondant au cas couplé Dyn14. . .	141
4.19	Diagramme papillon et évolution de l'énergie magnétique correspondant au cas couplé Dyn13. . .	141
4.20	Coupes méridiennes de la structure de la couronne à différents temps pour le cas couplé Dyn13.	143
4.21	Évolution temporelle du nombre de taches solaires par proxy, du coefficient dipolaire et de l'énergie magnétique pour le cas Dyn14.	144
4.22	Évolution temporelle du rayon d'Alfvén, de la perte de masse et de la perte de moment cinétique pour le cas Dyn14.	145
4.23	Diagramme temps-latitude pour la vitesse du vent à 20 R_{\odot} pour le cas Dyn14.	145
4.24	Évolution temporelle du nombre de taches solaires par proxy, du coefficient dipolaire et de l'énergie magnétique pour le cas Dyn13.	146

4.25	Évolution temporelle du rayon d'Alfvén, de la perte de masse et de la perte de moment cinétique pour le cas Dyn13.	146
4.26	Diagramme temps-latitude pour la vitesse du vent à $20 R_{\odot}$ pour le cas Dyn13.	147
4.27	Comparaison des diagrammes papillon pour un avec rétro-action du vent et un cas sans.	148
4.28	Comparaison de l'évolution temporelle des modes dipolaires et quadrupolaires pour un cas avec rétro-action du vent et un cas sans.	148
5.1	Observations et explications d'une éruption solaire.	154
5.2	Illustration de la classification des événements solaires à particules à partir du coronographe LASCO/C3 de SOHO.	155
5.3	Observations de la propagation d'une éjection de masse coronale le 15 mars 2013 par le satellite SOHO.	156
5.4	Perturbation du champ magnétique terrestre mesurée par GOES-7 durant l'orage magnétique de Mars 1989.	157
5.5	Schéma résumant l'impact des événements solaires sur les systèmes technologiques de la Terre.	159
5.6	Schéma incluant les différents satellites utilisés pour surveiller le Soleil dans le cadre de la météorologie de l'espace.	161
5.7	Reconstruction du champ magnétique radial de surface en minimum et maximum d'activité.	163
5.8	Visualisations 3D d'un minimum et d'un maximum d'activité solaire jusqu'à $22 R_{\odot}$	164
5.9	Visualisations 3D d'un minimum et d'un maximum d'activité solaire jusqu'à 1 UA.	165
5.10	Coupes radiales des principales quantités physiques en minimum et maximum d'activité dans le plan équatorial à 1 UA.	166
5.11	Distributions de la vitesse radiale à 1 UA dans le plan équatorial en minimum et maximum d'activité.	166
5.12	Illustration d'une grille sphérique irrégulière pour un domaine étendu.	167
5.13	Évolution temporelle des quantités intégrées pour les simulations à $22 R_{\odot}$	168
5.14	Comparaison de la vitesse radiale pour les deux résolutions du modèle à 1 AU.	169
5.15	Visualisations 3D des orbites de planètes et de satellites dans nos simulations en post-processing.	170
5.16	Interface web pour visualisation rapide des cartes 3D de champ magnétique et de la couronne correspondante.	172
5.17	Distribution énergétique des rayons cosmiques et influence sur l'atmosphère terrestre.	173
5.18	Schéma illustrant les différentes classes de rayons cosmiques dans le système solaire en fonction de leur région d'origine.	174
5.19	Comparaison du taux de rayonnement cosmique mesuré sur Terre et dans l'espace.	175
5.20	Modulation des rayons cosmiques positifs et négatifs en fonction du cycle de 22 ans.	176
5.21	Coupes méridiennes de la distribution des rayons cosmiques en minimum et maximum d'activité.	177
5.22	Libre parcours moyen des rayons cosmiques en fonction de la rigidité à 1 UA dans le plan équatorial.	178
5.23	Comparaison du libre parcours moyen avec géométrie slab et un composé de géométrie slab et 2D.	179
5.24	Comparaison des profils radial et latitudinal de la densité d'énergie des ondes d'Alfvén ϵ entre le modèle de Usmanov <i>et al.</i> (2000) et notre fit.	180
5.25	Comparaison du profil radial de la longueur de corrélation λ entre le modèle de Chhiber <i>et al.</i> (2017) et le nôtre.	181
5.26	Comparaison des coupes méridiennes de B , λ et Z^2 entre le modèle de Chhiber <i>et al.</i> (2017) et le nôtre.	182
5.27	Comparaison du libre parcours moyen parallèle entre l'étude de Chhiber <i>et al.</i> (2017) et la nôtre.	183
5.28	Comparaison du libre parcours moyen parallèle entre l'étude de Chhiber <i>et al.</i> (2017) et la nôtre.	183
5.29	Comparaison du libre parcours moyen parallèle avec une topologie dipolaire ou quadrupolaire en 2D.	184
5.30	Comparaison du libre parcours moyen parallèle en 1D avec une topologie dipolaire ou quadrupolaire.	185
5.31	Comparaison du libre parcours moyen parallèle en 2D pour deux amplitudes d'un champ magnétique dipolaire.	186

5.32	Comparaison du libre parcours moyen parallèle en 1D pour deux amplitudes d'un champ magnétique dipolaire.	187
5.33	Comparaison du libre parcours moyen parallèle pour le minimum d'activité de 1995 dans les plans méridien et équatorial.	188
5.34	Comparaison du libre parcours moyen parallèle pour le maximum d'activité de 1999 dans les plans méridien et équatorial.	188
6.1	Déviations de la relation rotation-âge de la gyrochronologie pour les étoiles de type solaire.	193
6.2	Changements de tendances pour le champ magnétique grande échelle, la température coronale et la concentration en lithium pour les étoiles de type solaire.	194
6.3	Deux relations différentes entre la période du cycle magnétique et la période de rotation pour les étoiles de type solaire.	195
6.4	Évolution de la perte de masse en fonction du taux de rotation et de l'âge de l'étoile pour des analogues solaires.	195
6.5	Profil latitudinal de la rotation différentielle pour HD 173701 et HD 187160.	197
6.6	Nombre de Rossby fluide des modèles hydrodynamiques sur un diagramme masse-rotation.	202
6.7	Coupes méridiennes de la rotation différentielle pour les 15 étoiles simulées en hydrodynamique.	203
6.8	Moyennes azimuthales de la rotation différentielle pour les 15 étoiles simulées avec champ magnétique.	205
6.9	Variations de $\Delta\Omega$ avec Ω_* pour les 15 étoiles étudiées en cas hydrodynamiques et magnétiques.	206
6.10	Analyse des énergies magnétiques en fonction du nombre de Rossby.	208
6.11	Évolution énergétique et diagramme papillon pour le cas M09S.	210
6.12	Évolution énergétique et diagramme papillon pour le cas M09R3.	211
6.13	Évolution énergétique et diagramme papillon pour le cas M05R3.	212
6.14	Analyse topologique en fonction du nombre de Rossby.	213
A.1	Représentation des harmoniques sphériques jusqu'à $\ell = 3$	220
C.1	Illustration de la méthode de Newton.	227
C.2	Schémas illustrant le rôle des cellules fantômes dans les simulations numériques.	231
D.1	Schéma simplifié de l'architecture du code PLUTO avec les fonctions principales utilisées. Crédits : A. Mignone.	236

1.1	Classification de Harvard regroupant en type spectraux les étoiles ayant une certaine gamme de paramètres. Crédits : Emeriau-Viard (2017).	8
2.1	Table de correspondance entre le facteur d'expansion des tubes de champ f_s et la vitesse du vent solaire v_w .	47
4.1	Table récapitulative des trois cas tests dynamos décrits dans le benchmark Jouve <i>et al.</i> (2008).	119
4.2	Comparaison des résultats de l'implémentation du module dynamo dans le code PLUTO avec les valeurs du benchmark de Jouve <i>et al.</i> (2008) pour le cas avec conditions aux limites radiales.	120
4.3	Comparaison des résultats de l'implémentation du module dynamo dans le code PLUTO avec les valeurs du benchmark de Jouve <i>et al.</i> (2008) pour le cas avec conditions aux limites potentielles.	121
4.4	Comparaison des modèles cylindriques et sphériques pour plusieurs paramètres physiques clés.	128
4.5	Paramètres d'entrée des simulations de dynamo et de vent.	131
4.6	Paramètres d'entrée des simulations couplées dynamo/vent.	131
4.7	Table des principaux paramètres pour les deux cas servant à valider la normalisation.	136
4.8	Table des principaux paramètres pour les deux cas servant à valider le couplage.	140
5.1	Classification des éruptions solaires en fonction de leur pic de flux.	155
5.2	Table récapitulative des indices géomagnétiques reconnus par l'IAGA.	158
5.3	Table de comparaison du rayon d'Alfvén et de la perte de masse entre cartésien et sphérique.	167
5.4	Table décrivant les différentes résolutions testées.	168
5.5	Table résumant le temps de calcul nécessaire pour faire converger une simulation 3D jusqu'à $22R_\odot$ en minimum et maximum d'activité.	169
5.6	Table résumant le temps de calcul nécessaire pour faire converger une simulation 3D jusqu'à 1 UA en minimum et maximum d'activité.	169
5.7	Table de comparaison du rayon d'Alfvén, de la perte de masse et de la vitesse terminale du vent entre deux résolutions.	170
6.1	Table des principaux paramètres stellaires des étoiles simulées.	200
6.2	Table des paramètres liés aux diffusivités et au terme de chauffage nucléaire.	201
6.3	Table des énergies cinétique et magnétique moyennes pour chaque étoile simulée.	207
A.1	Table des polynômes de Legendre et harmoniques sphériques associées jusqu'à $\ell = 2$.	220
C.1	Table récapitulative des principales approximations par différences finies pour les opérateurs de dérivée simple et seconde.	229

PRÉAMBULE

Source d'énergie pour la planète Terre, le Soleil n'a eu de cesse de fasciner et questionner l'humanité. D'abord considéré comme un dieu par les religions polythéistes, il est relégué au rang de simple objet tournant autour de la Terre par les religions monothéistes. Copernic lui rend sa place au centre de notre système solaire, mais l'astronomie moderne comprend qu'il s'agit d'une étoile comme les autres, à ceci près qu'elle est beaucoup plus proche de nous, ce qui rend son étude particulièrement détaillée. Mais le Soleil continue de nous surprendre : au début du vingtième siècle, on découvre non seulement qu'il possède un champ magnétique, mais que ce dernier est réglé comme une horloge avec des minima et des maxima d'activité espacés régulièrement. On s'intéresse à sa source d'énergie, et on découvre que seules les réactions de fusion nucléaire de l'hydrogène produisent l'énergie nécessaire pour fournir l'énorme puissance lumineuse qu'il rayonne en continu. En analysant les diverses ondes créées au coeur du Soleil grâce à l'héliosismologie, on parvient peu à peu à lever le voile sur son fonctionnement interne et à enfin se représenter notre étoile autrement que comme une boule de lumière dans notre ciel.

Il faut attendre la seconde moitié du vingtième siècle pour ensuite comprendre qu'il existe un lien matériel qui nous unit à notre étoile : le vent solaire. Les premiers satellites envoyés pour l'exploration spatiale nous informent qu'il existe un vent de particules énergétiques émanant en permanence du Soleil. La Terre est protégée par son champ magnétique qui agit comme un véritable bouclier naturel, mais une partie du vent solaire parvient néanmoins à s'infiltrer dans notre atmosphère, créant de sublimes aurores boréales aux pôles. Mais le Soleil peut être capricieux : des événements violents peuvent survenir, projetant des particules beaucoup plus énergétiques à des vitesses supérieures, et parfois notre champ magnétique n'est pas suffisant pour protéger nos installations ; en 1859, la plus violente éruption solaire jamais enregistrée a provoqué des aurores boréales jusqu'à Bombay et détruit tout le réseau de télégraphes de Montréal. Aujourd'hui considérée comme une priorité nationale pour les États, la météorologie de l'espace vise justement à surveiller le Soleil pour anticiper ces événements et pouvoir protéger nos installations dans l'espace et sur Terre.

Afin de modéliser au mieux ces événements, il convient de comprendre le plus finement possible le lien entre le Soleil et la Terre, et par extension le lien entre ce qui se passe à l'intérieur et à l'extérieur du Soleil. Pour des raisons historiques mais aussi physiques, ces deux parties de notre étoile ont souvent été traitées de façon isolée par des communautés différentes d'astrophysiciens. Et pour cause, les processus physiques sont très différents, et les échelles de temps et d'espace associées font le grand écart. Mais les observations récentes l'ont confirmé : le vent solaire présente lui aussi des variations cycliques, résultat de l'influence du champ magnétique solaire interne généré par effet dit dynamo ; d'autre part, le champ magnétique mesuré dans l'atmosphère du Soleil est déformé par le vent, l'éloignant de la solution potentielle idéale telle qu'on l'imagine.

C'est précisément cette problématique que nous nous proposons d'étudier dans cette thèse. Voici les grandes questions auxquelles nous allons essayer de répondre :

- Quels sont les processus qui permettent le couplage entre l'intérieur et l'extérieur du Soleil ?
- Sur quelles échelles de temps se déroule la transmission de l'information entre intérieur et extérieur ?
- Quelle est l'influence du champ magnétique sur le vent solaire ?
- Quelle est l'influence du vent solaire sur le champ magnétique ?
- Quelles conséquences a ce couplage pour la Terre ?
- Quelles conséquences a ce couplage pour d'autres étoiles qui sont semblables à la Terre ?

Ces questions sont par ailleurs très actuelles, car elles correspondent aussi aux grands objectifs des missions spatiales récentes d'observation du Soleil telles que Solar Orbiter de l'ESA ou Parker Solar Probe de la NASA.

Pour ce faire, nous avons utilisé quatre approches différentes, en utilisant des simulations numériques massivement parallèles et des comparaisons systématiques avec des données d'observation du Soleil :

-
- La première approche est un couplage partiel. Il consiste à s'intéresser uniquement à l'influence du champ magnétique sur le vent solaire en utilisant le fait que le vent évolue beaucoup plus vite que le champ magnétique. En utilisant des configurations magnétiques simulées par un code numérique dédié à l'intérieur du Soleil, nous avons pu calculer les solutions de vent associées et ainsi voir les différentes configurations possibles au cours d'un cycle d'activité solaire. On s'intéresse en particulier à la transmission d'une asymétrie Nord-Sud depuis le champ magnétique vers le vent solaire.
 - La deuxième approche est un couplage complet et dynamique entre le champ magnétique et le vent. Cette fois-ci, on utilise un unique code numérique qui permet de simuler l'intérieur et l'extérieur du Soleil dans le même domaine de calcul. Toutes les variations du champ magnétique sont transmises en temps réel au vent, et toutes les variations du vent peuvent rétro-agir sur la configuration interne car elles modifient les quantités physiques à la surface de l'étoile.
 - La troisième approche est un modèle de vent qui s'étend jusqu'à la Terre. En utilisant des cartes magnétiques obtenues par analyse du champ magnétique du Soleil, on peut s'intéresser aux conséquences de l'interaction entre champ magnétique et vent solaire. On regarde en particulier comment évolue le taux de rayonnement cosmique reçu par la Terre en fonction de la période du cycle.
 - La quatrième approche est enfin une extension aux autres étoiles de type solaire. En s'intéressant aux différentes solutions dynamo qui peuvent se développer en fonction de la masse et de la rotation de l'étoile, on peut s'interroger sur les conséquences pour le vent stellaire correspondant, mais aussi pour l'évolution sur le long terme des caractéristiques de l'étoile.

Avec ces travaux, nous espérons ainsi apporté plus de compréhension à la physique solaire et à la physique stellaire, mais aussi et surtout à la météorologie de l'espace pour améliorer les prévisions des événements pouvant impacter notre planète.

Première partie

Les différentes enveloppes du Soleil

CHAPITRE 1

LE SOLEIL EN TANT QU'ÉTOILE MAGNÉTIQUE

Sommaire

1.1 Le Soleil en tant qu'étoile	5
1.1.1 Le Soleil par rapport aux autres étoiles	5
1.1.2 Écoulements internes	10
1.1.3 Le magnétisme des étoiles	12
1.2 Observations du magnétisme solaire	14
1.2.1 Taches solaires et mesure du champ magnétique	14
1.2.2 Cycles solaires	16
1.2.3 Asymétrie Nord-Sud	18
1.3 Modélisation de la dynamo solaire	20
1.3.1 Principe de la dynamo	20
1.3.2 Modélisations des effets physiques	22
1.3.3 Approches numériques	25

"At first sight it would seem that the deep interior of the Sun and stars is less accessible to scientific investigation than any other region of the universe."

Sir Arthur Eddington, *The Internal Constitution of the Stars*, 1926

Le Soleil a beau être un objet familier que tout un chacun peut observer dans le ciel, il est rarement considéré comme ce qu'il est, à savoir l'étoile la plus proche de nous. Ce chapitre a donc pour but de mettre en contexte le Soleil par rapport aux autres étoiles dans la section 1.1 afin de mieux comprendre son fonctionnement interne et sa place parmi les autres étoiles de l'univers. Nous allons en particulier nous concentrer sur ses propriétés magnétiques dans la section 1.2, en exposant le cadre théorique associé dit de la dynamo fluide ainsi que les différentes méthodes de simulations numériques utilisées pour le décrire dans la section 1.3.

1.1 Le Soleil en tant qu'étoile

1.1.1 Le Soleil par rapport aux autres étoiles

1.1.1.1 Évolution stellaire et caractérisation du Soleil

Au fur et à mesure de l'évolution des technologies et des idées, nous avons été en mesure de caractériser de plus en plus précisément notre étoile. Nous savons désormais que le Soleil est situé à une distance de 149 597 870,7 kilomètres de la Terre (Capitaine, 2012) : cette distance est appelée Unité Astronomique (UA) et sert de

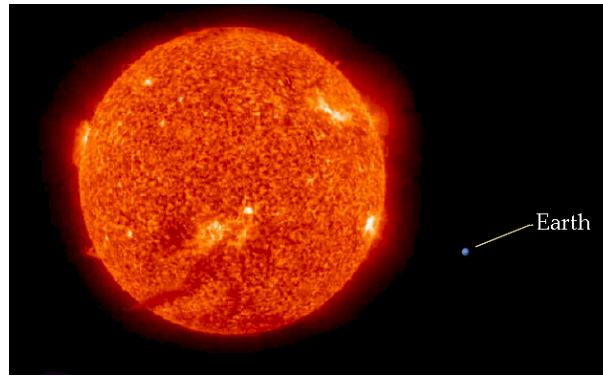


FIGURE 1.1: Images de la Terre et du Soleil à l'échelle. Crédits : www.scienceifl.com.

distance de référence dans le système solaire. Il tourne sur lui-même avec une période de 28 jours environ ; plus de détails seront fournis dans la section 1.1.2. Le Soleil a un rayon R_{\odot} mesuré à $(6.9599 \pm 0.0002) \times 10^{10}$ cm, soit environ 700 000 km ; c'est environ 100 fois plus large que celui de la Terre, ce qui lui donne un volume 1 million de fois plus important, comme on peut le voir sur la figure 1.1. Sa masse M_{\odot} a été mesurée à $(1.9891 \pm 0.0012) \times 10^{33}$ g, soit presque 2 milliards de milliards de milliards de tonnes, ce qui le rend 300 000 fois plus lourd que la Terre. Il émet sans cesse de la lumière vers la Terre à la luminosité $L_{\odot} = (3.846 \pm 0.004) \times 10^{33}$ erg.s⁻¹, soit environ 3.84×10^{26} W. Le flux lumineux reçu au niveau de la Terre est constant à des variations de 0.1% près et égal à la constante solaire $S_{\odot} = (1.361 \pm 0.5) \times 10^6$ erg.s⁻¹.cm⁻² ; en prenant en compte l'effet de notre atmosphère, chaque mètre carré de la surface de la Terre reçoit en moyenne 200 W de lumière depuis le Soleil. Ces valeurs sont tirées de Huba (2009) et de Meyer-Vernet (2007).

Mais qu'est-ce que toutes ces informations nous permettent de dire sur la formation et l'évolution du Soleil ? En particulier, est-ce une étoile unique dans l'univers comme les philosophes ont longtemps pu le croire, ou est-ce que l'univers est rempli de soleils ?

La question de la caractérisation et de la classification des étoiles a été au coeur des préoccupations des astronomes pendant plusieurs siècles. Il faudra attendre le dix-neuvième siècle avant d'avoir, en plus de l'observation directe dans la lumière visible, une analyse de cette lumière à l'aide de la spectroscopie (Maury & Pickering, 1897). En 1909, Ejnar Hertzsprung présente un premier diagramme où il place les étoiles en fonction de leur type spectral (originellement en fonction de leur couleur) et en fonction de leur magnitude relative (Hertzsprung, 1909). Quelques années plus tard, Henry Norris Russell reprend son travail en remplaçant la magnitude par la luminosité, c'est-à-dire la quantité d'énergie rayonnée dans tout le spectre par unité de temps ; il remplace aussi la couleur par la température effective, c'est-à-dire la température d'un corps noir qui émettrait la même quantité d'énergie (obtenue par la loi de Wien à partir de la longueur d'onde maximale) (Russell, 1914). On obtient alors une figure similaire à la figure 1.2.

On remarque alors plusieurs groupes d'étoiles en fonction de leur position sur ce diagramme. Tout l'intérêt de ce diagramme est que ces groupes représentent les différents stades d'évolution d'une étoile. Pour bien comprendre ces différents stades, il convient de revenir à la base : qu'est-ce qu'une étoile ? Une étoile peut être approximée au premier ordre par une boule de plasma en équilibre hydrostatique et thermique. Elle naît dans ce qu'on appelle des pouponnières d'étoiles, qui sont des régions avec de fortes densités de gaz. Ce nuage moléculaire va ensuite se fragmenter à cause d'instabilités thermiques et de la turbulence du milieu interstellaire, et de plus petits nuages se forment par effondrement. Dès qu'ils atteignent la masse de Jeans, ces nuages s'effondrent sur eux-mêmes, la pression du gaz ne pouvant plus compenser la force de gravitation. On obtient alors une proto-étoile, qui va continuer à accréter de la matière en formant un disque, tout en évacuant du moment cinétique à l'aide de vent stellaire ou d'interactions magnétiques. La proto-étoile se met ensuite à produire de

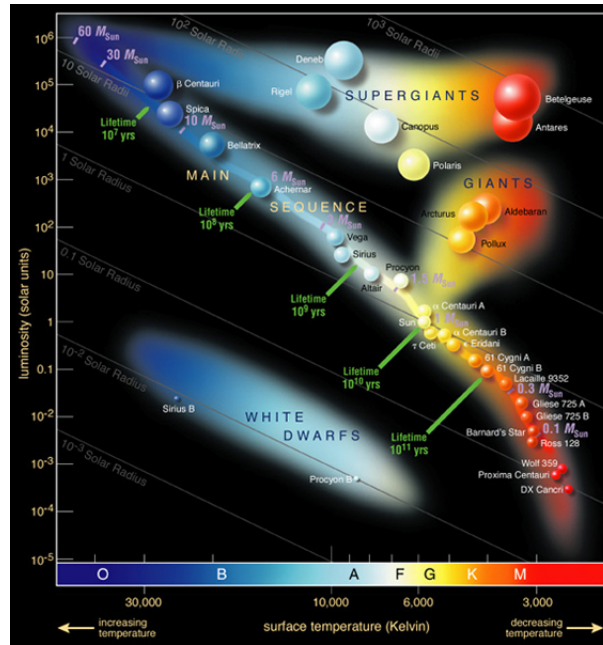


FIGURE 1.2: Diagramme de Hertzsprung-Russell (HR). En abscisse on trouve la température effective de l'étoile en Kelvin, avec les étoiles les plus chaudes à gauche. En ordonnée on trouve la luminosité de l'étoile divisée par la luminosité solaire, avec les étoiles les plus lumineuses en haut. Crédits : ESO.

la lumière grâce à l'énergie de la contraction gravitationnelle, elle entre alors dans la pré-séquence principale ou PMS (pour *Pre-Main Sequence*). Elle va continuer à se contracter jusqu'à ce que la température et la pression deviennent suffisantes en son cœur pour permettre à des réactions de fusion nucléaire d'avoir lieu grâce à l'effet tunnel, c'est-à-dire grâce à la capacité quantique d'un atome de franchir des barrières de potentiel grâce à ses propriétés ondulatoires (Cohen-Tannoudji *et al.*, 1986). On entre alors dans la séquence principale ou MS (pour *Main Sequence*).

Toutes les étoiles sur la séquence principale se placent sur la diagonale du diagramme de Hertzsprung-Russell (HR) car elles vérifient la loi suivante :

$$L_* = 4\pi R_*^2 \sigma T_{\text{eff}}^4, \quad (1.1)$$

où L_* est la luminosité de l'étoile, R_* son rayon, T_{eff} sa température effective et σ est la constante de Stefan. La classification de Harvard permet ensuite de distinguer toutes ces différentes étoiles à l'aide d'un système de lettres, en associant à chaque lettre une gamme de températures. Les informations sont résumées dans la table 1.1.

Les autres groupes correspondent à des évolutions plus avancées des étoiles. À partir du moment où la fusion de l'hydrogène ne suffit plus à contrebalancer la force gravitationnelle, c'est au tour de l'hélium de servir de combustible. L'étoile quitte alors la séquence principale et devient une géante, ou une super-géante pour les étoiles les plus massives : son cœur se contracte et son enveloppe se dilate, ce qui la fait grossir et la rend plus lumineuse, mais la fait chuter en température ; ceci explique pourquoi les géantes et supergéantes sont situées en haut à droite du diagramme HR. Pour les étoiles de faible masse ($\leq 8M_{\odot}$), les conditions au cœur de l'étoile ne permettent pas de déclencher la fusion du carbone. Une fois la fusion de l'hélium terminée, la gravité l'emporte et le noyau de l'étoile est contracté jusqu'à ce que la pression de dégénérescence des électrons arrête le processus ; on atteint alors l'état de naine blanche. Les couches externes sont éjectées sous forme de nébuleuse. Les naines blanches sont des objets incroyablement compacts, avec entre 60% et 100% de la masse de l'étoile d'origine se retrouvant dans une sphère de quelques milliers de kilomètres de rayon. Pour les étoiles plus massives, la fusion du carbone et de l'oxygène est possible, permettant la synthèse d'éléments plus lourds

Classe	Température effective (K)	Couleur	Masse (M_{\odot})	Rayon (R_{\odot})	Fraction des étoiles
O	≥ 30000	bleu	≥ 16	≥ 6.6	0.00003%
B	10000 – 30000	bleu/blanc	2.1 – 16	1.8 – 6.6	0.13%
A	7500 – 10000	blanc	1.4 – 2.1	1.4 – 1.8	0.6%
F	6000 – 7500	jaune/blanc	1.04 – 1.4	1.15 – 1.4	3%
G	5000 – 6000	jaune	0.8 – 1.04	0.96 – 1.15	7.6%
K	3700 – 5000	orange	0.45 – 0.8	0.7 – 0.96	12.1%
M	2400 – 3700	rouge	0.08 – 0.45	≤ 0.7	76.45%

TABLE 1.1: Classification de Harvard regroupant en type spectraux les étoiles ayant une certaine gamme de paramètres. Crédits : [Emeriau-Viard \(2017\)](#).

comme le sodium, le magnésium ou même le silicium. Quand les réactions de fusion s'arrêtent, la masse de l'étoile est telle que la gravité contracte l'objet au-delà du stade de naine blanche en étoile à neutrons, un objet encore plus compact de seulement quelques dizaines de kilomètres de rayon ; la pression est telle que les électrons fusionnent avec les protons pour donner des neutrons. Le reste de l'étoile est expulsé au cours d'une immense explosion appelée supernova. Les étoiles les plus massives peuvent même continuer leur effondrement gravitationnel jusqu'à atteindre le rayon de Schwarzschild et se transformer en trou noir.

Revenons maintenant au Soleil, et plaçons-le sur le diagramme HR. À partir de sa luminosité et de la relation (1.1), on peut obtenir sa température effective. Elle est de 5778 K et sa couleur est jaune : d'après la table 1.1, le Soleil est donc une étoile de type G. On peut raffiner cette description en ajoutant un chiffre entre 0 et 9 pour réaliser une subdivision de chaque type spectral (de la plus chaude à la moins chaude), ainsi qu'un chiffre romain pour indiquer le stade d'évolution stellaire. Le Soleil est alors une étoile G2V, dite naine jaune, le V indiquant qu'il s'agit d'une étoile de la séquence principale. Il s'agit donc d'une étoile relativement commune puisque les naines jaunes représentent environ 7.6% des étoiles connues. Son âge est estimé à 4.55 milliards d'années, ce qui correspond environ à la moitié de son temps de vie sur la séquence principale. Son destin est ensuite de devenir une géante rouge pendant une dizaine de millions d'années avant de vraisemblablement aboutir à une naine blanche.

Pour plus de détails, voir [Chandrasekhar \(1957\)](#) et [Hansen et al. \(2004\)](#).

1.1.1.2 Structure interne d'une étoile de type solaire

Après avoir vu comment se positionnait le Soleil par rapport aux autres étoiles quant à ses propriétés externes, il est temps de voir comment il se situe du point de vue de sa structure interne. Comme on peut le voir dans la figure 1.3, on va ici distinguer trois zones : le coeur, la zone radiative et la zone convective. On notera que le coeur et la zone radiative constituent en fait une seule zone d'intérieur radiatif d'un point de vue des mécanismes physiques du transport de l'énergie, la distinction se fait uniquement par l'emplacement des réactions de fusion nucléaire.

Au coeur du Soleil se déroulent les réactions de fusion nucléaire qui permettent à l'étoile de rester en équilibre avec la force gravitationnelle. Pour le Soleil, il s'agit de la fusion de l'hydrogène en hélium, qu'on peut résumer avec l'équation bilan suivante ([Clayton, 1968](#)) :



où on part donc de 4 protons ^1H pour aboutir à un noyau d'hélium ^4He , en produisant deux positrons e^+ , deux neutrinos ν et de l'énergie résiduelle Q_{eff} , ce qui en fait une réaction exothermique. Il s'agit cependant d'une simplification, la réalité passant par beaucoup d'étapes intermédiaires. Les deux grandes familles de chaînes

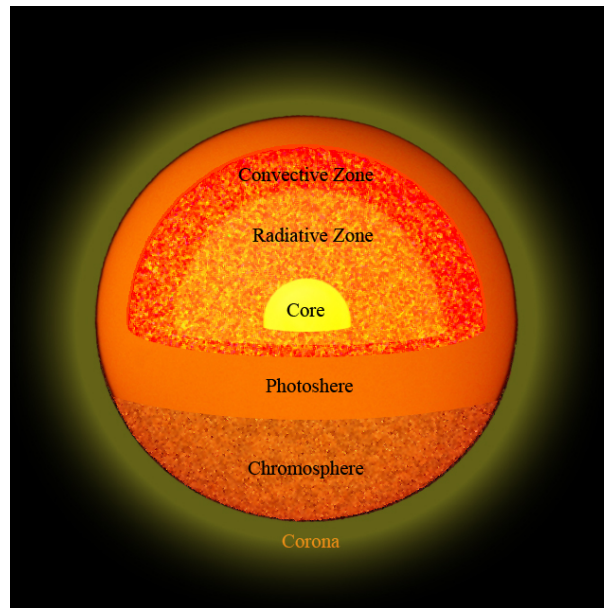


FIGURE 1.3: Schéma des couches internes et externes du Soleil. Dans ce chapitre, nous allons nous intéresser au cœur, à la zone radiative et à la zone convective. Crédits : data.allenai.org.

de réaction sont : les chaînes proton-proton dites p-p, faisant intervenir d'autres noyaux d'hydrogène ; le cycle carbone-azote-oxygène ou CNO faisant intervenir ces trois éléments. Dans les étoiles de faible masse comme le Soleil ($\leq 1.3M_{\odot}$), ce sont les chaînes p-p qui dominent. On peut en distinguer trois sortes : la chaîne pp-I passant par du deutérium et de l'hélium 3 ; la chaîne pp-II passant en plus par le béryllium et lithium 7 ; la chaîne pp-III passant par le béryllium 7 et 8. La chaîne pp-I domine à des températures entre 10 et 14 millions de kelvins, la chaîne pp-II entre 14 et 23 millions de kelvins et la chaîne pp-III au-delà. Dans le Soleil, ce sont majoritairement les chaînes pp-I et pp-II qui sont à l'oeuvre. Ces mécanismes ont un taux de génération d'énergie différents, avec une relation en T^4 pour les chaînes p-p (où T est la température) et T^{18} pour le cycle CNO (Ryan & Norton, 2010).

La zone interne du Soleil est appelée zone radiative car la majorité de l'énergie générée par les réactions nucléaires est transportée sous forme de rayonnement par les photons. Elle s'étend jusqu'à environ $0.7R_{\odot}$, mais représente 98% de la masse du Soleil. À partir de la densité moyenne du Soleil $\rho_{\odot} = 1.408 \text{ g.cm}^{-3}$, on peut calculer ce qu'on appelle le libre parcours moyen : il s'agit de la distance que peut parcourir une particule avant de subir une collision avec une autre particule du milieu ; pour les photons de la zone radiative, le libre parcours moyen est de seulement 2 cm, ce qui correspond à un plasma relativement opaque. On estime qu'il faut environ un million d'années pour qu'un photon traverse l'ensemble de la zone radiative. Au-delà de $0.7R_{\odot}$, l'opacité du plasma devient telle que le rayonnement n'est plus assez efficace à cause de l'ionisation qui passe de totale à partielle ; un autre mécanisme doit prendre le relais.

Cet autre mécanisme dans le Soleil est la convection, c'est pourquoi on parle ensuite de zone convective pour la couche externe du Soleil jusqu'à la surface. La convection est un mécanisme physique qui intervient quand un fluide est soumis à un gradient de température du haut vers le bas, c'est-à-dire quand le bas est plus chaud que le haut du fluide ; une circulation du fluide se déclenche avec le plus souvent deux cellules d'écoulement de l'intérieur vers l'extérieur. Pour que la convection se déclenche dans un plasma stellaire, il faut que deux critères soient respectés. Le premier est le critère de Schwarzschild qui correspond à la condition nécessaire

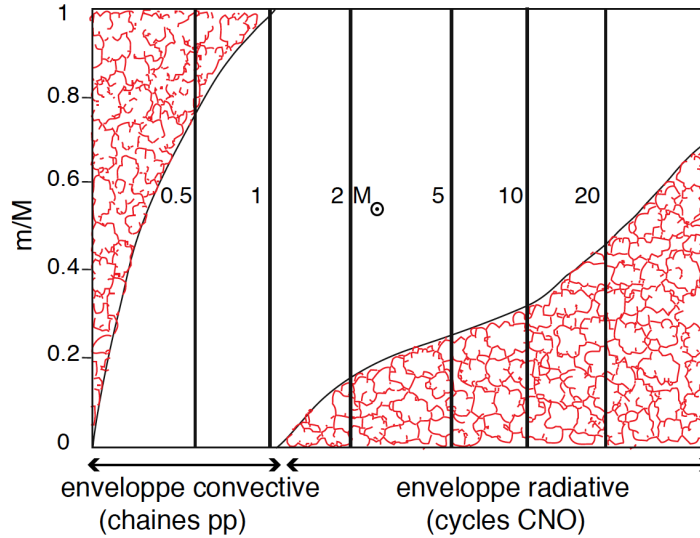


FIGURE 1.4: Schéma de la répartition de la structure interne des étoiles entre zones radiatives (en blanc) et convectives (en rouge) en fonction de leur masse. Crédits : Kippenhahn & Weigert (1994), Alvan (2017).

pour qu'un élément de plasma qui est déplacé devienne instable par rapport au milieu qui l'entoure :

$$\frac{\nabla \ln T}{\nabla \ln p} \geq \left(\frac{\nabla \ln T}{\nabla \ln p} \right)_{ad}, \quad (1.3)$$

où T est la température, p la pression et ad désigne les conditions adiabatiques (Kippenhahn & Weigert, 1994; Maeder, 2009). Le second critère concerne le nombre de Rayleigh défini par le rapport entre le mécanisme à l'origine du mouvement convectif qu'est la force de flottaison, et les processus dissipatifs qui s'y opposent (effets thermiques et visqueux). Ce nombre adimensionné doit dépasser une certaine valeur critique pour que les processus dissipatifs n'annulent pas la convection (Brun & Miesch, 2008).

La figure 1.4 montre comment la répartition entre zone radiative et zone convective évolue en fonction de la masse de l'étoile qu'on considère. On constate que les étoiles de faible masse sont essentiellement convectives : à cause de leur faible température, les éléments lourds sont moins ionisés, ce qui rend le plasma plus opaque et inhibe le transport par rayonnement. En dessous de $1.3M_{\odot}$, l'énergie produite par la réaction nucléaire par chaînes p-p est suffisamment peu élevée pour être transportée par rayonnement, on a donc une structure solaire avec une zone radiative à l'intérieur et une zone convective à la surface. Au-delà de $1.3M_{\odot}$, la réaction par cycle CNO produit beaucoup trop d'énergie, c'est alors la convection qui doit évacuer l'essentiel de l'énergie au centre de l'étoile, et la zone radiative se retrouve à la surface de l'étoile (Kippenhahn & Weigert, 1994).

1.1.2 Écoulements internes

Après avoir lu la section précédente, une question est censée venir à l'esprit : comment peut-on être sûr de ce qu'il y a à l'intérieur d'une étoile ? On peut certes établir des modèles théoriques en considérant l'équilibre hydrostatique et thermique, mais cela reste une hypothèse. Comme la citation de début de chapitre l'illustre, on a longtemps cru qu'il serait à jamais impossible d'observer en-deçà de la surface du Soleil. Et en un sens, c'est la vérité : aucune méthode d'observation directe ne permet de visualiser l'intérieur d'une étoile. Néanmoins, on peut utiliser des méthodes indirectes, et en particulier la même que sur Terre : la sismologie, c'est-à-dire l'étude de la propagation des ondes dans un milieu. Sur Terre il est relativement aisé de mesurer ces ondes car nous vivons sur le milieu en question. Pour le Soleil ou pour n'importe quelle autre étoile, il faut récupérer

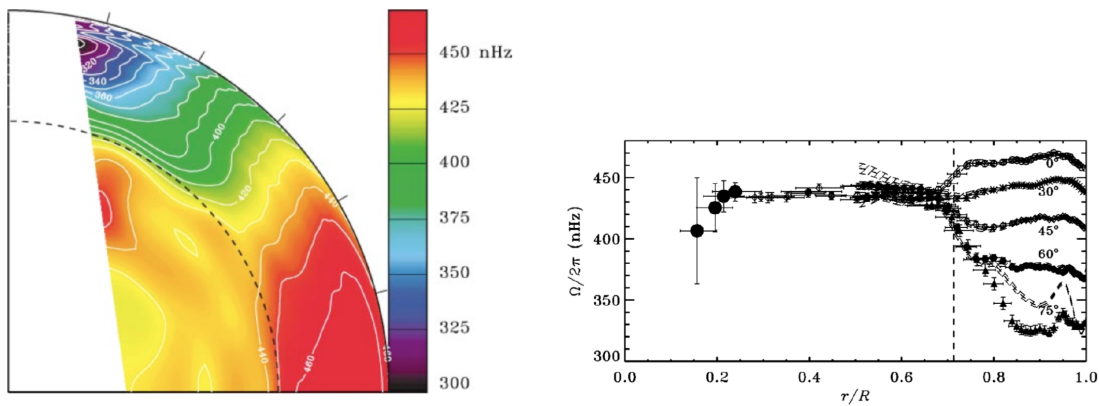


FIGURE 1.5: Structure de la rotation différentielle interne du Soleil obtenue par héliosismologie. Le panneau de gauche montre une vue 2D avec en échelle de couleurs la fréquence de rotation. Le panneau de droite montre le profil 1D en fonction du rayon à différentes latitudes depuis le pôle jusqu'à l'équateur. Crédits : [Thompson et al. \(2003\)](#).

la signature de ces ondes via les variations de l'intensité lumineuse ou des vitesses radiales, témoins des oscillations et déformations auxquelles est soumise l'étoile à cause de ces ondes. On notera qu'il est plus difficile d'accéder à la structure de la zone radiative à cause de la faible quantité d'ondes qui peuvent atteindre cette zone. On peut distinguer deux grandes familles de modes. D'une part les modes p , qui sont liés au gradient de pression : ils sont le résultat d'interférences acoustiques provoquées par la turbulence de la zone convective ou des variations d'opacité ; ils ont l'avantage d'être présents dans presque toute l'étoile et de parvenir jusqu'à la surface, ce qui rend leur détection plus facile. D'autre part les modes g liés à la poussée d'Archimède : ils sont le résultat d'interférences d'ondes de gravité, et ils ne peuvent se propager que dans des zones où la stratification est stable donc là où il n'y pas de convection, ce qui fait qu'ils sont limités à la zone radiative mais peuvent parvenir jusqu'au centre du Soleil ; comme ils atteignent la surface avec une amplitude très faible, ils sont plus difficiles à détecter. Pour plus de détails, voir la revue de [Unno et al. \(1989\)](#).

Grâce à l'héliosismologie, il est donc devenu possible de quantifier la structure radiale en densité et la vitesse du son. En ajoutant des effets plus fins (tels que l'effet Doppler et le splitting des modes), on peut alors quantifier la rotation interne du Soleil et aller au-delà de la simple observation que la période de rotation moyenne du Soleil est de 28 jours. L'observation des taches solaires à la surface permettait déjà de suggérer que la rotation à la surface était plus importante à l'équateur qu'aux pôles. Les observations réalisées par l'instrument MDI sur la mission spatiale *SOHO* ont permis de dériver le profil de rotation présenté en figure 1.5. On remarque qu'on a donc bien une rotation dite différentielle dans la zone convective, avec une rotation de 35 jours aux pôles et 25 jours à l'équateur ([Thompson et al., 2003](#); [García et al., 2007](#)). En revanche il est surprenant de voir que dans la partie supérieure de la zone radiative, on tend vers une rotation solide à 436 nHz. La zone de transition entre les deux est appelée la tachocline ([Spiegel & Zahn, 1992](#)) et constitue une zone de très fort cisaillement sur une épaisseur très faible (seulement $0.05R_{\odot}$) ([Charbonneau et al., 1999](#)). Des études récentes suggèrent que le coeur du Soleil serait aussi en rotation solide, mais plus rapide que la zone radiative ([Fossat et al., 2017](#)).

Si la rotation représente un écoulement longitudinal, le Soleil présente aussi un écoulement latitudinal appelé circulation méridienne. On peut l'observer à la surface par le suivi des structures magnétiques ([Komm et al., 1993](#)) ou par effet Doppler ([Hathaway, 1996](#)). Pour connaître sa structure en profondeur, il faut à nouveau recourir à l'héliosismologie (analyse en anneaux de [Schou & Bogart \(1998\)](#) ou temps-distance de [Duvall et al. \(1993\)](#)), mais les techniques actuelles ne sont fiables que jusqu'à $0.9R_{\odot}$; on peut voir un exemple d'inversion dans le panneau du milieu de la figure 1.6. Elle a une amplitude de surface relativement faible d'environ

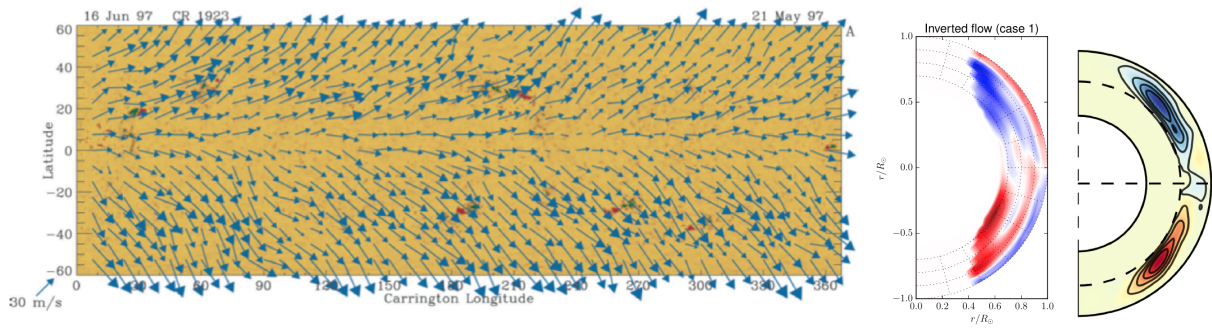


FIGURE 1.6: Structure de la circulation méridienne du Soleil. Le panneau de gauche est une carte des écoulements à la surface du Soleil, dirigés de l'équateur vers les pôles. Le panneau du milieu est une coupe méridienne d'une inversion de la circulation méridienne à partir des données GONG en minimum d'activité. Le panneau de droite est une coupe méridienne de la moyenne azimuthale de la circulation méridienne obtenue par simulation numérique d'une étoile solaire. Crédits : Emeriau-Viard (2017), Böning *et al.* (2017), Brun *et al.* (2017).

20 m.s^{-1} (Basu & Antia, 2010). Actuellement, on suppose donc que la circulation méridienne prend la forme de deux cellules, une par hémisphère, qui s'écoule de l'équateur vers les pôles en surface, et des pôles vers l'équateur en profondeur, comme illustré sur la figure 1.6 dans le panneau de gauche. Cependant des reconstructions de la circulation méridienne par assimilation de données suggèrent que la structure de la circulation méridienne pourrait varier en fonction du cycle, et notamment présenter de l'asymétrie ainsi que plusieurs cellules à certains moments du cycle (Hung *et al.*, 2017) ; un exemple de circulation méridienne obtenue par simulation numérique est présentée dans le panneau de droite de la figure 1.6. La connaissance de ce profil est crucial pour reproduire correctement le cycle solaire (Jouve & Brun, 2007) : c'est justement l'un des objectifs de la future mission solaire Solar Orbiter que de procéder à de l'héliosismologie croisée pour espérer en apprendre plus sur la circulation méridienne profonde, notamment grâce au fait que cet observatoire spatial sortira du plan de l'écliptique, qui est le plan contenant l'orbite de la Terre et le Soleil.

1.1.3 Le magnétisme des étoiles

Enfin, nous allons terminer cette section en présentant un panorama des champs magnétiques stellaires pour comprendre où se situe le Soleil. Dans la section suivante nous présenterons plus en détails les caractéristiques du magnétisme solaire, obtenues à partir d'observations propres à notre étoile du fait de sa proximité.

Pour caractériser la géométrie d'un champ magnétique, on peut utiliser plusieurs indicateurs. L'un d'entre eux est son axisymétrie : il s'agit de la propriété d'un champ à être symétrique autour de l'axe vertical, et donc à ne pas avoir de dépendance longitudinale ($\partial/\partial\phi = 0$ pour toutes les quantités physiques en coordonnées sphériques). On le précisera à nouveau plus loin dans ce chapitre, mais on peut par ailleurs décomposer un champ magnétique en deux composantes : la composante poloïdale et la composante toroïdale. Un champ poloïdal a ses lignes de force dans les plans méridiens, c'est-à-dire dans les plans (r, θ) en coordonnées sphériques ; un champ toroïdal a ses lignes de force circulaires dans les plans perpendiculaires à l'axe solaire, c'est-à-dire dans les plans (r, ϕ) en coordonnées sphériques. Ces deux composantes sont donc orthogonales l'une à l'autre. La figure 1.7 illustre ces différences de géométrie.

Le Soleil possède un champ magnétique à grande échelle d'une amplitude de l'ordre du Gauss (soit 10^{-4} Tesla). Ce champ magnétique est globalement axisymétrique et poloïdal, mais peut à certains moments être plus toroïdal. Le Soleil possède des taches solaires qui sont des concentrations plus importantes de champ magnétique qui peuvent atteindre plusieurs kiloGauss (Stix, 2002).

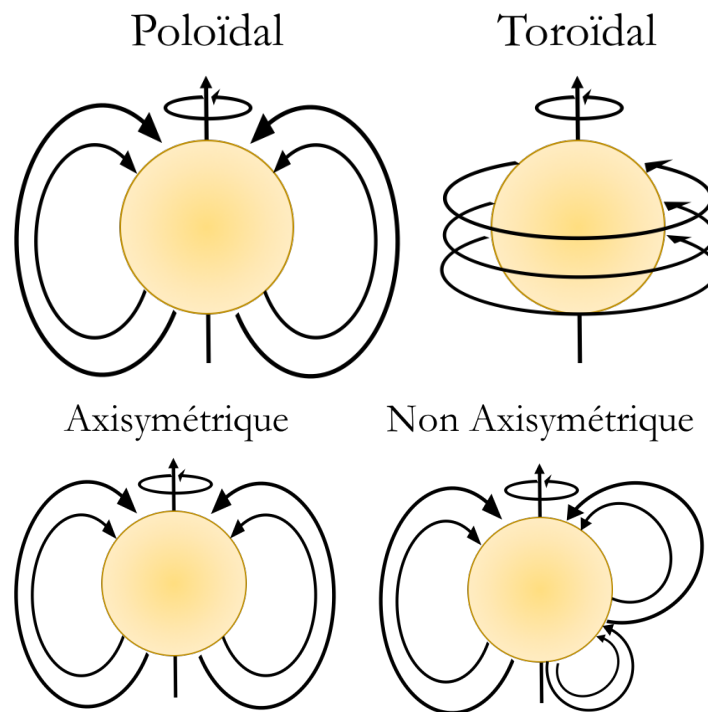


FIGURE 1.7: Schémas illustrant la différence entre un champ poloïdal et un champ toroïdal (panneau du haut), ainsi qu'un champ axisymétrique et non axisymétrique (panneau du bas). L'axe vertical représente ici l'axe de rotation de l'étoile. Les flèches noires représentent les lignes de champ magnétique et leur orientation.

Concernant les champs magnétiques stellaires, on peut diviser encore une fois les étoiles en deux populations au comportement distinct : les étoiles de faible masse (type spectral de M à F, cf. table 1.1) et les étoiles massives (type spectral A, B et O). Les étoiles de faible masse présentent quasiment toutes un champ magnétique. La figure 1.8 résume les propriétés magnétiques d'une trentaine d'étoiles de faible masse caractéristiques. La taille des symboles est proportionnelle à l'énergie magnétique de l'étoile. La couleur dépend de la configuration magnétique : plus le champ est poloïdal, plus on tend vers le rouge ; plus le champ est toroïdal, plus on tend vers le bleu. La forme dépend de l'axisymétrie du champ : plus le champ est axisymétrique, plus on tend vers un décaèdre ; autrement on tend vers un symbole en forme d'étoile. Pour dégager des tendances dans ce graphique, on utilise une grandeur appelée nombre de Rossby R_o et qui se définit comme le rapport entre la fréquence de rotation de l'étoile et le temps de retournement convectif ; il permet notamment de mesurer l'influence de la force de Coriolis sur les cellules de convection. Les différentes définitions et applications du nombre de Rossby seront données plus en détails dans le chapitre 6. Les étoiles à $R_o < 0.01$ ont un champ magnétique très intense de l'ordre du kiloGauss, majoritairement axisymétrique et poloïdal. Ce sont principalement des étoiles à rotation rapide (période de l'ordre du jour) et à faible masse ($\leq 0.5M_\odot$). Les étoiles à $0.1 < R_o < 1$ ont un champ d'intensité moyenne de l'ordre de la dizaine de Gauss, non-axisymétrique et toroïdal. Ce sont des étoiles dont la masse est comprise entre 0.5 et $1M_\odot$ et à rotation moyenne (période inférieure à 10 jours). Enfin, les étoiles à $R_o > 1$ ont un champ faible de l'ordre du Gauss axisymétrique et poloïdal. Ce sont les étoiles dont le champ magnétique ressemble à celui du Soleil. Les techniques de suivi chromosphérique et d'astérosismologie permettent même de s'intéresser à la variabilité des champs magnétiques stellaires et de distinguer les champs stationnaires des champs cycliques ; voir par exemple Baliunas *et al.* (1995) pour les étoiles de type G et Reinhold & Gizon (2015) pour les étoiles mesurées par le satellite Kepler. Nous reviendrons plus amplement sur cet aspect dans le chapitre 6 quand nous ferons le lien avec les autres étoiles de type solaire.

Concernant les étoiles massives, c'est l'inverse, peu d'étoiles présentent un champ magnétique. Les champs

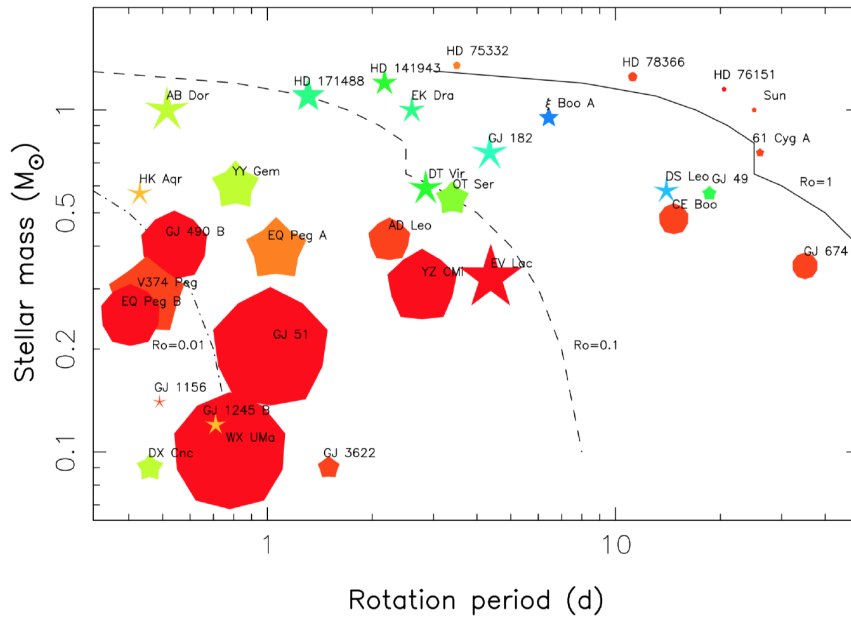


FIGURE 1.8: Schéma résumant les propriétés magnétiques des étoiles de faible masse. La taille des symboles est proportionnelle à l'énergie magnétique de l'étoile. La couleur dépend de la configuration magnétique : plus le champ est poloïdal, plus on tend vers le rouge ; plus le champ est toroïdal, plus on tend vers le bleu. La forme dépend de l'axisymétrie du champ : plus le champ est axisymétrique, plus on tend vers un décaèdre ; autrement on tend vers un symbole en forme d'étoile. Les trois lignes grises indiquent trois valeurs du nombre de Rossby : 0.01, 0.1, et 1.0 en allant de la gauche vers la droite. Crédits : [Donati & Landstreet \(2009\)](#), [Donati \(2013\)](#).

magnétiques détectés sont dipolaires, souvent non-axisymétriques car l'axe du dipôle n'est pas aligné avec l'axe de rotation. Les quelques étoiles A et B qui possèdent un champ magnétique présentent souvent des signes distinctifs comme des abondances chimiques particulières ou des métallicités inhabituelles. Cette dichotomie entre étoiles de faible et forte masse s'explique grâce à la figure 1.4 avec le renversement de structure interne. Des boucles dynamo alternatives à la dynamo de Parker (qui sera présentée dans la section 1.3.1) ont été proposées pour expliquer les champs magnétiques forts observés dans les étoiles massives ([Spruit, 2002](#); [Zahn et al., 2007](#); [Jouve et al., 2015](#)).

Pour plus de détails voir [Donati & Landstreet \(2009\)](#).

1.2 Observations du magnétisme solaire

1.2.1 Taches solaires et mesure du champ magnétique

En 1896, Zeeman découvre un effet auquel il donne son nom : il s'agit de la levée de dégénérescence de raies spectrales atomiques en présence d'un champ magnétique ([Zeeman, 1897](#)). En pratique, cela signifie que les niveaux d'énergie d'un atome soumis à un champ magnétique vont présenter des subdivisions de raies, ou au moins un élargissement : l'espace entre les raies ou à défaut l'élargissement permet d'obtenir des informations sur l'intensité du champ magnétique, selon la formule suivante ([Reiners, 2012](#)) :

$$\Delta\lambda = 4.67\lambda_0 g_{\text{eff}} B, \quad (1.4)$$

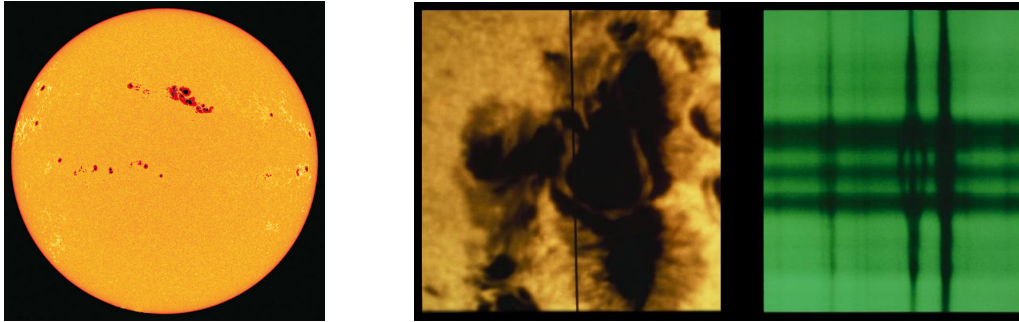


FIGURE 1.9: Images de taches solaires dans le visible. Le panneau de gauche montre plusieurs taches solaires sur le disque solaire total, observées par l'instrument MDI du satellite SOHO le 29 Mars 2001. Le panneau de droite montre un zoom sur une tache solaire du 4 Juillet 1974 avec le spectre associé, où on voit clairement l'effet Zeeman qui provoque une subdivision en 3 raies verticales. Crédits : NASA and Kitt Peak National Observatory.

où $\Delta\lambda$ est l'écart entre le niveau d'énergie dégénéré sans champ magnétique et le niveau d'énergie non dégénéré avec champ magnétique (en μm), λ_0 est la longueur d'onde associée au niveau d'énergie dégénéré, g_{eff} est le facteur de Landé et B est l'amplitude du champ magnétique ambiant.

De plus l'émission des raies se polarise en fonction de la position du champ magnétique par rapport à l'observateur, ce qui permet de renseigner l'orientation du vecteur du champ magnétique à l'aide des 4 paramètres de Stokes (I,V,Q,U) caractérisant les polarisations rectilignes et circulaires. Seulement 12 ans plus tard, en 1908, Hale applique cette technique aux taches sombres observées depuis Galilée à la surface du Soleil, appelées taches solaires : il en déduit que ces taches sont en fait des concentrations de champ magnétique d'amplitude 3 kiloGauss environ (cf. figure 1.9) (Hale, 1908). Il faudra attendre 1947 et les travaux de Babcock pour que ce genre de techniques soient ensuite utilisées sur d'autres étoiles que le Soleil (Babcock, 1947; Donati & Landstreet, 2009).

Si on prend une image instantanée du champ magnétique solaire, on remarque de très nombreuses structures à plusieurs échelles spatiales et avec des champs magnétiques très variés. Comme nous l'avons dit ci-dessus, les taches solaires sont les structures au champ magnétique le plus puissant, tellement intense qu'il parvient à inhiber partiellement le mouvement convectif et le transport de chaleur associé, ce qui provoque un refroidissement et ultimement une baisse de luminosité en leur centre ; leur diamètre peut varier de plusieurs dizaines à plusieurs centaines de milliers de kilomètres. À l'intérieur de ces taches solaires, on peut trouver ce qu'on appelle des points sombres (*umbral dots* en anglais) qui sont des structures beaucoup plus fines avec un champ magnétique plus faible car très sensible à la convection. Un regroupement de taches solaires proches géographiquement à la surface du Soleil est appelé région active, et est caractérisé par une émissivité intense dans l'ultraviolet et les rayons X. Juste après viennent les structures chromosphériques (nous expliquerons plus en détails dans la section 2.1.1 ce qu'est la chromosphère) telles que les plages, des régions brillantes de l'atmosphères du Soleil, ou les protubérances, du gaz ionisé piégé dans les structures magnétiques émergeant de la surface, générant un champ magnétique allant jusqu'à la centaine de Gauss. Enfin, le Soleil a la capacité de générer un champ magnétique grande échelle de l'ordre du Gauss. Tous ces ordres de grandeur sont tirés de Stix (2002).

Aujourd'hui, pour mesurer le champ magnétique du Soleil, on dispose de nombreux observatoires au sol : on peut citer la tour solaire à Meudon en France avec son spectrographe, le *Swedish Solar Telescope* (SST) aux Canaries pour ses images hautes résolution obtenues par optique adaptative, le spectropolarimètre THÉMIS aux Canaries, l'observatoire solaire du Mont Wilcox pour ses magnétogrammes, l'observatoire royal de Belgique pour son compte des taches solaires ou le futur télescope DKIST à Hawaï qui sera le télescope solaire le plus grand du monde avec un miroir primaire de plus de 4 mètres. On dispose aussi de nombreux satellites :

SOHO, SDO, STEREO et Hinode, pour n'en citer que quelques-uns. Ces véritables observatoires spatiaux permettent d'observer le Soleil dans plusieurs gammes de longueurs d'ondes (depuis le visible jusqu'aux rayons X), d'analyser les flux de particules dans l'espace, de recueillir les données sismologiques et de mesurer le champ magnétique du Soleil. Les techniques d'observation actuelles reposent toujours en grande partie sur l'effet Zeeman avec la mesure de l'élargissement des raies et de la polarisation associée à l'aide d'un spectropolarimètre. On utilise aussi l'effet Hanle qui correspond à une diminution de la polarisation de la lumière quand les atomes sont en présence d'un champ magnétique (Hanle, 1924). En utilisant des techniques de corrélation croisée pour différentes raies spectrales (technique dite LSD pour *Least Square Deconvolution*), ceci permet de détecter les champs globaux de surface en descendant jusqu'au Gauss (Donati *et al.*, 1997). Pour les étoiles à rotation rapide, on peut utiliser l'effet Doppler et utiliser une technique dite d'imagerie Zeeman-Doppler (*Zeeman-Doppler Imaging* en anglais ou ZDI) afin d'accéder à des structures plus fines ; cette technique est d'autant plus efficace que l'étoile tourne vite, mais peut aussi être utilisée sur des rotateurs lents (Semel, 1989; Donati & Brown, 1997; Piskunov & Kochukhov, 2002). Pour mesurer les composantes du champ magnétique et le reconstruire vectoriellement, on utilise des magnétomètres. La majorité sont des magnétomètres de saturation (dits *fluxgate* en anglais) qui ont des changements brusques de perméabilité quand ils rencontrent un champ magnétique aligné avec le leur (Snare, 1998).

1.2.2 Cycles solaires

Maintenant que nous avons un bon aperçu du champ magnétique du Soleil en statique, il est temps de voir son évolution dans le temps.

Depuis Galilée, des observations régulières du nombre et de la position des taches solaires à la surface de notre étoile ont permis de révéler de surprenants mécanismes. Commençons tout d'abord par l'évolution du nombre de taches solaires présentée en figure 1.10 dans le panneau supérieur : on remarque que le nombre de taches suit un cycle d'environ 11 ans, le cycle le plus court mesuré étant de 9 ans et le plus long de 14 ans environ. Si on regarde le panneau du milieu, on constate qu'au cours d'un cycle, les taches évoluent toujours de la même manière : elles apparaissent à une latitude d'environ 30 à 45 degrés, puis migrent vers l'équateur à une latitude d'environ 8 degrés avant d'être annulées par reconnexion transéquatoriale (il s'agit de la loi de Spörer). Cette structure particulière donne au diagramme qui la représente le nom de diagramme papillon. On appelle alors minimum d'activité solaire la période durant laquelle le nombre de taches solaires est au minimum, tandis que les taches disparaissent à l'équateur et réapparaissent à moyenne latitude ; à l'inverse, un maximum d'activité solaire se déroule quand le nombre de taches solaires est le plus grand. Actuellement, nous sommes à la fin du cycle numéro 24 (le cycle 1 commençant en 1755) et en minimum d'activité. À partir de maintenant, on parlera de cycle solaire en faisant référence au cycle de 11 ans des taches solaires. Pour plus de détails, voir Ossendrijver (2003) et Hathaway (2015).

Enfin, si on regarde le dernier panneau, on constate qu'un cycle complet dure en réalité 22 ans pour que la polarité revienne à son état initial, on appellera ce cycle le cycle de Hale. On rappelle que la polarité d'un champ magnétique représente son orientation : une polarité positive (en jaune sur le graphique) désigne un champ magnétique sortant de la surface du Soleil, tandis qu'une polarité négative (en bleu sur le graphique) désigne un champ rentrant. La polarité à la surface du Soleil permet de révéler d'autres détails intéressants : on remarque que les taches solaires semblent apparaître par paires de polarité opposées avec une orientation est-ouest bien précise dans chaque hémisphère ; cependant, cet ordre est opposé d'un hémisphère à un autre (c'est ce qu'on appelle la loi de polarité de Hale). La polarité la plus à l'est est dite meneuse (*leading* en anglais) et celle la plus à l'ouest suiveuse (*trailing*). On remarque enfin une migration du champ magnétique de surface vers les pôles, où la polarité des taches solaires meneuses s'impose peu à peu comme la polarité dominante au

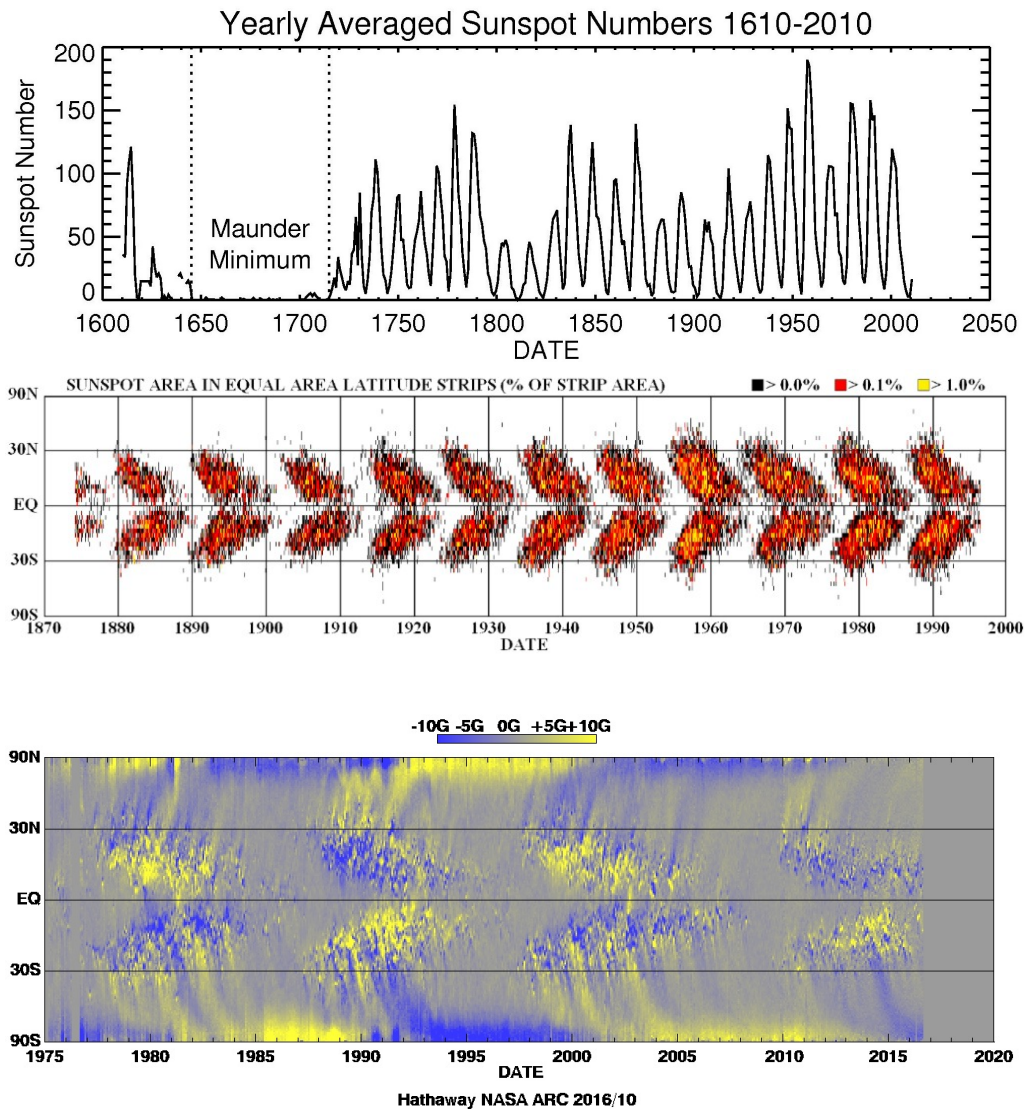


FIGURE 1.10: Évolution en fonction du temps et de la latitude du nombre de taches solaires. Le panneau du haut représente l'évolution du nombre moyenné de taches sur toute la surface du Soleil. Le panneau du milieu représente l'évolution en fonction du temps et de la position des taches. Le panneau du bas représente l'évolution de la polarité du champ magnétique associé. Crédits : NASA.

pôle. Les différents mécanismes proposés pour expliquer toutes ces observations seront détaillés dans la section 1.3.

On peut aussi remarquer des modulations sur de plus grandes échelles de temps. En observant le panneau supérieur de la figure 1.10, on peut voir une modulation de l'amplitude du maximum de taches solaires de l'ordre de 100 ans, avec donc 3 cycles depuis les années 1700. Cette modulation est appelée cycle de Gleissberg (Usoskin, 2013). De plus, on remarque une période avec un nombre de taches solaires très faible entre les années 1645 et 1715 environ. Même si à l'époque les mesures des taches solaires étaient moins fiables et moins systématiques qu'aujourd'hui, il est établi qu'il s'agit bien d'une baisse physique et significative du nombre de taches à la surface du Soleil ; cette période est appelée le minimum de Maunder (Eddy, 1976; Ribes & Nesme-Ribes, 1993; Weiss & Tobias, 2016).

Enfin, on peut s'intéresser à l'évolution de la géométrie du champ magnétique en regardant sa topologie. Dans DeRosa *et al.* (2012), le champ magnétique solaire mesuré a été projeté sur les harmoniques sphériques Y_ℓ^m

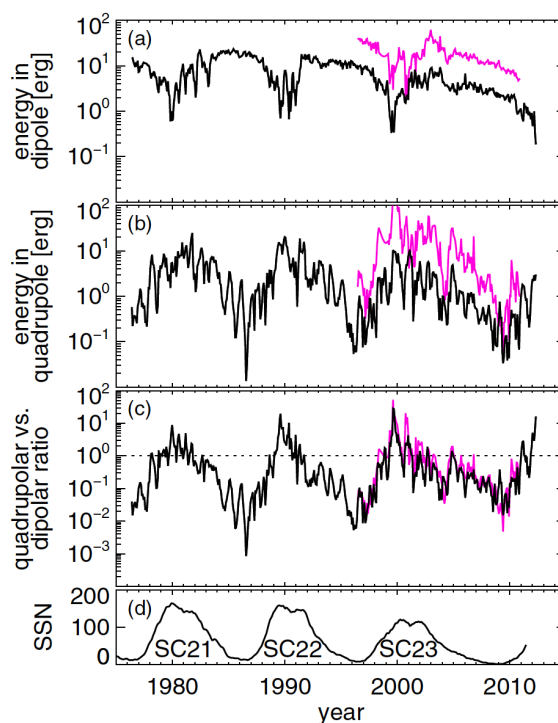


FIGURE 1.11: Évolution de la topologie du Soleil au cours de trois cycles d'activité (cycles 21, 22 et 23, entre 1975 et 2010). Le premier panneau présente l'évolution de la composante dipolaire, le deuxième de la composante quadrupolaire, le troisième fait le ratio entre quadrupolaire et dipolaire, et enfin le dernier panneau présente l'évolution du nombre de taches solaires pour se repérer dans les cycles. Crédits : DeRosa *et al.* (2012).

de degré ℓ et d'ordre m (plus de détails dans l'annexe A) pour isoler les différents modes. On voit alors dans la figure 1.11 que le mode dipolaire est plus fort en minimum d'activité et plus faible en maximum d'activité, tandis que le mode quadrupolaire a le comportement opposé. La topologie globale est majoritairement un dipôle, comme on peut le voir dans le troisième panneau, sauf en maximum d'activité où la topologie devient surtout quadrupolaire. Les autres modes ne sont cependant pas négligeables et on constate dans DeRosa *et al.* (2012) qu'ils vont avoir un comportement similaire en fonction de la parité du degré ℓ (en restant à des modes ayant un signal plus important que le bruit) : on peut ainsi classer les modes du champ magnétiques en deux familles, les modes symétriques ($\ell + m$ pair) qui vont se comporter comme le quadrupôle, et les modes antisymétriques ($\ell + m$ impair) qui vont se comporter comme le dipôle. La symétrie ou l'antisymétrie fait référence à la symétrie des harmoniques sphériques correspondantes par rapport à l'équateur.

1.2.3 Asymétrie Nord-Sud

Un dernier aspect du magnétisme solaire que nous souhaitons aborder est son asymétrie Nord-Sud. En effet, il existe un décalage entre les deux hémisphères du Soleil, d'abord observé sur les taches solaires (Spoerer, 1889; Newton & Milsom, 1955). La figure 1.12 montre à nouveau l'évolution du nombre de taches solaires, mais cette fois-ci en séparant les taches de l'hémisphère Nord (en bleu) de celles de l'hémisphère Sud (en rouge). On remarque alors qu'il y a un décalage, particulièrement visible au moment du maximum d'activité. Ce décalage peut aller de quelques mois à 2 ans au moment du maximum, tandis que les minima d'activité sont synchronisés. L'asymétrie la plus importante observée est celle du cycle 24 avec 18 mois de décalage entre les deux hémisphères, et la plus longue observée est celle du cycle 19 avec une désynchronisation de plusieurs mois 2 ans après le maximum d'activité. Durant le minimum de Maunder (qui reste a priori une

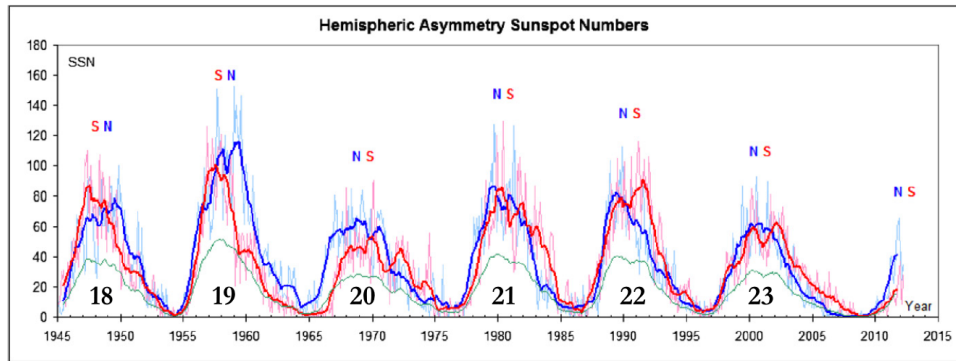


FIGURE 1.12: Évolution du nombre de taches solaires dans chaque hémisphère du Soleil en fonction du temps. L'hémisphère Nord apparaît en bleu, l'hémisphère Sud en rouge. Crédits : [Svalgaard & Kamide \(2013\)](#).

période très particulière dans l'histoire du cycle solaire), l'asymétrie était telle que toutes les taches étaient dans l'hémisphère Sud ([Sokoloff & Nesme-Ribes, 1994](#)). Il ne semble cependant pas y avoir de schéma particulier pour la durée du décalage ou pour savoir quel hémisphère atteindra son maximum en premier : on peut voir sur la figure 1.12 que l'hémisphère Sud primait pour les cycles 18 et 19, mais que depuis c'est l'hémisphère Nord qui est en avance. Certaines études se posent tout de même la question d'une certaine mémoire de l'asymétrie du cycle précédent ([Zolotova et al., 2010](#); [Muraközy & Ludmány, 2012](#)). Pour plus de détails voir [Temmer et al. \(2006\)](#) et [Svalgaard & Kamide \(2013\)](#).

Concernant l'origine de cette asymétrie, une explication répandue est l'interaction entre le mode dipolaire dominant et les modes appartenant à la famille symétrique, excités par des effets non-linéaires ou stochastiques tels que la convection ou la turbulence. Dans des cas extrêmes où les modes des deux familles seraient de même amplitude, ce couplage entre les familles dynamo peut effectivement aboutir à la disparition du champ magnétique dans un des hémisphères, comme au moment du minimum de Maunder ([Tobias, 1997](#)). Une asymétrie dans la circulation méridienne peut par exemple amener à ce genre de couplage ([Rightmire-Upton & Hathaway, 2012](#); [DeRosa et al., 2012](#)). Pour plus de détails, voir [Ossendrijver \(2003\)](#) et [Shukuya & Kusano \(2017\)](#).

On notera que cette asymétrie se retrouve dans d'autres structures du Soleil. On trouve de l'asymétrie dans les écoulements, en particulier pour le taux de rotation à la surface du Soleil ([Temmer et al., 2002](#); [Gigolashvili et al., 2011](#)) ou dans son atmosphère ([Vats & Chandra, 2011](#)). [Duchlev \(2001\)](#) a étudié l'asymétrie des filaments. Les événements éruptifs violents subissent eux-aussi une asymétrie, que ce soit la génération de protons énergétiques, les protubérances ou les éruptions solaires ([Bankoti et al., 2010](#)). L'environnement spatial de la Terre est aussi affecté via des asymétries dans le vent solaire ([Bzowski et al., 2003](#)) qui sera présenté dans le prochain chapitre, ainsi qu'une asymétrie dans la couche de courant héliosphérique ([Mursula & Hiltula, 2003](#)). Enfin même l'atmosphère de la Terre peut être affectée, car on suppose un lien entre l'asymétrie solaire et la circulation atmosphérique terrestre ([Georgieva et al., 2007](#)). Rappelons cependant que ces asymétries sont surtout visibles en période de maximum d'activité, et que sur des temps longs le Soleil a une activité qui est en moyenne symétrique.

1.3 Modélisation de la dynamo solaire

1.3.1 Principe de la dynamo

Dans la section précédente, nous avons vu que le Soleil, bien qu'étant un système extrêmement turbulent, parvient cependant à maintenir des champs magnétiques importants caractérisés par des variations cycliques quasi-régulières. Pour expliquer un tel phénomène, le cadre le plus utilisé est celui de la dynamo fluide (Moffatt, 1978; Parker, 1993).

Commençons tout d'abord par une description générale de l'effet dynamo. Il s'agit de la capacité d'un fluide conducteur à maintenir, voire même à amplifier un champ magnétique pré-existant malgré les effets de dissipation ohmique grâce à l'induction électromagnétique. En effet, si on laisse un champ magnétique évoluer, il va naturellement décroître à cause de la loi d'Ohm et de la résistivité électrique du milieu ; il faut forcément trouver un mécanisme physique pour lui injecter de l'énergie si on souhaite le maintenir, et un mécanisme possible est la dynamo. Un exemple de dynamo répandu est celui des lampes dynamo utilisées sur les vélos où en pédalant, on crée un courant électrique qui permet d'alimenter une ampoule. À l'intérieur du boîtier, l'énergie cinétique créée entraîne la rotation d'un aimant entouré d'une bobine : on se situe donc dans la situation idéale pour l'induction de Neumann avec un champ magnétique variable qui interagit avec un conducteur électrique fixe. Une force électromotrice est alors créée, et en s'appliquant aux électrons de la bobine elle génère un courant électrique. En simplifiant, on pourrait considérer que le principe de la dynamo est de convertir de l'énergie cinétique en énergie électromagnétique. Les ingrédients essentiels d'une dynamo sont donc une source de mouvement, un champ magnétique et un milieu conducteur. Tous ces ingrédients sont présents dans une étoile comme le Soleil : les sources de mouvement sont multiples, entre la rotation interne, les écoulements méridiens ou la convection (cf. 1.1.2) ; du champ magnétique a pu exister dès la naissance même de l'univers au moment du Big Bang grâce à l'effet Harrison (Hutschenreuter *et al.*, 2018) ou à la batterie de Biermann (Biermann, 1950) ; enfin le plasma astrophysique (c'est-à-dire le gaz fortement ionisé) dont est composée une étoile est un fluide conducteur. On notera que le cas de l'étoile a en plus la particularité de ne pas avoir d'action extérieure : il n'y a pas de cycliste pour faire tourner l'étoile, elle génère elle-même son propre mouvement, ce qui en fait un cas d'auto-induction.

Passons maintenant aux équations permettant de décrire l'effet dynamo. On part des équations de la magnétohydrodynamique (ou MHD sous forme abrégée) qui résultent du couplage des équations de Navier-Stokes et des équations de Maxwell. On part des équations de Faraday et d'Ampère, et de la loi d'Ohm, présentées respectivement ci-dessous :

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -\nabla \times \mathbf{E}, \quad (1.5)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{j}, \quad (1.6)$$

$$\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B} = \frac{1}{\sigma} \mathbf{j}, \quad (1.7)$$

où \mathbf{E} et \mathbf{B} sont respectivement les champs électriques et magnétiques, μ_0 est la perméabilité du vide, \mathbf{j} est la densité de courant électrique et σ est la conductivité électrique du plasma. On notera qu'on a négligé les variations temporelles du champ électrique $\partial \mathbf{E} / \partial t$ dans l'équation (1.6). En partant de (1.5), on utilise (1.7) pour éliminer \mathbf{E} puis (1.6) pour éliminer \mathbf{j} , et on obtient finalement l'équation d'induction :

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) - \nabla \times (\eta_m \nabla \times \mathbf{B}), \quad (1.8)$$

où $\eta_m = 1/(\sigma\mu_0)$ est la diffusivité magnétique microscopique du plasma. Cette équation montre bien que le champ magnétique ne peut évoluer que par son interaction avec l'écoulement (premier terme de droite) ou par dissipation ohmique (second terme).

Pour aller plus loin de manière analytique, il convient de faire certaines hypothèses. On se place pour cela dans le cadre de la théorie du champ moyen où les champs de vitesse et magnétique peuvent s'exprimer comme la somme d'un champ moyen et d'une perturbation à moyenne spatiale nulle :

$$\mathbf{B} = \langle \mathbf{B} \rangle + \mathbf{b}', \mathbf{v} = \langle \mathbf{v} \rangle + \mathbf{v}', \quad (1.9)$$

avec $\langle \mathbf{b}' \rangle = \langle \mathbf{v}' \rangle = 0$. En injectant cette décomposition dans l'équation d'induction, on obtient alors :

$$\frac{\partial \langle \mathbf{B} \rangle}{\partial t} = \nabla \times (\langle \mathbf{v} \times \mathbf{B} \rangle) + \nabla \times \langle \mathbf{v}' \times \mathbf{b}' \rangle - \nabla \times (\eta_m \nabla \times \langle \mathbf{B} \rangle). \quad (1.10)$$

Il reste à développer le terme de la force électromotrice (*emf* en anglais pour *electro-motive force*) afin de l'exprimer en fonction des champs moyens. On peut utiliser le développement suivant dit FOSA (pour *First Order Smooth Approximation*, voir [Pouquet et al. \(1976\)](#)) :

$$\langle \mathbf{v}' \times \mathbf{b}' \rangle = \alpha \langle \mathbf{B} \rangle - \beta \nabla \times \langle \mathbf{B} \rangle, \quad (1.11)$$

où les coefficients α et β sont liés à la turbulence et sont ici considérés isotropes.

À partir de maintenant, l'équation d'induction ne dépend plus que des termes de champs moyens, nous pouvons donc abandonner la notation $\langle \cdot \rangle$ et considérer que toutes les quantités décrites sont moyennées.

Enfin, on suppose que les quantités considérées sont axisymétriques car ce sont des champs moyens, ce qui signifie qu'elles n'ont pas de dépendance longitudinale. Par ailleurs, on réalise une décomposition des champs en composantes toroïdales et poloïdales, comme suit en coordonnées sphériques (r, θ, ϕ) :

$$\mathbf{B}(r, \theta, t) = \nabla \times (A_\phi(r, \theta, t)\mathbf{e}_\phi) + B_\phi(r, \theta, t)\mathbf{e}_\phi, \quad (1.12)$$

$$\mathbf{v}(r, \theta) = \mathbf{v}_p(r, \theta) + r\sin\theta\Omega(r, \theta)\mathbf{e}_\phi, \quad (1.13)$$

où A_ϕ est le potentiel vecteur dérivé du champ magnétique, B_ϕ est le champ magnétique toroïdal, v_p est la circulation méridienne et $v_\phi = r\sin\theta\Omega$ est la vitesse toroïdale liée à la rotation différentielle.

En combinant toutes ces hypothèses, on obtient enfin un jeu d'équations couplées portant sur l'évolution de A_ϕ et B_ϕ :

$$\frac{\partial A_\phi}{\partial t} = \eta \left(\nabla^2 - \frac{1}{\varpi^2} \right) A_\phi - \frac{\mathbf{v}_p}{\varpi} \cdot \nabla (\varpi A_\phi) + \alpha B_\phi, \quad (1.14)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial B_\phi}{\partial t} = & \eta \left(\nabla^2 - \frac{1}{\varpi^2} \right) B_\phi + \frac{1}{\varpi} \frac{\partial (\varpi B_\phi)}{\partial r} \frac{\partial \eta}{\partial r} - \varpi \mathbf{v}_p \cdot \nabla \left(\frac{B_\phi}{\varpi} \right) - B_\phi \nabla \cdot \mathbf{v}_p \\ & + \varpi [\nabla \times (A_\phi \mathbf{e}_\phi)] \cdot \nabla \Omega + \nabla \times (\alpha \nabla \times (A_\phi \mathbf{e}_\phi)), \end{aligned} \quad (1.15)$$

où $\eta = \eta_m + \beta$ est la diffusivité magnétique effective du plasma et $\varpi = r\sin\theta$ est un terme géométrique. Pour l'équation (1.14), les termes de droite correspondent dans l'ordre à la diffusion turbulente, à l'advection et à ce que l'on va définir dans la section suivante comme l'effet α . Pour l'équation (1.15), les termes de droite correspondent dans l'ordre à la diffusion turbulente, le transport diamagnétique, l'advection, la compression, et ce que l'on va définir dans la section suivante comme les effets Ω et α ([Charbonneau, 2010](#)).

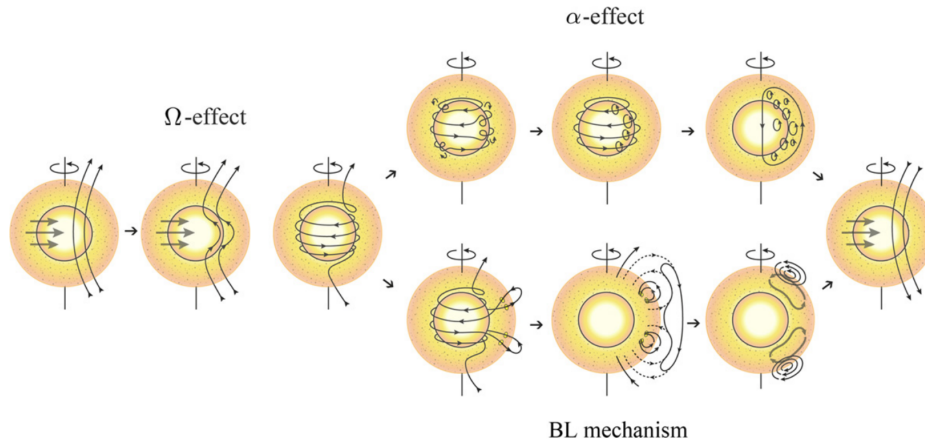


FIGURE 1.13: Schéma des différents mécanismes physiques d'une boucle dynamo. À gauche on a l'effet Ω , en haut à droite l'effet α et en bas à droite l'effet Babcock-Leighton. Crédits : [Sanchez et al. \(2014\)](#).

1.3.2 Modélisations des effets physiques

Nous allons maintenant nous intéresser à l'interprétation physique des différents effets obtenus suite à nos hypothèses physiques. La figure 1.13 accompagne cette discussion pour apporter un schéma visuel.

L'effet Ω est lié, comme on peut le voir dans l'équation (1.15), au cisaillement radial et latitudinal du profil de rotation de l'étoile. Le principe est que là où se situent des forts gradients de rotation, l'effet Ω permet de générer du champ toroïdal. Dans le Soleil, cet effet est particulièrement fort à la tachocline (cf. section 1.1.2), là où les gradients radiaux associés à la rotation sont les plus intenses. On peut le comprendre physiquement comme l'enroulement des lignes de champ poloidales suite à un différentiel de vitesse de rotation aux différentes latitudes.

L'effet α est directement lié à la décomposition choisie dans l'équation (1.11) pour l'approximation de la force électromotrice. Il s'agit donc de l'influence combinée des fluctuations de vitesse et de champ magnétique, donc l'influence de la turbulence de l'écoulement. Ceci conduit à la déformation des lignes de champs qui forment des boucles, d'où le choix de la lettre α pour le décrire. On notera que l'effet α est présent dans les deux équations (1.14) et (1.15), ce qui signifie qu'il peut créer du champ toroïdal à partir d'un champ poloidal et inversement. Ceci est cohérent avec l'interprétation sous forme de boucle qui régénère les deux composantes du champ magnétique en même temps. La génération de champ toroïdal est néanmoins beaucoup plus faible dans le Soleil que celle de champ poloidal, ce qui explique que le dernier terme de l'équation (1.15) est souvent négligé. Pour plus de détails, voir [Brun & Browning \(2017\)](#).

Ces deux mécanismes sont suffisants pour créer ainsi ce qu'on appelle une boucle dynamo : si on suppose qu'on part d'une configuration initiale majoritairement poloidale, l'effet Ω et/ou l'effet α permet de générer du champ toroïdal, puis l'effet α permet de générer à nouveau du champ poloidal, ce qui amplifie le champ initial et permet de reprendre le mécanisme (cf. figure 1.14). La dynamo $\alpha\Omega$ (pour l'influence combinée des deux effets) permet de reproduire assez fidèlement l'évolution du champ magnétique à la surface du Soleil, en particulier la migration des latitudes hautes vers les pôles et des latitudes moyennes vers l'équateur. Ceci vient du fait que la dynamo $\alpha\Omega$ admet des solutions sous forme d'ondes dont la direction de propagation est donnée par la règle dite de Parker-Yoshimura ([Parker, 1955](#); [Yoshimura, 1975](#)) :

$$\mathbf{s} = \alpha \nabla \Omega \times \mathbf{e}_\phi. \quad (1.16)$$

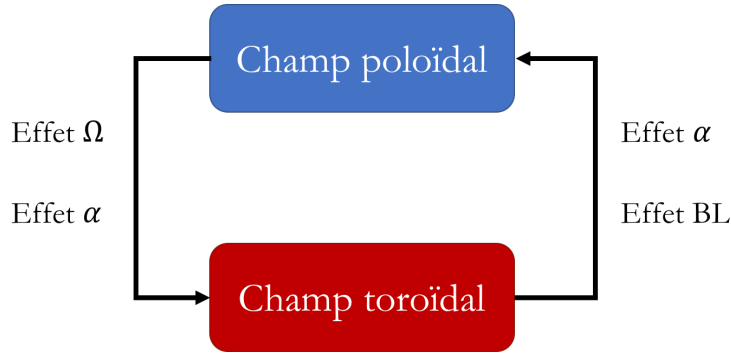


FIGURE 1.14: Schéma simplifié d'une boucle dynamo. On voit ainsi que pour passer d'une configuration poloïdale à toroïdale, l'effet Ω et/ou l'effet α peuvent intervenir. Pour passer d'une configuration toroïdale à poloïdale, l'effet α ou l'effet Babcock-Leighton avec transport de flux peuvent intervenir.

D'après cette formule, si on souhaite obtenir un schéma migratoire proche de celui du Soleil, il faut utiliser un effet α négatif dans l'hémisphère Nord. À noter qu'on peut aussi imaginer une boucle dynamo avec uniquement l'effet α pour à la fois convertir le champ poloïdal en champ toroïdal et régénérer le champ poloïdal à partir du champ toroïdal. On parle alors de dynamo α^2 , et on pense qu'il s'agit d'un mécanisme plus efficace à petite échelle (Rincon, 2019).

On notera par ailleurs que ce mécanisme simplifié présente un aspect non physique : avec la boucle dynamo décrite ci-dessus, il serait possible d'amplifier à l'infini un champ magnétique existant. En réalité, plus le champ est fort, plus il va résister aux déformations induites par la turbulence, et le champ magnétique va naturellement atteindre une valeur de saturation. Pour modéliser cet effet¹, on ajoute souvent une dépendance non-linéaire à l'effet α , qu'on appelle terme de quenching :

$$\alpha(\mathbf{B}) = \frac{\alpha_0}{1 + \left(\frac{B}{B_0}\right)^2}, \quad (1.17)$$

où α_0 est un paramètre d'amplitude de l'effet α et B_0 est la valeur du champ de saturation. Souvent on fixe B_0 à la valeur du champ d'équipartition, c'est-à-dire la valeur du champ magnétique telle que l'énergie magnétique soit de même ordre de grandeur que l'énergie cinétique. Grâce à ce mécanisme, dès que l'amplitude du champ magnétique dépasse la valeur B_0 , l'effet α tend vers 0.

Pour améliorer le réalisme de la dynamo $\alpha\Omega$, on peut y ajouter une circulation méridienne. Bien qu'on n'ait toujours pas réussi à mesurer précisément le profil de la circulation méridienne solaire, on sait qu'elle existe et qu'elle joue un rôle dans le mécanisme dynamo via les termes d'advection et de compression des équations (1.14) et (1.15). On suppose donc dans un premier temps un profil simple avec une cellule dans chaque hémisphère ; la réalité est sans doute plus complexe, et dépend vraisemblablement de la phase du cycle dans laquelle on se situe, comme le suggèrent les observations en héliosismologie (Zhao, 2013) ou les simulations avec une reconstruction de la circulation méridienne au cours du cycle par assimilation de données (Hung et al., 2017). On parle alors de dynamo à transport de flux, car dans le régime dominé par l'advection, la période du cycle dynamo est déterminée par le temps caractéristique de la circulation méridienne, et peut même transporter le champ magnétique présent à la tachocline. Les modèles incluant du transport de flux donnent des champ magnétiques de surface avec une structure plus proche des observations solaires, mais souvent avec une amplitude plus importante, notamment avec une tendance à accumuler du flux aux pôles (Charbonneau, 2010).

1. Cet effet est naturellement présent si on considère l'équation de Navier-Stokes et la rétro-action de la force de Lorentz, négligée ici dans une approche dite cinématique (Brun et al., 2017).

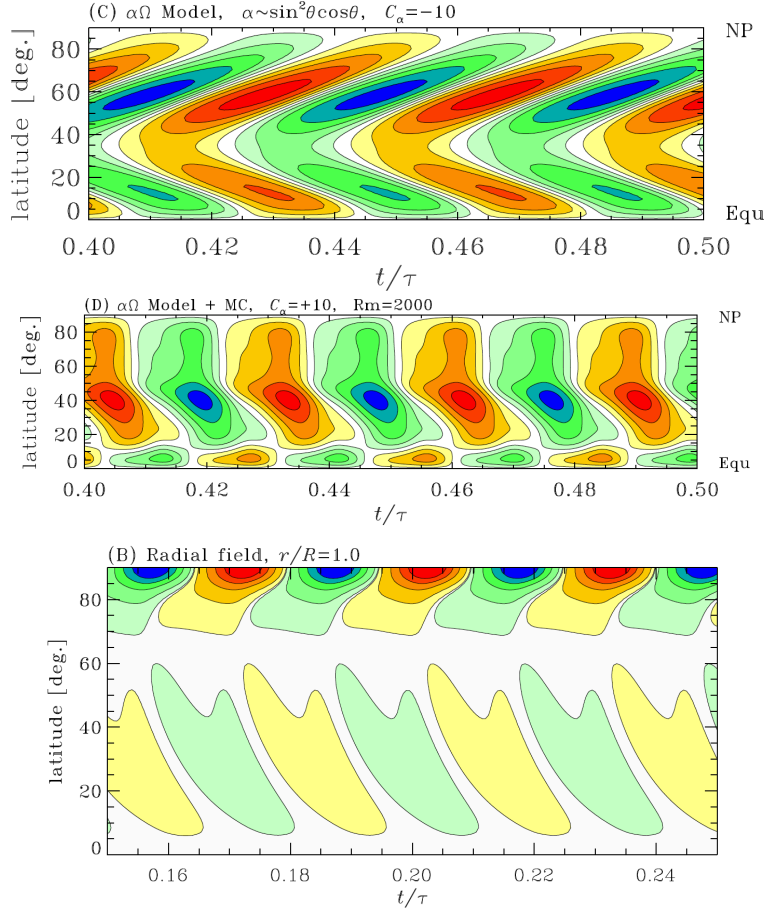


FIGURE 1.15: Diagrammes papillons simulés pour trois boucles dynamo différentes. Seul l'hémisphère Nord est montré car on suppose que l'hémisphère Sud est ici anti-symétrique. Le panneau du haut montre le cas d'une dynamo $\alpha\Omega$, le panneau du milieu le cas d'une dynamo $\alpha\Omega$ avec circulation méridienne et le panneau du bas le cas d'une dynamo avec mécanisme Babcock-Leighton et transport de flux. Ces images sont à comparer avec le panneau du bas de la figure 1.10. Crédits : Charbonneau (2010).

Enfin, l'un des derniers modèles que nous souhaitons présenter ici est le modèle dit Babcock-Leighton (Babcock, 1961; Leighton, 1969; Dikpati & Charbonneau, 1999; Jouve & Brun, 2007). L'effet Babcock-Leighton est un effet observé dans le Soleil : à cause de la force de Coriolis, les tubes de champ qui émergent à la surface du Soleil sont penchés (c'est ce qu'on appelle la loi de Joy) ; de plus, les taches solaires sont de polarité opposées dans chaque hémisphère (d'après la loi de Hale) ; la combinaison de ces deux effets fait que les taches plus proches de l'équateur disparaissent plus rapidement par interaction avec leur réplique de polarité opposée dans l'autre hémisphère, et que la tache restante plus proche des pôles diffuse jusqu'au pôle. L'accumulation de champ magnétique opposé à la polarité actuelle du champ global finit par en changer la polarité et entraîne un renversement du cycle. On peut observer dans les cycles 21 et 22 des preuves de l'existence de ce mécanisme et de son rôle importante dans la génération du champ magnétique de surface (Wang *et al.*, 1989). Pour le modéliser, on reprend les équations (1.14) et (1.15), mais au lieu de l'effet α , on inclue uniquement dans l'équation (1.14) un terme source S non-local :

$$S = \frac{1}{2} \left[1 + \operatorname{erf} \left(\frac{r - r_1}{d_1} \right) \right] \left[1 - \operatorname{erf} \left(\frac{r - R_\odot}{d_1} \right) \right] \cos \theta \sin \theta B_\phi(r_c, \theta, t), \quad (1.18)$$

où r_1 est le rayon de confinement, d_1 est l'épaisseur de confinement et r_c est le rayon de la base de la zone convective. L'idée est de confiner le terme source à la surface pour modéliser seulement l'émergence des tubes

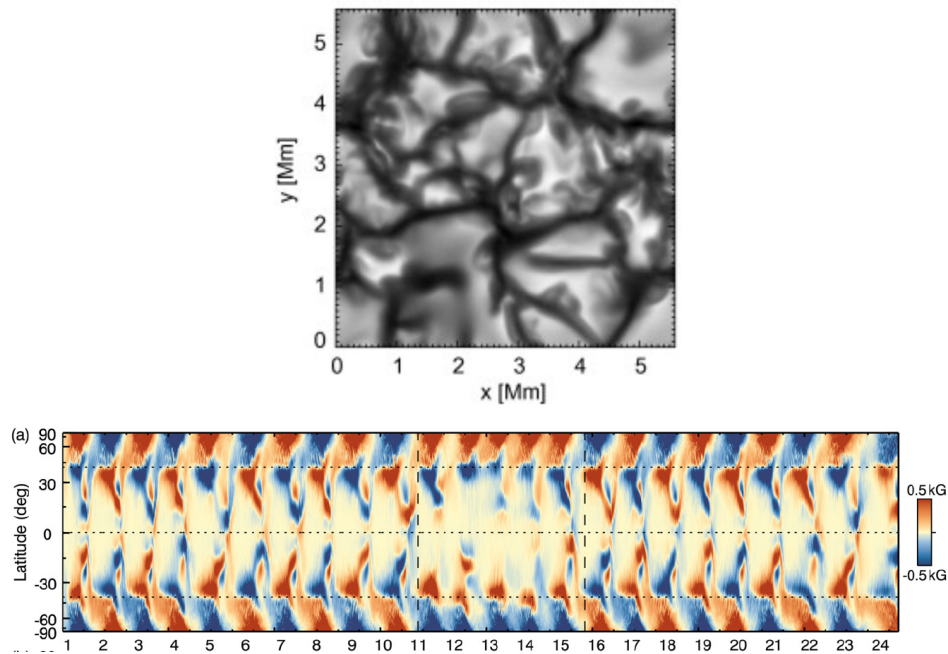


FIGURE 1.16: Simulations numériques de l'intérieur du Soleil. Le panneau du haut montre une simulation de la convection à la surface du Soleil réalisée avec une méthode DNS. Le panneau du bas montre un diagramme papillon obtenu par une simulation LES avec présence d'un grand minimum. Crédits : Freytag *et al.* (2012) et Augustson *et al.* (2015).

de champ à la surface, mais d'introduire une non-localité avec le terme $B_\phi(r_c, \theta, t)$ pour prendre en compte la génération de champ toroïdal à la base de la zone convective. La dynamo Babcock-Leighton avec transport de flux permet d'avoir la structure la plus réaliste pour le champ magnétique de surface, mais entraîne une forte accumulation de champ magnétique au niveau des pôles qu'on n'observe pas pour le Soleil. Dans une boucle dynamo Babcock-Leighton, il se passe donc le mécanisme suivant : à partir du champ poloïdal, l'effet Ω permet de générer du champ toroïdal à la tachochline ; ce champ est advecté à la surface par la circulation méridienne ; à la surface, le terme source Babcock-Leighton permet de générer du champ poloïdal ; ce dernier est accumulé aux pôles puis advecté à la tachochline par un mécanisme additionnel de transport de flux, où le mécanisme peut recommencer. Il y a cependant de plus en plus de questionnement quant aux mesures du champ magnétique aux pôles à cause du problème du flux ouvert (Linker *et al.*, 2017). La figure 1.15 permet d'illustrer les différences sur la forme du diagramme papillon entre les différentes approches citées ci-dessus.

Il reste cependant de nombreuses questions en suspens auxquelles les différents modèles de dynamo ne parviennent pas à apporter de réponse satisfaisante pour l'instant. Pour n'en citer que quelques-unes : ce qui distingue une dynamo stationnaire d'une dynamo cyclique n'est pas encore clair ; aucun modèle de dynamo ne parvient à générer de taches solaires de manière auto-consistante ; la plupart des modèles de dynamos ne prennent pas en compte l'atmosphère du Soleil dans leurs conditions aux limites, même si des travaux prometteurs commencent à être menés (Warnecke *et al.*, 2016). Pour plus de détails, voir Brun & Browning (2017).

1.3.3 Approches numériques

Nous allons enfin terminer cette section en présentant les différentes approches numériques utilisées pour reproduire le cycle dynamo solaire. L'enjeu est principalement de traiter correctement la turbulence aux petites échelles afin de trouver le meilleur compromis entre réalisme de la simulation et coût de calcul.

La méthode la plus directe est dite *Direct Numerical Simulations* ou DNS, pour simulations numériques directes. Le principe est de partir directement des équations de la MHD, en particulier l'équation d'induction (4.33) et de la résoudre directement sans aucune hypothèse simplificatrice. Il s'agit évidemment de la méthode la plus rigoureuse mais aussi la plus coûteuse numériquement. En effet elle nécessite de traiter directement des termes non-linéaires ainsi qu'une grande variété d'échelles spatiales et temporelles. Elle implique donc un très grand nombre de points de grille dans toutes les directions (cf. par exemple les simulations de [Hotta et al. \(2019\)](#) qui incluent toute la zone convective dans sa dimension verticale avec 10^{12} points de grille). Ainsi, l'approche DNS est surtout utilisée pour des petites échelles (environ 30 000 km au plus) afin de modéliser la granulation à la surface du Soleil ([Nordlund, 1982](#); [Vögler et al., 2005](#); [Rempel et al., 2009](#); [Freytag et al., 2012](#)) ou l'interaction de la convection avec un champ magnétique ([Brandenburg et al., 1990](#); [Käpylä et al., 2006](#)). On ne peut cependant pas prendre en compte les écoulements à grande échelle ou la géométrie sphérique de l'étoile avec des domaines aussi limités.

L'utilisation des hypothèses simplificatrices décrites dans les sections ci-dessus correspondent aux simulations dites *Mean-Field Simulations* ou MFS, pour simulations en champ moyen. On considère alors qu'on ne traite les quantités physiques que sous la forme de champs moyennés spatialement et de leurs perturbations. Tout ce qui concerne les petites échelles et la turbulence passe uniquement par des prescriptions. Paradoxalement, dans ce genre de simulations, il convient de ne pas avoir une grille trop résolue spatialement pour que l'approximation des champs moyens reste valide. En fonction des modélisations prescrites, les résultats peuvent différer des simulations DNS, même en augmentant la résolution spatiale. Il s'agit cependant de l'approche la moins coûteuse numériquement parlant. Dans la section précédente, nous avons déjà présenté des diagrammes papillons obtenus par simulations MFS avec la figure 1.15. On peut trouver des descriptions des modèles cinématiques dans [Roberts \(1972\)](#) et des revues des différents modèles possibles dans [Krause & Raedler \(1980\)](#) et [Charbonneau \(2010\)](#).

Enfin, il existe tout un ensemble de méthodes intermédiaires appelées *Large Eddy Simulations* ou LES, pour simulations à grande échelle. Le principe est d'avoir une grille suffisamment résolue pour pouvoir résoudre les échelles turbulentes les plus énergétiques, mais suffisamment large pour pouvoir moyenniser la turbulence dont l'échelle est sous-grille (*Sub-Grid Scales* ou SGS) comme si on appliquait une sorte de filtre passe-bas ([Sagaut, 1998](#)). L'avantage de cette méthode est qu'elle converge vers les simulations DNS en prenant une grille de plus en plus résolue; on considère d'ailleurs qu'il s'agit de méthodes équivalentes si la grille est suffisamment résolue pour inclure les effets de dissipation visqueuse, thermique et magnétique. La plupart du temps, le meilleur compromis est d'inclure la turbulence mais pas les effets dissipatifs. Ces simulations sont plus coûteuses que les simulations MFS, mais présentent l'avantage d'être plus fiables, tout en étant plus facilement gérables que les simulations DNS. Les premières simulations utilisant cette approche sont celles de [Gilman \(1983\)](#) et [Glatzmaier \(1985\)](#) qui ont permis d'étudier le couplage entre la convection, la rotation et le champ magnétique. Avec l'arrivée des super-calculateurs et de l'ère du calcul massivement parallèle, ces méthodes ont pu augmenter leur résolution et modéliser une physique toujours plus complexe tout en restant à grande échelle : on peut citer les travaux de [Brun et al. \(2004\)](#), [Ghizaru et al. \(2010\)](#), [Hotta et al. \(2016\)](#) et [Strugarek et al. \(2017\)](#). On remarque cependant qu'aucun modèle LES ne peut encore reproduire le comportement solaire avec ces paramètres, car ceux-ci sont trop contraignants numériquement pour les modèles.

Pour plus de détails, se référer à [Miesch et al. \(2015\)](#), [Schmidt \(2015\)](#) et [Tobias \(2019\)](#).

Sommaire

2.1 Atmosphère solaire à la structure dynamique et complexe	28
2.1.1 Différentes couches de plasma	28
2.1.2 Modélisation de la couronne	32
2.1.3 Structures à grande échelle	34
2.2 Modélisation du vent solaire	36
2.2.1 Vent hydrodynamique	36
2.2.2 Vent magnétique	41
2.2.3 Approches numériques	46
2.3 Observations du vent solaire	49
2.3.1 Moyens d'observation	49
2.3.2 Propriétés du vent solaire	51

*"The answer, my friend, is blowing in the wind.
The answer is blowing in the wind..."*

Bob Dylan, *Blowing in the Wind*

Après avoir vu les différentes caractéristiques du Soleil en tant qu'étoile et appréhendé sa dynamique interne, il est temps de s'intéresser aux couches restantes : l'atmosphère proche et étendue du Soleil. Souvent traitée comme une couche complètement séparée des couches internes, le but de cette thèse est justement de montrer que notre étoile fonctionne comme un ensemble et qu'il est nécessaire de prendre en compte l'influence mutuelle de l'intérieur et l'extérieur solaire : ainsi, d'un point de vue physique, la simple existence de l'atmosphère solaire telle que nous la connaissons est liée à la dynamique interne, car seules les étoiles qui ont une enveloppe externe convective et magnétique possèdent une couronne et un vent thermique. Nous allons donc nous intéresser dans la section 2.1 à la structure et aux propriétés physiques des différentes couches de l'atmosphère solaire. Nous allons en particulier nous intéresser au vent solaire, un écoulement de particules chargées généré à la surface du Soleil, qui interagit avec l'atmosphère solaire et continue au-delà pour atteindre ensuite toutes les planètes du système solaire, en particulier la Terre ; il continue à s'étendre bien au-delà du système solaire pour définir l'héliosphère. Dans la section 2.2, nous présentons les différents modèles théoriques et numériques utilisés pour appréhender sa dynamique. Dans la section 2.3, nous recensons les différentes observations du vent solaire obtenues à ce jour, ce qui permet d'en dégager ses propriétés caractéristiques ainsi que les grandes questions encore en suspens.

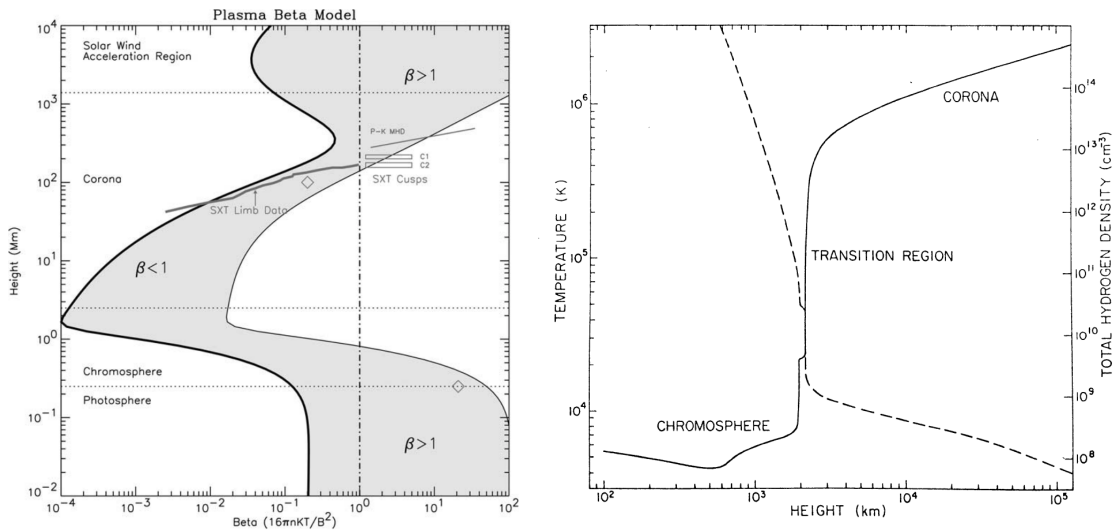


FIGURE 2.1: Évolution de plusieurs quantités physiques caractéristiques en fonction de la hauteur à la surface du Soleil. La figure de gauche présente l'évolution du paramètre plasma β en fonction de la hauteur en Mm. La figure de droite présente l'évolution de la densité (en pointillés) et de la température (en trait plein) en fonction de la hauteur en km. Crédits : Gary (2001), Withbroe (1981).

2.1 Atmosphère solaire à la structure dynamique et complexe

2.1.1 Différentes couches de plasma

2.1.1.1 Caractérisation de l'atmosphère solaire

Depuis le début du vingtième siècle, les techniques de photographie ont permis d'immortaliser les éclipses de Soleil. On retiendra en particulier l'éclipse de 1919 qui a permis à Eddington de prouver la théorie de la relativité générale grâce à la visualisation de la courbure des rayons de lumière due à l'influence gravitationnelle du Soleil (Eddington, 1919). Au cours de ces éclipses totales, on peut voir que le Soleil est entouré d'une aura complexe, avec des variations de luminosité et des structures organisées qui semblent se dessiner (cf. figure 2.5). C'est ce qui a poussé à croire que le Soleil possède une atmosphère, avec des couches de plasma invisibles à l'oeil nu quand le Soleil brille pleinement.

Pendant longtemps cette atmosphère a été imaginée comme statique et uniforme. La réalité est beaucoup plus complexe et surprenante. La figure 2.1 présente l'évolution de plusieurs quantités physiques en fonction de la hauteur par rapport à la surface du Soleil. La figure de gauche s'intéresse au paramètre plasma β , défini comme le ratio entre la pression du plasma et la pression magnétique :

$$\beta = \frac{p}{B^2/(2\mu_0)} \text{ SI} = \frac{8\pi p}{B^2} \text{ cgs,} \quad (2.1)$$

où p est la pression du plasma, B l'amplitude du champ magnétique et μ_0 la perméabilité du vide. Quand $\beta > 1$, c'est donc la pression thermique qui domine, et quand $\beta < 1$, c'est le magnétisme qui est l'effet dominant. Dans l'atmosphère du Soleil, le paramètre β passe de supérieur à 1 depuis la surface du Soleil jusqu'à 1 000 km, puis à une valeur très petite devant 1 jusqu'à environ 10 000 km, et revient à une valeur supérieure à 1 à partir de là. Ces valeurs ont été obtenues en combinant des mesures réalisées par la mission SXT (Gary & Alexander, 1999) et des modèles mathématiques simples (Gary, 2001). Elles sont en accord avec les valeurs obtenues par les modèles MHD développés pour les streamers (Pneuman & Kopp, 1971).

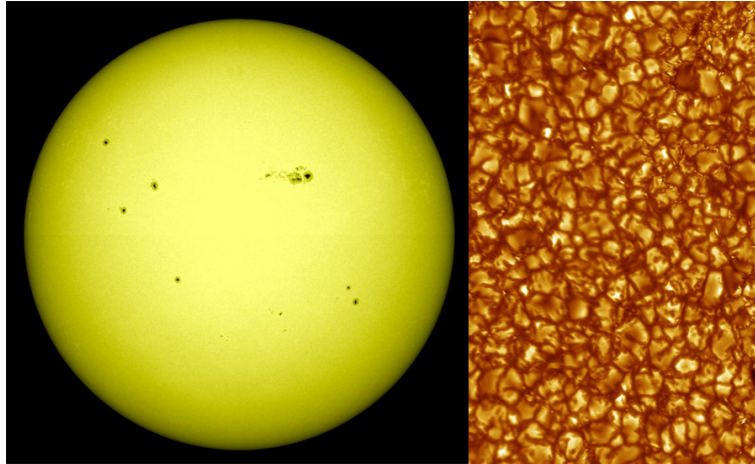


FIGURE 2.2: Observations de la photosphère en lumière visible. Le panneau de gauche montre une image du disque entier, tandis que le panneau de droite est un zoom sur les granules. Crédits : NASA et l'observatoire royal suédois.

Ceci s'accompagne de fortes variations en température et en densité, comme on peut le voir sur le panneau de droite de la figure 2.1. Il s'agit d'un schéma basé sur des observations de l'atmosphère d'une région calme du Soleil (Withbroe, 1981). Près de la surface, la température est relativement faible (entre 3 000 et 7 000 K), ce qui correspond à une température proche de celle de la surface du Soleil (environ 5 700 K). Ceci fait que le milieu est peu ionisé, on indique donc l'évolution de la densité d'électrons et d'hydrogène neutre : les deux densités chutent jusqu'à 10^{16} m^{-3} , ce qui est le comportement attendu. En revanche, aux alentours de 1 200 km au-dessus de la surface, la température se met à grimper brutalement jusqu'à atteindre le million de Kelvins, ce qui est normalement une température qu'on ne trouve qu'au coeur du Soleil. La densité subit une chute plus brutale que ce à quoi on s'attend jusqu'à 10^{10} m^{-3} à une distance de 100 000 km au-dessus de la surface.

On voit donc qu'il y a des variations brutales de plusieurs quantités physiques essentielles au sein de l'atmosphère solaire, ce qui permet de la diviser en trois zones que nous allons décrire plus en détails ci-dessous.

2.1.1.2 La photosphère

La photosphère est la zone de transition entre intérieur solaire et atmosphère. Dans la lumière visible, c'est littéralement la surface du Soleil que l'on peut observer, car il s'agit de la zone où le plasma cesse d'être opaque comme dans la zone convective et devient transparent (cf. figure 2.2). Pour caractériser cette zone, on utilise une grandeur appelée la profondeur optique τ :

$$\tau(z) = \int_0^z \kappa \rho dz, \quad (2.2)$$

où z est la hauteur, κ est l'opacité par unité de masse et ρ est la densité. Si τ est plus grand que 1, le milieu est considéré opaque ; s'il est plus petit que 1, il est considéré transparent. La surface de la photosphère est définie comme la surface où la profondeur optique vaut $2/3$, dans le cadre de l'approximation d'Eddington (c'est-à-dire en ne supposant pas de dépendance en longueur d'onde), car c'est ce qui permet la meilleure correspondance entre l'énergie émise à cette surface et l'énergie émise observée.

L'essentiel de la lumière reçue depuis le Soleil vient donc de cette zone. Elle mesure environ quelques centaines de kilomètres d'épaisseur, et possède une température entre 4 500 et 6 000 degrés Kelvin. Sa température

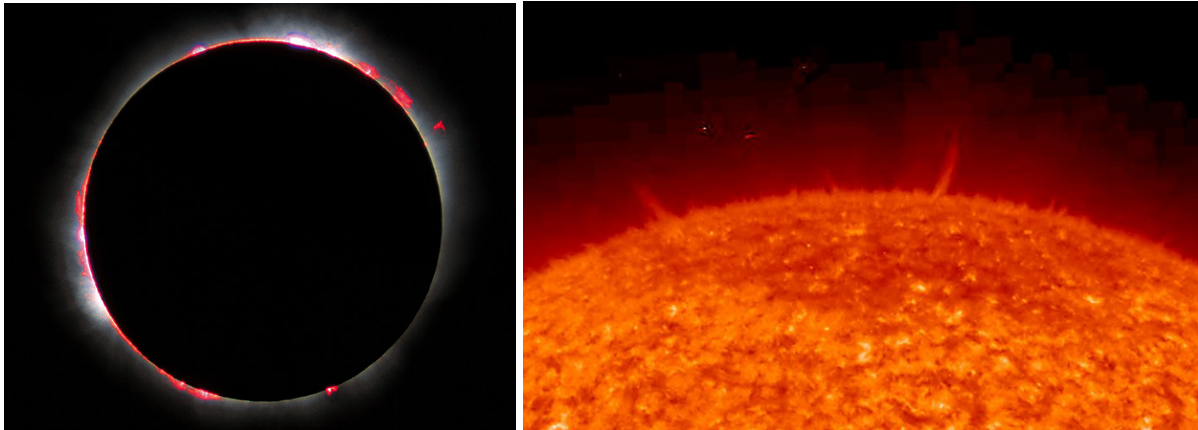


FIGURE 2.3: Observations de la chromosphère. Le panneau de gauche montre une photographie lors de l'éclipse totale de 1999. Le panneau de droite montre le bord du disque solaire sur lequel on peut apercevoir des spicules. Crédits : UCAR (<https://scied.ucar.edu>).

effective correspondait à celle du corps noir équivalent au Soleil, c'est ce qui fait dire qu'elle correspond à la surface du Soleil. La variation de profondeur optique cause une chute de la densité qui va atteindre des valeurs entre 10^{-3} et 10^{-6} kg.m^{-3} (Eddy & Ise, 1979). Le milieu devient stable du point de vue de la convection, mais continue de transporter les mouvements de la zone convective, ce qui se traduit par l'apparition de granules à sa surface qui correspondent à des cellules de convection. Les granules font typiquement de l'ordre de 1 000 km de diamètre et restent entre 5 et 10 minutes à la surface du Soleil avant d'être remplacées par d'autres granules (Bahng & Schwarzschild, 1961; Nordlund *et al.*, 2009). Elles peuvent se regrouper en super-granules de 30 000 km de diamètre et survivre ainsi 24h (Rincon & Rieutord, 2018). C'est dans la photosphère qu'apparaissent les taches solaires et que se déclenchent les éruptions solaires.

2.1.1.3 Chromosphère

La chromosphère (en grec "sphère de couleur") porte ce nom car durant les éclipses totales, on peut voir un disque oscillant entre le rose et le rouge apparaître autour du Soleil, comme illustré avec la figure 2.3. Elle mesure entre 3 000 et 5 000 km d'épaisseur. Dans cette zone, la densité chute encore plus, allant jusqu'à $1.6 \cdot 10^{-11}$ kg.m^{-3} dans sa partie supérieure ; ceci explique que cette zone est transparente et qu'on ne puisse voir sa lumière qu'en masquant celle de la photosphère lors d'une éclipse (Kontar *et al.*, 2008). La température elle a un comportement très inhabituel : dans la partie inférieure, elle décroît jusqu'à environ 3 800 K, puis dans la partie supérieure elle monte brusquement jusqu'à 25 000 K environ (Eddy & Ise, 1979; Avrett, 2003). Ce chauffage peut être en grande partie expliqué par des phénomènes magnétiques, soit des ondes d'Alfvén (Heyvaerts & Priest, 1983), soit de la reconnexion magnétique (Heyvaerts & Priest, 1984).

On peut observer un certain nombre de structures dans la chromosphère en regardant en particulier les émissions en H-alpha (raie du spectre de l'hydrogène à 656,3 nm). Les plus courantes sont les spicules, des jets de gaz éphémères (durée de vie d'environ 15 minutes) d'environ 500 km de diamètre dont les premières observations remontent à 1877 par Angelo Secchi. Une spicule se déplace à 25 km/s et peut atteindre des altitudes de l'ordre de 3 000 à 10 000 km au-dessus de la surface du Soleil. On estime qu'à chaque instant, il y a environ 300 000 spicules actives dans la chromosphère. C'est dans la chromosphère aussi qu'on trouve des filaments et des protubérances, souvent préludes à des éjections de masse coronale. Enfin, c'est là qu'on observe les plages connectées par le réseau de la chromosphère (Lorrain & Koutchmy, 1996; Freedman & Kaufmann, 2008).

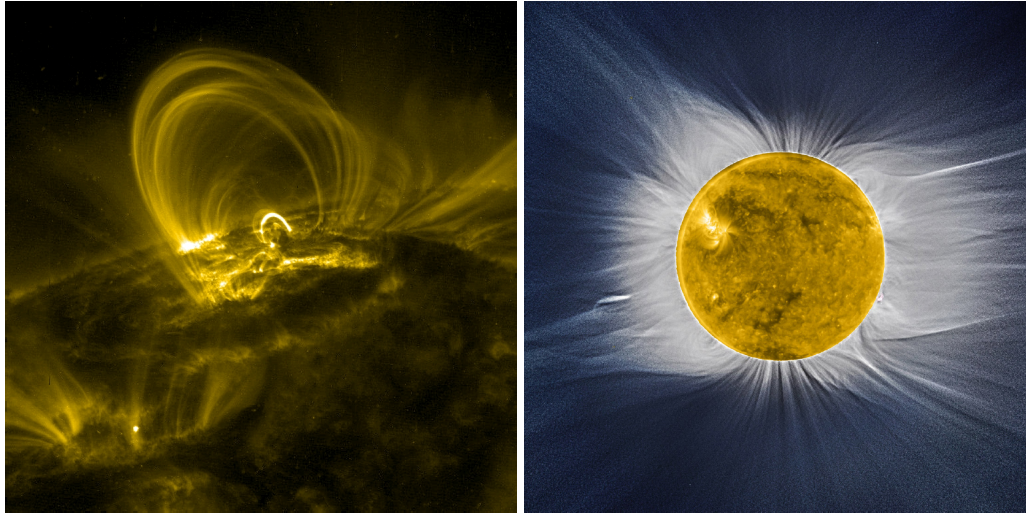


FIGURE 2.4: Structures de la couronne solaire. Le panneau de gauche montre une image de boucle coronale obtenue avec TRACE. Le panneau de droite montre des plumes polaires dans des trous coronaux aux pôles Nord et Sud par PROBA-2. Crédits : NASA et ESA

Entre la chromosphère et la couronne se trouve ce qu'on appelle la région de transition. Ce n'est pas vraiment une zone géographique, mais plutôt un régime de températures particulier. Sur une distance très faible, la température croît de 2 ordres de grandeur pour atteindre environ 1 million de Kelvin ; à cause de la loi des gaz parfaits, la densité chute du même ordre de grandeur (voir figure 2.1, panneau de droite) (Mariska, 1992).

2.1.1.4 Couronne

La couche la plus externe de l'atmosphère solaire est appelée la couronne. Sa température est stabilisée à environ 1 million de degrés Kelvin et sa densité à environ $10^{-16} \text{ kg.m}^{-3}$. Elle s'étend sur des millions de kilomètres autour de l'étoile. Dans le visible, on distingue généralement la couronne F de la couronne K. La couronne F fait référence aux lignes Fraunhofer du spectre de la lumière, visibles dans la couronne jusqu'à 2 ou 3 rayons solaires au-delà de la surface du Soleil. Son émission correspond à de la lumière zodiacale, c'est-à-dire de la lumière photosphérique diffusée par la poussière du milieu interstellaire. La couronne K fait référence au mot allemand *Kontinuum*, car son spectre est plus continu et proche de celui de la photosphère. Comme cette lumière est fortement polarisée, elle semble être générée par diffusion Thomson de photons sur des électrons libres au repos (Aschwanden, 2004).

La couronne possède une structure très riche avec de nombreux éléments différents. Les structures les plus répandues sont les boucles coronales correspondant à des boucles magnétiques emprisonnant du plasma chaud. Elles peuvent durer de quelques secondes à des jours entiers. Elles peuvent aussi dégénérer en éruptions solaires ou éjections de masse coronales (Reale, 2014) ; ces événements seront présentés plus en détails dans la section 5.1.1. En vision ultra-violet et rayons X, on peut voir des parties plus sombres, le plus souvent près des pôles : il s'agit de trous coronaux, des zones d'ouverture du champ magnétique coronal (Ito *et al.*, 2010). Dans les trous coronaux on peut observer des structures allongées qu'on appelle des plumes polaires (Del Zanna *et al.*, 2003). Enfin, les parties de la couronne qui ne possèdent aucune de ces structures correspondent au Soleil calme, qui est une expression consacrée. Au maximum d'activité, il est limité principalement à l'équateur, mais au minimum d'activité, il s'étend à presque tout le disque solaire, sauf là où se trouvent des trous coronaux. La figure 2.4 illustre ces différentes structures.



FIGURE 2.5: Images de la couronne solaire obtenues lors d'éclipses totales. Le panneau de gauche montre un minimum d'activité en 1995. Le panneau de droite montre un maximum d'activité en 2001. Crédits : www.wendycarlos.com.

La couronne présente une grande variabilité en fonction du temps. Elle a notamment un aspect très différent en fonction de la phase du cycle solaire, ce que l'on a observé depuis longtemps grâce aux éclipses totales, comme on peut le voir sur la figure 2.5. En minimum d'activité, on voit des structures brillantes surtout au niveau de l'équateur, tandis que les pôles sont plus sombres avec de nombreuses plumes. En maximum d'activité, les structures brillantes sont réparties à toutes les latitudes, avec une structure plus organisée. Nous verrons plus en détails le nom de ces structures dans la section 2.1.3.

2.1.2 Modélisation de la couronne

Avant de détailler les structures à grande échelle, nous allons d'abord faire un petit point technique sur la question de la modélisation de la couronne. Comme expliqué dans la partie précédente, la question du chauffage de la couronne solaire est absolument cruciale pour reproduire les propriétés de la couronne, mais son origine physique reste une question ouverte et débattue. L'objectif de cette section n'est pas de recenser toutes les théories possibles pour le chauffage (pour une revue du sujet voir Lamers & Cassinelli (1999) ou Gombosi *et al.* (2018)), nous allons simplement présenter ici quelques modèles que nous avons utilisés lors des différentes études sur lesquelles porte cette thèse. Ces modèles auront des conséquences importantes pour la structure du vent, ce que nous détaillerons dans la section 2.2.

Le premier modèle que nous allons présenter est le modèle isotherme pour modéliser le fait que la température de la couronne est quasiment constante autour de 1 million de degrés Kelvin. En partant de la loi des gaz parfaits $pV = nRT$, on peut donc tout simplement utiliser une relation directe de proportionnalité entre la pression et la densité :

$$p = c_s^2 \rho, \quad (2.3)$$

où c_s est la vitesse du son, reliée à la température T constante du gaz par la relation :

$$c_s^2 = \frac{2k_B T}{m_p}, \quad (2.4)$$

où k_B est la constante de Boltzmann et m_p la masse du proton. Le facteur 2 vient du fait qu'on considère un gaz parfaitement ionisé : on peut alors faire l'approximation que protons et électrons forment un même fluide à la même température, avec un poids moléculaire moyen μ de $(m_p + m_e)/2 \sim m_p/2$ car $m_p \gg m_e$.

Le deuxième modèle que nous allons présenter est le modèle dit polytropique. Pour ce modèle, on utilise un exposant γ pour la relation entre la pression et la densité :

$$p = p_0 \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^\gamma, \quad (2.5)$$

où p_0 et ρ_0 sont des facteurs de normalisation pour la pression et la densité. γ correspond à l'indice adiabatique défini par le rapport des capacités calorifiques associées au flux de chaleur Q :

$$c = \frac{dQ}{dT}, c_v = \left(\frac{dQ}{dT} \right)_V, c_p = \left(\frac{dQ}{dT} \right)_p, \quad (2.6)$$

de la manière suivante :

$$\gamma = \frac{c - c_v}{c - c_p}. \quad (2.7)$$

On a aussi la relation :

$$p \sim \left(\frac{p}{\rho} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}}. \quad (2.8)$$

On peut alors décrire le chauffage de la couronne de manière continue avec $\gamma \in]1; 5/3[$. Le cas $\gamma = 1$ correspond au cas isotherme décrit ci-dessus, avec une injection continue d'énergie pour maintenir la température constante. Le cas $\gamma = 5/3$ correspond à une expansion adiabatique, donc à une absence complète de chauffage et d'injection d'énergie. Ce modèle permet de tenir compte du fait que l'injection d'énergie dans la couronne pour le chauffage n'est pas infinie. Cette approximation n'est cependant pas si loin de la réalité, car les mesures spectrométriques de l'indice adiabatique donnent une valeur de 1.1 (Van Doorselaere *et al.*, 2011).

Le dernier modèle que nous souhaitons présenter est celui d'une couronne chauffée par la propagation d'ondes d'Alfvén. En effet, si le champ magnétique proche de l'étoile présente des oscillations, causées par exemple par les mouvements de la photosphère sur les pieds des boucles magnétiques (Alfvén, 1947) ou par les nanoflares (Axford & McKenzie, 1992), des ondes d'Alfvén transverses peuvent se développer. La dissipation d'énergie associée à leur propagation peut alors servir au chauffage de la haute chromosphère/basse couronne et à l'accélération du vent solaire. Cette dissipation peut se faire par mélange de phase (Heyvaerts & Priest, 1983), par la formation de chocs (Hollweg *et al.*, 1982) ou par la résonance ion-cyclotron (Marsch *et al.*, 1982). Pour prendre ceci en compte, on ajoute un terme de chauffage dans la couronne, correctement paramétré, combiné à un indice adiabatique réaliste de 5/3. La fonction de chauffage de référence est donnée par Mikić *et al.* (1999) :

$$S = -\nabla \cdot \mathbf{q} - n_e n_p Q(T) + H_{ch} + H_d + D, \quad (2.9)$$

avec :

$$\mathbf{q} = \mathbf{B}(\mathbf{B} \cdot \nabla)T \text{ si } R < 10R_\odot, \mathbf{q} = \alpha n_e k T \mathbf{v} \text{ si } R > 10R_\odot, \quad (2.10)$$

$$H_{ch}(r, \theta) = H_0(\theta) e^{-(r-R_\odot)/\lambda(\theta)}, H_d = \eta \mathbf{J}^2 + \nu \nabla \cdot \mathbf{v}. \quad (2.11)$$

\mathbf{q} est le flux de chaleur, $Q(t)$ est la fonction de pertes radiatives, H_{ch} est le terme de chauffage coronal, H_d est le terme de chauffage dû à la dissipation visqueuse et résistive, et D est le terme de dissipation des ondes d'Alfvén. Ces termes dépendent de la densité d'électrons n_e , de la densité de protons n_p , du champ magnétique \mathbf{B} , de la température T , d'un paramètre empirique α , de k , de la vitesse \mathbf{v} , de fonctions empiriques $H_0(\theta)$ et $\lambda(\theta)$, de la résistivité η , du courant \mathbf{J} et de la viscosité ν .

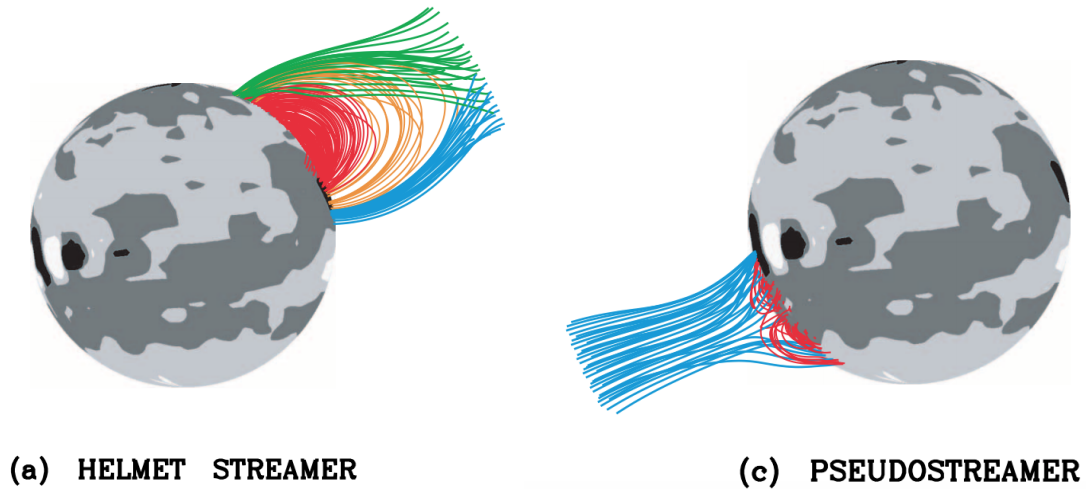


FIGURE 2.6: Configuration des lignes de champ pour un streamer *helmet* et un pseudo-streamer. Les lignes de champ ouvertes sont en bleu quand elles sont sortantes, vert quand elles sont entrantes. Les lignes de champ fermées sont en orange si elles dépassent $1.5R_{\odot}$, en rouge sinon. On voit alors clairement que le streamer *helmet* sépare deux zones de polarités opposées, tandis que le pseudo-streamer sépare deux zones de même polarité. Crédits : Wang *et al.* (2007).

Ce type de modèle de chauffage permet de reproduire les principales caractéristiques du vent solaire, en particulier sa distribution bi-modale (cf. section 2.3.2) car les ondes d'Alfvén permettent un dépôt d'énergie supplémentaire qui contribue à l'accélération du vent.

2.1.3 Structures à grande échelle

Dans cette dernière partie concernant l'atmosphère du Soleil, nous allons enfin décrire les structures observées à très grande échelle dans la couronne lointaine, pouvant aller jusqu'à la Terre. On va supposer l'existence d'un écoulement continu, accéléré, super-sonique et super-alfvénique provenant du Soleil qu'on va appeler le vent solaire ; on détaillera dans la section 2.2 différentes manières de le modéliser et dans la section 2.3 les principales observations qu'on en a.

Dans la figure 2.5, nous avons vu des structures brillantes intenses avec des directions et des formes précises. Ces structures sont appelées des streamers, ce sont des écoulements particuliers sculptés par le champ magnétique qui contribuent à la lumière émise pour la couronne K. Depuis Wang *et al.* (2007), on en distingue deux catégories. D'une part, on a les streamers dits *helmet* qui séparent des lignes de champ magnétique de polarité opposée. D'autre part, on a les pseudo-streamers qui séparent des lignes de champ de même polarité. Pour ce faire, les pseudo-streamers émergent souvent au-dessus de régions avec une double arcade de boucles fermées et des alternances proches de polarité, souvent entre deux trous coronaux de même polarité séparés par une région active de polarité opposée. Les pseudo-streamers sont moins brillants car moins denses, mais semblent être associés à un écoulement plus rapide. Les deux types de streamers génèrent des couches de courant. On peut en voir une illustration dans la figure 2.6.

Passons maintenant aux structures à l'échelle du système solaire. Une structure essentielle est ce qu'on appelle la spirale de Parker, illustrée dans la figure 2.7. Le principe physique est simple : à une distance suffisante de l'étoile délimitée par ce qu'on nomme le rayon de surface source, on peut considérer que le champ magnétique est purement radial ; traditionnellement, cette valeur de rayon de surface source est fixé à $2.5 R_{\odot}$, mais nous discuterons plus en détail ce point dans la section 3.2.3. Cependant, il faut aussi tenir compte du fait que le

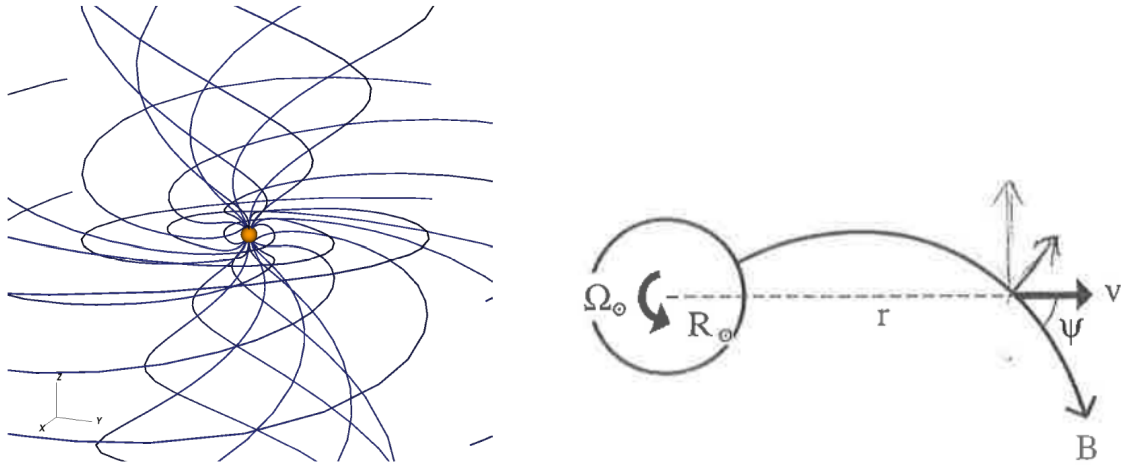


FIGURE 2.7: Illustrations de la spirale de Parker. Le panneau de gauche présente une vue 3D de la spirale obtenue par simulation numérique, ce qui permet de voir l'enroulement des lignes de champ ainsi que l'effet de *magnetic towering* au-dessus des pôles. Le panneau de droite est un schéma de l'écart entre la vitesse radiale du vent et les lignes de champ magnétique, caractérisé par l'angle ψ . Crédits : Réville *et al.* (2015a) et Priest (2014).

Soleil est en rotation, et que près de l'étoile, les lignes de champ magnétique sont en co-rotation. Ceci amène les lignes de champ à s'enrouler loin de l'étoile pour former une spirale d'Archimède. Dans le plan équatorial, il est possible d'estimer l'angle d'inclinaison des lignes de champ magnétique par rapport à la normale, que l'on va noter ψ . Pour cela, on peut se représenter la situation suivante, illustrée par le panneau de droite de la figure 2.7 : prenons une ligne de champ attachée au Soleil qui tourne à une vitesse angulaire Ω_{\odot} . La vitesse de l'écoulement est supposée radiale. On cherche à trouver la valeur de l'angle entre v et B à la distance r du centre de l'étoile dans le plan équatorial. Comme on est dans l'approximation du flux gelé, la vitesse de l'écoulement dans la direction de la ligne de champ est la même que celle du plasma à l'intérieur de la ligne de champ. On obtient alors la relation suivante :

$$v_r \sin\psi = \Omega_{\odot}(r - R_{\odot})\cos\psi \Rightarrow \tan\psi = \frac{\Omega_{\odot}(r - R_{\odot})}{v_r}. \quad (2.12)$$

Pour une distance égale à 1 UA, soit la distance Terre-Soleil, on obtient un angle de l'ordre de 45 degrés. À seulement 10 UA, on obtient un angle de 90 degrés, ce qui signifie qu'au niveau de l'orbite de Pluton, la spirale évolue en cercles concentriques autour du Soleil. Hors du plan équatorial, on notera que la spirale est plus complexe : les lignes de champ magnétique forment une spirale ascendante autour de cônes dont le demi-angle est la colatitude $\pi/2 - \theta$. On appelle cet effet le *magnetic towering* en anglais.

Cette forme de spirale a une importance cruciale pour l'anticipation des événements géo-effectifs. En effet, les particules énergétiques chargées émises par le Soleil vont avoir tendance à suivre ces lignes de champ, ce qui fait que les événements qui ont le plus de chance d'atteindre la Terre ne sont pas ceux qui ont lieu juste en face, mais ceux qui proviennent de l'ouest du disque solaire. Cela rend donc plus difficile d'établir la connexion entre les lignes de champ qui atteignent la Terre et leur origine à la surface du Soleil. On précise aussi que pour une vision complète du phénomène, il faut prendre en compte la turbulence ainsi que le passage de tempêtes géomagnétiques qui perturbent encore plus les lignes de champ et les rendent irrégulières (Masson, 2010).

Enfin, nous allons terminer cette partie en parlant des régions d'interaction en corotation (*Co-rotating Interaction Regions* ou CIRs en anglais) illustrées dans la figure 2.8. Comme nous l'avons vu rapidement en parlant

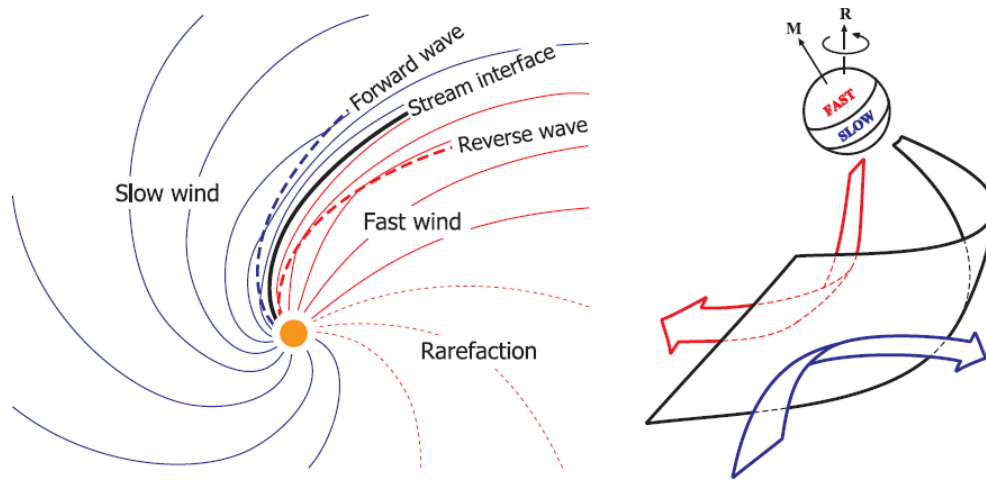


FIGURE 2.8: Schémas des régions d'interaction en co-rotation (CIRs en anglais) entre vent rapide et vent lent. Le schéma de gauche présente une vue du dessus, tandis que le schéma de droite présente une vue 3D. Crédits : Owens & Forsyth (2013).

des streamers et comme nous le verrons plus en détails dans la section 2.3, le vent solaire présente des vitesses différentes en fonction de sa zone d'origine à la surface du Soleil. Comme le Soleil est en rotation, ces écoulements lents et rapides se rencontrent dans les régions d'interaction, ce qui crée des zones de compression ou de dilatation du vent, et ainsi des chocs. Des perturbations sont ainsi créées environ tous les 27 jours, ce qui correspond à la vitesse de rotation du Soleil. Ces chocs se produisent entre 2 et 20 UA, donc au-delà de l'orbite de la Terre. Néanmoins, ils peuvent avoir des conséquences sur l'environnement de la Terre en modifiant la vitesse du vent, l'intensité du champ magnétique ou le trajet des rayons cosmiques (Shiota *et al.*, 2014).

2.2 Modélisation du vent solaire

Nous allons maintenant présenter différentes manières de modéliser l'écoulement du vent solaire. Nous faisons le choix de présenter les modèles, puis les observations, afin de familiariser le lecteur avec le lexique associé. Nous allons d'abord présenter des modèles purement hydrodynamiques, ensuite prendre en compte l'influence du champ magnétique, et enfin présenter plusieurs approches numériques pour réaliser des simulations du vent solaire.

2.2.1 Vent hydrodynamique

2.2.1.1 Introduction historique

L'idée que l'espace n'est pas vide, en particulier entre le Soleil et la Terre, remonte à l'Antiquité ; pourtant, il faudra attendre le milieu du vingtième siècle avant que ce ne soit une réalité scientifique acceptée. Deux indices majeurs ont mené à cette conclusion. Le premier est le lien entre les orages magnétiques sur Terre et l'activité magnétique du Soleil. En 1859, Richard Carrington voit deux flashes de lumière très intenses à la surface du Soleil ; quelques jours plus tard, la Terre est frappée d'orages magnétiques très intenses, déclenchant de nombreuses aurores boréales jusque dans les régions tropicales et incendiant des télégraphes. Carrington suggère alors un lien entre les deux événements mais ne sait quel processus les relie (Carrington, 1859). Le second est la forme de la queue des comètes (cf. panneau de gauche de la figure 2.9) : il existe deux classes,

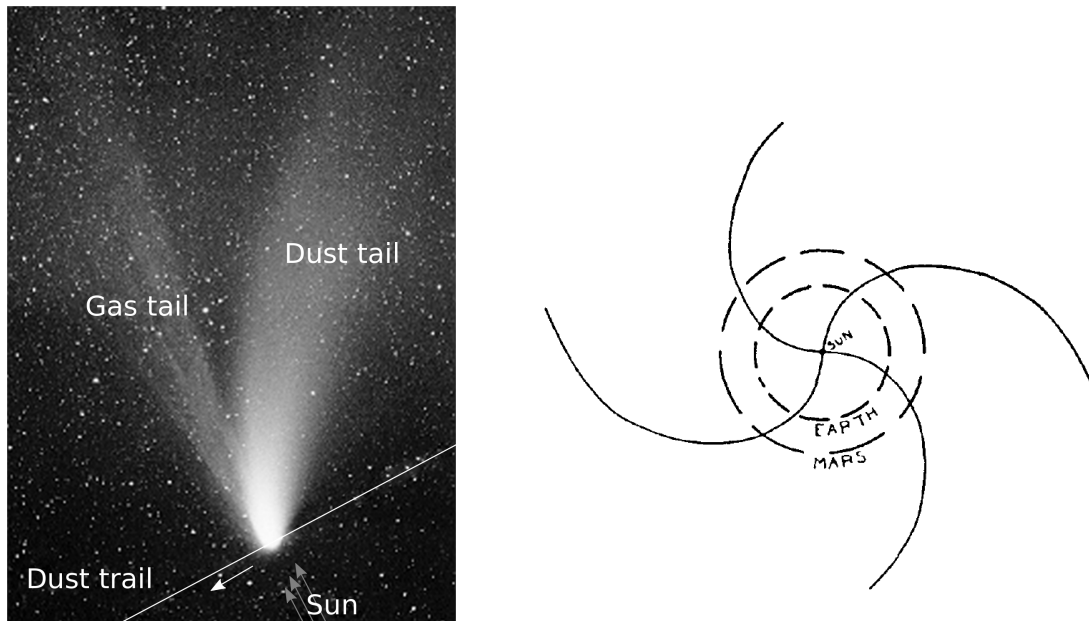


FIGURE 2.9: Représentations historiques du vent solaire. Le panneau de gauche est une vue d'artiste représentant les deux queues d'une comète, avec la queue de gaz toujours opposée à la direction du Soleil. Le panneau de droite est un schéma de la spirale de Parker, dessinée par Parker lui-même. Crédits : NASA et [Parker \(1958\)](#).

les queues droites faites de plasma et les queues courbées faites de poussières. Les queues droites posaient un problème car peu importe leur direction de déplacement (vers le Soleil ou loin du Soleil), leur queue pointait toujours dans la direction opposée au Soleil. C'est Ludwig Biermann qui propose une explication dans les années 1950 : ce serait le résultat de l'interaction de la queue de la comète avec un flux de particules venant du Soleil ([Biermann, 1952](#)). Il reprend ainsi une idée avancée par le Norvégien Kristian Birkeland dans les années 1890 suite à des relevés géomagnétiques continus ([Birkeland, 1908, 1913](#)). Le problème, c'est qu'au même moment Sydney Chapman démontre que la Terre est comprise dans l'atmosphère du Soleil, considérée comme statique à l'époque ([Chapman & Zirin, 1957](#)). Un paradoxe émerge : comment peut-on avoir une atmosphère statique et un flux permanent de particules ?

Le paradoxe sera levé par Eugene Parker en 1958 (cf. panneau de droite de la figure 2.9) : la seule explication est que l'atmosphère n'est pas statique, mais dynamique ([Parker, 1958](#)). Pour démontrer cela, il se sert d'un constat très simple sur la pression. Si on suppose qu'il n'y a pas d'écoulement, on obtient une solution analytique pour l'équation de Navier-Stokes qui tend vers une valeur non nulle à l'infini. Or, Parker estime que cette valeur est comprise entre 0.6×10^{-5} dynes/cm² pour de l'hydrogène ionisé et 1.3×10^{-9} dynes/cm² pour de l'hydrogène non-ionisé, ce qui est en contradiction avec les estimations de la pression du milieu interstellaire qui sont plutôt de l'ordre de 1.4×10^{-13} dynes/cm². Cet écart indique qu'une atmosphère statique n'est pas compatible avec les observations, il y a donc forcément un écoulement généré par le Soleil.

2.2.1.2 Vent de Parker

Parker propose alors une solution d'atmosphère dynamique, donc un vent, pour résoudre ce problème. On suppose la couronne isotherme (cf. équation(2.3)), l'écoulement stationnaire et à symétrie sphérique, ce qui donne l'équation de conservation de la masse et l'équation du moment suivantes :

$$\frac{d}{dr} (\rho v_r r^2) = 0, \quad (2.13)$$

$$v_r \frac{dv_r}{dr} = -\frac{1}{\rho} \frac{dp}{dr} - \frac{GM_\odot}{r^2}, \quad (2.14)$$

où ρ est la densité, v_r est la vitesse radiale, r est la distance à l'étoile, p est la pression, G est la constante de gravitation et M_\odot est la masse du Soleil.

L'hypothèse isotherme (2.3) combinée à l'équation (2.13) donne la relation suivante pour la pression et la densité :

$$p(r) = c_s^2 \rho(r) = c_s^2 \frac{A}{v_r r^2}, \quad (2.15)$$

où A est une constante inconnue. On rappelle que c_s est la vitesse du son. En réinjectant dans l'équation (2.14), on obtient alors :

$$\left(v_r - \frac{c_s^2}{v_r} \right) \frac{dv_r}{dr} = \frac{2c_s^2}{r} - \frac{GM_\odot}{r^2}. \quad (2.16)$$

On remarque qu'on a alors une singularité pour le membre de droite si $v_r = c_s$. Pour que la transition d'un régime subsonique à supersonique se fasse continûment, il faut que le membre de droite s'annule aussi au point sonique correspond r_c qu'on peut alors définir comme :

$$r_c = \frac{GM_\odot}{2c_s^2}. \quad (2.17)$$

En multipliant l'équation (2.16) par r_c/c_s^2 , on peut alors l'exprimer en fonction du nombre de Mach $M = v_r/c_s$ et du rayon normalisé $x = r/r_c$:

$$\left(M - \frac{1}{M} \right) \frac{dM}{dx} = \frac{2}{x} - \frac{2}{x^2}. \quad (2.18)$$

On peut enfin intégrer cette équation et la multiplier par 2 pour obtenir la fonctionnelle suivante :

$$F(M, x) = M^2 - 2\ln M - 4\ln x - \frac{4}{x} + C = 0, \quad (2.19)$$

où C est une constante à fixer.

On peut alors tracer les contours de la fonctionnelle F dans la figure 2.10. On constate qu'il n'y a que deux solutions qui traversent le point sonique $x = 1$ à la vitesse sonique $M = 1$. La solution croissante est la solution de vent de Parker, obtenue en fixant la constante C à -3. En plus de ces deux solutions, on a 4 classes de vents possibles. On notera d'emblée que les solutions pour $C < 0$ en rouge ne sont pas physiques car elles permettent d'avoir deux vitesses pour une même position, ce qui est en contradiction avec l'hypothèse de symétrie sphérique. La solution noire décroissante (qui correspond à un cas d'accrétion transsonique) et les vent bleus en haut de la figure ne sont pas physiques non plus, car ces modèles impliquent une vitesse infinie près de la surface de l'étoile. Les solutions qui ont d'abord retenu le plus d'attention car semblaient les plus plausibles sont les solutions de vent bleues en bas qui restent subsoniques, on les appelle les brises. En effet ces solutions ont une vitesse faible à la couronne, n'atteignent jamais des vitesses supersoniques et ont leur vitesse qui tend vers 0 à l'infini. Néanmoins ces solutions ne permettent pas de résoudre le problème de la pression qui doit chuter à l'infini. De plus, ces solutions ne sont pas stables quand l'écoulement part du Soleil et constituent en réalité des solutions d'accrétion (Velli, 1994).

La seule solution qui permet de résoudre ce problème est bien celle de Parker, qui commence avec une vitesse faible à la couronne puis passe de subsonique à supersonique. Ce qui est perturbant avec cette solution est le fait qu'elle ait une vitesse qui croît à l'infini, mais c'est bien le seul moyen d'obtenir une pression qui tend vers 0 à l'infini pour un modèle isotherme. La vitesse possède néanmoins une limite asymptotique, ce qui fait qu'elle reste finie. On rappelle par ailleurs qu'il s'agit d'un modèle simplifié qui ne prend pas en compte le milieu

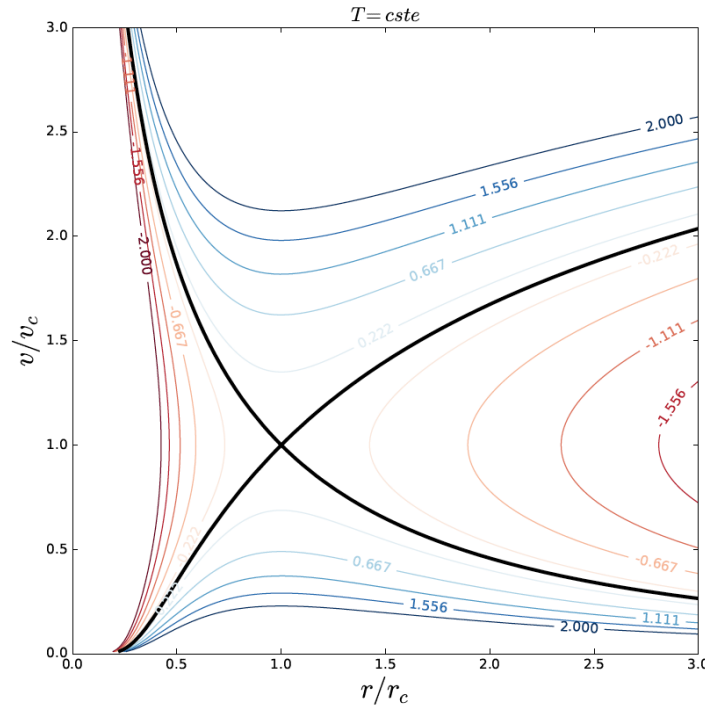


FIGURE 2.10: Solutions pour un vent isotherme. Les différents contours dépendent de la valeur de la constante C : ils sont tracés en bleu pour $C > 0$ et en rouge pour $C < 0$. Les deux solutions noires sont celles qui passent par le point sonique ($v/v_c = 1$ pour $r/r_c = 1$). Crédits : Réville (2016).

interstellaire ou le choc terminal. De plus, pour une couronne à un million de degrés Kelvin, on peut estimer rapidement la vitesse à 1 UA : elle se situe aux environs de 500 km/s, ce qui est en accord avec les observations de Biermann pour les queues de comètes (Biermann, 1952).

2.2.1.3 Vent polytropique

Pour décrire une gamme plus large de paramètres, on peut utiliser un modèle un peu plus sophistiqué en partant du principe que la couronne est décrite par un modèle polytropique (cf. équation (2.5)). On obtient alors les équations de conservation de la masse et du moment suivantes :

$$\frac{1}{\rho} \frac{dp}{dr} = \gamma \frac{p}{\rho} \left(-\frac{1}{v_r} \frac{dv_r}{dr} - \frac{2}{r} \right), \quad (2.20)$$

$$v_r \frac{dv_r}{dr} + \gamma \frac{p}{\rho} \left(-\frac{1}{v_r} \frac{dv_r}{dr} - \frac{2}{r} \right) + \frac{GM_\odot}{r^2} = 0. \quad (2.21)$$

La vitesse du son c_s est définie désormais comme $\sqrt{\gamma p/\rho}$ et n'est plus une quantité constante, elle dépend du rayon.

En injectant l'équation (2.20) dans l'équation (2.21), on peut alors à nouveau la mettre sous une forme permettant d'obtenir le rayon critique, ainsi que la vitesse du son correspondante :

$$r_c = \frac{GM_\odot}{2c_s^2(r_c)} \Leftrightarrow c_s^2(r_c) = \frac{GM_\odot}{2r_c} = \frac{v_{esc}^2(r_c)}{4}, \quad (2.22)$$

où $v_{esc}(R_\odot) = \sqrt{GM_\odot/(2R_\odot)}$ est la vitesse d'échappement. On appelle vitesse critique la vitesse du son au point critique : $v_c = c_s^2(r_c)$.

En utilisant l'équation d'état polytropique alternative (2.8), on a par ailleurs :

$$\frac{1}{\rho} \frac{dp}{dr} = \frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{p}{\rho} \frac{d \ln(p/\rho)}{dr} = \frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{d(p/\rho)}{dr}. \quad (2.23)$$

On peut injecter cette formulation dans l'équation du moment pour la mettre sous forme conservative et ainsi obtenir la conservation de l'énergie du vent :

$$e_\gamma = \frac{v_r^2}{2} + \frac{c_s^2}{\gamma-1} - \frac{GM_\odot}{r^2} = \text{constante}. \quad (2.24)$$

On peut avoir la valeur de cette constante en évaluant l'énergie au rayon critique.

En utilisant à la fois l'équation de conservation de la masse et l'équation d'état polytropique (2.8), on peut trouver la relation :

$$c_s^2 \propto v_r^{1-\gamma} r^{2-2\gamma}. \quad (2.25)$$

En injectant cette formulation dans la définition de l'énergie du vent, on peut alors trouver une équation pour les variables normalisées $w = v_r/v_c$ et $x = r/r_c$:

$$w^{\gamma+1} - w^{\gamma-1} \left(\frac{4}{x} + \frac{5-3\gamma}{\gamma-1} \right) + \frac{2}{\gamma-1} x^{2-2\gamma} = 0. \quad (2.26)$$

Les solutions de cette équation vont être proches de celles du cas isotherme tant que $\gamma < 3/2$, en particulier la solution transsonique. Quand $\gamma = 3/2$, la solution devient une vitesse constante. Pour $\gamma > 3/2$, les solutions deviennent des solutions d'accrétion.

Il reste maintenant à déterminer r_c et v_c pour obtenir la solution en $v_r(r)$ au lieu de $w(x)$. Pour cela, on peut reprendre la relation (2.25) et l'écrire au point critique :

$$c_s^2(r_c) = c_{s,0}^2 w_0^{\gamma-1} x_0^{2\gamma-2}, \quad (2.27)$$

où l'indice 0 fait référence à une condition aux limites imposée n'importe où dans le domaine, habituellement à la base de la couronne. À l'aide de la relation (2.22), on en déduit alors la relation suivante :

$$c_{s,0}^2 w_0^{\gamma-1} x_0^{2\gamma-2} = \frac{v_{esc,0}^2 x_0}{4}. \quad (2.28)$$

En injectant cette relation dans l'équation (2.26) sur w et x , on peut alors définir 2 nouvelles variables normalisées $\Lambda = \frac{v_{esc,0}^2}{4c_{s,0}^2}$ et $z = r_c/r_\odot = 1/x_0$ et obtenir une équation implicite sur la valeur du rayon critique :

$$F_2(z, \gamma) = (\Lambda z^{2\gamma-3})^{\frac{\gamma+1}{\gamma-1}} - (\Lambda z^{2\gamma-3}) \left(4z + \frac{5-3\gamma}{\gamma-1} \right) + \frac{2}{\gamma-1} z^{2\gamma-2} = 0. \quad (2.29)$$

On peut alors obtenir la valeur du rayon critique à l'aide d'une méthode de Newton-Raphson, comme montré dans la figure 2.11. Il faut cependant initialiser judicieusement la méthode pour être sur la branche limitée par $\gamma < 3/2$, qui correspond aux rayons critiques pour lesquelles on a une solution de vent transsonique. Pour

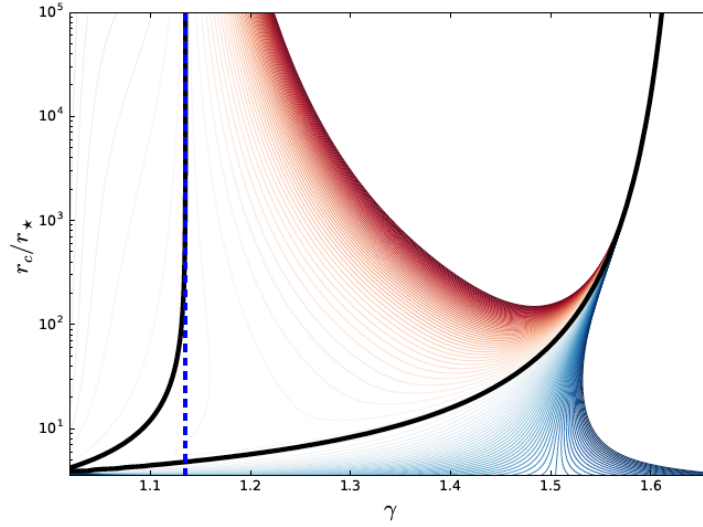


FIGURE 2.11: Contours de la fonction F_2 pour obtenir le rayon critique en fonction de γ . On voit qu'il y a deux branches pour la solution $F_2 = 0$ en noir. Seule la branche tendant vers l'infini pour $\gamma < 3/2$ permet d'obtenir une solution physique. Crédits : Réville (2016).

estimer la valeur de γ pour laquelle le rayon critique diverge, on peut prendre un équivalent de la fonctionnelle $F_2(z, \gamma)$ quand z tend vers l'infini :

$$F_2(z, \gamma) \sim_{z \rightarrow \infty} \frac{2}{\gamma - 1} z^{2\gamma - 2} - 4\Lambda z^{2\gamma - 2}. \quad (2.30)$$

On obtient alors la valeur de γ_{max} en mettant cet équivalent à 0 :

$$\gamma_{max} = 1 + \frac{1}{2\Lambda} = 1 + 2 \left(\frac{c_{s,0}}{v_{esc,0}} \right)^2. \quad (2.31)$$

2.2.2 Vent magnétique

Nous avons détaillé les solutions des vents hydrodynamiques, car comme nous le précisons plus tard, nous utilisons ces solutions pour initialiser nos simulations. Les modèles de vent magnétisés nous servent principalement à comparer nos résultats de simulations avec des cas analytiques connus. Pour cette raison, nous allons surtout ici présenter le principe de ces différentes méthodes sans rentrer dans le détail de la résolution des équations, et surtout quels résultats physiques on peut en tirer.

2.2.2.1 Vent de Weber & Davis

Dans Weber & Davis (1967), la même dérivation que le vent de Parker est effectuée, mais on introduit de nouveaux termes dus à la rotation de l'étoile et au champ magnétique. On obtient alors une formulation différente pour la fonctionnelle avec deux nouvelles variables : le nombre de Mach alfvénique $M_A = v_r/v_A$ où v_A est la vitesse d'Alfvén, et une nouvelle distance $x_A = r/r_A$ normalisée par le rayon d'Alfvén qui est le rayon où la vitesse du vent est égale à la vitesse d'Alfvén ($v_r(r_A) = v_A$). La vitesse d'Alfvén est égale à $B/\sqrt{4\pi\rho}$ et correspond à la vitesse de propagation des perturbations magnétiques ; plus de détails seront donnés dans la section

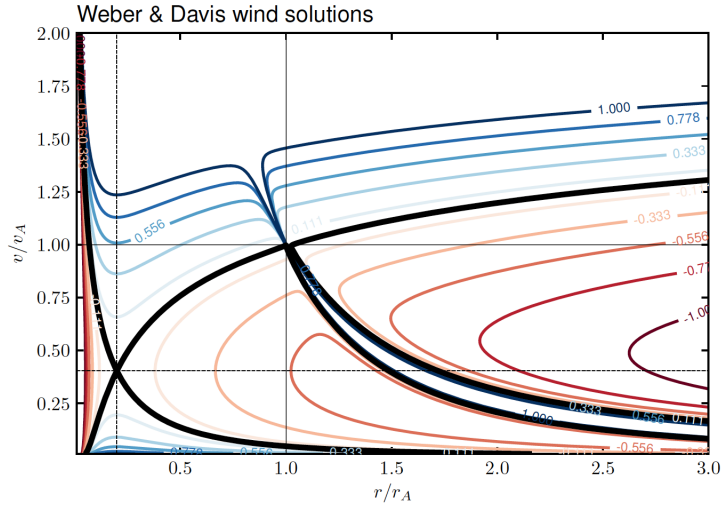


FIGURE 2.12: Solutions de Weber et Davis pour un vent magnétisé en rotation. À nouveau, les contours sont en rouge quand la constante C_A est négative, bleu quand elle est positive. Les solutions noires correspondent aux solutions transalfvéniques.

suivante 2.2.2.2. L'équation à résoudre est la suivante :

$$F_A(M_A, x_A) = M_A^2 - 2 \left(\frac{v_c}{v_A} \right)^2 \ln M_A - 4 \left(\frac{v_c}{v_A} \right)^2 \ln x_A - \frac{GM_\odot}{v_A^2 r_A x_A} + \frac{\Omega_\odot r_A^2}{2x_A^2 v_A^2} \left(1 + \frac{2M_A x_A^2 (1 - x_A^2)^2}{(M_A x_A^2 - 1)^2} \right) - C_A = 0, \quad (2.32)$$

où C_A est une constante.

On remarque alors dans la figure 2.12 que la solution présente non pas un, mais deux points d'intersection des solutions : le premier est toujours le point critique où la vitesse devient supersonique, le second correspond au rayon d'Alfvén où la vitesse devient super-alfvénique. La solution physique du vent est donc transsonique et transalfvénique, dans un ordre qui va dépendre des paramètres stellaires, en particulier l'amplitude du champ magnétique.

On peut dériver plusieurs propriétés intéressantes de ce modèle. La première est la conservation du moment cinétique par unité de masse L . Si on note J le moment cinétique de l'étoile, alors on a la relation :

$$J = \rho L. \quad (2.33)$$

En effet, en projetant l'équation du moment sur l'axe azimuthal, on obtient alors l'équation suivante :

$$\frac{d}{dr}(r v_\phi) = \frac{B_r}{4\pi \rho v_r} \frac{d}{dr}(r B_\phi). \quad (2.34)$$

Étant donné que les champs B_r et ρv_r sont à divergence nulle, le facteur $B_r/(4\pi \rho v_r) = r^2 B_r/(4\pi \rho v_r r^2)$ est constant, on peut alors définir la conservation du moment cinétique par unité de masse :

$$L = r \left(v_\phi - \frac{B_r}{4\pi \rho v_r} B_\phi \right) = \text{constante}. \quad (2.35)$$

Pour estimer la valeur de cette constante, on peut utiliser l'hypothèse que la couronne est un conducteur parfait. Cela implique $\mathbf{E} = \mathbf{v} \times \mathbf{B} = \mathbf{0}$, ce qui donne la relation suivante en projetant sur l'axe e_θ :

$$r (v_r B_\phi - v_\phi B_r) = \text{constante}. \quad (2.36)$$

En injectant cette relation dans la définition du moment cinétique par unité de masse, et en définissant le nombre de Mach alfvénique comme $M_A = \sqrt{4\pi\rho}v_r/B_r$, on obtient alors la relation suivante pour la vitesse azimuthale :

$$v_\phi = \Omega_\odot r \frac{M_A^2 L r^{-2} \Omega_\odot^{-1} - 1}{M_A^2 - 1}. \quad (2.37)$$

Pour avoir une vitesse azimuthale finie, il faut que le numérateur soit égal à 0 quand $M_A = 1$, donc quand $v_r = v_A$ et $r = r_A$. Cela nous donne finalement la relation :

$$L = r_A^2 \Omega_\odot. \quad (2.38)$$

Cette relation montre qu'on peut voir le rayon d'Alfvén comme un bras de levier qui est à l'origine du couple exercé par le champ magnétique sur la rotation de l'étoile.

La seconde propriété intéressante de ce modèle est une estimation de la perte de moment cinétique. En effet, la prise en compte de la rotation et du champ magnétique permet d'introduire la perte de masse et de moment cinétique des étoiles, ce qui permet d'expliquer le ralentissement du taux de rotation des étoiles sur la séquence principale en $\Omega_* \propto t^{-1/2}$ (Skumanich, 1972; Kawaler, 1988) ; cette relation, appelée gyrochronologie, sera expliquée plus en détails dans les sections 4.1.2 et 6.1.1. Weber & Davis (1967) a alors proposé de relier perte de moment cinétique et taux de rotation avec la relation suivante :

$$\dot{J} = \dot{M} \Omega_\odot \langle r_A \rangle^2, \quad (2.39)$$

où \dot{J} est la perte de moment cinétique, \dot{M} la perte de masse et $\langle r_A \rangle$ le rayon d'Alfvén moyenné.

2.2.2.2 Vent de Sakurai

Une autre méthode, plus automatique et applicable à d'autres cas que celui du Soleil, est décrite dans Sakurai (1985). Nous allons ici en décrire la méthodologie générale.

On part de 6 équations tirées des équations de la MHD en se plaçant dans le plan équatorial (r, ϕ) :

$$p = K \rho^\gamma, \quad (2.40)$$

$$\rho v_r r^2 = f, \quad (2.41)$$

$$B_r r^2 = \Psi, \quad (2.42)$$

$$(v_\phi - \Omega_\odot r) B_r = v_r B_\phi \quad (2.43)$$

$$r \left(v_\phi - \frac{B_r B_\phi}{\mu_0 \rho v_r} \right) = \Omega_\odot r_A^2, \quad (2.44)$$

$$\frac{v_r^2}{2} + \frac{1}{2} (v_\phi - \Omega_\odot r)^2 + \frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{p}{\rho} - \frac{GM_\odot}{r} - \frac{\Omega_\odot^2 r^2}{2} = E. \quad (2.45)$$

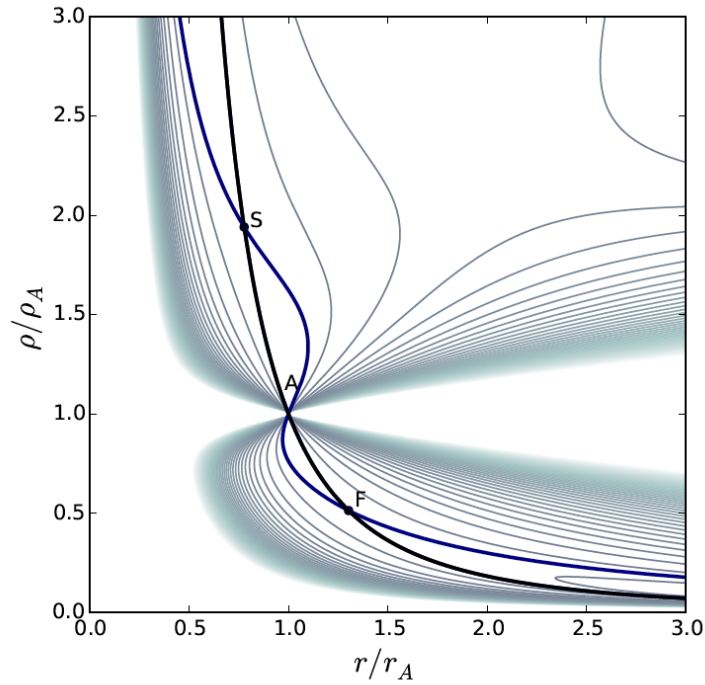


FIGURE 2.13: Solutions de Sakurai (1985) pour un vent magnétisé en rotation. Les contours du hamiltonien du système sont en gris, les contours de l'énergie sont en bleu et épais. La seule solution physique est la solution noire. Le point A correspond au rayon d'Alfvén. Les points S et F correspondent respectivement aux points magnéto-soniques lent et rapide. Crédits : Réville (2016).

La première correspond à l'équation polytropique (2.5), donc $K = p_0/\rho_0^\gamma$. La deuxième équation correspond à l'intégration de l'équation de continuité (2.13), avec f une constante. La troisième correspond à l'intégration de la divergence nulle du champ magnétique en supposant un champ radial ; Ψ représente alors le flux magnétique constant. La quatrième correspond à l'hypothèse de champ gelé, similaire à (2.12). La cinquième correspond à la conservation du moment cinétique, comme expliqué dans la section précédente. La dernière correspond enfin à la conservation de l'énergie du système, avec E l'énergie totale.

La première étape de cette méthode consiste à obtenir le profil de densité $\rho(r)$. Pour cela, il faut combiner toutes les équations décrites ci-dessus pour construire un hamiltonien du système qui ne dépend que de r et ρ , en trouvant l'expression des proportions d'énergies magnétique, thermique et rotationnelle. Les seuls paramètres nécessaires pour calculer le profil de densité sont alors l'intensité du champ magnétique, le taux de rotation, la température coronale et l'indice polytropique. On peut en même temps en déduire le rayon d'Alfvén. Ensuite, à partir de r_A et de $\rho(r)$ et des 6 équations ci-dessus, on peut en déduire tous les autres profils. Pour plus de détails, voir Réville *et al.* (2015b).

La solution de vent de Sakurai présentée en figure 2.13 permet de mettre en évidence encore deux autres points d'intersection des solutions : il s'agit des points magnéto-soniques lents et rapides. Pour comprendre la nature de ces points, nous allons revenir rapidement sur le concept d'onde MHD. Si un plasma est décrit par les équations de la MHD idéale (c'est-à-dire en supposant que la conductivité du plasma est très importante), il peut alors y avoir plusieurs types d'ondes qui se propagent dans ce milieu. Ces ondes MHD ont toutes la particularité d'avoir une fréquence plus faible que la fréquence cyclotron des protons du plasma correspondant. En parlant de point sonique, nous avons en fait parlé d'ondes sonores, qui sont des perturbations du champ de vitesse et de densité se propageant parallèlement au champ magnétique à la vitesse du son. Elles proviennent d'une perturbation en vitesse parallèle à la direction de propagation. En parlant de rayon d'Alfvén, nous avons évoqué

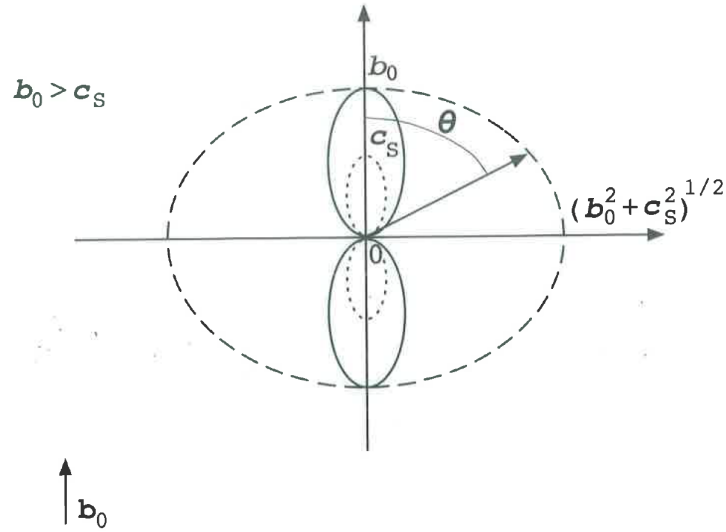


FIGURE 2.14: Représentation de la vitesse de phase en coordonnées polaires pour les différents types d'ondes MHD. Les ondes d'Alfvén sont en trait plein, les magnéto-soniques rapides en tirets et les magnéto-soniques lentes en pointillés. θ est l'angle entre le champ magnétique \mathbf{b}_0 et le vecteur d'onde \mathbf{k} . Crédits : [Galtier \(2016\)](#).

les ondes d'Alfvén, qui sont des perturbations du champ magnétique et du champ de vitesse, mais pas de la densité. Elles proviennent d'une perturbation en vitesse perpendiculaire à la direction de propagation, et se propagent dans la direction parallèle au champ magnétique à la vitesse d'Alfvén. Parlons maintenant des ondes qui se propagent perpendiculairement à la direction du champ magnétique : on les appelle les ondes magnéto-soniques. Elles sont provoquées par une perturbation en vitesse perpendiculaire au champ magnétique et se propagent à une vitesse $v_{MS} = \sqrt{c_s^2 \pm v_A^2}$. Imaginons maintenant le cas d'une onde qui se propagerait avec un angle θ entre la direction de propagation et la direction du champ magnétique. On obtient alors à la fois des ondes d'Alfvén, mais aussi deux modes d'ondes magnéto-soniques dits lents et rapides, caractérisés par les nombres de Mach suivants :

$$M_{f/s}^2 = \frac{2(v_r^2 + v_\theta^2)}{c_s^2 + A_p^2 + A_\phi^2 \pm \sqrt{(c_s^2 + A_p^2 + A_\phi^2)^2 - 4c_s^2 A_p^2}}, \quad (2.46)$$

où $A_p^2 = (B_r^2 + B_\theta^2)/(4\pi\rho)$ et $A_\phi^2 = B_\phi^2/(4\pi\rho)$ sont les composantes poloïdales et toroïdales de la vitesse d'Alfvén au carré. La figure 2.14 illustre la différence de vitesses de phase entre les trois ondes MHD citées ci-dessus. Pour plus de détails, voir [Galtier \(2016\)](#).

Pour de faibles taux de rotation, la vitesse d'Alfvén et la vitesse des modes magnéto-soniques sont quasiment égales. Néanmoins, quand on atteint des taux de rotation de l'ordre de $20\Omega_\odot$, on observe ce qu'on appelle l'effet magnéto-centrifuge ([Weber & Davis, 1967](#); [Michel, 1969](#); [Sakurai, 1985](#); [Washimi & Shibata, 1993](#); [Ferreira, 2013](#)). L'accélération centrifuge devient du même ordre, et même supérieure à l'accélération due au gradient de pression, ce qui a pour effet de rapprocher le rayon d'Alfvén de l'étoile et de distinguer les points magnéto-soniques du rayon d'Alfvén. Le point magnéto-sonique lent est toujours en dessous du rayon d'Alfvén, tandis que le point magnéto-sonique rapide est au-dessus.

2.2.3 Approches numériques

Nous avons passé en revue plusieurs modèles analytiques permettant d'estimer le profil du vent solaire. Néanmoins, on constate que ces méthodes sont souvent limitées au plan équatorial et à une hypothèse de symétrie sphérique, et qu'elles se complexifient rapidement dès qu'on introduit des effets physiques supplémentaires tels que la rotation ou le champ magnétique. Pour aller plus loin et obtenir des indices sur la structure latitudinale et longitudinale du vent, il est nécessaire de passer par d'autres modèles. Nous allons ici présenter les deux grandes classes de modèles : les modèles empiriques et les modèles MHD.

2.2.3.1 Modèles empiriques

Le modèle empirique le plus connu est le modèle WSA (pour Wang-Sheeley-Argé) basé sur les travaux de Wang & Sheeley (1990) et Argé & Pizzo (2000). Dans Wang & Sheeley (1990), les auteurs constatent une anti-corrélation entre l'expansion des tubes de flux et la vitesse terminale du vent. Pour comprendre ce phénomène, on peut assimiler le tube de flux à une tuyère, c'est-à-dire un conduit à section étroite variable. Si l'écoulement qui traverse la tuyère est subsonique (vitesse inférieure à la vitesse du son ou nombre de Mach inférieur à 1), alors le gaz va accélérer quand la section va rétrécir ; à l'inverse, si l'écoulement est supersonique, le gaz va accélérer quand la section va augmenter. Ceci repose sur l'équation d'Hugoniot (Batchelor & Batchelor, 1967) :

$$\frac{dS}{S} = (M^2 - 1) \frac{dv}{v}, \quad (2.47)$$

où S est la section de la tuyère et v la vitesse du gaz à l'intérieur. M est le nombre de Mach défini par $M = v/c_s$ où c_s est la vitesse du son. On peut aboutir à une équation similaire à partir de l'équation de conservation de la masse dans le cas du vent solaire (Velli, 2010) :

$$\frac{1}{A} \frac{dA}{dr} = \left(M - \frac{1}{M}\right) \frac{dM}{dr} + \frac{v_{kep}^2(r_c) r_c}{c_s^2 r}, \quad (2.48)$$

où A est la section du tube de flux, M est le nombre de mach, $v_{kep}(r) = \sqrt{GM_*/r}$ est la vitesse képlérienne, r_c est le rayon critique de la solution transsonique, c_s est la vitesse du son.

On peut alors définir une quantité appelée le facteur d'expansion et définie par :

$$f_s = \left(\frac{R_\odot}{R_s}\right)^2 \frac{A_s}{A_\odot}, \quad (2.49)$$

où R_s est un rayon situé dans la couronne ($R_s > R_\odot$), et A_\odot et A_s sont respectivement les aires de la section d'un tube de flux à la surface de l'étoile et au rayon R_s . Traditionnellement, on prend pour R_s le rayon de surface source dont la valeur canonique est à $2.5R_\odot$, et on estime A_\odot et A_s à partir du champ magnétique. Pour cela, on peut utiliser des mesures du champ magnétique photosphérique ou des estimations à l'aide de modèles d'extrapolation, et on peut se baser sur le champ total ou seulement sur le champ radial (Riley *et al.*, 2015).

D'un point de vue physique, le facteur d'expansion permet de comparer l'expansion des tubes de champ au comportement le plus attendu qui serait une expansion radiale ($A_s \propto r^2$). Si l'expansion est bien radiale, le facteur d'expansion vaudra environ 1. Si l'expansion est dite superradiale ($A_s \propto r^\alpha$ et $\alpha > 2$), alors le facteur d'expansion sera très grand devant 1. Dans Wang & Sheeley (1991), il est montré que l'anti-corrélation entre le facteur d'expansion et la vitesse terminale est compatible avec une accélération causée par des ondes d'Alfvén,

f_s	v_w (km/s)
< 3.5	> 650
3.5 – 9	650 – 550
9 – 18	550 – 450
> 18	< 450

TABLE 2.1: Table de correspondance entre le facteur d'expansion des tubes de champ f_s et la vitesse du vent solaire v_w . D'après Wang & Sheeley (1990).

en supposant toutefois que le flux d'énergie des ondes est relativement constant à la base de la couronne dans les régions ouvertes. Cette anti-corrélation est illustrée dans la table 2.1.

Dans Arge & Pizzo (2000), on peut alors définir une relation empirique dans le plan équatorial entre la vitesse du vent solaire et le facteur d'expansion :

$$v(f_s) = 267.5 + \frac{410}{f_s^2/5}. \quad (2.50)$$

D'autres relations ont été proposées par la suite pour prendre en compte d'autres effets : la distance angulaire d entre la base du tube de champ et le trou coronal le plus proche (Arge *et al.*, 2003; McGregor *et al.*, 2011), le flux magnétique (Suzuki, 2006), la courbure magnétique (Li *et al.*, 2011; Lionello *et al.*, 2014) ou l'inclinaison du tube de champ (Pinto *et al.*, 2016).

Cette relation empirique permet d'obtenir des résultats très proches de ceux mesurés par les satellites d'observation. Malheureusement, elle est à nouveau limitée au plan équatorial et reste très sensible à la précision des mesures du champ magnétique ou à la qualité de l'extrapolation potentielle. Cela reste un outil très intéressant pour avoir une estimation rapide de la vitesse du vent solaire sur de grandes distances comme celles du système solaire.

2.2.3.2 Modèles MHD

L'autre approche consiste à utiliser des simulations numériques pour faire évoluer les équations de la MHD afin de calculer une solution de vent précise. Ces méthodes sont néanmoins plus coûteuses en ressources. Au sein de ces méthodes, on peut distinguer plusieurs catégories.

Tout d'abord, il y a les modèles 1D, qui parviennent à être très compétitifs en termes de rapidité en s'intéressant à la résolution des équations de la MHD uniquement le long des tubes de champ. On peut citer par exemple les travaux de Lionello *et al.* (2001) et Grappin *et al.* (2010) qui permettent de reproduire les caractéristiques du vent rapide dans les régions ouvertes. Un autre travail intéressant est celui de Suzuki *et al.* (2013) : en injectant des perturbations magnétiques au niveau de la photosphère, il parvient à obtenir de façon auto-consistante une structure de chromosphère et de couronne. On peut enfin citer le modèle MULTI-VP de Pinto & Rouillard (2017) qui permet de reconstruire la structure 3D du vent solaire en pavant l'espace de tubes de champ jusqu'à $30R_\odot$.

Ensuite, il y a les modèles 2.5D, qui permettent de s'intéresser à la distribution latitudinale du vent, mais qui supposent l'axisymétrie. La différence avec un modèle 2D est que les 3 composantes du champ sont calculées, mais seulement dans le plan (r, θ) en sphérique par exemple. On citera par exemple les modèles de Keppens & Goedbloed (1999) pour les premiers modèles polytropiques, Matt & Pudritz (2008) pour les vents des étoiles jeunes ou Réville *et al.* (2015a) pour l'étude de l'influence de la topologie. On peut ensuite passer au 3D pour avoir une description complète du vent solaire. On citera les modèles de Tóth *et al.* (2012) avec le code BATS-R-US qui utilisent des techniques de mailles adaptatives, de Usmanov *et al.* (2014) qui prennent en compte la

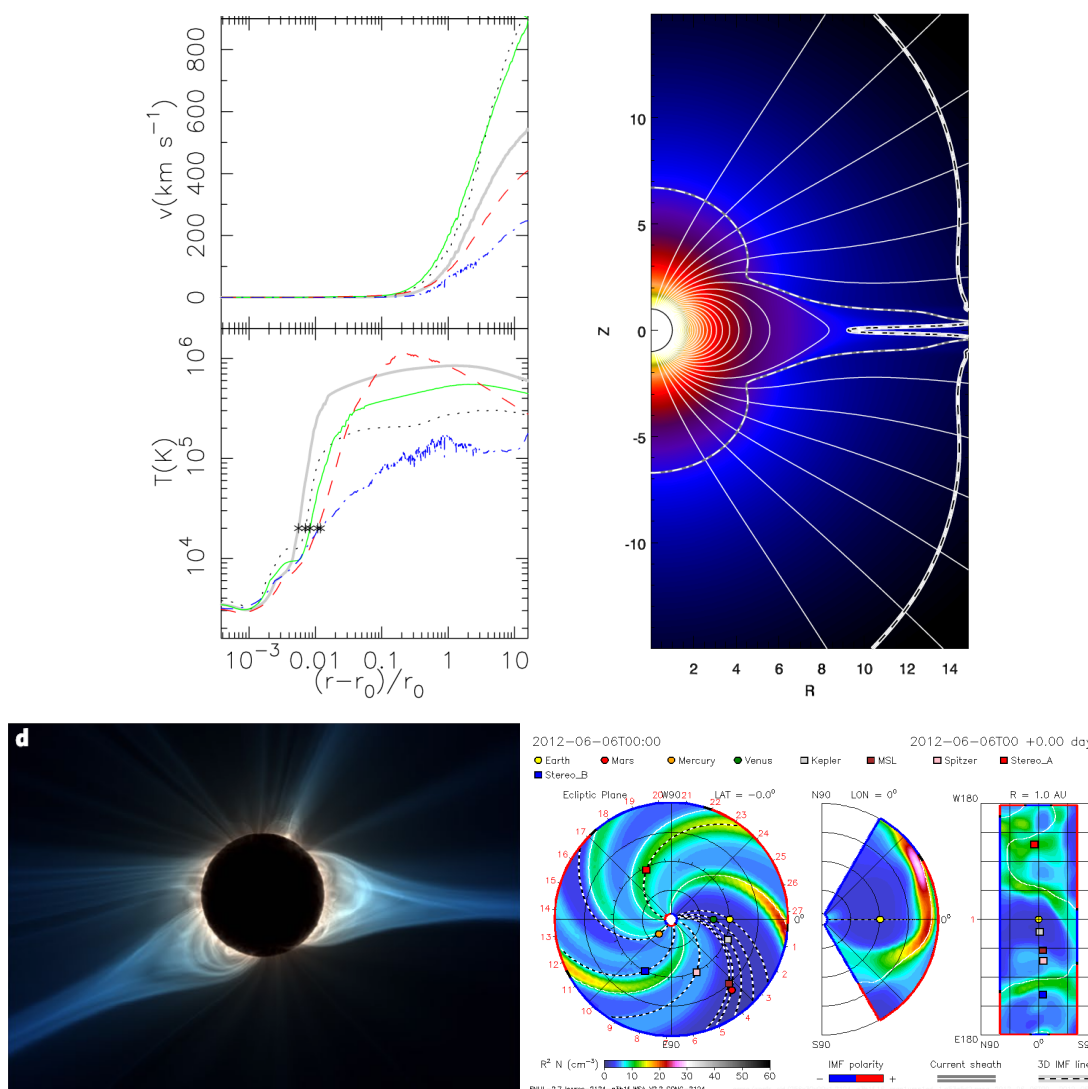


FIGURE 2.15: Résultats de simulations numériques du vent solaire. En haut à gauche on peut voir la vitesse du vent et la température de la couronne dans une simulation 1D de [Suzuki et al. \(2013\)](#). En haut à droite on peut voir le profil de la vitesse poloïdale avec les lignes d'un champ dipolaire dans une simulation 2.5D de [Réville et al. \(2015a\)](#). En bas à gauche on peut voir la prédiction de la structure de la couronne pour l'éclipse totale de 2017 dans une simulation 3D de [Mikić et al. \(2018\)](#). En bas à droite, on peut voir des coupes du modèle hybride WSA-ENLIL pour la météorologie de l'espace (<https://www.ngdc.noaa.gov/enlil/>).

turbulence dans le vent, de [Riley et al. \(2015\)](#) qui ont donné de très bonnes reproductions de l'éclipse solaire totale de 2017 ou de [Réville & Brun \(2017\)](#) qui ont étudié la structure du vent sur un cycle solaire.

Enfin, il existe des modèles hybrides, permettant de combiner la rapidité des modèles empiriques et la précision des modèles MHD. Ce sont souvent des modèles destinés à étudier la météorologie de l'espace, et qui ont donc besoin d'aller loin (jusqu'à 1UA pour inclure la Terre) tout en calculant rapidement pour anticiper les événements violents ; plus de détails ainsi que des ordres de grandeur seront fournis dans le chapitre 5. Le principe est sensiblement le même pour tous les modèles : on utilise les prescriptions empiriques de type WSA pour obtenir les paramètres de vitesse, de température et de densité de la basse couronne (entre 20 et 30 R_\odot) à partir de mesures du champ magnétique ; ensuite un modèle MHD prend ces paramètres en entrée et calcule la solution de vent associée jusqu'à 1UA ou plus. Ces modèles ont cependant tendance à être tronqués au niveau des pôles afin de se limiter aux événements géo-effectifs. On peut citer le modèle américain WSA-ENLIL

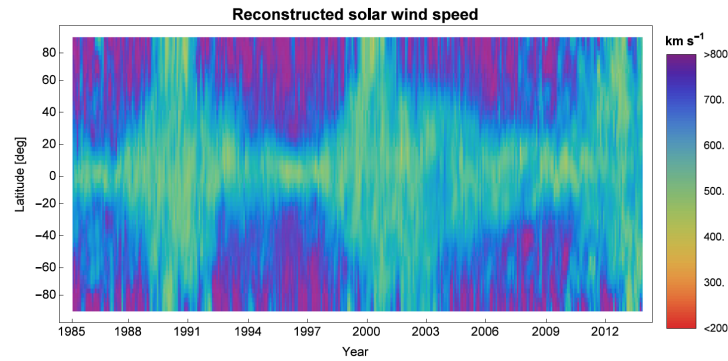


FIGURE 2.16: Vitesse du vent solaire obtenue par scintillations interplanétaires (IPS en anglais) de 1985 à 2014. Crédits : Sokół *et al.* (2015).

(Odstrcil *et al.*, 2004), le modèle japonais de Shiota *et al.* (2010), Shiota *et al.* (2014) et le modèle européen EUHFORIA (Poedts & Pomoell, 2018).

On peut enfin rajouter une physique plus réaliste à ces différents modèles. Une amélioration notable par exemple est de passer d'une approche mono-fluide à bi-fluide : en effet, les électrons et les protons ont trop peu de collisions dans le vent solaire pour pouvoir égaliser leurs températures, il convient donc d'en prendre deux différentes avec deux termes de chauffage différents, tout en conservant la même vitesse si l'on souhaite décrire précisément le vent solaire. Une telle approche permet d'avoir de comparer plus facilement les simulations et les observations, et d'adresser certains problèmes comme la déviation des électrons de l'état adiabatique. La plupart des modèles existants n'arrivent cependant pas à reproduire les observations du vent rapide (ce qui sera détaillé dans la section suivante) sans utiliser de terme additionnel pour les protons. Pour plus de détails, voir Priest (2014).

La figure 2.15 permet d'illustrer ces différents modèles de simulations.

2.3 Observations du vent solaire

Maintenant que nous avons vu les différentes manières de modéliser et simuler le vent solaire, il est temps de comprendre quelles sont les informations dont nous disposons à son sujet et donc quelles sont les propriétés essentielles que nous souhaitons reproduire. Nous allons dans un premier temps résumer les différents moyens d'observation à notre disposition pour observer le vent solaire, et ensuite résumer les différentes propriétés connues à ce jour du vent solaire.

2.3.1 Moyens d'observation

On pourrait supposer que la seule manière d'observer le vent solaire est d'aller dans l'espace, mais il faut savoir qu'il existe des techniques d'observation indirectes qui permettent une observation depuis la Terre. La technique la plus utilisée est celle des scintillations interplanétaires (*Inter-Planetary Scintillations* en anglais, ou IPS) (Hewish *et al.*, 1964) : il s'agit d'utiliser les ondes radio émises par un objet compact lointain, qui vont subir de la diffraction à cause des fluctuations en densité du vent solaire. Il existe des télescopes comme l'IPS Array à Cambridge ou l'ISEE IPS Array au Japon pour récupérer le rayonnement radio correspondant, qui peut ensuite être déconvolué à l'aide de méthodes tomographiques pour reconstituer la vitesse du vent solaire (Asai *et al.*, 1998). Le principal problème de ces méthodes est d'être dépendantes des conditions climatiques

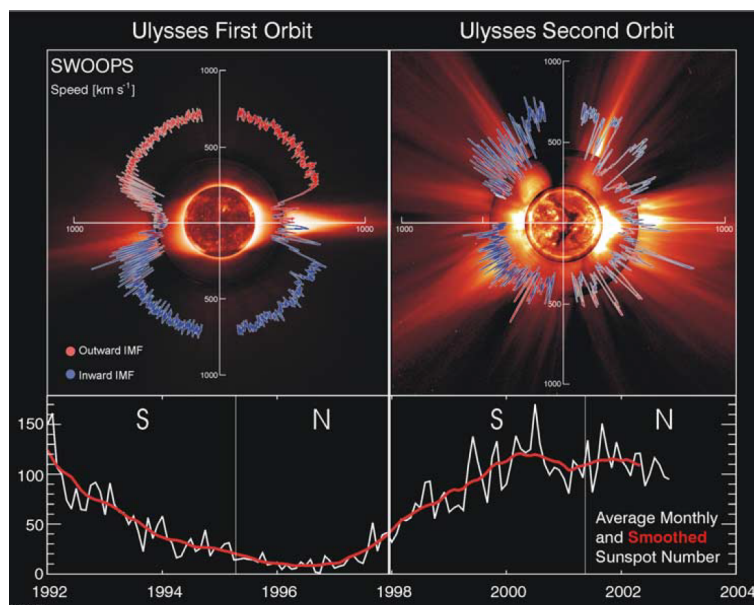


FIGURE 2.17: Mesures de la vitesse du vent solaire par la mission *Ulysses* entre 1992 et 2002. Le panneau du bas montre l'évolution du nombre de taches solaires sur la période correspondante pour indiquer que le premier survol a été effectué en période de minimum d'activité et le deuxième en période de maximum. Crédits : [McComas et al. \(2003\)](#).

terrestres. La figure 2.16 illustre ainsi l'évolution temporelle et latitudinale de la vitesse du vent solaire obtenue par scintillations interplanétaires, dont les caractéristiques seront détaillées dans la section suivante.

Avec la conquête spatiale dans les années 50-60, l'observation du vent solaire depuis l'espace est enfin devenue possible. En 1959, on obtient la première mesure du vent solaire avec la sonde *Luna 2*, qui mesure un flot d'ions positifs à des vitesses de l'ordre de 1 000 km/s ([Gringauz et al., 1962](#)) ; ce résultat n'est néanmoins pas considéré comme suffisant comme preuve d'existence du vent car on ne parvient pas à déterminer la direction de ce flot. C'est en 1962 avec la sonde américaine *Mariner 2* que l'existence du vent solaire ne peut plus être remise en question : alors qu'elle est en route pour Vénus, la sonde enregistre la trace de vitesses ioniques allant de 400 à 700 km/s, et ce de façon quasi-continue ([Neugebauer & Snyder, 1962](#)). De nombreuses sondes se sont alors succédées pour continuer à caractériser le vent solaire. On peut distinguer les missions qui visent à s'approcher au plus près du Soleil (*Helios 1* en 1974 et *Helios 2* en 1976 qui ont atteint 0.3 UA en passant sous l'orbite de Mercure, et la récente mission *Parker Solar Probe* en 2018 qui espère atteindre $10R_{\odot}$), les missions qui visent à explorer au plus loin l'héliosphère (*Pioneer 10* en 1972, *Pioneer 11* en 1973 et *Voyager 1* et *2* en 1977) et enfin les missions qui restent au niveau de la Terre en se plaçant au point de Lagrange L1 (*WIND* en 1994, *SOHO* en 1995, *ACE* en 1997). On notera aussi une mission un peu particulière, la mission *Ulysses*, qui est l'une des seules missions à être sortie du plan de l'écliptique, ce qui a permis d'avoir des informations sur la distribution latitudinale du vent solaire (cf. figure 2.17).

Nous terminons cette section en abordant rapidement un point essentiel en observation du vent solaire : la différence entre les mesures in-situ et les mesures en *remote sensing* (ou détection à distance). Les mesures in-situ sont celles réalisées à une localisation précises, tandis que les mesures en *remote sensing* visent à interpréter des informations dans une zone à distance pour en déduire ses propriétés physiques. Les mesures in-situ sont plus directes et plus fiables, mais présentent l'inconvénient d'être difficiles à relier aux mesures à la surface du Soleil ou au niveau de la Terre, à cause de la structure de spirale de Parker qui rend la propagation dans l'héliosphère subtile, surtout quand le champ magnétique est perturbé. Le prochaine satellite à partir observer

le vent solaire sera Solar Orbiter en 2019, et ce problème de connectivité entre les différentes mesures sera justement un enjeu majeur de cette mission.

2.3.2 Propriétés du vent solaire

Nous allons terminer ce chapitre en résumant les différentes propriétés du vent solaire, observées par les missions citées ci-dessus.

L'une des caractéristiques essentielles du vent solaire est qu'il n'y a pas un vent, mais des vents solaires. On peut identifier deux composantes principales : une lente à 400 km/s, avec une densité de l'ordre de 6.6 cm^{-3} et une température de $8 \times 10^4 \text{ K}$; une rapide à 800 km/s, avec une densité de l'ordre de 3 cm^{-3} et une température de $6.8 \times 10^5 \text{ K}$ (Johnstone & Güdel, 2015). Les survols d'Ulysses (McComas *et al.*, 2008) ont permis de déterminer que le vent rapide provient des trous coronaux, tandis que le vent lent semble associé aux streamers et aux régions actives. On a longtemps cru que le vent lent était la norme et le vent rapide une anomalie, mais on tend de plus en plus à considérer l'inverse : l'accélération du vent rapide s'explique très bien par du dépôt d'énergie par turbulence (Cranmer *et al.*, 2007; Cranmer, 2012), tandis que les mécanismes d'accélération du vent lent restent peu clairs (Fisk, 2003; Antiochos *et al.*, 2007; Titov *et al.*, 2011). Pour plus de détails, voir Priest (2014). Une détermination plus précise de leur origine est encore un terrain actif de recherche, en particulier pour comprendre pourquoi on aurait des variations aussi brusques de température dans la couronne.

Un effet intéressant qui permet justement de tracer l'origine de ces deux écoulements est ce qu'on appelle l'effet FIP (pour *First Ionization Potential* en anglais, premier potentiel d'ionisation en français) (Feldman & Laming, 2000; Feldman & Widing, 2003). Le potentiel d'ionisation correspond à l'énergie requise pour arracher un électron à un élément donné. Le premier potentiel d'ionisation correspond au fait d'arracher seulement un électron à un élément neutre. Au moment du passage des particules dans la couronne, on observe une différence entre les éléments dont le FIP est inférieur à 10 et ceux dont le FIP est supérieur à 10 : les premiers sont ionisés beaucoup plus rapidement, et les ions qui en résultent sont transportés plus facilement dans la haute couronne, ce qui crée des abondances différentes de celles dans la photosphère. C'est ce rapport d'abondances entre photosphère et couronne qui dépend du FIP qu'on appelle effet FIP. De plus, une fois la transition entre chromosphère et couronne passée (entre 1.5 et 4 R_{\odot}), ce rapport entre éléments ionisés et éléments neutres reste constant, c'est ce qu'on appelle l'effet de gel (*freeze-in effect* en anglais). Cette dernière particularité est très intéressante car cela signifie qu'on n'a pas besoin de faire une mesure in-situ pour les rapports d'abondances. C'est un traceur privilégié pour comprendre l'origine du vent lent ou du vent rapide. En effet, les structures magnétiques fermées comme les streamers helmet ont un effet FIP entre 2 et 4, tandis que les trous coronaux ont un effet FIP proche de 0 (Zurbuchen *et al.*, 1999; von Steiger *et al.*, 2001; Zurbuchen *et al.*, 2002; Laming, 2012).

Les différentes mesures réalisées ont alors permis d'estimer certaines quantités prédites par les modèles théoriques. Ainsi, la mission Ulysses a permis d'estimer que la perte de masse du Soleil oscillait entre $2.3 \times 10^{-14} M_{\odot}/\text{an}$ en 1991, soit juste après un maximum d'activité, et $3.1 \times 10^{-14} M_{\odot}/\text{ans}$ en 1992-1993, soit en minimum d'activité. On peut aussi estimer la perte de moment cinétique : à partir des résultats de la mission Hélios, Pizzo *et al.* (1983) estime la perte de moment cinétique totale au niveau de l'équateur à $0.2 - 0.3 \times 10^{30} \text{ dyn.cm.sr}^{-1}$. Ces mesures permettent alors d'estimer le rayon d'Alfvén : dans Pizzo *et al.* (1983), il est estimé entre 12 et 14 rayons solaires ; dans Marsch & Richter (1984), il est estimé entre 13.6 et 16.6 rayons solaires. Il faudra cependant attendre les résultats de la mission Parker Solar Probe, première mission à s'approcher à 10 rayons solaires du Soleil, pour avoir une véritable mesure du rayon d'Alfvén.

Deuxième partie

Couplage dynamo-vent

CHAPITRE 3

COUPLAGE QUASI-STATIQUE DYNAMO-VENT SUR UN CYCLE DE 11 ANS

Sommaire

3.1 Description et intérêt du couplage quasi-statique	56
3.1.1 Différentes manifestations de l'influence du champ magnétique	56
3.1.2 Une première approximation	57
3.1.3 État de l'art	58
3.2 Description des modèles	61
3.2.1 Dynamo	61
3.2.2 Vent	64
3.2.3 Couplage	68
3.3 Résultats	70
3.3.1 Évolution au cours du cycle	70
3.3.2 Impact de l'asymétrie Nord-Sud	75
3.4 Discussion et perspectives	78
3.5 Article publié	80

*"You need me (need me),
And I need you (don't you know),
Without each other, ain't nothing neither can do."*

Aretha Franklin, *The Blues Brothers*

Après avoir vu les différentes couches du Soleil, nous allons maintenant commencer à regarder comment ces différentes zones interagissent les unes avec les autres. Il paraît évident que dans le Soleil, tous les processus physiques se déroulent en même temps et rétro-agissent les uns sur les autres en temps réel ; il paraît néanmoins beaucoup moins évident de reproduire un système d'une telle complexité au cours d'une simulation numérique. Ceci sera l'objet du chapitre suivant. Une première étape intéressante est déjà de regarder l'influence de seulement une des zones sur l'autre, en particulier de l'intérieur du Soleil sur la couronne. Ce choix est motivé par la disparité des échelles de temps : le magnétisme stellaire évolue sur plusieurs mois, le vent sur seulement quelques jours ; la couronne peut donc s'adapter à toutes les configurations magnétiques, et ce de manière facilement mesurable par nos instruments. La section 3.1 recense donc plusieurs exemples représentatifs d'observations de l'influence du champ magnétique sur tout le système solaire, depuis la couronne jusqu'à l'environnement terrestre. Elle explique en détail la signification du terme "quasi-statique" et ses implications physiques. Enfin elle présente différents exemples de simulations déjà réalisées selon ce principe.

La suite du chapitre vise à présenter mon étude publiée dans Perri *et al.* (2018). La section 3.2 présente les différents processus physiques choisis pour modéliser l'intérieur et l'extérieur du Soleil, ainsi que les codes numériques utilisés. Enfin, la section 3.3 présente les différents résultats obtenus, en particulier concernant l'évolution de la structure de la couronne et de plusieurs quantités intégrées au cours d'un cycle d'activité magnétique, ainsi que l'impact de l'asymétrie introduite dans le champ magnétique interne.

3.1 Description et intérêt du couplage quasi-statique

3.1.1 Différentes manifestations de l'influence du champ magnétique

Dans les chapitres 1 et 2, nous avons vu un certain nombre de propriétés de l'intérieur et l'extérieur du Soleil, mais nous n'avons pas parlé de l'interaction entre ces deux milieux. Comme précisé précédemment, ces deux milieux ont été étudiés par des communautés différentes avec des outils et des méthodes différentes essentiellement pour des raisons historiques, mais aussi pour des raisons physiques : les paramètres et phénomènes physiques sont très disparates, avec par exemple un paramètre β plasma passant de très petit devant 1 dans la zone convective à très grand devant 1 dans la photosphère (comme vu dans la section 2.1.1) ; les échelles spatio-temporelles sont aussi très différentes, avec un vent solaire évoluant en quelques heures et un champ magnétique grande échelle évoluant en plusieurs années (Zurbuchen, 2007). Il est néanmoins un effet qui est assez facilement mesurable : l'influence de la variation cyclique de 11 ans environ du champ magnétique solaire en raison du cycle dynamo.

Par exemple, l'étude de Owens *et al.* (2017) montrée dans le premier panneau de la figure 3.1 a permis de reconstruire les variations en temps et en latitude de la vitesse du vent solaire à 1 UA entre 1975 et 2016, soit sur près de 40 ans. On voit alors nettement une variation cyclique apparaître : le vent est tantôt lent à l'équateur, avec des vitesses de l'ordre de 400 km/s, et rapide aux pôles, avec des vitesses de l'ordre de 800 km/s (en 1976, 1987, 1996 et 2009) ; tantôt le vent lent et le vent rapide sont distribués à toutes les latitudes (en 1980, 1990, 2000 et 2013). Sur le panneau du haut de la figure 3.1, on voit surtout le vent lent qui s'étend alors jusqu'aux pôles. Quand on compare avec le second panneau de la figure 3.1, on voit que cette variation cyclique correspond au cycle de 11 ans dû à la dynamo interne au Soleil, présenté dans le chapitre 1 : les vents lent et rapide bien distincts coïncident avec le minimum d'activité du champ magnétique interne et une topologie majoritairement dipolaire, tandis que les vents lents et rapides mélangés coïncident avec le maximum d'activité du champ magnétique interne et une topologie majoritairement quadrupolaire et multipolaire. C'est la preuve indéniable de l'influence de l'amplitude et de la topologie du champ magnétique sur le vent solaire.

On peut même aller plus loin et voir comment, via la propagation par le vent solaire, le champ magnétique dynamo affecte même un certain nombre de phénomènes sur Terre. La question de l'influence du cycle solaire sur le climat est soulevée depuis déjà une centaine d'années et reste difficile à éclaircir. Il semble néanmoins que les variations d'irradiance, de rayonnement ultra-violet et de taux de rayonnement cosmique reçu sur Terre affecte les variations de température. Par exemple, des observations ont noté des hivers plus froids que la normal aux États-Unis et dans le nord de l'Europe en période de minimum (Ineson *et al.*, 2011) ; il a aussi été mesuré que la couche d'ozone est plus fine en période de minimum et permet donc à plus de rayonnement ultra-violet de passer (Benestad, 2006). Il y a aussi des recherches sur le lien entre le cycle solaire et les oscillations de la rotation de la Terre, pouvant affecter la durée du jour sur Terre (Ma, 2015). On peut enfin noter des influences certaines sur la technologie humaine : en période de maximum d'activité, les communications radio sont plus difficiles car l'atmosphère est beaucoup plus ionisée. D'un point de vue météorologie de l'espace, il est donc primordial de bien comprendre le lien entre dynamo et vent, car cela influence directement les conditions spatiales autour de la Terre ; ceci sera détaillé dans le chapitre 5.

Toutes ces observations justifient donc le fait de s'intéresser dans un premier temps uniquement à l'influence du champ magnétique interne sur le vent, en essayant déjà de reproduire ces phénomènes.

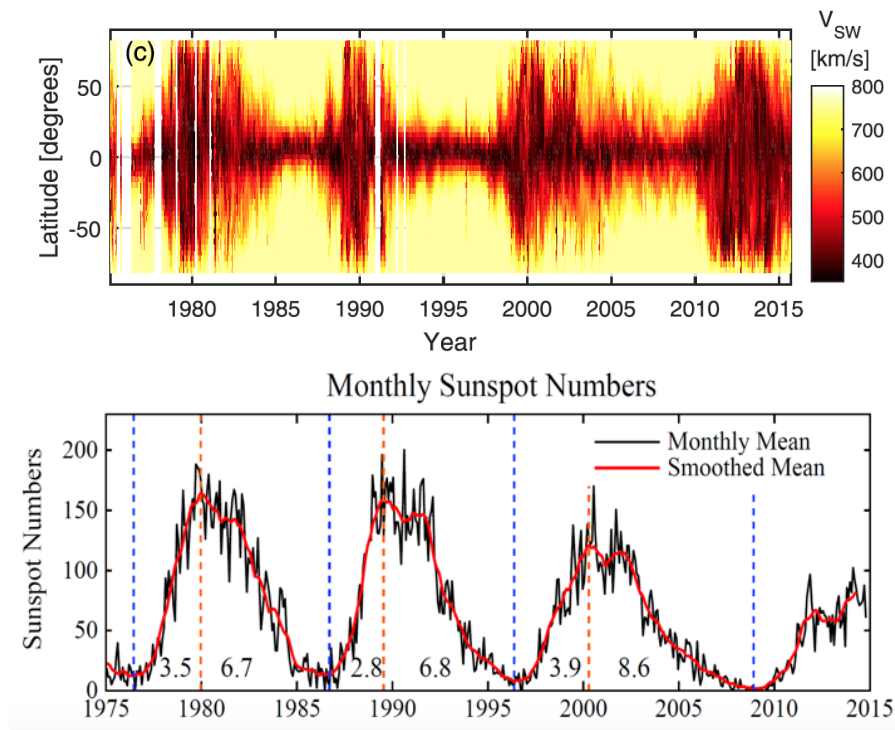


FIGURE 3.1: Variations en temps et en latitude de la vitesse du vent solaire et du nombre de taches solaires entre 1975 et 2015. Le panneau du haut montre les variations en temps et en latitude de la vitesse du vent solaire : ces vitesses sont obtenues grâce à un modèle empirique calibré avec les données des satellites Ulysses et OMNI à 1 UA. Le panneau du bas montre la variation dans le temps du nombre de taches solaires, mesuré par l'Observatoire Royal de Belgique. On voit alors une corrélation entre les deux variations, signe de l'influence du champ magnétique dynamo sur le vent. Crédits : Owens *et al.* (2017) et Hansen *et al.* (2013).

3.1.2 Une première approximation

On utilise alors un couplage dit quasi-statique. Même si le principe sera expliqué plus en détails dans la section 3.2.3, en voici déjà une première définition. Il s'agit d'imposer une configuration magnétique stationnaire à la surface de l'étoile, initialisée avec une couronne avec un vent isotherme, puis de laisser relaxer la solution de vent et le champ magnétique dans la couronne pour que les champs v et B s'adaptent à cette condition à la limite. On obtient ainsi une solution MHD stationnaire de vent correspondant à un moment donné dans le cycle magnétique. Néanmoins, pour donner l'impression d'évolution, on peut réaliser un échantillonnage temporel des configurations magnétiques, et ainsi obtenir une forme d'échantillonnage temporel des solutions de vent associées, ce qui nous permet de caractériser l'état du système sur des temps longs (plusieurs années) par pauses successives. Comme toute approximation, l'approximation quasi-statique possède des limitations physiques que nous allons maintenant détailler.

D'une part, comme on réalise un échantillonnage temporel dans les configurations magnétiques, il convient de définir un pas d'échantillonnage adapté : s'il est trop faible, alors il y a trop de configurations à calculer et on perd l'avantage d'économie de ressources que permet cette méthode par opposition à un couplage dynamique ; s'il est trop grand, alors on risque de rater des changements de configuration importants et les modifications du vent associées. Pour déterminer ce pas d'échantillonnage, il faut donc connaître les échelles caractéristiques des phénomènes physiques modélisés. Comme on le verra plus loin dans la section 3.2.1, l'intérieur de l'étoile est modélisé par une dynamo en champ moyen de type Babcock-Leighton avec transport de flux. En l'absence de convection et avec des écoulements internes stationnaires, ça va être le champ magnétique qui va être la quantité physique déterminante, en particulier la composante radiale qui est utilisée pour l'extrapolation

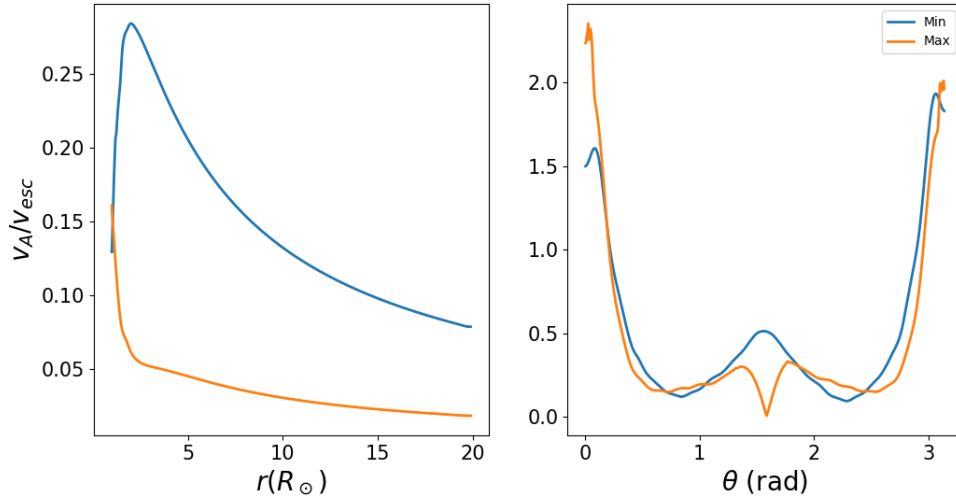


FIGURE 3.2: Coupes radiales et latitudinales de la vitesse d'Alfvén en minimum (en bleu) et maximum (en orange) d'activité. La vitesse d'Alfvén est exprimée dans le système d'unités normalisé du code PLUTO et est normalisée par la vitesse d'échappement v_{esc} . Les coupes radiales à gauche sont réalisées à l'équateur, tandis que les coupes latitudinales à droite sont réalisées à la base du domaine près de la surface de l'étoile.

du champ magnétique dans la couronne. On choisit un échantillonnage de 2 mois, ce qui correspond à une variation d'amplitude de B_r de 2% et une variation topologique de 2% pour l'amplitude de chaque mode (cf. figure 3.10). Ceci aboutit à 54 simulations pour couvrir un cycle de 12 ans ; chaque simulation nécessite une dizaine d'heures de calcul sur 1024 coeurs du super-calculateur Turing de l'IDRIS et peut être lancée indépendamment des autres, ce qui reste intéressant en termes de ressources numériques.

D'autre part, se pose la question de la causalité. En effet, l'approche quasi-statique suppose de passer instantanément d'une configuration magnétique à une autre, et du coup d'une configuration de la couronne à une autre, ce qui peut violer les lois de la causalité en ne permettant pas aux perturbations de se propager à une vitesse physique. Le temps caractéristique de propagation des perturbations n'est pas certain : pour les perturbations magnétiques, c'est majoritairement le temps d'Alfvén défini par $t_A = R_\odot/v_A$ par rapport à la vitesse d'Alfvén $v_A = B_0/\sqrt{4\pi\rho_0}$. La figure 3.2 illustre les variations en rayon et en latitude de la vitesse d'Alfvén dans nos simulations au minimum et au maximum d'activité. Le temps d'Alfvén que l'on peut en dériver varie alors entre 30 minutes et 1 heure. La propagation est donc très rapide devant l'échantillonnage temporel choisi, ce qui permet de limiter les erreurs dues à la violation de la causalité.

Pour toutes ces raisons, un couplage dynamique est nécessaire pour être certain de capturer toute la physique du système, et ce sera justement l'objet du chapitre suivant. Mais grâce à la disparité des échelles temporelles, nous pouvons déjà voir dans ce chapitre quelles sont les grandes tendances dégagées par le couplage quasi-statique quant à l'influence du champ magnétique sur le vent, et les comparer avec des observations.

3.1.3 État de l'art

3.1.3.1 Influence de la topologie sur la couronne

La question de l'impact du champ magnétique d'une étoile sur le vent associé est soulevée depuis longtemps et a donné lieu à de multiples approches pour tenter d'y répondre. Nous allons présenter ici quelques études parmi les plus marquantes pour comprendre dans quel contexte s'inscrit la nôtre et ce qu'elle apporte à la problématique.

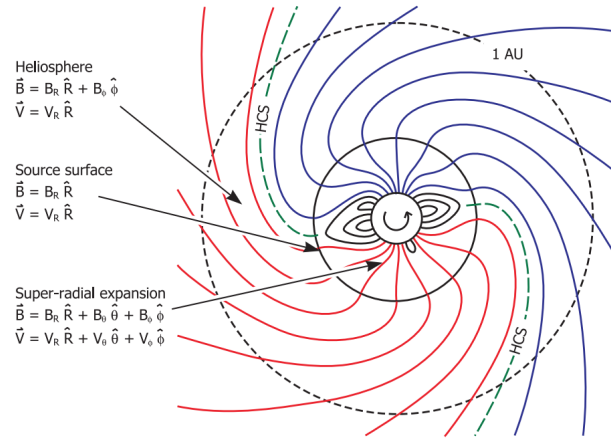


FIGURE 3.3: Schéma d'un état stationnaire du vent solaire dans le plan de l'écliptique. On peut dégager trois régimes : près de l'étoile, le champ magnétique domine et est donc en expansion super-radiale ; à partir du rayon de surface source, le vent commence à dominer, ce qui fait que le champ magnétique et le champ de vitesse deviennent radiaux ; loin de l'étoile, la rotation de l'étoile a pour conséquence de créer une composante azimutale B_ϕ du champ magnétique, ce qui mène à une forme de spirale pour les lignes de champ. Crédits : [Owens & Forsyth \(2013\)](#).

Plusieurs études se sont déjà intéressées à l'influence du champ magnétique sur le vent, avec une description plus ou moins réaliste de la configuration magnétique dans la couronne. Les premières études, comme [Wang \(1998\)](#), utilisent une méthode dite d'extrapolation de surface source ou PFSS en anglais pour *Potential Field Source Surface*. La méthode originelle a été décrite dans [Altschuler & Newkirk \(1969\)](#) et [Schatten et al. \(1969\)](#) ; une description détaillée des calculs associés est donnée dans l'annexe B. Cette méthode suppose l'existence d'un rayon de surface source R_{ss} qui correspond au rayon à partir duquel le champ magnétique et le champ de vitesse deviennent majoritairement radiaux. Physiquement, cela correspond au moment où la dynamique du vent va se mettre à dominer sur la dynamique du champ magnétique, comme montré dans la figure 3.3. Empiriquement, on peut aussi l'interpréter comme le rayon de la dernière boucle magnétique fermée avant que le vent n'ouvre peu à peu toutes les lignes de champ. Dans la littérature, on trouve une valeur de référence fixée à $2.5R_\odot$. Cette valeur avait été initialement choisie afin de reproduire au mieux les observations du champ magnétique à 1UA ([Altschuler & Newkirk, 1969](#); [Hoeksema et al., 1983](#)). Néanmoins, comme il a été suggéré dans [Arden et al. \(2014\)](#) et démontré dans [Réville et al. \(2015b\)](#), ce rayon de surface source dépend en réalité de la topologie et de l'amplitude du champ magnétique, ce qui fait qu'il évolue au cours du cycle. Une mauvaise approximation du rayon de surface source peut amener notamment à une mauvaise estimation de l'expansion radiale des tubes de champ.

Une méthode plus élaborée est alors d'utiliser des simulations MHD pour relaxer la solution de vent et le champ magnétique afin que les deux champs s'adaptent à la configuration voulue. Les premières simulations ont été faites en 2.5D, c'est-à-dire avec des vecteurs à trois composantes mais représentés dans un domaine de calcul à deux dimensions. On peut citer ainsi l'étude de [Matt & Pudritz \(2008\)](#) qui a étudié l'impact d'un champ magnétique dipolaire sur le vent associé, relaxé à partir d'une solution de Parker. Cette étude s'appliquait aux étoiles accrétantes pré-séquence principale (CTTSs) qui ont un vent très important qui participe grandement au ralentissement de l'étoile. Pour les étoiles de type solaire sur la séquence principale, on peut citer l'étude de [Réville et al. \(2015a\)](#) qui s'est intéressée à des topologies dipolaires, quadrupolaires, octupolaires et mixtes. Certaines études MHD peuvent aussi s'intéresser à du champ magnétique local au lieu de grande échelle en s'intéressant à l'influence des taches solaires sur le vent ([Cohen et al., 2009](#)).

L'étape suivante est de passer au 3D pour aller au-delà de l'hypothèse d'axisymétrie. On peut citer les études

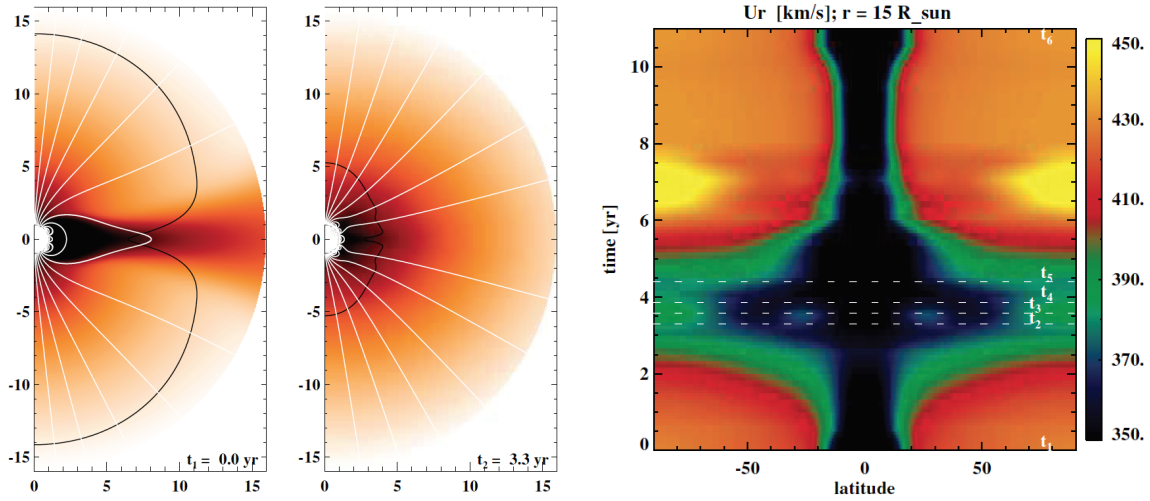


FIGURE 3.4: Simulations du couplage quasi-statique entre une dynamo $\alpha-\Omega$ et un vent polytropique. Le panneau de gauche montre la différence entre le minimum d'activité (à gauche) et le maximum d'activité (à droite) : la table de couleurs représente la vitesse poloïdale, les lignes blanches les lignes de champ magnétique et la ligne noire la surface d'Alfvén. Le panneau de droite montre l'évolution en temps et en latitude de la vitesse du vent à $20R_{\odot}$ à partir des 22 simulations réalisées. Crédits : [Pinto et al. \(2011\)](#).

de [Cohen & Drake \(2014\)](#) et [Garraffo et al. \(2015\)](#) réalisées avec le code *BATS-R-US*, qui s'intéressent respectivement à l'influence de la topologie sur le vent des étoiles de type solaire, et à l'influence de la position latitudinale des taches solaires sur la perte de masse. Certaines études utilisent des cartes magnétiques réalistes issues des observations pour initialiser leurs simulations : c'est le cas de [Vidotto et al. \(2014b\)](#) pour les naines blanches, [Réville et al. \(2016\)](#) pour les étoiles de type solaire et [Réville & Brun \(2017\)](#) pour le Soleil à plusieurs moments d'un cycle d'activité. Enfin on peut aussi s'intéresser à des formulations plus complexes pour l'extrapolation du champ magnétique dans la couronne : [Yeates et al. \(2018\)](#) a réalisé une étude comparative pour plusieurs de ces méthodes.

Enfin, on peut citer l'étude dont nous nous rapprochons le plus sur le principe, celle de [Pinto et al. \(2011\)](#), illustrée avec la figure 3.4. L'idée est ici de coupler deux codes numériques en 2.5D : le code STELEM (qui sera détaillé dans la section 3.2.1.2) produit ici un champ magnétique variable à l'aide d'une dynamo $\alpha-\Omega$ et d'un profil de rotation solaire ; ce champ magnétique est alors utilisé comme entrée pour le code DIP ([Grappin et al., 2010](#)) qui simule une couronne isotherme à 1.3×10^6 K et permet de calculer une solution de vent adaptée à cette configuration magnétique. Le code STELEM est un code d'éléments finis qui résout les équations adimensionnées de la MHD. La résolution choisie pour cette étude est de 128×128 . Les conditions aux limites choisies sont des conditions de régularisation aux pôles, de conducteur parfait juste en dessous de la tachocline et de champ potentiel à la surface de l'étoile. Le code DIP est un code de MHD compressible qui utilise des variables caractéristiques L_i ([Thompson, 1987](#)). La résolution choisie ici est une grille de 512×512 . Les conditions aux limites sont dites transparentes à la surface de l'étoile et au bord du domaine (ie. toutes les quantités peuvent traverser, même le flux de masse et les ondes). Avec un échantillonnage régulier du cycle dynamo de 6 mois, on obtient ainsi une succession de solutions quasi-statiques pour le vent tout au long du cycle. Cette étude avait permis de mettre en avant les variations importantes du rayon d'Alfvén et de la perte de masse au cours du cycle.

Notre étude reprend le principe de couplage de deux codes, mais va plus loin en utilisant un modèle plus raffiné pour la dynamo, et est l'une des rares études à s'intéresser à la propagation de l'asymétrie Nord-Sud entre la dynamo et le vent.

3.1.3.2 Simulations de l'asymétrie Nord-Sud dans le champ magnétique dynamo

Plusieurs études ont déjà été réalisées pour reproduire et comprendre l'asymétrie Nord-Sud du champ magnétique solaire. Tobias (1997) utilise des modulations du champ magnétique toroïdal ou de l'énergie magnétique par rétroaction de la force de Lorentz pour obtenir de l'asymétrie dans les cycles produits par une dynamo α - Ω , allant jusqu'à avoir un champ magnétique présent dans un seul hémisphère, comme c'était le cas lors du minimum de Maunder. Gallet & Pétrelis (2009) reproduit aussi ce résultat associé au minimum de Maunder en utilisant un effet α asymétrique dans une dynamo α^2 , ce qui déclenche le couplage des modes dipolaires et quadrupolaires. DeRosa *et al.* (2012) étudie cette fois-ci une asymétrie introduite via les écoulements ou le terme de Babcock-Leighton dans une dynamo Babcock-Leighton avec transport de flux, et observe aussi un couplage des familles symétriques et antisymétriques. Belucz & Dikpati (2013) poursuit dans l'exploration de l'impact d'une asymétrie de l'écoulement méridien en jouant sur plusieurs paramètres comme l'amplitude ou le nombre de cellules de circulation. Olemsky & Kitchatinov (2013) et Passos *et al.* (2014) introduisent de l'aléatoire dans le terme de Babcock-Leighton d'une dynamo avec transport de flux, ce qui crée des alternances de cycles symétriques et asymétriques. Shetye *et al.* (2015) se sert de modèles similaires pour expliquer l'asymétrie particulièrement longue du cycle solaire 23. Enfin, Shukuya & Kusano (2017) suggère que les dynamos Babcock-Leighton avec transport de flux présentent des attracteurs vers des solutions asymétriques et peuvent donc en générer sans avoir besoin d'introduire de l'asymétrie dans les écoulements ou la turbulence.

Notre étude reprend la méthode de DeRosa *et al.* (2012) où l'asymétrie est introduite dans le terme de Babcock-Leighton, sans ajout de stochasticité. Notre but n'est pas de reproduire des comportements extrêmes comme le minimum de Maunder, mais d'induire une asymétrie à l'échelle d'un cycle d'activité d'environ un an.

3.2 Description des modèles

3.2.1 Dynamo

Le modèle dynamo utilisé dans cette étude est très proche du modèle décrit dans l'article DeRosa *et al.* (2012), avec l'utilisation du code numérique STELEM (Charbonneau & MacGregor, 1992; Jouve & Brun, 2007). Nous allons donc présenter les principales caractéristiques physiques de ce modèle dans la section 3.2.1.1, puis les caractéristiques numériques dans la section 3.2.1.2.

3.2.1.1 Modèle physique

On reprend les équations en champ moyen décrites dans la section 1.3.1 par les équations (1.14) et (1.15). On les adimensionne en utilisant comme longueur le rayon solaire R_\odot et comme temps le temps diffusif R_\odot^2/η_t , ce qui donne le jeu d'équations suivant :

$$\frac{\partial A_\phi}{\partial t} = \frac{\eta}{\eta_t} \left(\nabla^2 - \frac{1}{\varpi^2} \right) A_\phi - R_e \frac{\mathbf{v}_p}{\varpi} \cdot \nabla (\varpi A_\phi) + C_s S, \quad (3.1)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial B_\phi}{\partial t} = & \frac{\eta}{\eta_t} \left(\nabla^2 - \frac{1}{\varpi^2} \right) B_\phi + \frac{1}{\varpi} \frac{\partial(\varpi B_\phi)}{\partial r} \frac{\partial(\eta/\eta_t)}{\partial r} - R_e \varpi \mathbf{v}_p \cdot \nabla \left(\frac{B_\phi}{\varpi} \right) \\ & - R_e B_\phi \nabla \cdot \mathbf{v}_p + C_\Omega \varpi [\nabla \times (A_\phi \hat{\mathbf{e}}_\phi)] \cdot \nabla \Omega, \end{aligned} \quad (3.2)$$

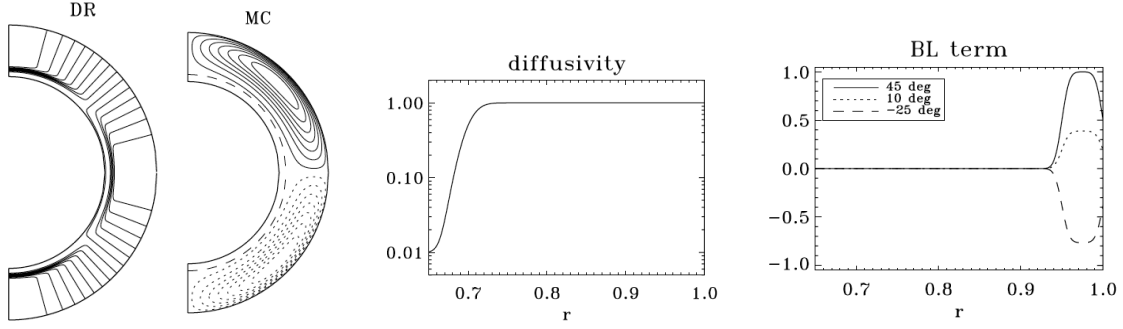


FIGURE 3.5: Profils des quantités physiques pour respectivement la rotation différentielle, la circulation méridienne, la résistivité magnétique et le terme source Babcock-Leighton. Crédits : [Jouve et al. \(2008\)](#).

On voit alors naturellement apparaître des nombres adimensionnés qui permettent de caractériser notre modèle :

- le nombre de Reynolds magnétique $R_e = v_0 R_\odot / \eta_t$ où v_0 est l'amplitude de la circulation méridienne, qui quantifie l'influence des processus de transport ;
- le paramètre $C_\alpha = \alpha_0 R_\odot / \eta_t$ où α_0 est l'amplitude de l'effet α , qui quantifie l'influence de l'effet α qui modélise la turbulence ;
- le paramètre $C_s = s_0 R_\odot / \eta_t$ où s_0 est l'amplitude de l'effet Babcock-Leighton, qui quantifie l'influence de l'effet Babcock-Leighton lié à l'émergence des régions actives ;
- $C_\Omega = \Omega_0 R_\odot^2 / \eta_t$ où Ω_0 est le taux de rotation à l'équateur, qui quantifie l'influence de la rotation.

On rappelle qu'il y a plusieurs hypothèses sous-jacentes à ce système d'équations, à savoir qu'on se place en coordonnées sphériques (r, θ, ϕ) , qu'on suppose que nos quantités physiques sont axisymétriques ($\partial/\partial\phi = 0$) et qu'on est dans le cadre de la théorie du champ moyen.

Concernant les nombres adimensionnés apparaissant dans les équations normalisées, les valeurs choisies sont les suivantes : $C_\Omega = 1.4 \times 10^5$, $C_s = 30$ et $R_e = 1.20 \times 10^3$. Sachant que la résistivité turbulente de la zone de convection est fixée à $10^{11} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$, ceci correspond à un taux de rotation de $\Omega_0 = 2.6 \times 10^{-6} \text{ rad s}^{-1}$ et à une vitesse d'écoulement de surface de $v_0 = 10 \text{ m s}^{-1}$, ce qui est proche des valeurs observées dans le Soleil ([Basu & Antia, 2010](#); [Ulrich, 2010](#)).

Il s'agit maintenant de spécifier les différents profils utilisés pour les quantités physiques d'intérêt. Le profil de rotation interne se veut proche des observations héliosismiques décrites dans la section 1.1.2. On suppose donc une rotation solide jusqu'à $r = 0.66R_\odot$, puis une interface sous forme de tachocline à $r = 0.7R_\odot$ où le cisaillement est maximal, puis une rotation différentielle latitudinale. Ceci correspond au profil analytique suivant :

$$\Omega(r, \theta) = \Omega_c + \frac{1}{2} \left[1 + \operatorname{erf} \left(\frac{2(r - r_c)}{d_1} \right) \right] (\Omega_{eq} + a_2 \cos^2 \theta + a_4 \cos^4 \theta - \Omega_c), \quad (3.3)$$

avec les paramètres : $\Omega_{eq} = 1$, $\Omega_c = 0.93944$, $r_c = 0.7R_\odot$, $d_1 = 0.05R_\odot$, $a_2 = -0.136076$ et $a_4 = -0.145713$.

Pour la circulation méridienne, on suppose l'existence de deux cellules de courant, une dans chaque hémisphère. L'écoulement se fait vers les pôles au niveau de la surface et vers l'équateur à $r = 0.6R_\odot$, ce qui fait qu'il traverse la tachocline pour atteindre le haut de la zone radiative. La circulation méridienne est décrite à partir d'une fonction de courant ψ telle que $\mathbf{v}_p = \nabla \times (\psi \mathbf{e}_\phi)$, de la forme :

$$\psi(r, \theta) = -\frac{2(r - r_b)^2}{\pi(1 - r_b)} \sin \left(\frac{\pi(r - r_b)}{1 - r_b} \right) (3 \cos^2 \theta - 1), \quad (3.4)$$

avec $r_b = 0.6R_\odot$.

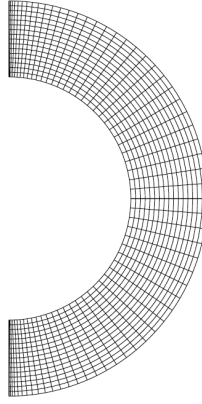


FIGURE 3.6: Représentation du domaine numérique du code STELEM. Crédits : Jouve & Brun (2007).

Pour la résistivité, on suppose que la zone convective est dominée par la turbulence, tandis que la zone radiative est stable ; en notant η_c la résistivité dans la zone radiative, cela revient à $\eta_c \ll \eta_t$. La transition entre les deux résistivités est continue à l'aide d'une fonction d'erreur :

$$\eta(r) = \eta_c + \frac{(\eta_t - \eta_c)}{2} \left[1 + \operatorname{erf} \left(\frac{r - r_c}{d} \right) \right], \quad (3.5)$$

avec les paramètres : $\eta_c = 10^9 \text{ cm}^2\text{s}^{-1}$, $\eta_t = 10^{11} \text{ cm}^2\text{s}^{-1}$ et $d = 0.03R_\odot$.

Enfin, concernant le terme de Babcock-Leighton, il s'agit d'un terme source qui doit traduire l'émergence à la surface de boucles magnétiques créées à la tachocline. Ceci explique le fait que c'est un terme fondamentalement non-local qui dépend de la génération de champ toroidal à l'interface, tandis que la source elle-même est située dans une zone juste sous la surface de l'étoile. La particularité de ce modèle est par ailleurs la possibilité d'introduire de l'asymétrie Nord-Sud dans la génération de champ magnétique, grâce à un paramètre ϵ dans le terme de Babcock-Leighton. Le terme final a donc l'expression suivante :

$$S(r, \theta, B_\phi) = \frac{1}{2} \left[1 + \operatorname{erf} \left(\frac{r - r_2}{d_2} \right) \right] \left[1 - \operatorname{erf} \left(\frac{r - R_\odot}{d_2} \right) \right] \left[1 + \left(\frac{B_\phi(r_c, \theta, t)^2}{B_0} \right) \right]^{-1} \times \quad (3.6)$$

$$(\cos \theta + \epsilon \sin \theta) \sin^3 \theta B_\phi(r_c, \theta, t),$$

avec les paramètres : $r_2 = 0.95R_\odot$, $d_2 = 0.01R_\odot$, $B_0 = 10^5$ et $\epsilon = 10^{-3}$.

Tous les profils présentés ci-dessus sont illustrés à l'aide de la figure 3.5.

3.2.1.2 Modèle numérique

Le code utilisé est le code STELEM (STellar ELEMENTs), adapté de Burnett (1987) par P. Charbonneau et T. Emonet. Il utilise une méthode de type éléments finis et un schéma temporel du troisième ordre adapté de Spalart *et al.* (1991). Le code STELEM a fait partie d'un benchmark international de codes dynamo, ce qui a permis de valider ses propriétés de précision et de convergence sur des cas représentatifs de la dynamo solaire (Jouve *et al.*, 2008).

Le domaine de calcul est un anneau correspondant à une coupe méridienne du Soleil, depuis le haut de la zone radiative jusqu'à la surface ($r \in [0.6; 1.0]R_\odot$), et d'un pôle à l'autre ($\theta \in [0; \pi]$). Il est illustré dans la figure 3.6. La résolution numérique est de 64×64 ; la grille est uniforme en rayon et en cosinus de la latitude. Le modèle

est initialisé avec un dipôle magnétique confiné à la zone convective ; le champ toroïdal est nul dans tout le domaine. Pour les conditions aux limites, on fixe des conditions de régularisation, ie. $A_\phi = 0$ et $B_\phi = 0$ aux pôles ($\theta = 0$ et π) et sous la tachocline ($r = 0.6R_\odot$). À la surface de l'étoile ($r = R_\odot$), la solution est raccordée à un champ potentiel pour traduire le passage à un milieu quasi-vide ; la condition d'extrapolation potentielle utilisée sera détaillée dans la section 4.2.1.3. On notera qu'ici, la divergence nulle du champ magnétique est assurée par le fait que le code utilise comme variable le potentiel vecteur A_ϕ qui ne peut dériver que d'un champ à divergence nulle.

3.2.2 Vent

Pour construire notre modèle de vent, nous avons utilisé le code PLUTO (Mignone *et al.*, 2007) et nous sommes inspirés du modèle décrit dans Réville *et al.* (2015a), en l'adaptant aux coordonnées sphériques et en modifiant les conditions aux limites. Nous allons à nouveau présenter d'abord les caractéristiques physiques du modèle dans la section 3.2.2.1, puis passer aux caractéristiques numériques dans la section 3.2.2.2.

3.2.2.1 Modèle physique

On cherche à résoudre les équations de la MHD idéale, mises ici sous forme conservative :

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho + \nabla \cdot \rho \mathbf{v} = 0, \quad (3.7)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \mathbf{m} + \nabla \cdot (\mathbf{m} \mathbf{v} - \mathbf{B} \mathbf{B} + \mathbf{I} p) = \rho \mathbf{a}, \quad (3.8)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} E + \nabla \cdot ((E + p) \mathbf{v} - \mathbf{B}(\mathbf{v} \cdot \mathbf{B})) = \mathbf{m} \cdot \mathbf{a}, \quad (3.9)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \mathbf{B} + \nabla \cdot (\mathbf{v} \mathbf{B} - \mathbf{B} \mathbf{v}) = 0. \quad (3.10)$$

La première équation est l'équation de continuité qui porte sur la densité ρ et le champ de vitesse \mathbf{v} , la deuxième est l'équation de Navier-Stokes exprimée pour la quantité de mouvement $\mathbf{m} = \rho \mathbf{v}$, la troisième l'équation portant sur l'énergie E et la dernière l'équation d'induction portant sur le champ magnétique \mathbf{B} . On précise par ailleurs que p correspond à la pression totale (thermique et magnétique), que \mathbf{I} est la matrice identité et que \mathbf{a} est un terme source comprenant l'influence de la force gravitationnelle dans notre cas.

On choisit de se placer en coordonnées sphériques (r, θ, ϕ) et sous l'hypothèse d'axisymétrie.

Le gaz est modélisé par une équation d'état de type idéale :

$$\rho \varepsilon = p_{th} / (\gamma - 1), \quad (3.11)$$

où p_{th} est la pression thermique, ε est l'énergie interne par masse et γ est l'exposant adiabatique. Ceci nous permet de dériver l'expression de l'énergie, en additionnant énergies interne, cinétique et magnétique : $E = \rho \varepsilon + \mathbf{m}^2 / (2\rho) + \mathbf{B}^2 / 2$.

Pour la modélisation de la couronne, on doit prescrire les profils de densité et pression. Pour la densité, on utilise l'équation de continuité en coordonnées sphériques en supposant un état stationnaire et une solution à symétrie sphérique :

$$\frac{\partial}{\partial r} (\rho v_r r^2) = 0 \Rightarrow \rho(r) = \rho_\odot \frac{v_{r,\odot} R_\odot^2}{v_r r^2}, \quad (3.12)$$

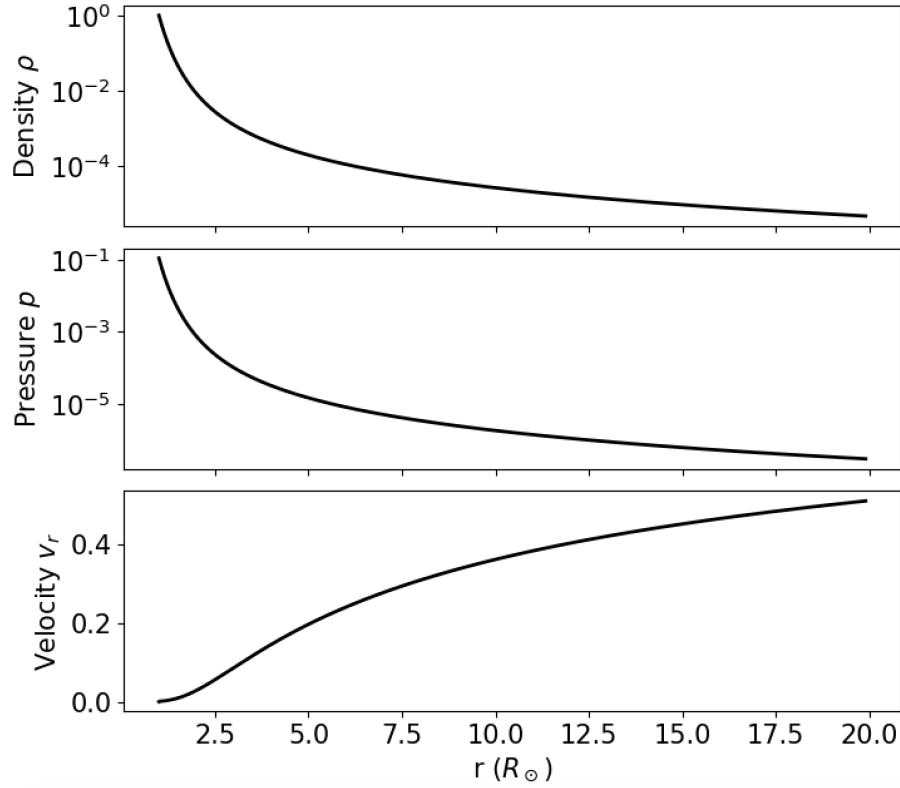


FIGURE 3.7: Profils des quantités physiques pour les simulations de vent, avec respectivement la densité (en haut), la pression (au milieu) et la vitesse radiale (en bas). Les quantités sont données dans les unités normalisées du code.

où l'indice \odot fait référence à la surface du Soleil simulé.

Pour la pression, on se place dans un cas polytropique (tel que décrit dans la section 2.1.2) :

$$p = p_{\odot} \left(\frac{\rho}{\rho_{\odot}} \right)^{\gamma}. \quad (3.13)$$

Le but est cependant de se rapprocher le plus possible d'un cas isotherme décrit par $p = c_s^2 \rho$. Pour cela, on fait tendre l'indice γ vers 1 en le fixant à 1.05, et on fixe la constante p_{\odot} à $\rho_{\odot} c_s^2 / \gamma$.

Le dernier paramètre qu'il reste à fixer est la température de la couronne, prescrite ici via la vitesse du son c_s normalisée par la vitesse de libération v_{esc} (cette notion sera détaillée dans la section suivante). En fixant le ratio c_s/v_{esc} à 0.243, et en prenant en compte le fait que $\gamma = 1.05$, on obtient ainsi une couronne quasi isotherme à 1.3×10^6 K, via la formule suivante :

$$c_s^2 = \frac{\gamma k_B T}{\mu m_p}, \quad (3.14)$$

où k_B est la constante de Boltzmann, μ est le poids moléculaire moyen et m_p est la masse d'un proton. Cette valeur est à nouveau proche des observations solaires : à 171 Å, ce qui correspond à la transition du fer 9 Fe IX dans la couronne calme, la couronne mesure 1.0×10^6 K ; à 193 Å, ce qui correspond à la transition du fer 12 Fe XII dans la région de naissance des flares, elle mesure 1.5×10^6 K ; à 335 Å, ce qui correspond à la transition du fer 16 Fe XVI, elle mesure 2.5×10^6 K (Warren & Brooks, 2009).

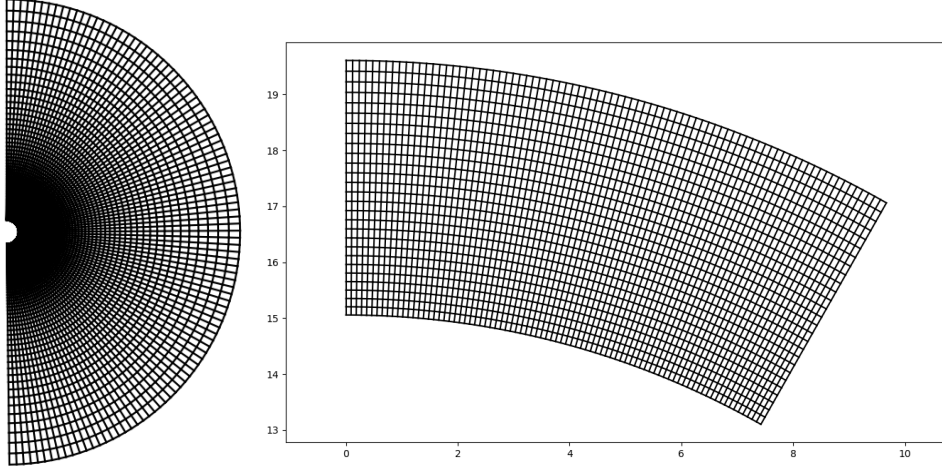


FIGURE 3.8: Représentation du domaine numérique du code PLUTO. Le panneau de gauche montre la totalité du domaine numérique, mais en prenant 1 point sur 5 ; il permet d'illustrer le concept de grille stretch. Le panneau de droite montre un zoom sur la région comprise entre $r \in [15, 20]R_{\odot}$ et $\theta \in [0, \pi]$ avec la résolution nominale.

Enfin, pour l'initialisation du modèle, on prescrit une solution de vent de type polytropique, telle que décrite dans la section 2.2.1. Tous les profils présentés ci-dessus sont illustrés dans la figure 3.7.

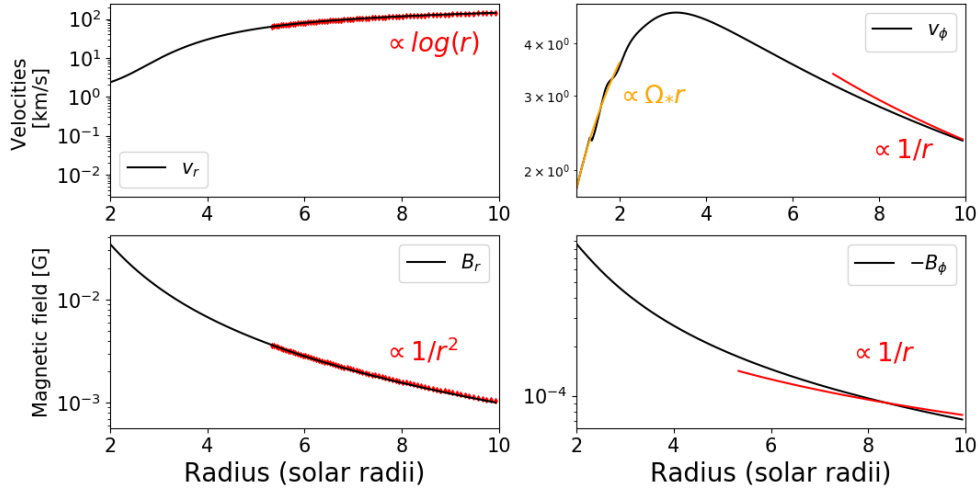
3.2.2.2 Modèle numérique

Le code utilisé est le code PLUTO. Il s'agit d'un code multi-physique et multi-solveur, dont le principe central est de résoudre le problème de Riemann associé aux variables conservatives des équations de la MHD $(\rho, \mathbf{m}, E, \mathbf{B})$, à l'aide des variables primitives correspondantes $(\rho, \mathbf{v}, p, \mathbf{B})$. Nous nous plaçons dans le cadre de la MHD idéale, c'est-à-dire sans résistivité. Pour notre étude nous avons choisi d'utiliser une méthode de type volumes finis avec un solveur approché de Riemann de type HLL (Einfeldt, 1988). Plus de détails sur le code PLUTO sont fournis dans l'annexe D.

Le code PLUTO résout des équations normalisées en utilisant trois paramètres : une longueur R_0 , une densité ρ_0 et une vitesse V_0 . Pour notre étude, nous fixons les ratios suivants : $R_*/R_0 = 1$, $\rho_*/\rho_0 = 1$ et $v_{kep}/V_0 = 1$, où $v_{kep} = \sqrt{GM_*/R_*}$ est la vitesse képlérienne et où l'indice * désigne les paramètres de l'étoile simulée. Il reste alors à fixer les valeurs des paramètres R_0 , ρ_0 et V_0 pour figer la normalisation. Nous avons choisi des paramètres pour un cas solaire, soit $R_0 = R_{\odot} = 6.96 \times 10^{10}$ cm, $\rho = 6.68 \times 10^{-16}$ g cm⁻³ (ce qui correspond à la densité de la couronne solaire au-dessus de 2.5 Mm, cf. Vernazza et al. (1981)) et $V_0 = v_{kep,\odot} = 4.37 \times 10^7$ km/s.

À noter aussi que nous avons utilisé une méthode dite de champ de *background*, qui consiste à séparer le champ magnétique en une composante fixe en arrière-plan qui possède une divergence nulle, et une composante fluctuante qui est une perturbation du champ de *background* et qui transporte l'énergie magnétique. Cette méthode est adaptée à notre cas puisque le champ de *background* est dicté par la dynamo de l'étoile et que les perturbations sont créées par le vent (ceci sera expliqué plus amplement dans la section suivante).

Comme le code PLUTO fait évoluer les équations concernant le champ magnétique \mathbf{B} et non le potentiel vecteur A_{ϕ} , il convient d'ajouter une méthode numérique afin de respecter la propriété de divergence nulle du champ. Nous avons choisi d'utiliser la méthode dite de nettoyage de la divergence hyperbolique, ce qui signifie que l'équation d'induction est couplée à un multiplicateur généralisé de Lagrange pour compenser les éventuelles

FIGURE 3.9: Coupes radiales entre 2 et 10 R_{\odot} au minimum d'activité pour les quantités v_r , v_{ϕ} , B_r et B_{ϕ} .

déviations d'un champ à divergence nulle (Dedner *et al.*, 2002) :

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{v}\mathbf{B} - \mathbf{B}\mathbf{v}) + \nabla\psi = 0, \quad \frac{\partial\psi}{\partial t} + c_h^2 \nabla \cdot \mathbf{B} = -\frac{c_h^2}{c_p^2} \psi, \quad (3.15)$$

où c_h et c_p sont des vitesses numériques dépendantes de la grille choisie. L'avantage de cette formulation est que les équations restent sous forme conservative et que les variables n'ont besoin d'être définies qu'au centre des éléments de volumes définis par la grille.

Le domaine numérique est un anneau correspondant à une coupe méridienne de l'atmosphère solaire, depuis la surface de l'étoile jusqu'à la couronne étendue ($r \in [1; 20]R_{\odot}$) et d'un pôle à l'autre ($\theta \in [0; \pi]$). Il est illustré dans la figure 3.8. La résolution numérique est de 512×512 , avec une grille uniforme en latitude et étirée en rayon (de $\Delta r/R_{*} = 0.001$ à la surface de l'étoile à $\Delta r/R_{*} = 0.01$ au bord du domaine). Le modèle est initialisé avec une solution de vent polytropique et le champ magnétique extrapolé depuis la sortie du code STELEM (plus de détails dans la section suivante). Les conditions aux limites au niveau des pôles ($\theta = 0$ et $\theta = \pi$) sont de type axisymétriques (les quantités parallèles à l'axe restent inchangées, les autres changent de signe).

Pour la condition à la surface de l'étoile ($r = R_{\odot}$), on impose la même rotation et le même champ magnétique que dans la sortie produite par le code STELEM. On force l'écoulement poloïdale à être parallèle au champ magnétique poloïdal ($\mathbf{v}_p \parallel \mathbf{B}_p$) et on limite la génération de champ magnétique azimuthal B_{ϕ} , dans le but de faire de l'étoile le meilleur conducteur parfait possible en minimisant les courants électriques. Pour le traitement de B_{ϕ} , on utilise une méthode similaire à celle décrite dans Zanni & Ferreira (2009), dont l'implémentation est détaillée en aparté technique dans l'annexe C.

Pour la condition au bord de la couronne ($r = 20R_{\odot}$), la condition imposée ressemble à une condition de type écoulement radial, ce qui signifie qu'on annule la dérivée radiale de toutes les quantités physiques, sauf pour la composante radiale du champ magnétique B_r . En effet, afin de respecter la divergence nulle du champ magnétique, il faut respecter la condition suivante :

$$\frac{\partial (r^2 B_r)}{\partial r} = 0, \quad (3.16)$$

qui correspond au cas où le champ magnétique est purement radial, ce qui est le cas à cette distance de l'étoile par l'action du vent.

Afin de valider notre modèle de vent, nous avons vérifié les tendances des principales quantités physiques en les comparant à des prédictions analytiques adaptées du modèle de Weber et Davis dans le plan équatorial (Keppens & Goedbloed, 1999). Ces quantités sont tracées dans la figure 3.9. Le champ magnétique présenté ici est cependant extrait à mi-latitude afin d'éviter les effets de la couche de courant de l'équateur. Toutes les quantités sont extraites au minimum d'activité. On retrouve ainsi pour la vitesse radiale v_r un profil en logarithme du rayon, ce qui correspond à une solution de vent transsonique accéléré. La vitesse azimuthale v_ϕ a deux comportements distincts en fonction de sa distance à l'étoile : près de l'étoile, la pente de la droite croissante décrite correspond au taux de rotation de l'étoile, indiquant qu'une zone de co-rotation s'est naturellement établie là où le champ magnétique domine ; loin de l'étoile, on observe une décroissance en $1/r$. Le champ magnétique radial B_r décroît bien en $1/r^2$, ce qui correspond à un champ radial à divergence nulle qui satisfait donc le critère $\partial(r^2 B_r)/\partial r = 0$. Le champ azimuthal B_ϕ lui décroît seulement en $1/r$, ce qui très loin de l'étoile va aboutir à la formation de la spirale de Parker. On notera qu'on trouve une dépendance plutôt en $1/r^{1.3}$ qu'en $1/r$, ce qui s'explique par le fait qu'on est encore relativement proche de l'étoile (notre simulation ne va que jusqu'à $20R_\odot$). Notre modèle numérique possède donc les propriétés essentielles d'un vent de type solaire.

3.2.3 Couplage

Le couplage quasi-statique s'opère en utilisant le champ magnétique produit par STELEM comme entrée pour PLUTO. Pour cela, on extrait le champ magnétique radial B_r au niveau de la surface de l'étoile à un temps t_0 donné dans les sorties STELEM, et on en réalise une projection sur les harmoniques sphériques Y_ℓ^m en tronquant à un degré ℓ_{max} :

$$B_r(r = R_\odot, \theta, t_0) = \sum_{\ell=1}^{\ell_{max}} \alpha_{\ell,0}(r = R_\odot) Y_\ell^0(\theta). \quad (3.17)$$

Pour plus de détails sur les harmoniques sphériques, le lecteur peut se référer à l'annexe A. On précise cependant que le choix de fixer $m = 0$ vient de l'hypothèse d'axisymétrie qui fait qu'aucune quantité n'a de dépendance en ϕ . On choisit de fixer le paramètre ℓ_{max} à 40, ce qui permet d'avoir le meilleur compromis entre précision de la projection et coût en temps de calcul pour la reconstruction du champ.

Les coefficients $\alpha_{\ell,0}(r = R_\odot)$ ainsi obtenus sont écrits dans un fichier texte qui est ensuite lu par PLUTO afin de reconstruire le champ et de l'extrapoler à la totalité du domaine de calcul. Pour cette dernière étape, on utilise une extrapolation potentielle avec rayon de surface source (méthode dite PFSS pour *Potential Free Source Surface* en anglais). On reprend ici les calculs de Schrijver & De Rosa (2003) détaillés dans l'annexe B. Les coefficients extrapolés ont alors la forme suivante :

$$\alpha_{\ell,0}(r) = \alpha_{\ell,0}(r = R_\odot) \frac{\ell(R_\odot/R_{ss})^{2\ell+1}(r/R_\odot)^{\ell-1} + (\ell+1)(r/R_\odot)^{-(\ell+2)}}{\ell(R_\odot/R_{ss})^{2\ell+1} + (\ell+1)}, \quad (3.18)$$

$$\beta_{\ell,0}(r) = (\ell+1)\alpha_{\ell,0}(r = R_\odot) \frac{(R_\odot/R_{ss})^{2\ell+1}(r/R_\odot)^{\ell-1} - (r/R_\odot)^{-(\ell+2)}}{\ell(R_\odot/R_{ss})^{2\ell+1} + (\ell+1)}. \quad (3.19)$$

Dans notre cas cependant, le rayon de surface source est utilisé uniquement pour initialiser la simulation, c'est ensuite la dynamique des équations qui va faire évoluer le champ. La seule contrainte à laquelle nous devons faire attention est de bien inclure les boucles fermées dans la configuration initiale. Nous avons donc fixé un rayon de surface source égal à $15R_\odot$ pour toutes nos simulations pour garantir une bonne initialisation, en suivant les recommandations de Réville & Brun (2017) qui indiquent qu'il vaut mieux initialiser avec un rayon de surface source plus grand que la zone d'intérêt.

Ceci permet alors de reconstruire le champ magnétique de PLUTO de la manière suivante :

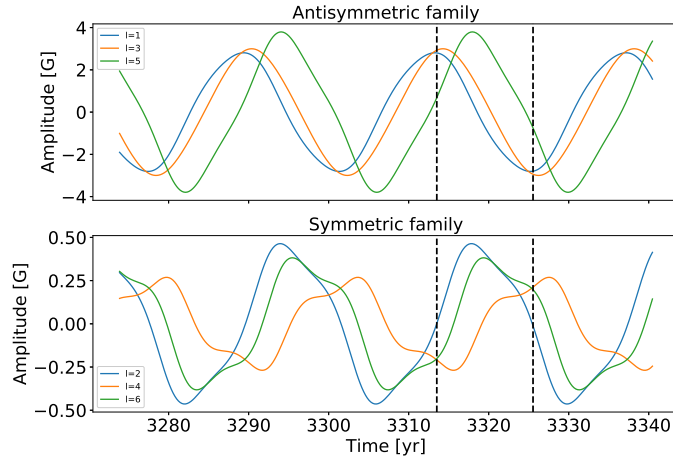


FIGURE 3.10: Évolution en fonction du temps des coefficients de la projection du champ magnétique radial sur les harmoniques sphériques. Les coefficients sont regroupés en fonction de leur parité (famille antisymétrique pour les ℓ impairs, symétrique pour les ℓ pairs). Seuls les modes à $m = 0$ sont montrés en raison de l'axisymétrie du modèle. Les lignes noires en pointillé indiquent le début et la fin du cycle étudié.

$$\mathbf{B}^{PLUTO} = \begin{cases} B_r(r, \theta, \phi) = \sum_{\ell=1}^{\ell_{max}} \alpha_{\ell,0}(r) Y_{\ell}^0(\theta) \\ B_{\theta}(r, \theta, \phi) = \sum_{\ell=1}^{\ell_{max}} \beta_{\ell,0}(r) \sqrt{\frac{2\ell+1}{4\pi}} \frac{1}{\ell+1} \partial_{\theta} P_{\ell}^0(\theta) \\ B_{\phi}(r, \theta, \phi) = 0.0. \end{cases} \quad (3.20)$$

Pour la normalisation, on notera que le champ magnétique fourni par STELEM est adimensionné, de part la forme des équations dynamo résolues (cf. (3.1) et (3.2)). L'amplitude du champ magnétique radial est donc calibré à l'aide d'observations. Dans un premier temps, on fait en sorte d'avoir des amplitudes similaires pour les coefficients de la projection sur les harmoniques sphériques, mesurés dans DeRosa *et al.* (2012). En effet, à partir de cartes synoptiques photosphériques de B_r prises à l'observatoire du mont Wilcox, on peut mesurer l'évolution temporelle de l'amplitude des coefficients de la projection du champ sur les harmoniques sphériques. Il est ainsi précisé dans l'article que le coefficient du dipôle axisymétrique ($\ell = 1, m = 0$) évolue entre -4 et 4 Gauss pour les cycles 21, 22 et 23, le coefficient du quadrupôle ($\ell = 2, m = 0$) évolue entre -1 et 1 Gauss et celui de l'octupôle entre -3 et 3 Gauss ($\ell = 3, m = 0$) ; on a ensuite les coefficients $\ell = 4$ entre -1 et 1 Gauss, $\ell = 5$ entre -3 et 3 Gauss, $\ell = 6$ entre -0.5 et 0.5 Gauss, toujours avec $m = 0$ (cf. figure 1.11 dans la section 1.2.2). Dans la figure 3.10, on voit l'équivalent pour notre simulation dynamo. Les modes sont regroupés en 2 familles : la famille antisymétrique pour les ℓ impairs et la famille symétrique pour les ℓ pairs ; ceci fait référence à la symétrie des harmoniques sphériques correspondantes par rapport à l'équateur (cf. Annexe A). On retrouve bien des amplitudes similaires. À noter cependant que comme nous n'avons pas cherché à reproduire un cycle dynamo en particulier, on peut remarquer que le mode $\ell = 3$ a une amplitude plus grande que le mode $\ell = 1$, ce qui est différent du cas solaire. De plus, l'amplitude des modes symétriques est légèrement plus faible que dans le Soleil, atteignant en moyenne 10% de celle des modes antisymétriques, alors que pour le Soleil c'est de l'ordre de 25%. Dans un second temps, on vérifie que la perte de masse obtenue est compatible avec les mesures réalisées par Ulysses (McComas *et al.*, 2008) (plus de détails dans la section suivante). De plus, le code PLUTO applique sa propre normalisation définie par $B_0 = \sqrt{4\pi\rho_0}V_0$ en utilisant les grandeurs de référence données dans la section 3.2.2.1.

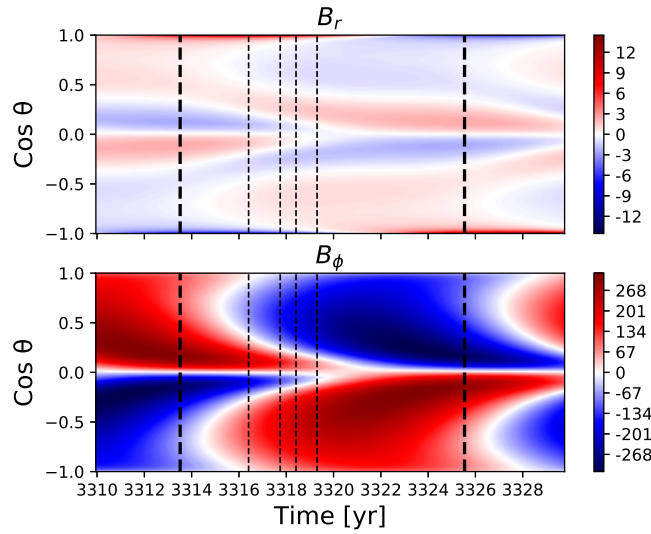


FIGURE 3.11: Diagramme temps-latitude du cycle dynamo généré par le code STELEM. Les lignes noires en pointillés gras indiquent le premier minimum d'activité où le cycle commence et le second minimum où le cycle s'arrête. Les autres lignes plus fines permettent de repérer les temps 2.9, 3.8, 4.5 et 6.0 ans après le début du cycle.

Enfin, pour couvrir la totalité d'un cycle d'activité, on réalise un échantillonnage temporel dans les données STELEM, avec une extraction de champ magnétique tous les 2 mois, ce qui donne au final 54 cartes du champ $B_r(t_i, r, \theta)$ à un temps donné t_i . Pour chaque carte magnétique, on réalise une simulation du vent, qu'on relaxe pendant 500 unités de temps PLUTO définies par $t_P = R_*/v_{kep} = R_*^{3/2}/\sqrt{GM_*}$, ce qui correspond à 9 jours en unités physiques. Toutes les simulations sont initialisées de la même manière décrite précédemment à partir d'une solution polytropique, donc les simulations ne dépendent pas les unes des autres. La figure 3.11 présente le diagramme temps-latitude (dit diagramme papillon) correspondant au cycle étudié. Les lignes noires en pointillé en gras indiquent le début et la fin du cycle étudié, qui correspondent à des minima d'activité d'après la topologie du champ magnétique et l'évolution des coefficients de la projection du champ magnétique radial présentée dans la figure 3.10. Les autres lignes en pointillé plus fines indiquent certains temps pertinents pour la suite de l'étude. Le cycle étudié dure 11.9 ans.

3.3 Résultats

3.3.1 Évolution au cours du cycle

Nous allons maintenant analyser comment le couplage quasi-statique permet de suivre l'évolution de l'adaptation de la basse couronne au champ magnétique dynamo au cours d'un cycle d'activité. Nous allons notamment mettre nos résultats en parallèle avec deux des études citées dans la section 3.1.3 : l'étude de Pinto *et al.* (2011), en 2.5D aussi mais réalisée avec un modèle de dynamo solaire plus simple (α - Ω au lieu de Babcock-Leighton et transport de flux dans notre étude) ; l'étude de Réville & Brun (2017), en 3D et à partir de vraies cartes magnétiques synoptiques issues du Mont Wilcox.

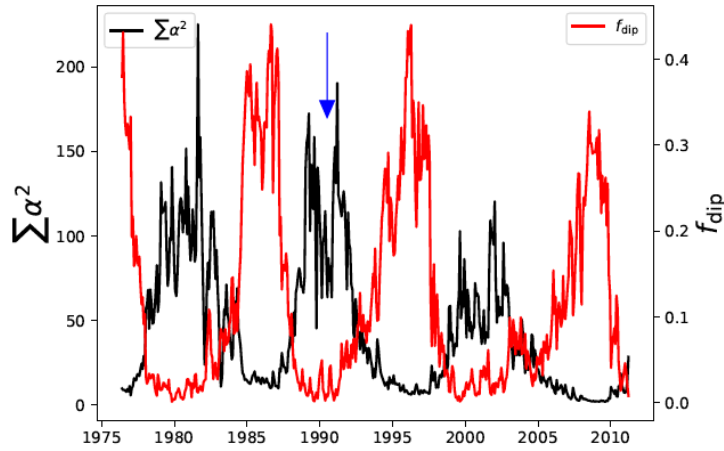


FIGURE 3.12: Évolution temporelle de l'énergie magnétique à la surface et de la composante dipolaire du champ magnétique pour les cartes magnétiques WSO. Crédits : Réville & Brun (2017).

3.3.1.1 Énergie magnétique

En reprenant la figure 3.11, on peut déjà noter que le diagramme papillon est différent de celui de Pinto *et al.* (2011) et plus proche du diagramme du Soleil présenté dans la section 1.2.2. En effet, on peut observer que notre cycle étudié présente pour B_r deux branches dans chaque hémisphère séparées vers 30 degrés en latitude : une qui se dirige vers l'équateur et qui correspond aux taches générées par le cycle en cours, et une de polarité opposée vers l'équateur, qui correspond aux taches générées au moment du renversement et qui vont peu à peu grâce au transport de flux changer la polarité des pôles. La polarité est ensuite inversée par rapport à l'équateur. On peut distinguer une légère asymétrie entre les deux hémisphères, mais ceci sera traité plus en détails dans la section 3.3.2.

On peut ensuite comparer l'évolution de l'énergie magnétique de surface avec les données du Mont Wilcox présentées dans Réville & Brun (2017) afin de comparer notre cycle dynamo simulé avec un cycle réel. L'énergie magnétique de surface est définie comme :

$$ME = \sum_{\ell=1}^{\ell_{max}} \alpha_{\ell,0}^2. \quad (3.21)$$

Il s'agit donc en réalité uniquement de l'énergie associée au champ magnétique radial, car l'observatoire du mont Wilcox ne possède que la composante Stokes V pour reconstituer le champ (cf. section 1.2.1). Cette quantité va être comparée à l'énergie associée à un mode spécifique du champ radial de surface, définie de la façon suivante :

$$f_{\ell} = \alpha_{\ell,0}^2 / ME. \quad (3.22)$$

Il est connu depuis très longtemps que l'évolution de l'énergie magnétique de surface ME est anti-corrélée avec l'évolution de l'énergie du dipôle f_1 (Hoeksema, 1984; Gokhale & Javaraiah, 1992), comme on peut le voir dans la figure 3.12. Ceci revient à dire que le champ magnétique est majoritairement dipolaire en période de minimum d'activité magnétique, et inversement le champ magnétique est majoritairement multipolaire en période de maximum d'activité magnétique. Il est important de noter que dans notre modèle dynamo, bien que le diagramme papillon présenté figure 3.11 soit très proche de celui observé, on ne retrouve pas complètement cette propriété. En effet, dans la figure 3.13, on peut voir dans le panneau de gauche que f_1 est en quadrature de phase avec ME avec un décalage d'un quart de période, tandis que c'est f_5 qui est le plus proche d'une

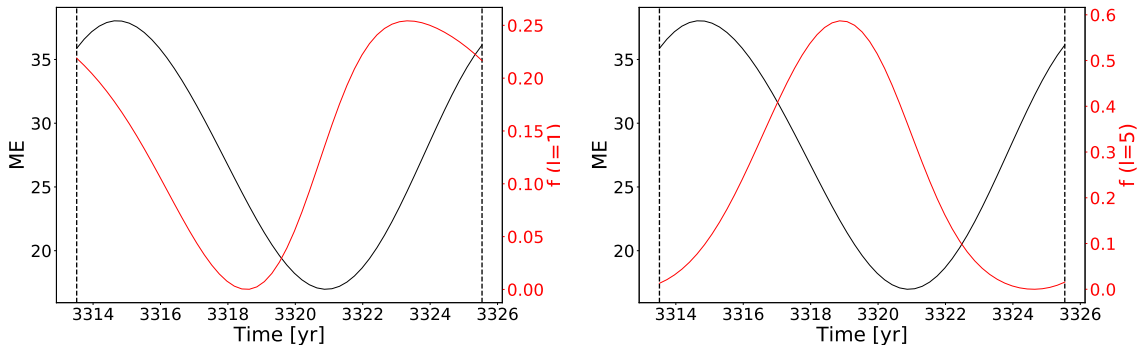


FIGURE 3.13: Évolution comparée en fonction du temps de l'énergie magnétique de surface (en noir) et de l'énergie des modes $\ell = 1$ et $\ell = 5$ (en rouge). Les lignes noires en pointillé indiquent le début et la fin du cycle étudié.

anti-corrélation avec ME dans le panneau de droite avec un décalage d'un tiers de période. Ceci est sans doute lié à l'amplitude des modes $\ell = 3$ et $\ell = 5$, comme on peut le voir dans la figure 3.10, qui est autant si ce n'est plus élevée comparée à celle du dipôle. Nous n'avons donc pas exactement la même dynamique en terme de modes que le vrai Soleil, mais nous sommes proches des propriétés essentielles.

3.3.1.2 Comparaison au minimum et maximum d'activité

L'intérêt du couplage quasi-statique est entre autres de pouvoir visualiser la couronne à des moments très différents du cycle dynamo, en particulier en minimum et maximum d'activité. C'est ce que présente la figure 3.14 : le panneau de gauche représente l'état de la couronne au premier minimum du cycle, le panneau de droite le maximum du cycle 4.9 ans après. En couleurs on peut voir la vitesse du vent projetée sur le champ magnétique et normalisée par le nombre de Mach ; cette quantité permet de suivre à la fois les variations de l'écoulement du vent et les variations de topologie du champ magnétique. Les lignes blanches représentent les lignes de champ magnétique, de polarité positive en trait plein, négative en pointillé. La ligne noire représente la surface d'Alfvén, c'est-à-dire la surface à laquelle la vitesse du vent est égale à la vitesse d'Alfvén $v_A = \sqrt{||\mathbf{B}||/(4\pi\rho)}$. Au minimum, le champ magnétique a une structure octupolaire près de la surface et dipolaire plus loin de l'étoile ; ceci est en accord avec l'amplitude des coefficients vue dans la figure 3.10. Le vent présente un streamer principal à l'équateur avec un vent plus lent qu'aux autres latitudes. La surface d'Alfvén est régulière avec deux lobes dans chaque hémisphère qui se rejoignent à l'équateur au niveau de la dernière boucle fermée. Au maximum, la configuration est complètement différente : la structure magnétique proche de l'étoile est beaucoup plus complexe avec une influence nette des modes symétriques ; des pseudo-streamers ont émergé à mi-latitude dans chaque hémisphère à partir de trous coronaux de polarité opposée ; la surface d'Alfvén est beaucoup plus complexe, agrandie au niveau des pôles, avec de multiples arcades aux autres latitudes. Quand on compare ces résultats avec ceux de Pinto *et al.* (2011), on remarque que la configuration au minimum d'activité est quasiment la même à ceci près que notre surface d'Alfvén est plus proche de l'étoile (à $7.5 R_\odot$ aux pôles au lieu de 14) ; au maximum cependant, notre surface d'Alfvén est beaucoup plus irrégulière, et ils n'ont pas le bombement que nous observons au niveau des pôles. Ceci est dû au modèle de transport de flux qui semble accumuler plus de champ magnétique au niveau des pôles, ainsi qu'aux modes de degrés élevés qui ont une amplitude non négligeable et qui se manifestent plus nettement aux pôles. Quand on compare nos résultats avec les données Ulysses (McComas *et al.*, 2008), on retrouve le même genre de structure magnétique près de la surface ainsi qu'une répartition semblable des streamers et pseudo-streamers, avec au

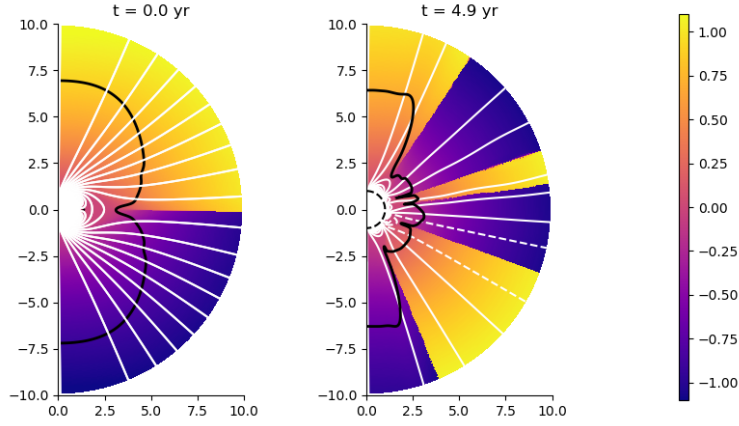


FIGURE 3.14: Coupes méridiennes au minimum et au maximum d'activité du cycle. L'échelle de couleurs représente la vitesse du vent projetée sur le champ magnétique et adimensionnée par le nombre de Mach : $\mathbf{v} \cdot \mathbf{B} / (c_s \|\mathbf{B}\|)$. Les lignes blanches correspondent aux lignes de champ magnétique, de polarité positive en trait plein, négative en pointillé. La ligne noire représente la surface d'Alfvén. Pour se concentrer sur la zone où le champ magnétique domine, l'axe des rayons est tronqué à 10 rayons solaires.

minimum un streamer central allant jusqu'à $3R_\odot$, et au maximum une structure plus complexe avec une alternance de streamers et pseudo-streamers. La structure générale de la couronne semble donc bien reproduite au minimum et au maximum.

3.3.1.3 Propriétés globales et variations au cours du cycle de 11 ans

Enfin, pour finir cette section, on peut suivre l'évolution au cours du cycle de certaines quantités intégrées, mesurées également par différentes missions spatiales comme Ulysses, Hélios 1 et 2 ou Parker Solar Probe. Nous allons ici nous concentrer sur le rayon d'Alfvén moyen $\langle r_A \rangle$, la perte de masse \dot{M} et la perte de moment cinétique \dot{J} . Le rayon d'Alfvén $r_A(\theta)$ est défini comme la distance à laquelle la vitesse du vent est égale à la vitesse d'Alfvén. Le rayon d'Alfvén moyen, tel que défini dans [Pinto et al. \(2011\)](#), correspond au rayon d'Alfvén moyenné par le flux de masse à travers la surface d'une sphère :

$$\langle r_A \rangle = \frac{\int r^2 \sin \theta \rho v_r r_A(\theta) d\theta}{\int r^2 \sin \theta \|\rho v\| d\theta}. \quad (3.23)$$

La perte de masse est définie de la façon suivante :

$$\dot{M} = 2\pi R_0^2 \int_0^\pi \rho v_r \sin \theta d\theta, \quad (3.24)$$

où R_0 est le rayon auquel la perte de masse est calculée par intégration à travers la surface d'une sphère. En théorie, si un état stationnaire est atteint, la perte de masse est indépendante du paramètre R_0 . Dans notre cas, on réalise la moyenne des pertes de masse calculées entre 9 et 20 R_\odot et on retrouve bien une valeur constante. Enfin, la perte de moment cinétique est définie comme :

$$\dot{J} = 2\pi R_0^3 \int_0^\pi \rho \sin^2 \theta v_r \left(v_\phi - \frac{B_\phi}{\mu_0 \rho} \frac{B_p \cdot v_p}{\|v_p\|^2} \right) d\theta. \quad (3.25)$$

Pour plus de précisions et notamment pour éviter les perturbations liées à des transients, ces quantités sont moyennées sur 25 temps de calcul PLUTO à la fin de la simulation, donc indépendantes de fluctuations ponctuelles.

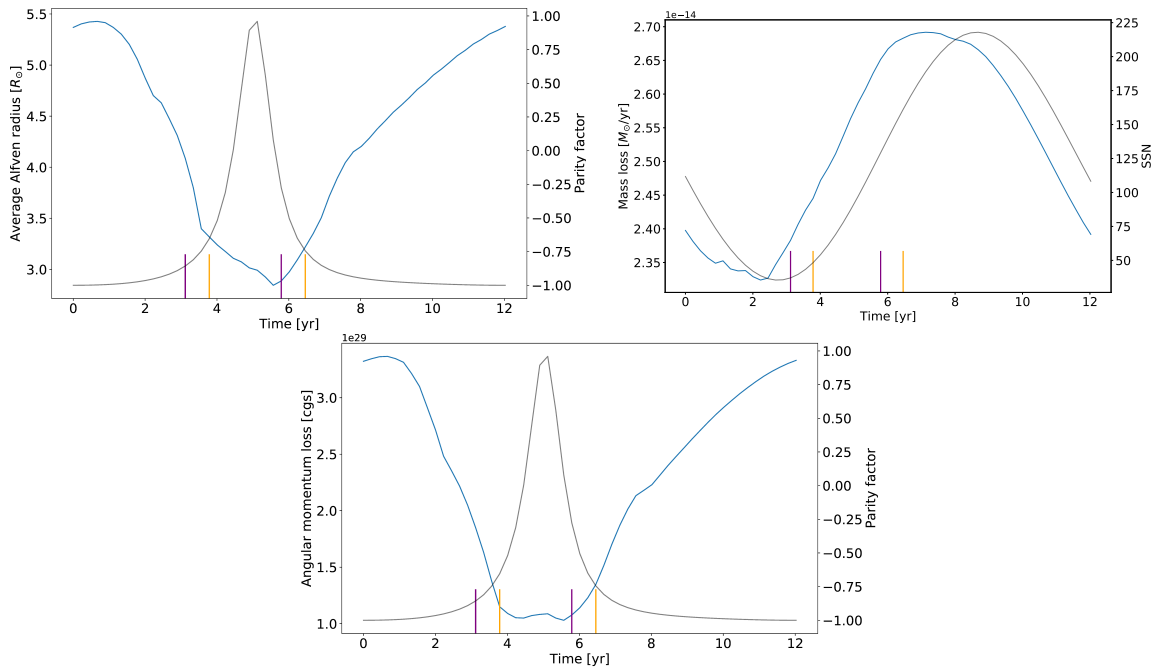


FIGURE 3.15: Évolution en fonction du temps sur un cycle d'activité de respectivement le rayon d'Alfvén moyen, la perte de masse et la perte de moment cinétique. Les lignes violettes (oranges) indiquent le début et la fin du renversement de la topologie magnétique dans l'hémisphère Sud (Nord). La ligne grise représente l'évolution en fonction du temps soit du facteur de parité, soit de l'énergie magnétique à la surface, en fonction de la légende de l'axe de droite.

L'évolution de ces 3 quantités est tracée au cours du cycle dans la figure 3.15, avec respectivement le rayon d'Alfvén, la perte de masse puis la perte de moment cinétique. Elle est comparée à l'évolution de deux paramètres : l'énergie magnétique de surface, déjà définie par l'équation (3.21) ; le facteur de parité, une quantité qui vaut 1 quand la topologie du champ magnétique est surtout quadrupolaire, et -1 quand elle est surtout dipolaire. Le facteur de parité est défini par :

$$P = \frac{\alpha_{2,0}^2 - \alpha_{1,0}^2}{\alpha_{2,0}^2 + \alpha_{1,0}^2}. \quad (3.26)$$

Le rayon d'Alfvén moyen dans notre cas varie entre $5.5 R_{\odot}$ au minimum et $3.0 R_{\odot}$ au maximum d'activité. Il est anti-corrélé avec le facteur de parité, car comme nous l'avons vu précédemment avec la figure 3.14, la topologie influe énormément sur l'allure de la surface d'Alfvén. Nos choix de calibration en densité et en température coronale ont aussi une influence sur ces quantités globales (Réville *et al.*, 2015a). Quand on compare ces valeurs avec celles de Pinto *et al.* (2011), on voit que dans leur cas, le rayon d'Alfvén varie de $9 R_{\odot}$ au minimum à $2.2 R_{\odot}$ au maximum. La tendance est la même, mais la variation est plus importante qu'ici (facteur 1.85 vs 4). Ceci est sans doute dû d'une part au streamer équatorial au minimum qui va jusqu'à $7 R_{\odot}$ dans leur cas et seulement $3R_{\odot}$ dans le nôtre, et d'autre part à l'accumulation de flux aux pôles dans notre modèle qui augmente la valeur du rayon d'Alfvén au maximum. De manière générale, le rayon d'Alfvén est très dépendant du code utilisé : d'après Pneuman & Kopp (1971), les modèles donnent des rayons d'Alfvén entre 2.5 et $60 R_{\odot}$; un benchmark serait utile pour pouvoir comparer de manière adéquate les différents résultats obtenus en fonction des modèles et méthodes numériques utilisées. Quand on compare cette fois-ci avec Réville & Brun (2017), ils trouvent des rayons d'Alfvén entre $7 R_{\odot}$ au minimum et $5 R_{\odot}$ au maximum. On retrouve donc une variation plus similaire, mais des valeurs plus grandes, dues à la prise en compte du modèle 3D qui lève l'hypothèse d'axisymétrie. Concernant les valeurs solaires, les valeurs estimées dans Pizzo *et al.* (1983) et Marsch & Richter (1984) suite

à la mission Hélios et à ses mesures de perte de moment cinétique donnent plutôt des valeurs entre 12 et 14 R_{\odot} et 13.6 et 16.6 R_{\odot} respectivement. Notre modèle semble donc sous-estimer les valeurs du rayon d'Alfvén, mais capture bien sa variation avec la topologie.

La perte de moment cinétique varie entre $3.5 \times 10^{29} \text{ g cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ au minimum et $1.0 \times 10^{29} \text{ g cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ au maximum d'activité. Son évolution est aussi anti-corrélée avec le facteur de parité, donc dépendante aussi de la topologie. C'est un résultat attendu car la perte de moment cinétique dépend en première approximation du rayon d'Alfvén (cf. formule (2.39) dans la section 2.2.2.1) qui donne une idée du bras de levier exercé par le champ magnétique. La même tendance se retrouve dans les autres études. On peut en particulier définir le temps caractéristique de ralentissement magnétique :

$$\delta t_{sd} = \frac{J_{\odot}}{\dot{J}}, \quad (3.27)$$

où J_{\odot} est le moment cinétique du Soleil, estimé à $1.84 \times 10^{48} \text{ g cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ dans Pinto *et al.* (2011) à partir d'un modèle sismique 1D issu de Brun *et al.* (2002). Nous obtenons alors un temps de ralentissement magnétique variant entre 1.7×10^{11} et 5.7×10^{11} années, ce qui est du même ordre de grandeur que celui trouvé dans Pinto *et al.* (2011).

Enfin, la perte de masse varie entre $2.35 \times 10^{-14} M_{\odot}/\text{ans}$ au minimum et $2.70 \times 10^{-14} M_{\odot}/\text{ans}$ au maximum. D'après les données Ulysses, la perte de masse du Soleil est de $3.1 \times 10^{-14} M_{\odot}/\text{ans}$ en 1992-1993, soit en minimum d'activité, et de $2.3 \times 10^{-14} M_{\odot}/\text{ans}$ en 1991, soit juste après un maximum d'activité. La gamme de valeurs est correcte, cependant l'amplitude et surtout la tendance est inversée par rapport à ce qui est attendu : d'après le modèle développé par Wang (1998), on s'attend à avoir une perte de masse minimale au minimum et maximale au maximum d'activité ; or dans notre modèle, elle est minimale juste avant le maximum et maximale juste après, comme s'il y avait une sorte de décalage. On trouve cependant une corrélation raisonnable avec le nombre de taches solaires par proxy SSN (qui sera défini dans la section suivante). Ceci vient sans doute encore du fait que f_1 et ME ne sont pas en opposition de phase comme montré dans la figure 3.13. Comme ce sera expliqué plus en détails dans la section suivante, cela semble créer un décalage entre le maximum topologique et le maximum en énergie magnétique. Même si cette tendance est donc différente de celle du Soleil, elle permet de mettre en évidence que la perte de masse semble moins dépendre de la topologie que les quantités précédentes, et plus de l'énergie magnétique et de sa distribution sur les différents modes. Nous rappelons à nouveau que le cycle dynamo n'a pas été calibré pour correspondre à un cycle solaire en particulier, ce qui entraîne inévitablement des différences.

3.3.2 Impact de l'asymétrie Nord-Sud

3.3.2.1 Asymétrie du champ magnétique stellaire

Comme il a été expliqué dans la section 3.2.1.1, l'asymétrie Nord-Sud a été introduite dans le terme source Babcock-Leighton avec le paramètre ϵ (cf. équation (3.6)). Cette asymétrie se traduit par un décalage dans le champ magnétique produit par STELEM et utilisé comme entrée dans le code PLUTO. Pour quantifier précisément cette asymétrie et la comparer à celle observée dans le Soleil, on peut tracer le nombre de taches solaires par proxy en fonction de chaque hémisphère, ce qui est fait dans la figure 3.16. En effet, comme notre modèle dynamo ne produit pas directement de taches solaires, on peut en trouver un équivalent en se basant sur la génération de champ toroïdal à la tachocline, en se basant sur le modèle de génération des taches solaires selon lequel les taches sont des tubes de champ créés à cet endroit qui remontent par la poussée d'Archimède

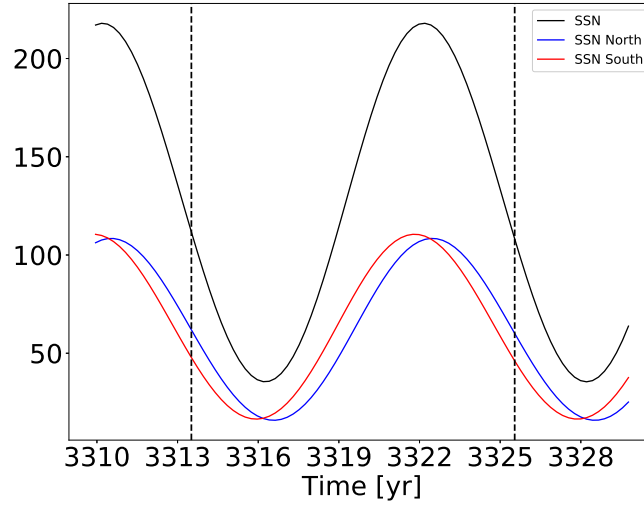


FIGURE 3.16: Évolution en fonction du temps du nombre de taches solaires par proxy. La ligne rouge représente l'hémisphère Sud, la bleue l'hémisphère Nord, et la noire la somme des deux. Les lignes noires en pointillé indiquent le début et la fin du cycle étudié.

(Spruit, 1981b; Jouve & Brun, 2009) :

$$SSN_{proxy} = SSN_0 \int_{\theta=0}^{\theta=\pi} B_{\phi}(r_c, \theta, t)^2 r_c^2 \sin \theta d\theta, \quad (3.28)$$

où SSN_0 est une constante fixée de sorte à avoir une amplitude similaire à celle du Soleil (Hung *et al.*, 2017). On observe alors clairement le décalage entre les deux hémisphères : dans notre modèle, c'est l'hémisphère Sud qui précède, avec 9 mois d'avance sur l'hémisphère Nord. On notera qu'étonnamment, le maximum de production des taches solaires (environ 9 ans après le début du cycle) ne coïncide pas avec le maximum topologique, ie. quand les modes symétriques dominent les modes antisymétriques (environ 5 ans après le début du cycle). Ceci vient encore une fois du modèle de Babcock-Leighton et de transport de flux qui a une distribution des modes légèrement différente de celle du Soleil (cf. figure 3.10). Il convient toutefois de noter que pour une simulation dynamo initialisée uniquement avec un dipôle et où les modes antisymétriques ont un taux de croissance plus important que les modes symétriques, il est déjà étonnant de voir des modes symétriques aussi forts, dont la croissance est uniquement due à la présence du terme d'asymétrie ϵ . Ceci confirme la théorie présentée dans Ossendrijver (2003) comme quoi l'asymétrie du cycle dynamo est liée au couplage des modes symétriques et antisymétriques.

3.3.2.2 Asymétrie de la structure de la couronne

Regardons maintenant comment cette asymétrie se manifeste dans la structure de la basse couronne grâce à la figure 3.17. Au début du cycle (panneau a), l'asymétrie est minimale et n'a quasiment pas d'impact. Mais après 2.9 ans (panneau b), on remarque que le streamer principal commence à se déformer à cause des boucles magnétiques qui n'ont plus une structure symétrique par rapport à l'équateur. 3.8 ans après le début du cycle (panneau c), un pseudo-streamer apparaît à mi-latitude dans l'hémisphère Sud, associé à un trou coronal de polarité opposée, tandis que l'hémisphère Nord conserve la même structure qu'au minimum. Il faudra attendre 4.5 ans après le début du cycle (panneau d) pour observer un pseudo-streamer similaire dans l'hémisphère

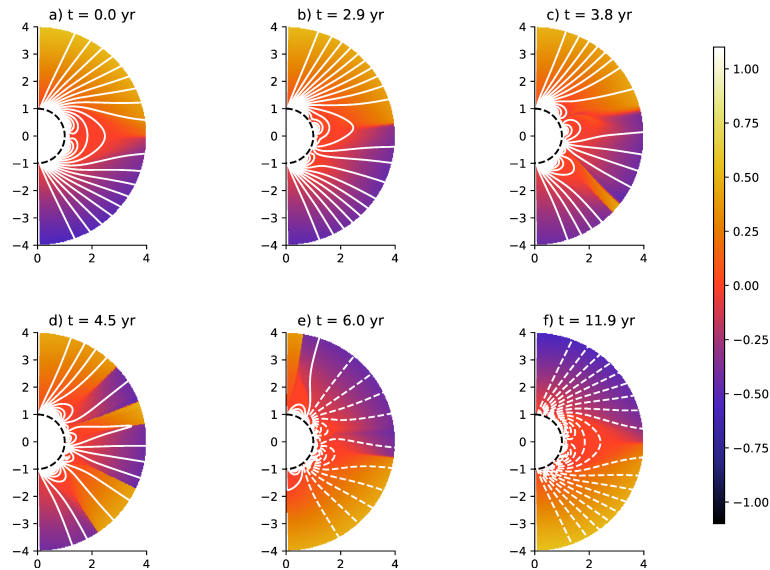


FIGURE 3.17: Évolution de la structure de la couronne aux temps 0.0, 2.9, 3.8, 4.5, 9.0 et 11.9 années après le début du cycle étudié. Pour ne représenter que la basse couronne, l'axe des rayons est tronqué à 4 rayons solaires. L'échelle de couleurs représente la vitesse du vent projetée sur le champ magnétique et adimensionnée par le nombre de Mach. Les lignes blanches correspondent aux lignes de champ magnétique, de polarité positive en trait plein, négative en pointillé.

Nord. De même, dès 6.0 ans après le début du cycle (panneau e), l'hémisphère Sud ne présente plus de pseudo-streamer, tandis qu'un dernier subsiste au pôle Nord. À la fin du cycle (panneau f), on est à nouveau sur une structure quasi-symétrique. On observe donc un décalage de l'ordre de 7 mois entre l'émergence des pseudo-streamers dans chaque hémisphère, dû à l'asymétrie du champ magnétique.

Enfin, voyons comment cette asymétrie se transmet au vent jusqu'au bout du domaine de calcul. La figure 3.18 présente un diagramme temps-latitude de la vitesse du vent au cours du cycle. La vitesse est donnée en km/s et est mesurée à $20R_{\odot}$. La structure globale est proche de celle observée pour le Soleil dans Sokół *et al.* (2015) à partir des données de Tokumaru *et al.* (2010) par IPS (cf. section 2.3.1) : au minimum, le vent est rapide aux pôles et lent à l'équateur ; au maximum, la distribution est beaucoup plus mélangée avec du vent lent à toutes les latitudes. Une différence est qu'avec l'accumulation de flux aux pôles de notre modèle, on observe clairement des zones de ralentissement au niveau des pôles au maximum. Ceci pourrait correspondre à des couches de courant à haute latitude, observées dans les données Ulysses (Khabarova *et al.*, 2017). La vitesse du vent à $20R_{\odot}$ peut être extrapolée à 1UA, ce qui donne alors entre 420 et 470 km/s. Cela correspond à la composante lente du vent solaire ; nous n'arrivons pas à reproduire à la fois la composante lente et la composante rapide à cause de notre traitement simplifié de la couronne et notamment de son chauffage. Sur le diagramme, on peut voir clairement une asymétrie entre les deux hémisphères au moment du maximum, qui crée un décalage de 5 mois. On observe donc une diminution de l'asymétrie par rapport à celle du champ magnétique. C'est aussi ce qui est observé dans le Soleil : dans Tokumaru *et al.* (2015), l'asymétrie observée dans le vent solaire est de au plus 1 an, alors que Temmer *et al.* (2006) indique que l'asymétrie dans le champ dynamo est de 1 à 2 ans. Ceci est cohérent avec l'homogénéisation en latitude observée dans Réville & Brun (2017). La source précise de l'asymétrie dans le vent est encore peu investiguée : les observations tendent à suggérer que ce serait lié à une asymétrie des trous coronaux et de leurs propriétés ; l'explication avancée est donc que l'asymétrie dans le champ magnétique crée un décalage temporel dans la formation des trous coronaux, qui par ailleurs peuvent posséder des propriétés différentes, ce qui est aussi ce qu'on retrouve dans notre modèle (Zhao *et al.*, 2005; McComas *et al.*, 2000; Ebert *et al.*, 2013).

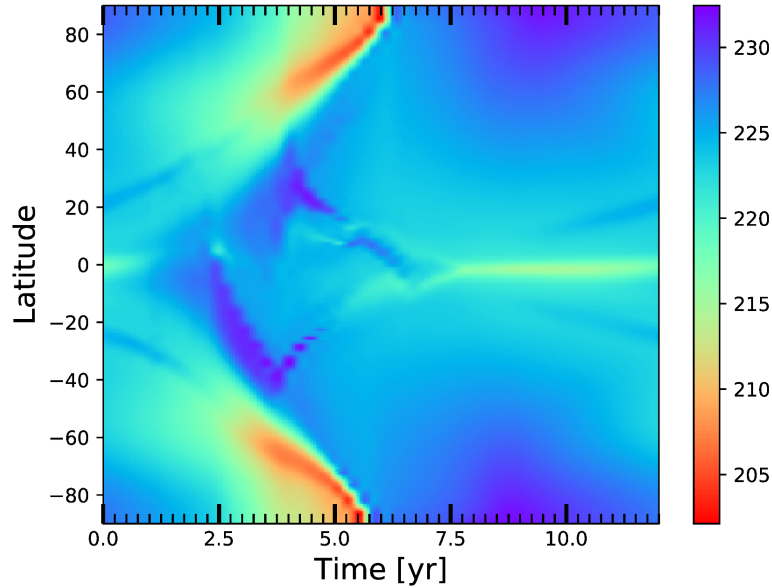


FIGURE 3.18: Diagramme temps-latitude de la vitesse du vent au cours d'un cycle d'activité calculée par nos simulations MHD. La vitesse est donnée en km/s et est mesurée à $20R_{\odot}$. Les tirets sur les axes horizontaux sont régulièrement espacés de 3 mois.

3.3.2.3 Asymétrie des quantités intégrées

Nous allons maintenant reprendre les quantités intégrées présentées dans la section 3.3.1.3 et observer cette fois-ci l'évolution de leur asymétrie Nord-Sud en fonction du temps, présentée dans la figure 3.19. Pour cela, il suffit de reprendre les équations (3.23), (3.24) et (3.25) et de tronquer l'intégrale pour se limiter uniquement à un hémisphère, puis de comparer les deux hémisphères entre eux. Pour le rayon d'Alfvén moyen, l'asymétrie varie entre 1% et 8%. Elle est maximale juste avant et juste après le renversement topologique. La perte de moment cinétique présente la plus grande asymétrie, variant entre 1% et 20%. Elle est maximale juste avant le renversement de la polarité. Concernant la perte de masse, on pourrait supposer que l'équation de continuité impose une symétrie parfaite entre les deux hémisphères car la condition $\nabla \cdot (\rho v) = 0$ est respectée entre 0 et π . Néanmoins, comme l'asymétrie du champ magnétique est transmise au champ de vitesse, cette condition n'est plus complètement respectée entre 0 et $\pi/2$ et entre $\pi/2$ et π , et on peut observer une asymétrie significative même pour la perte de masse, allant jusqu'à 4% avant le renversement de la polarité. On peut donc mesurer l'impact de l'asymétrie Nord-Sud même dans les quantités intégrées, en particulier au moment du maximum d'activité. C'est en accord avec les observations du Soleil qui montrent une asymétrie accrue au maximum d'activité (Tokumaru *et al.*, 2015).

3.4 Discussion et perspectives

Ce nouveau modèle de couplage quasi-statique se distingue par l'utilisation d'un modèle relativement avancé de dynamo avec un terme source Babcock-Leighton et du transport de flux. Comparé à un modèle α - Ω , le diagramme papillon est plus proche de celui observé pour le Soleil avec notamment la branche polaire qui a la même forme. Comme la circulation méridienne utilisée entraîne une importante concentration de flux aux pôles, notre modèle présente un décalage entre l'énergie du dipôle qui n'est pas complètement anti-corrélée avec l'énergie magnétique de surface, ie. le champ magnétique n'est pas uniquement dipolaire au minimum d'activité. Ceci crée ultimement une différence entre le maximum d'activité défini par le renversement topologique et celui défini par le maximum d'activité magnétique, ce qui nous donne l'opportunité de distinguer

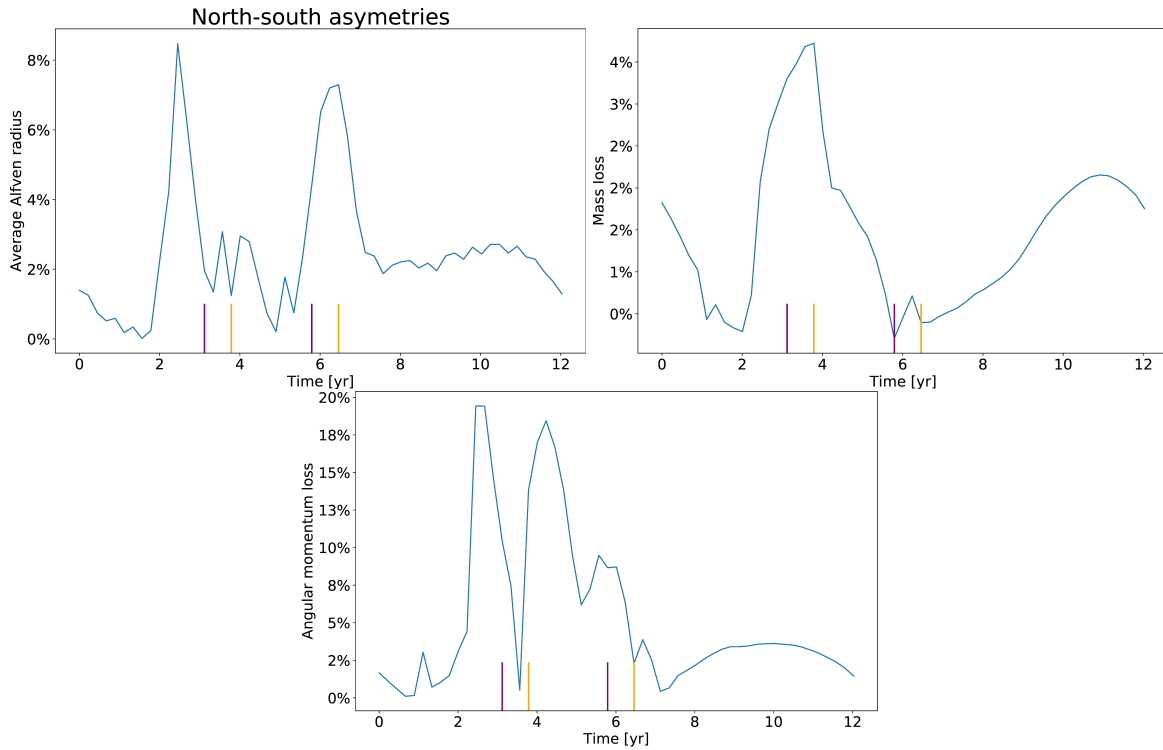


FIGURE 3.19: Évolution en fonction du temps de l'asymétrie Nord-Sud durant un cycle d'activité pour respectivement le rayon d'Alfvén moyen, la perte de masse et la perte de moment cinétique. Les lignes violettes (oranges) indiquent le début et la fin du renversement de la topologie magnétique dans l'hémisphère Sud (Nord).

l'influence de ces deux effets. Cela indique néanmoins qu'une analyse des modes serait pertinente pour calibrer les modèles Babcock-Leighton avec transport de flux sur le Soleil en complément du diagramme papillon, dans la continuité de ce qui a été fait dans [DeRosa et al. \(2012\)](#).

Ce modèle permet déjà de retrouver un certain nombre de propriétés quant à l'influence du champ magnétique dynamo sur l'évolution de la couronne au cours du cycle. On peut ainsi voir l'évolution de la structure de la couronne et de la vitesse du vent, et retrouver les observations d'Ulysès avec un vent lent à l'équateur et rapide aux pôles au minimum, et du vent lent et rapide à toutes les latitudes au maximum avec émergence de pseudo-streamers. On voit aussi nettement l'évolution des quantités mesurables localement ou déductibles à partir des mesures locales des observatoires spatiaux tels que le rayon d'Alfvén, la perte de masse ou la perte de moment cinétique. Notre étude permet notamment d'indiquer que la variation du rayon d'Alfvén et de la perte de moment cinétique est plus sensible à la variation de la topologie du champ dynamo, tandis que la variation de la perte de masse est plus sensible à l'activité magnétique à la surface de l'étoile, en particulier à l'énergie magnétique.

Cette étude a permis de s'intéresser à l'asymétrie Nord-Sud du champ dynamo et à sa propagation dans le vent solaire. Ce modèle confirme à nouveau le lien entre asymétrie et couplage des familles symétriques et antisymétriques du champ magnétique ([Tobias \(1997\)](#), [Ossendrijver \(2003\)](#)). L'asymétrie est de 9 mois pour le champ magnétique de surface. Elle passe à 7 mois pour l'émergence de pseudo-streamers au moment du maximum, et à 5 mois à $20R_{\odot}$ pour la vitesse du vent. On observe donc que l'asymétrie est bien propagée par le vent solaire, mais qu'elle tend à être lissée. C'est en accord avec les observations de [Tokumaru et al. \(2015\)](#) où on constate qu'une asymétrie dans le cycle de l'ordre de 2 ans est réduite à 1 an ou moins à 1UA. On remarque enfin que cette asymétrie est aussi observable dans des quantités mesurables localement comme le rayon d'Alfvén, la perte de masse et la perte de moment cinétique, et que c'est pour cette dernière que la différence est la plus forte.

Enfin, cette étude peut être améliorée en plusieurs points. Afin de reproduire au mieux les observations, il serait intéressant d'imiter un cycle solaire précis récent, par exemple les cycles 22, 23 ou 24, pour lesquels on possède à la fois des données précises pour la dynamo (taches solaires et magnétogrammes) et le vent (mission Ulysses). Concernant le modèle dynamo, il y a maintenant des modèles simulant artificiellement la génération de taches solaires comme celui de [Kumar et al. \(2018\)](#). Concernant le modèle de vent, il faudrait avoir un modèle de chauffage plus réaliste à l'image de ce qui est fait dans [Cranmer et al. \(2007\)](#), [Riley et al. \(2015\)](#) ou [Réville et al. \(2018\)](#) pour améliorer la prévision du rayon d'Alfvén et de la perte de masse. Concernant l'asymétrie, pour avoir un modèle plus réaliste il faudrait introduire des perturbations stochastiques pour que l'asymétrie varie dans le temps. Enfin, pour se défaire de l'hypothèse d'axisymétrie, il est nécessaire d'opérer un passage au 3D, ce qui a été fait et sera détaillé dans le chapitre 5 ; un saut qualitatif fondamental est aussi le passage à un couplage dynamique dynamo-vent au lieu de quasi-statique, ce qui est l'objet du chapitre suivant.

3.5 Article publié

Simulations of solar wind variations during an 11-year cycle and the influence of north–south asymmetry

B. Perri^{1,†}, A. S. Brun¹, V. Réville^{2,1} and A. Strugarek¹

¹AIM, CEA, CNRS, Université Paris-Saclay, Université Paris-Diderot, Sorbonne Paris Cité, F-91191 Gif-sur-Yvette, France

²EPSS, University of California, Los Angeles, CA, USA

(Received 27 April 2018; revised 2 August 2018; accepted 6 August 2018)

We want to study the connections between the magnetic field generated inside the Sun and the solar wind impacting Earth, especially the influence of north–south asymmetry on the magnetic and velocity fields. We study a solar-like 11-year cycle in a quasi-static way: an asymmetric dynamo field is generated through a 2.5-dimensional (2.5-D) flux-transport model with the Babcock–Leighton mechanism, and then is used as bottom boundary condition for compressible 2.5-D simulations of the solar wind. We recover solar values for the mass loss rate, the spin-down time scale and the Alfvén radius, and are able to reproduce the observed delay in latitudinal variations of the wind and the general wind structure observed for the Sun. We show that the phase lag between the energy of the dipole component and the total surface magnetic energy has a strong influence on the amplitude of the variations of global quantities. We show in particular that the magnetic torque variations can be linked to topological variations during a magnetic cycle, while variations in the mass loss rate appear to be driven by variations of the magnetic energy.

Key words: astrophysical plasmas, space plasma physics

1. Introduction

From a space weather perspective, one of the main challenges is to accurately model the solar wind, for it has a profound effect on the Earth's space environment. Various *in situ* observation missions, like Ulysses for example, have shown that the magnetic activity has a strong influence on the wind structure and velocity, depending on the phase of the 11-year cycle (see McComas *et al.* (2008) and Smith (2011) for a summary of the mission highlights, and Issautier *et al.* (2008) for a discussion about north-south asymmetry). At the minimum of activity, the magnetic field is mostly dipolar and the wind is slower at the equator (approximately 400 km s^{-1}) and faster at the poles (approximately 800 km s^{-1}); at the maximum of activity, the magnetic field is multipolar and the wind distribution is bimodal at all latitudes. This is why there is an increasing effort from an instrumental and theoretical point of view, to

† Email address for correspondence: barbara.perri@cea.fr

link *in situ* space measurements and remote sensing solar surface observations, one of the goals of ESA's Solar Orbiter mission.

Fortunately, we have a lot of observational data when it comes to the Sun's magnetic activity: sunspots and magnetic field observations from several observatories and several time periods (Royal Greenwich Observatory from 1874 to 1954 in Newton & Milsom (1955) and from 1874 to 1976 in Vizoso & Ballester (1990), Wilcox Solar Observatory from 1976 to 2009 in Hoeksema (2010)) have shown a north-south asymmetry in the sunspot distribution. The southern hemisphere led by 18 months over cycle 19, and since then, the northern hemisphere leads by a year on average (Svalgaard & Kamide 2013). The maximum delay between the two hemispheres measured so far is 2 years and it is worth noting that no systematic pattern has been found for this polar reversal phase delay in the surface magnetic activity (Temmer *et al.* 2006). We can note however that a systematic asymmetry can be observed for the average heliospheric current sheet at the Earth's orbit which appears to be systematically shifted southwards since at least cycle 16 (Mursula & Hiltula 2003).

A possible explanation of this asymmetry has been proposed: it can be due to the interference between the dipolar and quadrupolar components of the magnetic field which can lead in extreme cases to the vanishing of the magnetic field in one hemisphere (Gallet & Pétrelis 2009). See also Tobias (1997), Ossendrijver (2003), DeRosa, Brun & Hoeksema (2012), Shukuya & Kusano (2017) and references therein for a detailed discussion on dynamo symmetry properties. The antisymmetric family corresponds to odd ℓ degrees when projecting the magnetic field onto the spherical harmonics functions Y_ℓ^m under the assumption of axisymmetry (with order $m = 0$). It is overall dominant in the Sun, which explains the apparent dipolar structure over most of the cycle. However, the symmetric family, which corresponds to even ℓ degrees (when $m = 0$), is not negligible; it reaches on average 25% of the amplitude of the antisymmetric family, and becomes dominant during polarity reversals. Such asymmetry also has an impact on the wind structure: in Sokół *et al.* (2015), the reconstruction of the solar wind using interplanetary scintillation (IPS) observations summed up in Tokumaru, Kojima & Fujiki (2010), shows clearly an asymmetry in the latitudinal distribution of the wind.

For the large-scale magnetic field generation, the general theoretical framework is the dynamo theory, especially the interface dynamo (Parker 1993): due to strong shears in the solar differential rotation (Schou *et al.* 1998), a toroidal field is generated in the tachocline; the poloidal field is regenerated by induction thanks to the turbulent fluid motions in the convection zone, thus sustaining it against ohmic dissipation (see Miesch (2005) for a review on the subject). The most realistic models are associated with a flux-transport mechanism and a Babcock–Leighton term to take into account the role of the meridional circulation, linking the surface of the Sun and the tachocline at the poles by redistributing the magnetic field (see Babcock (1961) and Leighton (1969), but also Wang & Sheeley (1991) for the link with observations and Dikpati & Charbonneau (1999) for simulations).

To simulate the whole Sun, magnetohydrodynamic (MHD) simulations have been used successfully since the 1970s (for a full review on the subject, see Brun & Browning (2017)).

Large eddy simulations (LES) are global-scale simulations where a filter is applied to remove the small scales which are treated as dissipation terms. They were first computed in Gilman (1983) and in Glatzmaier (1985), and first adapted for high resolutions in Brun, Miesch & Toomre (2004); more realistic set-ups with high Reynolds numbers can be found in Hotta, Rempel & Yokoyama (2016). LES

models are now able to display large-scale magnetic cycles: for the Sun see Ghizaru, Charbonneau & Smolarkiewicz (2010), for young convective stars see Brown *et al.* (2011), for exceptional cycles such as grand minima see Augustson *et al.* (2015) and for generalization to other solar-like stars see Strugarek *et al.* (2017).

Mean-field simulations (MFS) are simulations performed under the assumptions of mean-field theory and axisymmetry. They have the advantage of being computationally cheap compared to the other fully three-dimensional (3-D) MHD methods. A presentation of kinematic dynamo models can be found in Roberts (1972), for more focus on the role of rotation see Stix (1976); for general reviews see Krause & Raedler (1980) and Charbonneau (2010). Although they rely on a simplified physical model, MFS reproduce better the magnetic field at the surface of the Sun for now. New models are even able to produce sunspots (Kumar *et al.* 2018).

For the solar wind, the current framework has been initiated by the work of Parker (1958): the observed gap of pressure and temperature between the solar corona and the interstellar medium led to the emerging idea of a dynamic corona, expanding to supersonic speed. This hydrodynamical approach was then expanded to take into account the magnetic field, which yields better computations of the angular momentum loss (Schatzman 1962; Weber & Davis 1967). It was also realized that, to explain the fast distribution of the wind, we certainly needed to take into account subtle magnetic effects and to adopt a multi-fluid approach (Hollweg & Isenberg 2002). These 1-D analytical equatorial models were then expanded to two dimensions (Sakurai 1985), leveraging the conservation of various physical quantities along the poloidal streamlines. There are still a lot of mechanisms that are not fully understood and yet to be modelled. For instance, the coronal heating is still an open problem: we do not know the exact mechanism, although there are very promising studies around magnetic reconnection (Parker 1988) and MHD turbulence (Cranmer, van Ballegoijen & Edgar 2007). The open flux problem is also a rising challenge, with the question of observational magnetic maps underestimating the open magnetic flux of the Sun (Linker *et al.* 2017).

One way to reproduce the wind dynamics is via compressible MHD simulations (Keppens & Goedbloed 1999) and there are basically two approaches: study of one or several flux tubes starting from the chromosphere to focus on the energy transfer between the surface and the corona in one (Suzuki & Inutsuka 2005) or two dimensions (Matsumoto & Suzuki 2012), or more global simulations including the whole star either in 2.5 dimensions in Matt *et al.* (2012), Tóth *et al.* (2012), Réville *et al.* (2015a) or in three dimensions in Riley *et al.* (2015) and Réville & Brun (2017).

Though connected in the real Sun, the solar interior and atmosphere are very difficult to couple numerically. Different plasma parameters, the wide range of time and length scales, the variety of physical processes involved and the stiffness of the MHD equations altogether make the modelling of the complete Sun an obvious numerical challenge. Remarkable attempts to deal with this problem are numerical studies made in small Cartesian domains (few tens of megametres) including the different photospheric layers (Vögler *et al.* (2005), Martínez-Sykora, Hansteen & Carlsson (2008) for the addition of conduction, Rempel, Schüssler & Knölker (2009) for focus on sunspots among others; see also review by Wedemeyer-Böhm, Lagg & Nordlund (2009)).

In a previous study, published in Pinto *et al.* (2011), the influence of the magnetic field geometry and amplitude on the solar wind has been studied in a quasi-static way in 2.5 dimensions. A first numerical code named STELEM (STellar ELEMENTS,

cf. Jouve & Brun (2007)) computes an 11-year magnetic cycle using a kinematic mean-field $\alpha - \Omega$ dynamo model. The latter is used as a bottom boundary condition for a second numerical code (DIP, cf. Grappin *et al.* (2010)) which computes a sequence of relaxed steady states of an isothermal wind. Quantities such as the wind speed distribution, the mass loss and the angular momentum loss were thus computed over an activity cycle, showing considerable variations over time.

In this paper, we use a similar approach but with a more realistic dynamo model, as described in Jouve & Brun (2007), and emphasizing north–south asymmetry as in DeRosa *et al.* (2012) (see their appendix A). We will first present the numerical codes and the physical ingredients in our models in § 2, then we will present our results as follows: we will begin with a description of the magnetic dynamo cycle in § 3 (time–latitude diagram, topology of the field and its evolution), then we will focus on the variation of the solar wind speed and its spatial distribution in § 4 and finally we will describe the evolution of global quantities such as mass and angular momentum loss over the cycle under the influence of asymmetry in § 5. Discussion and conclusions are given in § 6.

2. Numerical set-up

We used two different MHD codes for our 2.5-D axisymmetric simulations: STELEM for the dynamo field generated inside the star with a flux-transport model (T. Emonet & P. Charbonneau 1998, private communication; Jouve & Brun (2007)), and PLUTO for the solar corona and the associated wind (Mignone *et al.* 2007). The coupling between the two codes is made through the magnetic field properties: the dynamo field is matching a potential field at the surface at the star, which is then used as a bottom boundary condition for the corona and wind, and initial background field over the whole computational domain.

In § 2.1 we describe physical properties and the numerical methods used in the STELEM code; the same is done for the PLUTO code in § 2.2. Finally we give further details about the coupling process in § 2.3.

2.1. Dynamo simulations with STELEM

The simulations performed are the same as that described in DeRosa *et al.* (2012) in their appendix.

Working in spherical coordinates (r, θ, ϕ) and under the assumption of axisymmetry, we perform a poloidal–toroidal decomposition and write the mean magnetic and velocity field (respectively \mathbf{B} and \mathbf{U}) as follows:

$$\mathbf{B}(r, \theta, t) = \nabla \times (A_\phi(r, \theta, t)\mathbf{e}_\phi) + B_\phi(r, \theta, t)\mathbf{e}_\phi, \quad (2.1)$$

$$\mathbf{U}(r, \theta) = \mathbf{u}_p(r, \theta) + r \sin \theta \Omega(r, \theta)\mathbf{e}_\phi. \quad (2.2)$$

\mathbf{B} is decomposed with the poloidal streamfunction A_ϕ and toroidal field B_ϕ . The velocity field is time independent and prescribed by profiles of the meridional circulation \mathbf{u}_p and differential rotation Ω .

We rewrite the induction equation in the framework of mean-field theory in terms of A_ϕ and B_ϕ and we introduce a poloidal term S based on the Babcock–Leighton mechanism. We finally normalize the equations by using the solar radius R_\odot as the length scale and the diffusion time R_\odot^2/η_t as the time scale, and obtain the following two coupled partial differential equations:

$$\frac{\partial A_\phi}{\partial t} = \frac{\eta}{\eta_t} \left(\nabla^2 - \frac{1}{\varpi^2} \right) A_\phi - R_e \frac{\mathbf{u}_p}{\varpi} \cdot \nabla (\varpi A_\phi) + C_s S, \quad (2.3)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial B_\phi}{\partial t} = & \frac{\eta}{\eta_t} \left(\nabla^2 - \frac{1}{\varpi^2} \right) B_\phi + \frac{1}{\varpi} \frac{\partial(\varpi B_\phi)}{\partial r} \frac{\partial(\eta/\eta_t)}{\partial r} - R_e \varpi \mathbf{u}_p \cdot \nabla \left(\frac{B_\phi}{\varpi} \right) \\ & - R_e B_\phi \nabla \cdot \mathbf{u}_p + C_\Omega \varpi [\nabla \times (A_\phi \mathbf{e}_\phi)] \cdot \nabla \Omega, \end{aligned} \quad (2.4)$$

where η is the effective magnetic diffusivity, η_t is the turbulent diffusivity in the convection zone and $\varpi = r \sin \theta$. These equations are controlled by three dimensionless parameters: $C_\Omega = \Omega_0 R_\odot^2 / \eta_t$ which characterizes the shear by differential rotation (i.e. the omega effect); $C_s = s_0 R_\odot / \eta_t$ which characterizes the Babcock–Leighton source term; $R_e = u_0 R_\odot / \eta_t$ (the Reynolds number) which characterizes the intensity of the meridional circulation. Ω_0 , s_0 and u_0 are respectively the rotation rate, the typical amplitude of the surface source term and the amplitude of the meridional flow. In this study, we have $C_\Omega = 1.4 \times 10^5$, $C_s = 30$ and $R_e = 1.20 \times 10^3$, which corresponds to the parameters in DeRosa *et al.* (2012). The rotation rate thus corresponds to the one measured by helioseismology.

For simplicity, we assume that the meridional circulation is equatorially symmetric, having one large single cell in each hemisphere. Flows are directed poleward at the surface and equatorward at depth, vanishing at the bottom radial boundary. The equatorward flow penetrates slightly beneath the tachocline (Dikpati & Charbonneau 1999).

The rotation profile is inspired by solar angular velocity profile deduced from helioseismic inversions (Thompson *et al.* 2003). We assume solid-body rotation below $r = 0.66R_\odot$ and a differential rotation above:

$$\Omega(r, \theta) = \Omega_c + \frac{1}{2} \left[1 + \operatorname{erf} \left(\frac{2(r - r_c)}{d_1} \right) \right] (\Omega_{eq} + a_2 \cos^2 \theta + a_4 \cos^4 \theta - \Omega_c), \quad (2.5)$$

with the parameters: $\Omega_{eq} = 1$, $\Omega_c = 0.93944$, $r_c = 0.7R_\odot$, $d_1 = 0.05R_\odot$, $a_2 = -0.136076$ and $a_4 = -0.145713$.

We assume different diffusivities in the envelope and in the stable interior, smoothly matching the two:

$$\eta(r) = \eta_c + \frac{(\eta_t - \eta_c)}{2} \left[1 + \operatorname{erf} \left(\frac{r - r_c}{d} \right) \right], \quad (2.6)$$

with the parameters: $\eta_c = 10^9 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$, $\eta_t = 10^{11} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ and $d = 0.03R_\odot$.

In Babcock–Leighton flux-transport dynamo models, the poloidal field owes its origin to the tilt of magnetic loops emerging at the solar surface. Thus the source has to be confined to a thin layer just below the surface and, since the process is fundamentally non-local, the source term depends on the variation of B_ϕ at the base of the convection zone. To create asymmetry between the two hemispheres we introduce a modified source term modulated by the asymmetry parameter ϵ :

$$\begin{aligned} S(r, \theta, B_\phi) = & \frac{1}{2} \left[1 + \operatorname{erf} \left(\frac{r - r_2}{d_2} \right) \right] \left[1 - \operatorname{erf} \left(\frac{r - R_\odot}{d_2} \right) \right] \left[1 + \left(\frac{B_\phi(r_c, \theta, t)}{B_0} \right)^2 \right]^{-1} \\ & \times (\cos \theta + \epsilon \sin \theta) \sin^3 \theta B_\phi(r_c, \theta, t), \end{aligned} \quad (2.7)$$

with the parameters: $r_2 = 0.95R_\odot$, $d_2 = 0.01R_\odot$, $B_0 = 10^5$ and $\epsilon = 10^{-3}$.

The STELEM code is used to solve (2.3) and (2.4): it uses a finite-element method in space and a third-order scheme in time. The temporal scheme used is adapted

from Spalart, Moser & Rogers (1991) and is similar to a Runge–Kutta 3 method. The STELEM code has been thoroughly tested and validated via an international mean-field dynamo benchmark involving eight different codes (Jouve *et al.* 2008).

The numerical domain is an annular meridional cut of the Sun with the colatitude $\theta \in [0, \pi]$ and the radius $r \in [0.6, 1]R_\odot$ (i.e. from slightly below the tachocline located at $r \approx 0.7R_\odot$ up to the solar surface). We use a uniform grid with 64 points in radius and cosine of the latitude. At the latitudinal boundaries ($\theta = 0$ and $\theta = \pi$) and at the bottom radial boundary ($r = 0.6R_\odot$), A_ϕ and B_ϕ are set to 0. At the upper radial boundary ($r = R_\odot$), the solution is matched to an external potential field. Usual initial conditions involve setting a confined dipole field configuration, i.e. A_ϕ is set to $\sin\theta/r^2$ in the convection zone and to 0 below the tachocline; the toroidal field is initialized to 0 everywhere.

2.2. Wind simulations with PLUTO

This set-up is inspired by that described in Réville *et al.* (2015a), but adapted to spherical coordinates.

We solve the set of the conservative ideal MHD equations composed of the continuity equation for the density ρ , the momentum equation for the velocity field \mathbf{u} with its momentum written $\mathbf{m} = \rho\mathbf{u}$, the energy equation which is noted E and the induction equation for the magnetic field \mathbf{B} :

$$\frac{\partial}{\partial t}\rho + \nabla \cdot \rho\mathbf{u} = 0, \quad (2.8)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\mathbf{m} + \nabla \cdot (\mathbf{m}\mathbf{v} - \mathbf{B}\mathbf{B} + \mathbf{l}p) = \rho\mathbf{a}, \quad (2.9)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}E + \nabla \cdot ((E + p)\mathbf{u} - \mathbf{B}(\mathbf{u} \cdot \mathbf{B})) = \mathbf{m} \cdot \mathbf{a}, \quad (2.10)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\mathbf{B} + \nabla \cdot (\mathbf{u}\mathbf{B} - \mathbf{B}\mathbf{u}) = 0, \quad (2.11)$$

where p is the total pressure (thermal and magnetic), \mathbf{l} is the identity matrix and \mathbf{a} is a source term (gravitational acceleration in our case). We use the ideal equation of state:

$$\rho\varepsilon = p_{th}/(\gamma - 1), \quad (2.12)$$

where p_{th} is the thermal pressure, ε is the internal energy per mass and γ is the adiabatic exponent. This gives for the energy: $E = \rho\varepsilon + \mathbf{m}^2/(2\rho) + \mathbf{B}^2/2$.

PLUTO solves normalized equations, using three variables to set all the others: length, density and speed. If we note with $*$ the parameters related to the star and with 0 the parameters related to the normalization, we have $R_*/R_0 = 1$, $\rho_*/\rho_0 = 1$ and $u_{kep}/U_0 = \sqrt{GM_*/R_*}/U_0 = 1$, where u_{kep} is the Keplerian speed at the stellar surface and G the gravitational constant. By choosing the physical values of R_0 , ρ_0 and U_0 , one can deduce all of the other values given by the code in physical units. In our set-up, we choose $R_0 = R_\odot = 6.96 \times 10^{10}$ cm, $\rho_0 = \rho_\odot = 6.68 \times 10^{-16}$ g cm⁻³ (which corresponds to the density in the solar corona above 2.5 km, cf. Vernazza, Avrett & Loeser (1981)) and $U_0 = u_{kep,\odot} = 4.37 \times 10^2$ km s⁻¹. Our wind simulations are then controlled by three parameters: the adiabatic exponent γ for the polytropic wind, the rotation of the star normalized by the escape velocity u_{rot}/u_{esc} and the speed of

sound normalized also by the escape velocity c_s/u_{esc} . Note that the escape velocity is defined as $u_{esc} = \sqrt{2}u_{kep} = \sqrt{2GM_*/R_*}$. For the rotation speed, we take the solar value, which gives $u_{rot}/u_{esc} = 2.93 \times 10^{-3}$. We choose to fix $c_s/u_{esc} = 0.243$, which corresponds to a 1.3×10^6 K hot corona for solar parameters and $\gamma = 1.05$. This choice of γ is dictated by the need to maintain an almost constant temperature as the wind expands, which is what is observed in the solar wind. Hence, choosing $\gamma \neq 5/3$ is a simplified way of taking into account heating, which is not modelled here.

We assume axisymmetry and use the spherical coordinates (r, θ, ϕ) . Since PLUTO is a multi-physics and multi-solver code, we choose a finite-volume method using an approximate Riemann solver (here the HLL solver, cf. Einfeldt (1988)). PLUTO uses a reconstruct–solve–average approach using a set of primitive variables $(\rho, \mathbf{u}, p, \mathbf{B})$ to solve the Riemann problem corresponding to the previous set of equations.

The numerical domain is an annular meridional cut with the colatitude $\theta \in [0, \pi]$ and the radius $r \in [1, 20]R_\odot$. We use a uniform grid in latitude with 512 points, and a stretched grid in radius with 512 points; the grid spacing is geometrically increasing from $\Delta r/R_* = 0.001$ at the surface of the star to $\Delta r/R_* = 0.01$ at the outer boundary. At the latitudinal boundaries ($\theta = 0$ and $\theta = \pi$), we set axisymmetric boundary conditions. At the top radial boundary ($r = 20R_*$), we set an outflow boundary condition which corresponds to $\partial/\partial r = 0$ for all variables, except for the radial magnetic field where we enforce $\partial(r^2 B_r)/\partial r = 0$. Because the wind has opened the field lines and under the assumption of axisymmetry, this ensures the divergence-free property of the field. At the bottom radial boundary ($r = R_*$), we set a condition similar to the one described in Zanni & Ferreira (2009) to be as close as possible to a perfect rotating conductor. We also implement the same differential rotation as described in (2.5). We initialize the velocity field with a polytropic wind solution and the magnetic field with a potential extrapolation of the field produced by STELEM at a given time. Please note that there is a splitting in PLUTO between the background field (which is curl free and provided by the dynamo model) and the deviation field (which is a perturbation of the background field and carries the magnetic energy). Please note also that, to enforce the divergence-free property of the field, we use a hyperbolic divergence cleaning, which means that the induction equation is coupled to a generalized Lagrange multiplier in order to compensate the deviations from a divergence-free field (Dedner *et al.* 2002).

2.3. Coupling method

To couple the two codes described above, we use the projection of the surface magnetic field produced by STELEM onto spherical harmonics, which PLUTO can read. To proceed so, we select a given time t_0 , then we project the surface radial magnetic field at that time $B_r(t_0, r = R_\odot, \theta, \phi)$ onto spherical harmonics $Y_\ell^0(\theta)$ up to a degree ℓ_{max} :

$$B_r(r = R_\odot, \theta, t_0) = \sum_{\ell=1}^{\ell_{max}} \alpha_{\ell,0}(r = R_\odot) Y_\ell^0(\theta). \quad (2.13)$$

Note that there is no dependency in ϕ due to axisymmetry ($m = 0$). In this study, we choose $\ell_{max} = 40$, as it provides the best compromise between accuracy and costs for the reconstruction. Then, inside PLUTO, we reconstruct the field by reading these coefficients and combining them with spherical harmonics, and finally we extrapolate the field inside the whole wind computation domain. For the extrapolation, we chose

a potential-field source surface (PFSS) method with a source surface radius R_{ss} equal to $15R_{\odot}$. For more information about the PFSS method, for the original computation see Altschuler & Newkirk (1969) and Schatten, Wilcox & Ness (1969), for a more explicit calculation see Schrijver & De Rosa (2003). We obtain:

$$\alpha_{\ell,0}(r) = \alpha_{\ell,0}(r = R_{\odot}) \frac{\ell(R_{\odot}/R_{ss})^{2\ell+1}(r/R_{\odot})^{\ell-1} + (\ell+1)(r/R_{\odot})^{-(\ell+2)}}{\ell(R_{\odot}/R_{ss})^{2\ell+1} + (\ell+1)}, \quad (2.14)$$

$$\beta_{\ell,0}(r) = (\ell+1)\alpha_{\ell,0}(r = R_{\odot}) \frac{(R_{\odot}/R_{ss})^{2\ell+1}(r/R_{\odot})^{\ell-1} - (r/R_{\odot})^{-(\ell+2)}}{\ell(R_{\odot}/R_{ss})^{2\ell+1} + (\ell+1)}. \quad (2.15)$$

In Réville *et al.* (2015b), it was explained that the fiducial value of $2.5 R_{\odot}$ usually found in the literature for R_{ss} was an approximation, and that it is possible to define an optimal source surface radius that allows recovery of the best value for the open flux in the simulation. This optimal value increases with the magnetic field strength and decreases with high-order magnetic topology and rotation rate. It was suggested that a different value of R_{ss} should thus be used at different times over the cycle, but we did not investigate such parametrization as the PFSS is only used to initialize our wind model. Our value is an estimate of the larger value needed in our simulations, which correspond to a strong dipole at low rotation rate. We recall also that the PFSS extrapolation is only used to initialize the simulation, and the final configuration does not depend much on the initial extrapolation.

This yields the following field reconstruction:

$$\mathbf{B}^{PLUTO} = \begin{cases} B_r(r, \theta, \phi) = \sum_{\ell=1}^{\ell_{max}} \alpha_{\ell,0}(r) Y_{\ell}^0(\theta) \\ B_{\theta}(r, \theta, \phi) = \sum_{\ell=1}^{\ell_{max}} \beta_{\ell,0}(r) \sqrt{\frac{2\ell+1}{4\pi}} \frac{1}{\ell+1} \partial_{\theta} P_{\ell}^0(\theta) \\ B_{\phi}(r, \theta, \phi) = 0.0. \end{cases} \quad (2.16)$$

The magnetic field provided by STELEM is dimensionless (cf. (2.3) and (2.4)). To recover the proper physical units, we calibrate the radial magnetic field amplitude so that the mass loss rate is as close as possible to estimations of the global mass loss rate deduced from Ulysses data (McComas *et al.* 2008); this yields values between 2.3×10^{-14} and $3.1 \times 10^{-14} M_{\odot}/\text{yr}$ (Réville & Brun 2017). The magnetic field is then normalized by the PLUTO units described in § 2.2.

From our dynamo run, we thus obtain a times series of 54 snapshots $B_r(t_i)$, sampled over an 11-year cycle with a time step of approximately 2 months. For each input magnetic field, we let the wind relax and reach a steady state; this takes around 500 characteristic times (defined as $t_p = R_*/u_{kep} = R_*^{3/2}/\sqrt{GM_*}$), which translates to 9 days using solar units. The result is then a sequence of steady-state solutions, providing general properties of the coronal magnetic field and the wind between solar minimum and maximum of activity, but without taking into account the back reaction of the wind on the dynamo. All simulations are performed from scratch, so there is no dependence for any state of relaxation on the previous states.

3. Description of the cycle

3.1. Properties of the dynamo field

First we will begin by presenting the main features of the solar dynamo solution generated by STELEM.

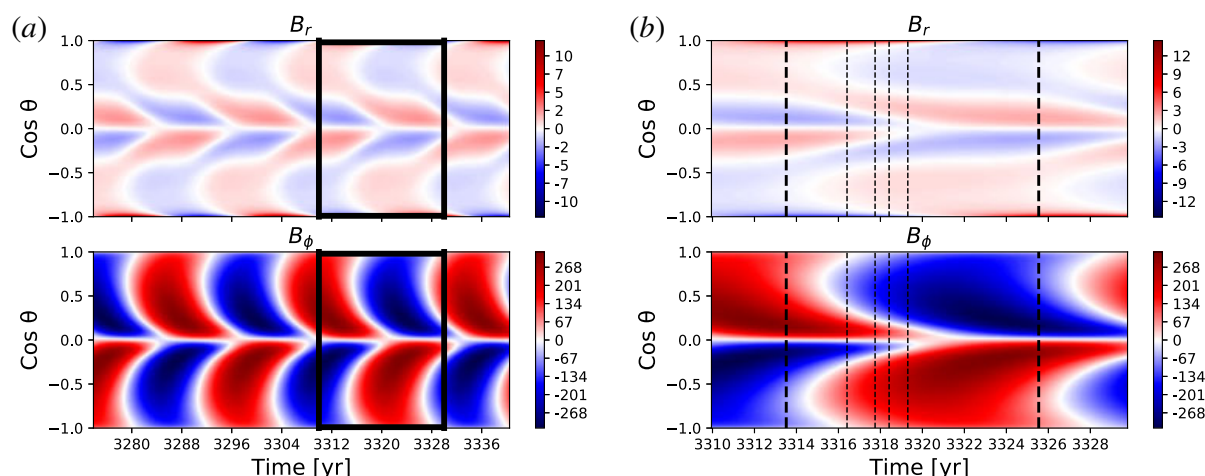


FIGURE 1. Time–latitude diagrams of the radial surface and the azimuthal tachocline magnetic fields for the dynamo model produced by STELEM. The time is shown in years and the vertical axis shows the cosine of the angle associated with the latitude. (a) Shows the general aspect of the magnetic field over 3 cycles. (b) Is a zoom on the specific cycle we studied, with the black dashed lines indicating remarkable times of the simulation.

Figure 1(a) displays the time–latitude diagrams for the radial magnetic field at the surface of the star and the toroidal magnetic field at the base of the convective zone over several dynamo cycles. The cycle period is approximately 12.0 years, which is close to the observational mean Sun value of approximately 11 years (Clette & Lefèvre 2012). The asymmetry of the model results in a delay of 9 months of the magnetic configuration between the two hemispheres (for example the southern one reverses first, as in cycle 18 of the Sun). This is in qualitative agreement with the current observed delay of 1 year (Temmer *et al.* 2006). This diagram for the surface radial magnetic field is typical of a flux-transport dynamo model, and exhibits features similar to the solar field: at each instant of the cycle there are two branches, one equatorward and the other one poleward. Figure 1(b) shows more precisely which cycle we decided to study, with black dashed lines indicating some remarkable times at which we computed the associated wind solution with PLUTO. These times are 0.0, 2.9, 4.2, 4.9, 5.8 and 12.0 years after the cycle minimum. We will explain in § 3.2 why we chose to show these specific moments among the 54 we computed. The most right and most left lines correspond to the cycle minima.

Note that there are several ways to define a cycle minimum in our numerical simulations when comparing with real sunspot time series. In figure 1, we fixed the minimum as the time of the cycle when the magnetic field configuration is more dipolar, which means the time when the ratio of the dipole energy over the quadrupole energy is maximum. Likewise, the maximum of the cycle is defined as the maximum ratio of energy between the quadrupole and dipole. Another way to define a minimum of activity is to say that it is the time when there are the lowest number of sunspots on the solar surface. Since our model does not generate sunspots, we use a proxy to determine an equivalent sunspot number (SSN) based on the generation of toroidal magnetic field at the tachocline, given by:

$$SSN_{proxy} = SSN_0 \int_{\theta=0}^{\theta=\pi} B_{\phi}(r_c, \theta, t)^2 r_c^2 \sin \theta \, d\theta, \quad (3.1)$$

where SSN_0 is a scaling constant to find values for our SSN proxy of the same order of magnitude as the Sun (Hung *et al.* 2017).

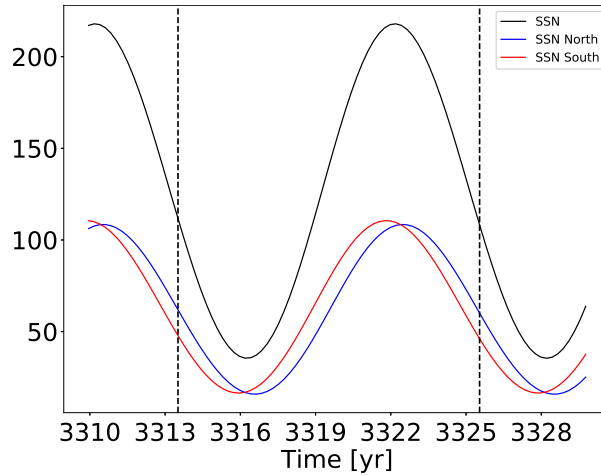


FIGURE 2. Evolution of the proxy for the sunspot number (SSN) over time. The SSN for the northern (southern) hemisphere is in blue (red), and the total number is in black. The black dashed lines indicate the minima of the studied cycle as defined by topology.

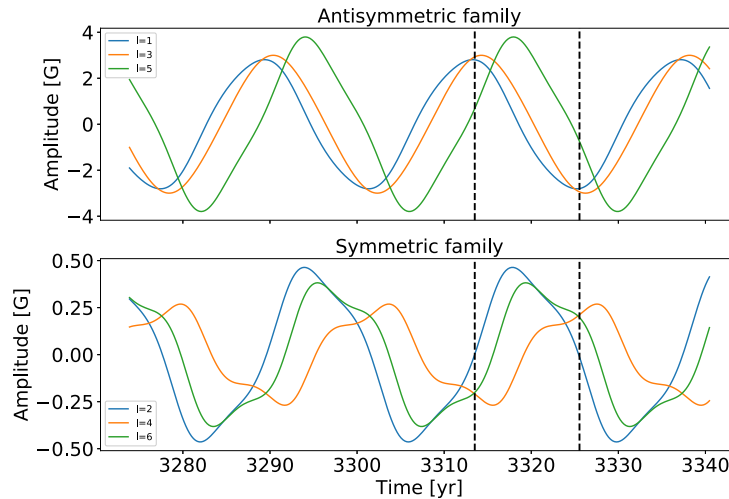


FIGURE 3. Time evolution of the coefficients of the surface magnetic field projection onto spherical harmonics over 2.5 dynamo cycles, grouped as equatorially symmetric and antisymmetric families. Only the $m = 0$ modes are displayed due to the assumption of axisymmetry.

Separating the SSN from the northern and southern hemisphere in figure 2 allows us to see clearly the north–south asymmetry. For the Sun, these two definitions of minimum or maximum of the solar cycle give the same time. However, we can notice that in our model the minimum of sunspot activity is delayed by 2.5 years compared to our minimum of quadrupolar energy (cf. figure 2). This is because we did not fine tune the model to match an exact solar cycle; what we seek foremost is to understand the link between the dynamo field and the wind on a fundamental level. However, it allows us to isolate the effects of those different contributions and understand more precisely the underlying physics.

Another impact of the introduced asymmetry is the ability to couple the equatorially symmetric and antisymmetric family modes for the magnetic field. To demonstrate this point, we display in figure 3 the time evolution of the coefficients of the projection of the surface radial magnetic field on the spherical harmonics. They are

gathered as equatorially symmetric and antisymmetric families, which correspond to the even and odd degrees ℓ for the projection onto the spherical harmonics when considering only $m = 0$ modes. The first thing we notice is that the amplitude of the antisymmetric family modes is similar to that of the Sun (between -4 and 4 G, as shown in DeRosa *et al.* (2012)). The $\ell = 3$ component is stronger than what is observed in the Sun: this seems to be induced by the flux-transport model, which tends to accumulate magnetic flux at the poles, thus favouring higher ℓ modes than the dipole and octupole. Despite the fact that the simulation was initialized with a dipole field, we can see that the symmetric family modes develop in a significant way, reaching on average approximately 10% of the antisymmetric family mean amplitude. This is different from simple 2.5-D mean-field dynamo models: usually the symmetric family modes are unable to develop when the model is initialized with a dipole and is symmetric, whereas in the Sun the quadrupole amplitude is measured to be around 25% that of the dipole most of the time. We can also note that the amplitude of the symmetric family modes (between -0.5 and 0.5 G) is close to what has been observed since cycle 21 (see for instance DeRosa *et al.* (2012)).

The final property of our dynamo model we wanted to highlight is the time evolution of the total radial surface magnetic energy versus the energy of the dipole component. With our decomposition in spherical harmonics (cf. (2.16)), we can define the total radial surface magnetic energy as:

$$ME = \sum_{\ell=1}^{\ell_{\max}} \alpha_{\ell,0}^2. \quad (3.2)$$

Then we can define the energy of a specific harmonic component of the radial surface field as:

$$f_{\ell} = \alpha_{\ell,0}^2 / ME. \quad (3.3)$$

Using data from the Wilcox Observatory it can be shown that ME and f_1 were anticorrelated from cycle 20 to 23 (Réville & Brun 2017), which confirms that the Sun is mostly dipolar during minimum of activity and multipolar near maximum. We plot the time evolution of these two quantities over 3 cycles in figure 4(a). In our case, f_1 and ME have a phase delay of one quarter of a period, so not fully correlated nor anticorrelated but in phase quadrature. This is a direct consequence of what we have just highlighted concerning the modes: since the dipole is not here the strongest magnetic mode, it is not the relevant one to study from an energetic point of view. In figure 4(b), we show the same comparison but for the $\ell = 5$ mode, and here we have a phase delay of one third of a period, which is closer to anticorrelation. This shows that, although Babcock–Leighton models seem to allow higher modes to reach a bigger amplitude than in the Sun, they capture most of the interplay between topology and energy.

3.2. Coronal magnetic field

The time evolution of the coronal magnetic field is displayed in figure 5 at remarkable times during the cycle. If we consider the initial minimum of activity at the beginning of our simulation as instant $t = 0$, the different panels (a,b,c,d,e) and (f) correspond respectively to times $t = 0.0, 2.9, 3.8, 4.5, 6.0$ and 11.9 years. These times were indicated as black dashed lines in figure 1(a). The first 4 R_{\odot} close to the star are

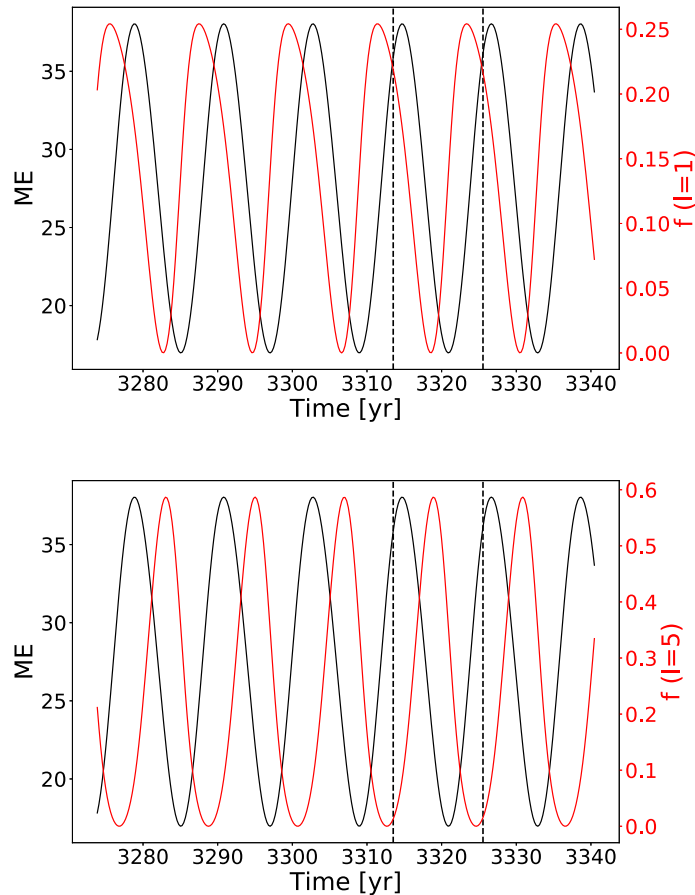


FIGURE 4. Comparison of the evolution of the surface magnetic energy and the energy of 2 mode components over several cycles: $\ell = 1$ for (a), $\ell = 5$ for (b).

visible for both hemispheres in order to see the effect of asymmetry. The colour scale represents the following quantity: $\mathbf{u} \cdot \mathbf{B} / (c_s \|\mathbf{B}\|)$, which is the solar wind velocity projected onto the magnetic field in units of Mach number. Since the wind always flows outwards the star, this quantity allows us to track the changes of polarity of the magnetic field in the open field regions; with this colour table, yellow corresponds to positive polarity, and dark blue to negative polarity. The transitions between polarities are in red and correspond to current sheets. The poloidal field lines are plotted in white, in solid (dashed) for positive (negative) polarity, corresponding to a positive (negative) potential vector A_ϕ .

We now analyse the changes of topology in the coronal magnetic field observed over one dynamo cycle and its interaction with the wind. To describe properly the structures, we will differentiate the helmet streamers, which separate coronal holes of opposite magnetic polarities, from the pseudo-streamers, which overlie twin loop arcades and separate holes of the same polarity, as defined in Wang, Sheeley & Rich (2007).

We start at a minimum of activity, go through a maximum and then return to a minimum. At the minimum of activity (a), the magnetic field is dominated by the dipole starting from 2–3 solar radii, but is mostly octupolar at the surface with 3 arcades of closed magnetic field loops. This is consistent with the spectrum analysis displayed in figure 3. We have a central streamer similar to what is observed in the Sun: it extends up to 4 solar radii, where most coronagraph pictures show a streamer

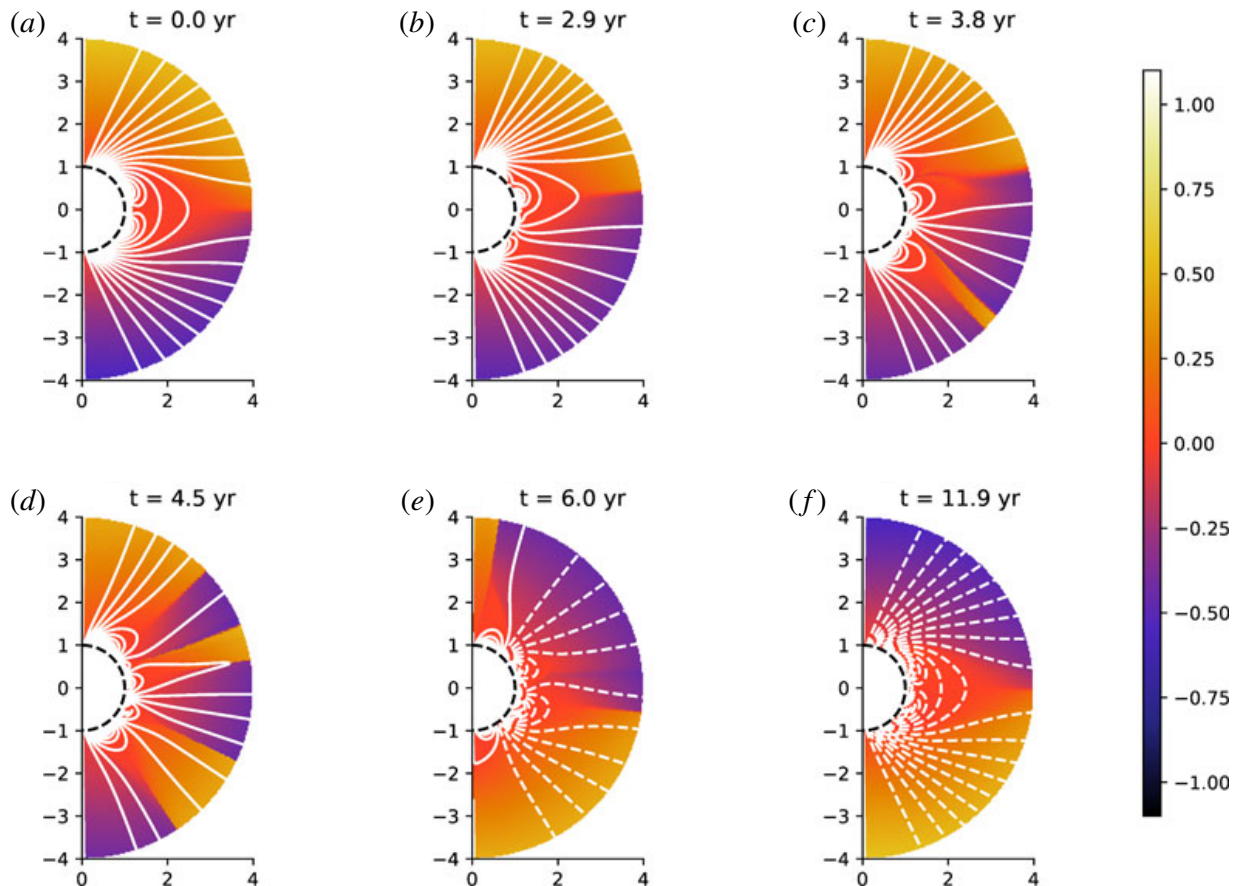


FIGURE 5. Snapshots of the evolution of the coronal magnetic field at different times: if we set $t = 0$ years at the first minimum, then we have $t = 0, 2.9, 4.2, 4.9, 5.8$ and 12.0 years. The colour scale represents the following quantity: $\mathbf{u} \cdot \mathbf{B} / (c_s \|\mathbf{B}\|)$, which is the solar wind velocity projected onto the magnetic field in units of Mach number. White lines correspond to the poloidal magnetic field lines of positive polarity in solid and negative polarity in dashed lines. We represent only the 4 first solar radii.

between 2 and 4 solar radii. The magnetic field is of positive polarity in the northern coronal hole and of negative polarity in the southern coronal hole.

We can then clearly see the reversal of the two hemispheres happening one after the other. In (b), we can see that the equatorial streamer has been disrupted at high latitudes in the southern hemisphere, leading to the appearance of pseudo-streamers. In the northern hemisphere, the main streamer is still intact and connected transequatorially with the southern hemisphere just under the equator. In (c), the first coronal hole of opposite polarity opens in the southern hemisphere, creating a streamer at mid-latitude. The equatorial streamer is completely disrupted at this point, pseudo-streamers have been formed as well in the northern hemisphere. In (d), another coronal hole of opposite polarity forms this time in the northern hemisphere. In the southern hemisphere, the coronal hole is spreading due to the wind opening up the coronal field lines. The magnetic configuration is very close to quadrupolar. In (e), the southern hemisphere has now reversed, since the overall magnetic field, especially at the poles, is now the opposite of the one in (a). In the northern hemisphere, the reversal is not complete, the pole is the last region to which the coronal hole of opposite polarity has not yet spread. In (f), we jump from the middle of the cycle to the end of the cycle: the field has returned to a dipolar configuration, but with the exact opposite polarity compared to (a), hence completing an activity cycle.

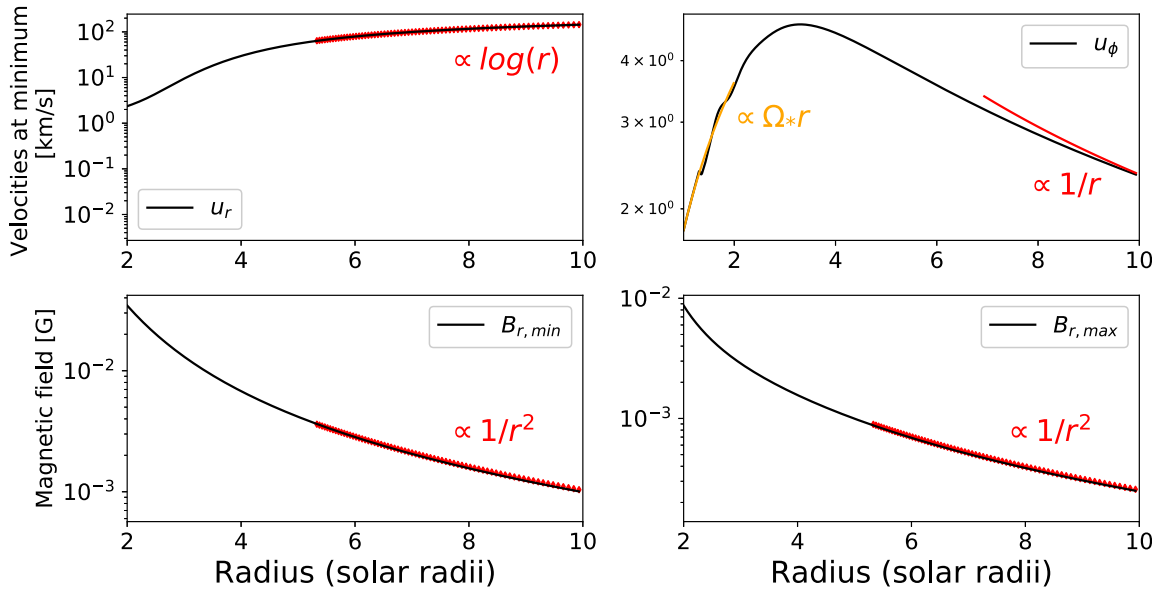


FIGURE 6. Radial cuts at minimum and maximum of activity, for u_r , u_ϕ and B_r between 2 and 10 solar radii.

We then describe further our model by showing radial cuts of various quantities in the solar corona. We want to check the radial dependency of u_r , u_ϕ and B_r to see if we recover the expected behaviours. In figure 6, we plot these quantities in the equatorial plane for the velocity and at mid-latitude for the magnetic field to avoid the current sheets, at the minimum and maximum of activity. For the velocity profile, we compare it at minimum with predictions of the Weber and Davis wind, as shown in Keppens & Goedbloed (1999). The radial velocity has the profile of an accelerated transonic solution, which at the end is well fitted by a logarithmic function of the radius. The longitudinal velocity is slightly increasing in the first solar radius before slowly decreasing. Its initial slope is equal to the rotation rate of the star, because of the co-rotation of the corona with the star. Further from the star, this becomes less and less true and the surrounding corona rotates slower; we tend to have a $1/r$ dependency. Far from the star, B_r displays an expected dependency of $1/r^2$, typical of a purely radial field stretched by the wind to satisfy the divergence-free property (in spherical coordinates: $\partial(r^2 B_r)/\partial r = 0$). This is true both at the minimum and maximum of activity.

4. Solar wind speed

We will now focus on the variation of the wind speed over a solar cycle. This is one of the most important features because it can be compared with *in situ* measurements and directly affects planets or satellites. Figure 7 shows the evolution of the radial wind velocity at $r = 20R_\odot$ in km s^{-1} over an 11-year cycle in our simulation. We show only the radial velocity because this far from the star, the wind has become mostly radial, so it is u_r which contains most of the wind total velocity. We chose $r = 20R_\odot$ because it is our domain's outer boundary, which corresponds to almost 0.1 AU; most wind *in situ* measurements are made at 1 AU, so we have to extrapolate our numerical values to compare them with observational values by using a logarithmic fit.

First of all, we can see that the amplitude of the wind is different from what is measured: the solar wind flow amplitude is usually between 400 and 800 km s^{-1} ,

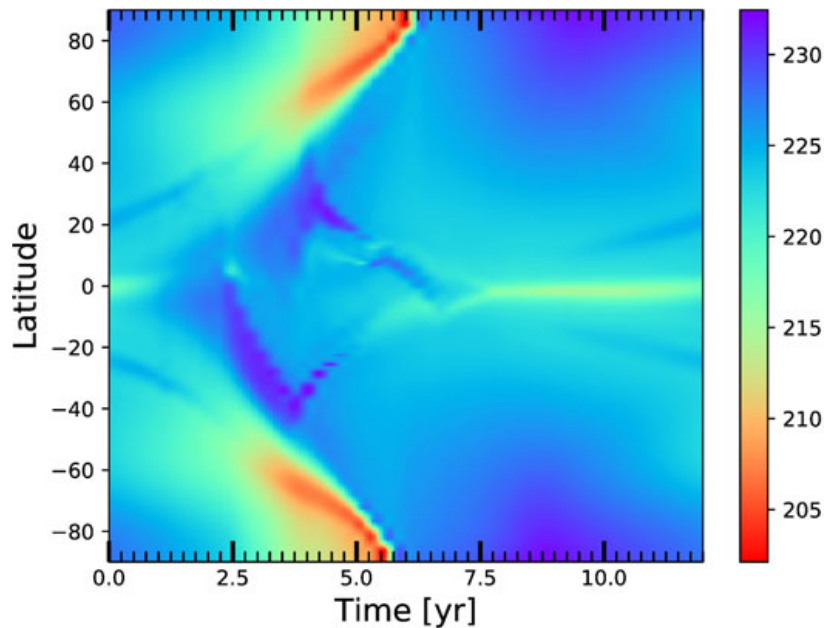


FIGURE 7. Time–latitude diagram of the wind speed over an 11-year cycle in km s^{-1} at $r = 20R_{\odot}$.

while here we reach between 200 and 235 km s^{-1} at 0.1 AU, which gives between 420 and 470 km s^{-1} at 1 AU. This difference in amplitude is due to our polytropic corona that prevents us from recovering the fast wind, because we have a uniform heating. To recover fast winds numerically, we have to make sure a large part of the energy is deposited beyond the critical point in the supersonic region (Leer & Holzer 1980). Such complex developments will be undertaken in a later study.

We will focus then on the latitudinal distribution of the wind. At the minimum of activity, the wind is very organized: at the equator, the magnetic structures being mainly closed loops, the wind tends to be trapped in the corona and is slower; at higher latitudes, the magnetic field is more open, which allows the wind to reach its maximum speed. As the star approaches a maximum of activity, the topology becomes more complex, with more closed loops forming at the surface of the star, which reduces the wind velocity. What is very interesting in our model is that, due to asymmetry, we can clearly see the wind slowing down first in the southern hemisphere only around year 3 after the first minimum, and then in the northern hemisphere around year 4; then it speeds up again at high latitudes around year 6 for the southern hemisphere and year 7 for the northern hemisphere. At $20R_{\odot}$, the time delay of the wind velocity between the northern and southern poles is 5 months. Compared to 9 months for the delay in the magnetic field asymmetry, we can see that the wind tends to smooth the asymmetry. It is difficult to say if this tendency is recovered in observations: in Tokumaru, Fujiki & Iju (2015), the asymmetry in the wind speed is found to be at most a year, with the possibility of being less; for the corresponding cycles, the asymmetry in the sunspot numbers is between one and two years (Svalgaard & Kamide 2013). So, like in the model, there seems to be a reduction of the north–south asymmetry between the surface and far away from the surface in the wind.

When we compare this result with the same figure from Pinto *et al.* (2011), we can notice a few differences. Of course, the asymmetry was absent from their model, which means that their latitudinal slow downs are perfectly synchronized. Also, in

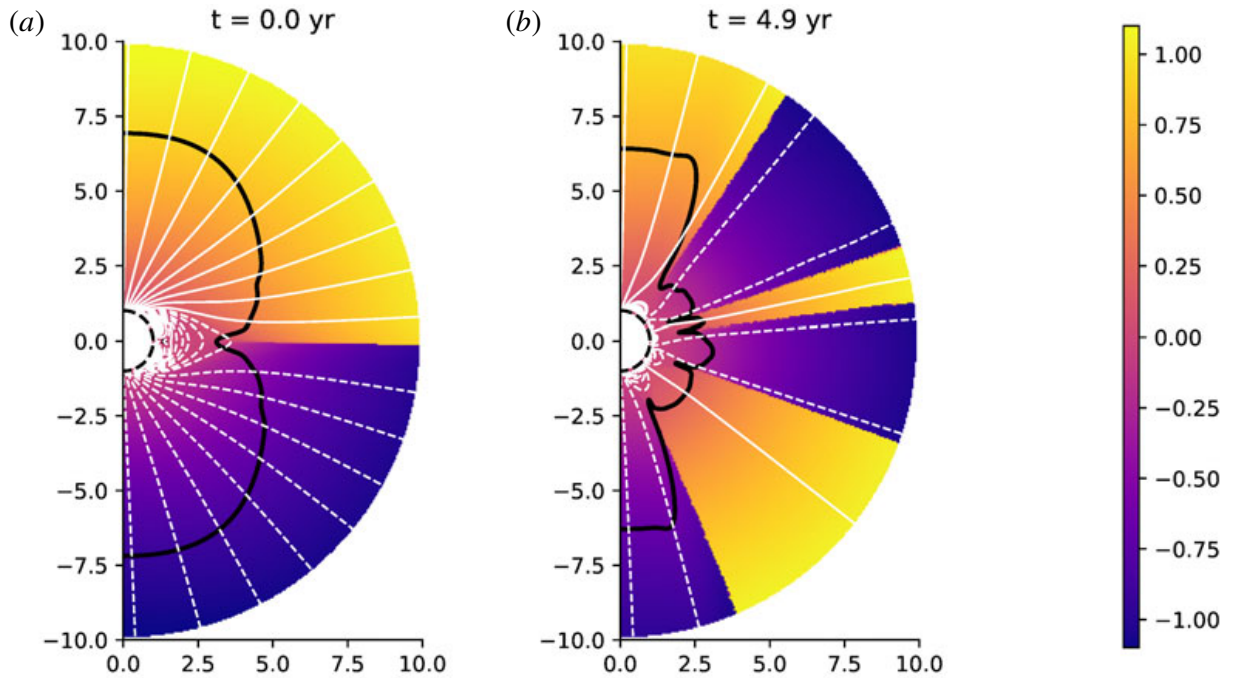


FIGURE 8. Meridional cuts of the Alfvén surface (black line) at the minimum and maximum of activity (respectively *a*, *b*). The colour in the background shows the velocity projected onto the magnetic field in units of Mach number. The white lines are the poloidal magnetic field lines of positive polarity in solid and negative polarity in dashed lines. We represent only the 10 first solar radii.

their model, the wind seems to return almost immediately to a minimum-like state after the maximum, while in ours, it takes most of the second half of the cycle to reach an equatorial zone of slow down which is as narrow as in the minimum state of activity. This feature in our model is actually closer to what is observed in the Sun: solar wind reconstruction using IPS by Tokumaru *et al.* (2010) and Sokół *et al.* (2015) displays the same behaviour, with some kind of relaxation time between the maximum and minimum of activity of 7.5 years, compared to 6 in our model. We can also point out that, as asymmetry is present in the Sun, we can also notice a delay between the latitudinal variations of the wind in Sokół *et al.* (2015).

Finally, we can notice that during the maximum, the wind velocity is dropping at the poles in the two hemispheres. This has been observed in Ulysses data and has been interpreted as due to the presence of high-latitude current sheets (Khabarova *et al.* 2017).

Figure 8 displays the Alfvén surface profile at the minimum and maximum (respectively *a* and *b*). The Alfvén surface corresponds to the surface at which the wind speed becomes faster than the Alfvén speed $v_A = \sqrt{\|\mathbf{B}\|/(4\pi\rho)}$. At minimum, the Alfvén surface is very regular. The Alfvén radius is bigger at the poles than at the equator, due to the magnetic field being stronger. At maximum, we can see the Alfvén surface becoming more irregular due to the change of topology. However, at the poles, the Alfvén radius remains rather large, due to both the magnetic field still being stronger and the drop in the wind velocity observed in figure 7 between years 2.5 and 5.5.

We see that our model is qualitatively closer to observations thanks to the asymmetric magnetic field produced by the underlying dynamo model.

5. Mass and momentum flux

In this section, we will focus on quantities of interest and their time evolution over the cycle in our simulations. The three quantities we are interested in are the average Alfvén radius, the mass loss rate and the angular momentum loss rate.

The Alfvén radius $r_A(\theta)$ is defined as the radius at which the wind velocity is equal to the Alfvén velocity. We then define an average Alfvén radius (as in Pinto *et al.* (2011)) as the average cylindrical radius of the Alfvén surface weighted by the local mass flux $r^2 \sin \theta \rho \mathbf{u}$ crossing the surface of a sphere:

$$\langle r_A \rangle = \frac{\int r^2 \sin \theta \rho u_r r_A(\theta) d\theta}{\int r^2 \sin \theta \|\rho \mathbf{u}\| d\theta}. \quad (5.1)$$

The mass loss rate is defined as:

$$\dot{M} = 2\pi R_0^2 \int_0^\pi \rho u_r \sin \theta d\theta, \quad (5.2)$$

where R_0 is the radius at which the mass loss rate is measured (i.e. the radius of the spherical integration surface). In theory, the mass loss rate should be independent of R_0 . In our case, the mass loss is evaluated at the outer boundary of the domain.

In the same way, we define the angular momentum loss rate as:

$$j = 2\pi R_0^3 \int_0^\pi \rho \sin^2 \theta u_r \left(u_\phi - \frac{B_\phi}{\mu_0 \rho} \frac{\mathbf{B}_p \cdot \mathbf{u}_p}{\|\mathbf{u}_p\|^2} \right) d\theta, \quad (5.3)$$

where \mathbf{B}_p and \mathbf{u}_p are respectively the poloidal magnetic field and velocity flow.

Figure 9 shows the evolution of these three quantities over a solar cycle, starting at the minimum of activity. Since our wind solution is being relaxed for a given time and a given magnetic field configuration, it means that we can make temporal averages. Note then that the curves we show in figure 9 are averaged in time over 25 reference times, which means that the variations observed are significant compared to temporal variations. We overplotted two relevant quantities to understand our variations: the magnetic surface energy, already defined in (3.2), and the parity factor defined as follows:

$$P = \frac{\alpha_{2,0}^2 - \alpha_{1,0}^2}{\alpha_{2,0}^2 + \alpha_{1,0}^2}, \quad (5.4)$$

where $\alpha_{2,0}^2$ is the energy of the quadrupole and $\alpha_{1,0}^2$ is the energy of the dipole.

The average Alfvén radius goes from 5.5 solar radii at minimum to 3.0 solar radii at maximum. These values are slightly smaller than what was estimated from the angular momentum loss from the Helios mission in Pizzo *et al.* (1983) and Marsch & Richter (1984), where its largest value was estimated at 12–14 and 13.6–16.6 solar radii respectively. However, when we compare our values to numerical models, the range varies between 2.5 and 60 R_\odot : isothermal and polytropic models tend to give a lower estimate for the Alfvén radius (Pneuman & Kopp 1971). When we compare with Pinto *et al.* (2011) to see the impact of the Babcock–Leighton model versus the alpha–omega dynamo model, we see that their Alfvén radius goes from 9 R_\odot at

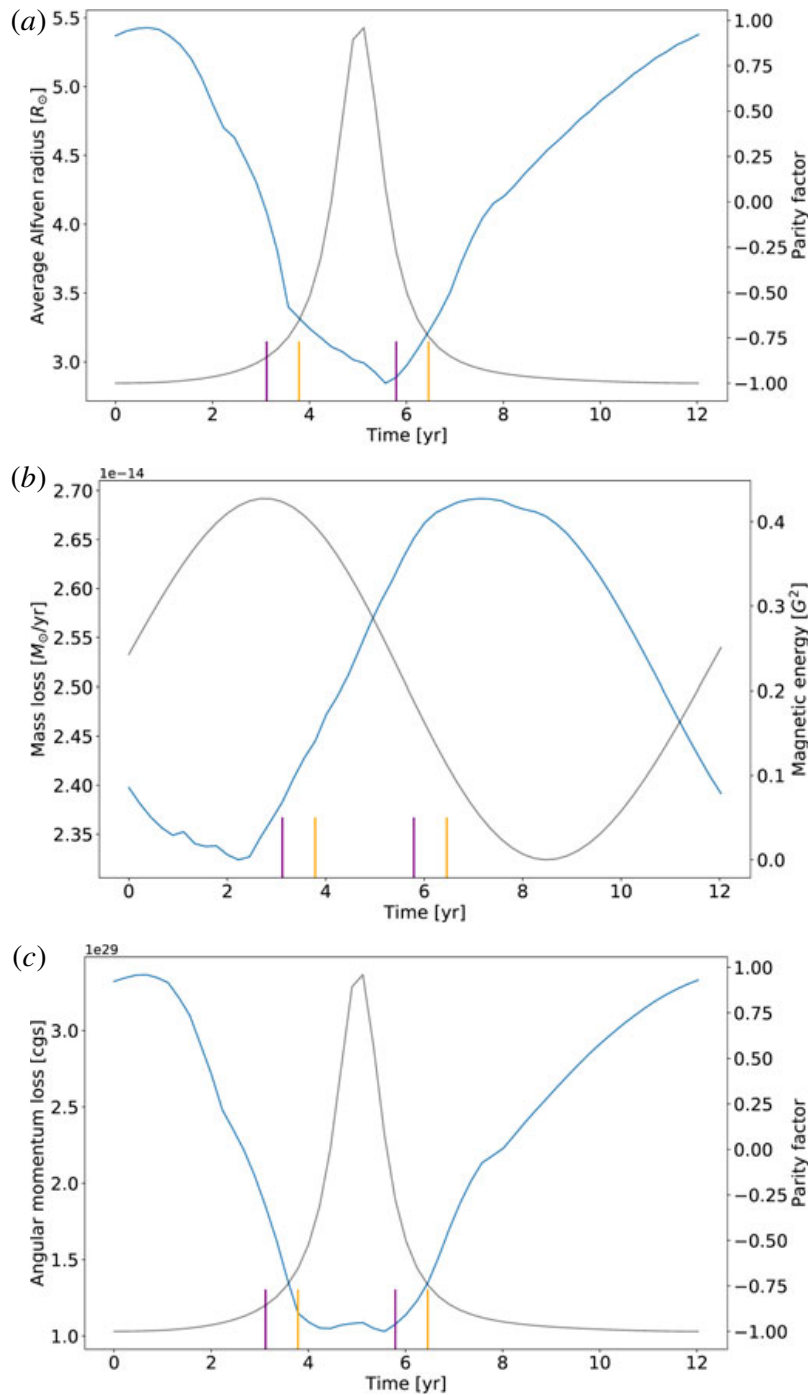


FIGURE 9. Time evolution of several global quantities of interest over an 11-year cycle: average Alfvén radius (a), mass loss (b) and angular momentum loss (c). The purple (orange) ticks indicate the beginning and end of the field reversal in the southern (northern) hemisphere. The grey line is either the parity factor or the surface magnetic energy as indicated in the right y-axis.

the minimum to $2.2 R_{\odot}$ at the maximum. The values are quite similar, it is more the amplitude of the variation over the cycle which has been modified: there is a factor 4 in their case, a factor 2 in our case. When we compare with Réville & Brun (2017) for the impact of two versus three dimensions and theoretical dynamo versus observational maps, we see that their Alfvén radius goes from $5 R_{\odot}$ at minimum to $7 R_{\odot}$ at maximum. The amplitude of the variation is slightly smaller. An explanation

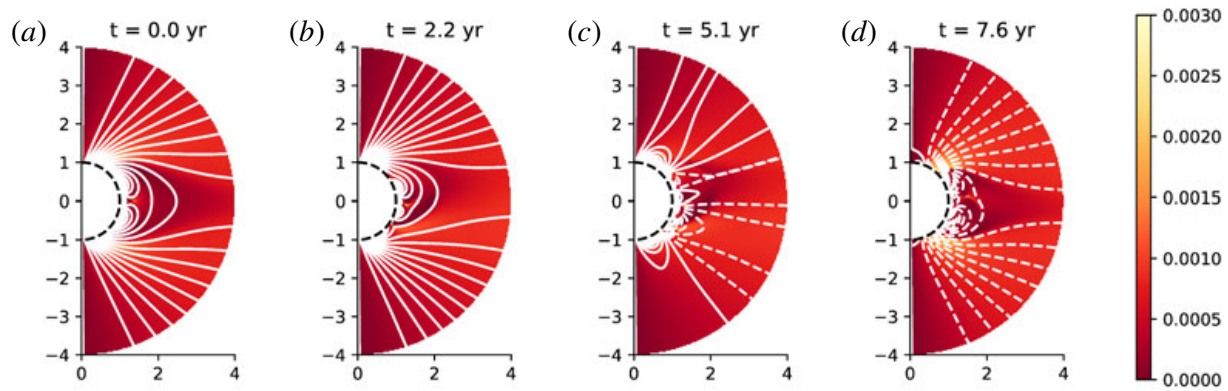


FIGURE 10. Mass flux in the meridional plane at different times in the cycle: (a) is at $t = 0$ years from the first minimum of activity, (b) at $t = 3.1$ years, (c) at $t = 4.9$ years and (d) at $t = 9.5$ years. Bright shades indicate higher mass loss rate. The white lines are magnetic field lines of positive (negative) polarity in solid (dashed) lines. We represent only the 4 first solar radii.

proposed for these discrepancies lies in the variations of the dipole component and the correlation with the total magnetic energy, as shown in figure 4: in our case, contrary to Pinto *et al.* (2011), we do have an anticorrelation, which is not perfect but does capture most of this effect, which could explain our intermediate results.

The mass loss we compute varies from 2.35 to $2.70 \times 10^{-14} M_{\odot}/\text{yr}$ at maximum. From the data in McComas *et al.* (2008) and the calculations from Réville & Brun (2017), the mass loss inferred by Ulysses reached a minimum value of $2.3 \times 10^{-14} M_{\odot}/\text{yr}$ in 1991 and a maximum value of $3.1 \times 10^{-14} M_{\odot}/\text{yr}$ in 1992–1993. Our minimum mass loss is correct, but the amplitude of the variations is smaller. Wang (1998) indicates that the mass loss rate is minimum at minimum of activity, then rises during the maximum and then returns to its original value as the star goes back to minimum. Our mass loss has a different behaviour: it decreases until it reaches its minimum value around year 3, then rises and reaches its maximum around year 8, before decreasing again until the end of the cycle. This behaviour can be explained by the fact that our maximum of polarity and maximum of magnetic energy do not happen at the same time: our mass loss is mostly anticorrelated with the evolution of the magnetic surface energy, which is also the case in the model of Réville & Brun (2017). The variation between the mass loss at minimum and maximum is smaller than in most simulations (13% in our case, factor 2 in Pinto *et al.* (2011), 20% in Réville & Brun (2017)). This small variation of the mass loss may well be a consequence of the delay between the minimum of activity and the minimum defined by topology. We recall also that the geometry of the magnetic field has not been fine tuned to represent any solar cycle in particular.

Figure 10 shows a 2-D map of the mass flux in the meridional plane; this allows us to determine the latitude at which the mass loss is more important. We plotted different relevant moments of the evolution of the mass loss rate: at minimum (year 0), during the local minimal (year 2.2), during the rising phase (year 5.1) and at the maximal value (year 7.6). At minimum of activity, we have a repartition very similar to that of Pinto *et al.* (2011): the mass loss comes mainly from the coronal holes located at the poles near the equatorial streamer. However, since the reversals of the two hemispheres happen at different times but still close to one another, we can see that there are fewer coronal holes than expected than form at year 5.1 (which is almost the multipolar maximum). The minimal value of the mass loss corresponds

to a configuration where the polar coronal holes are closing and yet no coronal hole associated with a pseudo-streamer has opened. The maximal value of the mass loss corresponds to a configuration where the polar coronal holes are bigger than at the minimum of activity due to the equatorial streamer which is not completely formed yet.

Finally, our angular momentum loss varies from $3.5 \times 10^{29} \text{ g cm}^2 \text{ s}^{-1}$ at minimum of activity to $1.0 \times 10^{29} \text{ g cm}^2 \text{ s}^{-1}$ at maximum of activity, hence a variation of 70%. This is the same trend as found in Pinto *et al.* (2011) and Réville *et al.* (2015a): the star loses less angular momentum when it is more multipolar, as shown by the anticorrelation with the parity factor. It can be used to compute the magnetic spin-down time scale, defined as:

$$\delta t_{sd} = \frac{J_{\odot}}{\dot{J}}, \quad (5.5)$$

where J_{\odot} is the Sun's angular momentum, estimated at $1.84 \times 10^{48} \text{ g cm}^2 \text{ s}^{-1}$ in Pinto *et al.* (2011) from a 1-D seismic solar model (Brun *et al.* 2002). This yields a magnetic spin-down time scale varying from 1.7×10^{11} years to 5.7×10^{11} years, which is of the same order of magnitude to that found in Pinto *et al.* (2011).

To finish this section, we study the impact of north–south asymmetry on the variations of these global quantities. In figure 11, we plot the time evolution of the north–south relative difference for the average Alfvén radius, the mass loss and the angular momentum loss in percentage. To compute these quantities for the northern or southern hemisphere only, we use the same definitions as in (5.1), (5.2) and (5.3), except that the integral goes from 0 to $\pi/2$ or from $\pi/2$ to π . For the average Alfvén radius, the asymmetry goes up to 8%. It gets bigger around year 2.5 and 6.5, which correspond to right before opening and right after closing of coronal holes of opposite polarities, as shown by the purple (orange) lines for the southern (northern) hemisphere. For the mass loss, due to the fact that $\nabla \cdot \rho \mathbf{u} = 0$, we would not expect any asymmetry between the two hemispheres. However, since the wind velocity is influenced by the magnetic field, the asymmetry propagates and is enough to change the mass flux of the hemispheres. The asymmetry is nonetheless less significant than for other quantities, reaching only 3% at most around year 4, which corresponds to opening of coronal holes of opposite polarity. Finally it is for the angular momentum loss that the asymmetry is actually more visible, reaching up to a difference of 20% between the two hemispheres. Here, the asymmetry is stronger around year 2.5 and year 4.5. To conclude, in these simulations, the asymmetry is also present in global quantities and is more visible at opening and closing of coronal holes of opposite polarity for each hemisphere, which correspond to the reversal of the field. The fact that the asymmetry is stronger during maximum of activity has been observed for the Sun (Tokumaru *et al.* 2015).

6. Conclusion and perspectives

We have studied in this work how the properties of the solar dynamo cycle influence its wind and corona. We followed a similar approach as in Pinto *et al.* (2011), but went beyond by using more realistic models and considering the effect of north–south asymmetry in the dynamo field. We have used a magnetic field cycle produced by a dynamo code based on the Babcock–Leighton flux-transport model described in Jouve & Brun (2007) and including an asymmetry parameter ϵ as in DeRosa *et al.* (2012). This allowed us to recover solar-like features such as the phase lag between

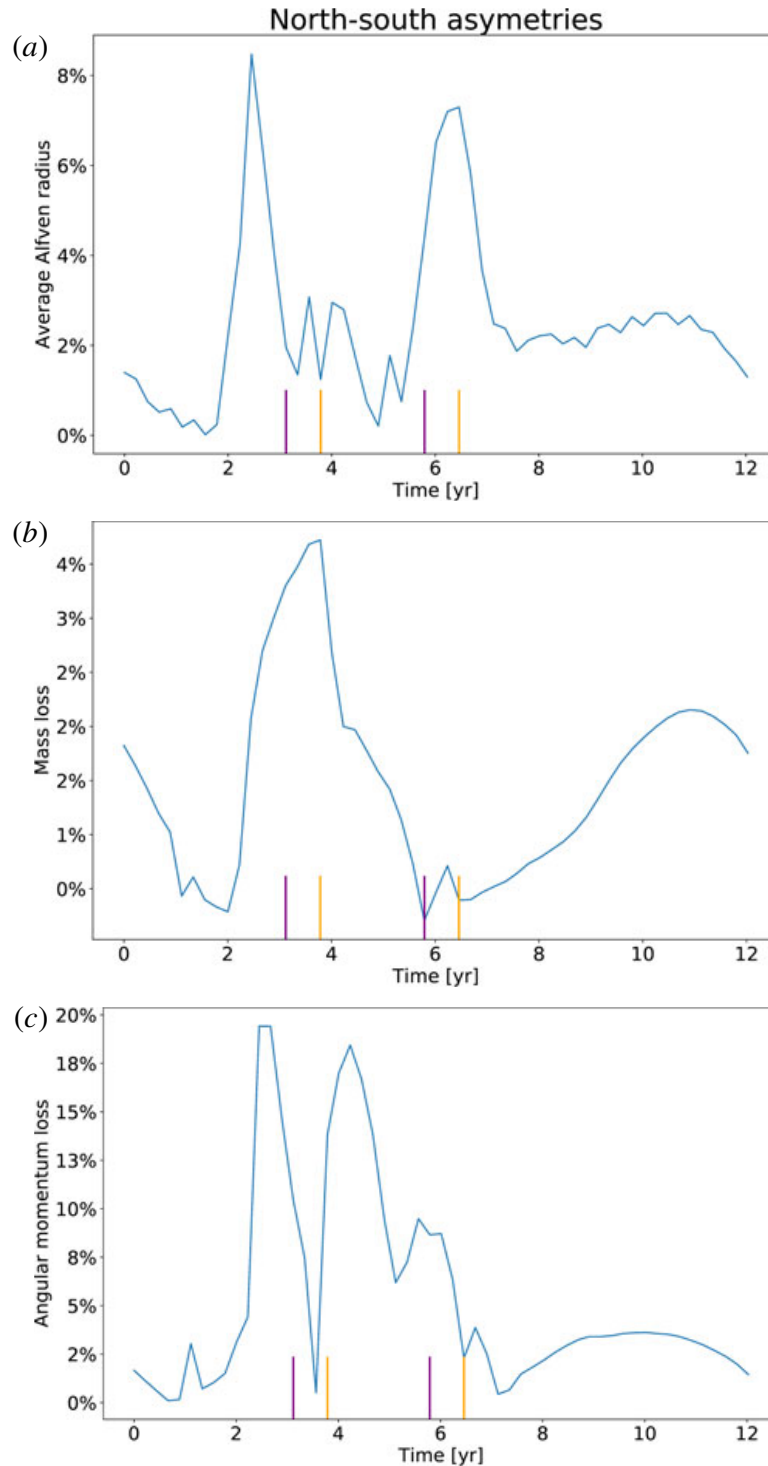


FIGURE 11. Time evolution of the north–south asymmetry over an 11-year cycle for the average Alfvén radius (a), mass loss (b) and angular momentum loss (c). The purple (orange) lines indicate the beginning and end of the field reversal in the southern (northern) hemisphere.

the poloidal and toroidal field or the relative extent of the equatorward and poleward branches seen in the butterfly diagram (figure 1). The north–south asymmetry in the magnetic field, which we took into account by introducing an asymmetry in the Babcock–Leighton term, couples the symmetric and antisymmetric family modes of the dynamo, resulting in a delay between the polarity reversals of the northern and

southern hemisphere of the star as observed in the Sun. We recall that this model was not parameterized to reproduce a specific solar cycle, our aim was to understand from a theoretical point of view which physical ingredients allow us to recover features similar to observations of the solar corona. We then coupled the output of the dynamo model to a polytropic wind model (note that in Pinto *et al.* (2011) the wind was considered isothermal) in spherical geometry (adapted from Réville *et al.* (2015a)). We computed 54 states of relaxed wind over an 11-year dynamo cycle: we studied the influence of a complex magnetic topology with north–south asymmetry of the wind.

We find that an anticorrelation between the energy of the dominant magnetic mode and the total magnetic energy at the surface tends to reduce the variations of the global quantities, as in Réville & Brun (2017). In Pinto *et al.* (2011), the Alfvén radius varies by a factor 4 and the mass loss varies by 60% over the cycle; in our study, we find that the Alfvén radius varies by a factor 2 and the mass loss by 13%, which is closer to what was found in Réville & Brun (2017) based on magnetograms of the Sun, where the Alfvén radius varies by 30% and the mass loss by 20%.

The variations of the different magnetic modes over the cycle induce a complex corona with very different features at minimum and maximum. At minimum, we have faster wind at the poles and slower wind at the equator; the wind is very organized with a main streamer at the equator separating the positive from the negative polarity regions and coronal holes are located only at the poles. At maximum, the distribution of the wind speed loses a clear latitudinal dependency, similarly to the Sun as observations with Ulysses clearly demonstrated (McComas *et al.* 2008). Along the cycle more and more pseudo-streamers and streamers emerge, with coronal holes of opposite polarity opening first at mid-latitudes, first in the southern hemisphere and then in the northern, leading to a complex latitudinal polarity repartition with up to 6 different regions of different polarity next to one another at maximum. The mass loss originates from coronal holes and close to the streamers: as the corona evolves over the dynamo cycle, so does the mass loss in latitude and amplitude. All these elements show that, at a given latitude, the dynamics of the corona changes drastically over a dynamo cycle.

In the dynamo model studied here, the dipole and quadrupole were not necessarily the strongest mode in their mode family. This effect is particularly visible at the poles, where higher modes tend to dominate the magnetic field. This influences the delay between the minimum of sunspot activity and dipolar activity, resulting in a different mass loss profile to that usually computed (see, e.g. Pinto *et al.* 2011). This however allows us to really pinpoint the interplay between the different modes and the solar wind. As shown in figure 9, the Alfvén radius and the angular momentum loss rate are anticorrelated with the parity factor, because they are highly sensitive to topology, which also indicates that only the large-scale modes have a significant impact on the lever arm (e.g. Alfvén radius) for the braking of the star. On the other hand, in our model, the mass loss rate is much less sensitive to topology, it mainly follows the global magnetic surface energy. We recall that this result may depend on the fact that we used basic heating for the corona, this needs to be confirmed for more realistic solar atmospheres. Nevertheless, we stress here the importance of the detailed energy repartition between the scales and the relative phase of the two symmetry families of the dynamo to assess the quality of a given dynamo solution when compared to the Sun.

The asymmetry in the dynamo model also allowed us to recover more realistic profiles for the wind distribution along the cycle: in figure 7 we obtain qualitatively

the same structure as displayed in Sokół *et al.* (2015) using IPS data from Tokumaru *et al.* (2010), with a time–latitude variation correlated with the dynamo cycle. The asymmetry is clearly visible, with the southern hemisphere wind speed slowing down first in this particular example. The transition between maximum and minimum of activity is as smooth as in the solar observations. It is also worth noting that the north–south asymmetry had a 9 month delay for the dynamo generated field, and this translated into a 5 month delay for the wind speed at 0.1 AU. The wind seems thus to smooth the asymmetry. Some studies indicate even that, given the proper range of parameters, the asymmetry can slightly appear naturally in flux-transport models if there is a nonlinear coupling (Shukuya & Kusano 2017). It could be interesting to do a more systematic study of the influence of the delay between the two hemisphere reversals. In our case, the delay is shorter than in the Sun. The asymmetry is also present in global quantities such as the Alfvén radius, the mass loss and the angular momentum. If this result can be applied to the Sun, it means that we have to take it into account when inferring these global quantities from measures taken at a single latitude, especially for the angular momentum loss.

We have to bear in mind the limitations of our model. The fact that the dynamo was not calibrated to be exactly solar-like has the direct consequence that all physical quantities may not necessarily exhibit a solar-like behaviour. For instance the polytropic approach is a simple approximation to the heating of the corona, which leads to e.g. a smaller Alfvén radius than the expected solar Alfvén radius. We could have calibrated our wind model in order to increase it, but this would have also modified other physical quantities. Instead, we chose to calibrate our model to reproduce the mean mass loss rate of the Sun as it is a better known value deduced from *in situ* observations. Finally, we recall that with such a quasi-static approach, we can understand some of the influence of the dynamo on the wind, but we cannot include the influence of the wind on the dynamo, if any. Still our results show an interesting relation between dynamo and wind properties.

For the future, several aspects remain to be explored. A more realistic coronal heating, such as those prescribed in Cranmer *et al.* (2007) or Riley *et al.* (2015), should be used to improve the realism of the wind solutions. Réville & Brun (2017) have shown that considering the full 3-D topology of the solar magnetic field also brings a lot more information and can help recover more realistic features of the solar environment. For example, an important feature when comparing to observational data is the tilt of the heliospheric current sheet, which is omitted here due to the assumption of axisymmetry. We are currently developing a 3-D set-up of up to 1 AU to look at such tendencies. The north–south asymmetry we studied was also not variable in time, which should be the case in the Sun: we could add stochastic noise in the future to make it even more realistic on longer time scales and thus obtain different delays depending on the cycle. Please note that the two codes used can also be used to model other stars than the Sun, a similar study could be performed for any star on the main sequence. Finally, the best way to understand the full interplay between the dynamo and the wind would be to consider a dynamical coupling, to avoid any non-causal perturbations, which we intend to explore in a future work, along with some of the improvements listed above.

Acknowledgements

We thank R. Pinto for useful discussions. This work was supported by a CEA ‘Thèse Phare’ grant, by CNRS and INSU/PNST program and by CNES SHM funds. Computations were carried out using CEA CCRT and CNRS IDRIS facilities within the GENCI 20410133 allocation.

REFERENCES

- ALTSCHULER, M. D. & NEWKIRK, G. 1969 Magnetic fields and the structure of the solar corona. I: methods of calculating coronal fields. *Sol. Phys.* **9**, 131–149.
- AUGUSTSON, K., BRUN, A. S., MIESCH, M. & TOOMRE, J. 2015 Grand minima and equatorward propagation in a cycling stellar convective dynamo. *Astrophys. J.* **809**, 149.
- BABCOCK, H. W. 1961 The topology of the Sun's magnetic field and the 22-year cycle. *Astrophys. J.* **133**, 572–587.
- BROWN, B. P., MIESCH, M. S., BROWNING, M. K., BRUN, A. S. & TOOMRE, J. 2011 Magnetic cycles in a convective dynamo simulation of a young solar-type star. *Astrophys. J.* **731**, 69.
- BRUN, A. S., ANTIA, H. M., CHITRE, S. M. & ZAHN, J.-P. 2002 Seismic tests for solar models with tachocline mixing. *Astron. Astrophys.* **391**, 725–739.
- BRUN, A. S. & BROWNING, M. K. 2017 Magnetism, dynamo action and the solar-stellar connection. *Living Rev. Solar Phys.* **14**, 4.
- BRUN, A. S., MIESCH, M. S. & TOOMRE, J. 2004 Global-scale turbulent convection and magnetic dynamo action in the solar envelope. *Astrophys. J.* **614**, 1073–1098.
- CHARBONNEAU, P. 2010 Dynamo models of the solar cycle. *Living Rev. Solar Phys.* **7**, 3.
- CLETTE, F. & LEFÈVRE, L. 2012 Are the sunspots really vanishing? Anomalies in solar cycle 23 and implications for long-term models and proxies. *J. Space Weather Space Climate* **2** (27), A06.
- CRANMER, S. R., VAN BALLEGOIJEN, A. A. & EDGAR, R. J. 2007 Self-consistent coronal heating and solar wind acceleration from anisotropic magnetohydrodynamic turbulence. *Astrophys. J. Suppl.* **171**, 520–551.
- DEDNER, A., KEMM, F., KRÖNER, D., MUNZ, C.-D., SCHNITZER, T. & WESENBERG, M. 2002 Hyperbolic divergence cleaning for the MHD equations. *J. Comput. Phys.* **175**, 645–673.
- DEROSA, M. L., BRUN, A. S. & HOEKSEMA, J. T. 2012 Solar magnetic field reversals and the role of dynamo families. *Astrophys. J.* **757**, 96.
- DIKPATI, M. & CHARBONNEAU, P. 1999 A Babcock–Leighton flux transport dynamo with solar-like differential rotation. *Astrophys. J.* **518**, 508–520.
- EINFELDT, B. 1988 On Godunov-type methods for gas dynamics. *SIAM J. Numer. Anal.* **25**, 294–318.
- GALLET, B. & PÉTRÉLIS, F. 2009 From reversing to hemispherical dynamos. *Phys. Rev. E* **80** (3), 035302.
- GHIZARU, M., CHARBONNEAU, P. & SMOLARKIEWICZ, P. K. 2010 Magnetic cycles in global large-eddy simulations of solar convection. *Astrophys. J. Lett.* **715**, L133–L137.
- GILMAN, P. A. 1983 Dynamically consistent nonlinear dynamos driven by convection in a rotating spherical shell. II – dynamos with cycles and strong feedbacks. *Astrophys. J. Suppl.* **53**, 243–268.
- GLATZMAIER, G. A. 1985 Numerical simulations of stellar convective dynamos. III – at the base of the convection zone. *Geophys. Astrophys. Fluid Dyn.* **31**, 137–150.
- GRAPPIN, R., LÉORAT, J., LEYGNAC, S. & PINTO, R. 2010 Search for a self-consistent solar wind model. In *Twelfth International Solar Wind Conference*, vol. 1216, pp. 24–27. AIP Conference Proceedings.
- HOEKSEMA, J. T. 2010 Evolution of the large-scale magnetic field over three solar cycles. In *Solar and Stellar Variability: Impact on Earth and Planets* (ed. A. G. Kosovichev, A. H. Andrei & J.-P. Rozelot), IAU Symposium, vol. 264, pp. 222–228. International Astronomical Union.
- HOLLWEG, J. V. & ISENBERG, P. A. 2002 Generation of the fast solar wind: a review with emphasis on the resonant cyclotron interaction. *J. Geophys. Res.* **107**, 1147.
- HOTTA, H., REMPEL, M. & YOKOYAMA, T. 2016 Large-scale magnetic fields at high Reynolds numbers in magnetohydrodynamic simulations. *Science* **351**, 1427–1430.
- HUNG, C. P., BRUN, A. S., FOURNIER, A., JOUVE, L., TALAGRAND, O. & ZAKARI, M. 2017 Variational estimation of the large-scale time-dependent meridional circulation in the Sun: proofs of concept with a solar mean field dynamo model. *Astrophys. J.* **849**, 160.
- ISSAUTIER, K., LE CHAT, G., MEYER-VERNET, N., MONCUQUET, M., HOANG, S., MACDOWALL, R. J. & MCCOMAS, D. J. 2008 Electron properties of high-speed solar wind from polar

- coronal holes obtained by Ulysses thermal noise spectroscopy: not so dense, not so hot. *Geophys. Res. Lett.* **35**, L19101.
- JOUVE, L. & BRUN, A. S. 2007 On the role of meridional flows in flux transport dynamo models. *Astron. Astrophys.* **474**, 239–250.
- JOUVE, L., BRUN, A. S., ARLT, R., BRANDENBURG, A., DIKPATI, M., BONANNO, A., KÄPYLÄ, P. J., MOSS, D., REMPEL, M., GILMAN, P. *et al.* 2008 A solar mean field dynamo benchmark. *Astron. Astrophys.* **483**, 949–960.
- KEPPENS, R. & GOEDBLOED, J. P. 1999 Numerical simulations of stellar winds: polytropic models. *Astron. Astrophys.* **343**, 251–260.
- KHABAROVA, O. V., MALOVA, H. V., KISLOV, R. A., ZELENYI, L. M., OBRIDKO, V. N., KHARSHILADZE, A. F., TOKUMARU, M., SOKÓŁ, J. M., GRZEDZIELSKI, S. & FUJIKI, K. 2017 High-latitude conic current sheets in the solar wind. *Astrophys. J.* **836**, 108.
- KRAUSE, F. & RAEDLER, K.-H. 1980 *Mean-Field Magnetohydrodynamics and Dynamo Theory*. Pergamon.
- KUMAR, R., JOUVE, L., PINTO, R. F. & ROUILLARD, A. P. 2018 Production of sunspots and their effects on the corona and solar wind: Insights from a new 3D flux transport dynamo model. *Frontiers in Astronomy and Space Sciences* **5**, 4.
- LEER, E. & HOLZER, T. E. 1980 Energy addition in the solar wind. *J. Geophys. Res.* **85**, 4681–4688.
- LEIGHTON, R. B. 1969 A magneto-kinematic model of the solar cycle. *Astrophys. J.* **156**, 1–26.
- LINKER, J. A., CAPLAN, R. M., DOWNS, C., RILEY, P., MIKIC, Z., LIONELLO, R., HENNEY, C. J., LIU, Y., DEROSA, M. L., YEATES, A. *et al.* 2017 The open flux problem. *Astrophys. J.* **848**, 70.
- MARSCH, E. & RICHTER, A. K. 1984 Distribution of solar wind angular momentum between particles and magnetic field – inferences about the Alfvén critical point from HELIOS observations. *J. Geophys. Res.* **89**, 5386–5394.
- MARTÍNEZ-SYKORA, J., HANSTEEN, V. & CARLSSON, M. 2008 Twisted flux tube emergence from the convection zone to the corona. *Astrophys. J.* **679**, 871–888.
- MATSUMOTO, T. & SUZUKI, T. K. 2012 Connecting the Sun and the solar wind: the first 2.5-dimensional self-consistent MHD simulation under the Alfvén wave scenario. *Astrophys. J.* **749**, 8.
- MATT, S. P., MACGREGOR, K. B., PINSONNEAULT, M. H. & GREENE, T. P. 2012 Magnetic braking formulation for sun-like stars: dependence on dipole field strength and rotation rate. *Astrophys. J. Lett.* **754**, L26.
- MCCOMAS, D. J., EBERT, R. W., ELLIOTT, H. A., GOLDSTEIN, B. E., GOSLING, J. T., SCHWADRON, N. A. & SKOUG, R. M. 2008 Weaker solar wind from the polar coronal holes and the whole Sun. *Geophys. Res. Lett.* **35**, L18103.
- MIESCH, M. S. 2005 Large-scale dynamics of the convection zone and tachocline. *Living Rev. Solar Phys.* **2**, 1.
- MIGNONE, A., BODO, G., MASSAGLIA, S., MATSAKOS, T., TESILEANU, O., ZANNI, C. & FERRARI, A. 2007 PLUTO: a numerical code for computational astrophysics. *Astrophys. J. Suppl.* **170**, 228–242.
- MURSULA, K. & HILTULA, T. 2003 Bashful ballerina: southward shifted heliospheric current sheet. *Geophys. Res. Lett.* **30**, 2135.
- NEWTON, H. W. & MILSOM, A. S. 1955 Note on the observed differences in spottedness of the Sun's northern and southern hemispheres. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **115**, 398–404.
- OSSENDRIJVER, M. 2003 The solar dynamo. *Astron. Astrophys. Rev.* **11**, 287–367.
- PARKER, E. N. 1958 Dynamics of the interplanetary gas and magnetic fields. *Astrophys. J.* **128**, 664–676.
- PARKER, E. N. 1988 Nanoflares and the solar X-ray corona. *Astrophys. J.* **330**, 474–479.
- PARKER, E. N. 1993 A solar dynamo surface wave at the interface between convection and nonuniform rotation. *Astrophys. J.* **408**, 707–719.
- PINTO, R. F., BRUN, A. S., JOUVE, L. & GRAPPIN, R. 2011 Coupling the solar dynamo and the corona: wind properties, mass, and momentum losses during an activity cycle. *Astrophys. J.* **737**, 72.

- PIZZO, V., SCHWENN, R., MARSCH, E., ROSENBAUER, H., MUEHLHAEUSER, K.-H. & NEUBAUER, F. M. 1983 Determination of the solar wind angular momentum flux from the HELIOS data – an observational test of the Weber and Davis theory. *Astrophys. J.* **271**, 335–354.
- PNEUMAN, G. W. & KOPP, R. A. 1971 Gas-magnetic field interactions in the solar corona. *Sol. Phys.* **18**, 258–270.
- REMPEL, M., SCHÜSSLER, M. & KNÖLKER, M. 2009 Radiative magnetohydrodynamic simulation of sunspot structure. *Astrophys. J.* **691**, 640–649.
- RÉVILLE, V. & BRUN, A. S. 2017 Global solar magnetic field organization in the outer corona: influence on the solar wind speed and mass flux over the cycle. *Astrophys. J.* **850**, 45.
- RÉVILLE, V., BRUN, A. S., MATT, S. P., STRUGAREK, A. & PINTO, R. F. 2015a The effect of magnetic topology on thermally driven wind: toward a general formulation of the braking law. *Astrophys. J.* **798**, 116.
- RÉVILLE, V., BRUN, A. S., STRUGAREK, A., MATT, S. P., BOUVIER, J., FOLSOM, C. P. & PETIT, P. 2015b From solar to stellar corona: the role of wind, rotation, and magnetism. *Astrophys. J.* **814**, 99.
- RILEY, P., LIONELLO, R., LINKER, J. A., CLIVER, E., BALOGH, A., BEER, J., CHARBONNEAU, P., CROOKER, N., DEROSA, M., LOCKWOOD, M. *et al.* 2015 Inferring the structure of the solar corona and inner heliosphere during the maunder minimum using global thermodynamic magnetohydrodynamic simulations. *Astrophys. J.* **802**, 105.
- ROBERTS, P. H. 1972 Kinematic dynamo models. *Phil. Trans. R. Soc. Lond. A* **272**, 663–698.
- SAKURAI, T. 1985 Magnetic stellar winds – A 2-D generalization of the Weber–Davis model. *Astron. Astrophys.* **152**, 121–129.
- SCHATTEN, K. H., WILCOX, J. M. & NESS, N. F. 1969 A model of interplanetary and coronal magnetic fields. *Sol. Phys.* **6**, 442–455.
- SCHATZMAN, E. 1962 A theory of the role of magnetic activity during star formation. *Ann. Astrophys.* **25**, 18–44.
- SCHOU, J., ANTIA, H. M., BASU, S., BOGART, R. S., BUSH, R. I., CHITRE, S. M., CHRISTENSEN-DALSGAARD, J., DI MAURO, M. P., DZIEMBOWSKI, W. A., EFF-DARWICH, A. *et al.* 1998 Helioseismic studies of differential rotation in the solar envelope by the solar oscillations investigation using the Michelson Doppler imager. *Astrophys. J.* **505**, 390–417.
- SCHRIJVER, C. J. & DE ROSA, M. L. 2003 Photospheric and heliospheric magnetic fields. *Sol. Phys.* **212**, 165–200.
- SHUKUYA, D. & KUSANO, K. 2017 Simulation study of hemispheric phase-asymmetry in the solar cycle. *Astrophys. J.* **835**, 84.
- SMITH, E. J. 2011 Solar cycle evolution of the heliospheric magnetic field: the Ulysses legacy. *J. Atmos. Sol.-Terr. Phys.* **73**, 277–289.
- SOKÓŁ, J. M., SWACZYNA, P., BZOWSKI, M. & TOKUMARU, M. 2015 Reconstruction of helio-latitudinal structure of the solar wind proton speed and density. *Sol. Phys.* **290**, 2589–2615.
- SPALART, P. R., MOSER, R. D. & ROGERS, M. M. 1991 Spectral methods for the Navier–Stokes equations with one infinite and two periodic directions. *J. Comput. Phys.* **96**, 297–324.
- STIX, M. 1976 Differential rotation and the solar dynamo. *Astron. Astrophys.* **47**, 243–254.
- STRUGAREK, A., BEAUDOIN, P., CHARBONNEAU, P., BRUN, A. S. & DO NASCIMENTO, J.-D. 2017 Reconciling solar and stellar magnetic cycles with nonlinear dynamo simulations. *Science* **357**, 185–187.
- SUZUKI, T. K. & INUTSUKA, S.-I. 2005 Making the Corona and the Fast Solar Wind: a self-consistent simulation for the low-frequency Alfvén Waves from the photosphere to 0.3 AU. *Astrophys. J. Lett.* **632**, L49–L52.
- SVALGAARD, L. & KAMIDE, Y. 2013 Asymmetric solar polar field reversals. *Astrophys. J.* **763**, 23.
- TEMMER, M., RYBÁK, J., BENDÍK, P., VERONIG, A., VOGLER, F., OTRUBA, W., PÖTZI, W. & HANSLMEIER, A. 2006 Hemispheric sunspot numbers $\{R_n\}$ and $\{R_s\}$ from 1945–2004: catalogue and N-S asymmetry analysis for solar cycles 18–23. *Astron. Astrophys.* **447**, 735–743.
- THOMPSON, M. J., CHRISTENSEN-DALSGAARD, J., MIESCH, M. S. & TOOMRE, J. 2003 The internal rotation of the Sun. *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **41**, 599–643.

- TOBIAS, S. M. 1997 The solar cycle: parity interactions and amplitude modulation. *Astron. Astrophys.* **322**, 1007–1017.
- TOKUMARU, M., FUJIKI, K. & IJU, T. 2015 North-south asymmetry in global distribution of the solar wind speed during 1985–2013. *J. Geophys. Res.* **120**, 3283–3296.
- TOKUMARU, M., KOJIMA, M. & FUJIKI, K. 2010 Solar cycle evolution of the solar wind speed distribution from 1985 to 2008. *J. Geophys. Res.* **115**, A04102.
- TÓTH, G., VAN DER HOLST, B., SOKOLOV, I. V., DE ZEEUW, D. L., GOMBOSI, T. I., FANG, F., MANCHESTER, W. B., MENG, X., NAJIB, D., POWELL, K. G. *et al.* 2012 Adaptive numerical algorithms in space weather modeling. *J. Comput. Phys.* **231**, 870–903.
- VERNAZZA, J. E., AVRETT, E. H. & LOESER, R. 1981 Structure of the solar chromosphere. III – models of the EUV brightness components of the quiet-sun. *Astrophys. J. Suppl.* **45**, 635–725.
- VIZOSO, G. & BALLESTER, J. L. 1990 The north-south asymmetry of sunspots. *Astron. Astrophys.* **229**, 540–546.
- VÖGLER, A., SHELYAG, S., SCHÜSSLER, M., CATTANEO, F., EMONET, T. & LINDE, T. 2005 Simulations of magneto-convection in the solar photosphere. Equations, methods, and results of the MURaM code. *Astron. Astrophys.* **429**, 335–351.
- WANG, Y.-M. 1998 Cyclic magnetic variations of the Sun. In *Cool Stars, Stellar Systems, and the Sun* (ed. R. A. Donahue & J. A. Bookbinder), Astronomical Society of the Pacific Conference Series, vol. 154, pp. 131–152. R. A. Donahue and J. A. Bookbinder.
- WANG, Y.-M. & SHEELEY, N. R. JR. 1991 Magnetic flux transport and the sun's dipole moment – new twists to the Babcock–Leighton model. *Astrophys. J.* **375**, 761–770.
- WANG, Y.-M., SHEELEY, N. R. JR. & RICH, N. B. 2007 Coronal pseudostreamers. *Astrophys. J.* **658**, 1340–1348.
- WEBER, E. J. & DAVIS, L. JR. 1967 The angular momentum of the solar wind. *Astrophys. J.* **148**, 217–227.
- WEDEMEYER-BÖHM, S., LAGG, A. & NORDLUND, Å. 2009 Coupling from the photosphere to the chromosphere and the Corona. *Space Sci. Rev.* **144**, 317–350.
- ZANNI, C. & FERREIRA, J. 2009 MHD simulations of accretion onto a dipolar magnetosphere. I. Accretion curtains and the disk-locking paradigm. *Astron. Astrophys.* **508**, 1117–1133.

Sommaire

4.1 Des difficultés du couplage dynamique	110
4.1.1 Disparités des échelles et processus physiques	110
4.1.2 Implications d'un couplage dynamique	112
4.1.3 État de l'art : couplage d'une étoile à son environnement	113
4.2 Description des modèles de dynamo et de vent	116
4.2.1 Modélisation de la dynamo en champ moyen	116
4.2.2 Modélisation du vent stellaire	124
4.3 Implémentation du couplage entre dynamo et vent	129
4.3.1 Normalisation des équations	129
4.3.2 Extrapolation potentielle du champ poloïdal	130
4.3.3 Conception de l'interface entre intérieur et extérieur stellaire	133
4.4 Résultats	135
4.4.1 Études préliminaires	135
4.4.2 Présentation qualitative de 2 modèles	140
4.4.3 Couplage dynamique avec le vent	142
4.5 Discussion et perspectives	149

"Le succès c'est d'aller d'échec en échec sans perdre son enthousiasme."

Winston Churchill

Après avoir vu dans le chapitre précédent toutes les informations qu'un couplage quasi-statique peut nous apporter, nous allons maintenant passer dans ce chapitre à un couplage dynamique entre le champ magnétique interne et le vent solaire externe. Le but est cette fois-ci d'utiliser un code unique de simulation numérique pour modéliser simultanément les couches internes et externes du Soleil. Ceci afin que les différents processus physiques soient synchrones, permettant ainsi de régler le problème de la causalité évoqué au début du chapitre précédent. Cette approche est néanmoins ambitieuse et pose un certain nombre de difficultés que nous allons détailler dans la section 4.1 afin de bien comprendre le contexte, les enjeux et les limitations de la physique de notre modèle. Nous nous intéressons en particulier à la disparité des échelles spatio-temporelles impliquées et nous précisons ce qu'un couplage dynamique peut nous apporter comme informations supplémentaires. Nous revenons sur les quelques rares études qui ont déjà tenté d'aborder ce problème dans un contexte astrophysique différent. Nous allons ensuite dans la section 4.2 expliquer comment nous avons développé un modèle de dynamo et un modèle de vent compatibles à l'aide du code PLUTO. Les deux modèles ainsi que leur validation par comparaison avec des cas connus sont présentés. Nous allons ensuite expliquer dans la section 4.3 comment nous avons interfacé ces deux modèles physiques au sein du même domaine de calcul pour recréer au mieux les conditions solaires, depuis la théorie jusqu'à l'implémentation numérique. Enfin, dans la section 4.4,

nous allons présenter les différents résultats obtenus et les comparer au couplage quasi-statique, ainsi qu'aux modèles de dynamo ou de vent seuls.

4.1 Des difficultés du couplage dynamique

4.1.1 Disparités des échelles et processus physiques

La difficulté principale d'un couplage entre intérieur et extérieur du Soleil réside dans la grande variété des processus physiques impliqués, ainsi que la grande diversité des échelles spatiales et temporelles associées. Si l'on souhaitait étudier de manière complète tous les processus à l'interface du Soleil, il faudrait tenir compte de tous les processus internes et externes. Voici la liste des principaux processus internes à l'étoile avec leurs échelles temporelles et spatiales caractéristiques pour le Soleil :

- la convection : le temps de retournement convectif dans le Soleil est de quelques minutes à presque un mois, en fonction des structures et de la profondeur à laquelle on s'intéresse (des granules convectifs à la surface aux cellules géantes en profondeur) ; de même, les dites structures qui en résultent peuvent mesurer de quelques mégamètres à plusieurs centaines de mégamètres (Rieutord & Rincon, 2010; Stein, 2012; Emeriau-Viard, 2017).
- la rotation : la période de rotation du Soleil est de 25 jours à l'équateur et de 35 jours aux pôles ; la rotation différentielle change significativement sur une échelle d'environ $0.05 R_{\odot}$ à la tachocline (Thompson *et al.*, 2003).
- les écoulements méridiens : à la surface, ces écoulements ont une amplitude moyenne de 20 m/s, ce qui fait que les taches solaires sont advectées en quelques jours ; on estime que chaque cellule occupe un demi-hémisphère, soit une échelle de $0.5 R_{\odot}$ (Basu & Antia, 2010).
- le champ magnétique : le champ magnétique solaire a un cycle de 11 ans et évolue significativement sur une échelle de plusieurs mois, mais il possède aussi des modulations plus longues pouvant aller jusqu'à un siècle ; on s'intéresse ici au champ à grande échelle ($l_{\max} \sim 5$), donc à un champ dont la taille caractéristique va être le rayon solaire (Brun & Browning, 2017).

Voici maintenant la liste des principaux processus externes dans l'atmosphère solaire avec leurs échelles temporelles et spatiales caractéristiques :

- l'émergence de flux : le flux magnétique de la photosphère est complètement renouvelé en une période comprise entre 15 et 40 heures ; ce sont des structures à petite échelle d'environ quelques mégamètres (Schrijver, 2005).
- les éjections de masse coronales : définies plus précisément dans la section 5.1.1.3, elles peuvent être plus rapides que le vent dans lequel elles se déplacent, avec un temps moyen de 2 jours pour atteindre la Terre ; avec une taille initiale allant de quelques centièmes à quelques dixièmes de rayon solaire, elles parcourent ensuite une distance de plusieurs UA (Hundhausen, 1993).
- le vent solaire : le vent s'adapte aux perturbations en quelques temps alfvéniques, soit de l'ordre de quelques heures pour le Soleil, et il met entre 3 et 5 jours pour atteindre la Terre ; la zone d'accélération du vent solaire est de l'ordre d'une vingtaine de rayons solaires, mais son influence s'étend sur plusieurs UA (Meyer-Vernet, 2007).

Si on résume, on a donc des échelles temporelles qui vont de quelques minutes à plusieurs dizaines d'années, et des échelles spatiales qui vont de plusieurs dizaines de kilomètres à plusieurs UA. Une vision quasi-complète de tous les phénomènes à l'interface entre intérieur et extérieur du Soleil est donnée en figure 4.1 dans le cas d'une zone du Soleil calme et seulement sur une échelle de quelques dizaines de mégamètres. Le but n'est pas de décrire en détails cette figure (qui résume essentiellement les différents processus évoqués précédemment),

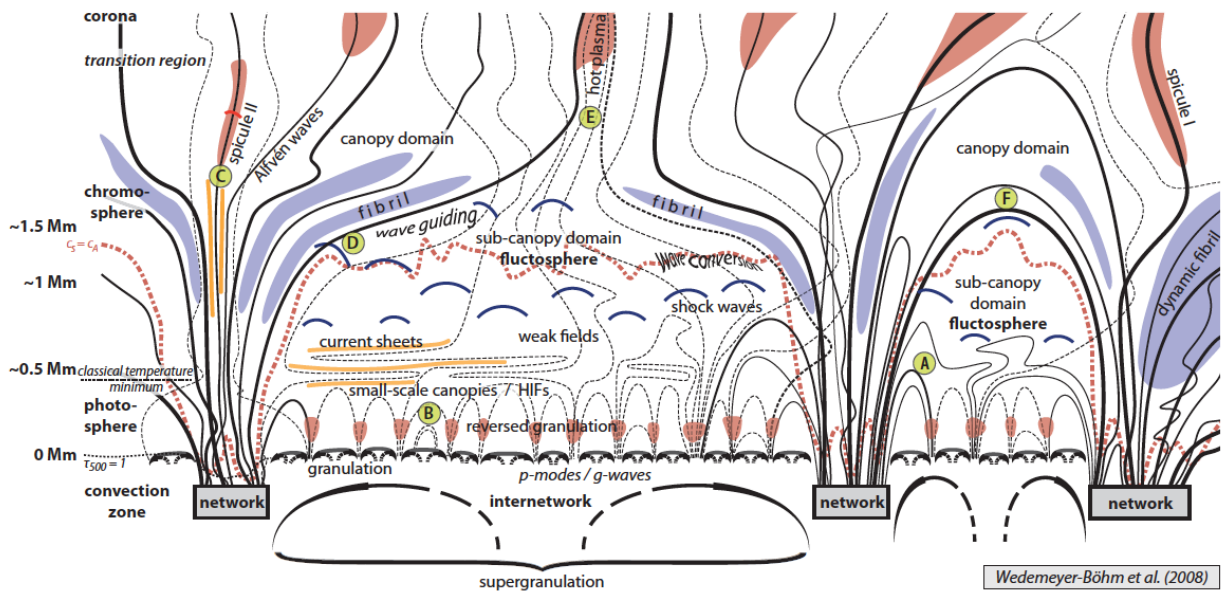


FIGURE 4.1: Schéma de l'atmosphère du Soleil calme. On précise que le schéma n'est pas à l'échelle. Les lignes noires représentent les lignes de champ magnétique. Crédits : [Wedemeyer-Böhm \(2008\)](#).

mais de comprendre qu'étant donnée la disparité des échelles spatio-temporelles, il est actuellement impossible de construire un modèle numérique prenant absolument tout en compte. Il faut sélectionner les échelles auxquelles on veut s'intéresser en détail, et approximer les autres à l'aide de modélisations plus simplifiées ; le développement de tels modèles permettant d'inclure toutes les échelles physiques est cependant souhaité à l'avenir pour approfondir notre connaissance de la physique solaire. C'est ce que nous décrivons plus en détails dans la section 4.1.3 où nous distinguerons les modèles locaux qui se concentrent sur les petites échelles spatiales et temporelles, et les modèles globaux qui se concentrent sur les grandes échelles spatiales et les moyennes échelles temporelles. Notre but est de construire un modèle global pour nous intéresser aux grandes échelles spatiales, mais en essayant d'intégrer une large gamme d'échelles temporelles (de quelques heures à quelques années). Nous avons par ailleurs choisi de ne pas inclure les événements éruptifs qui sont trop localisés spatialement et temporellement.

Nous finissons cette section avec un petit point de mathématiques numériques. Quand un système d'équations aux dérivées partielles fait intervenir de très nombreuses échelles spatio-temporelles, il en résulte souvent que le système en question est dit raide. Cela signifie que l'équation est instable à cause des petites échelles qui peuvent faire rapidement diverger la solution si mal approximées, et cela implique d'utiliser de faibles pas de temps et pas de grille malgré l'apparente régularité de la solution ([Hairer & Wanner, 1991](#)). Ceci pose un problème d'ordre pratique pour la résolution numérique des problèmes : on est obligé de se limiter aux plus petites échelles pour éviter la divergence de la solution, ce qui en pratique ralentit énormément les calculs. On doit ainsi avoir une résolution spatiale importante ; ceci peut cependant être contourné à l'aide d'approximation numériques (avec les méthodes MFS et LES par exemple, voir section 1.3.3) ou à l'aide de parallélisation en utilisant plusieurs coeurs pour diviser le domaine de calcul en sous-domaines. La résolution temporelle doit aussi être importante, d'autant plus que c'est assez difficile à contourner (il existe des méthodes comme la parallélisation en temps ou le *time-stepping* que nous n'allons pas détailler) : il s'agit donc de faire évoluer une simulation sur plusieurs années, mais en utilisant un pas de temps d'au plus une heure ! C'est pourquoi le recours au calcul massivement parallèle (ou HPC pour *High Performance Computing*) est primordial dans le cadre de cette thèse.

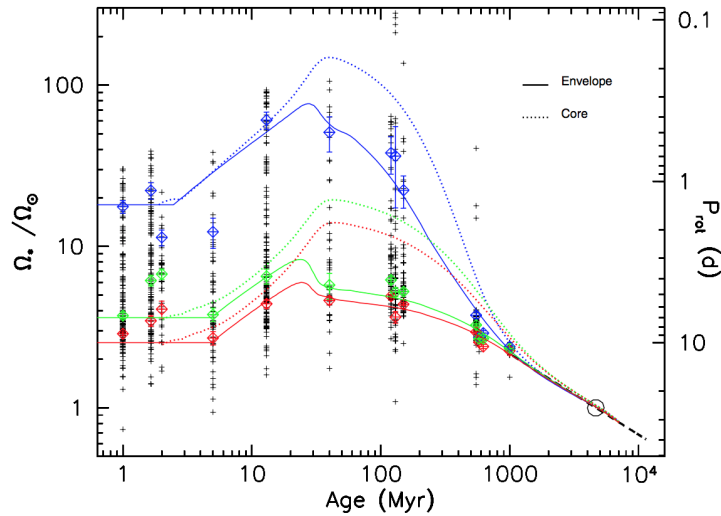


FIGURE 4.2: Évolution de la vitesse de rotation des étoiles de type solaire en fonction de leur âge. Les points noirs sont des observations réalisées dans des amas ouverts. Les courbes colorées sont des modèles bi-couches pour les rotateurs rapides (en bleu), moyens (en vert) et lents (en rouge). Les diamants colorés représentent des distributions statistiques des vitesses dans les amas. Les lignes en trait plein concernent l'enveloppe convective de l'étoile tandis que les lignes en pointillés concernent le coeur radiatif de l'étoile. Crédits : [Gallet & Bouvier \(2013\)](#).

4.1.2 Implications d'un couplage dynamique

Dans la section 3.1.1, nous avons discuté des manifestations de l'influence du champ magnétique dynamo sur le vent. Avec un couplage dynamique, nous pouvons maintenant anticiper la rétro-action, à savoir l'influence du vent sur le champ magnétique dynamo. La littérature donne déjà quelques pistes sur les comportements attendus.

Sur des échelles séculaires, il a été montré que pour les étoiles de type solaire, la présence d'un vent entraîne un ralentissement de son taux de rotation. C'est ce qu'on appelle la loi de Skumanich en référence à [Skumanich \(1972\)](#) et elle prend la forme suivante :

$$\Omega_* \propto t^{-1/2}. \quad (4.1)$$

Cette loi n'est valable que sur la séquence principale, comme on peut le voir sur la figure 4.2. En effet, on voit sur cette dernière quatre phases distinctes :

- Au début de la vie de l'étoile, sa période de rotation évolue très peu pendant plusieurs millions d'années, alors que l'étoile subit une forte contraction qui devrait l'accélérer par conservation du moment cinétique. Il y a donc un phénomène qui évacue du moment cinétique : soit par un vent généré par l'accrétion du disque ([Matt & Pudritz, 2005](#)), soit par des jets issus des zones de reconnexion dans le disque ([Ferreira et al., 2000](#)), soit par des connexions magnétiques entre l'étoile et son disque d'accrétion ([Zanni & Ferreira, 2009](#)).
- Quand le disque d'accrétion est dissipé, on voit alors la période de rotation augmenter à cause de la contraction de l'étoile, jusqu'à allumage des réactions nucléaires de fusion au coeur de l'étoile vers 50 millions d'années. La pression générée par la fusion équilibre la force de gravitation, et la contraction s'arrête. L'étoile est en train d'arriver sur la séquence principale, on parle de *Zero-Age Main Sequence* ou ZAMS.
- Le vent s'établit et emporte du moment cinétique, ce qui conduit à un ralentissement de la rotation de l'étoile.

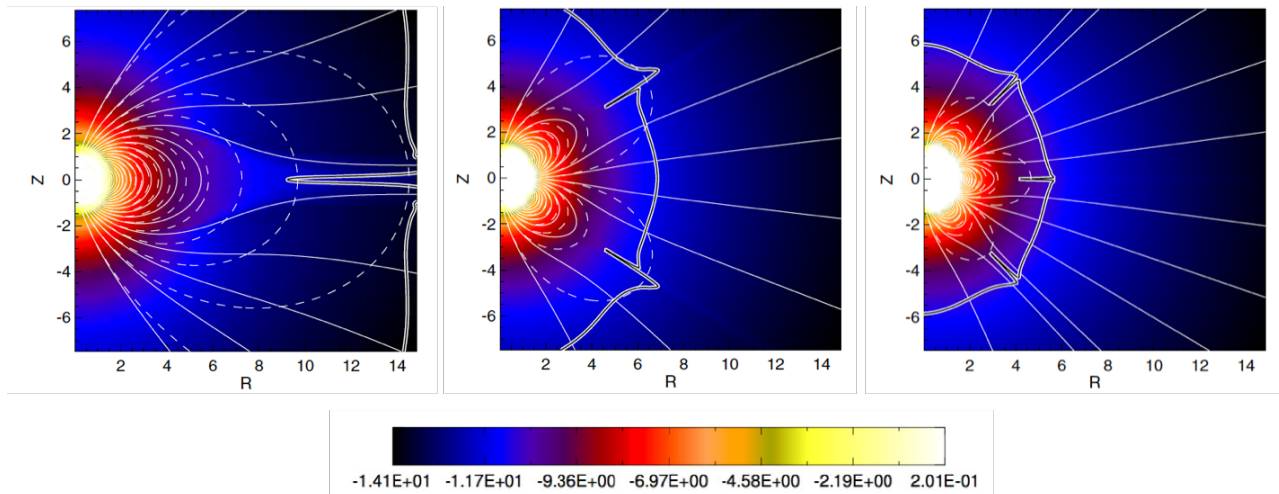


FIGURE 4.3: Influence du vent sur la géométrie du champ magnétique pour trois géométries différentes. En pointillés on a les lignes de champ magnétique initiales, en trait plein les lignes de champ magnétique suite à l'interaction avec le vent. La géométrie utilisée correspond à un dipôle dans le panneau de gauche, un quadrupôle dans le panneau du milieu et un octupôle dans le panneau de droite. La couleur représente le logarithme de la densité normalisée par la densité de l'étoile. La ligne noire et blanche symbolise la surface d'Alfvén. Crédits : Réville *et al.* (2015a).

- Vers un milliard d'années, toutes les étoiles de type solaire ont convergé sur la loi de Skumanich. Il est alors possible d'établir une relation bijective entre rotation et âge de l'étoile, ce qui a donné naissance à la gyrochronologie (Barnes, 2003).

Des études récentes menées par van Saders *et al.* (2016) avancent cependant que cette loi n'est valable que pendant un certain temps de la séquence principale, avec un freinage moins efficace lorsque l'étoile arrive à l'âge actuel du Soleil environ. Nous reviendrons plus en détail sur ces études dans le chapitre 6. La rétroaction est subtile car il s'agit en réalité d'une boucle de rétro-action entre vent et magnétisme qui aboutit à ce ralentissement aussi fort de la rotation de l'étoile (Brun & Browning, 2017).

Par ailleurs, un autre effet qu'on a déjà observé dans ce manuscrit dans le chapitre 3 est l'influence du vent sur la géométrie des lignes de champ, comme on peut le voir sur la figure 4.3. Sous l'influence du vent, les lignes de champ vont avoir tendance à s'ouvrir, sauf au niveau des zones mortes où la tension magnétique est suffisamment intense pour que les boucles restent fermées. On notera que le terme *ouvrir* peut être mal interprété : il ne s'agit pas de la destruction du dipôle pour créer un monopôle, mais simplement d'une connectivité plus lointaine des lignes de champ qui s'effectue en dehors du domaine de calcul. On notera aussi que les observations du satellite Ulysses ont montré que le vent avait tendance à uniformiser en latitude le champ radial B_r dans la couronne (McComas *et al.*, 2008).

4.1.3 État de l'art : couplage d'une étoile à son environnement

4.1.3.1 Modèles locaux de la dynamique des étoiles de type solaire

On appelle ici modèle local un modèle numérique centré sur une région de quelques mégamètres au plus pour étudier un effet précis. Ainsi seule une partie de l'étoile et de son atmosphère sont représentées mais avec un grand degré de précision, ce qui permet de se concentrer sur les petites échelles spatiales et temporelles. La majorité de ces modèles se sont appliqués à coupler le haut de la zone de convection avec la photosphère, puis la chromosphère et enfin la couronne.

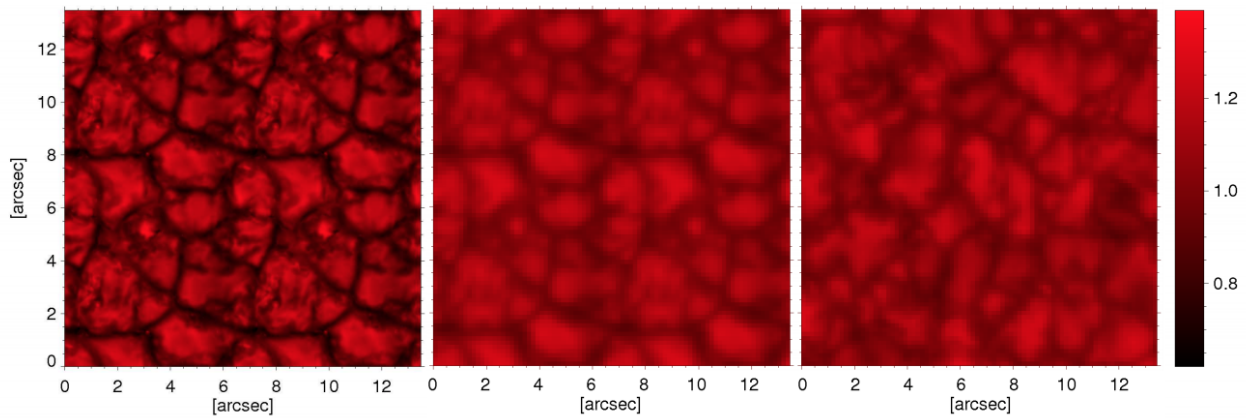


FIGURE 4.4: Comparaison entre les observations Hinode de la granulation et des simulations MHD en modèle local. Le panneau de gauche montre le résultat de la simulation MHD tel quel, le panneau du milieu le résultat de la simulation avec application d'une fonction d'étalement du point, et le panneau de droite montre les observations Hinode pour la même carte magnétique. Crédits : [Danilovic et al. \(2008\)](#).

L'étude de la transition entre zone convective et photosphère a été motivée par le besoin de comprendre et reproduire les structures de granulation à la surface du Soleil. On peut ainsi par exemple reproduire le phénomène d'expulsion de flux : la convection repousse le champ magnétique sur les bords des granules où il s'accumule en noeuds et en couches de courant (jusqu'à plusieurs kiloGauss) ; à l'intérieur du granule ne reste que du champ magnétique plus faible (quelques centaines de Gauss) ([Steiner et al., 2008](#)). Les modèles que nous allons décrire ci-dessous sont en accord avec les observations ([Ishikawa et al., 2008](#)). Ces modèles nécessitent d'inclure du transfert radiatif pour la description des granules. On notera enfin que pour une comparaison optimale, notamment au niveau du contraste, il convient de prendre en compte les défauts optiques des instruments servant à observer la granulation : en appliquant une fonction de transfert numérique (c'est-à-dire une fonction reliant l'image de l'objet tel qu'il est et l'image de l'objet vu par l'instrument), on obtient un bon accord entre les simulations numériques et les observables, comme on peut le voir sur la figure 4.4 ([Stein & Nordlund, 2000](#); [Vögler & Schüssler, 2007](#); [Wedemeyer-Böhm, 2008](#); [Danilovic et al., 2008](#)).

L'intégration de la chromosphère à ces modèles a été motivée par le besoin de comprendre le réseau chromosphérique au-dessus des zones de Soleil calme, qui résulte de l'interaction entre ondes de choc et champ magnétique ([Lites et al., 1999](#); [De Pontieu et al., 2004](#); [Judge, 2006](#)). Il est alors essentiel d'intégrer la photosphère pour avoir l'origine des ondes de choc dans la simulation, ainsi que la couronne pour capturer les échanges d'énergie et de masse qu'elle opère avec la chromosphère ([Gudiksen et al., 2011](#)). Ceci a mené à comprendre par exemple les observations de monoxyde de carbone dans la chromosphère ([Ayres, 2002](#)) comme des indices d'une atmosphère dynamique et intermittente ([Wedemeyer-Böhm et al., 2007](#)). C'est cependant une tâche complexe car beaucoup d'approximations valables dans la photosphère ne le sont plus dans la chromosphère, notamment concernant l'équilibre thermodynamique pour le transfert de rayonnement. Ce sont les travaux pionniers de [Carlsson & Stein \(1994\)](#) en théorie et [Skartlien et al. \(2000\)](#) en numérique qui ont permis de poser les bases de ces modèles.

Enfin, certaines simulations incluent le début de la couronne en allant à des hauteurs de plusieurs milliers de km au-dessus de la surface du Soleil ([Hansteen et al., 2007](#)), ce qui permet d'inclure la transition du paramètre plasma β vers des valeurs supérieures à 1 (pour rappel, voir section 2.1.1.1). Cette région est essentielle pour la propagation et la dissipation des différentes ondes dans l'atmosphère solaire ([Rosenthal et al., 2002](#); [Steiner, 2007](#)).

Certains modèles se sont aussi étendus en longueur en incluant la supergranulation avec des boîtes de simulation de plusieurs dizaines de mégamètres (Stein & Nordlund, 2006). On remarquera aussi les modèles de Gudiksen & Nordlund (2002) et Gudiksen & Nordlund (2005) qui varient dans le temps avec un couplage depuis la zone convective jusqu'à la couronne. Ces études ont permis d'étudier les propriétés magnétiques et thermiques des boucles solaires et de montrer qu'elles présentaient en effet une grande variabilité temporelle (des variations notables se produisent en moins d'une heure), interrogeant la validité des hypothèses d'équilibre hydrostatique ou thermique souvent émises dans le cas des boucles solaires.

Pour plus de détails, voir la revue de Wedemeyer-Böhm *et al.* (2009).

4.1.3.2 Modèles globaux couplés à une dynamo stellaire

On parle ici de modèle global pour désigner un modèle qui inclut la totalité de l'étoile et de sa couronne dans une seule simulation numérique. Couplé à des méthodes numériques filtrant les petites échelles spatiales (comme les méthodes MFS par exemple), ce genre de modèle permet de se concentrer sur les grandes échelles spatiales. La majorité de ces modèles viennent de la problématique de l'interaction entre une étoile jeune et son disque d'accrétion (Zanni & Ferreira, 2009). Dans la plupart des modèles l'étoile est modélisée de manière sommaire par un champ magnétique fixe ; nous allons cependant présenter une étude où le champ magnétique de l'étoile est variable car généré par une dynamo non stationnaire.

Dans von Rekowski & Brandenburg (2006), un seul code numérique est utilisé pour étudier l'interaction entre une étoile jeune de type T-Tauri et son disque d'accrétion, la particularité étant que l'étoile et le disque possèdent chacun un champ magnétique créé par effet dynamo, modélisé par la théorie du champ moyen. L'étoile possède un vent de type polytropique qui peut interagir aussi avec le disque. Ce modèle présente une modélisation assez directe car il n'y a pas d'interface entre l'étoile et son atmosphère, notamment aucune condition n'est imposée sur le champ magnétique et le champ des vitesses : l'étoile est uniquement délimitée par sa densité, son indice polytropique, sa rotation différentielle et son champ magnétique. En effet une magnétosphère est artificiellement créée en imposant initialement un dipôle, ancré jusqu'à $1.5 R_{\odot}$ mais qui peut ensuite évoluer librement. L'étoile possède une dynamo de type α^2 - Ω (Krause & Raedler, 1980) avec un effet α positif dans l'hémisphère Nord et distribué dans toute la zone convective pour simuler une étoile jeune entièrement convective. Un quenching sur l'effet α (cf. section 1.3.2) est appliqué pour limiter la génération de champ magnétique. Un exemple de simulation est visible dans le panneau gauche de la figure 4.5.

Leur étude montre que la présence d'une dynamo stellaire (par opposition à un dipôle figé) permet l'émergence d'un vent plus rapide (jusqu'à 450 km/s en vitesse terminale, par opposition à seulement 20 km/s avec un dipôle), ce qui permet de reproduire plus fidèlement le ralentissement de l'étoile, et fournit une piste quant à la présence de jets lors de l'interaction avec le disque d'accrétion. Le champ magnétique produit présente aussi une variabilité temporelle et une plus grande complexité topologique que lors des études précédentes, ce qui est aussi plus réaliste. En revanche, comme on peut le voir dans le panneau de droite de la figure 4.5, le champ magnétique produit par la dynamo stellaire n'est pas périodique et présente le plus souvent une topologie mixte : l'irrégularité des cycles est cohérent avec les observations des champs magnétiques des étoiles T-Tauri (Johns-Krull *et al.*, 1999) ; en revanche on a déjà détecté certaines étoiles T-Tauri avec une topologie majoritairement dipolaire (Donati *et al.*, 2015; Yu *et al.*, 2017), mais cela concerne surtout les étoiles dont le disque d'accrétion est déjà largement dissipé (wTTS pour *weak-line T-Tauri System*). Ceci serait dû à un très fort effet α avec un nombre adimensionné C_{α} supérieur à 100, ce qui entraîne un régime hautement non-linéaire et donc des bascules possibles vers des régimes où les modes dipolaires et quadrupolaires sont couplés (Tavakol *et al.*, 1995).

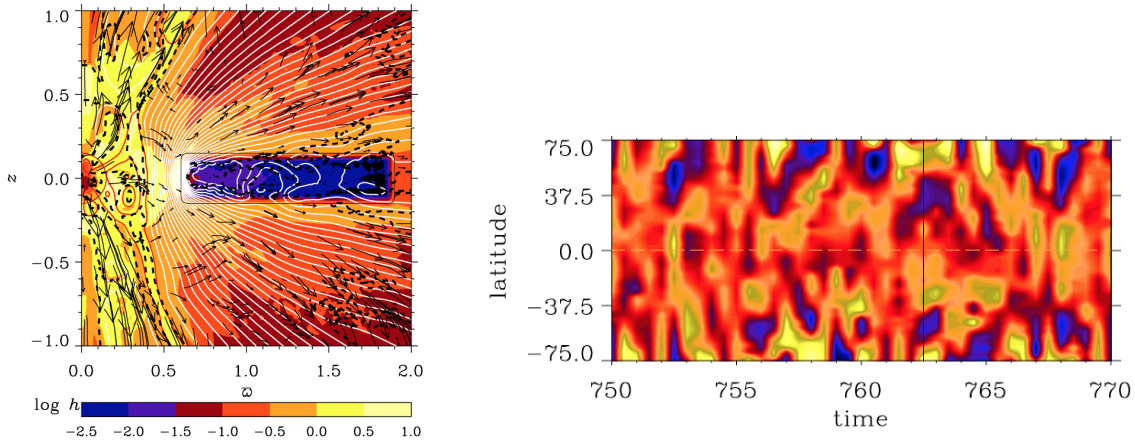


FIGURE 4.5: Simulation globale de l'interaction entre une étoile jeune magnétisée et son disque d'accrétion. Le panneau de gauche illustre la boîte de simulation utilisée, avec l'étoile magnétisée à gauche et le disque d'accrétion magnétisé à droite. Le panneau de droite illustre le diagramme temps-latitude obtenu pour le champ magnétique radial à la surface de l'étoile, sans cycle et avec beaucoup de fluctuations à petite échelle. Crédits : von Rekowski & Brandenburg (2006).

La même étude a ensuite été généralisée en 3D dans von Rekowski & Piskunov (2006) en enlevant cette fois-ci l'hypothèse d'axisymétrie. Le champ magnétique dynamo obtenu présente à nouveau une topologie mixte, même si une forte composante dipolaire est visible en réalisant une moyenne azimuthale. Les champs magnétiques obtenus sont quand même fortement non-axisymétriques et irréguliers, avec une amplitude de l'ordre de la dizaine de Gauss, ce qui est cohérent avec les estimations dérivées des observations (Donati *et al.*, 2003).

Les questions qui se posent sont donc les suivantes : est-ce que l'irrégularité du champ magnétique dynamo observée est le fruit uniquement du régime de paramètres, ou est-ce que la rétroaction du vent est aussi à prendre en compte ? est-ce que l'interaction avec la couronne favorise les petites échelles et change la solution dynamo ?

4.2 Description des modèles de dynamo et de vent

4.2.1 Modélisation de la dynamo en champ moyen

4.2.1.1 Description du benchmark

Le code PLUTO ne disposait pas de module permettant de reproduire une dynamo en champ moyen, il a donc fallu implémenter de nouveaux termes dans les équations à résoudre. Pour cela, on reprend les équations en champ moyen décrites dans la section 3.2.1 par les équations (1.14) et (1.15). On les adimensionne en utilisant comme longueur le rayon solaire R_{\odot} et comme temps le temps diffusif R_{\odot}^2/η_t , ce qui donne le jeu d'équations suivant :

$$\frac{\partial A_{\phi}}{\partial t} = \frac{\eta}{\eta_t} \left(\nabla^2 - \frac{1}{\varpi^2} \right) A_{\phi} - R_e \frac{\mathbf{v}_p}{\varpi} \cdot \nabla (\varpi A_{\phi}) + C_{\alpha} \alpha B_{\phi} + C_s S, \quad (4.2)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial B_\phi}{\partial t} = & \frac{\eta}{\eta_t} \left(\nabla^2 - \frac{1}{\varpi^2} \right) B_\phi + \frac{1}{\varpi} \frac{\partial(\varpi B_\phi)}{\partial r} \frac{\partial(\eta/\eta_t)}{\partial r} - R_e \varpi \mathbf{v}_p \cdot \nabla \left(\frac{B_\phi}{\varpi} \right) \\ & - R_e B_\phi \nabla \cdot \mathbf{v}_p + C_\Omega \varpi [\nabla \times (A_\phi \hat{\mathbf{e}}_\phi)] \cdot \nabla \Omega. \end{aligned} \quad (4.3)$$

C'est le même système d'équations couplées que dans la section 3.2.1. On rappelle rapidement la signification des nombres adimensionnés qui permettent de caractériser notre modèle :

- le nombre de Reynolds magnétique R_e quantifie l'influence des processus de transport ;
- le paramètre C_α quantifie l'influence de l'effet α qui modélise la turbulence ;
- le paramètre C_s quantifie l'influence de l'effet Babcock-Leighton lié à l'émergence des régions actives ;
- C_Ω quantifie l'influence de la rotation.

Il s'agissait donc d'ajouter aux équations résolues par PLUTO les deux derniers termes de l'équation (4.2). On néglige la contribution de l'effet α pour l'équation sur B_ϕ afin de ne considérer dans un premier temps que des dynamos $\alpha\Omega$ ou Babcock-Leighton (BL) avec transport de flux. On notera cependant que le code PLUTO n'a pas d'équation d'évolution du potentiel vecteur A_ϕ , il a donc fallu repasser par les composantes radiales et azimuthales du champ magnétique B_r et B_θ . Les équations résolues par le code PLUTO sont alors les suivantes, mises sous forme conservatives :

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho + \nabla \cdot \rho \mathbf{v} = 0, \quad (4.4)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \mathbf{m} + \nabla \cdot (\mathbf{m} \mathbf{v} - \mathbf{B} \mathbf{B} + \mathbf{I} p) = \rho \mathbf{a}, \quad (4.5)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} E + \nabla \cdot ((E + p) \mathbf{v} - \mathbf{B} (\mathbf{v} \cdot \mathbf{B})) = \mathbf{m} \cdot \mathbf{a} - \nabla \cdot (\eta \cdot (\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B}), \quad (4.6)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \mathbf{B} + \nabla \cdot (\mathbf{v} \mathbf{B} - \mathbf{B} \mathbf{v}) = -\nabla \times (\eta \nabla \times \mathbf{B}) + \alpha \nabla \times \mathbf{B}. \quad (4.7)$$

Pour la signification des différents termes, se référer à la section 3.2.2.1. Comparé aux équations alors présentées, on remarque l'ajout de la diffusivité magnétique et de la dynamo en champ moyen : la diffusivité influe sur l'équation d'induction en tant que terme dissipatif et sur l'équation d'énergie pour prendre en compte le chauffage ohmique ; la dynamo en champ moyen influe sur l'équation d'induction en tant que terme de régénération du champ magnétique.

Pour ensuite valider notre modèle, nous avons utilisé le benchmark international décrit dans [Jouve et al. \(2008\)](#). Nous allons donc décrire ici les différents cas étudiés dans ce benchmark, en détaillant leurs points communs et leurs différences. Il y a en tout 3 modèles dénommés A, B et C.

Points communs

Commençons par les points communs. Tous les modèles possèdent une rotation de type solaire avec une rotation solide en-dessous de $0.66R_\odot$ et une rotation différentielle au-dessus. Cette rotation est décrite à l'aide du profil suivant :

$$\Omega(r, \theta) = \Omega_c + \frac{1}{2} \left(1 + \operatorname{erf} \left(\frac{r - r_c}{d} \right) \right) (1 - \Omega_c - c_2 \cos^2 \theta), \quad (4.8)$$

où $\Omega_c = 0.92$, $r_c = 0.7R_\odot$, $d = 0.02$ et $c_2 = 0.2$. Par ailleurs le paramètre C_Ω est toujours fixé à 1.4×10^5 , ce qui correspond à une rotation à l'équateur de $\Omega_0/2\pi = 456$ nHz pour $\eta_t = 10^{11} \text{ cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$, ce qui est bien la valeur solaire à l'équateur ([Thompson et al., 2003](#)).

Concernant la circulation méridienne, le profil utilisé consiste en deux cellules hémisphériques, remontant à la surface à l'équateur et plongeant à la tachocline aux pôles, ce qui donne les composantes suivantes pour les profils de vitesse :

$$v_r = -\frac{2(1 - r_b)}{\pi r} \frac{(r - r_b)^2}{(1 - r_b^2)} \sin \left(\pi \frac{r - r_b}{1 - r_b} \right) (3 \cos^2 \theta - 1), \quad (4.9)$$

$$v_\theta = \left[\frac{3r - r_b}{1 - r_b} \sin \left(\pi \frac{r - r_b}{1 - r_b} \right) + \frac{\pi r}{1 - r_b} \frac{r - r_b}{1 - r_b} \cos \left(\pi \frac{r - r_b}{1 - r_b} \right) \right] \frac{2(1 - r_b)}{\pi r} \frac{r - r_b}{1 - r_b} \cos \theta \sin \theta, \quad (4.10)$$

où $r_b = 0.65$. Ces profils sont ensuite multipliés par le paramètre R_e qui lui varie en fonction des cas.

Tous les modèles sont initialisés avec un champ magnétique de type dipolaire, confiné dans la zone convective :

$$A_\phi = \frac{\sin \theta}{r^2}, \quad \forall r \geq 0.7. \quad (4.11)$$

Concernant les conditions aux limites, tous les modèles ont les mêmes conditions en $r = 0.65R_\odot$ et $\theta = 0 = \pi$. En $r = 0.65R_\odot$, on utilise une condition de type conducteur parfait :

$$A_\phi = 0, \quad \frac{\partial(rB_\phi)}{\partial r} = 0. \quad (4.12)$$

Comme le code PLUTO a besoin de conditions sur B_r et B_θ , on peut réécrire la condition sur A_ϕ à l'aide de différences finies pour l'implémentation numérique. On utilise pour cela le fait que $\mathbf{B}_{pol} = \nabla \times (A_\phi \mathbf{e}_\phi)$, ce qui revient en sphérique à $B_r = \frac{1}{r \sin \theta} \partial(\sin \theta A_\phi) / \partial \theta$ et $B_\theta = -\frac{1}{r} \partial(r A_\phi) / \partial r$. On a alors les conditions suivantes en θ_0 et θ_N , qui correspondent aux cellules fantômes situées en $\theta = 0$ et $\theta = \pi$:

$$A_\phi(r_i, \theta_0) = 0 \Rightarrow B_r(r_i, \theta_0) = \frac{1}{r_i \sin \theta_0} \frac{\sin \theta_1 A_\phi(r_i, \theta_1)}{\theta_1 - \theta_0}, \quad B_\theta(r_i, \theta_0) = 0, \quad (4.13)$$

$$A_\phi(r_i, \theta_N) = 0 \Rightarrow B_r(r_i, \theta_N) = -\frac{1}{r_i \sin \theta_N} \frac{\sin \theta_{N-1} A_\phi(r_i, \theta_{N-1})}{\theta_N - \theta_{N-1}}, \quad B_\theta(r_i, \theta_N) = 0. \quad (4.14)$$

Pour plus de détails sur la notion numérique de cellule fantôme, se référer à l'annexe C.

Différences

Nous allons maintenant décrire les différences entre ces modèles. La différence entre les cas A et B et le cas C est le choix du terme source pour la régénération du champ poloïdal et le type de boucle dynamo. Les cas A et B utilisent un effet α constant dans la zone convective et nul dans la zone radiative, avec une transition continue entre les deux. Cela donne le profil suivant :

$$\alpha(r, \theta) = \frac{3\sqrt{3}}{4} \sin^2 \theta \cos \theta \left(1 + \operatorname{erf} \left(\frac{r - r_c}{d} \right) \right), \quad (4.15)$$

avec $r_c = 0.7R_\odot$ et $d = 0.02$. Le facteur $3\sqrt{3}/4$ sert à normaliser le profil pour avoir une amplitude de 1 dans la zone convective. L'amplitude de l'effet α est ensuite donnée par le paramètre C_α .

Pour le cas C, on utilise un terme de type Babcock-Leighton qui représente l'effet de déformation des boucles magnétiques à cause de la force de Coriolis et de la convection à la surface de l'étoile. Ce terme est donc confiné à une couche fine juste sous la surface de l'étoile, mais est non-local car il prend en compte l'intensité du champ toroïdal B_ϕ généré à la base de la zone convective. On utilise alors le profil suivant :

$$S(r, \theta, t) = \frac{1}{2} \left(1 + \operatorname{erf} \left(\frac{r - r_1}{d_1} \right) \right) \left(1 - \operatorname{erf} \left(\frac{r - 1}{d_1} \right) \right) \cos \theta \sin \theta B_\phi(r_c, \theta, t), \quad (4.16)$$

avec $r_1 = 0.95$ et $d_1 = 0.01$. La non-localité se situe dans le terme $B_\phi(r_c, \theta, t)$ et rend les choses plus complexes pour une implémentation parallèle : les processeurs contenant la tachocline dans leur domaine de calcul ne sont pas nécessairement les mêmes que ceux qui contiennent la surface de l'étoile dans leur domaine de calcul. Il faut donc que ces deux catégories de processeurs échangent de l'information via des communications MPI.

Cas	Terme source de B_{pol}	Résistivité	Circulation méridienne
A	α	$\eta_c = \eta_t$	$R_e = 0$
B	α	$\eta_c = 10^{-2}\eta_t$	$R_e = 0$
C	BL	$\eta_c = 10^{-2}\eta_t$	$R_e = 700$

TABLE 4.1: Table récapitulative des trois cas tests décrits dans le benchmark [Jouve et al. \(2008\)](#) et reproduits par le code PLUTO. Pour chaque cas est indiqué le terme source utilisé pour la régénération du champ poloidal (soit l'effet α , soit l'effet Babcock-Leighton), le rapport entre la résistivité dans la zone radiative η_c et la résistivité turbulente η_t , et enfin l'amplitude de la circulation méridienne à l'aide du nombre de Reynolds magnétique R_e .

Ces deux termes peuvent être divisés par un terme dit de quenching pour obtenir une saturation du champ magnétique à une valeur de référence B_0 :

$$T_{quench} = 1 + \left(\frac{B_\phi(r_c, \theta, t)}{B_0} \right)^2. \quad (4.17)$$

Une autre différence entre les modèles A et B et le modèle C est l'amplitude de la circulation méridienne, contrôlée par le paramètre R_e . Dans les cas A et B, R_e est nul, ce qui revient à ne pas avoir de circulation méridienne. Dans le cas C, R_e vaut 700, ce qui revient à avoir une circulation méridienne de type solaire avec une amplitude à la surface v_0 de 10 m/s pour $\eta_t = 10^{11} \text{ cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$; ceci est nécessaire pour compléter l'effet Babcock-Leighton en ajoutant du transport de flux (voir [Jouve & Brun \(2007\)](#) pour plus de détails).

Enfin, la différence entre les cas A et B est le profil de résistivité utilisé. Dans le cas A, c'est un profil constant dans les deux zones radiative et convective, égal à 1 une fois normalisé par η_t . Dans les cas B et C, on a un saut entre la zone radiative et convective de 2 ordres de grandeur. Ce saut est caractérisé par le profil suivant :

$$\frac{\eta}{\eta_t}(r) = \frac{\eta_c}{\eta_t} + \frac{1}{2} \left(1 - \frac{\eta_c}{\eta_t} \right) \left(1 + \operatorname{erf} \left(\frac{r - r_c}{d} \right) \right), \quad (4.18)$$

avec $\eta_c = 10^9 \text{ cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ et $\eta_t = 10^{11} \text{ cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$.

Ces différences sont résumées dans la table 4.1. Nous allons maintenant comparer nos cas dynamos avec ceux du benchmark, et ce pour deux types de conditions aux limites en $r = R_\odot$ différents. On notera que la résolution utilisée dans nos cas est de 196×196 avec une grille uniforme en r et θ , tandis que la résolution la plus élevée du benchmark pour les cas correspondants est de 151×151 , ce qui exclut les problèmes de résolution numérique pour nos solutions.

4.2.1.2 Cas avec conditions aux limites radiales à la surface

Nous allons commencer cette étude dynamo avec des conditions aux limites de type champ radial : les modèles correspondants sont notés avec une apostrophe, ce qui correspond aux cas A', B' et C'. Pour ces cas, on impose un champ magnétique purement radial à la surface de l'étoile :

$$\frac{\partial(r^2 B_r)}{\partial r} = 0, B_\theta = B_\phi = 0. \quad (4.19)$$

La condition sur B_r vient de la nécessité pour le champ total d'être à divergence nulle.

Pour pouvoir comparer nos cas avec ceux du benchmark, on va s'intéresser à deux paramètres : le seuil de déclenchement dynamo et la période du diagramme papillon résultant. En effet, l'effet dynamo en champ moyen ne devient suffisamment important pour régénérer le champ poloidal que quand une certaine valeur

Cas	C_{α}^{crit}	ω
A'_{bench}	0.369 ± 0.002	157.4 ± 0.894
A'_{PLUTO}	0.366 (0.003)	158.2 (0.800)
B'_{bench}	0.387 ± 0.002	168.8 ± 0.447
B'_{PLUTO}	0.392 (0.005)	168.5 (0.300)
C'_{bench}	2.463 ± 0.009	538.2 ± 3.701
C'_{PLUTO}	2.300 (0.160)	659.7 (121.5)

TABLE 4.2: Comparaison des résultats de l'implémentation du module dynamo dans le code PLUTO avec les valeurs du benchmark de *Jouve et al. (2008)* pour le cas avec conditions aux limites radiales. Pour chaque cas, il est indiqué le seuil de déclenchement dynamo C_{α}^{crit} ou C_s^{crit} et la période du diagramme papillon obtenu ω ; pour les cas du benchmark, on indique les barres d'erreur, et pour nos cas avec le code PLUTO, on indique entre parenthèses l'écart à la valeur du benchmark.

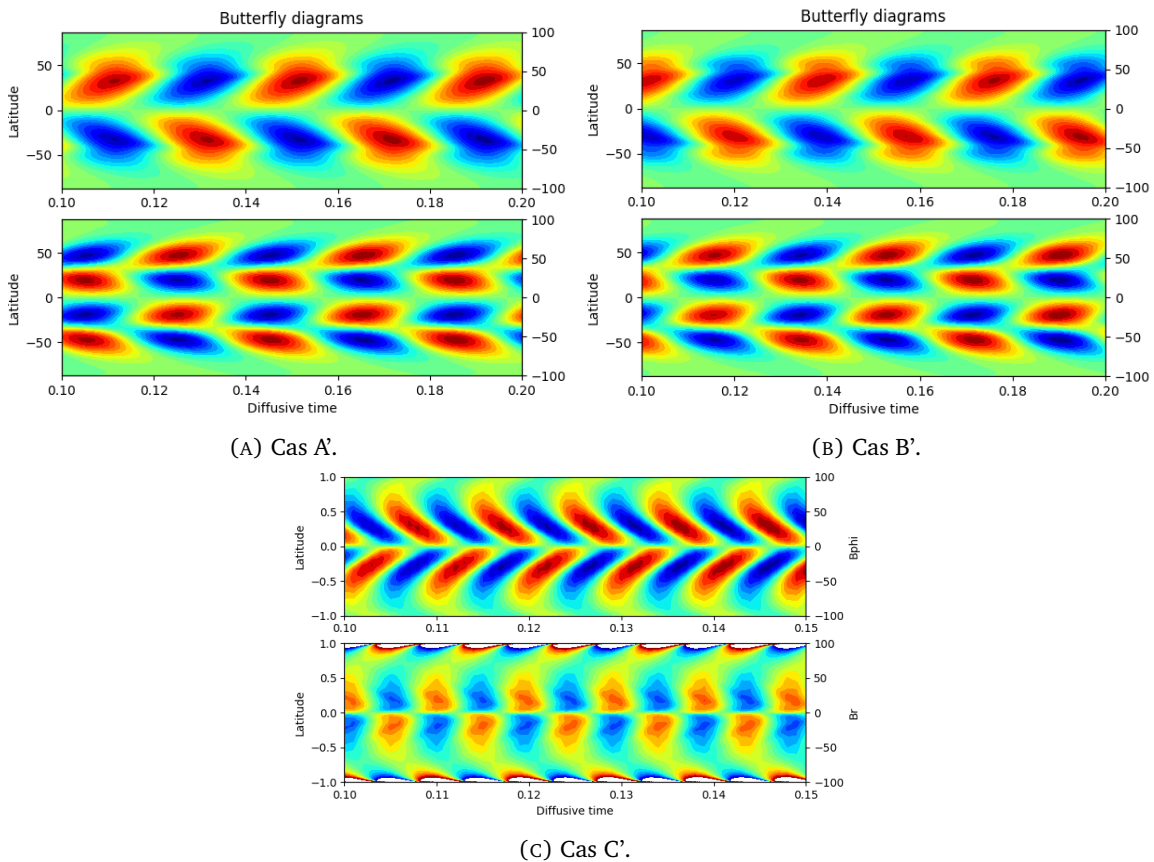


FIGURE 4.6: Diagrammes papillons obtenus avec le code PLUTO pour les cas aux conditions aux limites radiales. On présente dans l'ordre les cas A', B' et C'. Pour chaque cas, on indique en haut le champ magnétique toroïdal B_{ϕ} à la base de la zone convective à $0.7R_{\odot}$, et en bas le champ magnétique radial B_r à la surface de l'étoile.

seuil du produit $D = C_\Omega \times C_\alpha$, appelé nombre dynamo D , est franchie. Comme nous travaillons à C_Ω constant, nous avons donc fait varier le paramètre C_α jusqu'à trouver la valeur critique qui permet tout juste le maintien de l'énergie poloïdale. On notera que pour les dynamo Babcock-Leighton (cas C'), c'est le même principe mais avec le paramètre C_s au lieu de C_α . La période du diagramme papillon associé est calculée comme une moyenne de plusieurs cycles, ce qui permet d'avoir une meilleure précision. On obtient alors les valeurs qui sont résumées dans la table 4.2. On remarque une bonne adéquation avec le benchmark car nos valeurs pour ces deux paramètres sont dans les barres d'erreurs, sauf pour le cas C' où les valeurs sont largement en dehors des barres d'erreurs ; la forme du diagramme papillon est cependant la bonne, il reste sans doute des réglages fins à ajuster dans l'implémentation numérique, qui rappelle-les est plus subtile en raison du terme non-local. C'est pour cela que dans la suite de cette thèse, nous n'allons pas utiliser le cas Babcock-Leighton ; mais son implémentation dans PLUTO est en cours et servira certainement pour des travaux futurs, comme expliqué au chapitre 7.

On peut aussi s'intéresser de manière qualitative à la forme des diagrammes papillons obtenus, présentés dans la figure 4.6. On voit que dans les cas A' et B', le champ radial à la surface présente grossièrement une branche polaire et une branche équatoriale de polarité opposées, tandis que dans le cas C' on est plus proche des observations du Soleil présentées figure 1.10, mais avec une concentration assez importante de champ magnétique aux pôles. Les diagrammes papillons des cas A' et B' sont quasi-identiques, sauf aux pôles où le champ magnétique chute un peu plus fortement dans le cas B'.

4.2.1.3 Cas avec conditions aux limites potentielles à la surface

Comparaison avec le benchmark

On passe cette fois-ci à des conditions aux limites de type potentielles : cela signifie qu'on raccorde à la surface le champ magnétique interne avec un champ magnétique à rotationnel nul, ce qui fait qu'il dérive d'un potentiel A_ϕ solution de l'équation de Laplace. Cela permet ainsi de simuler un champ magnétique évoluant dans des conditions de vide. L'implémentation de cette condition pour le code PLUTO sera détaillée dans la section suivante. Cette fois-ci les cas sont dénotés simplement par A, B et C.

À nouveau, les valeurs du seuil dynamo et de la période du diagramme papillon associés sont données dans la table 4.3. On remarque qu'on a toujours un bon accord avec les barres d'erreur du benchmark, sauf pour la période du diagramme papillon du cas B qui est un peu faible par rapport à la déviation standard obtenue lors du benchmark ; on notera cependant que de telles valeurs ont été atteintes par certains codes du benchmark, et qu'elle reste proche de la valeur de référence. Par rapport au cas précédent avec les conditions radiales, on remarque que la forme du diagramme papillon change peu, néanmoins les seuils dynamos sont systématiquement plus élevés et les périodes plus longues.

Cas	$C_{\alpha/s}^{crit}$	ω
A_{bench}	0.387 ± 0.002	158.1 ± 1.472
A_{PLUTO}	0.385 (0.002)	157.1 (1.000)
B_{bench}	0.408 ± 0.003	172.0 ± 0.632
B_{PLUTO}	0.410 (0.002)	170.8 (1.200)

TABLE 4.3: Comparaison des résultats de l'implémentation du module dynamo dans le code PLUTO avec les valeurs du benchmark de Jouve *et al.* (2008) pour le cas avec conditions aux limites potentielles. Pour chaque cas, il est indiqué le seuil de déclenchement dynamo C_α^{crit} ou C_s^{crit} et la période du diagramme papillon obtenu ω ; pour les cas du benchmark, on indique les barres d'erreur, et pour nos cas avec le code PLUTO, on indique entre parenthèses l'écart à la valeur du benchmark.

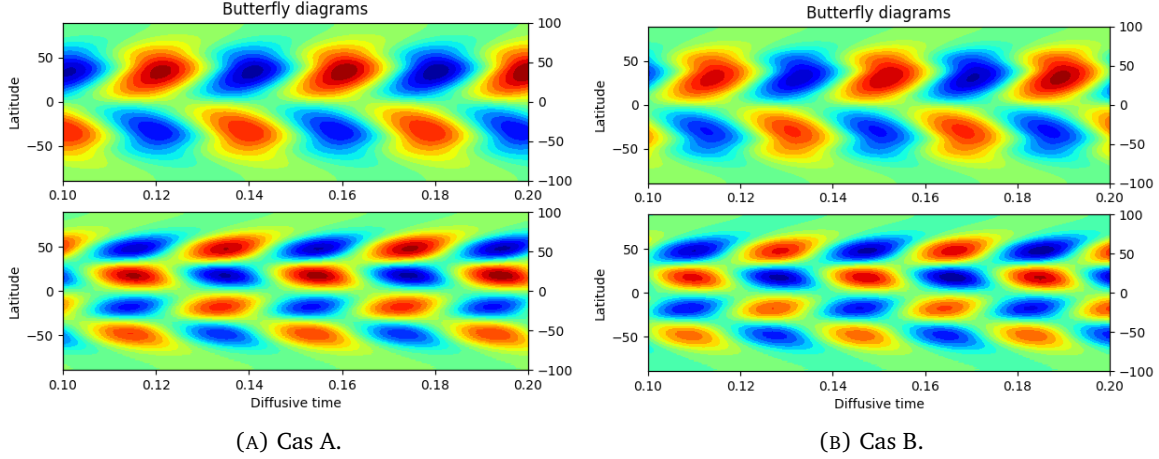


FIGURE 4.7: Diagrammes papillons obtenus avec le code PLUTO pour les cas aux conditions aux limites potentielles. On présente dans l'ordre les cas A et B. Pour chaque cas, on indique en haut le champ magnétique toroïdal B_ϕ à la base de la zone convective à $0.7R_\odot$, et en bas le champ magnétique radial B_r à la surface de l'étoile.

Comme l'implémentation de la condition aux limites potentielles pour ce cas dynamo a demandé un travail substantiel, nous nous permettons de rentrer dans les détails techniques de son principe mathématique et de son implémentation.

Principe mathématique de l'extrapolation du vecteur potentiel

La méthode utilisée pour l'extrapolation du vecteur potentiel est inspirée de celle décrite dans l'annexe de [Jouve & Brun \(2007\)](#). Comme expliqué précédemment, un champ potentiel est un champ dont le rotationnel est nul, et auquel on peut alors associer un vecteur potentiel solution de l'équation de Laplace suivante :

$$\left(\nabla^2 - \frac{1}{r^2 \sin^2 \theta} \right) A_\phi = 0. \quad (4.20)$$

Cette équation admet des solutions générales de la forme suivante :

$$A_\phi(r \geq R_\odot, \theta, t) = \sum_{\ell=1}^{+\infty} \frac{a_\ell(t)}{r^{\ell+1}} P_\ell^1(\cos \theta), \quad (4.21)$$

où P_ℓ^1 sont les polynômes de Legendre associés de degré 1 et de mode ℓ . Pour une implémentation numérique, on tronque cette somme à un degré ℓ_{max} défini au préalable.

Les coefficients a_ℓ représentent la projection de la quantité $r^{\ell+1} A_\phi(r, \theta, t)$ sur les polynômes de Legendre associés de degré 1. Pour les calculer, on utilise le produit scalaire suivant sur le dernier point du domaine dynamo, juste sous la surface de l'étoile :

$$a_\ell(t) = \frac{(R_\odot - \Delta r)^{\ell+1} \int_{\theta_0}^{\theta_1} A_\phi(r_s, \theta, t) P_\ell^1(\cos \theta) \sin \theta d\theta}{\int_{\theta_0}^{\theta_1} [P_\ell^1(\cos \theta)]^2 \sin \theta d\theta}, \quad (4.22)$$

où θ_0 et θ_1 sont les deux angles de début et de fin de la décomposition angulaire du domaine, et Δr est la résolution radiale de la grille, supposée régulière dans le domaine dynamo.

En réalisant le changement de coordonnées $x = \cos \theta$, l'équation (4.22) peut être réécrite de la façon suivante :

$$a_\ell(t) = \frac{(R_\odot - \Delta r)^{\ell+1} \int_{x_0}^{x_1} A_\phi(r_s, x, t) P_\ell^1(x) dx}{\int_{x_0}^{x_1} [P_\ell^1(x)]^2 dx}, \quad (4.23)$$

où $x_0 = \cos \theta_0$ et $x_1 = \cos \theta_1$.

Cette expression peut alors être estimée numériquement grâce à une quadrature de Gauss-Chebyshev en utilisant comme poids la fonction $1/\sqrt{1-x^2}$. On peut alors réécrire le numérateur de la façon suivante :

$$\int_{x_0}^{x_1} A_\phi(R_\odot - \Delta r, x, t) P_\ell^1(x) dx = \int_{x_0}^{x_1} \frac{A_\phi(R_\odot - \Delta r, x, t) P_\ell^1(x) \sqrt{1-x^2}}{\sqrt{1-x^2}} dx = \int_{x_0}^{x_1} \frac{f(x)}{\sqrt{1-x^2}} dx. \quad (4.24)$$

On peut alors appliquer l'estimation de la quadrature :

$$\int_{x_0}^{x_1} \frac{f(x)}{\sqrt{1-x^2}} dx \approx \sum_{i=1}^{n_{th}} w_i f(x_i), \quad (4.25)$$

où n_{th} est le nombre total de points pour la résolution angulaire, $x_i = -\cos \theta_i$ et $w_i = (\arcsin(\theta_0) - \arcsin(\theta_1)) / (n_{th} - 1)$. L'expression des poids w_i a été calculée à partir de la formule suivante :

$$\int_{x_0}^{x_1} \frac{1}{\sqrt{1-x^2}} dx = \arcsin(x_1) - \arcsin(x_0). \quad (4.26)$$

On peut alors utiliser la même méthode pour estimer le dénominateur dans l'équation (4.23). On obtient donc finalement la formule suivante pour l'approximation des coefficients a_ℓ :

$$a_\ell(t) \approx \sum_{i=1}^{n_{th}} w_i A_\phi(R_\odot - \Delta r, x_i, t) P_\ell^1(x_i) \sqrt{1-x_i^2} \times \left(\sum_{i=1}^{n_{th}} w_i P_\ell^1(x_i) \sqrt{1-x_i^2} \right)^{-1}. \quad (4.27)$$

La dérivée de A_ϕ juste sous la surface de l'étoile prend alors la forme suivante, d'après l'équation (4.21) :

$$\frac{\partial A_\phi}{\partial r} \Big|_{r=R_\odot - \Delta r} = - \sum_{\ell=1}^{\ell_{max}} \frac{(\ell+1) a_\ell(t)}{(R_\odot - \Delta r)^{\ell+2}} P_\ell^1(\cos \theta). \quad (4.28)$$

On peut alors s'en servir pour construire les nouvelles valeurs extrapolées de A_ϕ au-delà de la surface de l'étoile, à l'aide d'un schéma centré du deuxième ordre :

$$A_\phi(r \geq R_\odot, \theta, t) = A_\phi(r - 2\Delta r, \theta, t) + 2\Delta r \frac{\partial A_\phi}{\partial r} \Big|_{r=R_\odot - \Delta r}. \quad (4.29)$$

Implémentation numérique de l'extrapolation du vecteur potentiel

Nous allons présenter ici quelques points de difficultés rencontrés pour l'implémentation de cette extrapolation dans le code PLUTO.

Tout d'abord, le code PLUTO utilise une décomposition de domaine non régulière pour pouvoir s'adapter à toutes les configurations de nombres de processeurs demandés par l'utilisateur. Comme la projection sur les polynômes de Legendre associés concerne tout le vecteur potentiel sur la totalité du domaine angulaire, il convient tout d'abord de le reconstituer au point situé juste sous la surface de l'étoile. Pour cela, nous définissons

un communicateur MPI dédié aux processeurs contenant la surface de l'étoile dans leur domaine de calcul, ce qui permet d'échanger leurs informations respectives pour reconstruire le vecteur potentiel en θ . La fonction utilisée est *MPI.Allreduce* : à chaque pas de temps, on initialise un tableau à 0 de la taille du vecteur total, et chaque processeur le remplit pour son domaine de calcul local ; on additionne ensuite tous ces vecteurs pour obtenir le vecteur complet. On utilise une extrapolation linéaire pour compléter les valeurs dans les cellules fantômes du domaine total de calcul.

Une fois cette étape accomplie, on peut procéder à la projection pour déterminer les coefficients a_ℓ . Pour optimiser le temps de calcul, les polynômes de Legendre associés sont pré-calculés pour tous les angles du domaine de calcul et stockés dans un tableau accessible à tous les processeurs. La difficulté est alors de faire le lien entre les indices des tableaux locaux pour chaque processeur et les indices globaux du tableau des polynômes recensant tous les angles possibles ; il faut notamment prendre en compte la présence des cellules fantômes sur le bord des domaines de calcul des processeurs.

Enfin, comme dit précédemment, le code PLUTO n'a pas d'équation d'évolution du vecteur potentiel, il résout uniquement les équations portant sur les composantes poloidales du champ magnétique. Il faut donc ensuite repasser aux composantes B_r et B_θ en utilisant les relations suivantes :

$$B_r = \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial(\sin \theta A_\phi)}{\partial \theta}, B_\theta = -\frac{1}{r} \frac{\partial(r A_\phi)}{\partial r}, \quad (4.30)$$

estimées à l'aide d'un schéma centré du deuxième ordre.

Pour les notions de schéma centré et de cellules fantômes, le lecteur pourra se référer à l'annexe C ; pour le détail de l'implémentation numérique de l'extrapolation du vecteur potentiel, le lecteur pourra se référer à l'annexe D. Maintenant que nous avons décrit le modèle pour l'intérieur de l'étoile, il est temps de passer à l'atmosphère et à la modélisation du vent stellaire.

4.2.2 Modélisation du vent stellaire

4.2.2.1 Nouveau modèle de vent compatible avec la dynamo

Le modèle de vent utilisé est exactement le même que celui décrit dans la section 3.2.2, sauf pour la condition aux limites en $r = R_\odot$ que nous allons détailler ci-dessous. Comme nous avons déjà présenté les différents éléments physiques et numériques qui composent ce modèle, nous allons ici nous intéresser à sa validation. Pour cela, nous allons le comparer au modèle décrit dans Réville *et al.* (2015a) qui est le modèle dont nous nous sommes inspirés, lui-même basé sur Matt & Pudritz (2008). Nous allons d'abord présenter les différences entre ces deux modèles, puis montrer qu'on obtient tout de même des résultats proches sur des paramètres clés.

La première modification majeure a été de changer de méthode numérique afin d'assurer la condition $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$: dans Réville *et al.* (2015a), c'est une méthode dite de transport contraint qui est utilisée (Evans & Hawley, 1988), tandis que nous avons opté pour une méthode de nettoyage de la divergence (Dedner *et al.*, 2002). Les détails de ces différentes méthodes sont disponibles dans l'annexe C. Ce qu'il faut retenir, c'est que ces méthodes ont des implications fortes en terme d'implémentation numérique : la méthode de transport contraint implique de définir les composantes du champ magnétique au centre des cellules de notre domaine de calcul, mais aussi sur certaines arêtes pour pouvoir calculer des flux, tandis que la méthode de nettoyage de la divergence implique de définir une quantité supplémentaire ψ_{GLM} et donc de définir des conditions aux limites pour cette quantité. Au vu de la complexité et de la sensibilité de l'interface du couplage, qui sera définie

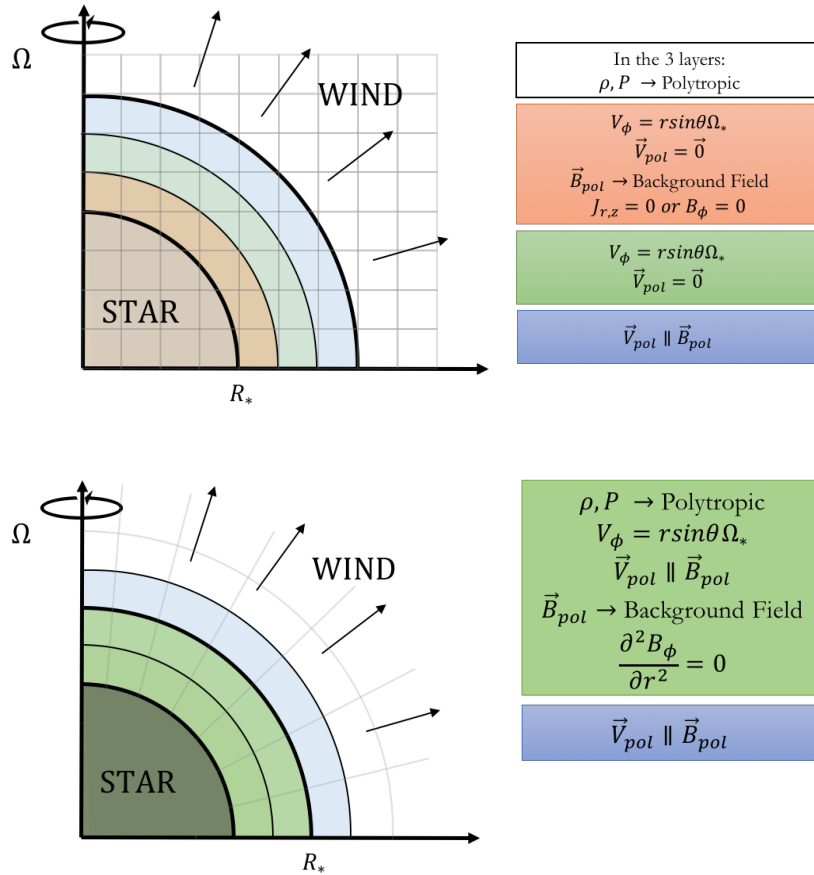


FIGURE 4.8: Schémas des conditions aux limites imposées à la surface de l'étoile pour les modèles de vent de Réville et al. (2015a) dans le panneau du haut, et de notre étude dans le panneau du bas.

dans la section 4.3.3, nous avons opté pour la méthode de nettoyage de la divergence qui permet de n'avoir qu'une seule grille à gérer, même si elle est moins satisfaisante d'un point de vue physique.

Enfin, la seconde modification est la définition des conditions aux limites en $r = R_\odot$, qui accompagne le passage de coordonnées cylindriques à sphériques. Notre choix délibéré de changement de système de coordonnées permet en effet de faciliter le couplage avec le modèle dynamo en coordonnées sphériques, mais aussi de simplifier les conditions à imposer à la surface de l'étoile pour obtenir une solution de vent physique. Les anciennes et nouvelles conditions aux limites sont illustrées dans la figure 4.8. En complément des détails techniques de l'implémentation numérique, nous allons simplement donner au lecteur une justification physique des conditions utilisées. Dans le modèle de Réville et al. (2015a), il y a 3 couches d'une épaisseur d'un point de grille chacune, toutes sous la surface de l'étoile pour ancrer les lignes de champ, avec les conditions suivantes :

- Dans toutes les couches, on impose la densité et la pression données par les relations polytropiques décrites dans la section 2.1.2.
- Dans la couche la plus profonde, la rotation est une rotation solide correspondant à celle de l'étoile à l'équateur et la vitesse poloïdale est nulle pour empêcher le vent de commencer trop près de l'étoile. Le champ magnétique poloïdal correspond à celui à l'intérieur de l'étoile (configuration dipolaire, quadrupolaire ou octupolaire). La condition sur B_ϕ , inspirée de Matt & Pudritz (2008), permet d'éviter la génération de courants poloïdaux en limitant les dérivées locales de B_ϕ . Ceci permet d'assurer que l'étoile est bien un conducteur parfait. Cependant cette condition n'est nécessaire que pour les lignes de champ ouvertes ; pour les boucles fermées, on fixe simplement B_ϕ à 0.

- Dans la couche intermédiaire, le champ magnétique est libre d'évoluer avec la solution, néanmoins la vitesse poloïdale est elle maintenue à 0. Le milieu est en rotation avec l'étoile.
- Dans la couche la plus externe, on laisse le champ magnétique et la rotation évoluer librement avec la solution du domaine de calcul. En revanche, on impose la condition $v_{pol} \parallel \mathbf{B}_{pol}$ qui permet de limiter la génération de courants électriques à la surface de l'étoile.

Le passage en coordonnées sphériques permet notamment de simplifier la condition sur B_ϕ pour limiter les courants. Cela donne maintenant les conditions suivantes, sur 2 couches avec cette fois-ci une couche d'épaisseur 2 points de grille sous la surface de l'étoile et une d'épaisseur un point de grille au-dessus dans le domaine de calcul :

- Dans la couche interne, on impose la densité et la pression données par les relations polytropiques décrites dans la section 2.1.2. Le milieu est en rotation avec l'étoile. Le champ magnétique correspond au champ interne (configuration dipolaire, quadrupolaire ou octupolaire). La vitesse poloïdale est maintenue parallèle au champ interne. La condition sur B_ϕ consiste juste à annuler sa dérivée seconde radiale.
- Dans la couche externe, toutes les quantités peuvent évoluer selon la solution calculée, sauf la vitesse poloïdale qui est maintenue parallèle au champ magnétique poloïdal calculé dans le domaine de calcul comme précédemment ; ceci permet également de limiter la génération de courants à la surface de l'étoile et contribue à la stabilité du modèle.

Le choix du nombre de couches et de leur épaisseur est dictée par la notion de *stencil* numérique, détaillée dans l'annexe C.

4.2.2.2 Validation du modèle de vent

Nous allons maintenant comparer ces deux modèles pour le cas 10 décrit dans Réville *et al.* (2015a), car c'est le modèle le plus proche du cas solaire. Nous nous intéressons uniquement au cas dipolaire. Les paramètres d'entrée de ce modèle sont les suivants :

- La normalisation choisie est une normalisation solaire décrite par : $R_0 = 6.96 \times 10^{10}$ cm, $V_0 = 4.37 \times 10^7$ cm/s et $\rho_0 = 2.9 \times 10^{-15}$ g.cm⁻³.
- La température de la couronne est contrôlée par la vitesse du son $c_s/v_{esc} = 0.222$, ce qui correspond à une température de 1.076 million de Kelvins.
- La rotation de l'étoile est contrôlée par le paramètre $f = \Omega_0 R_0^{3/2} (GM_0)^{-1/2} = 3.93 \times 10^{-3}$, où $M_0 = M_\odot = 1.99 \cdot 10^{30}$ kg, ce qui correspond à une période de rotation de 29 jours environ.
- L'amplitude du champ magnétique est contrôlée par la vitesse d'Alfvén $v_A/v_{esc} = 0.301$, ce qui correspond à un champ magnétique à l'équateur d'environ 1 G.

Pour comparer ces deux modèles, nous allons nous intéresser de manière qualitative à la forme des lignes de champ et de la surface d'Alfvén, et de manière quantitative à quatre paramètres-clés que sont la vitesse terminale, le rayon d'Alfvén, la perte de masse et le taux de rotation effectif.

La figure 4.9 permet de comparer de manière qualitative dans un premier temps les deux modèles en comparant la visualisation obtenue. Pour les deux panneaux, on représente ainsi la vitesse poloïdale avec la même table de couleurs. Les lignes blanches représentent les lignes de champ magnétique. La ligne noire correspond au rayon d'Alfvén, c'est-à-dire au rayon auquel la vitesse du vent devient supérieure à la vitesse d'Alfvén. Le panneau de gauche correspond au modèle décrit dans Réville *et al.* (2015a) en coordonnées cylindriques et dont les principales caractéristiques ont été résumées dans la section précédente ; le panneau de droite correspond à notre modèle en coordonnées sphériques. On notera cependant que les résolutions des deux modèles sont différentes : le panneau de gauche a une grille régulière de 256×512 points dans le domaine $[R, Z] \in [0; 2.5R_\odot] \times [-2.5R_\odot; 2.5R_\odot]$ et une grille irrégulière au-delà, avec en tout 768×1536 points répartis

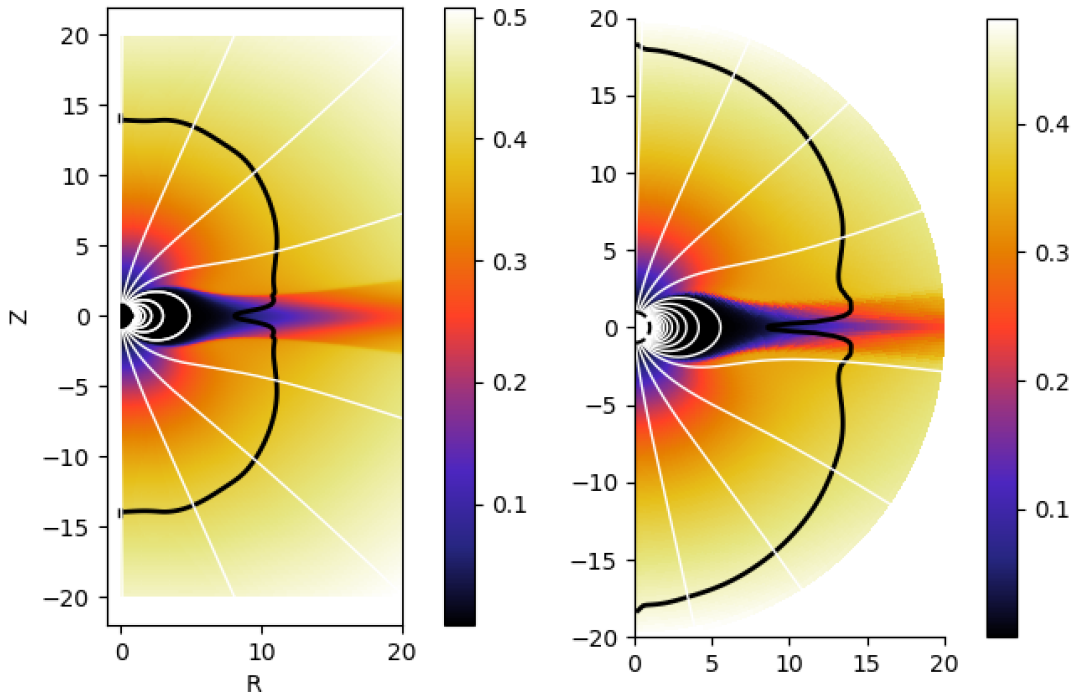


FIGURE 4.9: Comparaison des modèles de vent de Réville *et al.* (2015a) (panneau de gauche) et de notre étude (panneau de droite). La table des couleurs représente la vitesse poloidale. Les lignes blanches représentent les lignes de champ magnétique. La surface noire est la surface d'Alfvén où la vitesse du vent est égale à la vitesse d'Alfvén.

dans le domaine $[R, Z] \in [0; 100R_{\odot}] \times [-100R_{\odot}; 100R_{\odot}]$; le panneau de droite a une grille régulière en θ avec 256 points sur le domaine $[0; \pi]$ et une grille irrégulière en r avec 512 points sur le domaine $[1; 20]R_{\odot}$ avec une résolution à la surface de $\Delta r = 0.001R_{\odot}$.

On remarque que la vitesse poloidale présente la même structure dans les deux cas : elle est plus faible près de l'étoile et va en s'accroissant au fur et à mesure qu'on s'en éloigne, sauf au niveau de l'équateur où les lignes de champ magnétique fermées créent une zone morte où il n'y a pas d'écoulement. Au-delà de cette zone morte, une couche de courant se crée à l'équateur avec un écoulement plus lent. On remarque que le traitement de la divergence par *Constrained Transport* dans le cas cylindrique, combiné à une résolution plus élevée, permet un traitement plus fin des bords de la couche de courant. Les lignes de champ magnétique présentent aussi le même comportement : comparé à la configuration initiale qui était un dipôle, l'interaction avec le vent a conduit à l'ouverture des lignes de champ aux pôles, tandis qu'à l'équateur on conserve des lignes fermées. Enfin, la surface d'Alfvén présente une allure légèrement différente en fonction de la géométrie : en géométrie sphérique, la surface d'Alfvén est plus arrondie et est repoussée par rapport à la surface de l'étoile.

On compare maintenant quantitativement plusieurs quantités physiques d'intérêt. Les résultats sont résumés dans la table 4.4. On indique les vitesses terminales (à $20R_{\odot}$) minimales et maximales de la vitesse radiale. On ne s'attend pas à une correspondance parfaite car le domaine numérique n'est pas le même, notamment le domaine cylindrique va plus loin, on vérifie qu'on obtient les mêmes ordres de grandeur. On a ainsi des vitesses radiales entre 119 et 186 km/s dans le cas cylindrique, et entre 106 et 213 km/s dans le cas sphérique. Comme nous n'avons pas de terme de chauffage, nous ne pouvons pas avoir les deux populations de vent rapides et lentes très différentes, on s'attend donc à ne pas avoir une grande dispersion. On retrouve les mêmes ordres de grandeur, même si le modèle sphérique semble présenter une dispersion de vitesses légèrement plus importante.

Quantité physique	Cas cylindrique	Cas sphérique
$v_{r,\min}(r = 20R_\odot)$ (km/s)	119	106
$v_{r,\max}(r = 20R_\odot)$ (km/s)	186	213
$R_A (R_\odot)$	12.6	13.5
$\dot{M} (M_\odot/\text{an})$	3.12×10^{-15}	7.73×10^{-15}

TABLE 4.4: Comparaison des modèles cylindriques et sphériques pour plusieurs paramètres physiques clés. Pour chaque modèle est indiqué la vitesse terminale du vent en km/s, le rayon d’Alfvén en rayons solaires et la perte de masse en masses solaires par an.

On indique aussi le rayon d’Alfvén théorique calculé comme suit :

$$\langle R_A \rangle = \sqrt{\frac{\dot{J}}{\dot{M}\Omega_*}}, \quad (4.31)$$

où \dot{J} est la perte de moment cinétique, \dot{M} est la perte de masse et Ω_* est le taux de rotation de l’étoile. On retrouve bien la valeur de $12.6 R_\odot$ comme dans Réville *et al.* (2015a) pour le cas cylindrique, et le cas sphérique a une valeur un peu plus grande à $13.5 R_\odot$. On remarque aussi un écart pour la perte de masse avec $3.12 \times 10^{-15} M_\odot/\text{an}$ dans le cas cylindrique et $7.73 \times 10^{-15} M_\odot/\text{an}$ dans le cas sphérique, soit un facteur 2 de différence. Ceci montre que le modèle de vent est relativement sensible aux options de traitement de la divergence ainsi qu’aux conditions aux limites. De telles différences lors de changement de systèmes de coordonnées ont été observées pour d’autres utilisateurs du code PLUTO (Finley & Matt, 2017).

Enfin, on va s’intéresser à une propriété essentielle pour assurer la qualité des modèles de vent qui est l’ancrage des lignes de champ. À cause de la conservation de l’hélicité (Ustyugova *et al.*, 1999), la quantité suivante Ω_{eff} appelée rotation effective est conservée le long des lignes de champ et est égale à la rotation de l’étoile :

$$\Omega_{\text{eff}} = \frac{1}{r \sin \theta} \left(v_\phi - \frac{v_p}{B_p} B_\phi \right) = \Omega_*, \quad (4.32)$$

où v_p est la vitesse poloïdale, v_ϕ la vitesse toroïdale, B_p le champ magnétique poloïdal et B_ϕ le champ magnétique toroïdal. On notera que la formule précédente n’est valable qu’en 2.5D sous l’hypothèse d’axi-symétrie (Lovelace *et al.*, 1986; Keppens & Goedbloed, 2000). Cela traduit le fait que les lignes de champ sont bien ancrées à la surface de l’étoile et donc suivent la rotation de cette dernière dans les premiers rayons solaires de la couronne. Dans la figure 4.10, on trace pour le cas cylindrique et le cas sphérique la valeur de Ω_{eff} normalisée par Ω_* le long de chaque ligne de champ considérée. L’axe des abscisses indique la latitude à laquelle se situe le début de la ligne de champ près de l’étoile. On voit ainsi dans les deux cas que la conservation de la rotation effective est bien effectuée à l’équateur, mais que cette conservation est moins propre au niveau des pôles avec une déviation de 20% au plus. Il est possible d’améliorer encore la conservation de la rotation effective avec une condition aux limites de type Zanni-Ferreira (cf. annexe C) : cela a été fait dans le cas du couplage quasi-statique, mais cette approche n’a pas été implémentée dans le cas du couplage dynamique en raison de la complexité de l’interface entre dynamo et vent.

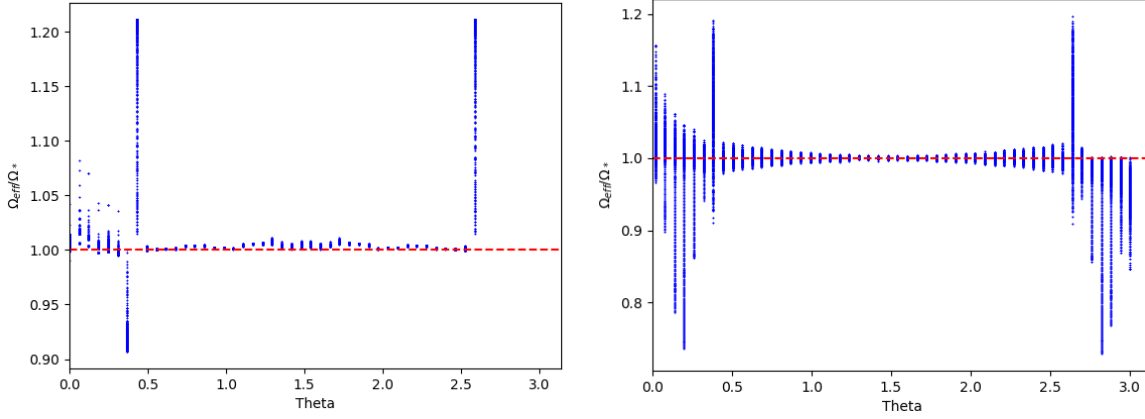


FIGURE 4.10: Comparaison de la conservation du taux de rotation effectif des modèles de vent de Réville *et al.* (2015a) dans le panneau de gauche et de notre étude dans le panneau de droite. Pour chaque ligne de champ, on trace la valeur de la rotation effective normalisée par la rotation de l'étoile le long de cette ligne de champ. Une bonne conservation implique des valeurs proches de 1 près de l'étoile.

4.3 Implémentation du couplage entre dynamo et vent

4.3.1 Normalisation des équations

Comme on a pu le voir jusqu'ici, les modèles de dynamo et de vent n'utilisent pas la même normalisation pour les équations. La première étape est donc d'adimensionner les équations de la même manière afin de s'assurer d'avoir les mêmes amplitudes physiques. C'est en particulier l'équation d'induction qui est critique pour notre étude.

Revenons pour cela à la base de la normalisation. Partons de l'équation d'induction en champ moyen :

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v}_{pol} \times \mathbf{B} + \mathbf{v}_\phi \times \mathbf{B} - \eta \nabla \times \mathbf{B} + \alpha \mathbf{B}). \quad (4.33)$$

On peut alors écrire chaque quantité physique comme le produit entre une amplitude constante exprimée en unités physiques et un profil adimensionné qui dépend a priori de (r, θ, ϕ, t) :

$$t = t_0 \tilde{t}, r = L_0 \tilde{r}, \mathbf{B} = B_0 \tilde{\mathbf{B}}, \mathbf{v}_{pol} = v_0 \tilde{\mathbf{v}}, \mathbf{v}_\phi = \Omega_0 L_0 \tilde{\mathbf{v}}_\phi, \eta = \eta_0 \tilde{\eta}, \alpha = \alpha_0 \tilde{\alpha}. \quad (4.34)$$

En injectant la formulation (4.34) dans l'équation (4.33), on obtient alors l'équation adimensionnée suivante :

$$\frac{\partial \tilde{\mathbf{B}}}{\partial \tilde{t}} = \nabla \times \left(\frac{t_0 v_0}{L_0} \tilde{\mathbf{v}}_{pol} \times \tilde{\mathbf{B}} + t_0 \Omega_0 \tilde{\mathbf{v}}_\phi \times \tilde{\mathbf{B}} - \frac{t_0 \eta_0}{L_0^2} \tilde{\eta} \nabla \times \tilde{\mathbf{B}} + \frac{\alpha_0 t_0}{L_0} \tilde{\alpha} \tilde{\mathbf{B}} \right). \quad (4.35)$$

On peut alors choisir la normalisation qu'on souhaite utiliser en spécifiant certaines des amplitudes. Par exemple, pour la dynamo seule, la normalisation choisie est généralement la suivante :

$$t_0 = \frac{R_\odot^2}{\eta_t}, L_0 = R_\odot, \quad (4.36)$$

avec $R_\odot = 6.96 \cdot 10^{10}$ cm et $\eta_t = 10^{11}$ cm²s⁻¹. Ceci permet alors de retrouver la normalisation de l'équation (4.2) :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \tilde{\mathbf{B}}}{\partial \tilde{t}} &= \nabla \times \left(\frac{v_0 R_\odot}{\eta_t} \tilde{\mathbf{v}}_{pol} \times \tilde{\mathbf{B}} + \frac{\Omega_0 R_\odot^2}{\eta_t} \tilde{\mathbf{v}}_\phi \times \tilde{\mathbf{B}} - \frac{\eta_0}{\eta_t} \tilde{\eta} \nabla \times \tilde{\mathbf{B}} + \frac{\alpha_0 R_\odot}{\eta_t} \tilde{\alpha} \tilde{\mathbf{B}} \right) \\ &= \nabla \times \left(R_e \tilde{\mathbf{v}}_{pol} \times \tilde{\mathbf{B}} + C_\Omega \tilde{\mathbf{v}}_\phi \times \tilde{\mathbf{B}} - \frac{\eta_0}{\eta_t} \tilde{\eta} \nabla \times \tilde{\mathbf{B}} + C_\alpha \tilde{\alpha} \tilde{\mathbf{B}} \right), \end{aligned} \quad (4.37)$$

avec l'apparition des paramètres de contrôle R_e , C_Ω et C_α .

Pour le vent dans PLUTO, la normalisation traditionnelle est la suivante :

$$L_0 = R_\odot, v_0 = V_K = \sqrt{\frac{GM_\odot}{R_\odot}}, t_0 = \frac{L_0}{v_0}, \quad (4.38)$$

avec $G = 6.67 \cdot 10^{-8}$ dyne.cm².g⁻² et $M_\odot = 1.99 \cdot 10^{33}$ g, et où V_K est la vitesse képlérienne à la surface de l'étoile.

On obtient alors une nouvelle formulation de l'équation d'induction compatible avec le reste des équations résolues par PLUTO :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \tilde{\mathbf{B}}}{\partial \tilde{t}} &= \nabla \times \left(\frac{v_0}{V_K} \tilde{\mathbf{v}}_{pol} \times \tilde{\mathbf{B}} + \frac{\Omega_0 R_\odot}{V_K} \tilde{\mathbf{v}}_\phi \times \tilde{\mathbf{B}} - \frac{\eta_0}{V_K R_\odot} \tilde{\eta} \nabla \times \tilde{\mathbf{B}} + \frac{\alpha_0}{V_K} \tilde{\alpha} \tilde{\mathbf{B}} \right) \\ &= \nabla \times \left(R_e^P \tilde{\mathbf{v}}_{pol} \times \tilde{\mathbf{B}} + C_\Omega^P \tilde{\mathbf{v}}_\phi \times \tilde{\mathbf{B}} - \eta^P \tilde{\eta} \nabla \times \tilde{\mathbf{B}} + C_\alpha^P \tilde{\alpha} \tilde{\mathbf{B}} \right). \end{aligned} \quad (4.39)$$

Comme on utilise le code PLUTO qui adopte naturellement la normalisation du vent, on choisit de continuer avec cette normalisation. On peut alors passer d'une normalisation à l'autre en utilisant la formulation suivante pour l'équation (4.39) :

$$\frac{\partial \tilde{\mathbf{B}}}{\partial \tilde{t}} = \frac{\eta_t}{R_\odot V_K} \nabla \times \left(R_e \tilde{\mathbf{v}}_{pol} \times \tilde{\mathbf{B}} + C_\Omega \tilde{\mathbf{v}}_\phi \times \tilde{\mathbf{B}} - \frac{\eta_0}{\eta_t} \tilde{\eta} \nabla \times \tilde{\mathbf{B}} + C_\alpha \tilde{\alpha} \tilde{\mathbf{B}} \right). \quad (4.40)$$

Passons maintenant aux paramètres de contrôle de la simulation. La table 4.5 résume les paramètres d'entrée des simulations de dynamo et de vent seuls, avec à chaque fois l'effet physique associé. La table 4.6 recense elle tous les paramètres d'entrée pour le cas couplé en adoptant la normalisation du vent. Pour obtenir des nouveaux paramètres dynamo équivalents, il suffit de revenir à l'amplitude physique voulue (v_0 , Ω_0 , α_0 , s_0 ou η_0) et ensuite d'appliquer la normalisation qui apparaît dans l'équation (4.40). On obtient alors 7 paramètres d'entrée qui permettent de réguler tous les effets physiques voulus.

4.3.2 Extrapolation potentielle du champ poloïdal

Afin de concevoir notre interface entre intérieur et extérieur de l'étoile, une étape-clé consiste à extrapoler le champ magnétique interne jusqu'à la couronne. Nous avons déjà présenté une méthode d'extrapolation du vecteur potentiel dans la section 4.2.1.3, mais cette méthode n'est pas suffisamment précise pour un couplage dynamique : elle présente l'inconvénient d'utiliser une étape supplémentaire pour passer de A_ϕ à B_r et B_θ , ce qui rajoute des sources possibles d'erreurs numériques ; le code PLUTO n'ayant pas d'équation d'évolution de A_ϕ , il le reconstruit à partir de B_r et B_θ , ce qui là encore rajoute une étape supplémentaire d'approximation numérique. Pour toutes ces raisons, nous nous sommes finalement tournés vers une méthode plus appropriée pour notre modèle numérique : l'extrapolation directe de B_r et B_θ . Nous allons donc détailler une autre

Cas	Nom	Expression	Physique associée
Dynamo	R_e	$v_0 R_\odot / \eta_t$	Circulation méridienne
	C_Ω	$\Omega_0 R_\odot^2 / \eta_t$	Rotation
	C_α	$\alpha_0 R_\odot / \eta_t$	Effet α
	C_s	$s_0 R_\odot / \eta_t$	Effet BL
	$\tilde{\eta}$	η_0 / η_t	Résistivité
Vent	v_A / v_{esc}	$v_A = B / \sqrt{4\pi\rho}$	Champ magnétique
	c_s / v_{esc}	$c_s = \sqrt{\gamma p / \rho}$	Température
	v_{rot} / v_{esc}	$v_{rot} = R_\odot \sin \theta \Omega_0$	Rotation

TABLE 4.5: Paramètres d'entrée des simulations de dynamo et de vent. Pour chaque cas est spécifié le nom des paramètres, leur expression et les processus physiques associés.

Nom	Expression	Lien avec anciens paramètres	Physique associée
R_e^P	U_0 / V_K	$(R_e \eta_t) / (R_\odot V_K)$	Circulation méridienne
C_Ω^P	$\Omega_0 R_\odot / V_K$	$(C_\Omega \eta_t) / (R_\odot V_K)$	Rotation
C_α^P	α_0 / V_K	$(C_\alpha \eta_t) / (R_\odot V_K)$	Effet α
C_s^P	s_0 / V_K	$(C_s \eta_t) / (R_\odot V_K)$	Effet BL
η^P	$\eta / (R_\odot V_K)$	identique	Résistivité
v_a / v_{esc}	$v_A = B / \sqrt{4\pi\rho}$	identique	Champ magnétique
c_s / v_{esc}	$c_s = \sqrt{\gamma p / \rho}$	identique	Température

TABLE 4.6: Paramètres d'entrée des simulations couplées dynamo/vent. Pour chaque paramètre est spécifié son nom, son expression et les processus physiques associés.

méthode qui est l'extrapolation du champ poloïdal par quadrature de Gauss, et montrer que cette méthode possède bien la précision requise.

4.3.2.1 Principe mathématique

Pour réaliser cette extrapolation, nous nous sommes cette fois-ci basés sur l'extrapolation potentielle du champ magnétique décrite dans l'annexe B. De plus, cette méthode fait intervenir une quadrature de Gauss, dont le principe est de trouver les points et les poids de collocation permettant d'estimer au mieux la valeur d'une intégrale numérique représentant un produit scalaire :

$$\langle f|g \rangle = \int_a^b f(x)g(x)W(x)dx \approx \sum_{i=1}^N w_i f(x_i)g(x_i), \quad (4.41)$$

où a et b sont les bornes du domaine de définition de la variable x , $f(x)$ et $g(x)$ sont les deux fonctions dont on souhaite connaître le produit scalaire, $W(x)$ est une fonction poids pour sélectionner certains intervalles des fonctions f et g , w_i sont les poids de collocation, x_i sont les points de collocation et N est le nombre de points de collocation. La particularité de cette formulation est qu'elle est exacte à la précision machine près si f et g sont des fonctions polynômiales.

Pour trouver ces différents paramètres, il existe des prescriptions :

- La fonction $W(x)$ vaut 1 si on s'intéresse à tout le domaine de la base polynômiale.
- Le nombre N est le degré du polynôme de la fonction $g(x) = p_N(x)$.
- Les points de collocation x_i sont les zéros du polynôme p_N .
- Les poids de collocation w_i sont définis grâce à la formule suivante :

$$w_i = \frac{\langle p_{N-1} | p_{N-1} \rangle}{p_{N-1}(x_i) p'_N(x_i)}. \quad (4.42)$$

Grâce à ces différentes prescriptions, on peut alors utiliser la quadrature de Gauss pour déterminer les coefficients de la projection des champs B_r et B_θ juste sous la surface sur les harmoniques sphériques vectorielles (on note d'ailleurs $r_s = R_\odot - \Delta r$ le dernier rayon du domaine dynamo), en supposant qu'on a un champ potentiel axisymétrique (cf. annexe B) :

$$\overline{B_r(r_s, \theta)} = \sum_{\ell,0} \alpha_{\ell,0}(r_s) Y_{\ell,0}(\theta) \Rightarrow \alpha_{\ell,0}(r_s) = 2\pi \int_{\theta_0}^{\theta_1} B_r(r_s, \theta) Y_{\ell,0}(\theta), \quad (4.43)$$

$$B_\theta(r_s, \theta) = \sum_{\ell,0} \frac{\beta_{\ell,0}(r_s)}{l+1} \frac{\partial Y_{\ell,0}}{\partial \theta}(\theta) \Rightarrow \beta_{\ell,0} = 2\pi \int_{\theta_0}^{\theta_1} (l+1) B_\theta(r_s, \theta) \frac{\partial Y_{\ell,0}}{\partial \theta}(\theta). \quad (4.44)$$

Pour trouver les points de collocation $x_i = \cos \theta_i$, on utilise une méthode de Newton-Raphson (cf. Flannery *et al.* (1992) et annexe C) : on part d'une valeur initiale proche du zéro, on calcule la droite tangente à la fonction en ce point, et on trouve le point d'intersection de cette droite tangente avec l'axe des abscisses ; en itérant ainsi, on s'approche du zéro de la fonction le plus proche de notre supposition initiale. Pour B_r et B_θ , on trouve donc des valeurs d'initialisations des zéros, dont des formules existent pour les harmoniques sphériques et leurs dérivées :

$$x_i^{B_r} \approx \cos \left(\pi \frac{i - 0.25}{N + 0.5} \right), x_i^{B_\theta} \approx -\sin \left(\pi \frac{i - 0.25}{N + 0.5} \right), \forall i \in [1, N]. \quad (4.45)$$

Avec tous ces éléments, on peut enfin réaliser la quadrature de Gauss et obtenir les coefficients $\alpha_{\ell,0}$ et $\beta_{\ell,0}$. Il ne reste alors plus qu'à les extrapoler selon la formule d'extrapolation potentielle dérivée dans l'Annexe B :

$$\alpha_{\ell,0}(r \geq R_\odot) = \frac{\ell+1}{2\ell+1} \left[\frac{\ell}{\ell+1} (\alpha_{\ell,0}(r_s) + \beta_{\ell,0}(r_s)) \left(\frac{r}{r_s} \right)^{\ell-1} + (\alpha_{\ell,0}(r_s) - \frac{\ell}{\ell+1} \beta_{\ell,0}(r_s)) \left(\frac{r}{r_s} \right)^{-(\ell+2)} \right], \quad (4.46)$$

$$\beta_{\ell,0}(r \geq R_\odot) = \frac{\ell+1}{2\ell+1} \left[(\alpha_{\ell,0}(r_s) + \beta_{\ell,0}(r_s)) \left(\frac{r}{r_s} \right)^{l-1} - (\alpha_{\ell,0}(r_s) - \frac{\ell}{\ell+1} \beta_{\ell,0}(r_s)) \left(\frac{r}{r_s} \right)^{-(\ell+2)} \right]. \quad (4.47)$$

Il ne reste alors plus qu'à reconstruire le champ magnétique à l'aide des équations (4.43) et (4.44).

4.3.2.2 Implémentation numérique

Ici encore, nous attirons l'attention du lecteur sur un certain nombre de points délicats lors de l'implémentation numérique de la méthode décrite ci-dessus.

Tout d'abord, il faut noter que la grille définie par les points de collocation est différente de la grille utilisée par PLUTO pour calculer les différentes quantités physiques. Il faut donc procéder à une interpolation pour obtenir les valeurs du champ magnétique sur la grille de collocation. On utilise pour cela les fonctions *spline* et *splint* de ? : la fonction *spline* permet de calculer la dérivée seconde d'une quantité $y = f(x)$ en connaissance y , x et leurs dérivées premières aux bords du domaine ; la fonction *splint* permet de calculer l'interpolation y_2 de $y = f(x)$ sur la grille x_2 , à partir de x , y , x_2 et la dérivée seconde de y .

Ensuite, la raison pour laquelle nous avons employé une quadrature de Gauss est pour avoir une précision numérique de l'ordre de la précision machine (à partir de 10^{-14}). Une telle précision est nécessaire sur l'ensemble des latitudes car, comme la projection des composantes B_r et B_θ est globale, la moindre erreur à n'importe quelle latitude sera immédiatement redistribuée sur l'ensemble de l'extrapolation et risque de s'amplifier. Dans les modèles sphériques, c'est notamment les pôles qui sont le plus difficiles à résoudre. La figure 4.11 montre ainsi l'erreur commise à l'initialisation pour la reconstruction de la composante radiale du dipôle.

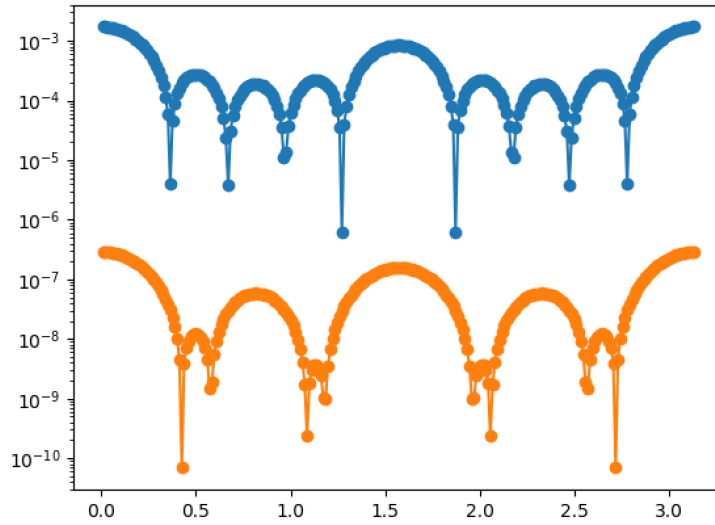


FIGURE 4.11: Comparaison de la reconstruction de B_r sous la surface de l'étoile. La courbe bleue a été obtenue par la méthode d'extrapolation du vecteur potentiel A_ϕ . La courbe orange a été obtenue par la méthode d'extrapolation potentielle des champs B_r et B_θ .

On voit que l'erreur est plus importante aux pôles, mais que la méthode de la quadrature de Gauss appliquée directement à l'extrapolation de B_r et B_θ permet de gagner 4 ordres de grandeur en précision par rapport à l'extrapolation du vecteur potentiel.

Enfin, on notera que pour optimiser la parallélisation, il a fallu séparer les étapes de projection et d'extrapolation. En effet, s'il est relativement simple dans le code PLUTO de trouver quels processeurs possèdent les points de grille juste sous la surface de l'étoile dans leur domaine de calcul, la décomposition de domaine ne nous permet pas toujours d'avoir une configuration telle que l'interface étendue soit incluse dans le même domaine de calcul. Pour pallier ce problème, la projection sur les harmoniques sphériques vectorielles est réalisée uniquement par les processeurs contenant la surface, puis les coefficients obtenus sont envoyés à tous les processeurs du domaine. Ainsi, n'importe quel processeur qui contient l'interface peut procéder à l'extrapolation potentielle.

4.3.3 Conception de l'interface entre intérieur et extérieur stellaire

Nous allons enfin présenter une vision globale de l'interface conçue pour notre modèle entre l'intérieur et l'extérieur de l'étoile. Cette interface est donc une zone où les équations ne sont pas résolues, utilisée comme zone tampon entre les domaines de calcul de la dynamo et du vent. Les modèles de dynamo et de vent correspondent à ceux présentés dans les sections 4.2.1 et 4.2.2, il ne reste donc plus qu'à spécifier l'interface pour compléter la description du modèle couplé. La difficulté est de combiner les conditions aux limites supérieures de la dynamo et celles inférieures du vent, afin que chaque domaine de calcul puisse évoluer correctement tout en échangeant les informations physiques requises pour interagir l'un avec l'autre. L'interface possède 3 couches d'épaisseur un point de grille chacune située juste après la surface de l'étoile, avec en plus une condition sur les deux premiers points de grille du domaine de calcul du vent. La figure 4.12 résume le comportement de toutes les quantités physiques à travers cette interface. Nous allons maintenant les détailler et expliquer les différents choix réalisés. Précisons que dans ce modèle particulier, nous n'utilisons que deux points pour le *stencil* pour la reconstruction des solutions, ce qui signifie que chaque domaine de calcul n'est affecté que par les 2 points de grille adjacents ; pour plus de détails sur la notion de *stencil*, voir l'annexe C.

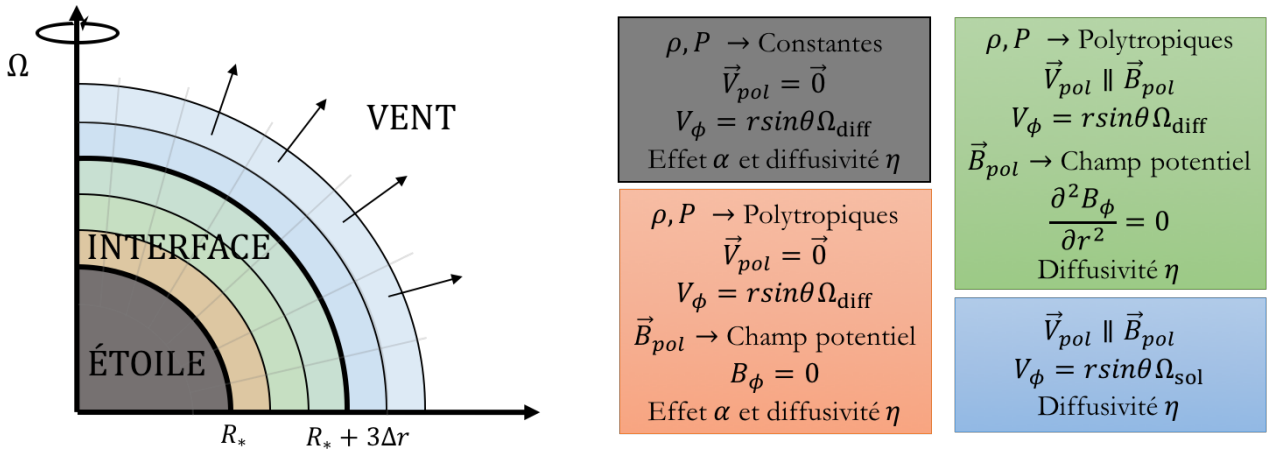


FIGURE 4.12: Schéma de la condition aux limites à l'interface entre domaines de calcul dynamo et vent.

Concernant la densité et la pression, on assure la continuité entre l'intérieur et l'extérieur de l'étoile en imposant la densité et la pression du modèle isotherme ou du modèle polytropique (cf. section 2.1.2). Cette continuité n'est pas nécessaire d'un point de vue physique, car seule l'équation d'induction est résolue par la dynamo et elle ne fait pas intervenir la densité, et les écoulements sont figés à l'intérieur de l'étoile, on pourrait donc fixer une densité qui soit surtout avantageuse d'un point de vue numérique pour faire baisser le pas de temps, quand celui-ci est contrôlé par la vitesse d'Alfvén. Le problème est surtout numérique : les solveurs de Riemann utilisés pour résoudre les problèmes avec discontinuité sont très sensibles aux valeurs de la densité et ont énormément de mal à gérer les discontinuités de cette quantité physique, ce qui explique notre choix d'une densité continue avant tout. On notera cependant que sa dérivée n'est pas continue, mais cette condition n'est pas requise pour les solveurs.

Concernant la rotation, nous avons décidé de ne pas utiliser la même technique d'initialisation que pour le couplage quasi-statique. Dans la section 3.2.2.2, nous avons un milieu initialement inerte et nous laissons la rotation s'établir naturellement grâce à l'influence de la condition à la limite à la surface de l'étoile. Néanmoins, le transient occasionné est difficile à gérer pour le modèle couplé, nous préférons alors initialiser le milieu en rotation. Dans les 3 couches de la condition à la limite, on poursuit la rotation différentielle, et dans le domaine de vent, on initialise le milieu avec la même rotation solide que dans la zone radiative.

Concernant la vitesse poléoidale, elle n'a que peu d'influence sur le modèle dynamo car on n'a pas d'écoulement dynamique, ce qui signifie qu'on réimpose le même profil de vitesse à l'intérieur de l'étoile à chaque pas de temps. On se concentre donc surtout sur les conditions du vent. Pour cela, les deux couches les plus externes ont la condition $v_{pol} \parallel B_{pol}$, tandis que dans la couche la plus profonde la vitesse poléoidale est nulle. Pour assurer la stabilité de l'écoulement, on impose en plus la condition $v_{pol} \parallel B_{pol}$ aux deux premiers points de grille du domaine de calcul du vent.

Concernant le champ magnétique, on distingue les composantes poléoidales et toroïdales. Pour le champ poléoidal, on réalise l'extrapolation potentielle décrite dans la section précédente. Pour le champ toroïdal, il est crucial de limiter la génération de courants à la surface de l'étoile, les 2 couches les plus externes ont donc la condition sur la dérivée seconde radiale de B_ϕ nulle. Dans la première couche on applique la condition dynamo qui impose B_ϕ nul. Néanmoins, comme la condition sur la dérivée s'applique depuis le domaine de vent jusqu'à l'interface, on a là une manière pour le vent de rétroagir sur la dynamo, comme on le verra plus en détail dans la section 4.4.3.3.

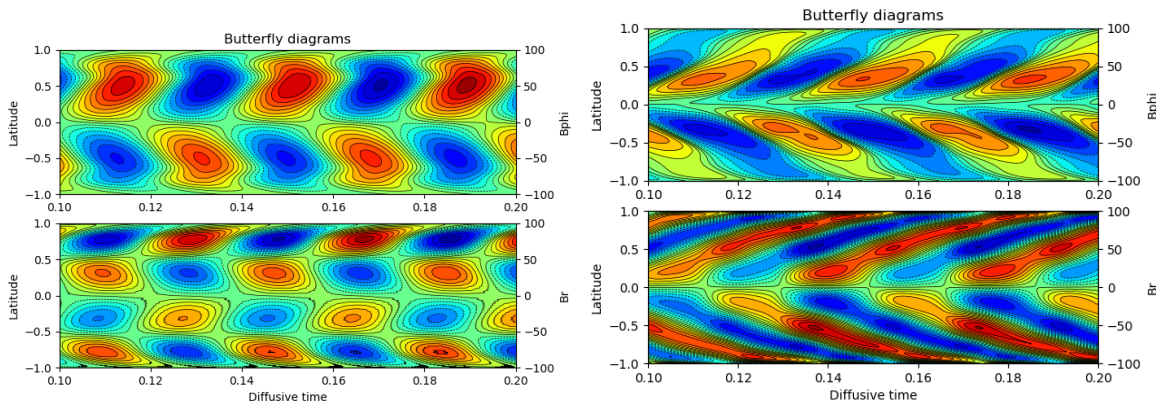


FIGURE 4.13: Comparaison des diagrammes papillon pour les conditions aux limites en A_ϕ (panneau de gauche, décrites dans la section 4.2.1.3) et B_r - B_θ (panneau de droite, décrites dans la section 4.3.2).

Concernant l'effet α , comme il ne doit pas intervenir dans le vent, la couche la plus profonde contient de l'effet α , mais les 2 couches les plus externes n'en ont pas.

Enfin, concernant la résistivité, il n'y en a habituellement pas dans nos simulations de vent afin de rester dans le cadre de la MHD idéale, néanmoins nous savons que c'est un processus physique qui aide au transfert de l'information, comme on le verra plus en détail dans la section 4.4.1.3. Pour cette raison, nous avons modifié le profil de résistivité pour qu'il pénètre légèrement dans le domaine du calcul du vent sur une dizaine de points de grille :

$$\eta = \frac{1}{2\eta_{norm}} \left(\eta_c + \frac{1}{2}(\eta_t - \eta_c) \right) \left(1 + \operatorname{erf} \left(\frac{r - r_c}{d} \right) \right) \left(1 + \tanh \left(\frac{r_\eta - r}{d_\eta} \right) \right), \quad (4.48)$$

avec $r_\eta = 1.015$ et $d_\eta = 0.003$.

4.4 Résultats

Dans cette partie, nous allons présenter les premiers résultats obtenus grâce à ce modèle de couplage dynamo-vent. Cette partie vise à démontrer la viabilité du modèle et son intérêt scientifique en se concentrant sur quelques modèles théoriques ; nous visons ultérieurement à reproduire un cas solaire, dans un premier temps il s'agit de tester et valider le modèle. Dans la section 4.4.1, nous allons tout d'abord présenter quelques études préliminaires menées pour calibrer et quantifier au mieux le modèle couplé. Dans la section 4.4.2, nous allons présenter les paramètres physiques et les principales caractéristiques de deux modèles couplés. Enfin dans la section 4.4.3, nous allons reprendre les analyses du cas quasi-statique du chapitre 3 et les comparer avec ce qu'on obtient dans les cas couplés.

4.4.1 Études préliminaires

4.4.1.1 Différences avec le benchmark

Les diagrammes papillon que nous avons présenté dans la section 4.2.1.3 correspondaient à l'utilisation de la condition aux limites potentielles imposée sur A_ϕ . Or dans cette étude couplée, nous sommes finalement passés à une condition sur B_r et B_θ à cause de l'architecture du code PLUTO, ce qui a abouti à une condition aux limites différente décrite dans la section 4.3.2. Nous allons donc dans un premier temps quantifier l'influence de ce

changement de conditions aux limites. Nous reprenons le cas B du benchmark de [Jouve et al. \(2008\)](#) décrit dans la section 4.2.1.1. La figure 4.13 compare alors les diagrammes papillons obtenus pour les deux conditions aux limites (extrapolation du vecteur potentiel à gauche et extrapolation du champ poloïdal à droite). On remarque que les deux diagrammes présentent des structures relativement différentes. Avec l'extrapolation du champ poloïdal, les structures en B_ϕ à la base de la zone convective sont plus allongées et plus inclinées et les structures en B_r à la surface ne présentent plus seulement 4 structures alternées en polarité à un instant donné, mais 6. Les structures de même polarité semblent plus connectées les unes aux autres, donnant l'impression d'une grande structure allongée. On retrouve cependant bien une anti-symétrie entre les deux hémisphères, ainsi qu'une période de cycle comparable. Le seuil de déclenchement dynamo est aussi un peu plus faible. Le changement de condition à la limite a donc un effet sur la forme du cycle et son seuil de déclenchement, mais pas sur sa période. Par ailleurs, cela ne change pas le fait que le mécanisme dynamo implémenté ait bien été validé dans la section 4.2.1.3, cela explique simplement que dans l'étude qui va suivre, on peut observer des formes de diagramme papillon inhabituelles, car cette condition aux limites en extrapolant le champ poloïdal est peu répandue. Comme on ne cherche pas particulièrement à reproduire le cas solaire pour cette étude, on ne cherche pas à avoir absolument un diagramme papillon solaire.

4.4.1.2 Validation de la normalisation

Une étape préliminaire importante était de valider le passage entre les deux normalisations présentées dans la section 4.3.1. Nous avons donc utilisé deux versions différentes du code dynamo seul dans un premier temps, un premier avec la normalisation dynamo standard et un second avec la normalisation PLUTO. Nous avons ensuite testé leur correspondance sur deux cas tests que nous allons présenter en détails.

Nom	η_t (cm ² .s ⁻¹)	C_α	C_Ω	B_0 (G)
Dyn12	1.0×10^{12}	-3.88×10^1	1.26×10^4	5.0×10^1
Dyn14	3.7×10^{14}	1.44×10^4	3.4×10^1	1.0×10^{-3}

TABLE 4.7: Table des principaux paramètres pour les deux cas servant à valider la normalisation.

Le premier modèle correspond à une dynamo proche du cas B, avec des paramètres proches de ce qu'on attend d'un cas solaire, avec une diffusivité magnétique égale à 1.0×10^{12} cm².s⁻¹ et un C_α négatif pour avoir l'onde dynamo dans le même sens que le cas solaire. Le nombre adimensionné C_Ω est alors fixé pour avoir un taux de rotation solaire : on rappelle que son expression est $\Omega_0 R_\odot^2 / \eta_t$, donc connaissant η_t et en fixant Ω_0 , on a alors sa valeur. Le nombre adimensionné C_α est ensuite fixé pour avoir le même nombre dynamo $D = C_\alpha \times C_\Omega$ que dans le benchmark afin d'assurer le déclenchement de la dynamo. On obtient alors les valeurs de 1.26×10^4 pour C_Ω et -3.88×10^1 pour C_α . Le second modèle est une dynamo avec une période beaucoup plus courte avec $\eta_t = 3.7 \times 10^{14}$ cm².s⁻¹ : à partir des données du benchmark ([Jouve et al., 2008](#)) où pour $\eta_t = 1.0 \times 10^{11}$ cm².s⁻¹, on sait que cela correspond à un cycle de 30.9 ans, et en sachant que le temps d'un cycle est toujours égal dans nos modèles à un centième du temps diffusif R_\odot^2 / η_t , on en déduit qu'avec la nouvelle diffusivité on a un cycle d'environ 4 jours. Ce genre de modèle rapide nous sera utile pour la suite pour valider le couplage, comme nous le verrons dans la section 4.4.2. En utilisant la même méthode que précédemment pour calibrer les paramètres, on obtient alors une valeur de 3.4×10^1 pour C_Ω et 1.44×10^4 pour C_α . Comparé au cas précédent, on serait tenté de dire qu'il s'agit donc d'une dynamo plus turbulente car C_α est beaucoup plus grand que C_Ω , et C_α sert précisément à modéliser la turbulence de la zone convective. Néanmoins, l'approche α - Ω reste une modélisation, et du point de vue mathématique, on peut adimensionner les équations en utilisant uniquement le nombre dynamo D ([Do Cao, 2013](#)). Donc même si l'effet α est plus fort, cela reste le produit D qui détermine le degré de turbulence d'une dynamo, comme démontré dans [Bushby](#)

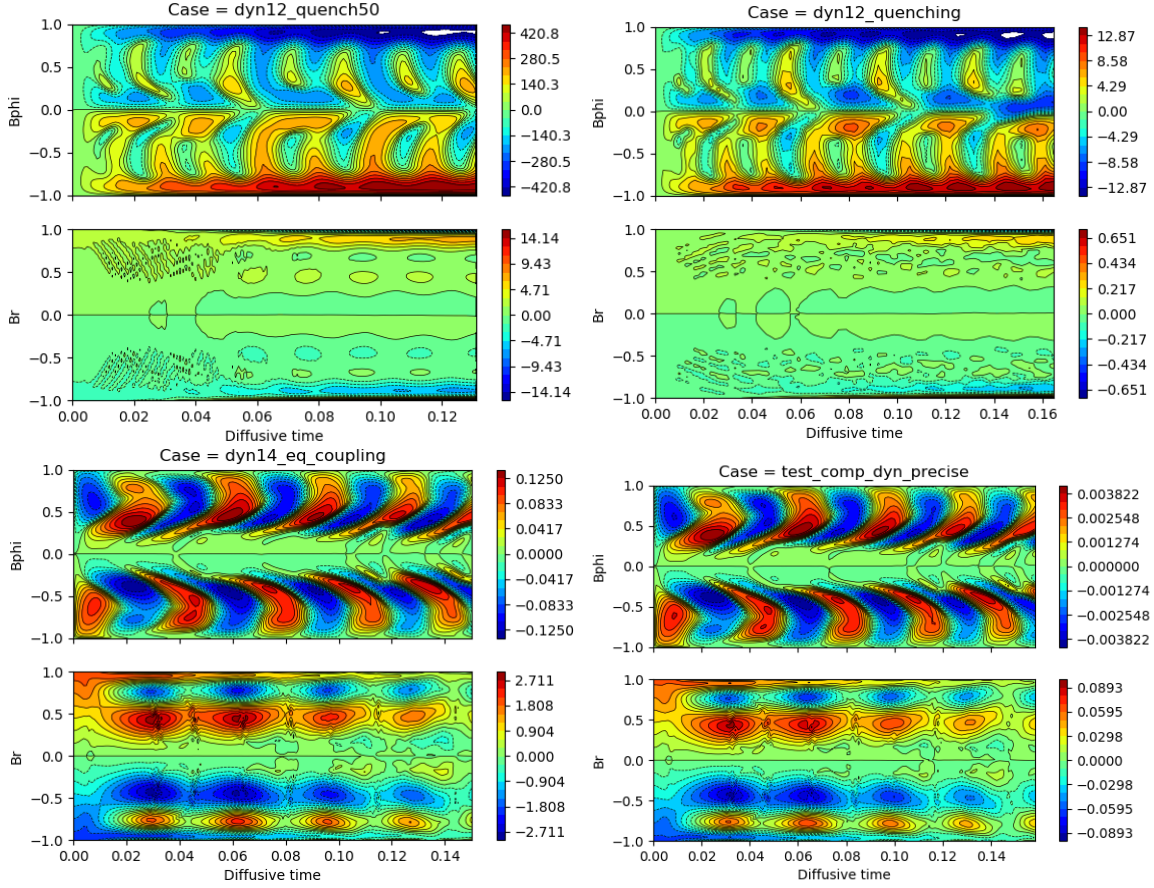


FIGURE 4.14: Comparaison des diagrammes papillon pour les deux différentes normalisations : la normalisation dynamo décrite par les équations (4.37) est présentée dans le panneau de gauche, la normalisation vent décrite par les équations (4.39) est présentée dans le panneau de droite.

(2006). En revanche, le fait de changer le rapport entre C_α et C_Ω aura une influence sur le rapport des énergies poloidales et toroidales, ce que nous quantifierons par la suite.

La table 4.7 résume les paramètres cités précédemment. On résume donc la manière dont on construit nos modèles : on fixe d'abord la diffusivité magnétique pour obtenir la longueur du cycle dynamo voulue, on fixe ensuite C_Ω pour avoir un taux de rotation solaire, et enfin on fixe C_α à l'aide du nombre dynamo D .

Ces deux modèles possèdent un terme de quenching, tel que décrit par l'équation (4.17). Le paramètre B_0 a alors lui aussi besoin d'une conversion entre les deux systèmes de normalisation ; ce qui est néanmoins particulier dans ce cas, c'est que ce n'est pas tant le paramètre en lui-même qui compte, mais le ratio entre l'amplitude initial du champ magnétique (qu'on appellera μ) et ce paramètre B_0 qui décrit l'amplitude à partir de laquelle on souhaite appliquer le quenching. En normalisation dynamo standard, on donne directement μ et B_0 en unités physiques. Dans la normalisation PLUTO, μ^P est déduit de la vitesse d'Alfvén et de la densité de l'étoile avec la relation $\mu^P = v_A/v_{esc}\sqrt{2\rho_*}$. On doit donc avoir un ratio égal dans les deux normalisations, et ensuite changer B_0 qui est en unités physiques en unités PLUTO en appliquant le facteur de normalisation $\sqrt{4\pi\rho_*}V_0$. On obtient donc finalement la formule suivante pour le coefficient B_0 en unités PLUTO :

$$B_0^P = \frac{v_A}{v_{esc}} \sqrt{2\rho_*} \frac{B_0}{\mu} \sqrt{4\pi\rho_*} V_0. \quad (4.49)$$

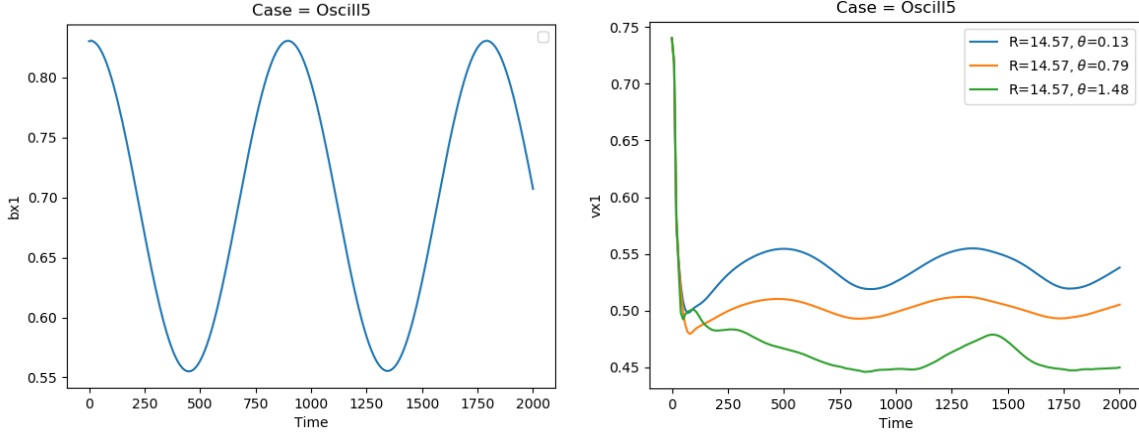


FIGURE 4.15: Coupes 1D montrant l'influence d'un dipôle oscillant sur le vent. Le panneau de gauche montre l'oscillation de B_r à la surface de l'étoile. Le panneau de droite montre l'oscillation de v_r en réponse à trois latitudes différentes (près des pôles, à mi-latitude et près de l'équateur).

4.4.1.3 Étude du couplage avec un dipôle oscillant

Pour mieux contraindre l'espace des paramètres dans lequel nous pouvons nous situer pour le couplage, nous nous sommes dans un premier temps intéressés à un modèle de vent seul (donc tel que décrit dans la section 4.2.2) mais avec un champ magnétique oscillant au lieu de fixe. Le champ magnétique est imposé à la surface de l'étoile à chaque pas de temps, selon une oscillation d'un cosinus à la fréquence ω qui est un paramètre d'entrée de la simulation. On obtient alors la formulation suivante pour l'amplitude du champ magnétique de *background* comme condition à la limite inférieure :

$$\mu_{osc} = \frac{v_A}{v_{esc}} \sqrt{2\rho_*} \left(1 + 0.2 * \cos\left(\frac{2\pi t}{t_A} \omega\right) \right), \quad (4.50)$$

où v_A/v_{esc} est la vitesse d'Alfvén à la surface à l'équateur divisée par la vitesse de libération, ρ_* est la densité à la surface de l'étoile et $t_A = 1/\sqrt{(v_A/v_{esc})}$ est le temps d'Alfvén à la surface. L'amplitude du dipôle initial est donc modulée entre 80% et 120% de sa valeur initiale selon un cosinus à la fréquence ω . Ces oscillations sont illustrées dans la figure 4.15.

Cette étude préliminaire nous permet déjà de nous interroger sur la question de la transmission de l'information : jusqu'à quelle fréquence peut-on faire osciller le champ magnétique tout en ayant le vent qui s'adapte correctement ? Pour les cas oscillant lentement (figure 4.16), on voit bien que le vent s'adapte au champ magnétique, avec une surface d'Alfvén qui se retrouve à osciller à la même fréquence. Pour les cas oscillant rapidement (figure 4.17), on voit en revanche que le modèle devient non physique avec des vitesses négatives qui apparaissent aux pôles. L'origine de ces vitesses négatives est une suite de réactions physiques : le vent ne parvenant pas à suivre le champ magnétique, on a un décrochage qui s'effectue à la surface sur les composantes du champ magnétique ; ce décrochage induit une rétro-action très forte de la part de la force de Lorentz, qui génère des écoulements méridiens, via son expression suivante :

$$\mathbf{F}_L = \mathbf{J} \times \mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{B} \times \mathbf{B} \Rightarrow F_{L,\theta} = \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rB_\theta) - \frac{1}{r} \frac{\partial B_r}{\partial \theta} \right) B_\theta - \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (\sin \theta B_\phi) B_r. \quad (4.51)$$

Ultimement, des structures de vitesses radiales négatives sont créées sous la compression des écoulements. Il nous faut donc un critère pour savoir dans quel régime de paramètres se placer pour éviter ce décrochage.

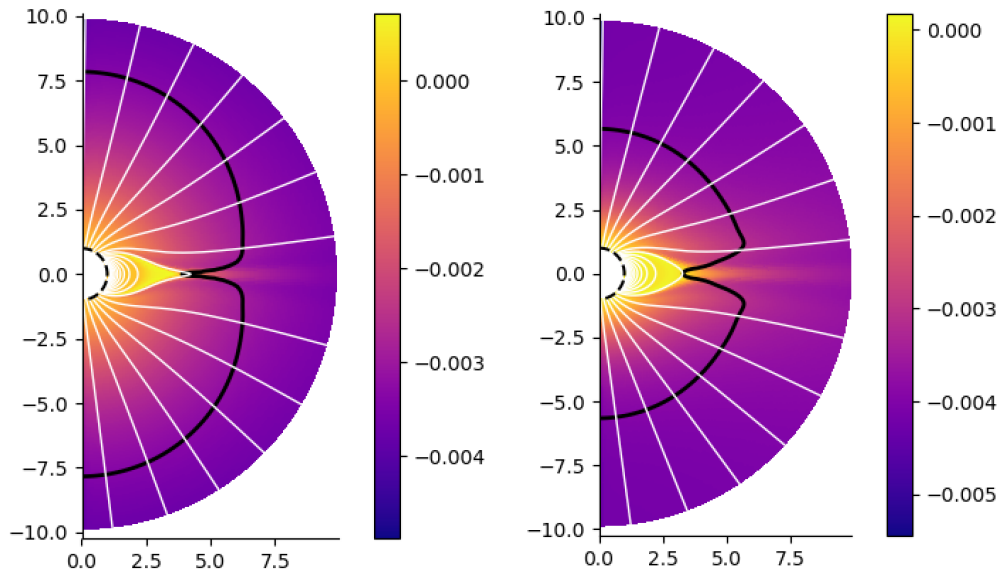


FIGURE 4.16: Coupes méridiennes montrant l'influence d'un dipôle oscillant sur le vent. Le panneau de gauche montre l'état de l'oscillation où l'amplitude du champ magnétique est à 80% de sa valeur initiale, le panneau de droite montre l'autre état où l'amplitude du champ magnétique est à 120% de sa valeur initiale, et ce dans un cas où $t_A/t_{cyc} = 0.01$. La barre de couleurs indique la quantité $\mathbf{v} \cdot \mathbf{B}/(c_s \|\mathbf{B}\|)$. Les lignes blanches correspondent aux lignes de champ magnétique. La ligne noire correspond à la surface d'Alfvén.

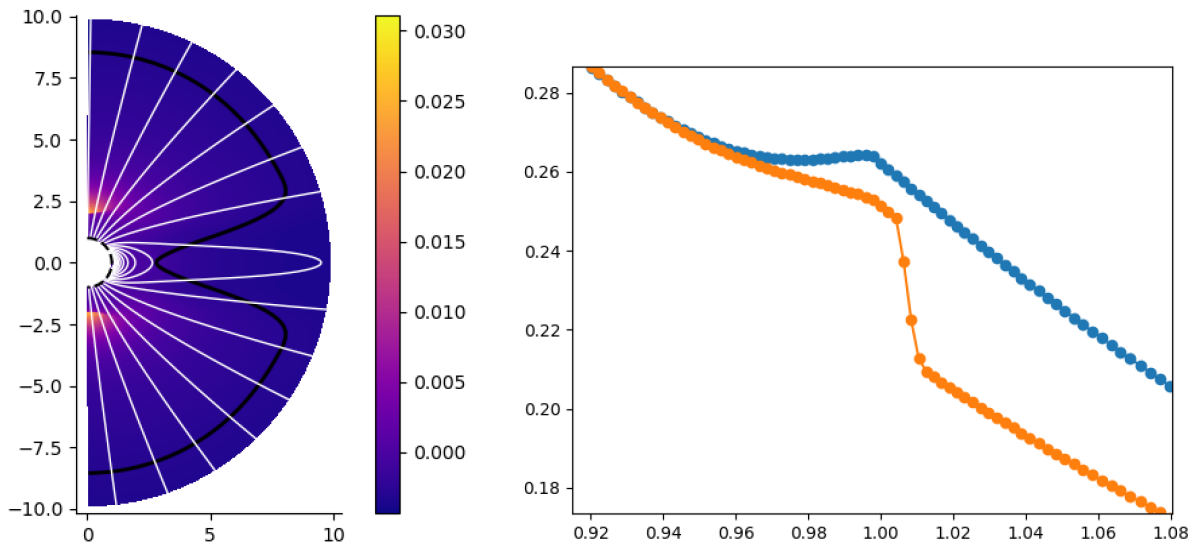


FIGURE 4.17: Coupes illustrant le problème de décrochage du champ magnétique avec un dipôle oscillant trop rapidement. Le panneau de gauche montre un cas de vitesses négatives aux pôles pour $t_A/t_{cyc} = 0.1$. La barre de couleurs indique la quantité $\mathbf{v} \cdot \mathbf{B}/(c_s \|\mathbf{B}\|)$. Les lignes blanches correspondent aux lignes de champ magnétique. La ligne noire correspond à la surface d'Alfvén. Le panneau de droite montre une coupe 1D radiale illustrant le décrochage en B_θ : en orange on a un cas avec décrochage, en bleu un cas sans décrochage.

Pour quantifier cela, on introduit trois temps caractéristiques :

$$t_A = \frac{\Delta r}{v_A}, t_{cyc} = \frac{2\pi}{\omega}, t_\eta = \frac{\Delta r^2}{\eta}, \quad (4.52)$$

où Δr est l'écart entre 2 points de grille dans la direction radiale, t_A est le temps d'Alfvén local, t_{cyc} est le temps associé à l'oscillation du champ magnétique et t_η est le temps diffusif magnétique associé à une diffusivité magnétique introduite dans le domaine de calcul du vent. À partir des différentes simulations réalisées, on obtient le critère empirique suivant :

$$t_A \lesssim 0.01 t_{cyc}. \quad (4.53)$$

Ce critère dépend forcément de la résolution que l'on utilise, de par les définitions des temps caractéristiques données précédemment. On précise donc qu'on utilise une grille uniforme en θ avec 256 points de 0 à π , et qu'en rayon on utilise une grille stretch de 256 points entre 1 et 20 rayons solaires, avec une résolution à la surface de l'étoile de $0.01 R_\odot$.

Dans un second temps, si on se place dans un cas où le critère (4.53) n'est pas respecté, on peut ajouter de la diffusivité magnétique pour compenser. Jusqu'ici nos modèles de vent étaient en MHD idéale, donc sans diffusivité ; cette étude préliminaire a montré que l'ajout de la diffusivité n'avait quasiment pas d'impact sur le vent solaire en lui-même pour des valeurs proches de celles du benchmark. On observe alors un nouveau critère pour ajuster la diffusivité :

$$t_\eta \lesssim 0.01 t_{cyc}. \quad (4.54)$$

4.4.2 Présentation qualitative de 2 modèles

Pour valider le principe du couplage, nous allons nous concentrer sur deux modèles de dynamo plus rapides que la dynamo solaire : les cas Dyn14 et Dyn13, dont les principales caractéristiques sont données dans la table 4.8. Nous allons dans cette section présenter les caractéristiques des cycles dynamo correspondants, avant de passer aux conséquences du couplage dans la section 4.4.3. On notera que pour ces deux cas, la résolution angulaire est de 256 points espacés régulièrement de 0 à π ; la résolution radiale est de 200 points espacés régulièrement de $0.6 R_\odot$ à $1.02 R_\odot$, puis de 400 points sur une grille stretch depuis $1.02 R_\odot$ jusqu'à $20 R_\odot$.

Nom	η_t (cm ² .s ⁻¹)	C_α	C_Ω	B_0 (G)	v_a/v_{esc}	γ	c_s/v_{esc}	ρ_*
Dyn13	3.7×10^{13}	1.44×10^3	3.4×10^2	1.0×10^{-2}	0.01	1.05	0.243	5.0
Dyn14	3.7×10^{14}	1.44×10^4	3.4×10^1	1.0×10^{-3}	0.01	1.05	0.243	5.0

TABLE 4.8: Table des principaux paramètres pour les deux cas servant à valider le couplage.

4.4.2.1 Cas Dyn14

Le cas Dyn14 est un cas extrêmement rapide, avec une diffusivité magnétique $\eta_t = 3.7 \times 10^{14}$ cm².s⁻¹, ce qui donne un cycle dynamo d'environ 4 jours. On reste sur une dynamo avec un rapport C_Ω sur C_α petit, avec un C_Ω à 3.4×10^1 et un C_α à 1.44×10^4 . Le diagramme papillon obtenu lors du cas couplé est présenté en figure 4.18, panneau de gauche. La simulation présente couvre un peu moins d'une dizaine de cycles ; cela correspond à environ 3000 temps PLUTO et a nécessité 12 heures de calcul sur 96 coeurs. On remarque que le cycle passe rapidement d'une configuration où les familles dynamo anti-symétriques dominant (jusqu'à 0.7 temps diffusif pour B_ϕ , 0.15 temps diffusif pour B_r) à une configuration où les familles dynamos symétriques dominant ; cela se traduit par la symétrie des champs B_r et B_ϕ par rapport à l'équateur. Une discussion plus approfondie sur les familles dynamo et leur symétrie dans les cas couplés sera présentée en section 4.4.3.3.

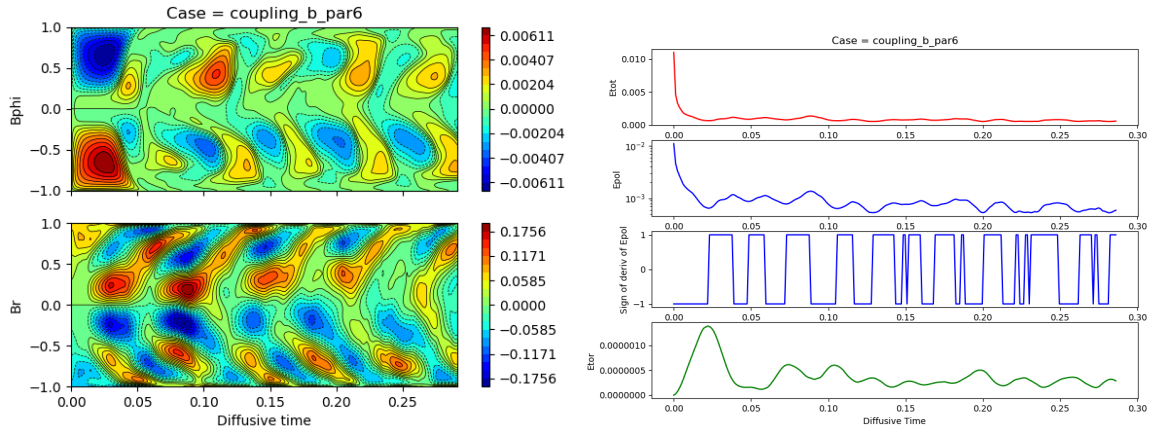


FIGURE 4.18: Diagramme papillon (panneau de gauche) et évolution de l'énergie magnétique (panneau de droite) correspondant au cas couplé Dyn14. Pour l'énergie magnétique, le panneau tout en haut correspond à l'énergie magnétique totale, le deuxième à l'énergie magnétique poloidale, le troisième à la dérivée de l'énergie magnétique poloidale, et le panneau tout en bas à l'énergie magnétique toroïdale.

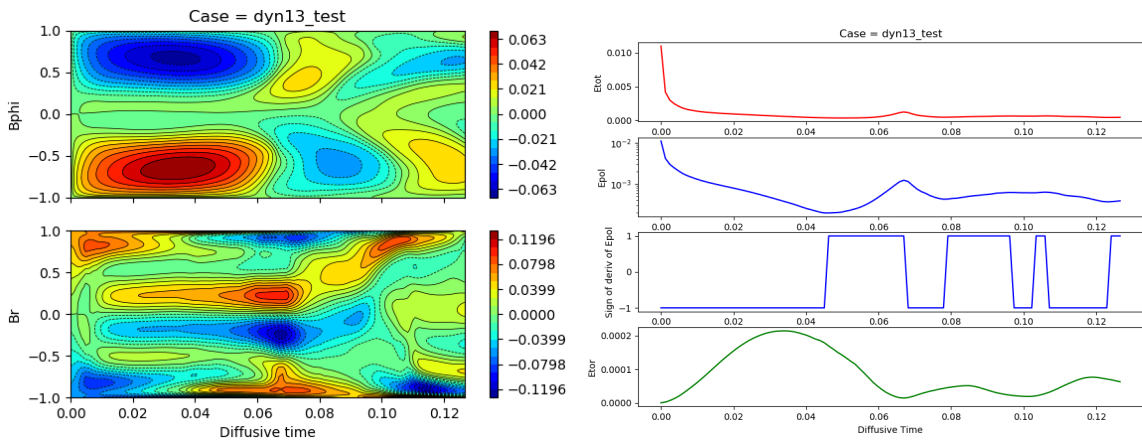


FIGURE 4.19: Diagramme papillon (panneau de gauche) et évolution de l'énergie magnétique (panneau de droite) correspondant au cas couplé Dyn13. Pour l'énergie magnétique, le panneau tout en haut correspond à l'énergie magnétique totale, le deuxième à l'énergie magnétique poloidale, le troisième à la dérivée de l'énergie magnétique poloidale, et le panneau tout en bas à l'énergie magnétique toroïdale.

L'évolution des différentes énergies magnétiques pour le cas Dyn14 est présentée en figure 4.18, panneau de droite. De haut en bas, on présente l'évolution de l'énergie magnétique totale, de l'énergie magnétique poloidale, de la dérivée de l'énergie magnétique poloidale et de l'énergie magnétique toroïdale. Au début on a une décroissance de l'énergie magnétique poloidale à cause de la diffusivité magnétique, et une croissance de l'énergie toroïdale à cause de l'effet Ω décrit dans la section 1.3.2. Puis on a une croissance de l'énergie poloidale, clairement visible grâce à sa dérivée qui devient positive (cf. 3ème panneau), ce qui correspond à la régénération du champ par effet α (lui aussi décrit dans la section 1.3.2). L'énergie toroïdale se stabilise à une valeur moyenne déterminée par la valeur de quenching B_0 . L'alternance de phases croissantes et décroissantes des énergies poloidales et toroïdales sont enfin la preuve d'un cycle dynamo. On remarque là encore que les phases de croissance et décroissance de l'énergie sont assez irrégulières, sans doute à cause de la compétition entre familles symétriques et anti-symétriques (Tobias, 1997; DeRosa et al., 2012).

4.4.2.2 Cas Dyn13

Le cas Dyn13 est un peu plus lent, avec une diffusivité magnétique $\eta_t = 3.7 \times 10^{13} \text{ cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$, ce qui donne un cycle dynamo de 5 semaines, soit un peu plus d'un mois. La dynamo reste encore majoritairement dominée par l'effet α avec un C_Ω à 3.4×10^2 et un C_α à 1.44×10^3 , mais les influences sont déjà plus comparables. Le diagramme papillon obtenu lors du cas couplé est présenté en figure 4.19, panneau de gauche. La simulation présente couvre deux cycles ; cela correspond à environ 10 000 temps PLUTO, et a nécessité 2 jours de calcul sur 96 coeurs. Le cycle a l'air d'être dominé par les familles anti-symétriques, même s'il présente quelques asymétries suggérant une influence non négligeable des familles symétriques.

L'évolution des différentes énergies magnétiques pour le cas Dyn13 est présentée en figure 4.19, panneau de droite. La dynamo se déclenche juste après que l'énergie toroïdale soit quenchée avec une régénération clairement visible de l'énergie poloidale. Le cycle est encore irrégulier car on est sans doute dans les transients de la dynamo, mais ceci va nous permettre de nous concentrer sur les premiers renversements de polarité.

4.4.3 Couplage dynamique avec le vent

4.4.3.1 Évolution de la structure de la couronne

Le couplage dynamique nous permet d'avoir une couronne extrêmement réactive qui s'adapte et évolue sur un temps de l'ordre du temps d'Alfvén local aux fluctuations du champ magnétique. Le cas Dyn14 présente néanmoins de nombreux transients qui viennent perturber la couronne. Nous allons donc nous concentrer sur le cas Dyn13 qui nous permet de suivre plus clairement la réponse du vent au champ magnétique dynamo. La figure 4.20 montre ainsi l'évolution de la couronne pour le cas couplé Dyn13 à 0.027, 0.040, 0.054, 0.087 et 0.126 temps diffusifs. La barre de couleurs indique la quantité $v \cdot \mathbf{B} / (c_s \|\mathbf{B}\|)$, ce qui permet de suivre les streamers et la polarité associée. On voit ainsi deux renversements de polarité : on passe d'une polarité négative dans l'hémisphère Nord à 0.027 temps diffusif, à une polarité positive à 0.087 temps diffusif, et on revient à une polarité négative à 0.126 temps diffusif, preuve que la couronne s'est adaptée à deux cycles successifs. Initialement les streamers sont plutôt symétriques, mais la compétition entre les différentes familles dynamo crée ensuite de l'asymétrie Nord-Sud (cf. chapitre 3). Comme le diagramme papillon n'est pas calibré sur un cas solaire, le streamer central est assez petit, s'étendant jusqu'à peine 1 ou 2 rayons solaires. On voit de nombreux pseudo-streamers apparaître au fur et à mesure du cycle, souvent de polarité opposée, donc associés à des trous coronaux, le plus souvent situés à hautes ou à mi-latitudes.

4.4.3.2 Évolution temporelle des quantités intégrées

Dans cette section, nous allons reprendre l'analyse effectuée dans le chapitre 3 et appliquer la même aux 2 cas couplés décrits précédemment. Nous allons donc voir pour chaque cas l'évolution du nombre de taches solaires par proxy SSN , de l'énergie magnétique de surface ME , le pourcentage d'énergie associée au mode dipolaire f_{dip} , le rayon d'Alfvén moyen $\langle r_A \rangle$, la perte de masse \dot{M} , la perte de moment cinétique \dot{J} et la vitesse terminale du vent. Pour une définition de ces quantités, voir la partie 3.3.

Cas Dyn14

L'évolution du nombre de taches solaires par proxy (ou SSN , dont la formule est donnée par l'équation (3.28)) permet d'indiquer les minima et maxima d'activité définis par rapport à la dynamo et au champ toroïdal. D'après le panneau de gauche de la figure 4.21, on peut définir des minima d'activité à partir des minima locaux à

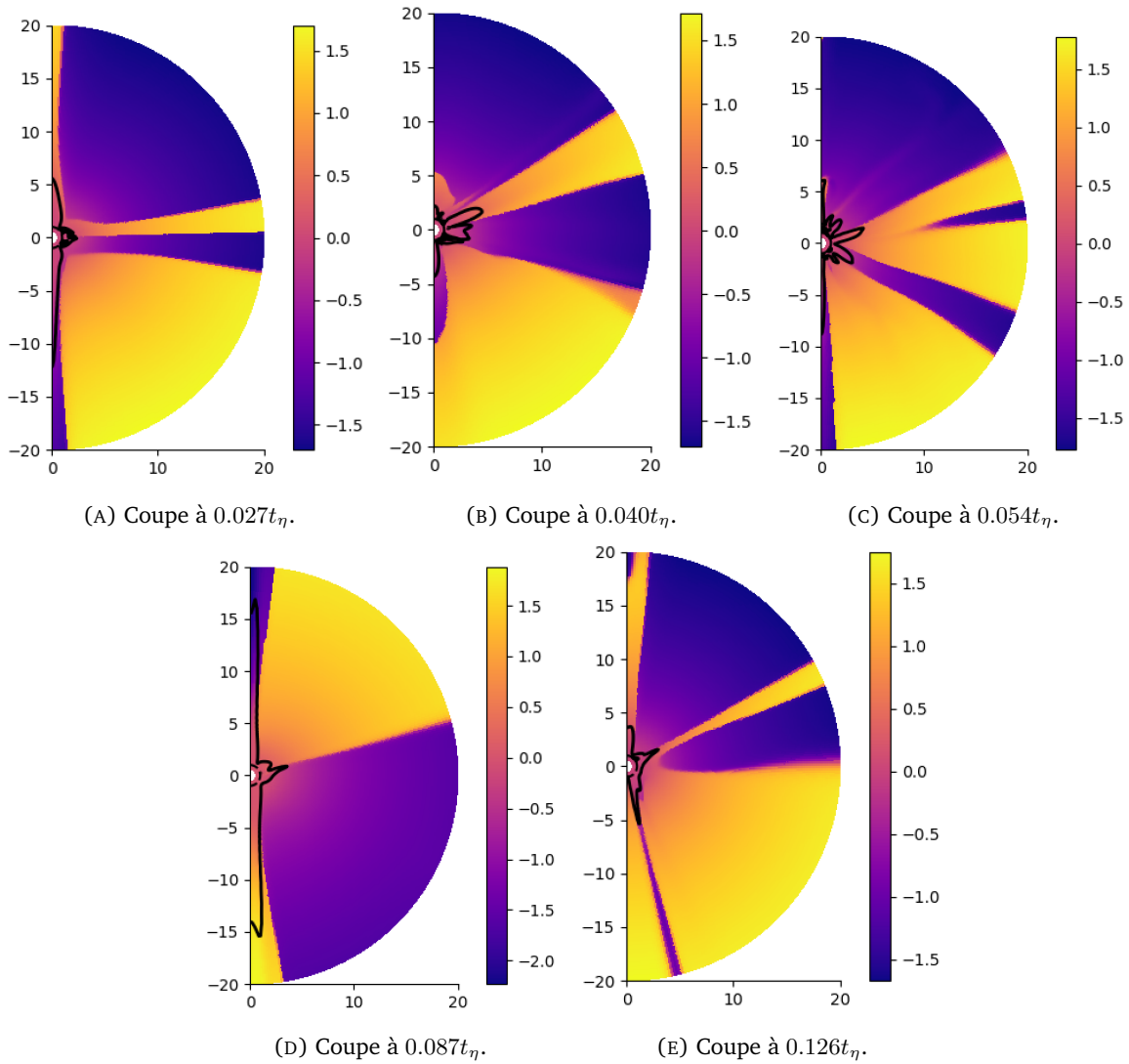


FIGURE 4.20: Coupes méridiennes de la structure de la couronne à différents temps pour le cas couplé Dyn13. De gauche à droite et de haut en bas, on indique les temps correspondants à 0.027 (A), 0.040 (B), 0.054 (C), 0.087 (D) et 0.126 (E) temps diffusifs. La barre de couleurs indique la quantité $v \cdot \mathbf{B} / (c_s \|\mathbf{B}\|)$. Les lignes blanches correspondent aux lignes de champ magnétique. La ligne noire correspond à la surface d'Alfvén.

0.05, 0.12, 0.16 et 0.24 temps diffusifs. Les maxima eux peuvent être définis à 0.10, 0.15, 0.20 et 0.27 temps diffusifs. Le panneau de droite de la figure 4.21 nous permet de voir si le cycle suit bien la règle selon laquelle le pourcentage d'énergie du dipôle et l'énergie magnétique totale de surface sont anti-corrélés. On observe que les maxima de l'énergie dipolaire correspondent bien à des minima de l'énergie magnétique de surface : on peut alors définir des minima à 0.06, 0.13, 0.17, 0.23 et 0.28 temps diffusifs, et des maxima à 0.03, 0.08, 0.14, 0.021 et 0.024 temps diffusifs. Il y a cependant d'autres variations de l'énergie magnétique de surface, sans doute liées aux autres modes. On remarque du coup un léger décalage avec les extrema définis à partir du SSN. f_{dip} peut atteindre des valeurs de 40%, ce qui est une valeur d'ordre solaire (Réville & Brun, 2017). On rappelle que ME et f_{dip} ont été définis dans respectivement les équations (3.21) et (3.22).

L'évolution en temps réel du vent suite aux changements du champ magnétique dynamo nous permet de voir l'évolution des quantités physiques de manière beaucoup plus précise qu'avec le couplage quasi-statique. La figure 4.22 montre l'évolution des quantités intégrées $\langle r_A \rangle$, \dot{M} et \dot{J} . Le rayon d'Alfvén moyen varie ainsi entre 1.5 et 3.5 R_\odot , la perte de masse entre 3.5 et 6.5 $10^{-14} M_\odot/\text{an}$ et la perte de moment cinétique entre 1.0×10^{29}

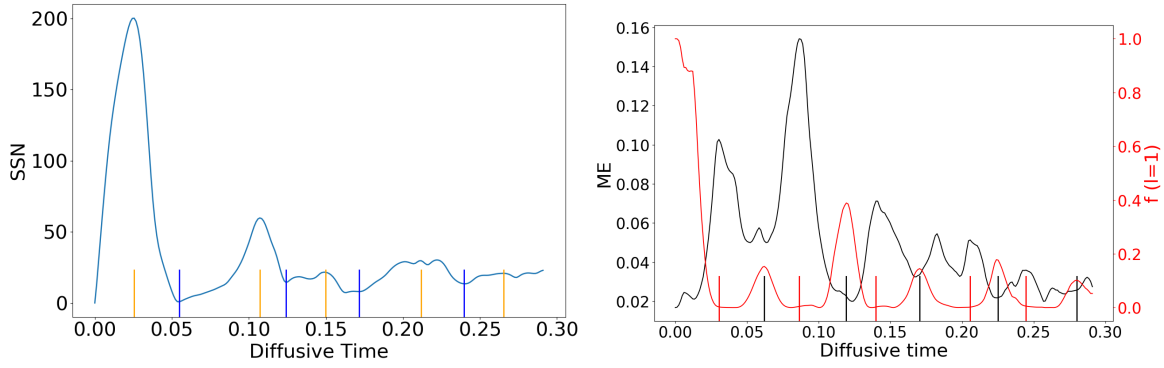


FIGURE 4.21: Évolution temporelle du nombre de taches solaires par proxy (panneau de gauche), du coefficient dipolaire f_{dip} (panneau de droite, en rouge) et de l'énergie magnétique ME (panneau de droite en noir) pour le cas Dyn14. Les lignes jaunes et violettes indiquent respectivement les maxima et minima d'activité déduits du nombre de taches solaires, tandis que les lignes rouges et noires indiquent les maxima et minima d'activité déduits des variations topologiques.

et 8.0×10^{29} cgs. Sans avoir cherché à calibrer sur un cas solaire, on trouve finalement des valeurs peu éloignées, avec un rayon d'Alfvén un peu plus faible et une perte de masse un peu plus forte que dans le cas solaire. On observe des variations cycliques qui correspondent en partie aux extrema décrits précédemment : on s'attend en minimum d'activité (lignes violettes et noires) à avoir un rayon d'Alfvén et une perte de moment cinétique maximaux mais une perte de masse maximale ; ce sont les tendances inverses qui sont attendues en maximum d'activité (lignes jaunes et rouges). On a une correspondance partielle, qui s'explique d'une part par le décalage entre les extrema énergétiques et topologiques (comme pour le cas quasi-statique du chapitre 3) et d'autre part par le court cycle dynamo qui occasionne de nombreux transients qui peuvent venir perturber ces tendances. On verra aussi dans la section 4.4.3.3 que la rétro-action du vent peut aussi influencer sur ces tendances.

Enfin, la figure 4.23 présente un diagramme temps-latitude de la vitesse du vent au bord de notre domaine de calcul, soit à $20 R_{\odot}$. On a une distribution de vent entre 200 et 270 km/s à $20 R_{\odot}$, en extrapolant on trouve une valeur entre 420 et 560 km/s, ce qui est du même ordre de grandeur que la composante lente du vent solaire, et qui correspond à ce qu'on avait obtenu avec ce modèle de vent pour le couplage quasi-statique (cf. section 3.3.2.2). On retrouve des schémas réguliers autour de l'équateur qui témoignent du passage des cycles. Ici la dynamo est extrêmement rapide, ce qui fait que le vent a à peine le temps de se stabiliser avant que le champ magnétique n'évolue, ce qui explique qu'on ne retrouve pas la même forme que dans le cas solaire (qu'on retrouvait avec la figure 3.18) ; cela suffit néanmoins à montrer que même pour une dynamo aussi extrême, le champ magnétique influence bien le vent.

Cas Dyn13

On recommence la même analyse pour le cas Dyn13, pour voir l'influence d'un champ évoluant plus lentement sur le vent. D'après le panneau de gauche de la figure 4.24, on peut à nouveau définir des minima d'activité à partir des minima locaux à 0.065 et 0.10 temps diffusifs. Les maxima eux peuvent être définis à 0.035, 0.08 et 0.12 temps diffusifs. Le panneau de droite de la figure 4.24 est difficile à lire à cause du régime encore transitoire dans lequel se situe la dynamo ; f_{dip} semble néanmoins bien augmenter quand ME diminue. On peut définir un minimum clair à 0.10 temps diffusif et deux maxima à 0.07 et 0.11 temps diffusifs. On constate là encore un léger décalage, pour les mêmes raisons que précédemment.

Avec une dynamo plus lente, le vent a le temps de s'établir avant que le champ ne change trop significativement, ce qui devrait permettre d'avoir moins de fluctuations dans les quantités intégrées. La figure 4.25 montre l'évolution des quantités intégrées $\langle r_A \rangle$, \dot{M} et \dot{J} . Le rayon d'Alfvén moyen varie ainsi entre 1.5 et $3.5 R_{\odot}$, la perte de masse entre 3.0 et $4.4 \cdot 10^{-14} M_{\odot}/\text{an}$ et la perte de moment cinétique entre 1.0×10^{29} et 3.0×10^{29} cgs.

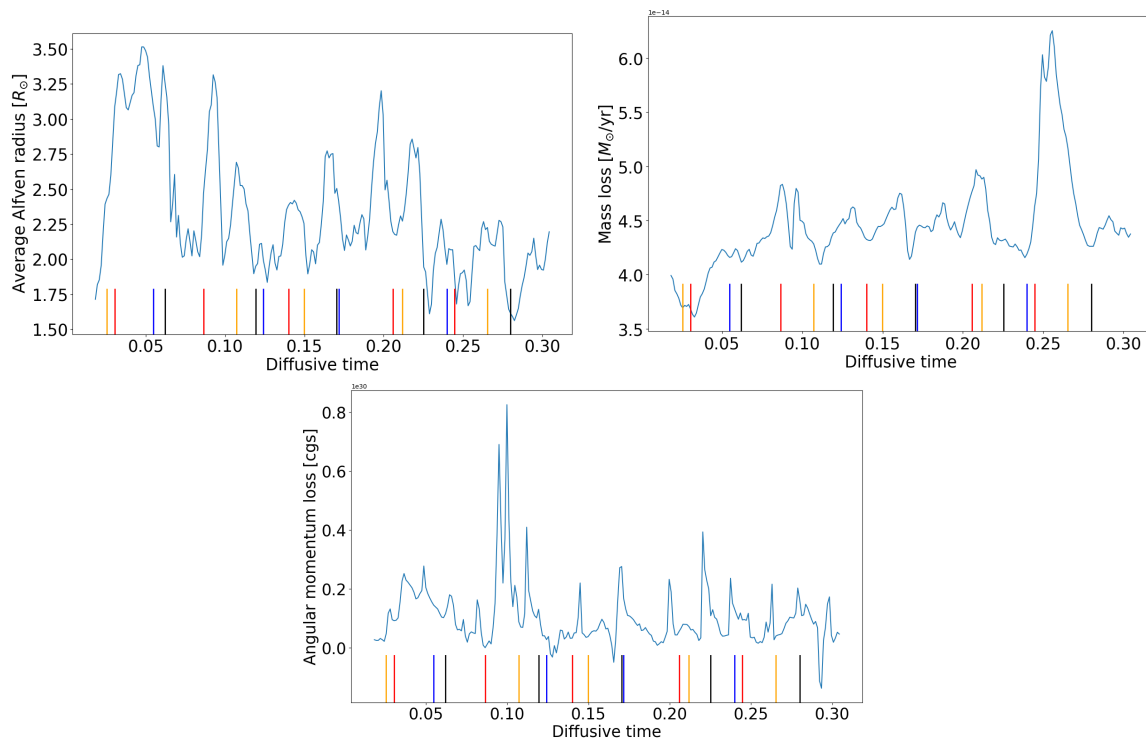


FIGURE 4.22: Évolution temporelle du rayon d'Alfvén, de la perte de masse et de la perte de moment cinétique pour le cas Dyn14. Les lignes jaunes et violettes indiquent respectivement les maxima et minima d'activité déduits du nombre de taches solaires, tandis que les lignes rouges et noires indiquent les maxima et minima d'activité déduits des variations topologiques.

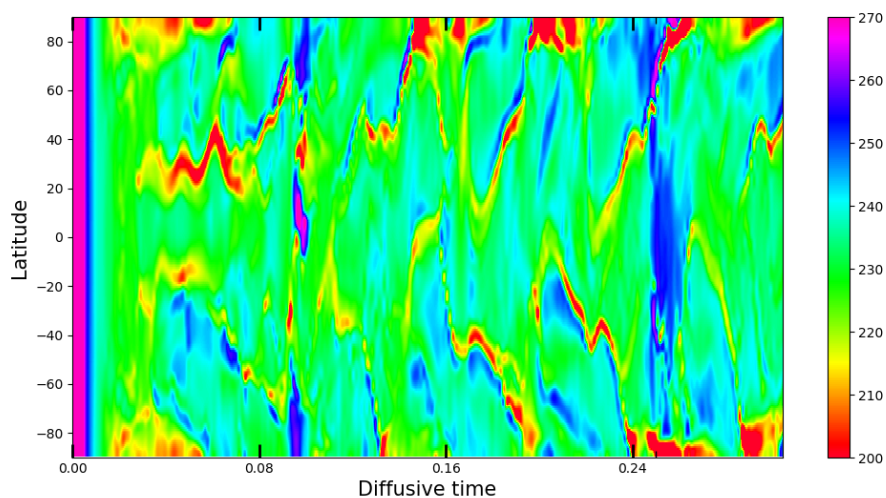


FIGURE 4.23: Diagramme temps-latitude pour la vitesse du vent à $20 R_{\odot}$ pour le cas Dyn14.

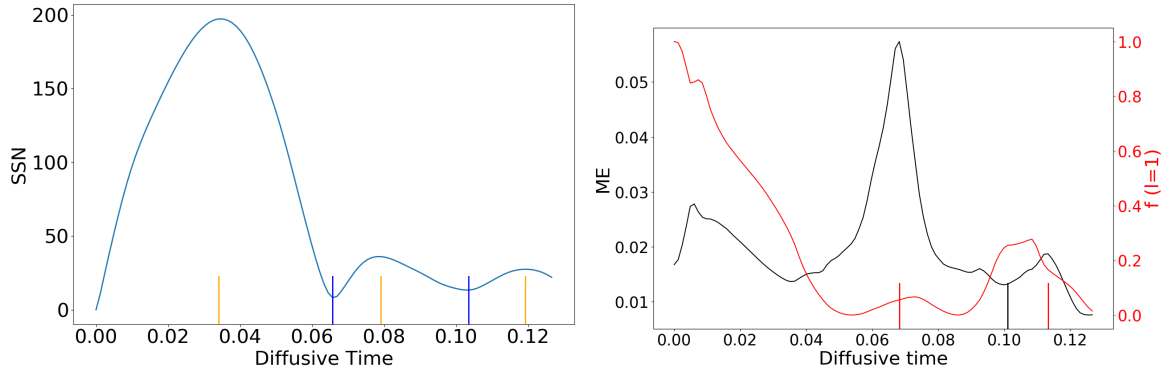


FIGURE 4.24: Évolution temporelle du nombre de taches solaires par proxy (panneau de gauche), du coefficient dipolaire f_{dip} (panneau de droite, en rouge) et de l'énergie magnétique ME (panneau de droite, en noir) pour le cas Dyn13. Les lignes jaunes et violettes indiquent respectivement les maxima et minima d'activité déduits du nombre de taches solaires, tandis que les lignes rouges et noires indiquent les maxima et minima d'activité déduits des variations topologiques.

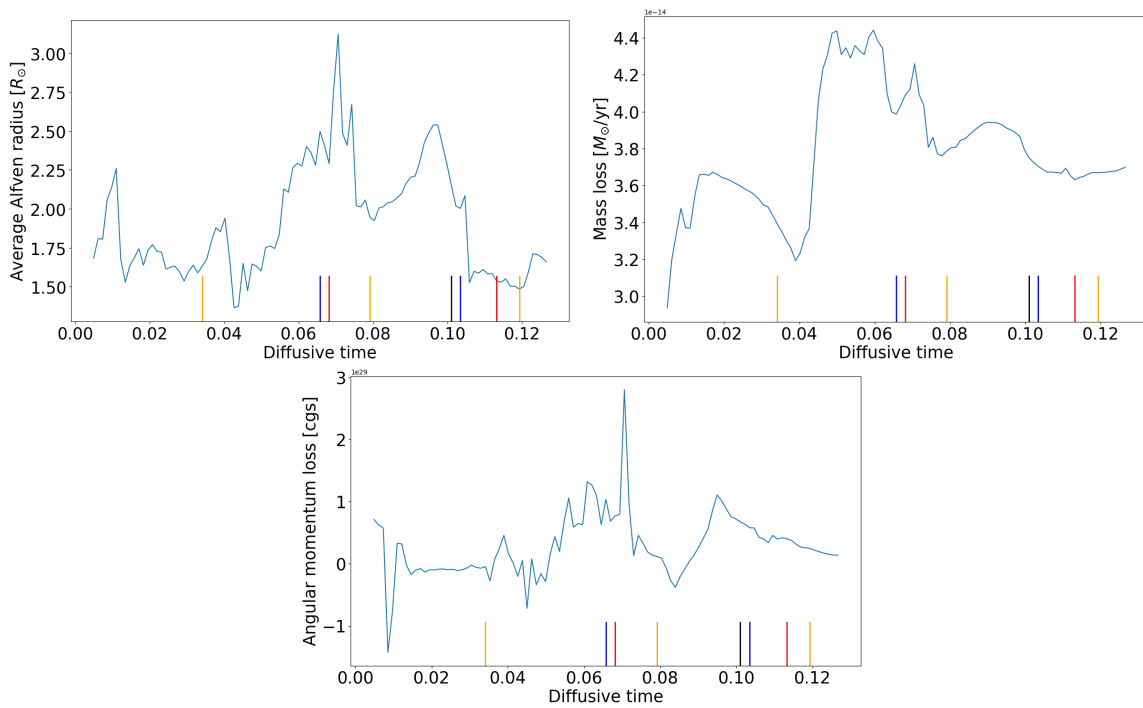


FIGURE 4.25: Évolution temporelle du rayon d'Alfvén, de la perte de masse et de la perte de moment cinétique pour le cas Dyn13. Les lignes jaunes et violettes indiquent respectivement les maxima et minima d'activité déduits du nombre de taches solaires, tandis que les lignes rouges et noires indiquent les maxima et minima d'activité déduits des variations topologiques.

On reste sur des ordres de grandeur semblables au cas Dyn14, car les propriétés de la couronne sont restées les mêmes et qu'on a ajusté le quenching pour avoir des énergies magnétiques semblables ; avec un modèle de couronne plus réaliste, notamment avec un terme de chauffage, les quantités seraient sans doute plus sensibles à de tels changements. On observe des variations cycliques qui correspondent aux minima et maxima d'activité donnés précédemment : le rayon d'Alfvén et la perte de moment cinétique sont bien maximaux en minimum d'activité ; la perte de masse ne semble pas corrélées aux minima et maxima, indiquant qu'elle est peut-être plus sensible aux autres modes.

Enfin, la figure 4.26 présente un diagramme temps-latitude de la vitesse du vent au bord de notre domaine de

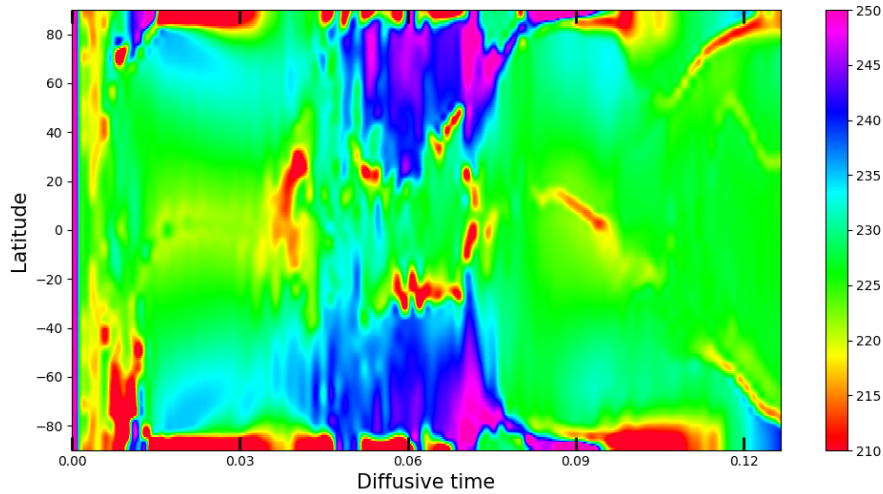


FIGURE 4.26: Diagramme temps-latitude pour la vitesse du vent à $20 R_{\odot}$ pour le cas Dyn13.

calcul, soit à $20 R_{\odot}$. On a une distribution de vent entre 210 et 250 km/s. Entre 0.05 et 0.75 temps diffusifs, on retrouve bien une structure très organisée au moment du minimum d'activité : on a des écoulements lents près de l'équateur, puis rapides jusqu'aux pôles ; c'est la même structure que pour un minimum solaire. Néanmoins, au second minimum, ce type de structure n'est quasiment pas visible, sans doute à cause de la compétition entre les familles magnétiques qui modifie la structure du champ magnétique à la surface comme on peut le voir sur le diagramme papillon en figure 4.19. Aux maxima d'activité, on a un écoulement moyen à toutes les latitudes.

4.4.3.3 Rétro-action du vent

Comme indiqué dans la section 4.3.3, une rétro-action du vent est possible dans notre modèle via la condition sur le champ magnétique toroïdal B_{ϕ} : on impose que sa dérivée seconde soit nulle dans les deux dernières couches de l'interface entre dynamo et vent ; comme le *stencil* pour la reconstruction des champs est de 2 (choisi dans le code PLUTO en fonction de l'ordre de la méthode de résolution), les champs dans la partie dynamo peuvent être influencés par la couche intermédiaire de l'interface. On rappelle que le lecteur peut se référer à l'annexe C pour plus de détails sur la notion de *stencil*. Pour quantifier l'effet de cette rétro-action, nous avons réalisé deux cas à partir du modèle Dyn14 : un premier cas avec les conditions aux limites et l'interface présentées dans la section 4.3.3, et un second cas avec où la condition sur la dérivée seconde de B_{ϕ} n'est imposée que dans la dernière couche de l'interface, les deux premières couches ayant la condition dynamo avec $B_{\phi} = 0$. Ainsi, dans le premier cas, on a la possibilité d'une rétro-action, tandis que dans le second cas, la zone dynamo voit les mêmes conditions aux limites que dans le modèle dynamo seul et ne peut donc pas subir de rétro-action.

Les diagrammes papillons obtenus pour ces deux cas sont présentés dans la figure 4.27. Le panneau de gauche montre le cas avec rétro-action et le panneau de droite le cas sans. On constate alors pour ce cas, il y a bien une rétro-action puisque les diagrammes papillons sont très différents : sans rétro-action, les familles anti-symétriques sont du même ordre de grandeur que les familles symétriques ce qui se traduit par un état intermédiaire entre symétrique et anti-symétrique pour B_{ϕ} dans le panneau supérieur, et la période du cycle est légèrement plus courte.

Dans la figure 4.28, on compare alors l'évolution des modes dipolaires et quadrupolaires au cours des simulations, et on confirme bien ce que les diagrammes papillons suggéraient : dans le cas avec rétro-action, on a

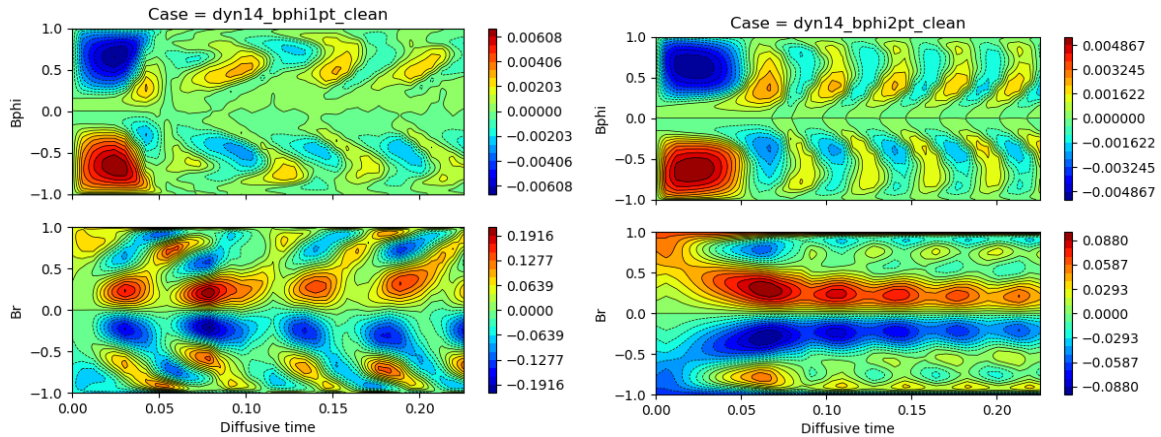


FIGURE 4.27: Comparaison des diagrammes papillon pour un avec rétro-action du vent (panneau de gauche) et un cas sans (panneau de droite).

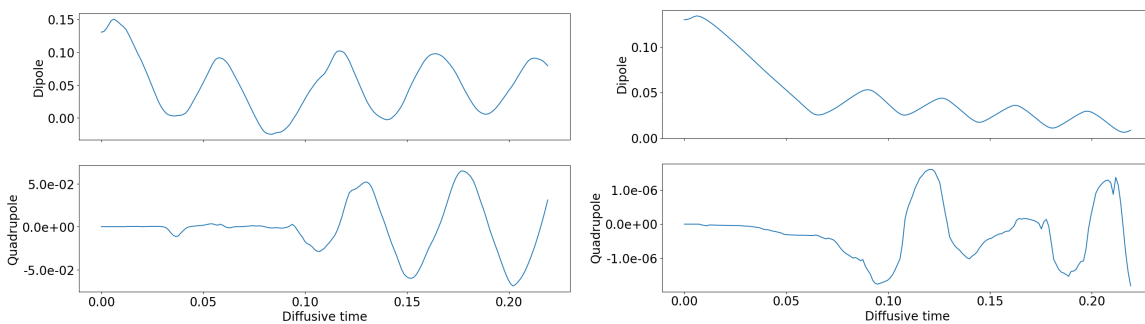


FIGURE 4.28: Comparaison de l'évolution temporelle des modes dipolaires et quadrupolaires pour un cas avec rétro-action du vent (panneau de gauche) et un cas sans (panneau de droite).

une forte croissance du mode quadrupolaire qui finit par dépasser en amplitude le mode dipolaire, qui lui reste relativement constant ; dans le cas sans rétro-action, le mode dipolaire est très légèrement décroissant, et le mode quadrupolaire croît légèrement mais reste à une amplitude 10^{-5} fois inférieure à celle du mode dipolaire.

Il semblerait donc que dans notre modèle, la rétro-action du vent existe et ait pour effet de favoriser la croissance des modes symétriques. Une étude de seuil en initialisant avec un dipôle ou un quadrupôle a permis de montrer que pour la dynamo du cas Dyn14, le mode quadrupolaire a effectivement un seuil de déclenchement dynamo plus faible que celui du mode dipolaire ($C_{\alpha}^Q = 80$ contre $C_{\alpha}^D = 100$). Comme précisé dans [Tavakol et al. \(1995\)](#), dans ces régimes de paramètres, la dynamo est hautement non-linéaire et peut basculer facilement d'un régime symétrique à un régime anti-symétrique via le quenching ou un couplage initial des modes comme dans notre étude quasi-statique. La rétro-action du vent semble donc suffisante pour basculer d'un régime à un autre, mais l'ampleur de la différence entre les deux modèles vient sans doute du caractère extrême des paramètres du cycle étudié. Ce cas est trop différent pour pouvoir faire une analogie avec le cas solaire, mais cela prouve qu'une étude du couplage dynamique est justifiée, et cela indique peut-être que les dynamos devraient s'intéresser à des conditions aux limites plus proches de celles imposées par le vent pour calculer leurs solutions.

4.5 Discussion et perspectives

Dans ce chapitre, nous avons donc montré qu'il y avait un besoin dans les communautés dynamo et vent d'un modèle de couplage à grande échelle, afin d'une part de spécifier des conditions aux limites plus précises pour la dynamo et pour quantifier en temps réel les influences mutuelles du champ magnétique dynamo et du vent solaire. Pour ce faire, nous avons donc développé de zéro un modèle de couplage dynamique entre une dynamo α - Ω et une couronne polytropique avec le code PLUTO. Il a fallu dans un premier temps préparer chacun des modèles indépendamment, en implémentant et validant une dynamo en champ moyen (Jouve *et al.*, 2008), et en adaptant le modèle de vent de Réville *et al.* (2015a) aux coordonnées sphériques. Nous avons ensuite choisi une normalisation commune pour les équations MHD du domaine dynamo et du domaine du vent, et conçu une interface entre les deux avec des conditions numériques permettant une interaction dynamique à chaque pas de temps entre les deux zones. Une attention toute particulière a été portée à la précision numérique de l'extrapolation potentielle du champ poloidal pour éviter l'accumulation d'erreurs numériques.

Pour valider le principe du couplage, nous avons dans un premier temps mieux quantifier l'espace des paramètres possibles à l'aide de critères empiriques dérivés en réalisant une étude simplifiée de l'influence d'un dipôle oscillant sur le vent. Puis nous avons choisi deux cas de dynamo à cycles courts permettant de tester le modèle rapidement dans des conditions assez extrêmes. Pour ces deux cas, on voit la couronne réagir directement aux changements du champ magnétique sur un temps caractéristique de l'ordre du temps d'Alfvén local. On peut ainsi voir l'évolution de quantités intégrées telles que le rayon d'Alfvén moyen, la perte de masse ou la perte de moment cinétique au cours d'un ou plusieurs cycles, et ce sans problème de causalité. Ces dynamos étant néanmoins très rapides, le vent présente beaucoup de transients. On peut même observer l'effet de la rétro-action du vent en modifiant l'interface dynamo-vent, ce qui permet de mettre en évidence que le vent permet dans les cas étudiés de favoriser la croissance des modes quadrupolaires.

Il ne s'agit néanmoins que du début du travail sur ce modèle. Par la suite, on souhaite réaliser un cas le plus proche possible de celui du Soleil, pour comparer nos résultats à des observations et mieux contraindre le modèle. Les différentes composantes physiques peuvent aussi être améliorées : on peut passer d'une dynamo α - Ω à une dynamo de type Babcock-Leighton avec transport de flux ; on peut passer d'une couronne polytropique à une couronne avec chauffage par injection d'ondes d'Alfvén pour mieux retrouver les composantes lentes et rapides du vent. L'intérêt de ce modèle est qu'ensuite il peut être appliqué à de nombreuses situations : on peut introduire de l'asymétrie et de la stochasticité pour voir l'influence sur le vent dans des conditions proches du minimum de Maunder, ou remonter dans le temps et s'intéresser au vent du Soleil jeune ; on peut même très facilement appliquer notre modèle à d'autres étoiles que le Soleil en changeant les profils de rotation différentielle et les paramètres physiques. C'est pourquoi dans les chapitres suivants, nous allons nous intéresser maintenant aux interactions entre le Soleil et les planètes du système solaire dans le cadre de la météorologie de l'espace, et aux autres systèmes avec des étoiles de type solaire.

Troisième partie

Extension au système solaire et aux autres étoiles de type solaire

CHAPITRE 5

LES RELATIONS TERRE-SOLEIL ET LA MÉTÉOROLOGIE DE L'ESPACE

Sommaire

5.1 Le contexte de la météorologie de l'espace	154
5.1.1 Des enjeux scientifiques	154
5.1.2 Des enjeux technologiques et humains	158
5.1.3 La météorologie de l'espace et les méthodes numériques	161
5.2 Simulations et visualisations du vent solaire en 3D	162
5.2.1 Description du modèle de simulation de vent 3D	162
5.2.2 Performances numériques	165
5.2.3 Référentiels héliosphériques et outils de visualisation	170
5.3 Météorologie de l'espace et rayons cosmiques	172
5.3.1 Les rayons cosmiques et le cycle solaire	173
5.3.2 État de l'art en modélisation des rayons cosmiques	177
5.3.3 Les rayons cosmiques dans nos simulations	180
5.4 Discussion et perspectives	189

*"C'est à Paris que je retombe !
J'arrive - excusez-moi ! - par la dernière trombe.
Je suis un peu couvert d'éther. J'ai voyagé !
J'ai les yeux tout remplis de poudre d'astres. J'ai
Aux éperons, encor, quelques poils de planète !
Tenez, sur mon pourpoint, un cheveu de comète !"*

Edmond Rostand, *Cyrano de Bergerac*

Dans ce chapitre, nous allons maintenant introduire de manière directe le lien avec la Terre en adoptant une approche météorologie de l'espace, c'est-à-dire anticipation des événements qui impactent notre planète. Dans la lignée des futures missions solaires telles que Solar Orbiter (dont le lancement est prévu en février 2020), nous allons donc voir comment les phénomènes présentés précédemment se déroulant à l'intérieur et dans l'atmosphère proche du Soleil vont, par leur couplage, finir par avoir un impact sur l'environnement spatial de la Terre. Nous allons dans la section 5.1 présenter les enjeux de la météorologie de l'espace, qui dépassent le cadre scientifique pour atteindre aussi les cadres sociétaux et humains ; en particulier nous allons présenter les attentes de ce champ d'application en pleine évolution, ainsi que les moyens déployés dans le monde de la recherche scientifique mais aussi dans le monde de l'industrie pour y répondre. Dans la section 5.2, nous allons présenter une extension en 3 dimensions (3D) de notre modèle de vent : centré sur les premiers $22 R_{\odot}$ pour décrire précisément et rapidement la basse couronne ou étendu jusqu'à 1 UA (Unité Astronomique, défini dans la section 1.1.1.1) pour inclure les premières planètes du système solaire ainsi que les satellites d'observation, nous détaillons l'intérêt de ce modèle pour la prévision spatiale. Enfin, dans la section 5.3, nous

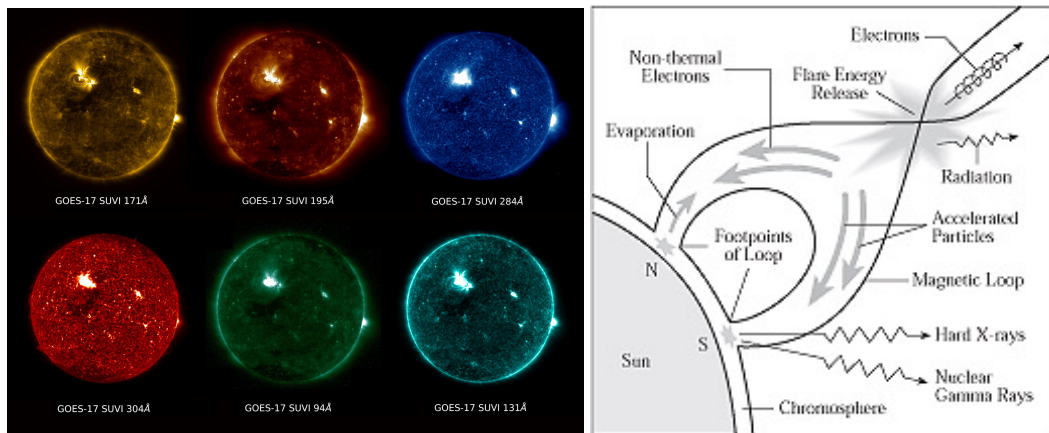


FIGURE 5.1: Observations et explications d'une éruption solaire. Le panneau de gauche montre l'observation d'une éruption solaire le 28 Mai 2018 par le satellite GOES-17 sur plusieurs longueurs d'onde. Le panneau de droite montre un schéma explicatif du déclenchement d'une éruption solaire par reconnexion magnétique. Crédits : NOAA et NASA.

allons présenter une application de notre modèle en déduisant la distribution de rayons cosmiques associée à nos modèles : nous menons dans un premier temps une étude théorique sur l'impact de l'amplitude et de la topologie du champ magnétique, avant de présenter quelques cas solaires réalistes en minimum et maximum d'activité.

5.1 Le contexte de la météorologie de l'espace

5.1.1 Des enjeux scientifiques

Nous allons dans cette partie détailler les différents phénomènes solaires qui peuvent impacter la Terre et en particulier les sociétés humaines. Nous allons pour chaque phénomène en donner son origine physique, une classification par risque et une probabilité d'occurrence, dans la mesure de nos connaissances actuelles. Une grande partie de ces chiffres proviennent du rapport officiel du GTME (Groupe de Travail sur la Météorologie de l'Espace) commandité par le CNES.

5.1.1.1 Les éruptions solaires et sursauts en rayons X

Une éruption solaire correspond à une augmentation brusque de la luminosité à la surface du Soleil, souvent accompagnée d'émissions électromagnétiques à toutes les longueurs d'ondes, depuis les ondes radio jusqu'aux rayons gamma (cf. figure 5.1, panneau de gauche). Elle se présente en 3 phases, chacune pouvant durer de quelques secondes à plusieurs heures en fonction de l'intensité de l'éruption : d'abord la phase précurseuse où l'énergie commence à être libérée sous forme de rayons X; ensuite la phase impulsive où la luminosité augmente brutalement pendant plusieurs minutes; enfin la phase de déclin où la luminosité décroît et où l'émission majoritaire se situe dans les rayons X mous (énergie comprise entre 100 eV et 10 keV) (Stix, 2002). Une éruption solaire se déclenche dans l'atmosphère du Soleil, le plus souvent dans la chromosphère, au-dessus de régions actives avec des champs magnétiques intenses. Elle correspond à une libération d'énergie importante qui cause un échauffement du plasma jusqu'à plusieurs dizaines de millions de Kelvin et une accélération des particules environnantes (électrons, protons et ions) jusqu'à des vitesses proches de celle de la lumière. L'hypothèse privilégiée pour expliquer ce phénomène serait la reconnexion magnétique, car il est accompagné

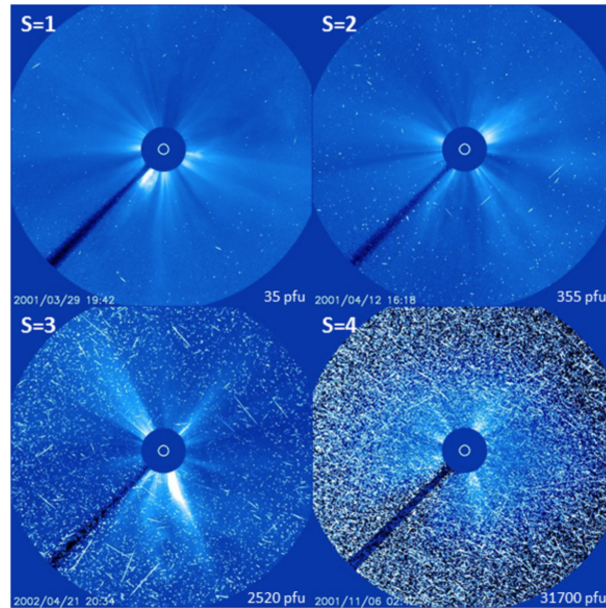


FIGURE 5.2: Illustration de la classification des événements solaires à particules à partir du coronographe LASCO/C3 de SOHO. Plus le nombre S est grand, plus le flux de particules énergisées est important, ce qui se traduit par des points et traits blancs de plus en plus nombreux sur l'image et qui correspondent à l'impact de protons sur le détecteur CCD. Pour des événements extrêmes ($S > 4$), le détecteur est saturé. Crédits : Observatoire Royal de Belgique.

d'une réorganisation du champ magnétique avec souvent des filaments éruptifs visibles en $H\alpha$ (Wang, 1994; Cameron & Sammis, 1999; Priest & Forbes, 2000), comme illustré dans la figure 5.1, panneau de droite. La première éruption solaire observée a été décrite par Richard Carrington en 1859 (Carrington, 1859).

La table 5.1 présente le système de classification des éruptions solaires adopté par la NOAA (*National Oceanic and Atmospheric Administration*) et basé sur les observations des missions spatiales GOES (*Geostationary Operational Environmental Satellite*) depuis 1976. Les éruptions solaires sont classées en fonction de leur pic de flux en watts par mètre carré dans les rayons X entre 100 et 800 picomètres. La classe A est la moins forte, tandis que la classe X est la plus forte. À l'intérieur d'une classe, une éruption solaire est ensuite caractérisée par un numéro qui correspond au facteur d'énergie de l'événement selon une échelle linéaire : ainsi, une éruption X1 correspond à un pic de flux à $1.0 \times 10^{-4} \text{ W/m}^2$, une éruption X2 à un pic à $2.0 \times 10^{-4} \text{ W/m}^2$, une éruption X3 à un pic à $3.0 \times 10^{-4} \text{ W/m}^2$, etc. Seule la classe X n'est pas plafonnée. L'éruption solaire la plus importante mesurée à ce jour est celle du 4 Novembre 2003 qui a saturé les détecteurs, avec un flux estimé entre X25 et X45. L'événement de Carrington de 1859 a été estimé à un flux de X45 (Thomson *et al.*, 2005).

Classe	A	B	C	M	X
Pic de flux entre 100 et 800 pm (W/m^2)	$< 10^{-7}$	$10^{-7} - 10^{-6}$	$10^{-6} - 10^{-5}$	$10^{-5} - 10^{-4}$	$> 10^{-4}$

TABLE 5.1: Classification des éruptions solaires en fonction de leur pic de flux. Crédits : NOAA.

À partir des statistiques des satellites GOES, on peut en déduire une probabilité d'occurrence par cycle d'activité de 11 ans : un événement supérieur à X20 a une probabilité de 36%; un événement de classe X45 a une probabilité de 16% (Riley, 2012; Winter & Balasubramaniam, 2015). Néanmoins, sur une période de 250 ans, la probabilité d'une éruption X45 est de 95% (Cannon, 2013).

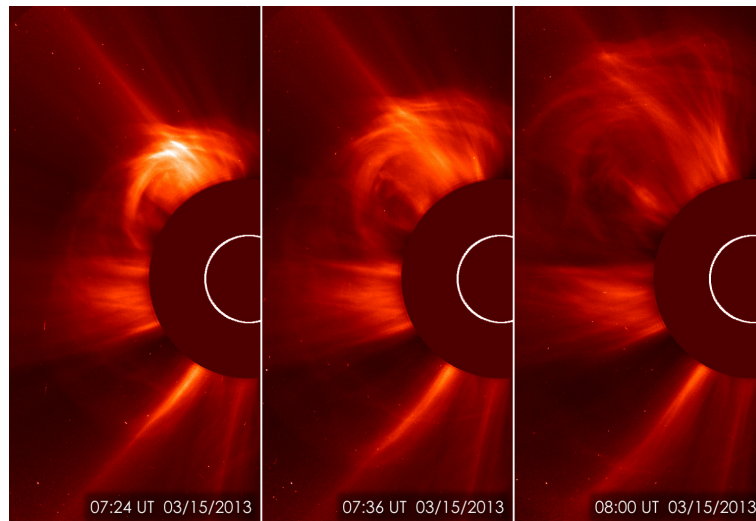


FIGURE 5.3: Observations de la propagation d'une éjection de masse coronale le 15 mars 2013 par le satellite SOHO. Crédits : ESA, NASA.

5.1.1.2 Les événements solaires à particules

Les événements solaires à particules désignent des événements où de nombreuses particules solaires de haute énergie sont libérées dans l'héliosphère. Les particules en question sont des protons, électrons et ions très ionisés, avec des énergies allant de quelques dizaines de keV à plusieurs GeV. On distingue deux populations de particules accélérées : celles qui sont accélérées près du Soleil par des événements éruptifs qui ont des spectres s'étendant aux énergies élevées allant jusqu'à plusieurs GeV (on parle alors d'événement à particules éruptifs) (Masson *et al.*, 2009) ; celles qui sont accélérées près de la Terre qui ont des spectres se limitant à des énergies inférieures à la centaine de MeV (Reames, 2013, 2017). Le premier événement solaire à particule a été rapporté par l'astronome américain Scott Forbush en 1946, de manière indirecte : en atteignant l'atmosphère de la Terre, les particules énergétiques créent des réactions en cascade qui aboutissent à l'observation de certaines particules par des détecteurs au sol, ce qu'on appelle des GLEs pour *Ground Level Enhancements* (Forbush, 1946).

La NOAA utilise cinq classes pour décrire les événements à particules, de S1 à S5, depuis les événements mineurs vers les événements extrêmes (cf. figure 5.2). La mesure utilisée pour les quantifier est l'intensité des protons mesurés par les satellites GOES en unité de flux de protons le pfu (1 pfu = 1 proton/(cm².s.sr)). Chaque classe S_n correspond ainsi à un pfu entre 10^n et 10^{n+1} .

Les événements à particules influent sur la composition de l'atmosphère terrestre, ce qui rend leur détection possible sur des échelles de temps de l'ordre de 10 000 ans grâce aux carottes de glace. Les événements dont la fluence (c'est-à-dire l'intensité intégrée sur la durée de l'événement pour les protons) est au-dessus de 200 MeV sont évalués avec une probabilité de 11% par cycle de 11 ans (Mewaldt *et al.*, 2007). La NOAA estime aussi que la probabilité d'occurrence d'un événement S5 est inférieure à un par cycle de 11 ans.

5.1.1.3 Les éjections de masse coronales

Une éjection de masse coronale (CME en anglais pour *Coronal Mass Ejection*) correspond à une éjection de plasma magnétisé issu de la couronne solaire dans l'héliosphère. Le lien entre les éjections de masse coronales et les autres structures et phénomènes du Soleil comme les éruptions solaires, les événements à particules, les régions actives ou les protubérances n'est pas clairement établi. Les éjections de masse coronales ont plus de chance de se déclencher au-dessus d'une région active et d'accompagner une éruption solaire, mais ce n'est pas

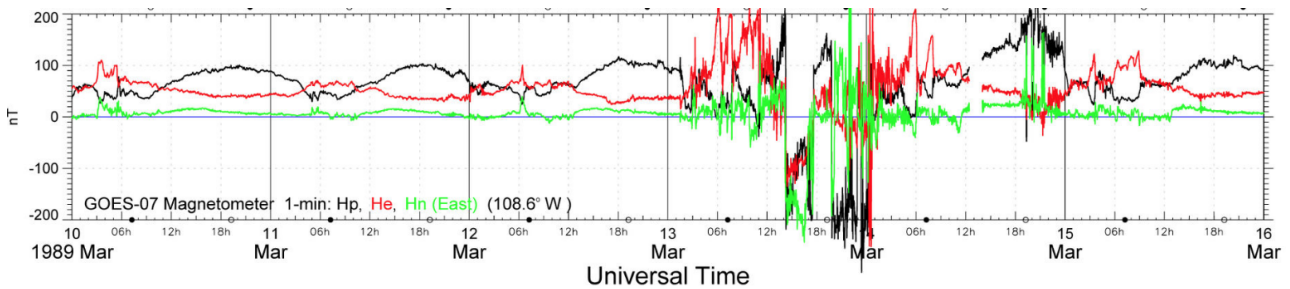


FIGURE 5.4: Perturbation du champ magnétique terrestre mesurée par GOES-7 durant l'orage magnétique de Mars 1989. On voit très clairement la perturbation commencer le 13 Mars vers 3h et se finir vers le 15 Mars à minuit. Crédits : NOAA.

toujours le cas (Klassen *et al.*, 2000). Le mécanisme de déclenchement serait proche de celui d'une éruption solaire avec de la reconnexion magnétique (illustrée dans la figure 5.1, panneau de droite). Les éjections de masse coronales sont caractérisées par trois structures : une cavité de faible densité électronique, dans laquelle se situe un coeur dense appelé protubérance, et un front brillant dans le visible. Une éjection de masse coronale se déplace avec une vitesse entre 20 et 3 000 km/s, ce qui lui permet d'atteindre la Terre en une durée entre 14 heures et 86 jours, avec une vitesse moyenne de 489 km/s et un temps moyen de 3.5 jours (Carroll & Ostlie, 2006). La première image d'une éjection de masse coronale fut obtenue par Tousey *et al.* (1973) ; elles sont désormais observées en continu par le satellite SOHO depuis 1996 et le satellite STEREO depuis 2006 à l'aide de coronographes qui permettent de masquer la lumière intense du Soleil.

Il n'y a pas de classification officielle de la sévérité des éjections de masse coronales, mais les facteurs clés pour anticiper son impact sur la Terre sont sa vitesse, l'amplitude de son champ magnétique et la configuration de son impact avec la Terre. À partir des statistiques de SOHO, on peut estimer que la probabilité d'une éjection coronale avec une vitesse dépassant les 3 400 km/s par cycle est de 69% ; sur cet échantillon, on a ensuite 25 à 50% de chance que l'éjection soit interceptée par la Terre, ce qui ramène la probabilité d'une éjection importante géo-effective par cycle à une valeur entre 17 et 35%. Ce qui est finalement le plus déterminant, c'est l'importance de l'orage magnétique provoqué par l'éjection de masse coronale, ce que nous allons quantifier dans la section suivante.

5.1.1.4 Les orages magnétiques

Un orage magnétique correspond à une brusque variation du champ magnétique terrestre (cf. figure 5.4). Il est aussi souvent accompagné d'aurores boréales aux pôles et de fortes variations de l'induction magnétique dans la croûte terrestre. Les orages magnétiques ont deux sources : les éjections de masse coronales, plus fréquentes en maximum d'activité, ou les jets de vent solaire rapides issus des trous coronaux, plus fréquents dans la phase décroissante du cycle de 11 ans. On distingue aussi deux types de comportement associés : les orages à début brusque ou SSCs (pour *Storm Sudden Commencements*) associés aux éjections de masse coronales et les orages à début progressif associés au vent rapide. Les orages magnétiques sont mesurés depuis le début des années 1800 avec l'installation des premiers observatoires magnétiques. Le plus violent jamais enregistré est celui qui a suivi l'événement de Carrington en 1859. Il faut attendre 1930 pour avoir les premières interprétations théoriques modernes des orages magnétiques (Chapman & Ferraro, 1930).

L'importance d'un orage magnétique est caractérisée par des indices géomagnétiques, dont les principales informations sont résumées dans la table 5.2. La plupart de ces méthodes sont basées sur la mesure de l'indice K qui est un entier entre 0 et 9 correspondant à la plus grande perturbation géomagnétique sur un intervalle

Nom	Date	Unité	Méthode	Δt
<i>aa</i>	1868	nT	Dérivé de <i>K</i> mesurés par deux observatoires antipodaux.	3h
<i>AE</i>	1957	nT	Dérivé des magnétogrammes de l'hémisphère Nord.	1 min
<i>am</i>	1959	nT	Dérivé de <i>K</i> à plusieurs longitudes en séparant Nord et Sud.	3h
<i>CK - Days</i>	1868	~	Dérivé de <i>aa</i> pour calculer le nombre de jours calmes.	24/48h
<i>D - Days</i>	1932	~	Dérivé de <i>Kp</i> pour donner les 5 jours les plus perturbés.	1 mois
<i>Dst</i>	1957	nT	Déviations à l'équateur du dipôle terrestre.	1h
<i>Kp</i>	1932	~	Moyenne arithmétique de <i>K</i> en échelle quasi-logarithmique.	3h
<i>PC</i>	1975	mV/m	Déduit des déviations du champ magnétique aux pôles.	1 min
<i>Q - Days</i>	1932	~	Dérivé de <i>Kp</i> pour donner les 10 jours les plus calmes.	1 mois

TABLE 5.2: Table récapitulative des indices géomagnétiques reconnus par l'IAGA (*International Association of Geomagnetism and Aeronomy*), classés par ordre alphabétique. Crédits : ISGI.

en 3 heures en excluant les variations journalières (Bartels *et al.*, 1939; Menvielle & Berthelier, 1991; Menvielle *et al.*, 1995). Pour chaque indice, il y a alors des critères associés pour déterminer l'importance de l'orage magnétique, dont en voici quelques exemples : un orage magnétique est considéré comme extrême quand $aa > 400$ nT, $am > 400$ nT, $Dst > -150$ nT, $Kp > 9$ (Cander & Mihajlovic, 1998).

La probabilité d'un orage magnétique aussi violent que celui de Carrington est estimée à 12% par cycle de 11 ans. Néanmoins cette probabilité n'est pas distribuée uniformément, avec un risque 3 fois plus élevé dans les 2 ans suivant le maximum d'activité (Riley, 2012; Chassan *et al.*, 2013).

5.1.2 Des enjeux technologiques et humains

5.1.2.1 Les cibles à protéger

Dans cette partie, nous allons présenter les risques encourus par les installations et les humains à cause des événements décrits ci-dessus.

Les installations les plus vulnérables sont évidemment celles dans l'espace, c'est-à-dire les satellites. On peut citer l'exemple des 20 et 21 Janvier 1994, où un orage magnétique lié à un trou coronal a causé un dysfonctionnement de deux satellites de télécommunication canadiens : l'un fut remis en service au bout de 7 heures, l'autre au bout de 5 mois ; ceci provoqua une interruption des programmes télévisuels ainsi que des transferts de données informatiques. Les orages magnétiques conduisent aussi au chauffage et à l'ionisation de l'atmosphère, ce qui perturbe l'orbitographie des satellites et peut donc compromettre leur localisation ou le maintien de leur trajectoire. Entre le 19 Octobre et le 5 Novembre 2003, pas moins de 17 éruptions solaires eurent lieu, et on reporta plus de trente anomalies de satellites, allant jusqu'à la perte définitive d'instruments. L'étude de l'impact des particules énergétiques sur l'électroniques est un domaine actif de recherche (Tylka *et al.*, 1997) pour tenter de protéger au mieux nos installations spatiales.

Les communications sur Terre sont aussi durement touchées en cas d'événement éruptif. Ainsi, les sursauts X causés par les éruptions solaires perturbent l'ionosphère et déclenchent une absorption accrue des ondes radio (Tereshchenko *et al.*, 2006). Le sursaut X le plus violent jamais observé a été celui du 4 Novembre 2003 avec un flux entre X25 et X45 : il a causé la coupure des communications hautes fréquences (HF) sur une grande partie de la Terre éclairée par le Soleil. Pour les événements à particules solaires, tout dépend de l'énergie des particules en question : les protons de quelques dizaines de MeV sont arrêtés dans la haute atmosphère, mais les protons de plusieurs GeV peuvent provoquer une augmentation du degré d'ionisation jusqu'à 9 km d'altitude, ce qui a été le cas le 20 Janvier 2005 par exemple (Mewaldt *et al.*, 2007). Les orages magnétiques peuvent aussi perturber les communications terrestres pendant plusieurs jours.

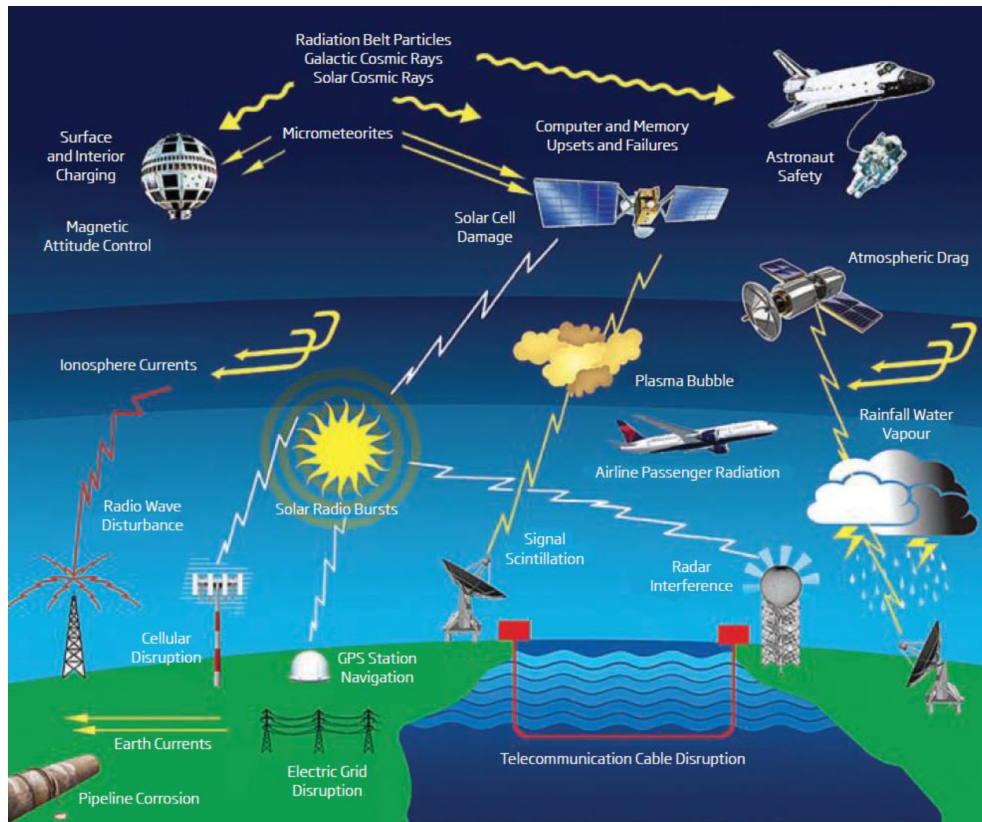


FIGURE 5.5: Schéma résumant l'impact des événements solaires sur les systèmes technologiques de la Terre. Crédits : Louis J. Lanzerotti, Bell Laboratories, Lucent Technologies, Inc.

Les installations sur Terre ne sont pas non plus à l'abri d'événements violents. Ainsi, lors d'un orage magnétique particulièrement violent le 13 Mars 1989 ($Dst < -600$ nT), l'induction de grande ampleur déclenchée a causé une panne générale d'électricité au Québec en endommageant les infrastructures de Hydro-Québec ; des pannes de transformateur ont aussi été signalées en Grande-Bretagne. À une autre échelle de technologies, l'événement de Carrington de 1859 ($Dst < -850$ nT) avait détruit le réseau des télégraphes de Montréal. Les événements extrêmes peuvent aussi perturber le système de GPS, maintenant intégrés à de plus en plus de systèmes de transport, ce qui peut avoir des conséquences dangereuses pour le trafic maritime et aérien (Coster & Komjathy, 2008). Les radars sont aussi touchés avec des erreurs importantes à cause de la densification de l'atmosphère, ce qui réduit l'efficacité des méthodes de détection. Les infrastructures sensibles aux dégâts des événements solaires sont résumés dans la figure 5.5.

Tout ces dysfonctionnements ont par ailleurs un coût non négligeable pour notre société. La réparation des deux satellites canadiens en 1994 a ainsi coûté pas moins de 50 millions de dollars (Committee On The Societal & Economic Impacts Of Severe Space Weather Events, 2008). L'impact des événements solaires, en particulier les courants géomagnétique induits, sur le réseau électrique américain est estimé à entre 5 et 10 milliards de dollars par an (Schrijver *et al.*, 2014). Si un événement de Carrington venait à se reproduire avec notre niveau actuel de technologie, les réparations prendraient entre 4 et 10 ans, et le coût est estimé à au moins 500 milliards de dollars (Eastwood *et al.*, 2017).

Enfin, il y a des effets non négligeables sur la santé des humains qui commencent à être quantifiés. Les personnes les plus exposées sont évidemment les astronautes : avec la Station Spatiale Internationale (ISS), il a été possible de quantifier les radiations pour des orbites proches de la Terre ; les radiations sont d'ailleurs l'un des obstacles majeurs à surmonter dans l'éventualité d'un vol habité vers Mars (Hellweg & Baumstark-Khan,

2007), et plusieurs solutions sont envisagées pour protéger les astronautes, y compris la génération de champs magnétiques intenses (Parker, 2005). Les personnes à bord des avions sont aussi exposées : à bord d'un avion de ligne, le taux de radiation est 100 à 300 fois plus élevé qu'au sol, et ce en l'absence de phénomène violent. On estime ainsi que le 23 Février 1956, alors qu'un événement solaire provoquait un fort taux de neutrons dans l'atmosphère, les passagers du vol Paris-Tokyo ce jour-là ont reçu une dose de radiations ionisantes de 3 mSv ; l'exposition moyenne aux radiations en France est de 3,7 mSv par an, ce qui fait que ces passagers ont reçu l'équivalent d'une année entière de radiations en un trajet.

5.1.2.2 Une mobilisation sur tous les plans

Pour répondre au besoin de mieux comprendre pour mieux anticiper les événements solaires et leur impact sur notre société, de nombreux États et entités ont mis en place des dispositifs de prévention en déclarant officiellement les risques encourus comme danger national. Ainsi, plusieurs États ont déjà des centres opérationnels de météorologie de l'espace : on peut citer les États-Unis avec le NOAA *Space Weather Prediction Center*, le Canada avec le CCMS (Centre Canadien de Météo Spatiale), l'Australie avec le SWS (*Space Weather Services*), le Royaume-Uni avec le MOSWC (*Met Office Space Weather operations Center*), la Norvège avec le NOSWE (*NORwegian center for Space WEather*), la Chine avec le NCSW (*National Center of Space Weather*) et le Japon avec le NICT (*National Institute of Information and Communication Technologies*). D'autres centres sont en cours de création, comme le centre européen VSWMC (*Virtual Space Weather Modeling Center*) de l'ESA en Belgique. L'industrie aussi se mobilise pour mieux anticiper les risques : à l'échelle française, on peut ainsi citer l'organisation OFRAME (créée sous l'impulsion du CNRS/INSU, CEA/Dap et ONERA) qui vise à créer des synergies entre le monde de la recherche et celui de l'industrie autour de la météorologie de l'espace, ou encore l'implication française dans les groupes de travail de l'OACI (Organisation de l'Aviation Civile Internationale) pour adopter un cadre international de prévention des risques sur le trafic aérien.

Pour surveiller le Soleil, tout un arsenal d'instruments a été déployé au fur et à mesure des années et est désormais utilisé en continu pour cette tâche. Sur Terre, il est possible d'exploiter les résultats des antennes de radioastronomie, de magnétomètres, d'observatoires géomagnétiques, de stations d'ionosondage et de stations scintillométriques (pour surveiller l'ionosphère). Dans l'environnement spatial proche de la Terre, nous avons déjà parlé du réseau de satellites GOES de la NASA en orbite géostationnaire ; le deuxième réseau le plus utilisé est celui des satellites chinois FY (Feng-Yun), eux aussi géostationnaires. On peut aussi citer certains satellites indépendants visant à étudier l'atmosphère de la Terre, comme TIMED, ou les ceintures de radiation de la Terre, comme RBSP. Dans l'espace, de nombreuses missions destinées à étudier le Soleil évoquées dans les sections 1.2.1 et 2.3.1 sont aussi utilisées pour la météorologie de l'espace. La figure 5.6 résume les principaux satellites de surveillance du Soleil et de la liaison Terre-Soleil. On peut distinguer plusieurs groupes en fonction de leur objet d'étude :

- Les satellites SOHO, SDO, Hinode, STEREO et IRIS sont dédiés à la visualisation des éruptions solaires et éjections de masse coronales avec respectivement le coronographe LASCO, les caméras AIA, les télescopes SOT et XRT et l'ensemble d'instruments SECCHI.
- Les satellites Wind, Parker Solar Probe, Ace et Voyager sont dédiés au contrôle des paramètres du vent solaire pour surveiller la propagation des événements éruptifs vers la Terre et au-delà.
- Les satellites THEMIS, TWINS, MMS, Geotail et Cluster se concentrent sur l'impact des événements solaires sur la magnétosphère de la Terre.

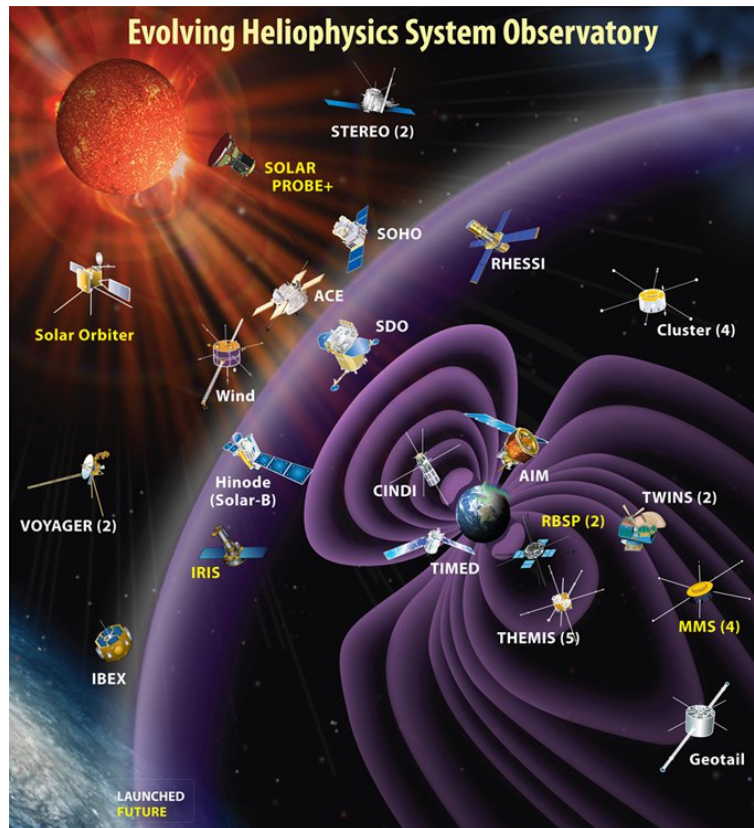


FIGURE 5.6: Schéma incluant les différents satellites utilisés pour surveiller le Soleil et son impact sur l'environnement spatial de la Terre dans le cadre de la météorologie de l'espace. Crédits : NASA.

5.1.3 La météorologie de l'espace et les méthodes numériques

Après avoir vu l'utilisation des ressources d'observation pour la météorologie de l'espace, voyons maintenant l'utilisation des ressources numériques. Les simulations numériques ont un rôle essentiel à jouer pour la météorologie de l'espace : dans l'idéal, elles doivent permettre d'anticiper le déclenchement d'un événement solaire, de prévoir si celui-ci va impacter la Terre (c'est-à-dire s'il est géo-effectif), et si oui dans combien de temps. Concernant les simulations de formation d'événements solaires, les résultats sont encore peu exploitables : il existe plusieurs travaux sur la formation des éruptions solaires (Shibata & Magara, 2011; Kliem *et al.*, 2013; Amari *et al.*, 2014; Amari *et al.*, 2018), mais il n'y a encore aucun critère satisfaisant qui a pu en être déduit quant à la prévision d'une éruption solaire. Il est aussi encore difficile de prédire si un événement solaire sera géo-effectif ou non, en raison de la difficulté de caractériser sa direction de propagation avec les moyens actuels (Siscoe, 2007), ainsi que la difficulté de modéliser les phénomènes physiques rencontrés au cours de sa propagation comme les chocs, les compressions ou l'érosion magnétique (Lavraud & Rouillard, 2013). Concernant les événements éruptifs, une attention particulière a été portée à la prévision des éjections de masse coronales pour anticiper les orages magnétiques : actuellement, les codes ont une erreur de 10 à 12h sur l'heure d'arrivée des particules dans l'atmosphère de la Terre (Zhao & Dyer, 2014; Mays *et al.*, 2015). Un autre facteur important de ces modèles de prévision est le temps : ces modèles doivent être suffisamment rapides pour pouvoir donner leurs résultats avant la fin de l'événement, ce qui implique de limiter les calculs à une journée au plus ; actuellement, le modèle WSA+ENLIL+Cone permet d'avoir entre 1 et 4 jours d'avance sur l'arrivée des éjections de masse coronales sur Terre (Zheng *et al.*, 2013) ; le modèle japonais SUSANOO de son côté est parvenu à une erreur de seulement 3h à 6h sur l'événement du 29 Octobre 2019 (Shiota & Kataoka, 2016).

Pour améliorer les modèles de propagation d'événements violents, plusieurs options sont possibles. Il est essentiel de déterminer plus précisément la structure magnétique d'une éjection de masse coronale au moment de sa formation (Savani *et al.*, 2015; Kay *et al.*, 2017). Il est aussi important d'appréhender précisément sa géométrie, ce qui n'est pas toujours évident avec les satellites d'observation à disposition (Zheng *et al.*, 2013) ; une mission spatiale dédiée à la seule surveillance des éjections de masse coronales, située au point de Lagrange L5 pour pouvoir également visualiser leur propagation vers la Terre, est envisagée par plusieurs agences spatiales comme la NASA ou l'ESA. Il est enfin important de caractériser le milieu dans lequel se propagent les éjections de masse coronales, et donc d'avoir des modèles du vent solaire à la fois précis et rapides (Case *et al.*, 2008).

Des méthodes numériques de plus en plus modernes et sophistiquées sont utilisées pour relever le défi de la météorologie de l'espace. En plus des modèles numériques présentés dans les sections 1.3.3 et 2.2.3, de nouvelles techniques viennent s'ajouter pour traiter le flux important de données venant du Soleil. On peut citer ainsi les techniques d'assimilation de données (Petrovay, 2010), qui permettent d'extrapoler les données existantes en les utilisant pour calibrer un modèle théorique : voir Dikpati *et al.* (2006) et Pesnell (2016) pour le maximum du cycle 24, Strugarek & Charbonneau (2014) pour le déclenchement des éruptions solaires, Cervantes-Villa & Shprits (2017) pour les particules dans les ceintures de radiation, Hung *et al.* (2018) pour la prévision du diagramme papillon. Les techniques d'intelligence artificielle sont aussi très prisées pour leur capacité à trier de grands jeux de données, en particulier l'utilisation de réseaux de neurones (Haykin, 1994) : voir Wintoft & Lundstedt (1998) pour la vitesse du vent solaire, Conway *et al.* (1998) pour le nombre de taches solaires, Wing *et al.* (2005) pour la prévision de l'indice K_p , Zavvari *et al.* (2015) pour la prévision d'éruptions solaires importantes, Gruet *et al.* (2018) pour la prévision de l'indice Dst . On notera que ces modèles peuvent servir à prévoir l'avenir, mais aussi à retracer le passé : c'est la différence entre le *forecasting* et le *hindcasting*. Comme prévision du passé, on peut citer l'étude de Owens *et al.* (2017) qui reconstruit le vent solaire sur les quatre derniers siècles à partir des données actuelles et des données des taches solaires.

5.2 Simulations et visualisations du vent solaire en 3D

Dans la section précédente, nous avons vu que la météorologie de l'espace s'intéresse surtout aux événements éruptifs violents car ce sont les plus dangereux pour nos sociétés modernes. Néanmoins, pour obtenir des modélisations précises de la propagation de ces événements, il est essentiel de modéliser le milieu dans lequel ils se propagent, c'est-à-dire le vent solaire. Nous allons donc présenter ici une version 3D de notre modèle de vent en nous concentrant sur les différents enjeux actuels de la météorologie de l'espace. Dans la section 5.2.1 nous allons présenter deux modèles : un premier jusqu'à $22 R_{\odot}$ pour une modélisation précise de la basse couronne ; un autre jusqu'à 1 UA pour l'interaction avec la Terre. Dans la section 5.2.2, nous allons ensuite nous intéresser à la rapidité et à la précision de ces modèles. Enfin dans la section 5.2.3 nous allons présenter plusieurs améliorations de visualisation pour mettre nos simulations en contexte et les rendre plus accessibles.

5.2.1 Description du modèle de simulation de vent 3D

Dans cette partie, nous présentons une extension 3D du modèle de vent décrit dans la section 3.2.2. Nous ne reviendrons pas sur les aspects techniques qui sont identiques, avec uniquement le passage de 2.5D (vecteurs à 3 composantes représentés dans un plan 2D) à 3D (vecteurs à 3 composantes et 3 dimensions d'espace). Le 3D présente tout de même une difficulté intrinsèque avec la gestion des pôles, ce qui peut amener à modifier légèrement les conditions aux limites. Nous insistons juste sur le fait que ce modèle est à nouveau un modèle quasi-statique, donc plus proche de ce qui a été décrit dans le chapitre 3 que dans le chapitre 4. On a donc à nouveau un modèle avec uniquement la couronne et le vent solaire, où le champ magnétique est séparé en une

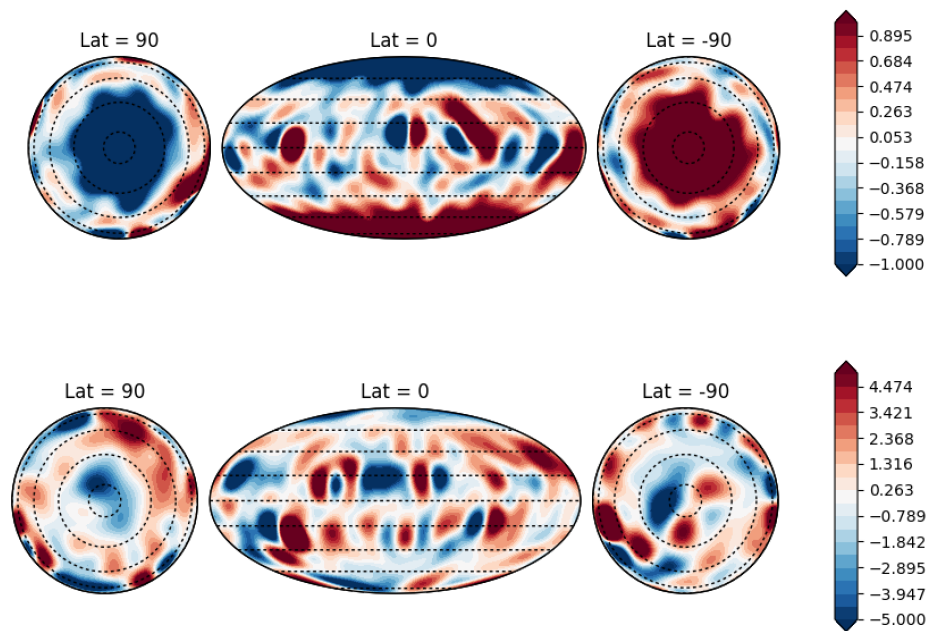


FIGURE 5.7: Reconstruction du champ magnétique radial de surface en minimum et maximum d'activité. Ces cartes ont été obtenues par l'observatoire du Mont Wilcox et correspondent aux années 1995 (panneau du haut) et 1999 (panneau du bas). Pour chaque cas, on a une vue de dessus du pôle nord, une projection de Mollweide en vue face à l'équateur et une vue de dessus du pôle sud. On remarque à nouveau (voir chapitre 3) la structure beaucoup moins dipolaire en maximum d'activité.

composante de fond statique et une perturbation. La différence est que dans ce modèle, le champ magnétique de fond est calculé à partir d'un magnétogramme du Soleil (cf. section 1.2.1 pour plus de détails sur la méthode de mesure) obtenue à l'observatoire du Mont Wilcox. Toutes les différentes cartes sont présentées plus en détail dans Réville & Brun (2017), nous allons ici nous intéresser uniquement à deux cartes que nous avons reprises pour réaliser nos propres simulations en coordonnées sphériques : une correspondant à la rotation de Carrington 1902 en octobre 1995 durant un minimum d'activité solaire, et l'autre correspondant à la rotation de Carrington 1954 en août 1999 durant un maximum d'activité solaire. Les champs magnétiques correspondants sont représentés avec la figure 5.7. Le degré d'harmonique sphérique le plus élevé pour la décomposition est fixé à $l_{\max} = 15$, ce qui explique qu'on n'a pas accès aux structures fines comme les taches solaires, qui seraient par ailleurs très coûteuses à reproduire numériquement et ralentiraient beaucoup la simulation ; ceci a cependant été réalisé dans d'autres études, voir Kumar *et al.* (2018). On notera aussi qu'il s'agit de cartes synoptiques, c'est-à-dire réalisées depuis le sol en un mois, c'est pourquoi on les numérote par rotation de Carrington (la première rotation commençant le 9 novembre 1853). Néanmoins la résolution est largement suffisante pour distinguer les régions actives et la polarité associée. Pour le minimum d'activité, on voit que la structure dipolaire domine avec le pôle nord de polarité négative et le pôle sud de polarité positive. Au maximum d'activité, la polarité des pôles est plus mixte, et l'amplitude globale du champ magnétique est plus élevée comme en témoigne la barre de couleurs.

Nous allons maintenant décrire qualitativement le résultat de nos simulations 3D avec ces deux cartes pour deux modèles. Le premier modèle s'étend jusqu'à 22 rayons solaires et permet de modéliser précisément la basse couronne et la structure du vent solaire, dans le sens qu'on est plus précis qu'un modèle empirique (voir section 2.2.3 pour un rappel des différents modèles de vent solaire) ; pour une meilleure distribution des composantes lentes et rapides du vent, il faudrait cependant implémenter un chauffage plus réaliste, ce qui sera évoqué plus en détails dans les perspectives du chapitre 7. La figure 5.8 montre le résultat pour le minimum d'activité dans

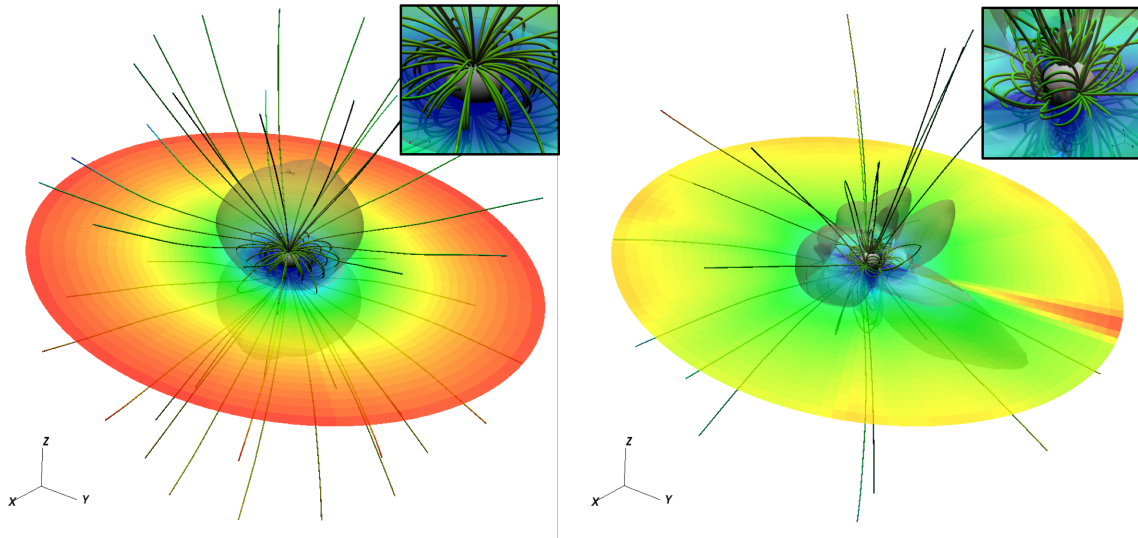


FIGURE 5.8: Visualisations 3D d'un minimum et d'un maximum d'activité solaire jusqu'à $22 R_{\odot}$. La norme de la vitesse est représentée en couleur dans le plan de l'écliptique. Les lignes de champ magnétique sont représentées par des tubes. La surface grisée correspond à la surface d'Alfvén. L'encart en haut à droite correspond à un zoom sur l'étoile.

le panneau de gauche et le maximum d'activité dans le panneau de droite. Au centre, on représente l'étoile avec son champ magnétique radial à sa surface. On trace la norme de la vitesse dans le plan de l'écliptique, c'est-à-dire le plan qui contient l'orbite de la Terre. La surface grisée correspond à la surface d'Alfvén. Les lignes de champ magnétique sont représentées par des tubes. On retrouve les résultats présentés dans le chapitre 3 : au minimum d'activité, la surface d'Alfvén est plus régulière, avec deux lobes quasi-sphériques, tandis qu'au maximum d'activité, elle est beaucoup plus irrégulière en présentant de nombreux bulbes. Le champ magnétique est de même très organisé en minimum, avec des lignes ouvertes qui partent des deux pôles et des boucles fermées au niveau de l'équateur ; en maximum, les boucles et les lignes se retrouvent à des latitudes et des longitudes très éparpillées. Cette étude 3D permet d'enlever l'hypothèse d'axisymétrie : on constate qu'elle est justifiée en minimum d'activité, car il y a peu de variations en longitude, que ce soit pour le champ magnétique ou les écoulements ; en revanche, en maximum d'activité, le système n'est clairement pas axisymétrique, que ce soit pour le champ magnétique avec une répartition inégale des boucles et des lignes de champ ouvertes, ou pour les écoulements avec une répartition inégale des streamers.

Le second modèle s'étend cette fois-ci jusqu'à 1 UA et permet donc de connaître la structure de la couronne et de son champ magnétique jusqu'à la Terre. La figure 5.9 montre à nouveau les résultats pour un minimum et un maximum d'activité, nous permettant de décrire les structures à grande échelle. Au minimum, on retrouve la structure dite de spirale de Parker, présentée en détails dans la section 2.1.3, avec l'enroulement des lignes de champ au fur et à mesure qu'on s'éloigne de l'étoile. On observe aussi l'effet de *magnetic towering* avec les lignes de champ qui forment un cône au niveau des pôles de l'étoile sous l'effet de la rotation (Ferreira, 2013). On peut calculer l'angle ψ formé par la déviation du champ magnétique par rapport à la vitesse grâce à l'équation (2.12), et on trouve entre 30 et 75 degrés, avec une moyenne à 41 degrés, sachant que les calculs donnent une estimation de 45 degrés à 1 UA. Au maximum, la structure magnétique est plus complexe avec une spirale de Parker beaucoup plus perturbée.

La figure 5.10 montre les coupes radiales de v_r , v_{ϕ} , B_r , B_{ϕ} , ρ et T en minimum et maximum d'activité dans le plan équatorial. On retrouve les comportements attendus déjà décrits dans la section 3.2.2.2 : v_r suit un logarithme croissant correspondant à l'accélération transsalfvénique du vent ; v_{ϕ} croît dans la zone de rotation près de l'étoile puis décroît en $1/r$; B_r décroît en $1/r^2$; B_{ϕ} décroît en $1/r$. Au maximum d'activité,

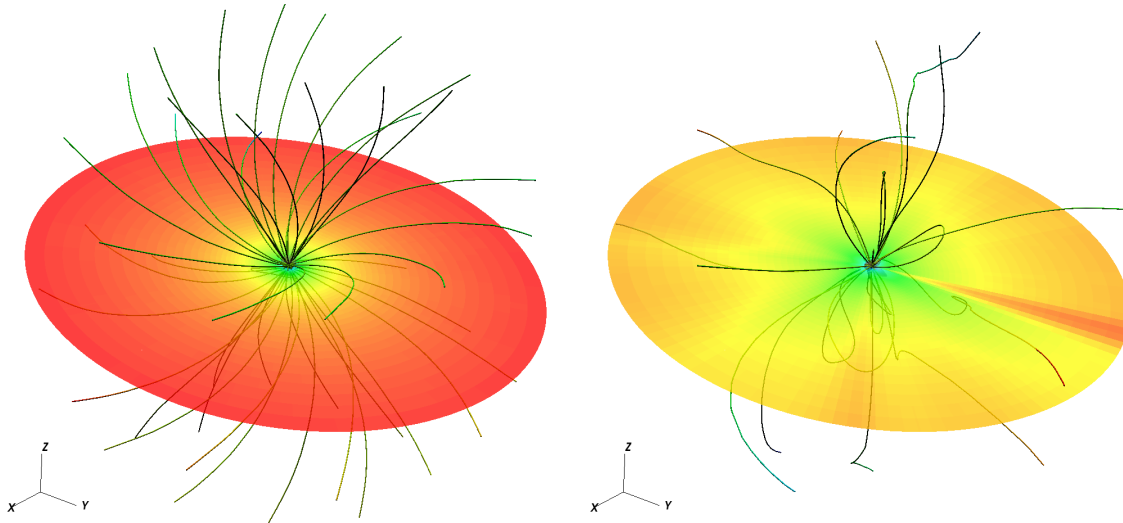


FIGURE 5.9: Visualisations 3D d'un minimum et d'un maximum d'activité solaire jusqu'à 1 UA. La norme de la vitesse est représentée en couleur dans le plan de l'écliptique. Les lignes de champ magnétique sont représentées par des tubes.

ces tendances sont un peu plus perturbées près de l'étoile, mais sont retrouvées au fur et à mesure qu'on s'en éloigne.

La figure 5.11 montre la distribution de la vitesse radiale à 1 UA dans le plan équatorial. À cause de notre modélisation de la couronne, nous ne pouvons pour l'instant reproduire que l'une des deux composantes du vent, ici la composante lente autour de 400 km/s. En minimum d'activité, la distribution de vitesses est peu étalée (seulement entre 447 et 453 km/s) mais avec une forme quasi-gaussienne avec un pic central à 449 km/s. En maximum, les valeurs sont plus étalées (entre 420 et 480 km/s) même si on a un pic central important à 450 km/s.

On notera que pour obtenir la visualisation des lignes de champ magnétiques en 3D, nous avons utilisé le logiciel Visit. Néanmoins, ce dernier ne peut travailler qu'avec des coordonnées cartésiennes, et les routines fournies pour le passage de coordonnées sphériques à cartésiennes ne fonctionnent qu'avec les quantités scalaires. Pour les quantités vectorielles, comme le champ magnétique ou le champ des vitesses, nous avons donc utilisé les formules de conversion suivantes depuis les coordonnées sphériques (r, θ, ϕ) vers les coordonnées cartésiennes (x, y, z) pour le vecteur \mathbf{A} :

$$A_x = \sin \theta \cos \phi A_r + \cos \theta \cos \phi A_\theta - \sin \phi A_\phi, \quad (5.1)$$

$$A_y = \sin \theta \sin \phi A_r + \cos \theta \sin \phi A_\theta + \cos \phi A_\phi, \quad (5.2)$$

$$A_z = \cos \theta A_r - \sin \theta A_\theta. \quad (5.3)$$

5.2.2 Performances numériques

Nous avons vu dans la section précédente que les deux modèles à 22 rayons solaires et 1 UA reproduisent les caractéristiques physiques attendues : au minimum d'activité, le vent est lent à l'équateur et rapide aux pôles, avec une surface d'Alfvén régulière et une spirale de Parker nettement visible ; au maximum d'activité, les vents lents et rapides sont mélangés, la surface d'Alfvén est plus rapprochée et plus irrégulière, et la spirale de Parker est plus irrégulière. Cependant ce n'est pas suffisant pour un modèle de météorologie de l'espace que d'être précis, il faut aussi être rapide pour répondre aux contraintes de la prévision en temps réel. Pour cela, nous

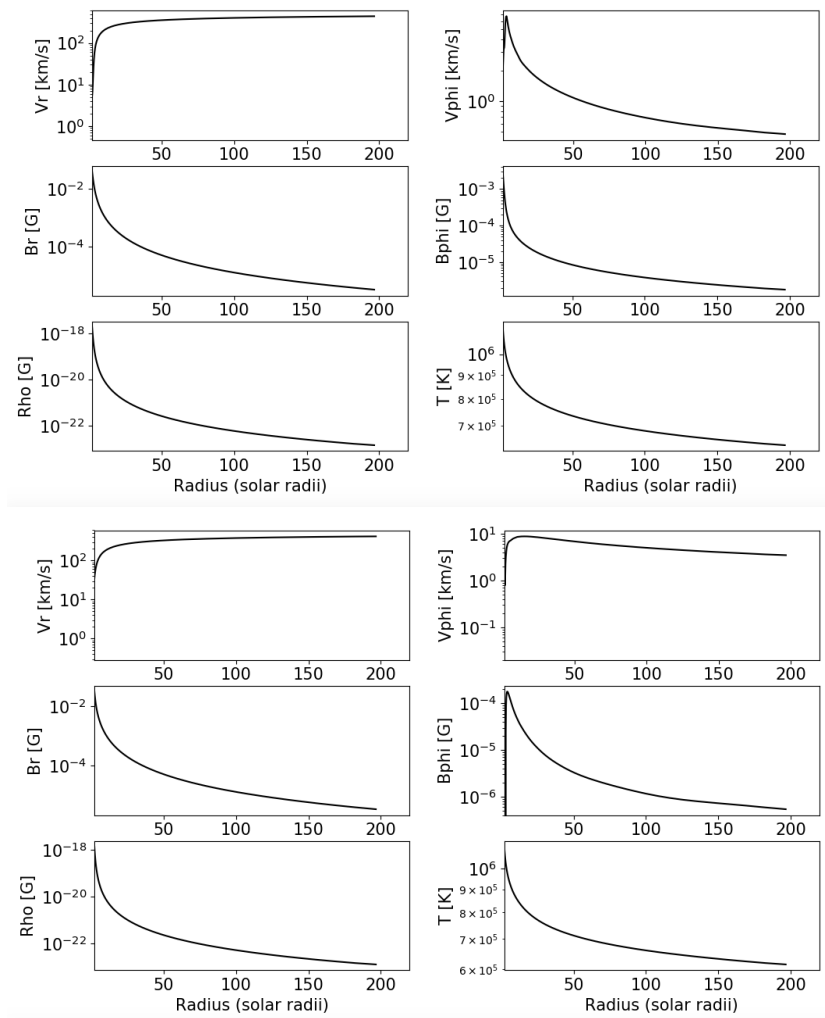


FIGURE 5.10: Coupes radiales des principales quantités physiques en minimum (en haut) et maximum (en bas) d'activité dans le plan équatorial à 1 UA. On présente la vitesse radiale v_r , la vitesse azimuthale v_ϕ , le champ magnétique radial B_r , le champ magnétique toroïdal B_ϕ , la densité ρ et la température T .

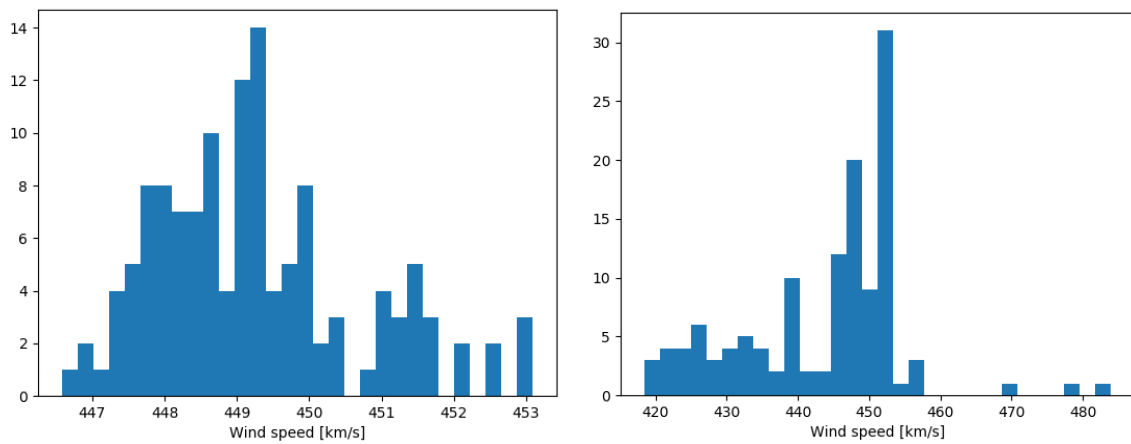


FIGURE 5.11: Distributions de la vitesse radiale à 1 UA dans le plan équatorial en minimum (à gauche) et maximum (à droite) d'activité.

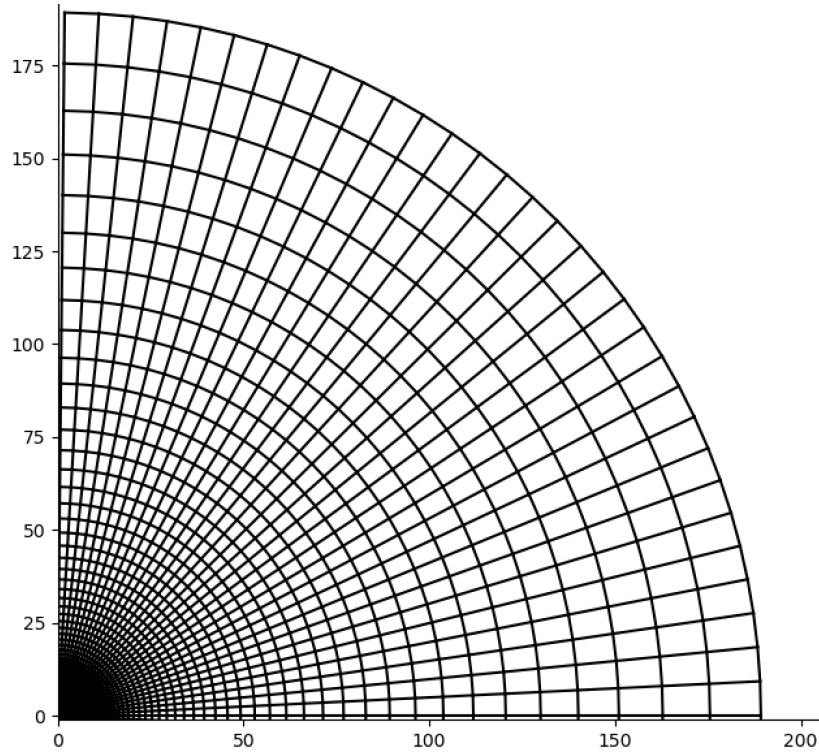


FIGURE 5.12: Illustration d'une grille sphérique irrégulière pour un domaine étendu. La grille sphérique permet de garder un meilleur ratio des cellules de calcul.

allons présenter dans cette section l'influence de la résolution numérique sur le temps de calcul ainsi que sur la précision de nos résultats.

Pour étalonner nos résultats, nous les comparons d'abord aux résultats obtenus dans Réville & Brun (2017) avec les mêmes cartes et le même code mais en utilisant les coordonnées cartésiennes sur une grille s'étendant jusqu'à 30 rayons solaires. Nous avons fait le choix de passer en coordonnées sphériques pour pouvoir étendre notre modèle jusqu'à 1 UA sans avoir à faire de lourds compromis sur la grille : en cartésien, même avec des grilles irrégulières, on a une densité de points trop élevée sur les bords du domaine par rapport à ce qui est nécessaire, ce qui entraîne un ralentissement considérable du temps de calcul ; une solution est de limiter le domaine, notamment en hauteur sur l'axe z , mais cela entraîne alors une déformation des cellules, qui deviennent plus rectangulaires que carrées, et ce qui peut entraîner des erreurs sur le schéma numérique. Une grille sphérique non régulière permet d'assurer un meilleur contrôle sur la précision numérique tout en étant moins coûteux en nombre de points dans le domaine de calcul (cf. figure 5.12).

La table 5.3 compare deux quantités intégrées que sont le rayon d'Alfvén et la perte de masse en minimum et en maximum d'activité en géométrie cartésienne et en géométrie sphérique. On observe un bon accord sur le rayon d'Alfvén, et une légère sous-estimation de la perte de masse, sans doute due à la non-utilisation de la condition de type Zanni-Ferreira présentée dans l'annexe C, trop coûteuse en 3D pour la prévision opérationnelle.

Géométrie	Minimum		Maximum	
	r_A	\dot{M}	r_A	\dot{M}
Cartésien	$6.0 R_\odot$	$3.1 \cdot 10^{-14} M_\odot/\text{yr}$	$5.4 R_\odot$	$2.8 \cdot 10^{-14} M_\odot/\text{yr}$
Sphérique	$5.9 R_\odot$	$2.02 \cdot 10^{-14} M_\odot/\text{yr}$	$5.0 R_\odot$	$1.9 \cdot 10^{-14} M_\odot/\text{yr}$

TABLE 5.3: Table de comparaison du rayon d'Alfvén et de la perte de masse en minimum et en maximum d'activité entre un modèle en géométrie cartésienne (Réville & Brun, 2017) et un modèle en géométrie sphérique.

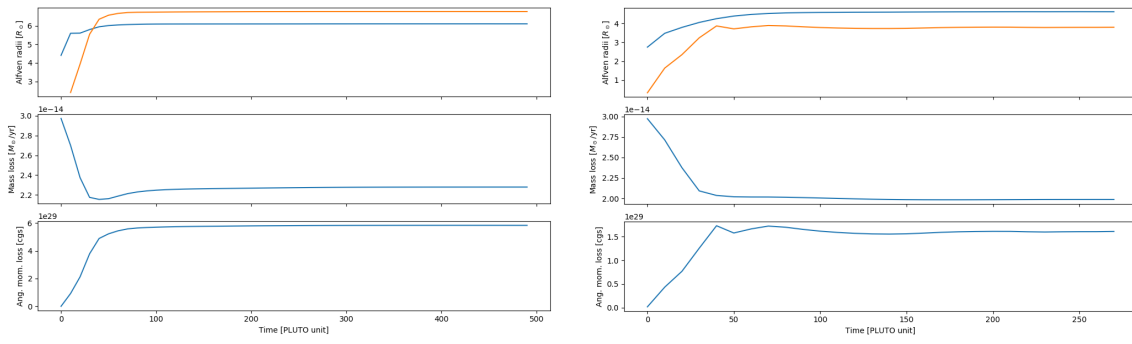


FIGURE 5.13: Évolution temporelle des quantités intégrées pour les simulations à $22 R_{\odot}$. À gauche on a le minimum d'activité et à droite le maximum d'activité. De haut en bas, on présente le rayon d'Alfvén en R_{\odot} (moyen en bleu, effectif en orange), la perte de masse en M_{\odot}/an et la perte de moment cinétique en cgs. On observe une stabilisation de toutes ces quantités à partir de 100 temps PLUTO, ce qui est un indicateur de la convergence de la simulation.

La table 5.4 présente les 4 résolutions que nous avons utilisées pour cette étude, de la plus grille la plus résolue à la moins résolue. Pour chacune est indiqué le nombre de points utilisé pour chaque coordonnée (r, θ, ϕ) . On notera par ailleurs qu'on utilise une grille irrégulière en r avec un Δr imposé à $1.0 \times 10^{-2} R_{\odot}$ à la surface de l'étoile. Les grilles en θ et en ϕ sont régulières, et on fait en sorte d'avoir toujours deux fois plus de points en ϕ qu'en θ . On a un facteur 8 en nombre de points entre les résolutions *res* et *lowres*, un facteur 3.6 entre les résolutions *lowres* et *verylowres* et un facteur 8 entre les résolutions *verylowres* et *superlowres*. On notera enfin que la résolution *res* compte déjà 3 fois moins de points que ce qui était utilisé dans l'étude cartésienne de Réville & Brun (2017), avec une grille comptant 448 points dans chaque direction entre -30 et $30 R_{\odot}$.

Résolution	Nombre de points par direction	Nombre total de points
res	$512 \times 172 \times 344$	30 294 016
lowres	$256 \times 86 \times 172$	3 786 752
verylowres	$128 \times 64 \times 128$	1 048 576
superlowres	$64 \times 32 \times 64$	131 072

TABLE 5.4: Table décrivant les différentes résolutions testées avec leur nom, nombre de points par direction en coordonnées sphériques (r, θ, ϕ) et le nombre total de points dans le domaine de calcul.

La table 5.5 donne les temps de calcul pour la convergence des simulations jusqu'à $22R_{\odot}$ pour les trois résolutions présentées. On considère qu'une simulation est convergée à partir de 100 temps de calcul PLUTO, car on a déjà stabilisation du rayon d'Alfvén et de la perte de masse (cf. figure 5.13) ; on vérifie par ailleurs que les surfaces magnéto-soniques lentes et rapides (cf. section 2.2.2.2) sont bien incluses dans le domaine de calcul pour éviter les effets de bord. Ces temps de calcul sont évidemment dépendants de la machine utilisée et du nombre de coeurs sur lesquels est effectuée la parallélisation, on précise que ces temps sont donnés pour un calcul sur 192 coeurs du super-calculateur du TGCC Joliot-Curie. On constate donc que pour un minimum d'activité, la résolution *verylowres* permet déjà de passer en dessous des 10 heures de calcul, ce qui est le type de fenêtre temporelle visé par la météorologie de l'espace. En revanche pour un maximum d'activité, il faut systématiquement un temps de calcul plus important car la configuration magnétique est plus complexe : en descendant à la résolution *superlowres*, on parvient à avoir un temps de convergence inférieur à 10 heures.

La table 5.6 présente les temps de calcul pour faire converger les simulations s'étendant jusqu'à 1 UA. Cette fois-ci la convergence est établie à partir de 500 temps PLUTO, car il faut plus de temps au transient initial créé par l'ajustement du vent à la configuration magnétique pour traverser le domaine de calcul. Ces temps sont donnés pour un calcul sur 4096 coeurs du super-calculateur de l'IDRIS Turing. En minimum d'activité, on arrive à un

Résolution	Minimum	Maximum
res	9.2 jours	23 jours
lowres	21 heures	2 jours
verylowres	6 heures	24 heures
superlowres	1h15 heures	3h30 heures

TABLE 5.5: Table résumant le temps de calcul nécessaire pour faire converger une simulation 3D jusqu'à $22R_{\odot}$ en minimum et maximum d'activité. Ces calculs ont été réalisés avec 192 coeurs sur le super-calculateur du TGCC Joliot-Curie.

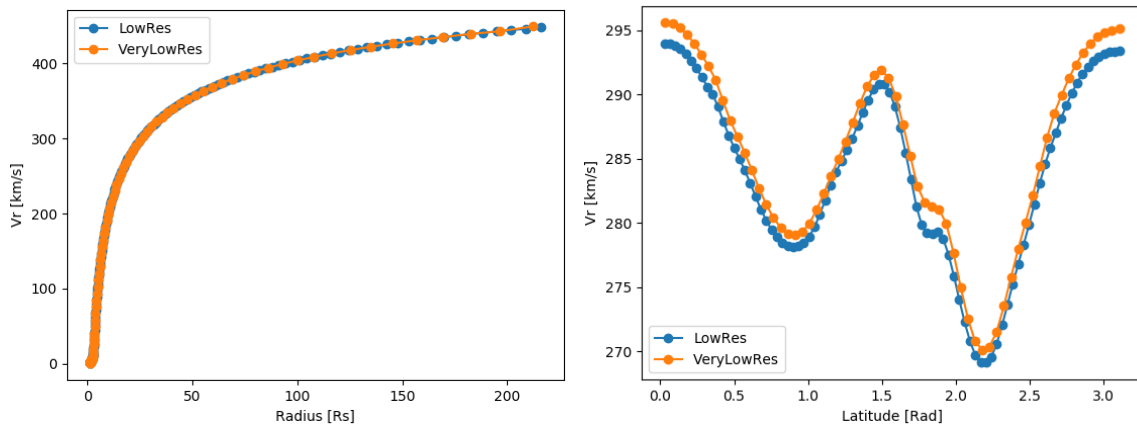


FIGURE 5.14: Comparaison de la vitesse radiale pour les deux résolutions du modèle à 1 AU. Le panneau de gauche montre une coupe radiale dans le plan équatorial. Le panneau de droite montre une coupe latitudinale à $22R_{\odot}$.

ordre de grandeur raisonnable avec 2 jours et demi de calcul ; en revanche en maximum, la résolution la plus faible permet à peine de passer en dessous de la semaine de calcul, il faudrait encore accélérer le calcul. Ces simulations présentent néanmoins moins d'intérêt opérationnel étant donné la présence à l'échelle européenne de codes comme EUHFORIA (Poedts & Pomoell, 2018).

Résolution	Minimum	Maximum
lowres	5 jours	13.8 jours
verylowres	2.5 jours	6.6 jours

TABLE 5.6: Table résumant le temps de calcul nécessaire pour faire converger une simulation 3D jusqu'à 1 UA en minimum et maximum d'activité. Ces calculs ont été réalisés avec 4096 coeurs sur le super-calculateur de l'IDRIS Turing.

On peut néanmoins se demander à quel point on perd en précision en diminuant la résolution, en particulier pour le modèle à 1 UA où le nombre de points peut sembler particulièrement faible. La table 5.7 compare alors plusieurs quantités physiques d'intérêt comme le rayon d'Alfvén, la perte de masse et la vitesse terminale du vent pour les résolutions les plus faibles. Ces résultats sont à comparer avec ceux obtenus dans la table 5.3 pour la seule géométrie sphérique. On constate alors que malgré la diminution du nombre de points, on a peu de variations sur ces quantités : on a une légère surestimation du rayon d'Alfvén en minimum de 4.5% et un écart pour la vitesse terminale du vent en maximum de 3%. On voit par ailleurs dans la figure 5.14 que les structures restent les mêmes : que ce soit la dépendance radiale de v_r dans le plan équatorial ou la dépendance latitudinale à $22 R_{\odot}$, la différence de résolution affecte peu les valeurs et les structures. Ceci vient du fait que l'essentiel de la physique du système est dictée par ce qui se passe dans la basse couronne, qui elle est toujours bien résolue grâce à l'utilisation d'une grille irrégulière en rayon.

Résolution	Minimum			Maximum		
	r_A	\dot{M}	$v_r(1AU)$	r_A	\dot{M}	$v_r(1AU)$
lowres	$6.2 R_\odot$	$2.19 \cdot 10^{-14} M_\odot/\text{yr}$	448 km/s	$4.9 R_\odot$	$1.91 \cdot 10^{-14} M_\odot/\text{yr}$	423 km/s
verylowres	$6.5 R_\odot$	$2.09 \cdot 10^{-14} M_\odot/\text{yr}$	448 km/s	$4.9 R_\odot$	$1.87 \cdot 10^{-14} M_\odot/\text{yr}$	437 km/s

TABLE 5.7: Table de comparaison du rayon d'Alfvén, de la perte de masse et de la vitesse terminale du vent entre deux résolutions.

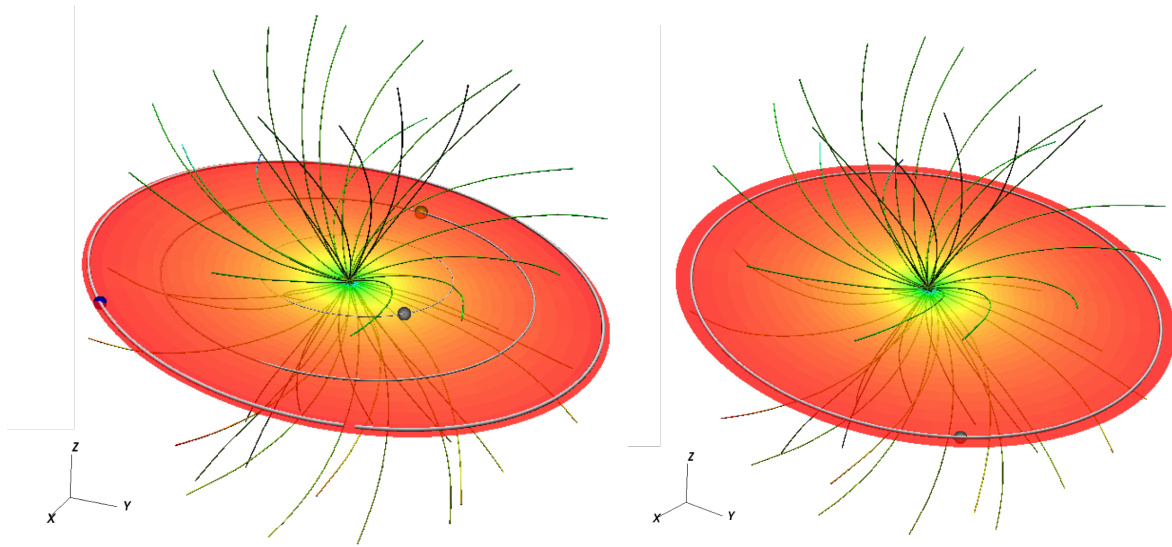


FIGURE 5.15: Visualisations 3D des orbites de planètes et de satellites dans nos simulations en post-processing. Le panneau de gauche montre les orbites de Mercure, Vénus et la Terre dans la simulation du minimum d'activité de 1995. Le panneau de droite montre l'orbite de STEREO A en 2008.

Il est donc possible d'augmenter fortement la rapidité de calcul des modèles 3D jusqu'à atteindre des ordres de grandeur utiles pour une prévision en temps réel, et ce sans perdre en précision sur la description de la physique du modèle.

5.2.3 Référentiels héliosphériques et outils de visualisation

Nous avons parlé des performances physiques et numériques de notre modèle, nous allons maintenant aborder l'aspect ergonomique. En effet, nous avons par ailleurs développé plusieurs outils de visualisation permettant une interface plus pratique avec nos simulations pour des utilisations rapides sur des cas spécifiques.

Pour cela, le premier axe auquel nous nous sommes intéressés consiste à ajouter des orbites de planètes et de satellites en post-processing dans nos simulations. Cela permet ainsi de visualiser pour une carte magnétique donnée non seulement la configuration de la couronne, mais de mettre celle-ci en contexte par rapport à notre système solaire. Comme notre modèle va jusqu'à 1 UA, on inclut les orbites de Mercure, Vénus et la Terre. Le résultat est visible sur le panneau de gauche de la figure 5.15 où les positions et orbites des planètes sont indiquées pour le minimum d'activité d'Octobre 1995. Pour cela, on utilise des kernels associés aux trajectoires des différentes planètes. La plupart des fichiers requis peuvent être trouvés sur le site de la NAIF (*Navigation and Ancillary Information Facility*) dans le cadre du système d'information standardisé SPICE (*Spacecrafts, Planets, Instruments, C_matrix and Events information*) mis au point par la NASA. Les orbites des planètes du système solaire figurent ainsi dans le fichier *de430.bsp* qui contient les positions correspondantes du 1er Janvier 1550 au 22 Janvier 2650. Pour ensuite utiliser correctement ces données, il convient de préciser encore deux choses : le système de temps et le système de coordonnées dans lesquels on se place. Le système de temps est indiqué

grâce au fichier *naif0012.tls* qui permet d'effectuer les transformations requises entre plusieurs systèmes de temps et qui prend en compte les secondes intercalaires. Une seconde intercalaire est un ajustement d'une seconde du temps universel coordonné (ou UTC) pour rester au plus proche du temps universel (UT1). Cette différence occasionnelle vient du fait que le temps UTC est établi à partir d'horloges atomiques très stables, tandis que le temps universel est lié à la rotation de la Terre et est donc variable à cause du ralentissement dû aux effets de marées. Depuis 1972, 27 secondes intercalaires ont été ajoutées, la plus récente datant du 31 décembre 2016. Nous avons choisi de travailler en UTC. Le système de coordonnées de référence dans lequel sont précisées de base les orbites est le système J2000 (Aoki *et al.*, 1983) : c'est un système basé sur l'orientation de la Terre le 1er Janvier 2000, dont l'origine est le centre de la Terre. L'orientation des différents objets dans ce système est décrite dans le fichier *pck00010.tpc*. Pour ensuite changer de système de coordonnées spatiales, il existe des fichiers de conversion comme le fichier *heliospheric.tf*, initialement créé pour la mission SOHO. Nous avons choisi de nous placer dans le référentiel HGI (*Heliographic Inertial*) : c'est un système dont l'origine est le centre du Soleil, l'axe Z est celui de la rotation solaire et est orienté vers le pôle nord, l'axe X est défini comme l'intersection entre le plan équatorial solaire et le plan de l'écliptique de J2000 (Fränz & Harper, 2002). Avec toutes ces informations, on peut alors créer un pipeline en *Python* qui permet de lire les informations dans les fichiers décrits ci-dessus et ensuite de les écrire dans des fichiers adaptés à la visualisation. Pour la visualisation des positions des planètes, nous avons utilisé le format *.3D* ; pour celle des orbites des planètes, nous avons utilisé le format *.lines*. Pour les satellites, le fonctionnement est similaire, à ceci près qu'il existe un ou plusieurs fichiers par mission spatiale. Dans le panneau de droite de la figure 5.15, on montre ainsi la trajectoire du satellite STEREO-A en 2008. La différence avec les satellites est qu'il faut en plus prendre en compte leur orientation propre et leur horloge à bord, ce qui est spécifié dans des fichiers propres à chaque mission.

Ce pipeline de visualisation permet ainsi de donner plus de contexte à nos études. Mais, comme indiqué dans la section 5.2.2, nos simulations peuvent prendre entre plusieurs heures et plusieurs jours pour converger, et comme il s'agit de post-processing, il faut donc attendre la fin de la simulation. Pour compléter cela, nous avons aussi développé une interface web pour obtenir une visualisation plus approximative mais beaucoup plus rapide de l'état de la couronne pour une configuration donnée. Pour cela, nous avons utilisé un module de la bibliothèque graphique de *Python* appelé *dash*, qui permet une interface entre le langage *Python* et le langage *html*. Nous avons ainsi pu construire la visualisation présentée dans la figure 5.16. Avec cette interface, il suffit de déposer dans le rectangle en pointillé prévu à cet effet une carte magnétique ; la carte est ensuite lue et affichée dans un tableau interactif indiquant le nom de la carte, et sur chaque ligne les degrés ℓ et m et les parties réelles et imaginaires des coefficients de décomposition sur les harmoniques sphériques associés (cf. Annexe A). Enfin, une fenêtre graphique est créée, affichant le champ magnétique radial de surface, reconstruit à partir de la carte, en échelle de couleurs. On trace aussi les lignes de champ magnétiques, estimées à l'aide d'une extrapolation PFSS (cf. Annexe B) où le rayon de surface source est optimisé pour reproduire au mieux le flux ouvert. On notera que cette extrapolation est moins précise que notre calcul MHD car elle ne prend pas en compte la rétroaction du vent, mais elle permet déjà d'avoir une bonne approximation de l'état de la couronne (cf. étude comparative dans Réville & Brun (2017)). Enfin, on peut estimer l'état du vent solaire à l'aide de calculs hydrodynamiques (Réville *et al.*, 2015a) et obtenir une approximation de la surface d'Alfvén, présentée ici uniquement dans le plan équatorial sous la forme d'une ligne rouge. Ce modèle présente l'avantage d'être rapide à calculer et d'être interactif. Pour la suite, il s'agirait de fusionner les deux modèles décrits en permettant à la visualisation web rapide d'incorporer les orbites de planètes et satellites en lisant les kernels.

Visualization for Space Weather

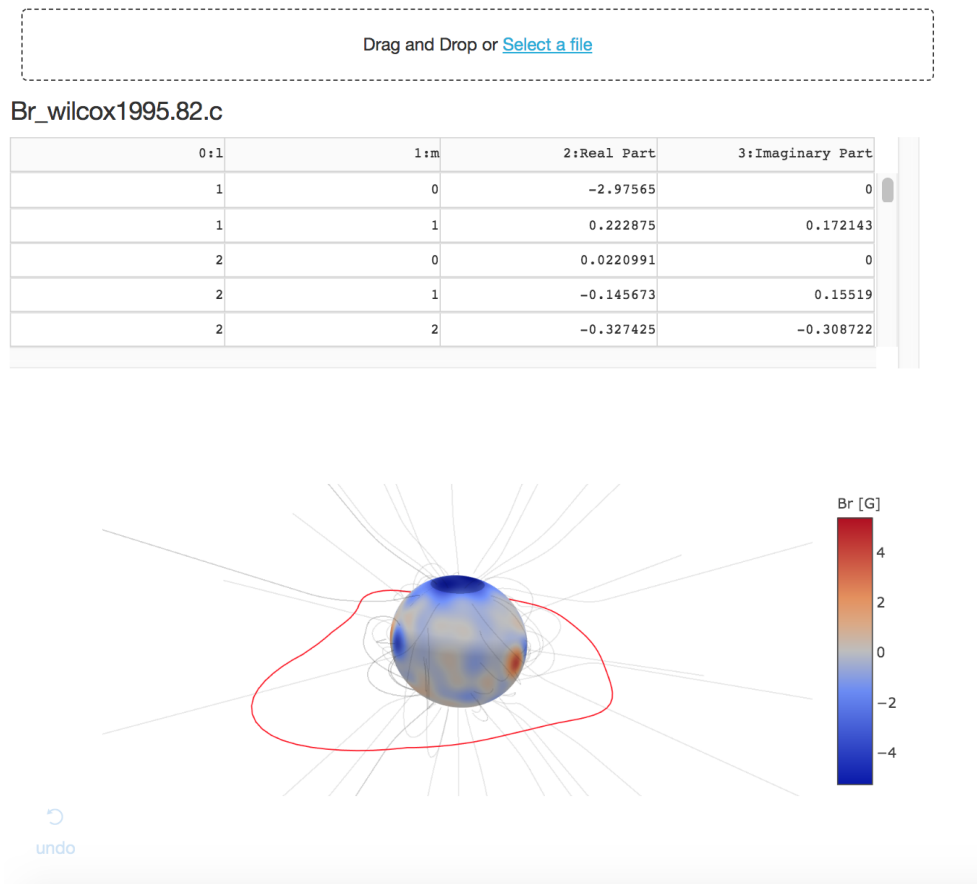


FIGURE 5.16: Interface web pour visualisation rapide des cartes 3D de champ magnétique et de la couronne correspondante. Le premier espace en haut permet de déposer un magnétogramme ou une carte ZDI du champ magnétique. On a ensuite un tableau retranscrivant la carte déposée, et enfin une interface graphique avec le champ radial à la surface de l'étoile en couleur, les lignes de champ magnétique en gris et le contour de la surface d'Alfvén dans le plan équatorial en rouge.

5.3 Météorologie de l'espace et rayons cosmiques

Notre modèle de vent à 1 UA est peut-être trop lent pour être opérationnel, il présente tout de même de nombreux intérêts pour des développements scientifiques. Nous allons ici en proposer une application physique autour des rayons cosmiques. Nous allons en donner une définition dans la section 5.3.1, puis indiquer leur variation avec le cycle solaire et donc les résultats que notre modèle pourrait reproduire dans la section 5.3.1.2. Nous allons ensuite présenter une synthèse des techniques de modélisation utilisées pour les rayons cosmiques dans la section 5.3.2, et enfin présenter la modélisation que nous avons choisie ainsi que les résultats qui en découlent dans la section 5.3.3.

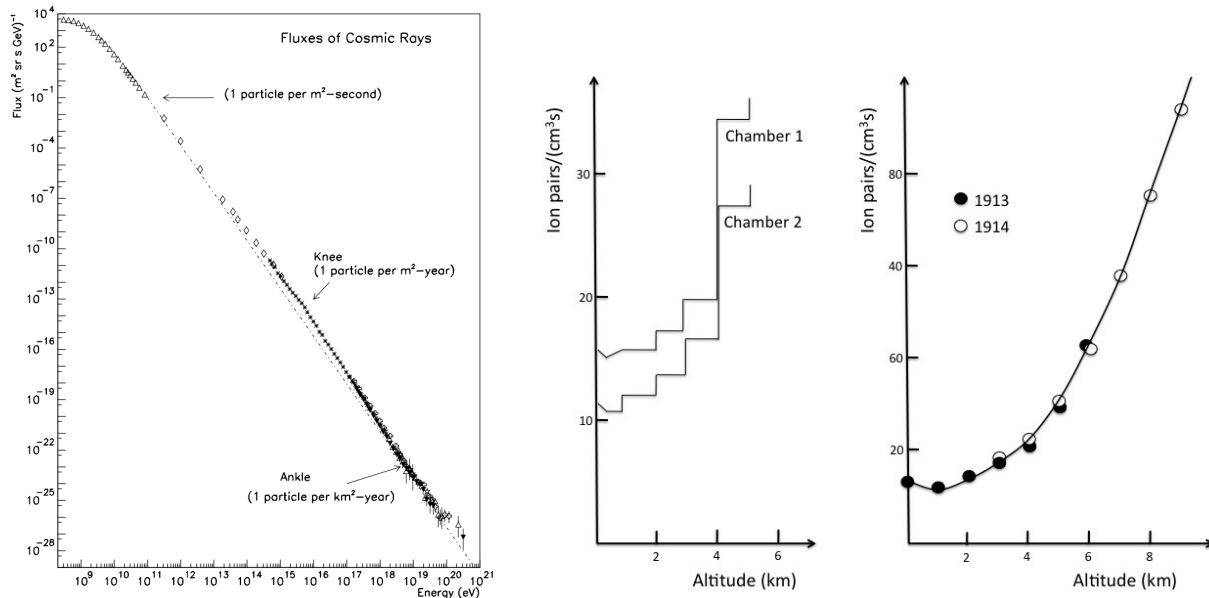


FIGURE 5.17: Distribution énergétique des rayons cosmiques (panneau de gauche) et influence sur l'atmosphère terrestre (panneau de droite) jusqu'à 5300 et 9300 m d'altitude. Crédits : Cronin *et al.* (1997), Swordy (2001) et Hess (1912), Kolhörster (1914), De Angelis & Pimenta (2018).

5.3.1 Les rayons cosmiques et le cycle solaire

5.3.1.1 Les différentes classes de rayons cosmiques

Les rayons cosmiques ont été observés pour la première fois de manière irréfutable en 1912 par Victor Hess à l'aide d'électromètres dans un ballon qui a atteint les 5300 mètres d'altitude (Hess, 1912). Hess a alors constaté que le taux d'ionisation augmentait fortement avec l'altitude (comme on peut le voir dans le panneau de droite de la figure 5.17), preuve de l'existence d'un rayonnement hautement énergétique provenant de l'espace et pénétrant dans l'atmosphère terrestre. Les rayons cosmiques sont d'abord étudiés avec des instruments sur ballon, puis dans les années 1950 à l'aide de moniteurs à neutrons placés tout autour du globe (Simpson, 2000). Sur le panneau de gauche de la figure 5.17, on peut voir la distribution du flux de rayons cosmiques en fonction de leur énergie : il est distribué selon une loi de puissance allant de 10² MeV à 10¹¹ GeV pour les événements les plus violents mesurés. Les rayons cosmiques sont constitués d'une grande variété de particules, principalement des protons et des électrons, mais aussi des noyaux plus lourds, des positrons, des antiprotons, des photons, des leptons, des hadrons, des muons et des pions.

On a alors pu distinguer différents types de rayons cosmiques en fonction de leur énergie et du phénomène physique qui les a créés. La figure 5.18 résume les différentes classes de rayons cosmiques du système solaire :

- Les particules énergétiques solaires (SEPs) : déjà présentées dans la section 5.1.1.2, il s'agit des particules émises par le Soleil lors d'événements violents comme les éruptions solaires ou les éjections de masse coronales. Elles correspondent à la partie basse énergie de la distribution des rayons cosmiques sur le panneau de gauche de la figure 5.17.
- Les électrons joviens : Jupiter est une source continue de particules avec une énergie allant jusqu'à 30 MeV, mise en évidence par la sonde Pioneer 10 (Teegarden *et al.*, 1974).
- Les particules accélérées par les ondes de choc interplanétaires : la propagation des éjections de masse coronales dans le milieu interplanétaire peut créer des ondes de choc qui peuvent accélérer les protons jusqu'à 60 MeV et les électrons jusqu'à 50 KeV avec un effet de masse clair (Cane & Lario, 2006).

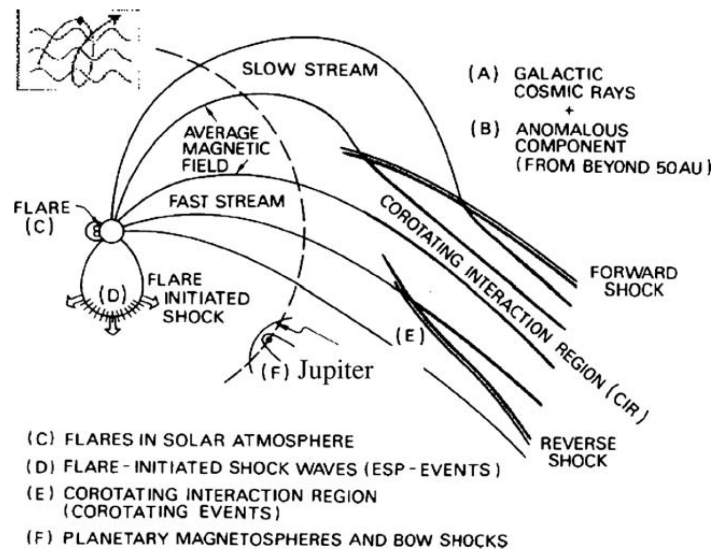


FIGURE 5.18: Schéma illustrant les différentes classes de rayons cosmiques dans le système solaire en fonction de leur région d'origine. Crédits : [Kunow et al. \(1991\)](#).

Inversement on peut utiliser les propriétés des particules pour obtenir des informations sur la structure magnétique de l'éjection ([Richardson, 1997](#)).

- Les particules accélérées par les régions de co-rotation (CIRs) : les CIRs ont été décrites dans la section [2.1.3](#) comme des zones d'interaction entre vent lent et vent rapide ; si la différence de vitesse est suffisamment grande, un choc peut se former et accélérer les particules. Le choc est dit avant si le vent rapide pénètre dans le vent lent, et renversé si l'inverse se produit. Les chocs avant sont peu efficaces pour accélérer les particules (seulement 50 KeV pour les électrons et quasiment pas d'effet sur les autres particules), tandis que les chocs renversés peuvent générer des particules allant jusqu'au GeV ([Heber et al., 1999](#); [Richardson, 2004](#)).
- Les rayons cosmiques anormaux : particulièrement visibles entre 10 et 50 MeV, les rayons cosmiques anormaux ont une distribution d'énergie positive en fonction de l'énergie au lieu de négative ; on suppose qu'il s'agit de particules venues d'en dehors du système solaire qui sont accélérées par le vent solaire ([Garcia-Munoz et al., 1973](#); [Pesses et al., 1981](#); [Fichtner, 2001](#)).
- Les rayons cosmiques galactiques : les rayons cosmiques dont l'énergie est supérieure au GeV sont des particules qui ne proviennent pas de notre système solaire, mais des événements violents de notre galaxie.
- Les rayons cosmiques intergalactiques : les particules les plus énergétiques mesurées ne proviennent pas de notre galaxie, mais probablement de sursauts gammas ou de supernovae extragalactiques.

Pour plus de détails, voir [Reames \(1999\)](#) et [Heber & Potgieter \(2006\)](#). On notera qu'on a ici classé les particules en fonction de leur énergie en électronvolt (eV), mais une autre quantité intéressante pour classer les rayons cosmiques est ce qu'on appelle la rigidité P de la particule, définie comme :

$$P = \frac{mvc}{Ze}, \quad (5.4)$$

où m est la masse de la particule, v la norme de sa vitesse, c la vitesse de la lumière et Ze sa charge en fonction de son degré d'ionisation Z et de la charge d'un électron e . Il s'agit donc du ratio de son énergie cinétique sur son énergie électrique, ce qui permet de quantifier sa capacité à traverser des champs magnétiques. Par exemple, pour qu'une particule soit détectée au sol sur Terre, elle doit avoir une énergie suffisante pour produire assez

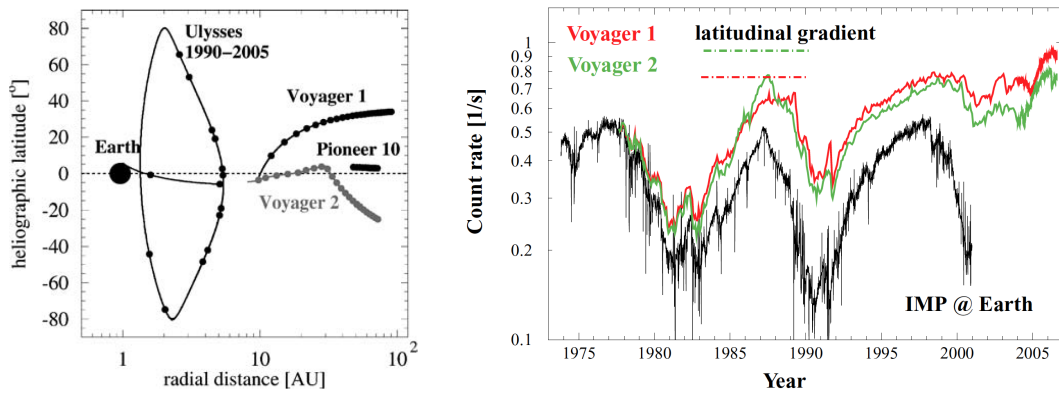


FIGURE 5.19: Comparaison du taux de rayonnement cosmique mesuré sur Terre et dans l'espace. Le panneau de gauche illustre la trajectoire des différents satellites utilisés pour mesurer les rayons cosmiques, comme Pioneer 10, Voyager 1 et 2 et Ulysses. Le panneau de droite montre l'évolution entre 1973 et 2001 du taux de rayonnement cosmique mesuré sur Terre (en noir) et par Voyager 1 (en rouge) et 2 (en vert). On notera que ne sont comptés ici que les protons avec une énergie supérieure à 70 MeV et qu'on réalise une moyenne de 27 jours pour éliminer les pics ponctuels dus aux événements éruptifs. Crédits : Heber & Potgieter (2006).

de particules secondaires par réaction en chaîne dans l'atmosphère, ce qui implique une rigidité au moins égale à 15 GV à l'équateur, mais quasi-nulle au niveau des pôles (Masson, 2010).

Nous n'allons pas évoquer ici les mécanismes d'accélération des rayons cosmiques, qui sont nombreux et dépendent des différentes catégories citées ci-dessus. Nous allons juste finir cette section en indiquant brièvement les conséquences des rayons cosmiques sur l'environnement terrestre. Les rayons cosmiques interagissent en effet avec les particules de l'atmosphère, principalement en ionisant l'azote et l'oxygène, ce qui déclenche un certain nombre de réactions qui sont responsables de la production d'isotopes instables. Ce sont notamment les rayons cosmiques qui maintiennent le taux de carbone 14 constant dans l'atmosphère depuis près de 100 000 ans, permettant la datation de matériel archéologique (Trumbore, 2000). Par ailleurs les rayons cosmiques contribuent à hauteur de 13% aux radiations naturelles auxquelles est exposé un être humain sur Terre (Charles, 2001). Il a même été avancé par certains auteurs que par le passé, des augmentations temporaires du taux de rayonnement cosmique dues à des explosions de supernovae aient provoqué des extinctions de masse sur Terre (Melott & Thomas, 2009; Melott *et al.*, 2018).

5.3.1.2 Influence du cycle solaire

La description du vent solaire proposée par Parker en 1958 intrigue et très vite la communauté s'intéresse à l'influence du vent solaire, mais aussi du cycle solaire sur la propagation des rayons cosmiques. Le panneau de droite de la figure 5.19 illustre l'évolution temporelle entre 1973 et 2001 du taux de rayons cosmiques reçu sur Terre avec la courbe noire. Ces données proviennent de l'instrument GME sur le satellite IMP-8 de la NASA au niveau de l'environnement spatial de la Terre. L'axe des ordonnées correspond au nombre de protons dont l'énergie est supérieure à 70 MeV qui est mesuré par seconde par l'instrument. On constate alors qu'il y a une modulation en temps d'environ 11 ans, ce qui correspond à la demi-période de la dynamo solaire (Snyder *et al.*, 1963). En comparant avec la figure 1.10, on constate qu'il y a anti-corrélation entre le compte des protons et le nombre de taches solaires. Ceci s'explique par le fait qu'on regarde ici les rayons cosmiques d'origine galactique : plus l'activité magnétique solaire est intense, plus les rayons cosmiques issus d'en dehors du système solaire sont déviés par l'héliosphère et peinent à parvenir jusqu'à la Terre ; à l'inverse, en minimum d'activité solaire, la Terre est moins protégée par le champ magnétique solaire et voit le rayonnement cosmique augmenter. En regardant les différentes populations de particules, on a même la preuve d'une corrélation avec

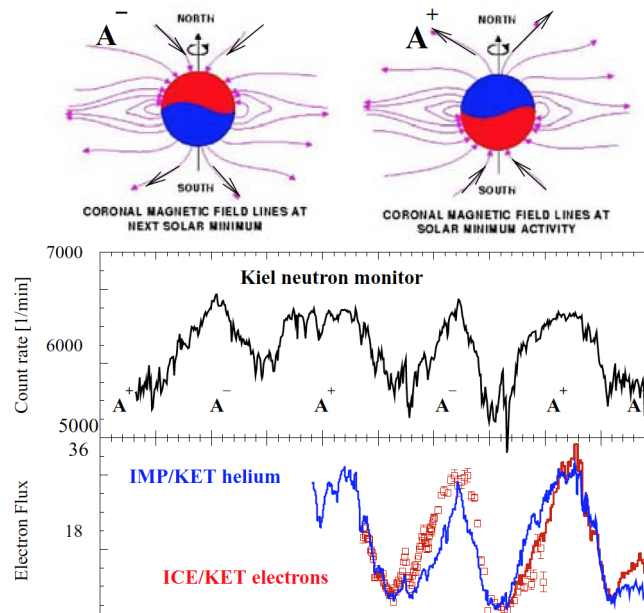


FIGURE 5.20: Modulation des rayons cosmiques positifs et négatifs en fonction du cycle de 22 ans. Un schéma présente d'abord la différence entre la configuration dite A- (pôle nord négatif avec lignes de champ entrantes) et A+ (pôle nord positif avec lignes de champ sortantes). On a ensuite l'évolution du nombre de neutrons sur Terre par le détecteur de Kiel. Enfin on a la variation du flux de protons et d'électrons mesurés par IMP, ICE et Ulysses. On remarque une corrélation entre le flux de particules et les cycles magnétiques, et plus particulièrement entre les électrons et les cycles A-, et les protons et les cycles A+. Crédits : [Heber & Potgieter \(2006\)](#).

le cycle de Hale de 22 ans, comme on peut le voir sur la figure 5.20 : si on note A- la configuration magnétique où le pôle nord est négatif (donc avec des lignes de champ entrantes) et A+ la configuration où le pôle nord est positif, on constate que les pics de particules positives sont plus plats en A+ et plus piqués en A- ; les particules négatives ont la tendance opposée, indiquant une corrélation avec le cycle de 22 ans.

Les données des sondes Voyager 1 (en rouge) et 2 (en vert) nous donnent des informations sur la variation de la distribution des rayons cosmiques en rayon et en latitude ; le panneau de gauche de la figure 5.19 montre un schéma des trajectoires de ces sondes pour remettre les données en contexte. On constate que le taux de rayons cosmiques est plus élevé quand on s'éloigne du Soleil, là encore à cause de l'influence décroissante du champ magnétique. Au fur et à mesure de l'éloignement des sondes Voyager, la variation temporelle s'estompe, jusqu'au franchissement du choc terminal de l'héliosphère dans les années 2000 vers 90 AU ([McDonald et al., 2003](#); [Krimigis et al., 2003](#)). En latitude, il est plus difficile de comparer car les deux sondes n'ont pas été lancées en même temps, mais entre 1985 et 1987, on constate que Voyager 2 compte plus de protons alors qu'elle est moins loin et plus proche de l'écliptique que Voyager 1. Ceci a été interprété comme la présence d'un gradient négatif en latitude, ce qui signifie que plus on sort du plan de l'écliptique, moins on mesure de rayons cosmiques ([Cummings et al., 1987](#)).

Mais la mission Voyager ne s'est écartée que d'une trentaine de degrés du plan de l'écliptique, c'est la mission Ulysses qui a vraiment permis de quantifier la distribution de rayons cosmiques au niveau des pôles (voir panneau de gauche de la figure 5.19). Les principaux résultats de la mission sont illustrés dans la figure 5.21. Ils ont été assez différents de ce qui était attendu, révélant un gradient latitudinal nul pour les électrons et faible pour les protons en minimum d'activité. On peut aussi remarquer sur le panneau de gauche de la figure 5.21 que la distribution des rayons cosmiques possède une asymétrie nord-sud, comme de nombreuses quantités solaires (cf. section 3.3.2). En maximum d'activité, tous les gradients sont quasi-nuls, tendant vers une distribution à

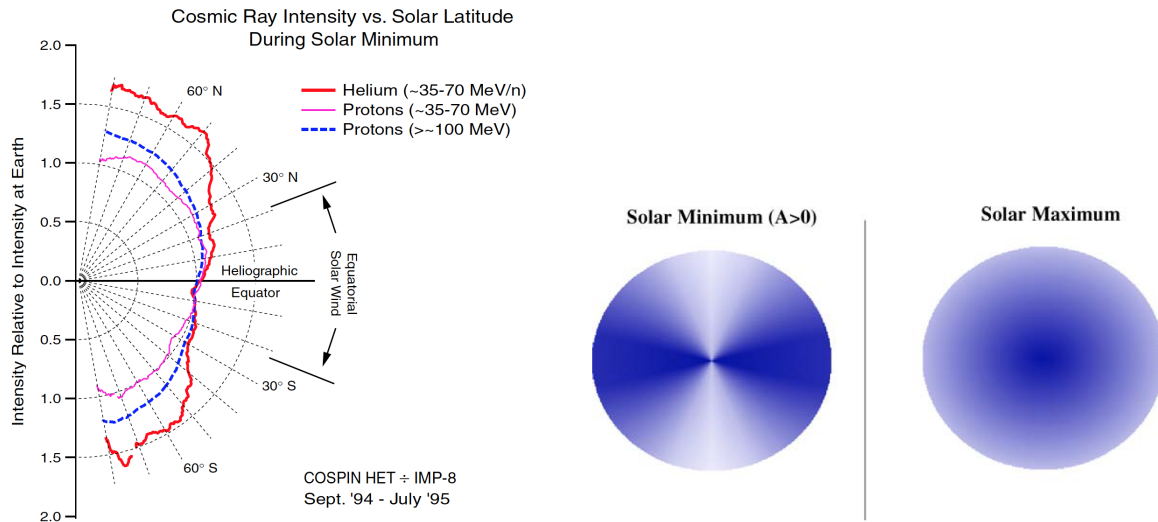


FIGURE 5.21: Coupes méridiennes de la distribution des rayons cosmiques en minimum et maximum d'activité. Le panneau de gauche montre des coupes de l'intensité des particules d'hélium entre 35 et 70 MeV (en rouge), des protons entre 35 et 70 MeV (en rose) et des protons au-dessus de 100 MeV (en bleu). Le panneau de droite montre la distribution des protons d'énergie supérieures à 2 GeV dans une sphère à 2 UA en minimum et maximum d'activité. Crédits : McKibben (1998), Belov *et al.* (2003), Heber & Potgieter (2006).

symétrie sphérique. Enfin il a été remarqué que la propagation des particules dépend de la direction du champ magnétique ambiant. Pour plus de détails, voir Heber & Potgieter (2006).

5.3.2 État de l'art en modélisation des rayons cosmiques

Il existe différentes approches pour modéliser la propagation des rayons cosmiques, nous allons ici présenter celle qui repose sur la statistique. Au lieu de s'intéresser à chaque particule et à son trajet spécifique, nous allons définir une densité de rayons cosmiques $U(x, E, t)$ qui dépend de x qui représente les coordonnées spatiales, de E qui représente l'intervalle d'énergie considéré, et de t qui représente le temps. La propagation des rayons cosmiques dans l'héliosphère est alors décrite par une équation de Fokker-Planck, décrite pour la première fois par Parker (1965) :

$$\frac{\partial U}{\partial t} = \nabla \kappa \nabla U - \nabla(vU) - v_D \nabla U + \frac{1}{3} \nabla \cdot \nabla \frac{\partial}{\partial T} (\alpha T U), \quad (5.5)$$

où κ est le tenseur de diffusion, v est la vitesse du vent solaire, v_D est la vitesse effective de dérive magnétique, T est l'énergie cinétique et $\alpha(E) = (E + 2E_0)/(E + E_0)$ avec E_0 l'énergie de la particule au repos. Il arrive aussi qu'on parle de libre parcours moyen λ plutôt que de tenseur diffusif, les deux sont reliés par la relation suivante :

$$\kappa = \frac{1}{3} \lambda v. \quad (5.6)$$

Nous allons maintenant passer en revue les différents termes de l'équation (5.5) pour en donner une interprétation physique (Beer *et al.*, 2012) :

- Le premier terme est le terme diffusif : il décrit la diffusion des rayons cosmiques à cause des irrégularités du champ magnétique figées dans le vent solaire. Nous reviendrons plus en détails sur le calcul du tenseur κ plus loin dans cette section, pour l'instant nous précisons seulement que ce terme dépend de la direction et l'amplitude du champ magnétique, mais aussi de l'énergie de la particule.
- Le deuxième terme est le terme advectif : il décrit l'interaction des rayons cosmiques avec le vent solaire, en particulier comment le vent solaire les repousse en dehors du système solaire.

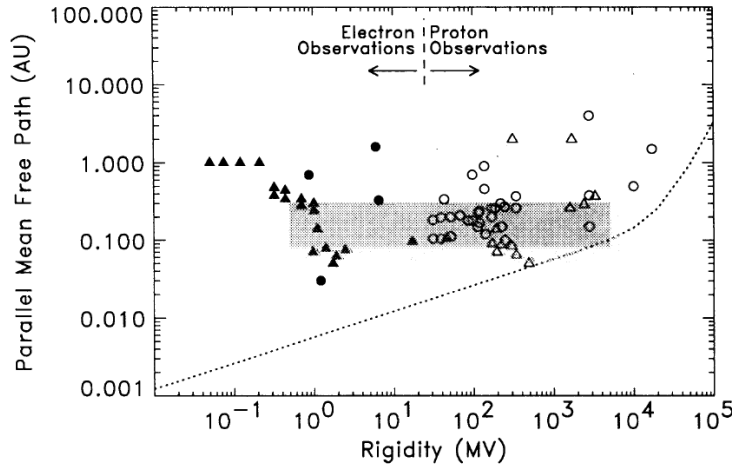


FIGURE 5.22: Libre parcours moyen des rayons cosmiques en fonction de la rigidité à 1 UA dans le plan équatorial. Le rectangle grisé correspond au consensus énergétique de Palmer (Palmer, 1982). Les points noirs correspondent aux électrons, les points blancs aux protons. Les cercles et les triangles correspondent aux valeurs et aux limites basses associées. La ligne en pointillé correspond à la prévision de la théorie quasi-linéaire en géométrie *slab* uniquement (Jokipii, 1966). Crédits : Bieber *et al.* (1994).

- Le troisième terme est le terme de dérive : il décrit les effets de dérive causés par les gradients et les courbures du champ magnétique héliosphérique. Ce terme est surtout responsable des effets de modulation sur le cycle de 22 ans de Hale.
- Le quatrième terme est le terme de décélération : il décrit la décélération adiabatique subite par les rayons cosmiques tandis qu'ils spiralent vers le Soleil envers un champ magnétique croissant.

Étant donné qu'avec nos simulations, nous avons directement accès au champ magnétique et au champ des vitesses, le seul terme à modéliser est le tenseur diffusif κ . Il existe de très nombreuses approximations reposant sur de nombreuses hypothèses pour l'estimer, notre but n'est pas ici d'en faire une liste exhaustive, mais de présenter uniquement les développements les plus récents. Comme expliqué ci-dessus, les résultats d'Ulysses ont démontré que les rayons cosmiques se propageaient différemment en fonction de l'orientation du champ magnétique, c'est pourquoi on réalise la décomposition suivante en fonction des directions parallèle et perpendiculaire au champ (Jokipii & Parker, 1970) :

$$\kappa_{ij} = \kappa_{\perp} \delta_{ij} + \frac{B_i B_j}{B^2} (\kappa_{\parallel} - \kappa_{\perp}) + \epsilon_{ijk} \kappa_A \frac{B_k}{B}, \quad (5.7)$$

avec δ_{ij} le symbole de Kronecker, ϵ_{ijk} le tenseur de Levi-Civita. Sous forme matricielle, on obtient alors le tenseur suivant en coordonnées sphériques :

$$\begin{bmatrix} \kappa_{rr} & \kappa_{r\theta} & \kappa_{r\phi} \\ \kappa_{\theta r} & \kappa_{\theta\theta} & \kappa_{\theta\phi} \\ \kappa_{\phi r} & \kappa_{\phi\theta} & \kappa_{\phi\phi} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \kappa_{\parallel} \cos^2 \theta \psi + \kappa_{\perp r} \sin^2 \psi & -\kappa_A \sin \psi & (\kappa_{\perp r} - \kappa_{\parallel}) \cos \psi \sin \psi \\ \kappa_A \sin \psi & \kappa_{\perp \theta} & \kappa_A \cos \psi \\ (\kappa_{\perp r} - \kappa_{\parallel}) \cos \psi \sin \psi & -\kappa_A \cos \psi & \kappa_{\parallel} \sin^2 \theta \psi + \kappa_{\perp r} \cos^2 \psi \end{bmatrix}, \quad (5.8)$$

où ψ est l'angle entre le champ magnétique et le champ des vitesses, déjà introduit dans la section 2.1.3. Nous allons dans ce travail négliger le coefficient κ_A qui n'intervient que pour des particules très énergétiques et des forts gradients du champ magnétique. À partir de maintenant nous allons aussi raisonner en libre parcours moyen avec les quantités λ_{\perp} et λ_{\parallel} .

Les différentes approches pour sa modélisation reposent sur la théorie quasi-linéaire (Jokipii, 1966), sur la théorie WKB des ondes d'Alfvén (Völk *et al.*, 1974), sur la théorie de la turbulence (Bieber *et al.*, 1994) ou sur la théorie de l'interaction onde-particule (Dröge, 2000). Pour pouvoir valider ces différentes approches, la

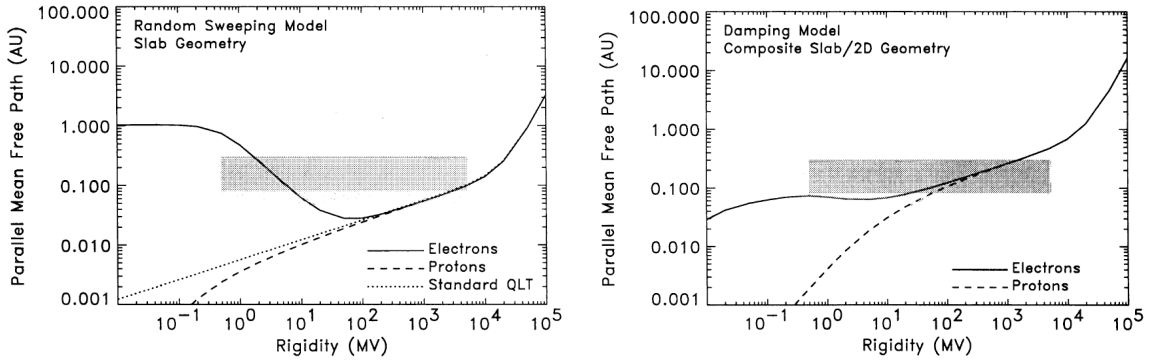


FIGURE 5.23: Comparaison du libre parcours moyen avec géométrie *slab* (à gauche) et un composé de géométrie *slab* et 2D (à droite). Les protons sont représentés en pointillés, les électrons en ligne pleine. La ligne en points correspond à la prévision standard du modèle quasi-linéaire (Jokipii, 1966). Crédits : Bieber *et al.* (1994).

référence est ce qu'on appelle le consensus énergétique de Palmer (Palmer, 1982) : il s'agit d'une fenêtre de valeurs pour λ_{\parallel} dérivée à partir d'un grand nombre d'observations de rayons cosmiques ; λ_{\parallel} à 1 UA est donc compris entre 0.08 et 0.3 UA pour des rigidités allant de 5×10^{-4} à 5 GV. Pour une illustration plus récente de ce consensus énergétique, voir la figure 5.22. L'équivalent a aussi été proposé par Palmer pour la partie perpendiculaire du tenseur diffusif avec les relations suivantes :

$$\frac{\kappa_{\perp r}}{\beta} = 10^{21} \text{ cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}, \quad \frac{\kappa_{\perp r}}{\kappa_{\parallel}} < 0.1, \quad (5.9)$$

où $\beta = v/c$ est la vitesse de la particule normalisée par la vitesse de la lumière. Les observations montrent cependant que cette relation n'est pas toujours vraie, en particulier lors d'événements à particules énergétiques où $\kappa_{\perp r} \sim \kappa_{\parallel}$ (Dwyer *et al.*, 1997; Zhang *et al.*, 2003).

Pour pouvoir mieux comprendre les formulations qui vont suivre, nous allons juste introduire quelques notions théoriques de turbulence dynamique. Dans ce cadre, la plupart des calculs sont réalisés dans ce qu'on appelle la géométrie *slab* (qu'on pourrait traduire grossièrement par géométrie en plaque) : il s'agit d'un modèle où les fluctuations magnétiques sont polarisées perpendiculairement au champ magnétique, et donc où les vecteurs d'ondes associés sont parallèles au champ magnétique. Il s'oppose traditionnellement au modèle 2D de turbulence, où les fluctuations et les vecteurs d'ondes sont tous les deux perpendiculaires au champ magnétique. Mais, comme on peut le voir sur la figure 5.23, travailler en pure géométrie *slab* ne permet pas de retrouver des valeurs correspondantes au consensus de Palmer ; pour cela, il vaut mieux utiliser un composite des deux géométries, avec 20% de géométrie *slab* et 80% de géométrie 2D. Ceci est en accord avec les observations du vent solaire qui suggèrent la présence d'une forte composante 2D de la turbulence (Matthaeus *et al.*, 1990). Pour plus de détails, voir Bieber *et al.* (1994). À partir de maintenant, les quantités liées à la géométrie *slab* seront dénotées avec un indice *s* et celles liées à la géométrie 2D seront dénotées avec un indice 2.

Une bonne approximation pour le libre parcours moyen parallèle, pour des rigidités comprises entre 10 MV et 10 GV, est donnée par Zank *et al.* (1998) :

$$\lambda_{\parallel} = 6.2742 \frac{B^{5/3}}{\langle b_s^2 \rangle} \left(\frac{P}{c} \right)^{1/3} \lambda_s^{2/3} \left[1 + \frac{7A/9}{(1/3 + q)(q + 7/3)} \right], \quad (5.10)$$

avec B la norme du champ magnétique, $\langle b_s^2 \rangle$ la variance de la fluctuation magnétique *slab*, $P = \tilde{p}c/Ze$ la rigidité de la particule (\tilde{p} étant le moment d'inertie, Ze la charge de la particule), c la vitesse de la lumière, λ_s

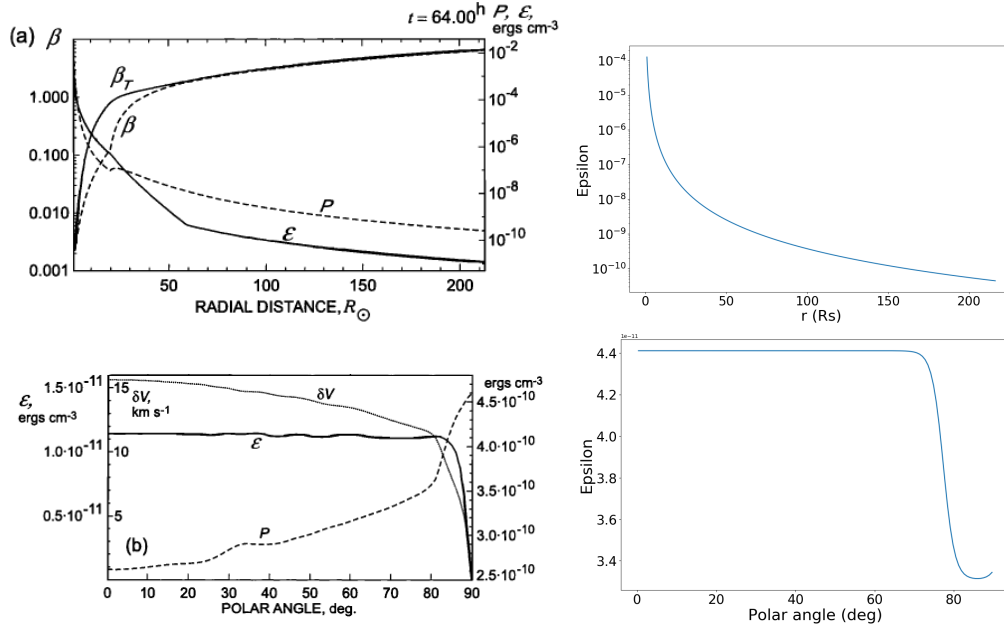


FIGURE 5.24: Comparaison des profils radial et latitudinal de la densité d'énergie des ondes d'Alfvén ϵ entre le modèle de [Usmanov et al. \(2000\)](#) et notre fit. Les profils radiaux sont en haut, les profils latitudinaux en bas. Les profils de [Usmanov et al. \(2000\)](#) sont à gauche et les nôtres à droite.

la longueur de corrélation pour la turbulence *slab*, et :

$$A = (1 + s^2)^{5/6} - 1, \quad (5.11)$$

$$q = \frac{5s^2/3}{1 + s^2 - (1 + s^2)^{1/6}}, \quad (5.12)$$

et :

$$s = 0.746834 \frac{R_L}{\lambda_s}, \quad (5.13)$$

avec $R_L = P/Bc$ le rayon de Larmor de la particule. Pour ces rigidités, on retrouve des valeurs compatibles avec le consensus de Palmer. On notera qu'il faut faire attention aux unités dans cette formulation : comme expliqué dans [Bieber et al. \(1995\)](#), le champ magnétique B est en nT, les perturbations magnétiques $\langle b_s^2 \rangle$ en nT^2 , la rigidité P en V, la vitesse de la lumière c en m/s, la longueur de corrélation λ_s en m, et le libre parcours moyen obtenu à la fin est en km.

5.3.3 Les rayons cosmiques dans nos simulations

5.3.3.1 Validation du modèle

Modélisation de la turbulence

Comme notre modèle de vent ne possède pas encore d'équation permettant de faire évoluer les quantités liées à la turbulence que sont $\langle b_s^2 \rangle$ et λ_s (voir les perspectives dans le chapitre 7 car un travail dans ce sens est en cours), nous devons utiliser une modélisation de ces quantités, que nous allons décrire ci-dessous.

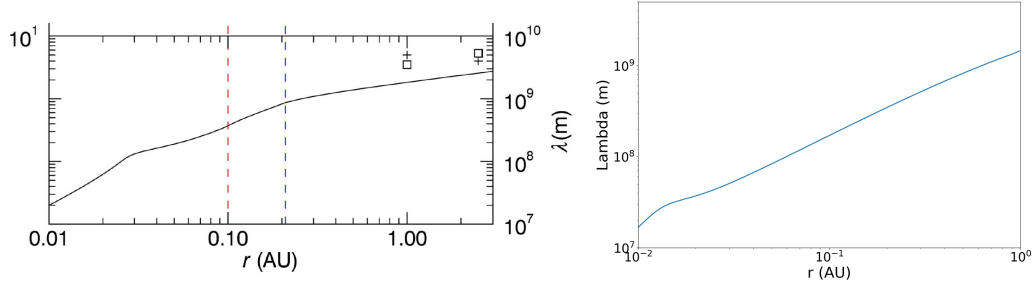


FIGURE 5.25: Comparaison du profil radial de la longueur de corrélation λ entre le modèle de [Chhiber et al. \(2017\)](#) (à gauche) et le nôtre (à droite).

Pour estimer $\langle b_s^2 \rangle$, on combine les deux formules suivantes, qui viennent de l'utilisation d'un mélange de géométrie *slab* et 2D à hauteur de respectivement 20% et 80% :

$$\frac{\langle b_s^2 \rangle}{\langle b_2^2 \rangle} = \frac{1}{4}, \langle b_2^2 \rangle + \langle b_s^2 \rangle = \langle B'^2 \rangle, \quad (5.14)$$

et on utilise le fait qu'on connaît l'expression de $\langle B'^2 \rangle$:

$$\langle B'^2 \rangle = \frac{Z^2}{r_A + 1} 4\pi\rho, \quad (5.15)$$

avec $Z^2 = \langle v'^2 + b'^2 \rangle$ l'énergie de la perturbation et $r_A = \langle v'^2 \rangle / \langle b'^2 \rangle$ le ratio d'Alfvén. À partir des observations des satellites ([Tu & Marsch, 1995](#)), on peut approcher r_A par une valeur de 1 si $r < 45R_\odot$ et 1/2 au-delà de $45R_\odot$. Pour modéliser Z^2 , on peut passer par la densité d'énergie des ondes d'Alfvén ϵ qui est reliée par la relation $Z^2 = 2\epsilon/\rho$. On obtient finalement :

$$\langle b_s^2 \rangle = \frac{4}{5} \epsilon \pi. \quad (5.16)$$

Pour le profil de ϵ , on utilise un fit d'un calcul WKB ([Usmanov et al., 2000](#); [Réville et al., 2018](#)), ce qui donne l'expression suivante, en supposant l'axisymétrie :

$$\epsilon(r, \theta) = \exp(-2.7647 \log(r) - 9.45)(f_1(\theta) + 0.6(1.0 - f_1(\theta)) + 0.6f_2(\theta) + (1.0 - f_2(\theta))), \quad (5.17)$$

avec :

$$f_1(\theta) = \frac{1}{2} \left(1 + \tanh \left(\frac{\theta - 1.65}{0.05} \right) \right),$$

$$f_2(\theta) = \frac{1}{2} \left(1 + \tanh \left(\frac{\theta - 1.35}{0.05} \right) \right).$$

Le profil obtenu est alors montré en figure 5.24 et comparé avec le profil de [Usmanov et al. \(2000\)](#).

Pour estimer λ_s , on utilise l'hypothèse de [Hollweg \(1986\)](#) selon laquelle la longueur de corrélation varie comme la distance entre les lignes de champ magnétique, qui dépend à son tour de l'amplitude du champ ([Spruit, 1981a](#)), de sorte que $\lambda \propto B^{-1/2}$. Ensuite on reprend la relation $\lambda_s = 2\lambda_2 = 2\lambda$, observée dans les simulations de [Usmanov et al. \(2014\)](#). Au final :

$$\lambda_s \propto 2B^{-1/2}. \quad (5.18)$$

La constante de proportionnalité est réglée en fonction des conditions aux limites pour avoir une valeur de 2×10^7 m à la surface du Soleil. Notre profil de λ est comparé à celui de [Chhiber et al. \(2017\)](#) dans la figure 5.25, et on voit un bon accord global.

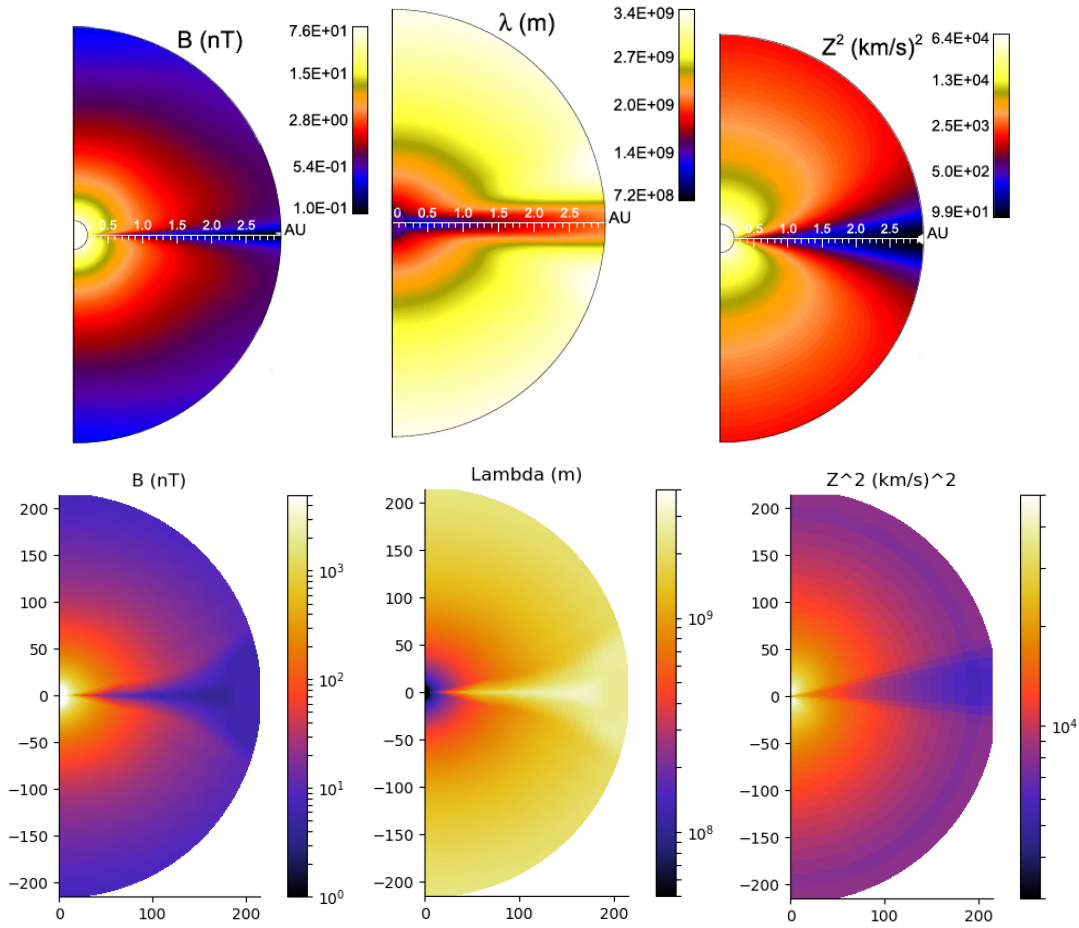


FIGURE 5.26: Comparaison des coupes méridiennes de B (à gauche), λ (au milieu) et Z^2 (à droite) entre le modèle de [Chhiber et al. \(2017\)](#) (en haut) et le nôtre (en bas). On notera que les quantités des panneaux du haut vont de 0.21 à 3 UA, tandis que les quantités des panneaux du bas vont de 0.0046 à 1 UA.

Validation de nos formulations

Pour valider nos formulations, nous comparons nos résultats aux résultats de [Chhiber et al. \(2017\)](#) pour un cas similaire. Les détails de leur modèle de vent sont cependant assez différents du nôtre, et on ne cherchera pas à reproduire exactement les mêmes résultats mais plutôt à comparer les ordres de grandeur. Leur modèle de vent est tiré de [Usmanov et al. \(2014\)](#) et applique trois traitements différents pour les zones intérieure (de 1 à $20 R_{\odot}$), intermédiaire (de 20 à $45 R_{\odot}$) et extérieure (de $45 R_{\odot}$ à 3 UA). La zone intérieure est la plus proche de notre cas : une solution de vent de Parker est relaxée pour s'adapter à un dipôle, avec une couronne polytropique ($\gamma = 1.08$, cf. section 2.1.2) et des ondes d'Alfvén sont ajoutées par méthode WKB avec une amplitude initiale de 35 km.s^{-1} . Dans la région intermédiaire, une approche bi-fluide est utilisée pour distinguer les protons et les électrons, et on a toujours les ondes d'Alfvén. Dans la région extérieure, on a une résolution de type LES (cf. section 1.3.3) avec une modélisation des diffusivités effectives. Pour les paramètres du vent, la densité initiale est de $0.4 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$ et la température coronale est de $1.8 \times 10^6 \text{ K}$. Le champ magnétique est un dipôle d'amplitude au pôle 16 G. Dans notre modèle, la densité est de $1.0 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$, la température de $1.5 \times 10^6 \text{ K}$ et l'amplitude au pôle du dipôle de 10 G. On notera aussi que dans notre cas on a un seul domaine de calcul allant de $[r, \theta] = [1.001; 220] R_{\odot} \times [0; \pi]$ avec une résolution de 256×256 points ; on peut se permettre de se limiter au 2D pour la validation du modèle car les modèles de [Chhiber et al. \(2017\)](#) sont axisymétriques.

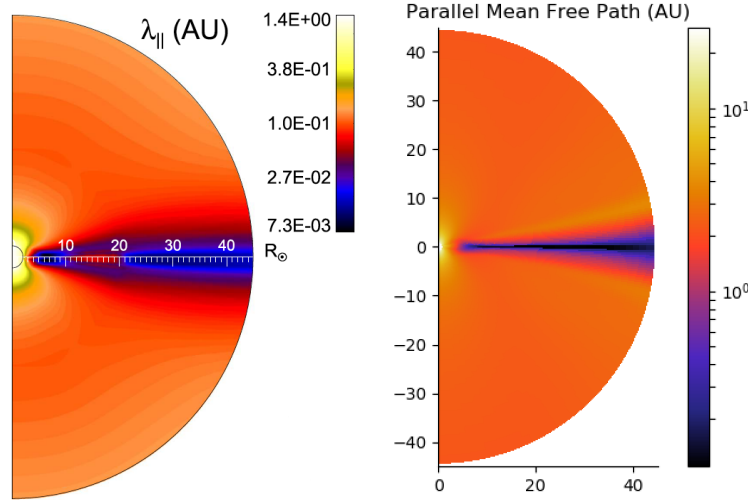


FIGURE 5.27: Comparaison du libre parcours moyen parallèle entre l'étude de [Chhiber et al. \(2017\)](#) (à gauche) et la nôtre (à droite). On notera qu'on ne montre que les premiers $45 R_{\odot}$.

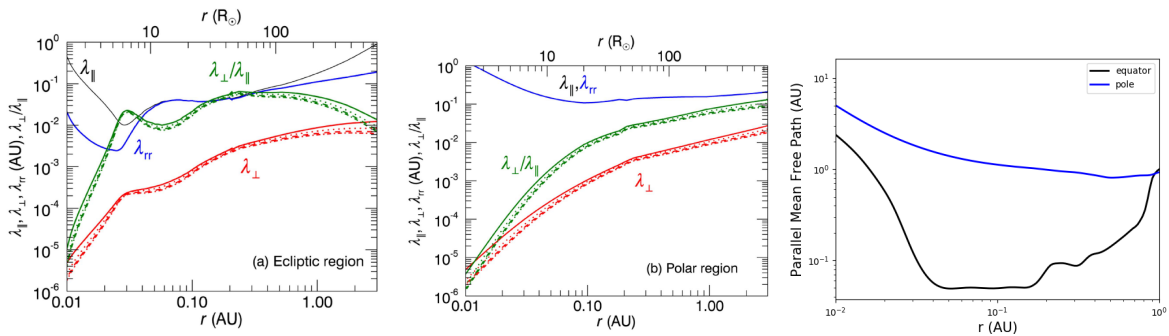


FIGURE 5.28: Comparaison du libre parcours moyen parallèle entre l'étude de [Chhiber et al. \(2017\)](#) (deux panneaux de gauche) et la nôtre (panneau de droite). Le premier montre en noir $\lambda_{||}$ dans le plan de l'écliptique, le deuxième $\lambda_{||}$ au niveau des pôles et le dernier ces deux quantités sur le même graphe pour notre cas.

Dans la figure 5.26, on compare les quantités utilisées comme entrées de la formule (5.10). On voit alors qu'on a des profils assez similaires. Ainsi le champ magnétique B est un dipôle non incliné dans les deux cas. La longueur de corrélation λ a une valeur plus faible près de l'étoile de quelques 10^7 m, mais ne présente pas de valeurs faibles au niveau de l'équateur dans notre cas, elle a au contraire des valeurs plus élevées autour de 10^9 m. Z^2 présente la même structure en lobes près de l'étoile, puis une zone avec des valeurs plus faibles au niveau de l'équateur à 3×10^3 (km.s)² et qui s'agrandit latitudinalement avec la distance à l'étoile ; son amplitude est en revanche plus réduite entre 10^3 et 10^5 (km.s)². C'est là où on peut voir les limites de la modélisation de la turbulence décrite précédemment : λ a uniquement le comportement inverse de B dans notre cas alors qu'avec la turbulence son comportement est plus complexe ; pour Z^2 il s'agit plus des limites du fit réalisé pour ϵ et du fait que ce dernier est indépendant de la simulation.

On va maintenant s'intéresser au cas particuliers des protons d'une rigidité égale à 445 MV, soit une énergie d'environ 100 MeV, ce qui correspond à des particules très énergétiques. On compare les profils obtenus en coupe méridienne en 2D pour le libre parcours moyen parallèle dans ces deux cas dans la figure 5.27. On constate que le profil est très similaire : en zoomant depuis la surface de l'étoile jusqu'à $45 R_{\odot}$, on retrouve une forme semblable, avec deux lobes de valeurs élevées proche de l'étoile, puis une zone de valeurs plus faibles de 2 ordres de grandeur qui part de l'équateur et qui s'élargit en s'éloignant de l'étoile. L'élargissement est légèrement plus tardif dans notre cas (à partir de $40 R_{\odot}$ contre $15 R_{\odot}$), mais comme précisé précédemment,

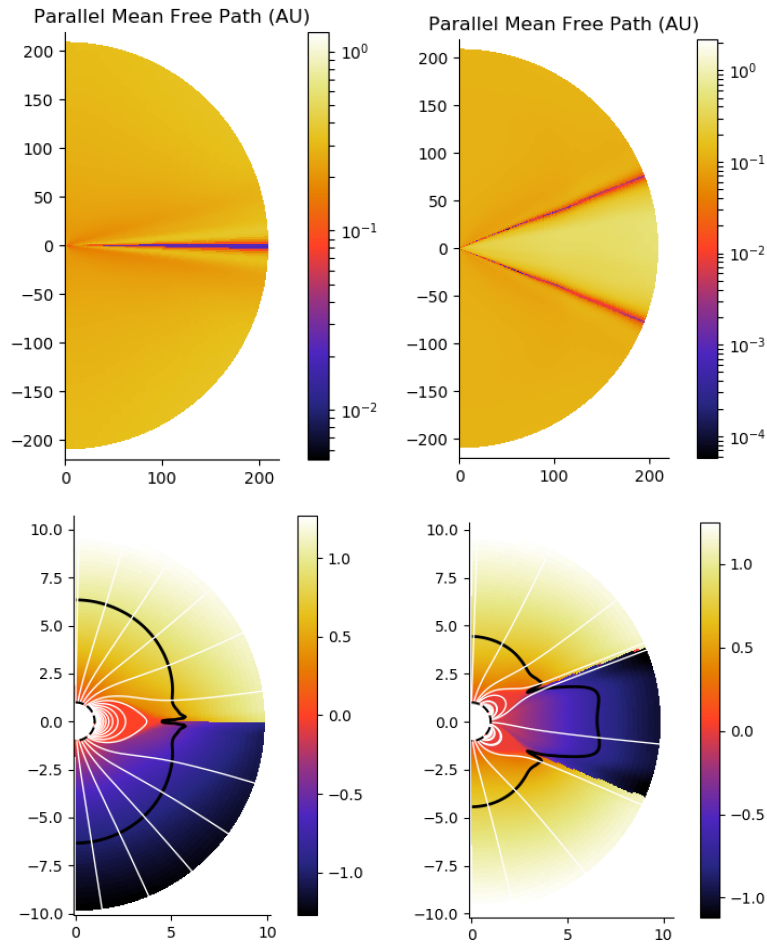


FIGURE 5.29: Comparaison du libre parcours moyen parallèle en 2D avec une topologie dipolaire (à gauche) ou quadrupolaire (à droite). On indique dans les panneaux du bas pour les 10 premiers rayons solaires la quantité $v \cdot \mathbf{B} / (c_s \|\mathbf{B}\|)$ en couleurs avec la surface d'Alfvén en noir et les lignes de champ magnétiques en blanc pour se rendre compte de la configuration des champs de vitesse et magnétique.

nous avons des modèles numériques assez différents et donc nous cherchons surtout à reproduire les tendances principales. Il est difficile de comparer les résultats en 2D au-delà, car le modèle de [Chhiber et al. \(2017\)](#) s'étend jusqu'à 3 UA et le nôtre que jusqu'à 1 UA uniquement, ce qui ne rend pas évident les comparaisons graphiques.

On passe alors à une comparaison 1D plus quantitative avec la figure 5.28. Les deux panneaux de gauche illustrent la dépendance radiale de λ_{\parallel} , celui de gauche dans le plan de l'écliptique, et celui de droite au niveau des pôles. Même si plusieurs libres parcours moyens sont représentés, on ne va ici se concentrer que sur celui qui correspond à la diffusion parallèle, donc la courbe noire. Pour comparaison, nos résultats sont donnés dans le panneau de droite, avec la courbe noire qui correspond au plan équatorial et la courbe bleue qui correspond aux pôles. On précise que dans notre simulation, comme l'axe de rotation du Soleil correspond à l'axe Nord-Sud et que le champ est axisymétrique, le plan équatorial est un proxy du plan de l'écliptique, suffisamment proche pour comparer des ordres de grandeur comme nous le faisons ici. Les ordres de grandeur sont similaires, avec des λ_{\parallel} évoluant entre 10^{-2} UA et un peu plus de 1 UA dans les deux cas. Les profils sont assez semblables : pour les pôles, on a une décroissance d'un peu moins d'un ordre de grandeur avant d'avoir une légère remontée ; pour le plan de l'écliptique, on a d'abord une décroissance d'un peu plus d'un ordre de grandeur, puis un maximum local avant d'avoir une remontée vers des valeurs du même ordre de grandeur que celles proches de la surface de l'étoile.

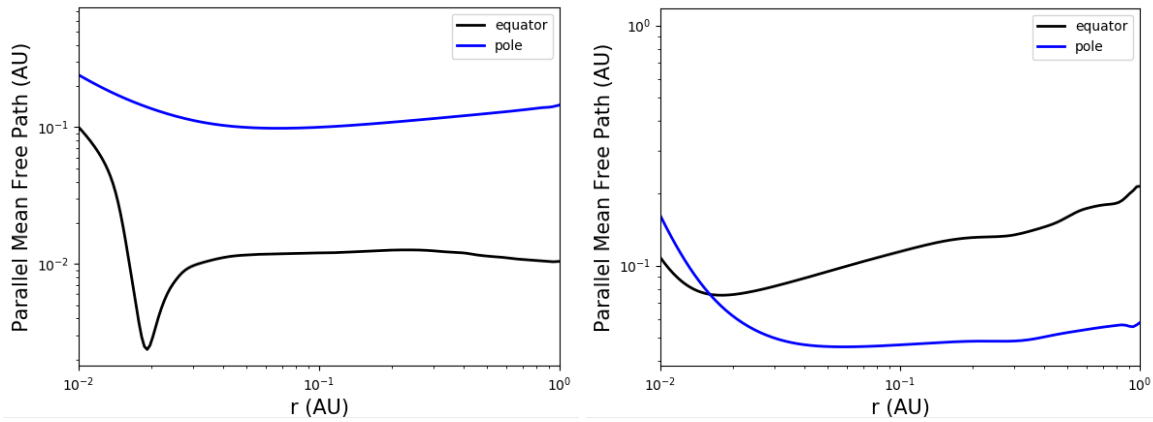


FIGURE 5.30: Comparaison du libre parcours moyen parallèle en 1D avec une topologie dipolaire (à gauche) ou quadrupolaire (à droite). Les courbes noires correspondent à λ_{\parallel} dans le plan équatorial, tandis que les courbes bleues sont près du pôle nord (à un angle de 4 degrés).

Ceci nous permet de valider les ordres de grandeur fournis par l'approximation du libre parcours moyen donné en équation (5.10). On va s'intéresser maintenant de manière théorique aux variations qu'on peut observer au cours d'un cycle solaire, en découplant les deux effets principaux : la variation de la topologie dominante entre dipolaire et quadrupolaire, et la variation de l'amplitude du champ magnétique. On va continuer à ne s'intéresser qu'aux protons de rigidité égale à 445 MV pour ne faire varier qu'un paramètre à la fois et bien en mesurer les effets, mais notre modèle permet en réalité de faire varier la rigidité et la charge de la particule.

5.3.3.2 Influence de la topologie

Dans cette section, on va s'intéresser dans un premier temps à l'influence de la topologie. On s'intéresse en particulier à la différence entre un champ magnétique dipolaire (dominant en minimum d'activité) et un champ magnétique quadrupolaire (dominant en maximum d'activité). On fixe tous les autres paramètres de la même manière pour les deux cas, de sorte à ce que la topologie soit la seule différence : la densité ρ_0 est de $1.67 \cdot 10^{-16} \text{ g.cm}^{-3}$, la vitesse du son normalisée par la vitesse d'échappement c_s/v_{esc} est de 0.243 (ce qui correspond à une température coronale de $1.6 \cdot 10^6 \text{ K}$), l'indice adiabatique γ est de 1.05 pour une expansion polytropique, l'amplitude du champ magnétique initial est donnée par la vitesse d'Alfvén normalisée par la vitesse d'échappement v_A/v_{esc} qui vaut 0.176, ce qui correspond à un champ de 0.5 G à l'équateur. Le domaine de calcul est toujours $[r, \theta] = [1.001; 220]R_{\odot} \times [0; \pi]$ avec une résolution de 256×256 points ; on reste pour l'instant encore en 2D car on s'intéresse à des champs axisymétriques.

Comme les champs sont axisymétriques car idéalisés, on présente uniquement des coupes méridiennes dans la figure 5.29. On remarque d'emblée que le libre parcours moyen parallèle est plus faible le long des couches de courant avec des valeurs entre 10^{-2} et 10^{-4} AU : cela signifie que l'effet de la diffusion parallèle y est plus fortement ressenti, ce qui est relativement logique du fait des forts courants présents qui peuvent générer plus de résistivité. En configuration dipolaire, on a une seule couche de courant à l'équateur, tandis qu'en configuration quadrupolaire, on en a deux à mi-latitudes. Pour le quadrupôle, le libre parcours moyen est plus élevé entre ces deux couches (quasiment à 1 UA), ce qui voudrait dire que la propagation des particules y est facilitée, formant une sorte de cône de propagation. Un effet un peu similaire peut être observé dans le cas dipolaire, avec un λ_{\parallel} assez important juste au-dessus et en dessous de la couche de courant centrale à presque 1 UA également. Dans les deux cas, λ_{\parallel} a une valeur plutôt élevée aux pôles.

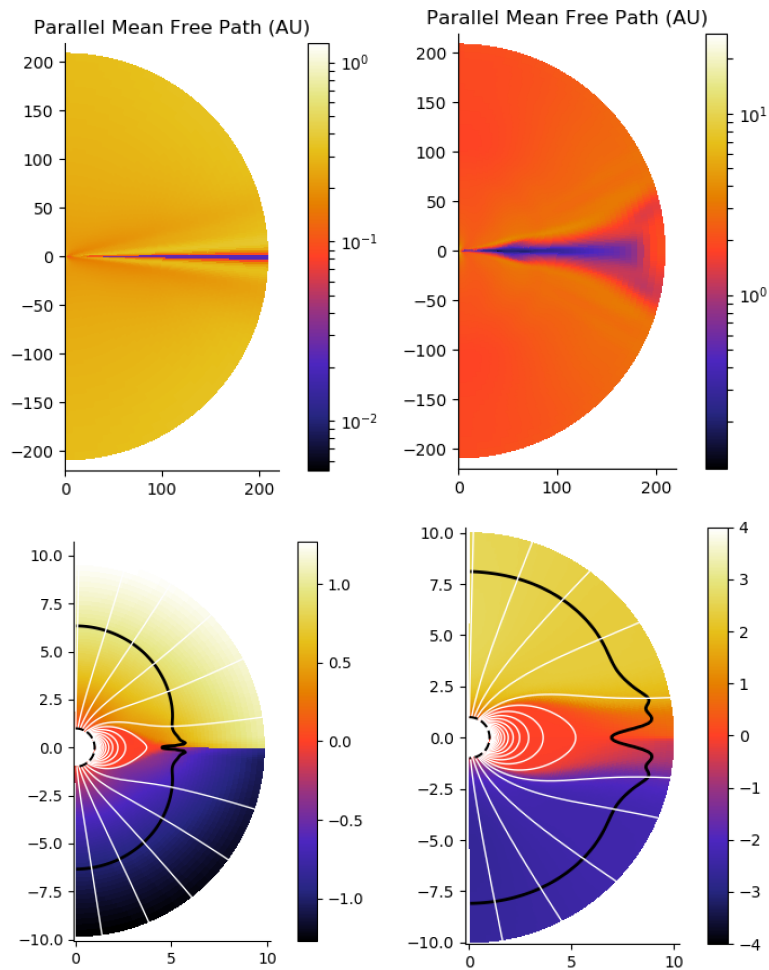


FIGURE 5.31: Comparaison du libre parcours moyen parallèle en 2D pour deux amplitudes d'un champ magnétique dipolaire : 0.5 G à gauche et 5G à droite. On indique dans les panneaux du bas pour les 10 premiers rayons solaires la quantité $v \cdot \mathbf{B}/(c_s \|\mathbf{B}\|)$ en couleurs avec la surface d'Alfvén en noir et les lignes de champ magnétiques en blanc pour se rendre compte de la configuration des champs de vitesse et magnétique.

On peut à nouveau s'intéresser à des coupes 1D dans le plan équatorial et au niveau des pôles avec la figure 5.30. On retrouve la structure décrite précédemment dans le cas dipolaire, avec une forte chute de λ_{\parallel} à l'équateur de 2 ordres de grandeur, puis une remontée d'un ordre de grandeur pour atteindre 10% de sa valeur près de la surface de l'étoile, tandis qu'aux pôles la décroissance est plus faible avec une variation de 30%. Dans le cas quadrupolaire, la structure à l'équateur est différente puisqu'on n'est plus dans une couche de courant, on voit nettement la croissance de λ_{\parallel} dans le cône décrit précédemment avec un gain d'un facteur 2. On note aussi qu'au niveau des pôles, la décroissance est plus forte : on passe de 0.18 à 0.048 0.04 AU, contre une transition de 0.15 à 0.105 en 0.04 AU dans le cas dipolaire, soit une chute de 74% de sa valeur dans le cas quadrupolaire contre seulement 30% dans le cas dipolaire.

Quand on passe d'une configuration dipolaire à quadrupolaire, on change donc les zones d'influence importante de la diffusion parallèle, de l'équateur aux mi-latitudes, et on la renforce aux pôles.

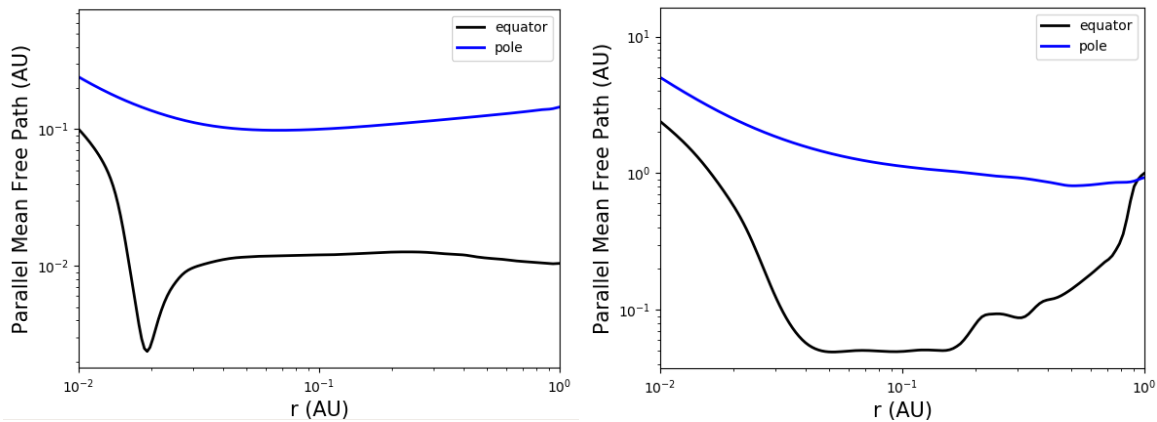


FIGURE 5.32: Comparaison du libre parcours moyen parallèle en 1D pour deux amplitudes d'un champ magnétique dipolaire : 0.5 G à gauche et 5G à droite. Les courbes noires correspondent à λ_{\parallel} dans le plan équatorial, tandis que les courbes bleues sont près du pôle nord (à un angle de 4 degrés).

5.3.3.3 Influence de l'amplitude

On teste maintenant l'influence d'un changement d'amplitude du champ magnétique pour le dipôle testé précédemment. On passe ainsi de $v_A/v_{esc} = 0.176$ à $v_A/v_{esc} = 1.76$, ce qui correspond à un passage d'un champ à la surface de l'étoile à l'équateur de 0.5 G à 5 G, soit un facteur 10 de différence d'amplitude.

La figure 5.31 montre une coupe méridienne pour chacune des deux amplitudes. On constate qu'à plus forte amplitude, la zone de forte diffusion à l'équateur est plus large, et s'élargit davantage en s'éloignant de l'étoile. La valeur moyenne est plus élevée d'un ordre de grandeur ; il s'agit cependant peut-être d'une limitation de notre modèle, car les fluctuations du champ magnétique ici sont indépendantes de son amplitude avec un profil de densité d'énergie des ondes d'Alfvén ϵ fixé peu importe la simulation, ce qui n'est sans doute pas le cas en réalité.

La figure 5.32 montre à nouveau des coupes 1D de λ_{\parallel} dans le plan équatorial et près des pôles. on constate que le profil près des pôles a sensiblement la même allure, avec néanmoins une pente décroissante vers 1 AU au lieu de croissante ; la variation est aussi plus importante, avec une chute de 68% contre 30% dans le cas à 0.5 G. Dans le plan équatorial, on constate un changement important de profil radial avec une chute beaucoup plus importante de λ_{\parallel} entre 0.04 et 0.2 AU où on a perdu presque 2 ordres de grandeur. On peut interpréter ce résultat en supposant que la diffusion parallèle est alors plus forte dans la couronne qu'à 1 UA, et donc qu'il serait plus facile pour les protons énergétiques de se propager vers l'étoile quand l'amplitude du champ est plus faible, ce qui correspond à l'anti-corrélation connue entre activité magnétique et taux de rayonnement cosmique reçu sur Terre.

5.3.3.4 Topologies réalistes non axisymétriques

Après avoir étudié les effets de topologie et d'amplitude séparément, on va maintenant voir leur effet combiné en étudiant la diffusion parallèle pour des configurations magnétiques réalistes. On reprend les deux cartes magnétiques de minimum et maximum d'activité présentées en figure 5.7. Cette fois-ci, on note que les champs ne sont plus axisymétriques, et donc qu'on va avoir des variations en longitude en plus des variations en rayon et latitude. On utilise le plein potentiel de la 3D en utilisant cette fois-ci un domaine de calcul avec $[r, \theta, \phi] = [1.001; 220]R_{\odot} \times [0; \pi] \times [0; 2\pi]$ avec une résolution de $128 \times 64 \times 128$ points, ce qui correspond à la résolution *verylowres* décrite dans la table 5.4.

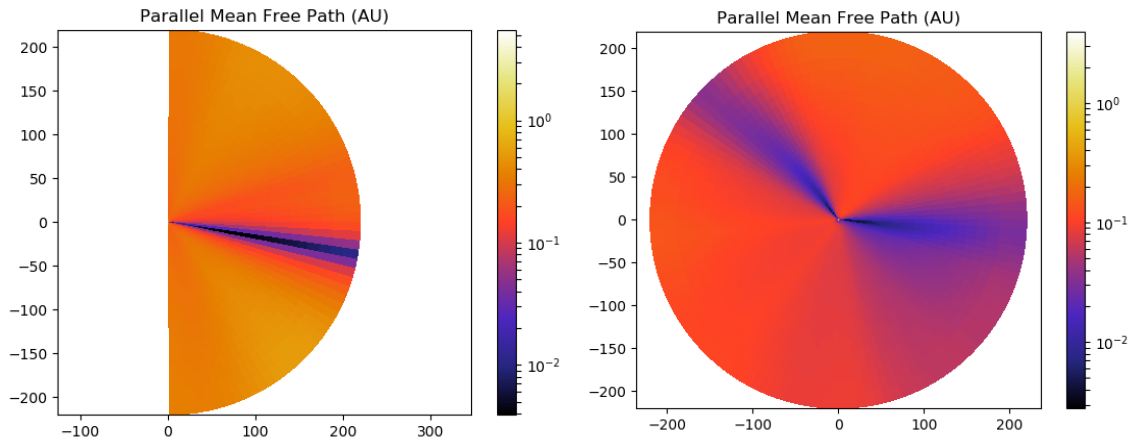


FIGURE 5.33: Comparaison du libre parcours moyen parallèle pour un minimum d'activité dans les plans méridien (à gauche) et équatorial (à droite).

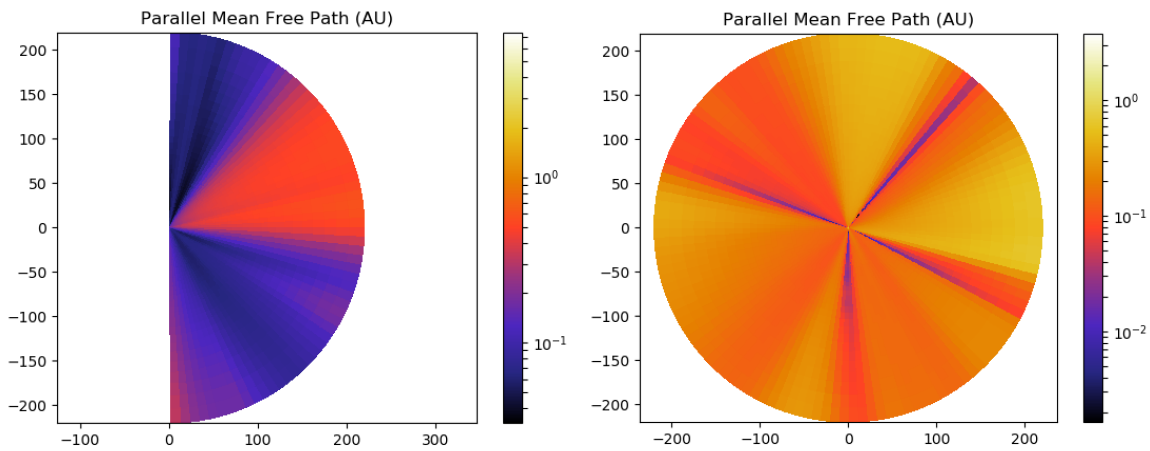


FIGURE 5.34: Comparaison du libre parcours moyen parallèle pour le maximum d'activité de 1999 dans les plans méridien (à gauche) et équatorial (à droite).

La figure 5.33 montre une coupe méridienne à la longitude $\phi = 0$ et une coupe équatoriale à la latitude $\theta = \pi/2$ pour le minimum d'activité solaire de 1995. La coupe méridienne est très proche du cas dipolaire étudié précédemment, car c'est ce mode qui domine dans cette configuration ; on remarque cependant qu'on a un léger décalage de la couche de courant par rapport à l'équateur dû à une inclinaison du dipôle par rapport à l'axe de rotation de l'étoile. Autrement la diffusion parallèle est toujours plus forte au niveau de la couche de courant et plus faible au niveau des pôles. La coupe équatoriale permet de se rendre compte de la non-axisymétrie du modèle, avec une diffusion plus importante de 2 ordres de grandeur pour les longitudes $2\pi/3$ et $3\pi/4$.

La figure 5.34 montre les mêmes coupes pour le maximum d'activité de 1999. On constate que la coupe méridienne n'est pas aussi proche du cas quadrupolaire que le minimum l'est du cas dipolaire, car même si le mode quadrupolaire domine, les autres modes sont aussi importants en maximum d'activité, ce qui donne une topologie complexe. La distribution latitudinale montre un λ_{\parallel} faible à quasiment toutes les latitudes sauf dans un cône depuis l'équateur jusqu'à mi-latitude dans l'hémisphère Nord, ce qui rappelle le cône de propagation observé pour le cas quadrupolaire. La coupe équatoriale indique à nouveau une forte non-axisymétrie avec plusieurs axes où λ_{\parallel} est significativement plus faible de 2 ordres de grandeur.

Cette étude confirme bien, avec les effets combinés du changement topologique qui multiplie les couches de courant où les rayons cosmiques ont du mal à se propager, et du changement d'amplitude qui tend à repousser les rayons cosmiques loin de la surface de l'étoile, qu'en maximum d'activité les particules énergétiques ont comme on l'anticipait plus de mal à se propager qu'en minimum d'activité. On rappelle cependant qu'on a regardé ici que l'effet de la diffusion parallèle, il faudrait résoudre l'équation de Parker complète donnée en (5.5) pour quantifier précisément la distribution de rayons cosmiques correspondantes dans l'héliosphère.

5.4 Discussion et perspectives

Dans ce chapitre, nous nous sommes intéressés à de nombreux aspects du champ actif de la météorologie de l'espace, depuis son côté opérationnel jusqu'à l'analyse scientifique. À l'aide de deux modèles de vent en 3D allant jusqu'à $22 R_{\odot}$ et 1 UA, nous avons pu quantifier les capacités opérationnelles de notre code de la couronne en augmentant sa rapidité sans perdre en précision. Nous nous sommes intéressés à l'interface avec les données avec la visualisation de kernels de planètes et satellites en post-processing dans nos simulations, ainsi qu'une interface web pour une ergonomie optimisée. Pour l'aspect scientifique, nous avons utilisé notre modèle de vent jusqu'à 1 UA pour calculer le libre parcours moyen parallèle de protons de 445 MV (soit environ 100 MeV) en fonction de l'influence de la topologie ou de l'amplitude du champ magnétique, avant de regarder leur influence combinée pour des cartes réalistes du Soleil en minimum et maximum d'activité.

L'étude présentée dans la section 5.3.3 sur les rayons cosmiques est pour l'instant un préliminaire théorique afin de bien saisir les caractéristiques du modèle proposé, mais des améliorations et approfondissements sont prévus pour la suite du projet. La même étude peut être réalisée pour la diffusion perpendiculaire afin de quantifier plus précisément les régions et les périodes du cycle où on peut la négliger, et au contraire les régions et moments où on doit la prendre en compte. On pourrait aussi réaliser une étude en fonction de la rigidité pour voir en fonction du cycle quelles sont les énergies minimales requises pour se propager dans l'héliosphère depuis l'extérieur. Enfin il serait intéressant d'étudier des populations de particules différentes pour voir les effets de polarisation des cycles. Concernant le modèle lui-même, l'ajout de la résolution de la turbulence dans le modèle de vent permettrait d'avoir une meilleure précision que les approximations proposées ici, et nous avons commencé à participer au développement d'un tel modèle. Pour sortir de la simple étude théorique, une comparaison systématique avec les données sera appliquée pour les cas avec des cartes réalistes.

Sommaire

6.1 Évolution temporelle des étoiles de type solaire	192
6.1.1 Possible interruption de la gyrochronologie	192
6.1.2 Interprétation dynamo	193
6.1.3 Interprétation vent	196
6.2 Modèles hydrodynamiques des étoiles de type solaire	196
6.2.1 Contraintes observationnelles	196
6.2.2 Description des simulations de convection stellaire	198
6.2.3 Principaux résultats sur la rotation	202
6.3 Modèles magnétiques des étoiles de type solaire	203
6.3.1 Ajout du champ magnétique dans les simulations	204
6.3.2 Rétro-action du magnétisme sur les écoulements moyens	204
6.3.3 Énergies magnétiques	206
6.3.4 Cycles magnétiques	209
6.3.5 Topologie et nombre de Rossby	210
6.4 Discussion et perspectives	213

”Les gens ont des étoiles qui ne sont pas les mêmes. Pour les uns, qui voyagent, les étoiles sont des guides. Pour d’autres elles ne sont rien que de petites lumières. Pour d’autres qui sont savants elles sont des problèmes.”

Antoine de St. Exupéry, *Le Petit Prince*

Dans ce dernier chapitre, nous allons étendre notre étude à des étoiles autres que le Soleil, mais toujours avec une structure interne semblable (zone radiative au coeur puis enveloppe convective à la surface). Nous allons nous concentrer ici uniquement sur la dynamique interne à l’étoile, en se demandant les implications que cela peut avoir sur son atmosphère et son vent. Pour cela, nous allons dans un premier temps dans la section 6.1 nous tourner du côté des observations et nous intéresser à l’évolution temporelle des étoiles de type solaire, et en particulier aux changements de comportements rencontrés quand l’étoile vieillit ; nous présentons ensuite plusieurs interprétations possibles, que ce soit du côté de la dynamo ou du vent. Dans la section 6.2, nous allons résumer les résultats d’une première étude purement hydrodynamique, réalisée avec le code ASH (Brun *et al.*, 2017), de l’influence du nombre de Rossby sur les écoulements à l’intérieur des étoiles de type solaire ; nous comparons ces résultats avec ce que les dernières techniques d’astérosismologie et de spectroscopie peuvent nous apprendre sur les écoulements des autres étoiles analogues au Soleil. Enfin, dans la section 6.3, nous allons compléter cette étude avec des simulations 3D de dynamos convectives stellaires, toujours avec le code ASH, en incluant du champ magnétique et en analysant les conséquences sur les écoulements, les éventuels cycles dynamo et la balance énergétique.

6.1 Évolution temporelle des étoiles de type solaire

6.1.1 Possible interruption de la gyrochronologie

Dans la section 4.1.2, nous avons déjà parlé de la loi de Skumanich (1972) qui permet de dater les étoiles de type solaire (étoiles de type F, G et K, voir section 1.1.1 pour plus de détails sur les types spectraux) sur la séquence principale en mesurant leur taux de rotation, car il existe potentiellement une relation bijective entre ce dernier et l'âge de l'étoile : les étoiles âgées tournent moins vite et sont moins actives ; c'est la base de ce qu'on appelle la gyrochronologie. Cependant, cette relation est questionnée pour les étoiles plus vieilles que le Soleil depuis van Saders *et al.* (2016). Nous allons parler plus en détails de ce point en nous basant sur la figure 6.1. La courbe en trait plein noir montre la tendance que devrait suivre les étoiles si elles respectaient la loi de Skumanich. La courbe noire en pointillés et la zone grise associée indique la tendance observée à partir des données d'astérosismologie en prenant en compte les barres d'erreur. Après un examen détaillé des données du satellite Kepler, il semble qu'une population d'étoiles non négligeable tourne plus vite que ce que la loi de Skumanich prédit. Pour les étoiles de type spectral F, cette anomalie devient significative pour les étoiles âgées d'au moins 2-3 milliards d'années ; pour les étoiles de type G, c'est à partir de 4-5 milliards d'années, soit l'âge du Soleil environ ; pour les étoiles de type K, c'est à partir de 6-7 milliards d'années. Cette dépendance au type spectral suggère une dépendance vis-à-vis du nombre de Rossby, défini dans la section 1.1.3. Il y aurait donc une déviation vis-à-vis de la loi de Skumanich quand l'étoile atteint un nombre de Rossby critique proche de celui du Soleil. Les étoiles en jaune sur la figure 6.1 sont des analogues solaires, c'est-à-dire des étoiles qui ont environ la même masse que le Soleil, le même rayon, la même gravité, la même température de surface et donc le même type spectral G, la même luminosité, la même métallicité (c'est-à-dire la même composition chimique) et une activité magnétique similaire (Güdel, 2007). On peut aller plus loin et parler de jumeau solaire (Cayrel de Strobel & Bentolila, 1989) pour une étoile qui a en plus un âge similaire à celui du Soleil (entre 4 et 6 milliards d'années). Un bon exemple est 18 Sco, avec des fluctuations photométriques semblables à celles du Soleil (Lockwood *et al.*, 2002), un champ magnétique de même intensité et de même géométrie (Petit *et al.*, 2008), et une métallicité égale à 1.04 fois celle du Soleil (Meléndez & Ramírez, 2007) ; la seule différence est son abondance en lithium qui est 3 fois plus élevée, mais on peut trouver des étoiles qui ont même cette caractéristique en commun avec le Soleil, comme HIP 56948.

Cette possible interruption de la gyrochronologie est un résultat récent et donc encore très débattu par la communauté. On note en particulier les barres d'erreurs importantes sur des étoiles comme α Cen A ou 16 Cyg, qui peuvent changer l'interprétation des données. L'échantillon d'étoiles est encore assez faible, ce qui ne permet pas toujours d'avoir les mêmes caractéristiques pour les étoiles, notamment sur la métallicité qui peut être assez différente de celle du Soleil. D'autres études ne trouvent pas cette tendance avec leur échantillon, on peut citer les études de Meibom *et al.* (2015) et Lorenzo-Oliveira *et al.* (2018).

Ce changement net de comportement n'est pas le seul à être observé : la figure 6.2 donne plusieurs exemples d'autres brisures de tendances pour les étoiles de type solaire. Le premier panneau est tiré de Vidotto *et al.* (2014a) et de l'étude correspondante sur la magnétochronologie : comme pour la gyrochronologie, il est possible d'établir une relation bijective entre l'amplitude du champ magnétique moyen grande échelle ($\langle |B_V| \rangle$) d'une étoile et son âge, on trouve une relation décroissante du type $\langle |B_V| \rangle \propto t^{-0.655}$, mais avec une brisure pour les étoiles au moins âgées de 2-2.5 milliards d'années. Si on trace maintenant la quantité $\langle |B_V| \rangle$ en fonction du nombre de Rossby, la brisure devient évidente aux alentours de Rossby égal à 0.1 : pour des Rossby plus faibles, on a un plateau, tandis que pour des Rossby plus élevés on a une relation linéaire entre le logarithme de $\langle |B_V| \rangle$ et le logarithme du nombre de Rossby. Le deuxième panneau est tiré de Ó Fionnagáin & Vidotto (2018) et montre la brisure de la température coronale en fonction du taux de rotation, dérivée à partir de mesures de

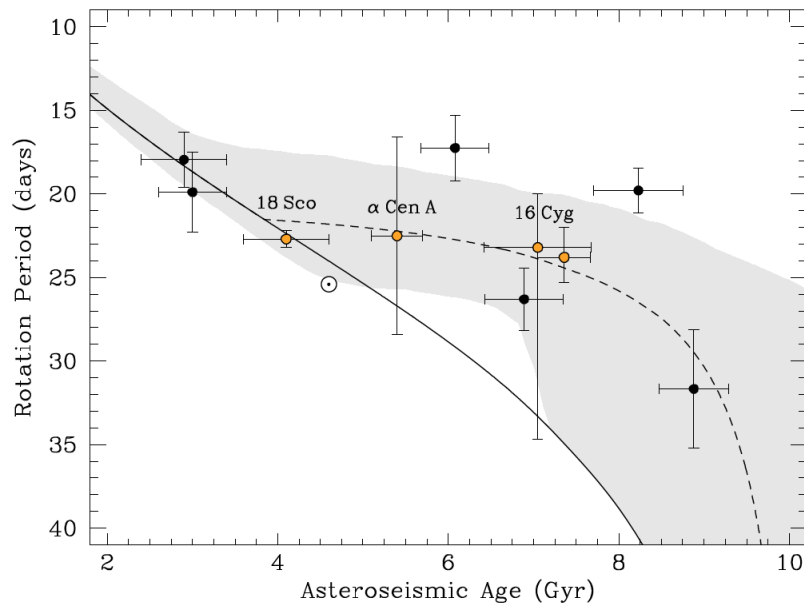


FIGURE 6.1 : Déviation de la relation rotation-âge de la gyrochronologie pour les étoiles de type solaire. La ligne solide montre la tendance du modèle de gyrochronologie classique (Skumanich, 1972). La ligne en pointillés montre la nouvelle tendance en ajoutant les données de van Saders *et al.* (2016). La zone grisée indique la nouvelle tendance en prenant en compte les barres d'erreur. Crédits : Metcalfe & van Saders (2017).

l'émission en rayons X de Johnstone & Güdel (2015). On observe une brisure à $1.4\Omega_{\odot}$, ce qui correspond à un Rossby égal à 1.14. Enfin, le troisième panneau est tiré de Beck *et al.* (2017) et montre une brisure dans l'abondance du lithium en fonction de la période de rotation de 18 analogues solaires. La brisure se fait aux alentours d'une période de 27 jours, soit une période proche de celle du Soleil et donc un nombre de Rossby proche de 1.

On observe deux types de brisures : à faible Rossby aux alentours de 0.1, donc à la transition entre pré-séquence principale et séquence principale, due à la saturation de l'activité à fort taux de rotation (Pizzolato *et al.*, 2003; Wright *et al.*, 2011) ; à Rossby proche la valeur solaire à 1, donc pour des étoiles entre 1 et 4 milliards d'années pour les étoiles de type G, et qui correspond à la possible interruption de la gyrochronologie vue précédemment. Le premier type est plutôt bien accepté tandis que le second est encore débattu. Pour ce dernier, deux types d'interprétation ont été proposés pour expliquer ce phénomène : soit le champ magnétique dynamo a un comportement différent, soit le vent a un comportement différent.

6.1.2 Interprétation dynamo

Une première explication proposée est du côté de la dynamo et donc de la dynamique interne : si la boucle dynamo venait à changer, de sorte que la composante dipolaire du champ magnétique se retrouve avec moins d'énergie à cause d'une redistribution sur les plus petites échelles, alors les relations dérivées dans Réville *et al.* (2015a) montrent que la perte de moment cinétique de l'étoile serait beaucoup moins importante car le rayon d'Alfvén est fortement réduit, et donc que sa rotation ralentirait moins vite que prévu. Et en effet, il semblerait qu'il y ait plusieurs comportements dans les dynamos des étoiles de type solaire. Les résultats d'une étude de Böhm-Vitense (2007) complétée par Metcalfe & van Saders (2017) sont présentés en figure 6.3. On y trace la période du cycle d'activité en fonction de la période de rotation de l'étoile pour les étoiles de type F (en bleu), G (en jaune) et K (en rouge). On observe alors deux branches pour l'activité magnétique, représentées par

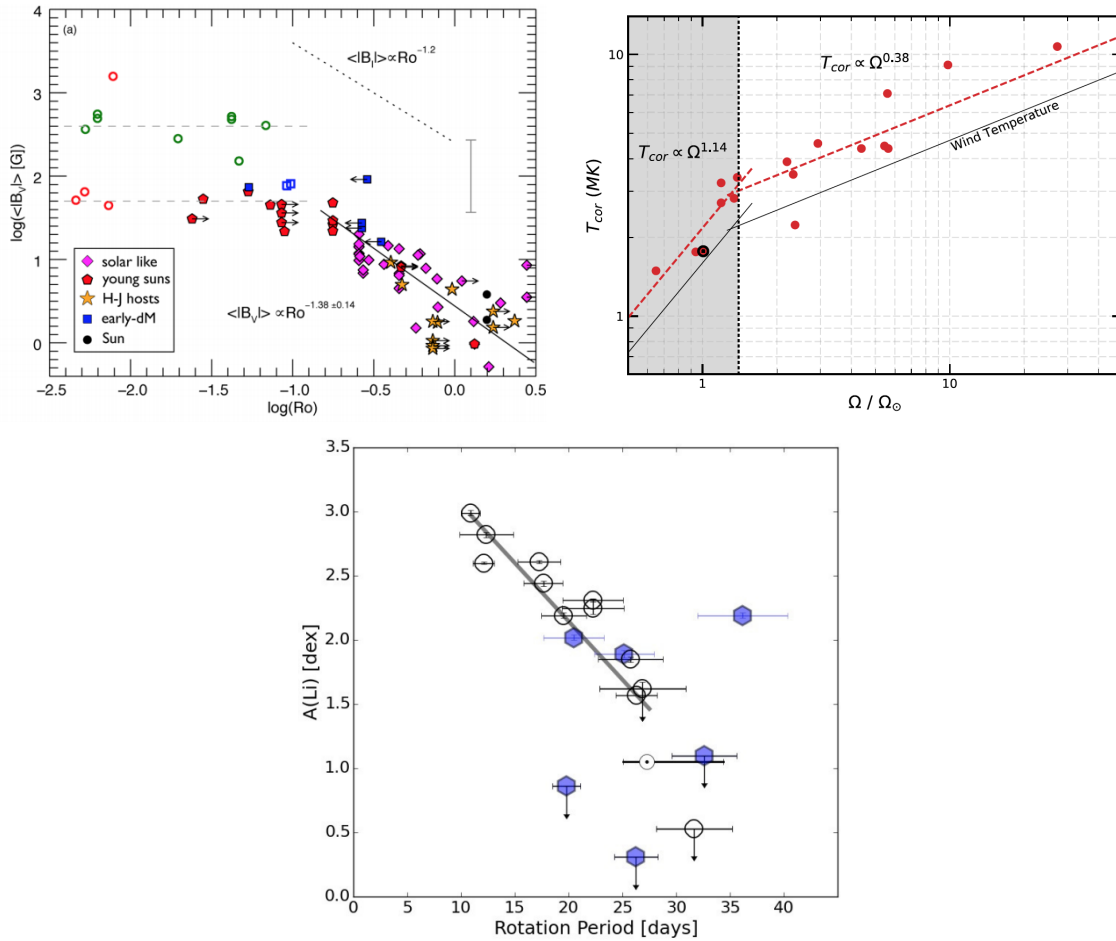


FIGURE 6.2: Changements de tendances pour le champ magnétique grande échelle, la température coronale et la concentration en lithium pour les étoiles de type solaire. Le premier panneau donne l'évolution du champ magnétique grande échelle en fonction du nombre de Rossby. Le deuxième panneau donne l'évolution de la température coronale en fonction du taux de rotation. Le troisième panneau donne l'évolution de la concentration en lithium en fonction de la période de rotation. Crédits : [Vidotto et al. \(2014a\)](#), [Beck et al. \(2017\)](#), [Ó Fionnagáin & Vidotto \(2018\)](#).

deux régions grisées. Selon [Metcalfé & van Saders \(2017\)](#), les étoiles sur ce diagramme seraient réparties en 3 catégories :

- Les rotateurs rapides ($P_{rot} < 22$ jours) : Ces étoiles peuvent présenter plusieurs cycles, alors reliés par des pointillés noirs. Les périodes des cycles sont réparties entre les deux branches, avec une majorité de cycles courts sur la branche basse.
- Les rotateurs en transition ($23 < P_{rot} < 29$ jours) : Quand ces étoiles atteignent un nombre de Rossby de l'ordre de 2 (pour un Rossby stellaire, pas fluide, on recensera dans la section 6.2.2.2 les différentes définitions du nombre de Rossby), la période de leur cycle semble évoluer, les amenant à passer de la branche basse à la branche haute. Elles passent alors de cycles avec une période inférieure à 10 ans à supérieure à 20 ans ; l'activité cyclique peut aussi s'arrêter car la dynamo est devenue stationnaire. Le Soleil serait justement en transition entre les deux régimes. Les trajets d'évolution sont représentés par des lignes en pointillés en bleu pour les étoiles F, jaune pour les étoiles G et rouge pour les étoiles K.
- Les rotateurs lents ($P_{rot} > 30$ jours) : Ces étoiles sont principalement des étoiles de type K qui ont des cycles relativement longs pour la branche basse (entre 7 et 15 ans).

Ce type de changement de régime dans la dynamo pourrait être provoqué par un changement de profil de la rotation différentielle ([Gastine et al., 2014](#); [Metcalfé et al., 2016](#); [Brun et al., 2017](#)), en particulier avec un

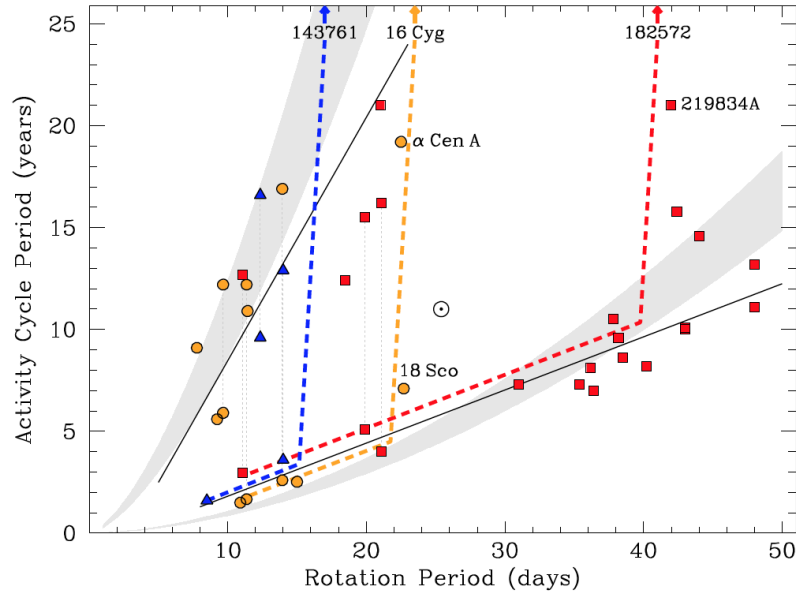


FIGURE 6.3: Deux relations différentes entre la période du cycle magnétique et la période de rotation pour les étoiles de type solaire. Les lignes noires sont les tendances tirées de [Böhm-Vitense \(2007\)](#), les régions grisées celles de [Brandenburg et al. \(1998\)](#). Les étoiles de type spectral F sont représentées par des triangles bleus, les étoiles G par des cercles jaunes et les étoiles K par des carrés rouges. Pour les étoiles qui ont de plusieurs cycles, les différentes périodes sont reliées par des lignes noires pointillées. Les lignes pointillées colorées correspondent à l'évolution temporelle des étoiles de type F (en bleu), G (en jaune) et K (en rouge). Crédits : [Metcalf & van Saders \(2017\)](#).

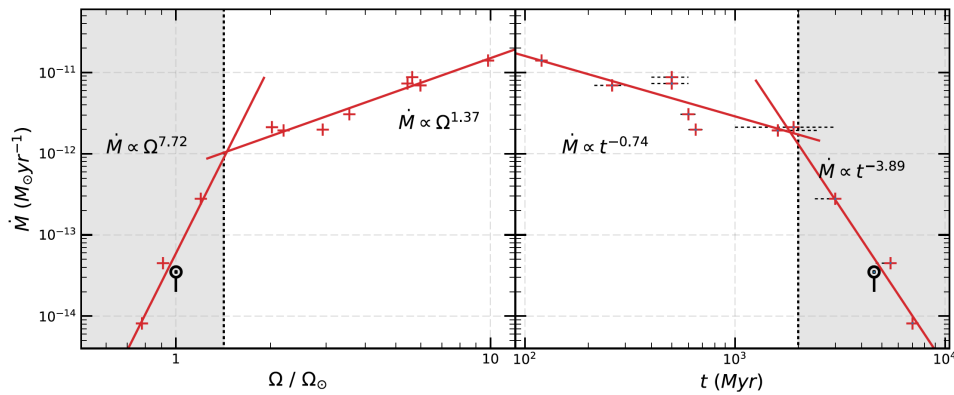


FIGURE 6.4: Évolution de la perte de masse en fonction du taux de rotation et de l'âge de l'étoile pour des analogues solaires. L'incertitude sur l'âge de l'étoile est indiquée par une ligne noire en pointillés sur le panneau de droite. Les valeurs solaires actuelles calculées à partir des observations sont indiquées par les symboles \odot et les lignes noires associées ([Wang, 1998](#)). Les zones grisées délimitent la zone du changement de pente de la perte de masse. Crédits : [Ó Fionnagáin & Vidotto \(2018\)](#).

passage d'une rotation dite solaire (équateur rapide et pôles lents) à une rotation dite anti-solaire (équateur lent et pôles rapides). Comme nous allons le voir dans la section 6.2.3, ce genre de transition se produit effectivement dans les simulations hydrodynamiques vers un Rossby fluide égal à 1, mais il reste à quantifier précisément son influence sur le champ magnétique et la dynamo, ce qui sera l'objet de la section 6.3.

6.1.3 Interprétation vent

Une autre interprétation possible viendrait plutôt du vent, comme exposé par exemple dans Ó Fionnagáin & Vidotto (2018) : il suffirait que le vent soit globalement plus lent, à cause d'un changement dans la couronne par exemple, pour que le flux de masse diminue et que l'étoile ralentisse moins vite que prévu par la loi de Skumanich. Ceci irait aussi dans le sens des observations de Booth *et al.* (2017) qui a observé un déclin plus rapide de la luminosité en rayons X pour les étoiles âgées d'au moins 1 milliard d'années. Ce déclin en luminosité X peut s'expliquer par un ralentissement du vent. À partir des étoiles sélectionnées pour le projet "Sun in time" (Güdel, 2007) et de la relation entre température et rotation déterminée à partir des observations en rayons X de Johnstone & Güdel (2015), Ó Fionnagáin & Vidotto (2018) a pu établir un modèle 1D polytropique pour l'évolution des propriétés du vent solaire en fonction de l'âge du Soleil. La figure 6.4 montre alors qu'on a bien une diminution plus forte de la perte de masse effective à partir de 2 milliard d'années environ. Le Soleil serait donc aussi selon cette interprétation déjà en transition et serait bientôt en train de dévier de la loi de Skumanich. Dans Ó Fionnagáin & Vidotto (2018), ce changement de comportement de la perte de masse s'accompagne d'un ralentissement plus net du vent et d'une chute plus importante de la densité du vent. Le ralentissement du vent pourrait s'expliquer par une modification du chauffage magnétique de la couronne, ou une redistribution des proportions de vent lent/vent rapide à la base de la couronne. C'est un aspect que nous n'aborderons pas ici, mais qui fera sans doute l'objet de futurs travaux comme expliqué en conclusion dans le chapitre 7.

C'est justement pour tenter de trancher entre ces différentes suggestions que nous avons réalisé l'étude qui va suivre.

6.2 Modèles hydrodynamiques des étoiles de type solaire

Dans cette section, nous allons tout d'abord présenter les résultats d'une première étude hydrodynamique publiée dans Brun *et al.* (2017), sur laquelle est directement basée l'étude magnétique que nous avons menée par la suite. Cette section va donc nous permettre de présenter une grande partie du modèle numérique utilisé ainsi que de l'espace des paramètres sélectionné. Nous allons enfin résumer les résultats marquants de cette étude, que nous comparerons ensuite avec le cas magnétique, que nous démontrerons plus réaliste.

6.2.1 Contraintes observationnelles

Dans la section 1.1.2, nous avons évoqué les techniques d'observation utilisées pour sonder l'intérieur du Soleil et en déduire les profils de rotation différentielle et d'écoulements méridiens. Ces mêmes techniques peuvent être utilisées pour sonder d'autres étoiles, avec néanmoins beaucoup plus de difficultés du fait de l'éloignement de l'objet d'étude. Pour l'instant nous n'avons quasiment pas d'information sur les écoulements méridiens ou sur la structure de la tachocline entre zone radiative et zone convective. Néanmoins les données commencent à être exploitables concernant la rotation différentielle (Beck *et al.*, 2012; Deheuvels *et al.*, 2012).

On a ainsi les premières reconstructions de la rotation différentielle dans la zone convective. Benomar *et al.* (2018) a analysé 40 analogues solaires à partir des données du satellite Kepler et trouve que 13 des étoiles concernées ont clairement un profil de rotation différentielle de type solaire. Ils ne détectent pas de profil clairement anti-solaire, en partie parce que ce sont principalement les rotateurs lents qui ont plus de chance d'avoir ce genre de profil, que leur échantillon est surtout composé de rotateurs rapides et que l'inversion pour les cas anti-solaires est moins robuste. Les étoiles étudiées ont un nombre de Rossby inférieur à 0.8. Un autre

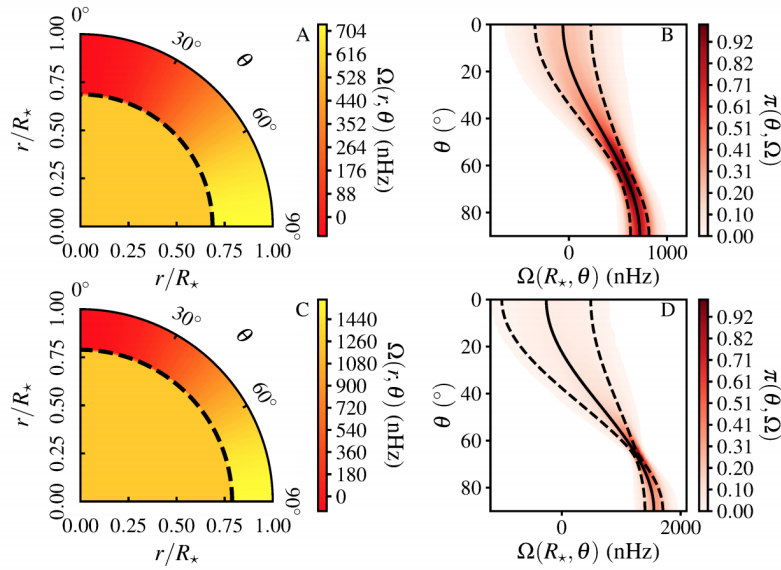


FIGURE 6.5: Profil latitudinal de la rotation différentielle pour HD 173701 (panneaux du haut) et HD 187160 (panneaux du bas). Les panneaux de gauche montrent une coupe méridienne de la rotation avec le profil latitudinal et l'emplacement de la tachochline les plus probables. Les panneaux de droite montrent la densité de probabilité pour chaque latitude de l'amplitude de la rotation à la surface de l'étoile, avec l'intervalle de confiance correspondant. Crédits : [Benomar et al. \(2018\)](#).

résultat intéressant est que l'écart entre la rotation à l'équateur et celle aux pôles est en moyenne de l'ordre de 60% pour ces étoiles, contre seulement 30% dans le Soleil. La figure 6.5 montre des résultats représentatifs pour deux étoiles de l'échantillon (HD 173701 et HD 187160) : pour chaque étoile est montrée une estimation du profil latitudinal de rotation différentielle ainsi qu'une estimation de la profondeur à laquelle se situe la tachochline. Le profil latitudinal de la rotation différentielle à la surface de l'étoile est montré plus précisément avec une densité de probabilité et l'intervalle de confiance correspondant.

On commence aussi à avoir des tendances en fonction des propriétés des étoiles de type solaire. Ainsi, on trouve que le gradient de rotation $\Delta\Omega$ croît avec la masse de l'étoile et avec sa température effective de surface ($\Delta\Omega \propto M_*^{5.4}$ dans [Collier Cameron \(2007\)](#)). Beaucoup d'études trouvent aussi une tendance entre le gradient de rotation $\Delta\Omega$ et le taux de rotation Ω_* de la forme :

$$\Delta\Omega \propto \Omega_*^n, \quad (6.1)$$

avec n un exposant positif. Il y a cependant plusieurs valeurs proposées pour cet exposant : [Donahue et al. \(1996\)](#), [Messina & Guinan \(2003\)](#) et [Saar \(2009\)](#) trouvent une valeur proche de 0.6-0.7 ; [Barnes et al. \(2005\)](#) et [Collier Cameron \(2007\)](#) trouvent une valeur beaucoup plus faible autour de 0.15 ; les études basées sur l'astérosismologie trouvent plutôt une valeur autour de 0.3 ([Reinhold & Reiners, 2013](#); [García et al., 2014](#); [Reinhold & Gizon, 2015](#)) ; [Balona & Abedigamba \(2016\)](#) suggère même que cet indice serait dépendant du type spectral de l'étoile, permettant de réconcilier tous ces exposants. Il y a donc encore beaucoup à faire pour caractériser les écoulements moyens et le magnétisme des étoiles au cours de leur évolution ; de nouvelles données seront acquises par les futures missions PLATO et TESS, qui permettront sans doute des avancées majeures dans ce domaine.

6.2.2 Description des simulations de convection stellaire

6.2.2.1 Description du set-up numérique

C'est le code ASH qui est utilisé pour réaliser les 15 simulations hydrodynamiques décrites ci-dessous. Il s'agit d'un code réalisant des simulations à grande échelle (LES en anglais, cf. section 1.3.3) en coordonnées sphériques avec une méthode pseudo-spectrale : cela signifie que les équations sont résolues par projection sur les harmoniques sphériques dans les directions θ et ϕ , sauf pour les termes non-linéaires qui sont résolus dans l'espace physique ; pour résoudre la direction r , on utilise une projection sur les polynômes de Chebyshev (Clune *et al.*, 1999; Miesch *et al.*, 2000). Le code ASH utilise l'approximation anélastique, ce qui signifie que les équations du modèle sont non linéaires en champ des vitesses $\mathbf{v} = (v_r, v_\theta, v_\phi)$, mais que les variables thermodynamiques sont elles linéarisées. On note $\bar{\rho}(r, t)$, $\bar{P}(r, t)$, $\bar{T}(r, t)$ et $\bar{S}(r, t)$ respectivement la densité, la pression, la température et l'entropie moyennes selon une symétrie sphérique. À l'inverse, on note ρ , P , T et S les fluctuations autour de cet état moyen. En pratique, cette hypothèse permet de tenir compte des effets de la stratification de la densité sans avoir besoin de suivre les ondes sonores, ce qui permet de relâcher la contrainte CFL sur le pas de temps maximal qu'on peut utiliser sans provoquer d'instabilités numériques (cf. annexe C pour la notion de condition CFL). Les équations anélastiques ont aussi la propriété de bien conserver l'énergie à la fois dans les zones convectives et dans les zones stables stratifiées (Brown *et al.*, 2012; Vasil *et al.*, 2013).

Les équations résolues sont alors (Glatzmaier, 1984; Clune *et al.*, 1999) :

$$\nabla \cdot (\bar{\rho}\mathbf{v}) = 0, \quad (6.2)$$

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla)\mathbf{v} = -\nabla\tilde{\omega} - \frac{S}{c_P}\mathbf{g} - 2\boldsymbol{\Omega}_* \times \mathbf{v} - \frac{1}{\bar{\rho}}\nabla \cdot D - [\nabla\tilde{\omega} + \tilde{\omega}\nabla\ln\bar{\rho} - \mathbf{g}], \quad (6.3)$$

$$\bar{\rho}\bar{T}\frac{\partial S}{\partial t} + \bar{\rho}\bar{T}\mathbf{v} \cdot \nabla(\bar{S} + S) = \bar{\rho}\epsilon + \nabla \cdot [\kappa_r\bar{\rho}c_P\nabla(T + \bar{T}) + \kappa\bar{\rho}\bar{T}\nabla S + \kappa_0\bar{\rho}\bar{T}\nabla\bar{S}] + 2\bar{\rho}\nu \left[e_{ij}e_{ij} - \frac{1}{3}(\nabla \cdot \mathbf{v})^2 \right]. \quad (6.4)$$

La première équation correspond à l'équation de conservation de la masse, l'hypothèse anélastique imposant $\partial\rho/\partial t = 0$. La deuxième équation correspond à l'équation de Navier-Stokes, où $\boldsymbol{\Omega}_*$ est la rotation uniforme du référentiel de l'étoile, $\tilde{\omega}$ est la pression réduite $P/\bar{\rho}$, c_P est la capacité calorifique à pression constante, \mathbf{g} est le champ de gravité de l'étoile, D est le tenseur des contraintes visqueuses tel que :

$$D_{ij} = -2\bar{\rho}\nu[e_{ij} - 1/3(\nabla \cdot \mathbf{v})\delta_{ij}], \quad (6.5)$$

où ν est la viscosité, e_{ij} est le tenseur d'effort égal à $1/2(\partial_j v_i + \partial_i v_j)$ et δ_{ij} est le symbole de Kronecker. La troisième équation correspond à l'équation d'évolution de l'entropie, où $\bar{\rho}\epsilon$ est un terme de chauffage volumique, κ_r est la diffusivité radiative issue d'un modèle 1D, κ est la diffusivité thermique et κ_0 est une diffusivité effective. Le terme de chauffage volumique sert à modéliser l'énergie libérée par les réactions nucléaires au coeur de l'étoile, selon la loi :

$$\epsilon = \epsilon_0\bar{T}^{n_c}. \quad (6.6)$$

Les coefficients ϵ_0 et n_c sont déterminés par correspondance avec la luminosité de l'étoile à sa surface.

Pour fermer le système, on utilise une équation d'état linéarisée en supposant qu'on peut appliquer la loi des gaz parfaits $\bar{P} = R\bar{\rho}\bar{T}$:

$$\frac{\rho}{\bar{\rho}} = \frac{P}{\bar{P}} - \frac{T}{\bar{T}} = \frac{P}{\gamma\bar{P}} - \frac{S}{c_P}, \quad (6.7)$$

où γ est l'exposant adiabatique.

L'état moyen est calculé à partir d'un modèle unidimensionnel basé sur des observations obtenues par héliosismologie et calculé avec le code CESAM (Morel, 1997; Brun *et al.*, 2002). Plus exactement, on construit le profil du gradient d'entropie et de la diffusivité radiative en utilisant un fit de données expérimentales, puis on construit le profil de densité en résolvant l'équation suivante :

$$\frac{d\bar{\rho}}{dr} + \frac{g}{\gamma} \bar{\rho}^{2-\gamma} e^{-\gamma \frac{\bar{S}}{c_P}} + \frac{\bar{\rho}}{c_P} \frac{d\bar{S}}{dr} = 0, \quad (6.8)$$

à l'aide d'une méthode de Newton-Raphson (cf. annexe C). On en déduit le profil de pression en utilisant l'équilibre hydrodynamique. À partir de $\bar{\rho}$ et \bar{p} , on a alors le profil de l'entropie :

$$\bar{S} = c_V \ln \bar{P} - c_P \ln \bar{\rho}. \quad (6.9)$$

Enfin, on en déduit le profil de température en utilisant la loi des gaz parfaits.

Comme les modèles numériques ne peuvent pas résoudre toutes les échelles, on se donne des prescriptions pour les phénomènes physiques qui se déroulent à une échelle plus petite que la grille choisie, en particulier pour les diffusivités ν , κ et κ_0 . Les profils radiaux choisis permettent de prendre en compte le saut attendu entre la zone radiative et la zone convective, car la zone radiative est a priori moins turbulente que la zone convective, ce qui donne la forme suivante pour ν :

$$\nu(r) = \nu_{\text{bot}} + \nu_{\text{top}} f_{\text{step}}(r), \quad (6.10)$$

avec :

$$f_{\text{step}}(r) = \frac{\bar{\rho}}{\bar{\rho}_{\text{top}}}^\alpha (1 - \beta) f(r),$$

$$f(r) = 0.5 \left(\tanh \left(\frac{r - r_t}{\sigma_t} \right) + 1 \right),$$

$$\beta = \frac{\nu_{\text{bot}}}{\nu_{\text{top}}} = 10^{-3},$$

où $\alpha = -0.5$, et r_t et σ_t varient en fonction des simulations (leurs valeurs sont indiquées dans la section suivante). Pour maintenir un haut degré de supercriticalité, la viscosité dépend de la rotation selon la relation : $\nu_{\text{top}} \propto 1/\Omega_*^{0.5}$. On notera qu'il s'agit d'un compromis entre garder la viscosité constante et la vraie relation en $1/\Omega_*^2$ qui couvrirait trop d'ordres de grandeur pour ce paramètre. On peut ensuite déduire directement κ à partir de ν car tous les modèles ont un nombre de Prandtl $Pr = \nu/\kappa$ de 0.25.

Pour s'assurer que le flux de masse soit bien à divergence nul, comme requis dans l'équation 6.2, on utilise une décomposition en champ poloïdal et toroïdal :

$$\bar{\rho} \mathbf{v} = \nabla \times \nabla \times (W \mathbf{e}_r) + \nabla \times (Z \mathbf{e}_r). \quad (6.11)$$

Il faut alors 8 conditions aux limites pour bien définir le problème. Afin de correctement évaluer le moment cinétique, on choisit les conditions suivantes :

— Impénétrable en r_{top} et r_{bot} :

$$v_r(r = r_{\text{top}}) = 0, v_r(r = r_{\text{bot}}) = 0. \quad (6.12)$$

— Sans frottement en r_{top} et r_{bot} :

$$\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{v_\theta}{r} \right) = \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{v_\phi}{r} \right) = 0|_{r=r_{\text{top}}, r_{\text{bot}}}. \quad (6.13)$$

— Gradient d'entropie constant en r_{top} et r_{bot} :

$$\frac{\partial S}{\partial r}(r = r_{\text{bot}}) = a, \quad \frac{\partial S}{\partial r}(r = r_{\text{top}}) = b. \quad (6.14)$$

Les valeurs de a et b dépendent du modèle et sont donc précisées dans la section suivante.

La résolution utilisée pour chacun des modèles est de $N_R \times N_\theta \times N_\phi = 770 \times 256 \times 512$. Le domaine de calcul est variable en fonction de l'étoile simulée et sera détaillé dans la section suivante.

6.2.2.2 Description de l'espace des paramètres

Dans cette étude, on s'intéresse à des étoiles de type spectral G et K qui ont donc une structure interne proche de celle du Soleil. Pour modéliser ces différents types spectraux, on se donne 4 masses (0.5, 0.7, 0.9 et 1.1 M_\odot) et on détermine ensuite les autres quantités physiques à l'aide du code d'évolution stellaire CESAM en supposant qu'elles sont sur la séquence principale. On obtient ainsi une étoile K7, une K4/K5, une G8 et une G0. Les principales grandeurs physiques caractéristiques de ces 4 étoiles sont indiquées dans la table 6.1.

M_* (M_\odot)	R_* (R_\odot)	L_* (L_\odot)	T_{eff} (K)	Type	R_{bot} (R_*)	R_{top} (R_*)	R_{cz} (R_*)	T_{cz} (K)	$\bar{\rho}_{cz}$ (g.cm^{-3})
0.5	0.44	0.046	4030	K7	0.13	0.95	0.56	4.3×10^6	14.0
0.7	0.64	0.15	4500	K4/K5	0.32	0.97	0.66	3.0×10^6	2.1
0.9	0.85	0.55	5390	G8	0.38	0.97	0.69	2.6×10^6	0.51
1.1	1.23	1.79	6030	G0	0.50	0.97	0.75	1.6×10^6	0.048

TABLE 6.1: Table des principaux paramètres stellaires des étoiles simulées. De gauche à droite, on indique la masse, le rayon, la luminosité, la température effective de surface, le type spectral, le rayon minimal de la simulation, le rayon maximal de la simulation, le rayon de la base de la zone convective, la température moyenne de la zone convective et la densité moyenne de la zone convective. Crédits : Brun *et al.* (2017).

Le but est ensuite de voir comment ces étoiles évoluent sur la séquence principale en vieillissant. Pour cela, on fait varier leur taux de rotation Ω_* , ce qui revient avec la gyrochronologie à faire varier leur âge : plus la rotation est lente, plus l'étoile est vieille (cf. figure 4.2). Pour chaque étoile, on fait donc varier le taux de rotation entre 1 et 5 Ω_\odot . On choisit aussi pour chaque étoile un taux de rotation suffisamment faible pour obtenir un profil anti-solaire au lieu de solaire (les cas correspondants sont alors dénotés avec la lettre S), sauf pour le cas à 1.1 M_\odot qui est déjà anti-solaire pour $\Omega_* = \Omega_\odot$. Pour chaque taux de rotation, il convient d'ajuster les différents paramètres diffusifs donnés dans les équations (6.6), (6.10), (6.2.2.1) et (6.14). On obtient alors les paramètres compilés dans la table 6.2.

On fait ainsi par ailleurs varier leur nombre de Rossby, qui comme on l'a vu est une quantité importante pour l'évolution stellaire. On note qu'il existe plusieurs définitions du nombre de Rossby dans la littérature :

- Le nombre de Rossby fluide R_{of} : ce terme vient de l'équation de Navier-Stokes, il correspond à une comparaison directe du terme d'advection et du terme de la force de Coriolis :

$$R_{of} = \frac{\tilde{\omega}}{2\Omega_*} \sim \frac{\tilde{v}}{2\Omega_* R_*}, \quad (6.15)$$

où $\tilde{\omega}$ est la moyenne quadratique de la vortacité au milieu de la zone convective et \tilde{v} est la moyenne quadratique de la vitesse dans la zone convective.

- Le nombre de Rossby stellaire R_{os} : sans doute le plus utilisé dans la littérature, il s'agit du ratio de la période de rotation et du temps de retournement convectif :

$$R_{os} = \frac{P_{\text{rot}}}{\tau_{\text{conv}}} = \frac{2\pi\tilde{v}_r}{\Omega_* d_{cz}}, \quad (6.16)$$

M_* (M_\odot)	Ω_* (Ω_\odot)	Nom	ν_{top} ($\text{cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$)	r_t (cm)	σ_t (cm)	ϵ_0	n_c	a	b
0.5	0.125	M05 S	10.5×10^{11}	1.65×10^{10}	4.0×10^8	2.20×10^{-7}	7.3	9.78×10^{-4}	-3.58×10^{-9}
	1.0	M05 R1	4.47×10^{11}	~	~	~	~	~	~
	3.0	M05 R3	2.58×10^{11}	~	~	~	~	~	~
	5.0	M05 R5	2.00×10^{11}	~	~	~	~	~	~
0.7	0.3	M07 S	5.31×10^{12}	2.67×10^{10}	1.0×10^9	5.56×10^{-9}	8.8	9.59×10^{-3}	-9.56×10^{-9}
	1.0	M07 R1	2.91×10^{12}	~	~	~	~	~	~
	3.0	M07 R3	1.68×10^{12}	~	~	~	~	~	~
	5.0	M07 R5	1.30×10^{12}	~	~	~	~	~	~
0.9	0.5	M09 S	1.43×10^{13}	3.94×10^{10}	7.0×10^8	5.56×10^{-9}	8.8	1.37×10^{-2}	-3.78×10^{-8}
	1.0	M09 R1	1.01×10^{13}	~	~	~	~	~	~
	3.0	M09 R3	5.81×10^{13}	~	~	~	~	~	~
	5.0	M09 R5	4.50×10^{13}	~	~	~	~	~	~
1.1	1.0	M11 R1	3.80×10^{13}	6.20×10^{10}	8.0×10^8	5.56×10^{-9}	8.8	1.09×10^{-2}	-3.01×10^{-7}
	3.0	M11 R3	2.20×10^{13}	~	~	~	~	~	~
	5.0	M11 R5	1.70×10^{13}	~	~	~	~	~	~

TABLE 6.2: Table des paramètres liés aux diffusivités et au terme de chauffage nucléaire. De gauche à droite, on indique la masse, le taux de rotation à l'équateur, le nom du run, la viscosité au rayon maximal de la simulation, le rayon et la raideur de la fonction *step* de la viscosité, l'amplitude et l'exposant de la fonction de chauffage nucléaire, et les valeurs du gradient d'entropie au rayon minimal et au rayon maximal de la simulation. Crédits : [Brun et al. \(2017\)](#).

où d_{cz} est l'épaisseur de la zone convective.

- Le nombre de Rossby convectif R_{oc} : introduit par [Gilman & Glatzmaier \(1981\)](#), il est calculé uniquement à partir de nombres adimensionnés issus de la mécanique des fluides :

$$R_{oc} = \sqrt{\frac{R_a}{T_a P_r}}, \quad (6.17)$$

où R_a est le nombre de Rayleigh (caractérisant le transfert thermique dans un fluide entre conduction et convection), T_a est le nombre de Taylor (rapport des forces centrifuges sur les forces visqueuses caractérisant la stabilité d'un écoulement) et $P_r = \nu/\kappa$ est le nombre de Prandtl (rapport des diffusivités visqueuses et thermiques).

- Le nombre de Rossby modifié R_{ol} : introduit par [Christensen & Aubert \(2006\)](#), il permet de se baser sur la longueur d'échelle caractéristique de l'écoulement :

$$R_{ol} = \frac{U}{2\Omega_* L} \frac{\bar{l}_u}{\pi}, \quad \bar{l}_u = \frac{\sum_\ell \ell \langle \mathbf{v}_\ell \cdot \mathbf{v}_\ell \rangle}{\sum_\ell \langle \mathbf{v}_\ell \cdot \mathbf{v}_\ell \rangle}, \quad (6.18)$$

où U est la moyenne quadratique de la vitesse au milieu de la zone convective, L est la taille de la zone convective, \bar{l}_u est la longueur d'échelle caractéristique, ℓ est le degré d'harmonique sphérique et \mathbf{v}_ℓ est le champ de vitesses au degré ℓ .

Pour plus de détails, voir l'appendice de [Brun et al. \(2017\)](#).

La figure 6.6 résume l'espace des paramètres couvert en Rossby fluide pour les 15 étoiles simulées. La valeur la plus faible est de 0.09 et la valeur la plus élevée est de 1.77. Les 4 cas avec un Rossby fluide supérieur à 1 correspondent aux 4 cas anti-solaires.

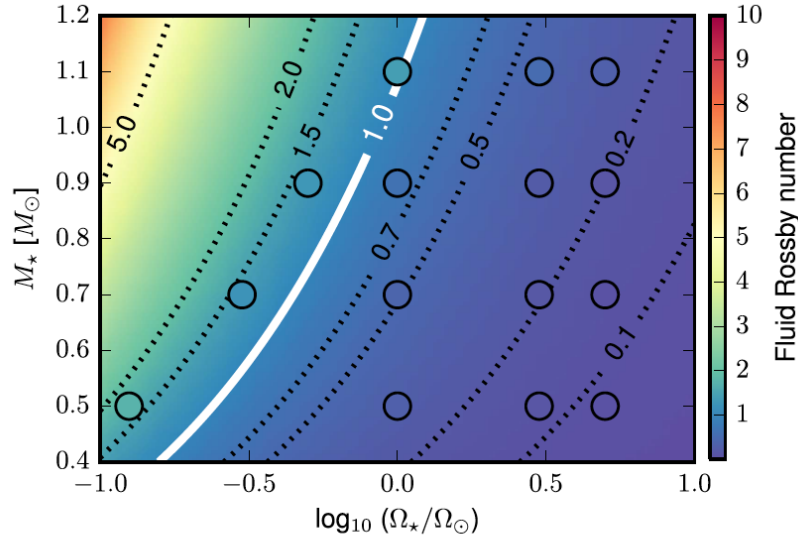


FIGURE 6.6: Nombre de Rossby fluide des modèles hydrodynamiques sur un diagramme masse-rotation. La table de couleurs correspond à la valeur du nombre de Rossby fluide. Les lignes noires en pointillés sont des isocontours du nombre de Rossby fluide. La ligne blanche en traits pleins est un isocontour pour Rossby fluide égal à 1. Les cercles noirs correspondent aux 15 étoiles simulées. Crédits : Brun *et al.* (2017).

6.2.3 Principaux résultats sur la rotation

Nous allons maintenant résumer les principaux résultats obtenus dans cette étude, pour pouvoir ensuite les comparer avec notre étude magnétique.

La figure 6.7 montre les différents profils de rotation différentielle obtenus pour les 15 étoiles simulées. On distingue alors trois régimes :

- $R_{of} > 1$: ces cas présentent une rotation différentielle de type anti-solaire, c'est-à-dire avec des pôles rapides et un équateur lent ; il s'agit des rotateurs lents, soit les cas M05S, M07S, M09S et M11R1.
- $0.3 < R_{of} < 0.9$: ces cas présentent une rotation différentielle de type solaire, c'est-à-dire avec des pôles lents et un équateur rapide, une tachocline et des isocontours non cylindriques ; il s'agit des rotateurs intermédiaires proches du cas solaire, soit les cas M05R1, M07R1, M07R3, M09R1, M09R3 et M11R3.
- $R_{of} \lesssim 0.3$: ces cas présentent une rotation différentielle semblable à celle de Jupiter, c'est-à-dire avec une alternance de bandes cylindriques avec des jets progrades ou rétrogrades ; il s'agit des rotateurs rapides, soit les cas M05R3, M05R5, M07R5, M09R5 et M11R5.

On peut alors dériver une relation entre $\Delta\Omega$, et M_* et Ω_* et la comparer aux tendances observationnelles listées dans 6.2.1. Les 15 simulations donnent la relation suivante :

$$|\Delta\Omega| \propto \left(\frac{M_*}{M_\odot}\right)^{0.73 \pm 0.39} \left(\frac{\Omega_*}{\Omega_\odot}\right)^{0.66 \pm 0.10}. \quad (6.19)$$

On retrouve une dépendance un peu élevée par rapport aux observations en Ω_* avec un indice proche de 0.7 (la plupart des études trouvent un indice entre 0.15 et 0.6), et la dépendance à la masse est beaucoup plus faible avec un indice de seulement 0.73 contre 5.4 pour les observations. Ceci est sans doute dû à la faible variation de la masse des étoiles étudiées ; dans Augustson *et al.* (2012), une étoile à $1.4M_\odot$ est simulée, et cette simulation donne de meilleurs résultats pour la dépendance en masse.

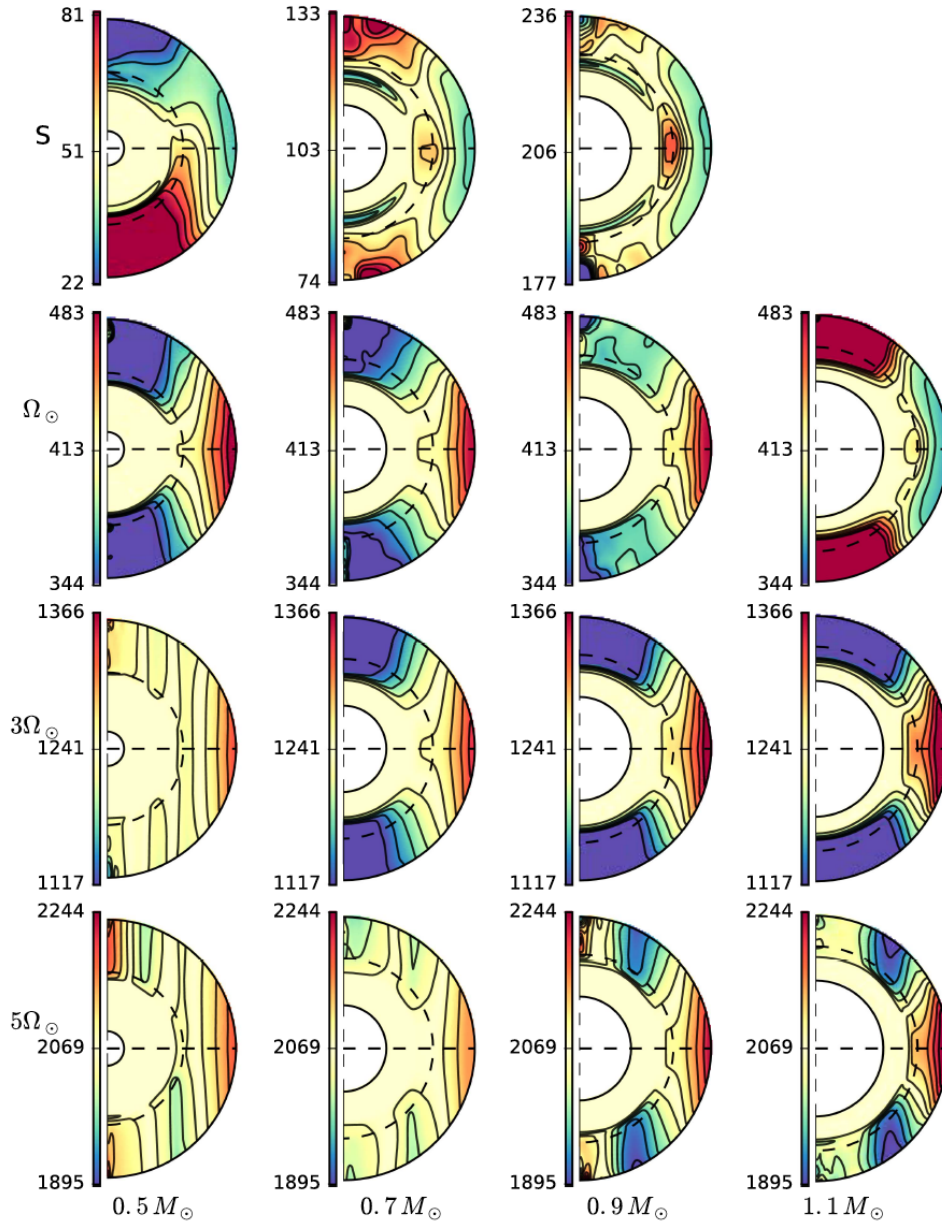


FIGURE 6.7: Coupes méridiennes de la rotation différentielle pour les 15 étoiles simulées en hydrodynamique. De haut en bas, on a un taux de rotation croissant (de $\Omega_* < \Omega_\odot$ à $\Omega_* = 5\Omega_\odot$), et de gauche à droite on a une masse croissante (de $0.5M_\odot$ à $1.1M_\odot$). Crédits : Brun *et al.* (2017).

6.3 Modèles magnétiques des étoiles de type solaire

Nous allons maintenant présenter les résultats de notre étude qui consiste à reprendre les modèles de Brun *et al.* (2017) et à ajouter du champ magnétique. Une partie des résultats a déjà été publié dans Varela *et al.* (2016) sur un sous-ensemble de 7 modèles, mais nous allons ici présenter une analyse plus détaillée des 15 modèles en précisant l'impact sur la rotation et les écoulements méridiens, mais aussi en quantifiant plus précisément la répartition de l'énergie et les différents cycles dynamo observés. Surtout nous allons nous intéresser au possible changement de régime de dynamo et de la conséquence éventuelle sur la topologie/géométrie magnétique en résultant.

6.3.1 Ajout du champ magnétique dans les simulations

En ajoutant du champ magnétique, on résout désormais les équations de la MHD sous l'approximation anélastique. Nous utilisons la forme LBR (pour Lantz-Braginski-Roberts), pour un plasma conducteur dans une sphère en rotation (Jones *et al.*, 2011). Les équations résolues deviennent alors :

$$\nabla \cdot (\bar{\rho} \mathbf{v}) = 0, \quad (6.20)$$

$$\bar{\rho} \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} = -\bar{\rho}(\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} - \nabla \tilde{\omega} + \frac{Sg}{c_P} \mathbf{e}_r + 2\bar{\rho} \mathbf{v} \times \boldsymbol{\Omega}_* + \frac{1}{4\pi} (\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} + \nabla \cdot D, \quad (6.21)$$

$$\bar{\rho} \bar{T} \frac{\partial S}{\partial t} = -\bar{\rho} \bar{T} \mathbf{v} \cdot \nabla (\bar{S} + S) - \nabla \cdot \mathbf{q} + \Phi, \quad (6.22)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0, \quad (6.23)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B} - \eta \nabla \times \mathbf{B}). \quad (6.24)$$

L'équation de continuité de la masse est inchangée. On a en revanche un terme lié à la force de Lorentz qui s'ajoute dans l'équation sur le champ de vitesses. Le flux de diffusion \mathbf{q} est toujours de la forme :

$$\mathbf{q} = \kappa_r \bar{\rho} c_P \nabla (T + \bar{T}) + \kappa \bar{\rho} \bar{T} \nabla S + \kappa_0 \bar{\rho} \bar{T} \nabla \frac{\partial S}{\partial r} \mathbf{e}_r. \quad (6.25)$$

Le terme dissipatif Φ compte en revanche un terme supplémentaire lié à la dissipation ohmique :

$$\Phi = 2\bar{\rho} \nu \left[e_{ij} e_{ij} - \frac{1}{3} (\nabla \cdot \mathbf{v})^2 \right] + \frac{4\pi\eta}{c^2} \mathbf{J}^2, \quad (6.26)$$

où $\mathbf{J} = c/4\pi \nabla \times \mathbf{B}$ est la densité de courant.

Enfin, on a deux équations supplémentaires décrivant le champ magnétique : l'équation de Maxwell-flux pour la divergence du champ et l'équation d'induction pour son évolution temporelle.

Il faut alors rajouter les conditions aux limites pour le champ magnétique. On choisit d'imposer une condition de type conducteur parfait en bas de l'étoile et de raccorder le champ magnétique à la surface à un champ potentiel :

$$B_r(r = r_{\text{bot}}) = \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{B_\theta}{r} \right) (r = r_{\text{bot}}) = \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{B_\phi}{r} \right) (r = r_{\text{bot}}) = 0, \quad (6.27)$$

$$\mathbf{B}(r = r_{\text{top}}) = \nabla \Psi, \Delta \Psi = 0. \quad (6.28)$$

On utilise la même résolution que dans les cas hydrodynamiques, à savoir $N_R \times N_\theta \times N_\phi = 770 \times 256 \times 512$. Les paramètres hydrodynamiques sont les mêmes que ceux donnés dans les tables 6.1 et 6.2.

Pour d'autres simulations MHD d'étoiles de type solaire, voir par exemple Gastine *et al.* (2012) et Raynaud *et al.* (2015).

6.3.2 Rétro-action du magnétisme sur les écoulements moyens

La figure 6.8 montre l'état de la rotation différentielle pour les 15 étoiles simulées après ajout du champ magnétique. On représente des moyennes azimuthales et temporelles avec une moyenne sur 10 temps de retournement convectif. Par l'action de la force de Lorentz (tension des lignes de champ), on s'attend à avoir une rotation différentielle moins importante en amplitude, mais l'influence sur la distribution radiale ou latitudinale

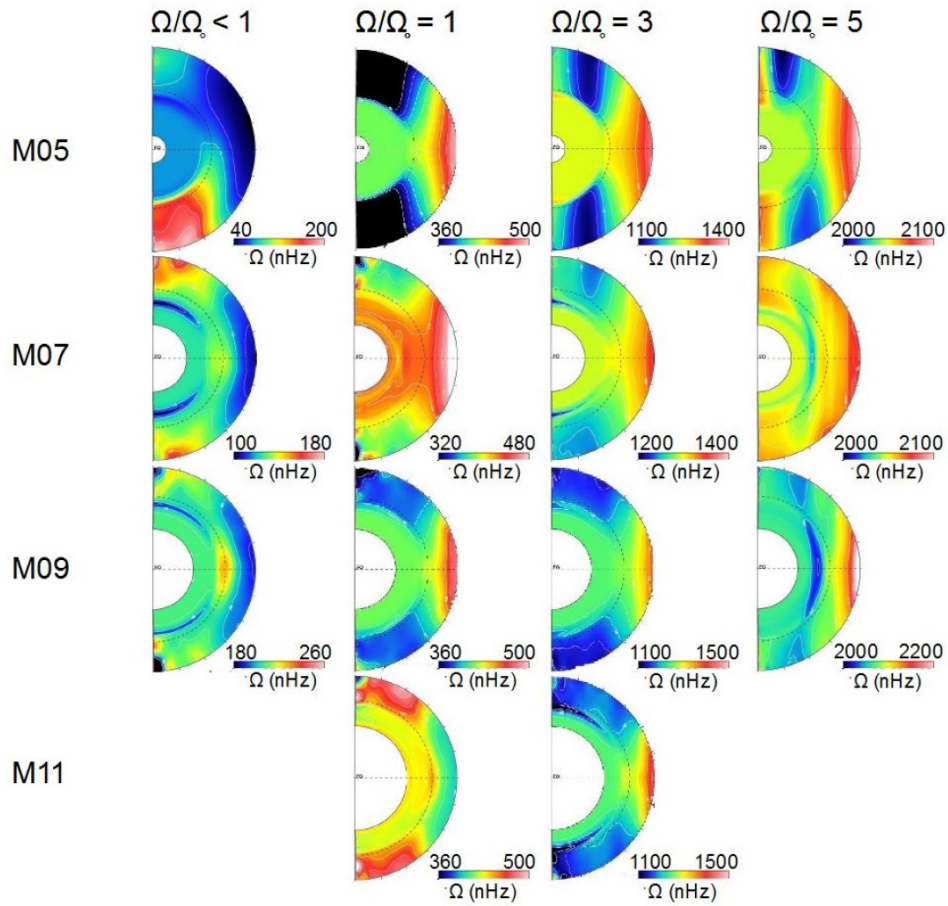


FIGURE 6.8: Moyennes azimuthales de la rotation différentielle pour les 15 étoiles simulées avec champ magnétique. De haut en bas, on a une masse croissante (de $0.5M_{\odot}$ à $1.1M_{\odot}$), et de gauche à droite on a un taux de rotation croissant (de $\Omega_* < \Omega_{\odot}$ à $\Omega_* = 5\Omega_{\odot}$).

est plus difficile à quantifier sans simulations. On retrouve les trois profils évoqués précédemment : un profil de rotation solaire (équateur rapide, pôles lents) pour les cas M05R1, M07R1, M07R3, M09R1, M09R3 et M11R3 ; un profil de rotation cylindrique pour les cas M05R3, M05R5, M07R5 et M09R5 ; et enfin un profil de rotation anti-solaire pour les cas M05S, M07S, M09S et M11R1. Par rapport aux cas hydrodynamiques, il n'y a pas eu de changement sur le type de profil pour les différents cas. On remarque cependant que les profils cylindriques présentent moins d'alternances de jets que ce qu'on pouvait voir dans les cas M05R3 ou M05R5 par exemple (cf. figure 6.7) à cause de la rétro-action du champ magnétique. La position de la tachochline n'est pas trop affectée, donc les gradients radiaux subissent moins l'influence du champ magnétique ; en revanche, dans la majorité des cas (10 cas sur 15), la distribution latitudinale de la rotation différentielle (ou $\Delta\Omega$) a été largement réduite à cause de la force de Lorentz. Dans les autres cas, qui correspondent aux Rossby supérieurs à 1 et donc aux rotations anti-solaires, $\Delta\Omega$ a au contraire augmenté, ce qui est un résultat surprenant.

La figure 6.9 compare l'évolution de $\Delta\Omega$ avec Ω_* pour les cas hydrodynamiques (marqués avec des étoiles) et magnétiques (marqués avec des cercles). Par ailleurs les couleurs indiquent la masse de l'étoile : du rouge pour $0.5M_{\odot}$, du jaune pour $0.7M_{\odot}$, du vert pour $0.9M_{\odot}$ et du bleu pour $1.1M_{\odot}$. On remarque donc qu'avec le champ magnétique, on a une loi de puissance avec comme coefficient 0.12, ce qui est plus faible que le coefficient 0.42 obtenu sans champ magnétique (en sans prendre en compte les cas anti-solaires). Ceci est par ailleurs en meilleur accord avec les observations (on rappelle un coefficient de 0.15 pour Barnes *et al.* (2005) et Reinhold & Reiners (2013) par exemple). Les rotateurs rapides ont moins de $\Delta\Omega$ et les rotateurs lents en ont plus, c'est ce

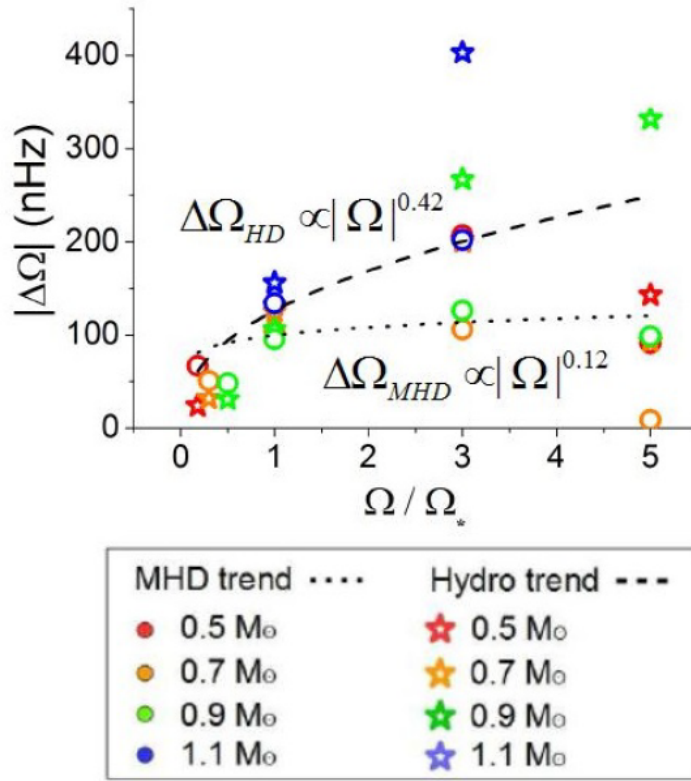


FIGURE 6.9: Variations de $\Delta\Omega$ avec Ω_* pour les 15 étoiles étudiées en cas hydrodynamiques et magnétiques. Les différentes masses sont représentées par différentes couleurs : rouge pour $0.5M_{\odot}$, orange pour $0.7M_{\odot}$, vert pour $0.9M_{\odot}$ et bleu pour $1.1M_{\odot}$. Les cas hydrodynamiques sont représentés par des étoiles creuses, tandis que les cas magnétiques sont représentés par des cercles. La tendance pour les cas hydrodynamiques est tracée en tirets, tandis que la tendance pour les cas magnétiques est tracée en pointillés.

comportement qui permet de faire basculer la loi d'échelle du bon côté. Les observations astérosismiques sont donc bien influencées par la présence d'un fort champ magnétique interne qui rend la rotation différentielle plus rigide et moins sensible aux autres paramètres externes. Il n'y a donc pas d'étoile de type solaire purement hydrodynamique, les observations révèlent un état MHD.

6.3.3 Énergies magnétiques

Dans cette section, nous allons nous intéresser à la répartition de l'énergie cinétique et magnétique.

On définit les différentes énergies cinétiques de la manière suivante :

$$KE = \frac{1}{2}\rho_{tot} (v_r^2 + v_{\theta}^2 + v_{\phi}^2), \quad (6.29)$$

$$DRKE = \frac{1}{2}\rho_{tot}\langle v_{\phi}\rangle_{\phi}^2, \quad (6.30)$$

$$MCKE = \frac{1}{2}\rho_{tot} (\langle v_r\rangle_{\phi}^2 + \langle v_{\theta}\rangle_{\phi}^2), \quad (6.31)$$

$$CKE = \frac{1}{2}\rho_{tot} [(v_r - \langle v_r\rangle_{\phi})^2 + (v_{\theta} - \langle v_{\theta}\rangle_{\phi})^2 + (v_{\phi} - \langle v_{\phi}\rangle_{\phi})^2], \quad (6.32)$$

où $\rho_{tot} = \bar{\rho} + \rho' \sim \bar{\rho}$. La première est l'énergie cinétique totale (composantes moyennes et fluctuantes), la deuxième l'énergie cinétique associée à la rotation différentielle, la troisième l'énergie cinétique associée à la circulation méridienne et la dernière l'énergie cinétique associée aux composantes fluctuantes de la vitesse non axisymétriques.

On réalise la même décomposition pour les énergies magnétiques (on rappelle qu'on travaille en cgs avec le code ASH, donc en Gauss pour le champ magnétique) :

$$ME = \frac{1}{8\pi} (B_r^2 + B_\theta^2 + B_\phi^2), \quad (6.33)$$

$$TME = \frac{1}{8\pi} \langle B_\phi \rangle_\phi^2, \quad (6.34)$$

$$PME = \frac{1}{8\pi} (\langle B_r \rangle_\phi^2 + \langle B_\theta \rangle_\phi^2), \quad (6.35)$$

$$FME = \frac{1}{8\pi} \left[(B_r - \langle B_r \rangle_\phi)^2 + (B_\theta - \langle B_\theta \rangle_\phi)^2 + (B_\phi - \langle B_\phi \rangle_\phi)^2 \right], \quad (6.36)$$

La première est l'énergie magnétique totale, la deuxième l'énergie magnétique toroïdale moyenne, la troisième l'énergie magnétique poloidale moyenne et la dernière l'énergie magnétique fluctuante associée aux composantes non axisymétriques.

Cas	$KE(10^6)$	$DRKE$	$MCKE$	CKE	$ME(10^5)$	TME	PME	FME
M05s	22.1	14.9	0.496	6.64	5.61 (2.5%)	4.73	0.876	3.27
M05R1	22.7	19.4	0.247	3.28	6.53 (2.8%)	5.03	1.51	4.37
M05R3	82.1	79.3	0.0874	2.69	4.71 (0.5%)	4.55	0.157	0.730
M05R5	28.0	12.5	0.0258	1.54	25.5 (9.1%)	17.8	7.63	15.7
M07s	4.02	1.16	0.508	2.81	3.05 (7.5%)	2.57	0.485	0.898
M07R1	6.28	4.66	0.131	1.60	4.05 (6.4%)	3.81	0.241	0.329
M07R3	4.35	3.32	0.0304	1.01	19.5 (44.8%)	16.3	3.25	9.56
M07R5	1.48	0.545	0.00936	0.939	10.7 (72.3%)	7.01	3.68	8.97
M09s	3.18	0.390	0.292	2.76	4.22 (13.2%)	3.45	0.778	0.635
M09R1	4.02	2.04	0.0163	1.96	2.31 (5.7%)	2.27	0.0362	0.227
M09R3	13.1	10.9	0.00821	2.18	2.77 (2.1%)	2.72	0.0467	0.251
M09R5	2.49	1.41	0.00255	1.07	22.6 (90.7%)	1.81	4.55	1.61
M11R1	3.52	0.321	0.0419	3.16	2.02 (5.7%)	1.39	0.626	1.14
M11R3	5.47	4.38	0.00588	1.08	1.43 (2.6%)	1.37	0.0527	0.226
M11R5	9.02	7.61	0.162	1.25	24.7 (27%)	24.6	0.106	1.40

TABLE 6.3: Table des énergies cinétique et magnétique moyennes pour chaque étoile simulée. On présente ainsi l'énergie cinétique totale KE, l'énergie cinétique de rotation différentielle DRKE, l'énergie cinétique de circulation méridienne MCKE, l'énergie cinétique fluctuante CKE, l'énergie magnétique totale ME, l'énergie magnétique toroïdale moyenne TME, l'énergie magnétique poloidale moyenne PME et l'énergie magnétique fluctuante FME. Toutes les énergies cinétiques sont données en 10^6erg.cm^{-3} et toutes les énergies magnétiques sont données en 10^5erg.cm^{-3} . Pour ME, on indique aussi le pourcentage ME/KE.

La table 6.3 présente la répartition de ces énergies pour les 15 cas étudiés ; toutes les énergies sont données en unités cgs, donc en erg.cm^{-3} . Toutes les énergies cinétiques sont données en millions de cgs (10^6), les énergies magnétiques en centaines de milliers de cgs (10^5). On remarque pour l'énergie cinétique que c'est systématiquement DRKE qui contient la plus grosse partie de l'énergie pour maintenir la rotation différentielle. MCKE est quasiment toujours négligeable devant DRKE, sauf pour le modèle M09S où ils sont du même ordre de grandeur ; il y a donc peu d'énergie dans la circulation méridienne dans ces modèles. Pour autant, celle-ci a le bon ordre de grandeur par rapport aux observations quand on regarde l'amplitude de la vitesse à la surface avec un ordre de grandeur de 1 m/s (cf. section 1.1.2). Dans tous les cas, CKE est loin d'être négligeable : elle

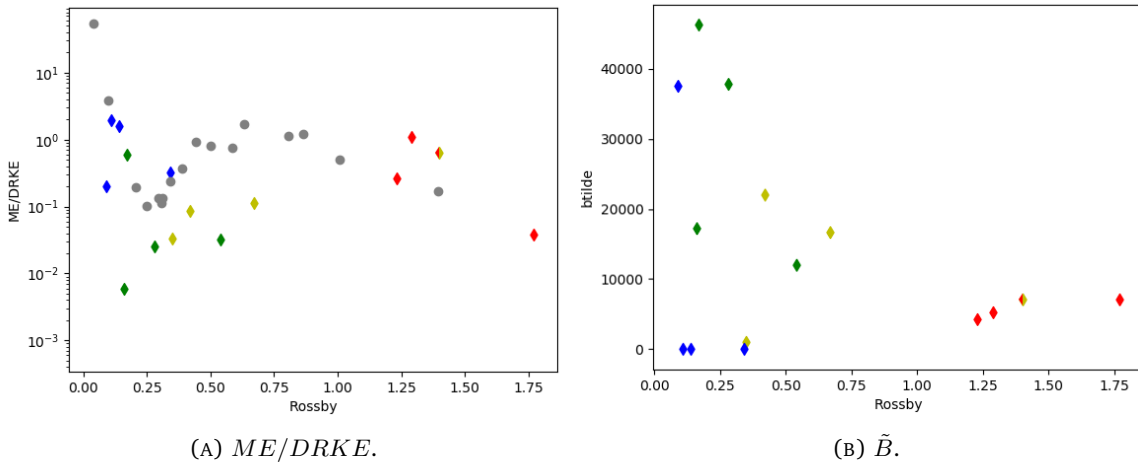


FIGURE 6.10: Analyse des énergies magnétiques en fonction du nombre de Rossby. Le premier panneau montre l'énergie magnétique totale ME divisée par l'énergie cinétique toroïdale $DRKE$, le second le maximum de la valeur efficace du champ magnétique total \tilde{B} . Pour chaque panneau, les points rouges correspondent aux cas anti-solaires, les points jaunes aux cas à $\Omega = \Omega_{\odot}$, les points verts aux cas à $\Omega = 3\Omega_{\odot}$ et les points bleus à $\Omega = 5\Omega_{\odot}$. Les points gris correspondent aux données du code Eulag issues de [Strugarek et al. \(2018\)](#).

est du même ordre de grandeur que $DRKE$ pour les cas M07R1, M07R3, M07R5, M09R1, M09R5 et M11R3, et dépasse $DRKE$ pour les cas M07S, M09S et M11R1. Cela signifie que les modèles sont très fluctuants avec beaucoup d'axisymétrie en vitesse, et que pour les cas anti-solaires ce sont même ces composantes qui dominent le modèle.

Pour les composantes magnétiques, on a un schéma similaire : l'essentiel de l'énergie magnétique est contenue dans les composantes toroïdales TME , générées directement par effet Ω par la rotation différentielle (cf. section 1.3.2). L'énergie magnétique poloïdale PME est souvent négligeable devant TME et FME , car FME est souvent du même ordre de grandeur que TME . Il n'y a cependant pas de cas où FME devient plus grande que TME . Le champ magnétique est donc lui aussi hautement non-axisymétrique. Dans la colonne de ME , on indique aussi le rapport ME/KE en pourcentage, et on remarque que pour les rotateurs rapides ce rapport est très élevé avec des valeurs allant de 44.8% jusqu'à 90.7% : dans ces cas, on a donc quasiment atteint un état d'équipartition global entre énergie cinétique et magnétique.

La figure 6.10 présente ensuite l'évolution de deux quantités en fonction du nombre de Rossby fluide : le rapport énergie magnétique totale sur énergie cinétique de rotation différentielle $ME/DRKE$ et la valeur efficace du champ magnétique total \tilde{B} . Pour chaque panneau, les points rouges correspondent aux cas anti-solaires, les points jaunes aux cas à $\Omega = \Omega_{\odot}$, les points verts aux cas à $\Omega = 3\Omega_{\odot}$ et les points bleus à $\Omega = 5\Omega_{\odot}$. Pour $ME/DRKE$, on ajoute en gris les points du code Eulag obtenus par l'étude de [Strugarek et al. \(2018\)](#) sur des cas similaires. On observe alors deux cassures en fonction du nombre de Rossby : en dessous de 0.25, le rapport $ME/DRKE$ remonte et dépasse des valeurs de 1, indiquant que $DRKE$ devient plus grand que ME , tandis que \tilde{B} a des valeurs fortes aussi ; entre 0.25 et 1, $ME/DRKE$ forme une sorte de bosse avec un maximum local vers 0.5, tandis que \tilde{B} décroît ; au-dessus de 1, on a une remontée de $ME/DRKE$ et de \tilde{B} . Dans [Strugarek et al. \(2018\)](#), ces comportements étaient reliés à la période du cycle dynamo : en dessous de 0.25, on a des cycles courts et des rotateurs rapides ; entre 0.25 et 1, on a des cycles longs et des rotateurs intermédiaires ; au-dessus de 1, on a des dynamos stationnaires et des rotateurs lents avec un champ magnétique amplifié et stable. On verra dans la partie suivante qu'une tendance identique est dégagée dans notre étude. La question de l'augmentation de l'activité magnétique des étoiles à rotation anti-solaire est débattue car pour l'instant, il n'y a pas suffisamment d'observations pour trancher la question.

Ce travail sera poursuivi avec une analyse plus fine des échanges d'énergies entre les différents réservoirs possibles de l'étoile, dans la lignée du travail effectué par [Rempel \(2006\)](#) ou [Strugarek et al. \(2018\)](#); ceci permettra notamment de quantifier l'énergie disponible pour l'émergence de flux pour les éruptions ou les CMEs.

6.3.4 Cycles magnétiques

On observe une dépendance en Rossby pour les cycles dynamos, semblable à celle trouvée dans [Strugarek et al. \(2018\)](#) :

- $0.09 < R_{of} < 0.21$: ces cas présentent des cycles magnétiques courts ; il s'agit des rotateurs rapides, en particulier des cas M05R3, M05R5, M07R3, M07R5 et M09R5.
- $0.28 < R_{of} < 0.67$: ces cas présentent des cycles magnétiques longs ; il s'agit des cas M05R1, M07R1, M09R1, M09R3, M11R3 et M11R5.
- $R_{of} > 1$: ces cas ne présentent pas de cycle magnétique, la dynamo est stationnaire ; il s'agit des cas anti-solaires à faible rotation, c'est-à-dire les cas M05S, M07S, M09S et M11R1.

On se donne 3 cas typiques pour illustrer ces différents comportements.

Le cas M09S est anti-solaire avec un Rossby de 1.29. La figure [6.11](#) montre des énergies magnétiques et cinétiques très stables, n'indiquant aucun renversement topologique typique d'un cycle dynamo. Par ailleurs les champs B_ϕ en bas de la zone convective et B_r à la surface sont très stables, avec uniquement des fluctuations à petite échelle, mais pas de renversement à grande échelle.

Le cas M09R3 possède un Rossby de 0.28 et présente un cycle magnétique long. La figure [6.12](#) permet de voir qu'on couvre ici deux équivalents de cycles dynamos, donc quasiment un cycle de polarité entier en 8000 jours, soit 22 ans, ce qui correspond à peu près à la durée du cycle solaire. On note des oscillations dans les énergies magnétiques correspondant aux cycles, en particulier une anti-corrélation entre énergie cinétique de la rotation différentielle et énergie magnétique, ce qui est typique de la rétro-action de la force de Lorentz : quand le champ magnétique devient trop important, la force de Lorentz limite la rotation différentielle, ce qui entraîne une chute de la génération du champ magnétique par effet Ω ; la dynamo est affaiblie, le champ diminue, ce qui fait baisser la force de Lorentz et permet à la rotation de se revigorer et au champ magnétique de croître à nouveau (voir par exemple [Brun et al. \(2005\)](#)). On a alors une saturation naturelle de la dynamo. On observe deux larges structures en B_ϕ en bas de la zone convective, antisymétrique par rapport à l'équateur ; elles sont assez proches de l'équateur et s'étendent peu jusqu'aux pôles.

Enfin, le cas M05R3 a un Rossby de 0.16 et présente un cycle magnétique court, avec une période de seulement 300 jours environ pour le cycle en polarité, soit un peu moins d'un an. La figure [6.13](#) montre un effet global de saturation des énergies, là encore à cause de la force de Lorentz, mais avec des oscillations rapides de DRKE, TME et PME, soit les principaux acteurs de la boucle dynamo. Les structures en B_ϕ sont encore une fois très proches de l'équateur, antisymétriques en polarité, avec une polarité opposée au pôle qui semble avoir un cycle deux fois plus grand (ce genre de structure a déjà été observé par [Augustson et al. \(2015\)](#)). L'onde dynamo se propage vers les pôles, ce qui est la direction opposée à celle du Soleil. Le cycle est cependant très irrégulier car la dynamo est très turbulente.

Cette étude sera affinée en faisant le parallèle entre la théorie en champ moyen et nos simulations 3D pour classer les types de dynamos observées.

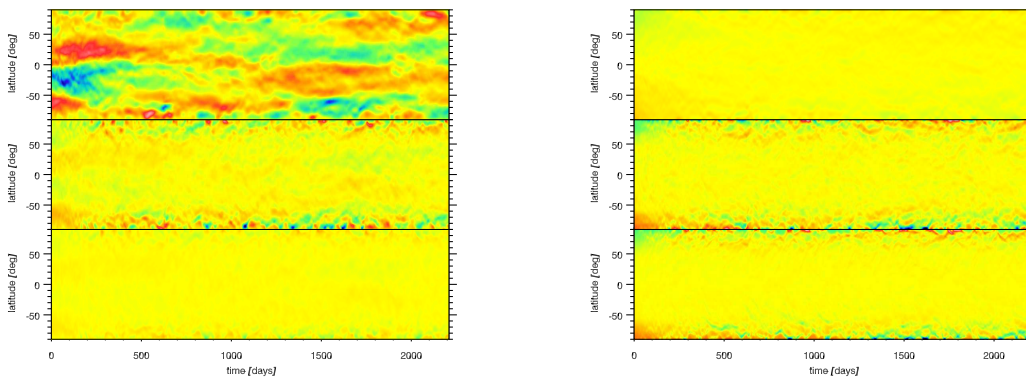
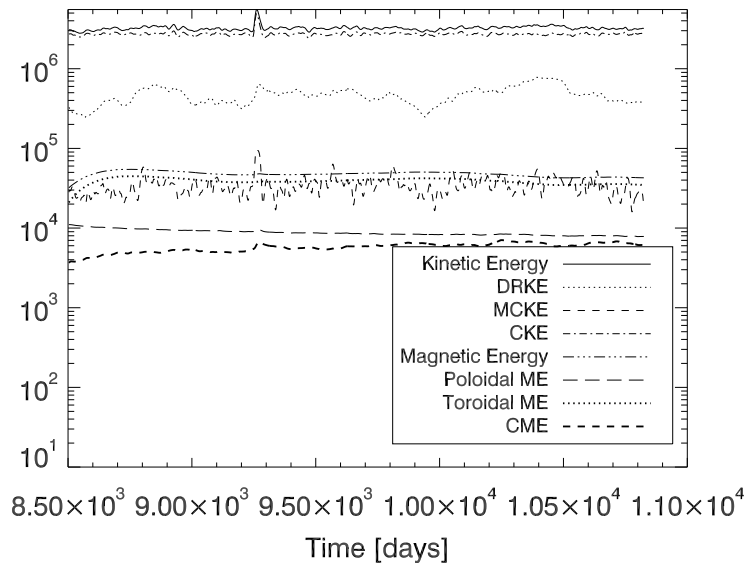


FIGURE 6.11 : Évolution énergétique et diagramme papillon pour le cas M09S. On montre l'évolution temporelle des énergies cinétiques et magnétiques, puis des diagrammes temps-latitude de B_ϕ et B_r à $r = 0.68, 0.85$ et $0.95 R_*$.

6.3.5 Topologie et nombre de Rossby

Enfin nous allons relier ce chapitre au reste du manuscrit en faisant une ouverture depuis l'intérieur stellaire vers l'extérieur. Comme expliqué précédemment, il y a beaucoup d'interrogation sur la topologie et le vent résultant des étoiles à fort Rossby, en particulier concernant la perte de masse pour une explication de la potentielle brisure de la gyrochronologie au-delà de l'âge du Soleil. La figure 6.14 montre donc l'évolution de plusieurs indicateurs topologiques en fonction du nombre de Rossby : f_{dip} qui est le rapport entre le coefficient dipolaire axisymétrique et la somme des autres coefficients magnétiques, f_{quad} qui est la même chose mais pour le coefficient quadrupolaire et l_{max} qui est ici le degré du mode contenant le plus d'énergie dans le spectre

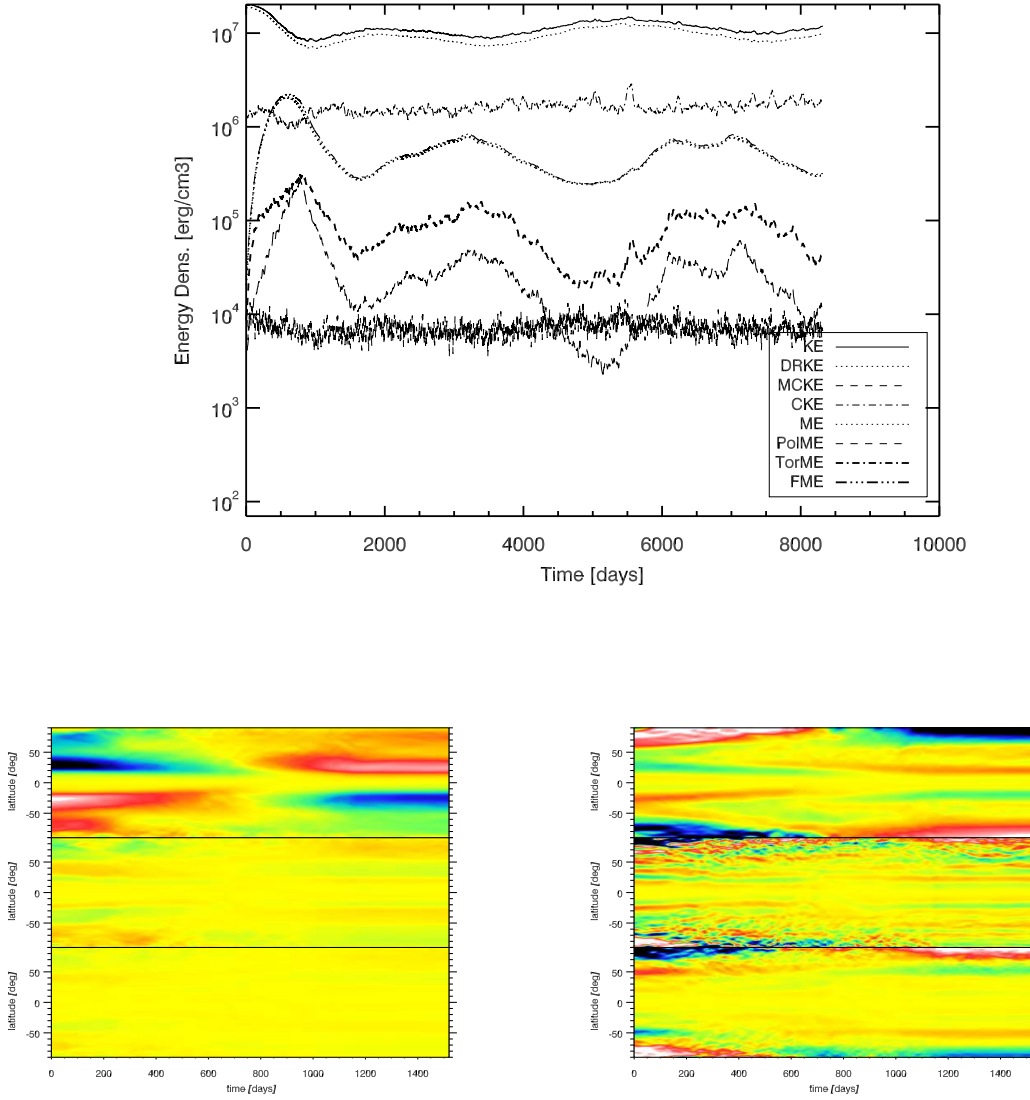


FIGURE 6.12: Évolution énergétique et diagramme papillon pour le cas M09R3. On montre l'évolution temporelle des énergies cinétiques et magnétiques, puis des diagrammes temps-latitude de B_ϕ et B_r à $r = 0.68, 0.85$ et $0.97 R_*$.

magnétique donc avec le coefficient $\alpha_{\ell,m}$ le plus élevé. Les expressions de f_{dip} et f_{quad} sont les suivantes :

$$f_{dip} = \frac{\alpha_{1,0}^2}{\sum_{\ell} \alpha_{\ell,m}^2}, \quad (6.37)$$

$$f_{quad} = \frac{\alpha_{2,0}^2}{\sum_{\ell} \alpha_{\ell,m}^2}, \quad (6.38)$$

avec $\alpha_{\ell,m}$ les coefficients de la projection du champ magnétique sur les harmoniques sphériques Y_{ℓ}^m (cf. annexe A). On trace en gris les points du code Eulag correspondant à l'étude de [Strugarek et al. \(2018\)](#). D'autres études se sont intéressées à des cas similaires, on peut citer [Karak et al. \(2015\)](#) ou [Guerrero et al. \(2016\)](#).

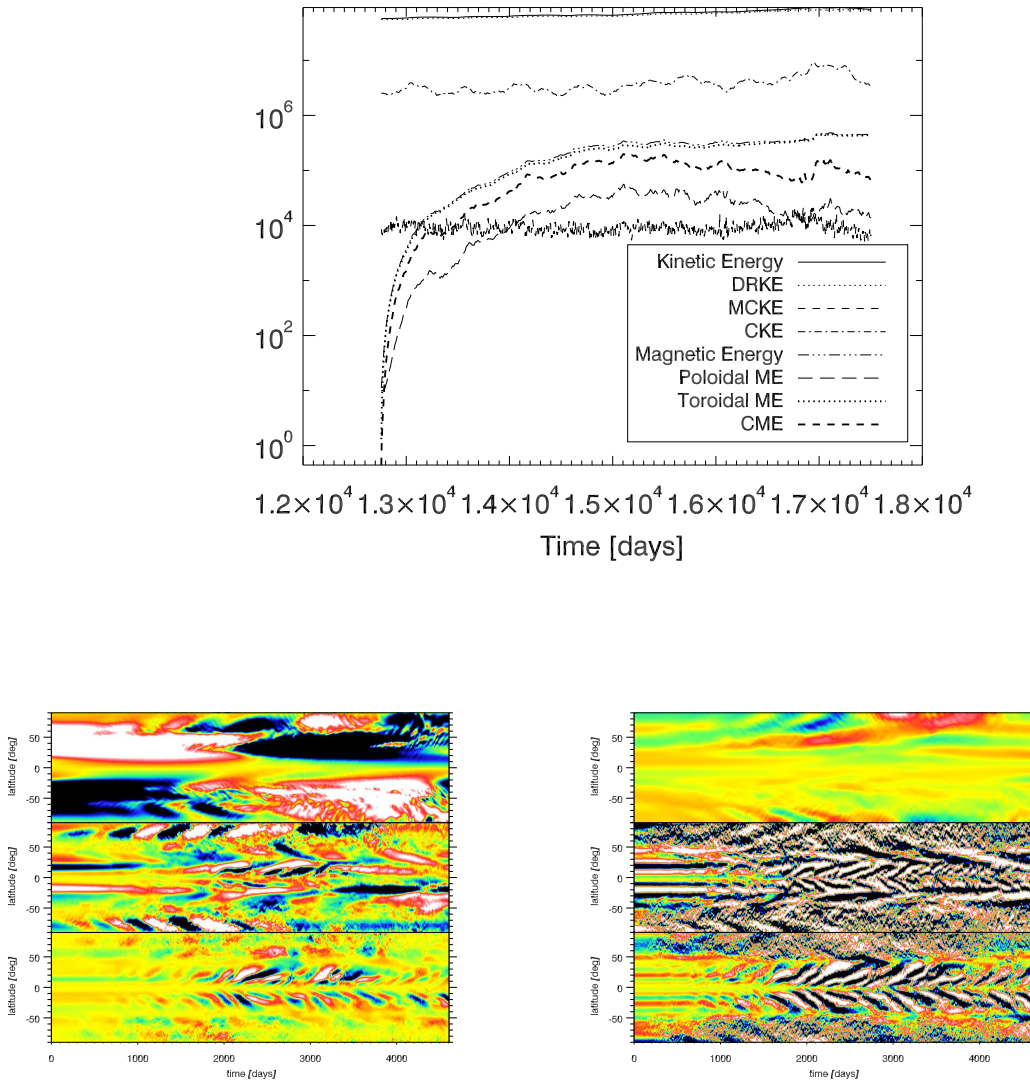


FIGURE 6.13: Évolution énergétique et diagramme papillon pour le cas M05R3. On montre l'évolution temporelle des énergies cinétiques et magnétiques, puis des diagrammes temps-latitude de B_ϕ et B_r à $r = 0.54, 0.79$ et $0.96 R_*$.

On observe une transition à bas Rossby fluide, en dessous de 0.25 : les modes à grande échelle concentrent l'essentiel de l'énergie, avec un l_{max} proche de 2, un f_{dip} de l'ordre de 35% et un f_{quad} de l'ordre de 45%. Entre 0.25 et 1, nous manquons malheureusement de points pour pouvoir quantifier un comportement précis. En revanche, au-delà de 1, on observe clairement à nouveau une concentration de l'énergie magnétique dans les grandes échelles, avec un l_{max} aux alentours de 4, un f_{dip} de l'ordre de 30% et un f_{quad} de l'ordre de 30% également. Ceci irait à l'encontre de l'explication proposée précédemment : avec un f_{dip} et un f_{quad} importants, comme expliqué dans Réville *et al.* (2015a) et Finley & Matt (2018), la perte de moment cinétique devrait être plus importante qu'avec une topologie plus complexe, ce qui ne permet pas d'expliquer une non décélération de la rotation des étoiles au-delà du Rossby solaire. Il faudrait plus de points pour confirmer cette tendance, mais cette étude indique qu'il faut sans doute se tourner vers une caractérisation plus précise de la structure

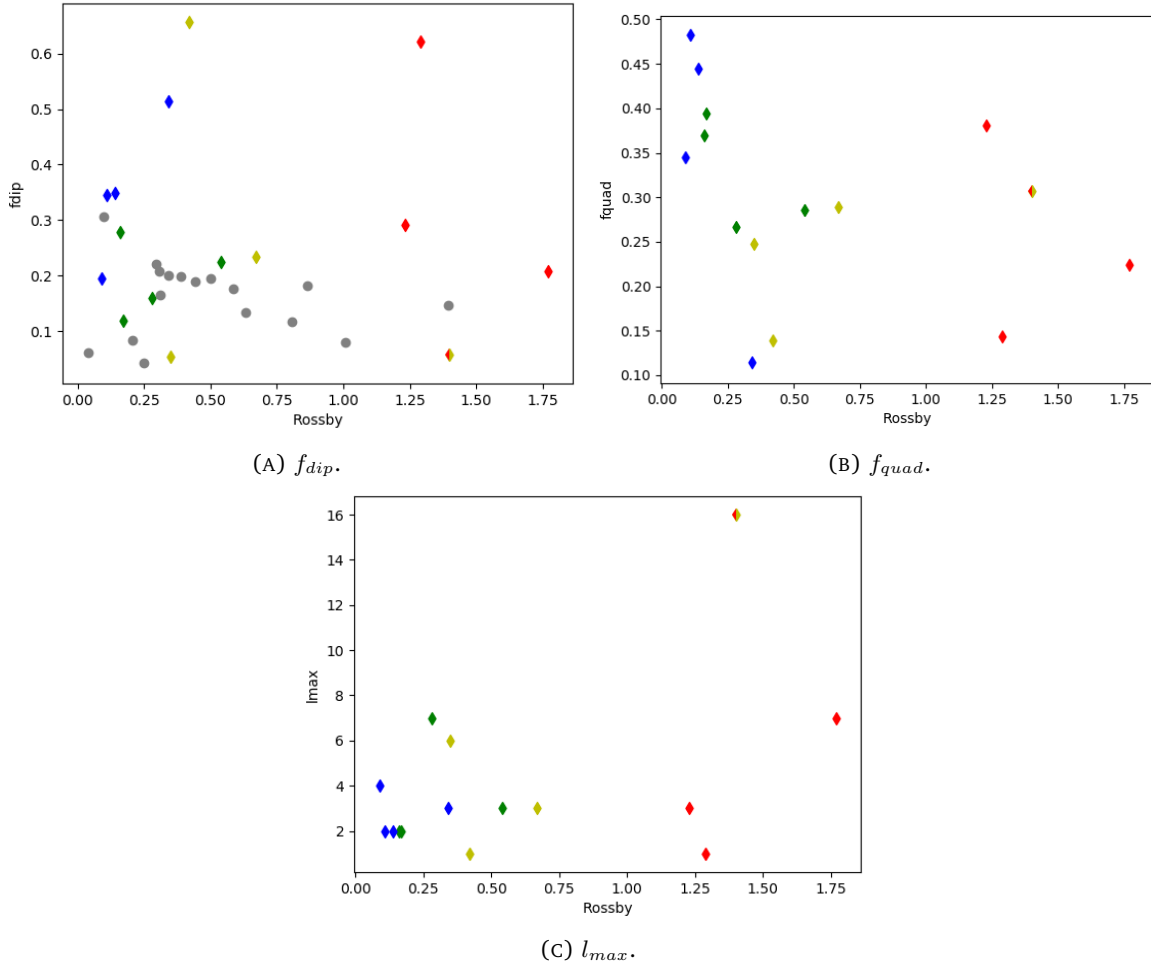


FIGURE 6.14: Analyse topologique en fonction du nombre de Rossby. Le premier panneau montre le pourcentage d'énergie dipolaire f_{dip} , le deuxième le pourcentage d'énergie quadrupolaire f_{quad} et le dernier le mode l_{max} qui contient le plus d'énergie dans le spectre du champ magnétique. Pour chaque panneau, les points rouges correspondent aux cas anti-solaires, les points jaunes aux cas à $\Omega = \Omega_{\odot}$, les points verts aux cas à $\Omega = 3\Omega_{\odot}$ et les points bleus à $\Omega = 5\Omega_{\odot}$. Les points gris correspondent aux données du code Eulag issues de [Strugarek et al. \(2018\)](#).

du vent correspondant pour quantifier plus précisément la perte de moment cinétique, au-delà du simple effet topologique. En revanche on semble en effet trouver une perte de cycle pour $R_{of} > 1$.

6.4 Discussion et perspectives

Au cours de cette étude, nous avons simulé 15 étoiles ayant des masses de 0.5, 0.7, 0.9 ou 1.1 M_{\odot} et des taux de rotation inférieurs au taux solaire, ou égaux à Ω_{\odot} , $3\Omega_{\odot}$ ou $5\Omega_{\odot}$. Dans la continuité des études de [Brun et al. \(2017\)](#) et [Varela et al. \(2016\)](#), on cherche à évaluer l'impact de la présence de champ magnétique sur les différentes caractéristiques des étoiles de type solaire (types spectraux F, G et K). En particulier la force de Lorentz a une rétroaction forte sur la rotation différentielle, limitant son gradient latitudinal $\Delta\Omega$ et tendant plus vers les observations avec une relation du type $\Delta\Omega \propto |\Omega|^{0.12}$. On réalise une décomposition des énergies cinétique et magnétique pour constater que l'essentiel de l'énergie est axisymétrique et toroïdale, même si une partie conséquente de l'énergie se trouve aussi dans les composantes non axisymétriques. On distingue 3 régimes dynamo en fonction du nombre de Rossby : des cycles courts à faible Rossby (< 0.21), des cycles longs

à Rossby moyen et pas de cycle à Rossby élevé (> 1). On observe de même des transitions de comportement en fonction du Rossby pour le rapport ME/DRKE, la valeur efficace de \mathbf{B} , et les composantes dipolaires et quadrupolaires du champ. J'ai en particulier apporté une ouverture vers la couronne à cette étude avec la question de l'évolution de la topologie : il semblerait que les étoiles à rotation anti-solaire aient une topologie peu complexe avec surtout un champ grande échelle, ce qui impliquerait une perte de moment cinétique assez élevée et donc pas de décélération notable de la rotation de l'étoile.

Pour achever de mieux comprendre les étoiles de type solaire, il conviendrait donc d'étendre cette étude à l'atmosphère solaire en utilisant une extrapolation pour estimer la répartition des composantes lentes et rapides du vent, ou même en couplant les sorties ASH avec un code de simulation du vent dans une approche quasi-statique comme au chapitre 3.

"How things begin is not nearly as important as how they end."

Aria T'Loak, *Mass Effect 3*

Ce manuscrit a été motivé par l'envie de réconcilier deux communautés : la communauté travaillant sur la dynamo, plus proche de la physique stellaire, concentrée sur l'étude de l'intérieur de notre étoile, et la communauté travaillant sur le vent, plus proche de la physique des plasmas, concentrée sur la couronne et le milieu inter-planétaire de notre système solaire. Nous faisons même le lien avec une communauté récente amenée à se développer pour la protection de nos sociétés modernes qui est la communauté de la météorologie de l'espace, beaucoup plus opérationnelle avec pour intérêt le lien Soleil-Terre. En connectant leurs domaines d'études, j'ai pu considérer le Soleil dans son ensemble, depuis la tachocline jusqu'à la couronne étendue, afin de m'intéresser au couplage entre intérieur et extérieur solaire, en particulier entre le champ magnétique généré par effet dynamo et le vent accéléré dans la couronne.

Pour s'intéresser à ce couplage, nous avons utilisé deux approches différentes, décrites dans la première partie de cette thèse :

1. La première approche, présentée dans le chapitre 3, consiste en l'utilisation de deux codes numériques 2.5D pour modéliser les couches internes et externes, et de réaliser un pipeline quasi-statique entre les deux. Pour l'intérieur, on utilise le code STELEM avec une dynamo de type Babcock-Leighton avec transport de flux (Jouve & Brun, 2007). Pour la couronne, on utilise le code PLUTO avec un chauffage polytropique (Réville *et al.*, 2015a). On relie les deux codes en utilisant le champ magnétique radial de surface produit par STELEM comme condition à la limite inférieure pour PLUTO, puis on laisse le vent se relaxer depuis une solution de Parker, et ce pour 54 simulations espacées de 2 mois. L'avantage de cette méthode est que chacun des deux codes a été déjà largement testé et validé (Jouve *et al.*, 2008; Réville & Brun, 2017) ; ils sont par ailleurs optimisés en termes de méthodes numériques pour chacune des zones avec ses processus physiques propres modélisés. Les inconvénients sont qu'avec cette méthode, on ne peut étudier que l'influence du champ magnétique sur le vent, sans la possible rétro-action du vent sur l'intérieur ; de plus il y a un risque important de violer la causalité en propageant quasi-instantanément des fluctuations sans respecter leur temps de propagation physique. Cette méthode permet déjà de retrouver les variations de la structure de la couronne en fonction du cycle dynamo : en minimum d'activité, la couronne est très organisée avec du vent lent à l'équateur et du vent rapide aux pôles, et un streamer équatorial ; en maximum d'activité, la couronne a une structure plus complexe avec l'apparition de pseudo-streamers à mi-latitude associés à des trous coronaux de polarité opposée, et du vent rapide et lent à toutes les latitudes. Cette étude présente la particularité d'avoir une asymétrie Nord-Sud avec une asymétrie dans la circulation méridienne, qui résulte en un couplage entre les différentes familles dynamo et ainsi un décalage de 9 mois entre le champ magnétique de l'hémisphère Nord et celui de l'hémisphère Sud. Cette asymétrie est ensuite transmise au vent de manière lissée avec une asymétrie de seulement 5 mois entre la vitesse du vent dans l'hémisphère Nord et celle dans l'hémisphère Sud à $20 R_{\odot}$.

2. La seconde approche, présentée dans le chapitre 4, consiste en un couplage dynamique 2.5D entre dynamo et vent en utilisant un unique code numérique, le code PLUTO. Pour ce faire, il a d'abord fallu implémenter une dynamo en champ moyen de type α - Ω en se basant sur le benchmark de [Jouve et al. \(2008\)](#), car cette option n'était pas disponible dans le code d'origine. Le modèle de vent a été adapté depuis [Réville et al. \(2015a\)](#) en passant en coordonnées sphériques et en préparant les conditions aux limites pour le couplage. Après un travail sur la normalisation des équations pour dériver les paramètres adimensionnés de contrôle de la simulation, il a fallu concevoir une interface numérique entre les domaines de calcul de la dynamo et du vent afin de contrôler les échanges d'information en spécifiant le traitement de toutes les quantités physiques. Grâce à une condition aux limites de type champ potentiel, le champ poloidal peut ainsi influencer le vent ; grâce à la condition sur le champ toroidal pour limiter la génération de courants, le vent peut rétro-agir sur la condition aux limites de la dynamo ; on a ainsi une véritable boucle de rétroaction dynamique. Nous avons validé notre modèle de couplage dynamique sur deux études théoriques avec des dynamos beaucoup plus rapides que celle du Soleil (périodes de cycle de 5 jours et 5 semaines), construites à partir d'une étude simplifiée de l'impact d'un dipôle oscillant sur une solution de vent. Nous avons ainsi montré qu'on pouvait reproduire de manière auto-consistante les résultats de l'étude quasi-statique, avec l'évolution de la structure de la couronne et des quantités intégrées au cours du cycle d'activité. Mais en plus, cette étude permet de prendre en compte la rétroaction du vent, qui dans les cas étudiés amène au couplage entre les familles dynamo en favorisant la croissance des modes quadrupolaires. On peut aussi quantifier le temps de propagation des perturbations magnétiques, qui est de l'ordre du temps d'Alfvén.

Dans la seconde partie de cette thèse, nous avons ensuite souhaité étendre chacun des domaines d'études (vent et dynamo) à la 3D et à des problématiques actuelles concrètes :

1. Dans le chapitre 5, on s'intéresse à la météorologie de l'espace, que ce soit d'un point de vue opérationnel ou scientifique. On revient ainsi sur une approche quasi-statique avec avec de vraies cartes magnétiques comme condition à la limite à la surface de l'étoile. On s'intéresse à l'atmosphère et au vent solaire à 22 rayons solaires, car c'est la distance correspondant à la distinction entre héliosphère interne et externe dans les codes de météorologie de l'espace, ainsi qu'à 1 UA pour voir l'environnement spatial de la Terre. D'un point de vue opérationnel, on s'intéresse à la scalabilité de notre code et montre qu'on peut obtenir des solutions en moins de 10 heures. On s'intéresse aussi à la visualisation en incluant des orbites de planètes et de satellites, ainsi qu'en créant une interface web ergonomique. D'un point de vue scientifique, on s'intéresse à la diffusion des rayons cosmiques dans le système solaire, en quantifiant l'influence de la topologie et de l'amplitude du champ magnétique sur la diffusion parallèle des rayons cosmiques. On termine en regardant deux configurations réalistes de minimum et maximum d'activité solaire, produisant ainsi pour la première fois des cartes 3D du libre parcours moyen parallèle associées à de véritables configurations solaires.
2. Dans le chapitre 6, on s'intéresse aux autres étoiles de type solaire et à l'impact des solutions dynamos stellaires sur l'évolution séculaire des étoiles. Dans ce travail collaboratif, 15 simulations ont été réalisées à l'aide du code ASH ([Brun et al., 2004](#)) afin d'étudier l'évolution des solutions dynamos en fonction de la masse et du taux de rotation de l'étoile, ce qui correspond d'un point de vue physique à son type spectral et à son âge. En comparant ces résultats avec les simulations hydrodynamiques de [Brun et al. \(2017\)](#), on peut montrer que le champ magnétique rétro-agit sur la rotation différentielle et permet de retrouver des tendances plus proches des observations astérosismiques. On peut aussi s'intéresser à la répartition des énergies cinétique et magnétique en préparation d'une étude plus approfondie sur les transferts d'énergie pour quantifier le réservoir disponible pour les éruptions solaires. Enfin, sur la même lignée que [Strugarek et al. \(2018\)](#), on peut voir différentes tendances dans les cycles dynamos en fonction du nombre de Rossby R_o : pour des Rossby faibles, les cycles sont courts ; pour des Rossby proches de celui du Soleil, les cycles sont longs ; pour des Rossby supérieurs à celui du Soleil, les dynamos sont stationnaires, donc sans cycle.

La topologie tend aussi à devenir plus dipolaire pour des rotations anti-solaires, ce qui ne permet pas d'expliquer a priori la supposée brisure de la gyrochronologie par diminution du ralentissement causé par le vent (Metcalfé & van Saders, 2017).

Enfin, il reste évidemment de nombreuses pistes de développement pour poursuivre ces travaux. Les années qui vont suivre vont être très riches pour la physique solaire, que ce soit avec les premiers résultats de Parker Solar Probe, le lancement imminent de Solar Orbiter en février 2020 ou de futures missions déjà en développement comme PUNCH ou CUTE. On peut alors espérer obtenir des contraintes observationnelles toujours plus précises pour orienter les modèles théoriques et les simulations, en particulier en ce qui concerne les quantités intégrées à partir des mesures locales comme le rayon d'Alfvén, la perte de masse ou la perte de moment cinétique. Avec la phase 3 du programme *Space Situation Awareness* de l'ESA (<http://swe.ssa.esa.int/>) et bientôt la phase 4, le *Virtual Space Weather Modeling Centre* est en train de se finaliser avec la mise en relation des codes numériques les plus avancés pour reproduire toute la physique depuis la surface du Soleil jusqu'aux interactions avec la Terre. Enfin, ce que nous apprenons grâce à notre étoile peut évidemment servir de base pour ensuite se tourner vers les autres étoiles et leurs systèmes planétaires. Les missions comme PLATO ou TESS (déjà en vol) permettront de caractériser plus précisément de nombreux systèmes étoiles-planètes pour continuer de mettre notre système solaire en contexte ; des études comme celles de Estrela & Valio (2018) ou Yamashiki *et al.* (2019) se posent déjà des questions sur l'exo-météorologie de l'espace avec l'impact de l'activité stellaire sur l'habitabilité des systèmes.

Concernant les pistes concrètes pour chacun de ces travaux, voici quelques éléments concernant les développements futurs :

1. Concernant le couplage quasi-statique, il apparaît essentiel d'améliorer les modèles dynamo et vent pour obtenir des résultats toujours plus proches des observations solaires. Pour la dynamo, il reste à finir l'implémentation du modèle Babcock-Leighton avec transport de flux dans le code PLUTO. On peut ensuite s'inspirer des travaux plus récents de Kumar *et al.* (2018) pour inclure de l'émergence de flux afin de simuler des régions actives et de voir l'impact de celles-ci sur le vent. On peut aussi s'intéresser à des cycles plus exotiques et introduire de la stochasticité pour reproduire des périodes comme le minimum de Maunder, et ainsi confronter les simulations aux résultats obtenus par Owens *et al.* (2017) pour l'estimation du vent solaire durant cette période. Pour le vent, le modèle polytropique est peu à peu délaissé par la communauté pour se tourner vers des modèles comme ceux de Suzuki *et al.* (2013), Lionello *et al.* (2014) ou Réville *et al.* (2018) avec chauffage par ondes d'Alfvén.
2. Concernant le couplage dynamique, il convient de continuer à explorer l'espace des paramètres pour s'approcher autant que possible d'un cycle ayant des caractéristiques solaires. On peut évidemment implémenter toutes les améliorations discutées ci-dessus, mais en les adaptant pour prendre en compte l'interface numérique entre dynamo et vent. On peut enfin comparer nos résultats avec des modèles plus orientés *data-driven* comme Luhmann *et al.* (2002) ou Merkin *et al.* (2016) pour s'intéresser à des structures précises comme les trous coronaux.
3. Concernant notre étude à 1 UA et son application aux rayons cosmiques, notre but est d'aller au-delà de l'étude théorique présentée ici pour continuer à s'intéresser à des configurations réalistes du Soleil. En incluant la turbulence dans le modèle de vent, la description des diffusivités parallèles et perpendiculaires n'en sera que plus réaliste. On peut aussi aller au-delà en incluant les autres effets du champ magnétique et du champ de vitesse, afin de résoudre l'équation portant sur la densité de rayons cosmiques afin de pouvoir avoir de quoi comparer directement aux observations. On peut enfin s'intéresser à l'influence d'événements précis sur la distribution de rayons cosmiques, comme la présence de CIRs ou de CMEs pour l'effet Forbush, ou des périodes précises de l'histoire du Soleil comme le minimum de Maunder.
4. Concernant l'étude des étoiles de type G-K, la prochaine étape serait de quantifier plus précisément la forme du vent correspondant en utilisant des simulations de vent quasi-statiques 3D. J'ai déjà commencé

à développer un pipeline entre les codes ASH et PLUTO, dans la lignée du travail réalisé pour le couplage quasi-statique entre STELEM et PLUTO. On pourrait alors avoir des informations sur la répartition des streamers et leur évolution au cours des cycles dynamos, ainsi que sur l'évolution des quantités intégrées. En particulier on a très peu d'information sur le vent correspondant à un profil de rotation anti-solaire. D'autres effets peuvent aussi être investigués comme l'influence de la métallicité, en s'inspirant par exemple des modèles établis par [Amard et al. \(2019\)](#). Enfin on pourrait compléter cette étude par le vent d'un Soleil évoluant sur la PMS et la MS à partir des simulations réalisées par [Emeriau-Viard & Brun \(2017\)](#) et [Emeriau-Viard \(2017\)](#).

Sur le long terme, on pourra coupler dynamiquement en 3D vent, convection et dynamo pour vraiment considérer la physique solaire dans son ensemble ; cette thèse a posé les premiers jalons vers un tel modèle global 3D.

A.1 Harmoniques sphériques scalaires

Les harmoniques sphériques $Y_\ell^m(\theta, \phi)$ sont des fonctions solutions de l'équation de Laplace qui forment une base orthonormée des fonctions de la sphère unité. Cela signifie que toute fonction continue réelle $f(r, \theta, \phi)$ où $\theta \in [0, \pi]$ et $\phi \in [0, 2\pi]$ peut s'écrire comme une somme d'harmoniques sphériques :

$$f(r, \theta, \phi) = \sum_{\ell=0}^{+\infty} \sum_{m=0}^{\ell} \alpha_{\ell, m}(r) Y_\ell^m(\theta, \phi), \quad (\text{A.1})$$

ce est équivalent à :

$$\alpha_{\ell, m}(r) = \int_{\theta=0}^{\pi} \int_{\phi=0}^{2\pi} f(r, \theta, \phi) \bar{Y}_\ell^m(\theta, \phi) \sin\theta d\theta d\phi = \int_S f(r, \theta, \phi) \bar{Y}_\ell^m(\theta, \phi) d\Omega, \forall \ell \in \mathbb{N} \geq 0, \forall m \in \mathbb{Z} \in [0, \ell], \quad (\text{A.2})$$

où $\bar{Y}_\ell^m(\theta, \phi) = (-1)^m Y_\ell^{-m}(\theta, \phi)$ est le complexe conjugué de $Y_\ell^m(\theta, \phi)$, S est la surface de la sphère unité, $d\Omega = \sin\theta d\theta d\phi$ est l'angle solide, \mathbb{N} est l'ensemble des entiers naturels et \mathbb{Z} est l'ensemble des entiers relatifs.

Les harmoniques sphériques sont définies de la manière suivante :

$$Y_\ell^m(\theta, \phi) = c_\ell^m P_\ell^m(\cos\theta) e^{im\phi}, \quad (\text{A.3})$$

où les coefficients c_ℓ^m sont de la forme :

$$c_\ell^m = \sqrt{\frac{2\ell + 1}{4\pi} \frac{(\ell - m)!}{(\ell + m)!}}, \quad (\text{A.4})$$

et les polynômes $P_\ell^m(\cos\theta)$ sont les polynômes de Legendre associés. On a ici choisi la normalisation de Laplace qui assure que les harmoniques sphériques forment une base orthonormée pour le produit scalaire utilisé dans l'expression (A.2).

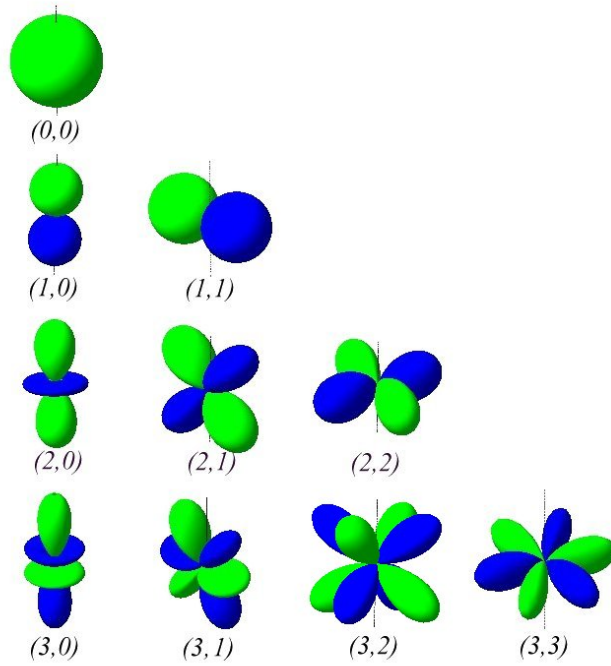
Les polynômes de Legendre associés sont les solutions de l'équation de Legendre généralisée :

$$(1 - x^2) \frac{d^2}{dx^2} P_\ell^m(x) - 2x \frac{d}{dx} P_\ell^m(x) + \left(\ell(\ell + 1) - \frac{m^2}{1 - x^2} \right) P_\ell^m(x) = 0, \forall x \in [-1, 1], \forall \ell \in \mathbb{N} \geq 0, \forall m \in \mathbb{Z} \in [0, \ell]. \quad (\text{A.5})$$

Il existe de nombreuses relations de récurrence pour les calculer, mais l'une des seules à être stable en ℓ et m est la suivante (Flannery *et al.*, 1992) :

$$(\ell - m) P_\ell^m = x(2\ell - 1) P_{\ell-1}^m - (\ell + m - 1) P_{\ell-2}^m. \quad (\text{A.6})$$

Polynôme de Legendre	Expression	Harmonique sphérique	Expression
P_0^0	1	Y_0^0	$\sqrt{\frac{1}{4\pi}}$
P_1^0	$-(1-x^2)^{1/2}$	Y_1^0	$\sqrt{\frac{3}{4\pi}}\cos\theta$
P_1^1	x	Y_1^1	$-\sqrt{\frac{3}{8\pi}}\sin\theta e^{i\phi}$
P_2^0	$3(1-x^2)$	Y_2^0	$\sqrt{\frac{5}{4\pi}}\left(\frac{3}{2}\cos^2\theta - \frac{1}{2}\right)$
P_2^1	$-3(1-x^2)^{1/2}x$	Y_2^1	$-\sqrt{\frac{15}{8\pi}}\sin\theta\cos\theta e^{i\phi}$
P_2^2	$\frac{1}{2}(3x^2-1)$	Y_2^2	$\frac{1}{4}\sqrt{\frac{15}{2\pi}}\sin^2\theta e^{2i\phi}$

TABLE A.1: Table des polynômes de Legendre et harmoniques sphériques associées jusqu'à $\ell = 2$.FIGURE A.1: Représentation des harmoniques sphériques jusqu'à $\ell = 3$.

La table A.1 donne les expressions des polynômes de Legendre et harmoniques sphériques de bas ℓ qui sont ensuite illustrées dans la figure A.1.

A.2 Harmoniques sphériques vectorielles

À partir des harmoniques sphériques scalaires définies ci-dessus, on peut définir une base vectorielle $(\mathbf{R}_\ell^m, \mathbf{S}_\ell^m, \mathbf{T}_\ell^m)$ (Rieutord, 1987; Mathis & Zahn, 2005) définie de la sorte :

$$\mathbf{R}_\ell^m(\theta, \phi) = Y_\ell^m(\theta, \phi)\mathbf{e}_r, \quad (\text{A.7})$$

$$\mathbf{S}_\ell^m(\theta, \phi) = \nabla_{\perp} Y_\ell^m(\theta, \phi) = \frac{\partial Y_\ell^m}{\partial \theta}(\theta, \phi)\mathbf{e}_\theta + \frac{1}{\sin\theta} \frac{\partial Y_\ell^m}{\partial \phi}(\theta, \phi)\mathbf{e}_\phi, \quad (\text{A.8})$$

$$\mathbf{T}_\ell^m(\theta, \phi) = \nabla_\perp \times \mathbf{R}_\ell^m(\theta, \phi) = \frac{1}{\sin\theta} \frac{\partial Y_\ell^m}{\partial \phi}(\theta, \phi) \mathbf{e}_\theta - \frac{\partial Y_\ell^m}{\partial \theta}(\theta, \phi) \mathbf{e}_\phi. \quad (\text{A.9})$$

On remarquera que seule la base des \mathbf{R}_ℓ^m est orthonormée, les deux autres sont seulement orthogonales, ce qui se traduit par :

$$\int_S \mathbf{R}_{\ell_1}^{m_1} \cdot \bar{\mathbf{R}}_{\ell_2}^{m_2} d\Omega = \delta_{\ell_1, \ell_2} \delta_{m_1, m_2}, \quad (\text{A.10})$$

$$\int_S \mathbf{S}_{\ell_1}^{m_1} \cdot \bar{\mathbf{S}}_{\ell_2}^{m_2} d\Omega = \int_S \mathbf{T}_{\ell_1}^{m_1} \cdot \bar{\mathbf{T}}_{\ell_2}^{m_2} d\Omega = \ell_1(\ell_1 + 1) \delta_{\ell_1, \ell_2} \delta_{m_1, m_2}, \quad (\text{A.11})$$

où $\delta_{i,j}$ est le symbole de Kronecker qui vaut 1 si $i = j$ et 0 sinon.

Tout vecteur \mathbf{V} peut alors être décomposé sur cette base de la manière suivante :

$$\mathbf{V}(r, \theta, \phi) = \sum_{\ell=0}^{+\infty} \sum_{m=0}^{\ell} \alpha_{\ell, m}(r) \mathbf{R}_\ell^m(\theta, \phi) + \frac{\beta_{\ell, m}(r)}{\ell+1} \mathbf{S}_\ell^m(\theta, \phi) + \frac{\gamma_{\ell, m}(r)}{\ell+1} \mathbf{T}_\ell^m(\theta, \phi). \quad (\text{A.12})$$

On peut alors définir deux nouvelles bases à partir des harmoniques sphériques :

$$X_\ell^m(\theta, \phi) = \frac{1}{(\ell+1)\sin\theta} \frac{\partial Y_\ell^m}{\partial \phi}(\theta, \phi) = \frac{c_\ell^m}{\ell+1} \frac{P_\ell^m(\theta)}{\sin\theta} i m e^{im\phi}, \quad (\text{A.13})$$

$$Z_\ell^m(\theta, \phi) = \frac{1}{\ell+1} \frac{\partial Y_\ell^m}{\partial \theta}(\theta, \phi) = \frac{c_\ell^m}{\ell+1} \frac{\partial P_\ell^m(\theta)}{\partial \theta} e^{im\phi}. \quad (\text{A.14})$$

Grâce à ces expressions, on peut alors obtenir l'expression de chaque composante du vecteur \mathbf{V} en fonction des harmoniques sphériques :

$$V_r(r, \theta, \phi) = \sum_{\ell=0}^{+\infty} \sum_{m=0}^{\ell} \alpha_{\ell, m}(r) Y_\ell^m(\theta, \phi), \quad (\text{A.15})$$

$$V_\theta(r, \theta, \phi) = \sum_{\ell=0}^{+\infty} \sum_{m=0}^{\ell} \beta_{\ell, m}(r) Z_\ell^m(\theta, \phi) - \gamma_{\ell, m}(r) X_\ell^m(\theta, \phi), \quad (\text{A.16})$$

$$V_\phi(r, \theta, \phi) = \sum_{\ell=0}^{+\infty} \sum_{m=0}^{\ell} \beta_{\ell, m}(r) Z_\ell^m(\theta, \phi) + \gamma_{\ell, m}(r) X_\ell^m(\theta, \phi), \quad (\text{A.17})$$

B.1 Principe général

Avec les expressions décrites dans l'annexe A, on peut donc décomposer le champ magnétique sur les harmoniques sphériques vectorielles et utiliser cette description pour calculer une extrapolation du champ au-delà de la surface de l'étoile. En particulier on veut utiliser une extrapolation pour un raccord avec un champ potentiel : cela signifie qu'on raccorde à la surface le champ magnétique interne avec un champ magnétique à rotationnel nul, ce qui fait qu'il dérive d'un potentiel scalaire Φ de sorte que $\mathbf{B} = -\nabla\Phi$. Cela permet ainsi de simuler un champ magnétique évoluant dans des conditions de vide.

Comme en plus le champ magnétique est à divergence nulle, le potentiel Φ a la particularité d'être solution de l'équation de Laplace, ce qui implique qu'on peut l'écrire comme une somme d'harmoniques sphériques :

$$\Phi(r, \theta, \phi) = \sum_{\ell=0}^{+\infty} \sum_{m=0}^{\ell} \left(\Phi_{\ell,m}^a(r)r^{\ell} + \Phi_{\ell,m}^b(r)r^{-(\ell+1)} \right) Y_{\ell}^m(\theta, \phi). \quad (\text{B.1})$$

Il suffit maintenant de faire des hypothèses sur les conditions aux limites pour fixer $\Phi_{\ell,m}^a$ et $\Phi_{\ell,m}^b$ et notamment connaître leur dépendance radiale. On a ainsi complètement déterminé la forme du potentiel scalaire Φ .

On peut ensuite remonter à l'expression du champ magnétique en utilisant la relation $\mathbf{B} = -\nabla\Phi$. On notera qu'en particulier, il est possible d'exprimer l'opérateur de gradient en fonction des harmoniques sphériques vectorielles définies dans l'annexe A :

$$\nabla\Phi(r, \theta, \phi) = \sum_{\ell=0}^{+\infty} \sum_{m=0}^{\ell} \frac{\partial\Phi_{\ell}^m(r)}{\partial r} \mathbf{R}_{\ell}^m(\theta, \phi) + \frac{\Phi_{\ell}^m(r)}{r} \mathbf{S}_{\ell}^m(\theta, \phi). \quad (\text{B.2})$$

En identifiant cette expression avec la formule générale de décomposition d'un vecteur sur les harmoniques sphériques vectorielles donnée en (A.12), on a alors la relation suivante pour un champ potentiel :

$$\mathbf{B}(r, \theta, \phi) = \sum_{\ell=0}^{+\infty} \sum_{m=0}^{\ell} \left(-\Phi_{\ell,m}^a(r)\ell r^{\ell-1} + \Phi_{\ell,m}^b(r)(\ell+1)r^{-(\ell+2)} \right) \mathbf{R}_{\ell}^m(\theta, \phi) - \left(\Phi_{\ell,m}^a(r)\ell r^{\ell-1} + \Phi_{\ell,m}^b(r)r^{-(\ell+2)} \right) \mathbf{S}_{\ell}^m(\theta, \phi). \quad (\text{B.3})$$

B.2 Extrapolation avec rayon de surface source (PFSS)

Pour cette extrapolation, on suppose d'une part qu'on connaît l'expression du champ magnétique radial à un certain rayon qu'on note R_b :

$$B_r(r = R_b) = \sum_{\ell=0}^{+\infty} \sum_{m=0}^{\ell} \alpha_{\ell,m}(R_b) Y_{\ell}^m = \sum_{\ell=0}^{+\infty} \sum_{m=0}^{\ell} \left(-\Phi_{\ell,m}^a \ell R_b^{\ell-1} + \Phi_{\ell,m}^b (\ell+1) R_b^{-(\ell+2)} \right) Y_{\ell}^m. \quad (\text{B.4})$$

De plus, on suppose l'existence d'un rayon de surface source R_s au-delà duquel le champ magnétique est purement radial :

$$B_{\theta}(r = R_s) = 0 = \sum_{\ell=0}^{+\infty} \sum_{m=0}^{\ell} \left(-\Phi_{\ell,m}^a \ell R_b^{\ell-1} + \Phi_{\ell,m}^b R_s^{-(\ell+2)} \right) \mathbf{R}_{\ell}^m. \quad (\text{B.5})$$

On obtient alors le système de deux équations à deux inconnues suivant :

$$\begin{cases} -\Phi_{\ell,m}^a \ell R_b^{\ell-1} + \Phi_{\ell,m}^b (\ell+1) R_b^{-(\ell+2)} = \alpha_{\ell,m}(R_b), \\ \Phi_{\ell,m}^a R_s^{\ell-1} + \Phi_{\ell,m}^b R_s^{-(\ell+2)} = 0. \end{cases} \quad (\text{B.6})$$

En résolvant le système, on obtient la solution :

$$\begin{cases} \Phi_{\ell,m}^b = \frac{\alpha_{\ell,m}(R_b)}{\ell R_b^{\ell-1} R_s^{-(2\ell+1)} + (\ell+1) R_b^{-(\ell+2)}}, \\ \Phi_{\ell,m}^a = -\Phi_{\ell,m}^b R_s^{-(2\ell+1)}. \end{cases} \quad (\text{B.7})$$

On obtient alors l'expression suivante pour les coefficients de B_r et B_{θ} :

$$\alpha(r > R_b) = \alpha_{\ell,m}(R_b) \frac{\ell (R_b/R_s)^{2\ell+1} (r/R_b)^{\ell-1} + (\ell+1) (r/R_b)^{-(\ell+2)}}{\ell (R_b/R_s)^{2\ell+1} + (\ell+1)}, \quad (\text{B.8})$$

$$\beta(r > R_b) = (\ell+1) \alpha_{\ell,m}(R_b) \frac{(R_b/R_s)^{2\ell+1} (r/R_b)^{\ell-1} - (r/R_b)^{-(\ell+2)}}{\ell (R_b/R_s)^{2\ell+1} + (\ell+1)}, \quad (\text{B.9})$$

$$\gamma(r > R_b) = 0, \quad (\text{B.10})$$

B.3 Extrapolation potentielle pure

Pour cette extrapolation, on suppose uniquement qu'on connaît le champ magnétique à un certain rayon noté R_b :

$$\mathbf{B}(r = R_b) = \sum_{\ell=0}^{+\infty} \sum_{m=0}^{\ell} \alpha_{\ell,m}(R_b) \mathbf{R}_{\ell}^m + \frac{\beta_{\ell,m}(R_b)}{\ell+1} \mathbf{S}_{\ell}^m. \quad (\text{B.11})$$

Ceci nous donne à nouveau un système de deux équations à deux inconnues :

$$\begin{cases} -\Phi_{\ell,m}^a \ell R_b^{\ell-1} + \Phi_{\ell,m}^b (\ell+1) R_b^{-(\ell+2)} = \alpha_{\ell,m}(R_b), \\ \Phi_{\ell,m}^a R_b^{\ell-1} + \Phi_{\ell,m}^b R_b^{-(\ell+2)} = -\frac{\beta_{\ell,m}(R_b)}{\ell+1}. \end{cases} \quad (\text{B.12})$$

En résolvant ce système, on obtient :

$$\begin{cases} \Phi_{\ell,m}^b = \frac{R_b^{\ell+2}}{2\ell+1} \left(\alpha_{\ell,m}(R_b) - \frac{\ell}{\ell+1} \beta_{\ell,m}(R_b) \right), \\ \Phi_{\ell,m}^a = -\frac{R_b^{-(\ell-1)}}{2\ell+1} (\alpha_{\ell,m}(R_b) + \beta_{\ell,m}(R_b)), \end{cases} \quad (\text{B.13})$$

On obtient alors finalement :

$$\alpha_{\ell,m}(r > R_b) = \frac{\ell+1}{2\ell+1} \left(\frac{\ell}{\ell+1} (\alpha_{\ell,m}(R_b) + \beta_{\ell,m}(R_b)) (r/R_b)^{\ell-1} + \left(\alpha_{\ell,m}(R_b) - \frac{\ell}{\ell+1} \beta_{\ell,m}(R_b) \right) (r/R_b)^{-(\ell+2)} \right), \quad (\text{B.14})$$

$$\beta_{\ell,m}(r > R_b) = \frac{\ell+1}{2\ell+1} \left((\alpha_{\ell,m}(R_b) + \beta_{\ell,m}(R_b)) (r/R_b)^{\ell-1} - \left(\alpha_{\ell,m}(R_b) - \frac{\ell}{\ell+1} \beta_{\ell,m}(R_b) \right) (r/R_b)^{-(\ell+2)} \right), \quad (\text{B.15})$$

$$\gamma_{\ell,m}(r > R_b) = 0, \quad (\text{B.16})$$

C.1 Méthode de Newton-Raphson

Il s'agit d'une méthode numérique permettant de trouver une approximation du zéro d'une fonction réelle d'une variable réelle.

Le principe général de l'algorithme est simple en 1D, comme illustré avec la figure C.1 : on part d'une estimation du zéro de la fonction, on calcule la tangente en ce point à la courbe, et l'intersection de cette tangente avec l'axe des abscisses donne le prochain point où effectuer la même procédure. En pratique, pour chaque point x_k considéré, on va donc approximer la fonction en ce point par son développement de Taylor au premier ordre :

$$f(x_k) \approx f(x_k) + f'(x_k)(x - x_k), \quad (\text{C.1})$$

où $f'(x_k)$ est la dérivée de f en x_k . Il suffit ensuite de trouver l'intersection de cette tangente avec l'axe des abscisses pour obtenir le prochain point qui se rapproche du zéro :

$$f(x_k) + f'(x_k)(x_{k+1} - x_k) = 0 \Leftrightarrow x_{k+1} = x_k - \frac{f(x_k)}{f'(x_k)}. \quad (\text{C.2})$$

L'algorithme détaillé est donné dans l'algorithme 1.

L'intérêt principal de cet algorithme est sa convergence quadratique locale : cela signifie que le nombre de chiffres significatifs corrects des itérés double à chaque itération ; par conséquent si l'algorithme parvient à converger, il le fait en une dizaine d'itérations environ.

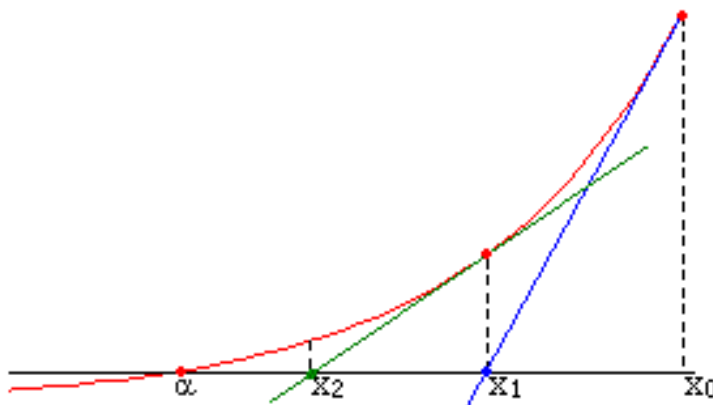


FIGURE C.1: Illustration de la méthode de Newton. En rouge on a la courbe de la fonction $y = f(x)$ dont on souhaite connaître le zéro. On part de l'estimation x_0 ; l'intersection de sa tangente avec l'axe des abscisses donne x_1 , qui est plus proche de la valeur du zéro. On procède ainsi jusqu'à converger. Crédits : Wikipedia.

Algorithm 1 Algorithme de la méthode de Newton-Raphson en 1D.

```

1: procedure NEWTON-RAPHSON( $f, x_0, \epsilon$ )
2:    $x_k \leftarrow x_0$ 
3:    $f_k \leftarrow f(x_0)$ 
4:   while  $\|f_k\| > \epsilon$  do
5:      $x_{k+1} \leftarrow x_k - \frac{f(x_k)}{f'(x_k)}$ 
6:      $f_k \leftarrow f(x_{k+1})$ 
7:   end while
8:   return  $x_k$ 
9: end procedure

```

On notera cependant qu'il y a trois conditions très contraignantes pour que l'algorithme converge : la fonction doit être différentiable aux points visités, la dérivée ne doit pas s'y annuler et le premier itéré doit être assez proche du zéro recherché.

C.2 Schémas numériques

C.2.1 Différences finies

La méthode des différences finies est une méthode d'analyse numérique permettant d'approximer des dérivées. Pour cela, on a recours à une discrétisation des opérateurs différentiels. On suppose par exemple que l'on a une fonction f infiniment dérivable et une grille discrète de points x_i avec $1 < i < N$. Si pour tout i , $x_{i+1} - x_i = \Delta x$, alors la grille est dite uniforme. Autrement on définit les intervalles suivants :

$$\gamma = x_{i+2} - x_{i+1}, \beta = x_{i+1} - x_i, \alpha = x_i - x_{i-1}, \epsilon = x_{i-1} - x_{i-2}. \quad (\text{C.3})$$

Le principe général de la méthode est d'utiliser les développements de Taylor de la fonction f aux points entourant le point x_i pour obtenir une approximation de la dérivée voulue à l'ordre voulu en réalisant des combinaisons linéaires. Nous allons illustrer ici le cas de l'opérateur dérivée simple sur une grille uniforme avec 3 approximations différentes. On rappelle que les développements de Taylor à l'ordre 2 de la fonction f aux points x_{i+1} et x_{i-1} donnent :

$$f(x_{i+1}) = f(x_i + \Delta x) = f(x_i) + \Delta x \frac{\partial f(x_i)}{\partial x} + \frac{\Delta x^2}{2} \frac{\partial^2 f(x_i)}{\partial x^2} + o(\Delta x^2), \quad (\text{C.4})$$

$$f(x_{i-1}) = f(x_i - \Delta x) = f(x_i) - \Delta x \frac{\partial f(x_i)}{\partial x} + \frac{\Delta x^2}{2} \frac{\partial^2 f(x_i)}{\partial x^2} + o(\Delta x^2). \quad (\text{C.5})$$

En réalisant alors la soustraction de ces deux expressions, on obtient l'approximation suivante :

$$f(x_{i+1}) - f(x_{i-1}) = 2\Delta x \frac{\partial f(x_i)}{\partial x} + o(\Delta x^2) \Leftrightarrow \frac{\partial f(x_i)}{\partial x} = \frac{f(x_{i+1}) - f(x_{i-1})}{2\Delta x} + o(\Delta x^2). \quad (\text{C.6})$$

Cette approximation est de l'ordre 2 en précision car le reste ne converge vers 0 que à l'ordre 2.

Il arrive cependant qu'on soit dans un cas où on n'a accès qu'aux valeurs au-dessus ou en dessous de x_i , si ce point se situe sur un bord de la grille par exemple ($i = 1$ ou $i = N$). À ce moment-là, on a besoin de faire intervenir des approximations dites décentrées, qui demandent plus de points pour obtenir un même degré de

précision que les approximations centrées. Ainsi, si on n'utilise que deux points, on aura une approximation d'ordre 1 à partir de l'expression (C.4) :

$$f(x_{i+1}) = f(x_i) + \Delta x \frac{\partial f(x_i)}{\partial x} + o(\Delta x) \Leftrightarrow \frac{\partial f(x_i)}{\partial x} = \frac{f(x_{i+1}) - f(x_i)}{\Delta x} + o(\Delta x). \quad (\text{C.7})$$

Il s'agit ici de l'approximation décentrée amont car on utilise exclusivement des indices supérieures ou égaux à i . L'opposée est dite approximation décentrée aval.

Pour obtenir la même précision, il faut alors faire intervenir le développement de Taylor en un point supplémentaire qui est le point x_{i+2} :

$$f(x_{i+2}) = f(x_i + 2\Delta x) = f(x_i) + 2\Delta x \frac{\partial f(x_i)}{\partial x} + 2\Delta x^2 \frac{\partial^2 f(x_i)}{\partial x^2} + o(\Delta x^2), \quad (\text{C.8})$$

et utiliser la combinaison linéaire suivante :

$$f(x_{i+2}) - 4f(x_{i+1}) = -3f(x_i) - 2\Delta x \frac{\partial f(x_i)}{\partial x} + o(\Delta x^2) \Leftrightarrow \frac{\partial f(x_i)}{\partial x} = \frac{-f(x_{i+2}) + 4f(x_{i+1}) - 3f(x_i)}{2\Delta x}. \quad (\text{C.9})$$

Pour obtenir plus de précision, il faut donc utiliser plus de points pour effectuer des développements de Taylor. Pour obtenir des opérateurs d'ordre plus élevé, il faut augmenter l'ordre du développement de Taylor. Pour les grilles non uniformes, il s'agit de remplacer les Δx par les espacements définis en (C.3).

Les différentes formulations évoquées tout au long de ce manuscrit sont résumées dans la table C.1 pour des grilles uniformes et non uniformes.

Opérateur	Ordre	Type	Grille uniforme	Grille non uniforme
$\frac{\partial f(x_i)}{\partial x}$	1	Décentrée amont	$\frac{f(x_{i+1}) - f(x_i)}{\Delta x}$	$\frac{f(x_{i+1}) - f(x_i)}{\beta}$
$\frac{\partial f(x_i)}{\partial x}$	1	Décentrée aval	$\frac{f(x_i) - f(x_{i-1})}{\Delta x}$	$\frac{f(x_i) - f(x_{i-1})}{\beta}$
$\frac{\partial^2 f(x_i)}{\partial x^2}$	2	Centrée	$\frac{f(x_{i+1}) - 2f(x_i) + f(x_{i-1}))}{2\Delta x^2}$	$\frac{\alpha^2 f(x_{i+1}) + (\beta^2 - \alpha^2) f(x_i) - \beta^2 f(x_{i-1}))}{\alpha\beta(\beta + \alpha)}$
$\frac{\partial f(x_i)}{\partial x}$	2	Décentrée amont	$\frac{-f(x_{i+2}) + 4f(x_{i+1}) - 3f(x_i)}{2\Delta x}$	$\frac{-\beta^2 f(x_{i+2}) + (\gamma + \beta)^2 f(x_{i+1}) - (\gamma^2 + 2\gamma\beta) f(x_i)}{\gamma\beta(\gamma + \beta)}$
$\frac{\partial f(x_i)}{\partial x}$	2	Décentrée aval	$\frac{f(x_{i-2}) - 4f(x_{i-1}) + 3f(x_i)}{2\Delta x}$	$\frac{\alpha^2 f(x_{i-2}) - (\alpha + \epsilon)^2 f(x_{i-1}) + (\epsilon^2 + 2\alpha\epsilon) f(x_i)}{\alpha\epsilon(\alpha + \epsilon)}$
$\frac{\partial^2 f(x_i)}{\partial x^2}$	2	Centrée	$\frac{f(x_{i+1}) - 2f(x_i) + f(x_{i-1}))}{\Delta x^2}$	$\frac{\alpha f(x_{i+1}) - (\beta + \alpha) f(x_i) + \beta f(x_{i-1}))}{\alpha\beta(\beta + \alpha)}$

TABLE C.1: Table récapitulative des principales approximations par différences finies pour les opérateurs de dérivée simple et seconde. À chaque fois est spécifié l'ordre de la précision de l'approximation, son type (centrée ou décentrée) et si la grille est uniforme ou non.

C.2.2 Volumes finis

La méthode des volumes finis est une méthode numérique utilisée pour résoudre des équations aux dérivées partielles. Elle est basée sur des approximations d'intégrales. Pour cela, on utilise un maillage constitué de volumes élémentaires : en 3D ce sont des petits volumes disjoints ; en 2D ce sont des surfaces ; en 1D ce sont des segments. On indexe les centres des volumes avec des indices entiers i , les arêtes situées aux interfaces entre deux volumes avec des indices relatifs $i/2$.

On part d'un jeu d'équations qui se peut se mettre sous forme dite conservative :

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{F} = \mathbf{S}, \quad (\text{C.10})$$

où \mathbf{U} est un vecteur regroupant les variables conservatives étudiées, \mathbf{F} représente le flux de ces variables et \mathbf{S} est un terme source.

Pour un volume fini indexé i , on peut réaliser l'intégrale de cette équation sur le volume total de la cellule v_i :

$$\int_{v_i} \frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} dv + \int_{v_i} \nabla \cdot \mathbf{F} dv = \int_{v_i} \mathbf{S} dv. \quad (\text{C.11})$$

On réalise alors deux opérations : on intègre le premier terme pour définir la moyenne volumique et on applique le théorème de Green-Ostrogradski (ou théorème de la divergence) au deuxième terme pour passer des flux dans le volume aux flux aux interfaces du volume :

$$v_i \frac{d\bar{\mathbf{U}}_i}{dt} + \oint_{S_i} \mathbf{F} \cdot \mathbf{n} dS = v_i \bar{\mathbf{S}}_i, \quad (\text{C.12})$$

où $\bar{\mathbf{U}}_i = \int_{v_i} \mathbf{U} dv / v_i$, $\bar{\mathbf{S}}_i = \int_{v_i} \mathbf{S} dv / v_i$, S_i représente la surface délimitant le volume i et \mathbf{n} est un vecteur unité normal à S_i pointant vers l'extérieur.

Pour chaque volume v_i , on peut alors décrire l'évolution des quantités conservatives \mathbf{U} avec le schéma suivant :

$$\bar{\mathbf{U}}_i(t + \Delta t) = \bar{\mathbf{U}}_i(t) - \Delta t \left(\frac{1}{v_i} \oint_{S_i} \mathbf{F} \cdot \mathbf{n} dS - \bar{\mathbf{S}}_i \right). \quad (\text{C.13})$$

Tout l'enjeu de cette méthode se résume alors à approximer le mieux possible les flux des quantités conservatives aux interfaces des volumes finis. Il faut alors utiliser une combinaison d'interpolation (pour avoir les valeurs des quantités conservatives aux interfaces) et de méthodes numériques comme les solveurs de Riemann pour calculer l'évolution des flux.

Cette méthode présente l'avantage de respecter les lois de conservation hyperboliques. Par ailleurs elle est facilement utilisable avec des maillages non structurés. Elle est aussi très utilisée pour traiter les problèmes de chocs car elle admet des solutions discontinues.

C.2.3 Cellules fantômes

Le terme *cellules fantômes* est un terme usuel en simulations numériques et est relié à la notion de conditions aux limites. Comme on l'a vu avec les deux méthodes précédentes de différences et volumes finis, pour résoudre un schéma numérique avec précision, on a besoin de plusieurs points de grille autour du point considéré pour y faire évoluer les différentes quantités selon les équations étudiées. Le nombre de points de grille nécessaire dépend des méthodes de reconstruction utilisées, et est appelé le *stencil*. Se pose alors la question de la gestion des bords du domaine de calcul : les dernières cellules du domaine ont besoin de cellules supplémentaires pour respecter le *stencil*. On peut alors soit modifier les méthodes numériques au bord pour résoudre les équations (par exemple en différences finies on peut passer d'un schéma centré à un schéma décentré), ou alors on peut utiliser des cellules fantômes. Il s'agit de cellules supplémentaires ajoutées en dehors du domaine de calcul : les équations ne sont pas évoluées dans ces cellules, on se contente d'y imposer des conditions aux limites ; on ne s'intéresse aux différentes quantités dans ces cellules uniquement pour mieux calculer celles qui sont dans le domaine de calcul. Ce sont donc des cellules qui existent numériquement mais pas physiquement, c'est pourquoi elles ne sont pas tracées en visualisation. Un exemple est illustré dans le panneau de gauche de la figure C.2.

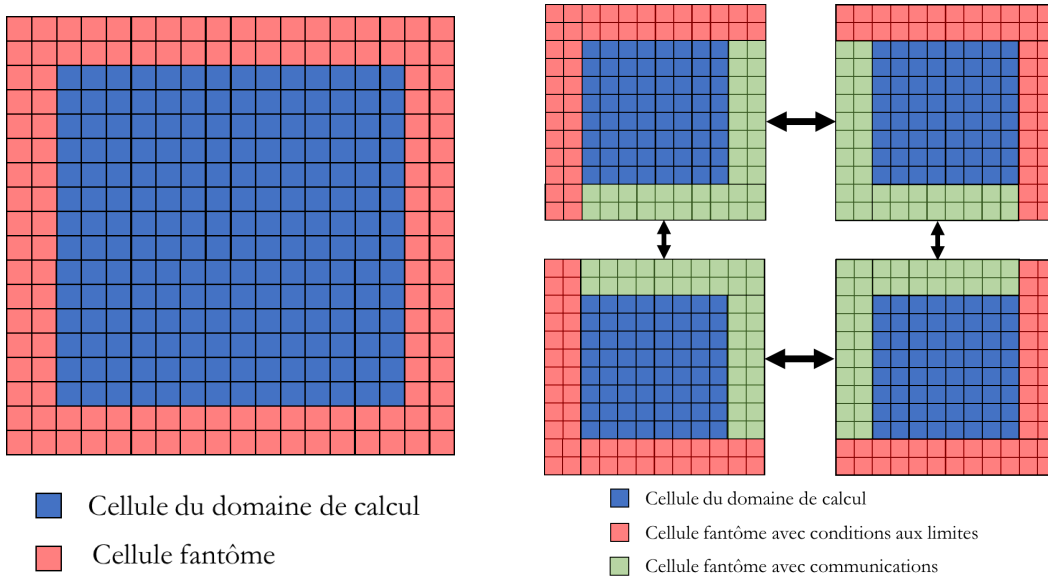


FIGURE C.2: Schémas illustrant le rôle des cellules fantômes dans les simulations numériques. Le panneau de gauche montre l'utilisation des cellules fantômes pour les conditions aux limites. Le panneau de droite montre l'utilisation des cellules fantômes pour la décomposition de domaines.

On peut aussi relier ce terme aux notions de parallélisation et de décomposition de domaine. Afin d'accélérer un calcul numérique, on peut effectuer les calculs non pas sur un unique processeur mais sur plusieurs : à ce moment-là, on découpe le domaine de calcul en sous-domaines de tailles similaires qu'on attribue à chacun des processeurs. Le problème se pose alors pour la gestion des bords des sous-domaines : quand le bord d'un sous-domaine coïncide avec un bord du domaine entier, on peut utiliser les cellules fantômes contenant les conditions aux limites ; mais quand le bord en question est inclus à l'intérieur du domaine de calcul, il y a nouveau besoin d'ajouter autant de cellules fantômes que le *stencil* requis. La subtilité supplémentaire est que ces cellules doivent contenir l'information du domaine de calcul adjacent pour réaliser un calcul correct, ce qui implique des échanges d'information entre les différents sous-domaines. Un exemple est illustré dans le panneau de droite de la figure C.2.

C.2.4 Pas de temps et condition CFL

Dans nos simulations, un facteur important est le pas de temps, c'est-à-dire l'intervalle Δt entre deux itérations temporelles où l'on calcule l'évolution des quantités physiques. Plus le pas de temps est faible, plus il faut un nombre important d'itérations temporelles pour atteindre un temps physique donné, et donc plus il faut de temps de calcul pour achever la simulation. Cependant, ce pas de temps ne doit pas être trop grand pour respecter la condition dite de Courant-Friedrich-Lewy ou condition CFL (en référence aux mathématiciens Richard Courant, Kurt Friedrichs et Hans Lewy). Cette condition stipule que pour assurer la convergence d'un schéma numérique vers une solution physique, le nombre de Courant C doit être inférieur à une certaine valeur maximale C_{\max} :

$$C = \frac{u\Delta t}{\Delta x} \leq C_{\max}, \quad (\text{C.14})$$

où u est la vitesse de propagation de l'information dans le schéma, Δt est le pas de temps et Δx est le plus petit intervalle entre deux points de grille. La valeur exacte de C_{\max} dépend du type de schéma numérique utilisé.

Mathématiquement, cela signifie que le domaine de calcul numérique doit en permanence inclure le domaine physique analytique associé au schéma numérique pour assurer la convergence du schéma. Ainsi, si une onde

se propage sur la grille de calcul et qu'on souhaite en calculer l'amplitude entre deux itérations temporelles, il faut que le pas de temps soit plus faible que le temps requis par l'onde pour se propager entre deux points de grille.

Physiquement, on peut interpréter cette condition comme suit : pour pouvoir résoudre physiquement tous les phénomènes physiques qui nous intéressent, il faut que la vitesse de propagation de l'information numérique soit plus petite que la vitesse de propagation de l'information physique, sinon on risque de créer de l'information non physique ; pour s'en assurer, il faut que le pas de temps soit plus petit que le plus petit temps caractéristique des phénomènes inclus dans la simulation numérique.

C.3 Divergence du champ magnétique

C.3.1 Divergence Cleaning

La méthode de *divergence cleaning* ou nettoyage de la divergence repose sur l'utilisation d'un multiplicateur de Lagrange ψ pour une correction parabolique ou hyperbolique. L'équation d'induction est alors remplacée par l'équation suivante :

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{v}\mathbf{B} - \mathbf{B}\mathbf{v}) + \nabla\psi = 0, \quad (\text{C.15})$$

et l'équation de contrainte solénoïde pour la divergence nulle est remplacée par :

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} + c_h^2 \nabla \cdot \mathbf{B} = -\frac{c_h^2}{c_p^2} \psi. \quad (\text{C.16})$$

Le coefficient c_h est égal à $\text{CFL} \times \Delta l_{\min} / \Delta t^n$ (où CFL est le coefficient appliqué pour la contrainte CFL, Δl_{\min} est la plus petite distance qui sépare deux points de grille et Δt^n est le pas de temps à l'itération temporelle n) et correspond à la vitesse maximale de propagation compatible avec le pas de temps. Le coefficient c_p est égal à $\sqrt{\Delta l_{\min} c_h / \alpha}$. Le paramètre α permet de contrôler la vitesse à laquelle les perturbations sont amorties.

Le principe est donc le suivant : avec l'équation C.16, on calcule le paramètre ψ optimal pour amener la divergence à 0 ; avec l'équation C.15, ce paramètre est ensuite injecté pour rétro-agir sur le champ magnétique et corriger les écarts à la contrainte solénoïde.

Cette méthode présente l'avantage d'utiliser la même grille que celle du domaine de calcul ; sa précision dépend cependant de l'amplitude du champ magnétique considéré et du choix des paramètres c_h et c_p .

C.3.2 Constrained Transport

Cette méthode est plus précise (précision machine si l'initialisation est à la précision machine), mais présente l'inconvénient de faire intervenir de nouvelles grilles pour définir le champ magnétique sur les faces entre les points de grille du domaine de calcul.

Le champ magnétique sur les faces \mathbf{b} sert de moyenne spatiale sur la zone, et le théorème de Stokes permet ensuite de le mettre à jour :

$$\int \left(\frac{\partial \mathbf{b}}{\partial t} + \nabla \times \boldsymbol{\epsilon} \right) \cdot d\mathbf{S}_d = 0 \Rightarrow \frac{db_{x_d}}{dt} + \frac{1}{S_d} \oint \boldsymbol{\epsilon} \cdot d\mathbf{l} = 0, \quad (\text{C.17})$$

où ϵ est la force électromotrice.

C.4 Condition de type Zanni-Ferreira

Ce qui suit est une description de l'implémentation des conditions aux limites à la surface de l'étoile pour le modèle quasi-statique. Cette condition est essentielle pour la physique et la reproductibilité de nos résultats.

Il s'agit d'une adaptation de la condition présentée dans [Zanni & Ferreira \(2009\)](#). Le principe est qu'on souhaite modéliser l'étoile comme un conducteur parfait en rotation au taux solaire Ω_{\odot} . Pour cela, il faut que les courants électriques soient nuls dans le repère en corotation avec l'étoile, ce qui donne :

$$\mathbf{E}_{\Omega=\Omega_{\odot}} = \mathbf{v} \times \mathbf{B} = (\mathbf{v}_p + v_{\phi} \mathbf{e}_{\phi}) \times (\mathbf{B}_p + B_{\phi} \mathbf{e}_{\phi}) = \mathbf{0}. \quad (\text{C.18})$$

Pour avoir $E_{\phi} = 0$, cela revient donc à $\mathbf{v}_p \times \mathbf{B}_p = \mathbf{0}$, donc à avoir $\mathbf{v}_p \parallel \mathbf{B}_p$.

En calculant $\nabla \times \mathbf{E}_p = 0$ en supposant l'axisymétrie, on obtient :

$$\begin{aligned} \nabla \times \mathbf{E}_p &= \nabla \times (v_{\phi} \mathbf{e}_{\phi} \times \mathbf{B}_p) + \nabla \times (\mathbf{v}_p \times (B_{\phi} \mathbf{e}_{\phi})) \\ &= (\mathbf{B}_p \cdot \nabla)(v_{\phi} \mathbf{e}_{\phi}) - (B_{\phi} \mathbf{e}_{\phi})(\nabla \cdot \mathbf{v}_p) \\ &= (\mathbf{B}_p \cdot \nabla) \left(v_{\phi} - \frac{\mathbf{v}_p \cdot \mathbf{B}_p}{|\mathbf{B}_p|^2} B_{\phi} \right) \mathbf{e}_{\phi} \\ &= (\mathbf{B}_p \cdot \nabla) V_{\text{eff}} \\ &= 0. \end{aligned} \quad (\text{C.19})$$

Cela signifie que la quantité $V_{\text{eff}} = v_{\phi} - \frac{\mathbf{v}_p \cdot \mathbf{B}_p}{|\mathbf{B}_p|^2} B_{\phi}$, qui correspond à la vitesse de rotation effective, est conservée le long des lignes de champ poloidales. On a donc besoin de faire tendre la vitesse de rotation à la surface de l'étoile vers cette vitesse effective. Pour cela, on utilise une formulation de la sorte :

$$\frac{\partial v_{\phi}}{\partial t} = - \frac{V_{\text{eff}} - v_{\phi, \odot}}{\tau_A}, \quad (\text{C.20})$$

avec : $v_{\phi, \odot} = r \sin \theta \Omega_{\odot}$ la vitesse de rotation solaire et $\tau_A = \Delta r / v_A$ le temps caractéristique de trajet d'une onde d'Alfvén à travers un point de grille.

À partir de cette information, on souhaite dériver une condition sur la dernière composante du champ magnétique pas encore traitée, la composante toroïdale B_{ϕ} . Pour cela, on utilise l'équation d'Euler avec la force de Lorentz projetée sur la composante azimuthale \mathbf{e}_{ϕ} :

$$\frac{\partial v_{\phi}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) v|_{\phi} = \frac{1}{\rho} (\nabla \times \mathbf{B} \times \mathbf{B})|_{\phi} \Leftrightarrow \{ACC\} + \{ADV\} = \frac{1}{\rho} (\nabla \times \mathbf{B} \times \mathbf{B})|_{\phi}. \quad (\text{C.21})$$

Le premier terme de gauche correspond à l'accélération, le second à l'advection. On peut détailler le terme de la force de Lorentz comme suit :

$$\begin{aligned}\nabla \times \mathbf{B} &= \left(\frac{1}{r \sin \theta} \partial_\theta (\sin \theta B_\phi) - \frac{1}{r \sin \theta} \partial_\phi B_\theta \right) \mathbf{e}_r \\ &+ \left(\frac{1}{r \sin \theta} \partial_\phi B_r - \frac{1}{r} \partial_r (r B_\phi) \right) \mathbf{e}_\theta \\ &+ \left(\frac{1}{r} \partial_r (r B_\theta) - \frac{1}{r} \partial_\theta (B_r) \right) \mathbf{e}_\phi, \\ \Rightarrow (\nabla \times \mathbf{B} \times \mathbf{B})|_\phi &= \left(\frac{1}{r \sin \theta} \partial_\theta (\sin \theta B_\phi) - \frac{1}{r \sin \theta} \partial_\phi B_\theta \right) B_\theta - \left(\frac{1}{r \sin \theta} \partial_\phi B_r - \frac{1}{r} \partial_r (r B_\phi) \right) B_r.\end{aligned}$$

L'hypothèse d'axisymétrie permet de faire les simplifications suivantes :

$$\begin{aligned}(\nabla \times \mathbf{B} \times \mathbf{B})|_\phi &= \frac{1}{r \sin \theta} \partial_\theta (\sin \theta B_\phi) B_\theta + \frac{1}{r} \partial_r (r B_\phi) B_r, \\ \Rightarrow \frac{1}{\rho} (\nabla \times \mathbf{B} \times \mathbf{B})|_\phi &= \frac{1}{\rho} \left(\frac{1}{r \sin \theta} \partial_\theta (\sin \theta B_\phi) B_\theta + \frac{B_\phi B_r}{r} \right) + \frac{B_r}{\rho} \partial_r B_\phi = \{LF'\} + \frac{B_r}{\rho} \partial_r B_\phi.\end{aligned}$$

On peut maintenant réécrire l'équation d'Euler (C.21) en une prescription pour B_ϕ :

$$\frac{B_r}{\rho} \partial_r B_\phi = \{ACC\} + \{ADV\} + \{LF'\}. \quad (\text{C.22})$$

Pour la partie implémentation numérique, il s'agit maintenant d'évaluer (C.22) à i_1 , le premier point du domaine de calcul. On utilise pour $\partial_r B_\phi$ un schéma de différence fini centré d'ordre 1 :

$$\partial_r B_\phi|_{i_1} = \frac{B_{\phi, i_2} - B_{\phi, i_0}}{r_{i_2} - r_{i_0}}.$$

On obtient donc finalement comme condition à implémenter :

$$B_{\phi, i_0} = B_{\phi, i_2} - \frac{\rho_{i_1} (r_{i_2} - r_{i_0})}{B_{r, i_1}} (\{ACC\}_{i_1} + \{ADV\}_{i_1} - \{LF'\}_{i_1}). \quad (\text{C.23})$$

Détaillons maintenant les différents termes de droite :

— Pour le terme d'accélération, on utilise l'expression (C.20) :

$$\{ACC\}_{i_1} = -\frac{1}{\tau_A} \left(v_{\phi, i_1}^n - (\mathbf{v}_p \cdot \mathbf{B}_p)_{i_1}^n \frac{B_{p, i_1}^n}{|\mathbf{B}_p|_{i_1}^{2, n}} - V_{\text{eff}} \right). \quad (\text{C.24})$$

On définit τ_A sur la grille :

$$\tau_A = \frac{\Delta r}{v_A} = \frac{\Delta r \sqrt{\rho_{i_1}}}{B_{p, i_1}}. \quad (\text{C.25})$$

— Pour le terme d'advection, on développe le calcul :

$$\{ADV\}_{i_1} = v_r \partial_r v_\phi + \frac{v_\theta}{r} \partial_\theta v_\phi + \frac{v_\phi v_r}{r} + \cot \theta \frac{v_\phi v_\theta}{r}, \text{ au point } i_1. \quad (\text{C.26})$$

On utilise à nouveau des schémas de différences finies centrés d'ordre 1. On impose $v_\phi = v_{\phi, \odot}$.

— Pour le terme de la force de Lorentz :

$$\{LF'\}_{i_1} = \frac{1}{\rho} \left(\frac{1}{r \sin \theta} \partial_\theta (\sin \theta B_\phi) B_\theta + \frac{B_\phi B_r}{r} \right), \text{ au point } i_1. \quad (\text{C.27})$$

Il ne reste plus qu'à imposer ces conditions sur B_ϕ et v_ϕ à chaque pas de temps dans les conditions aux limites près de la surface de l'étoile.

D.1 Architecture générale

Le code PLUTO (Mignone *et al.*, 2007) est un code multi-physique en C librement disponible sous licence GPU (<http://plutocode.h.unito.it/>). Il dispose de nombreuses options physiques comme l'inclusion du champ magnétique ou de la relativité générale, le choix du système de coordonnées, le choix des solveurs spatiaux et temporels, etc. La figure D.1 en présente l'architecture générale avec les principales fonctions utilisées. Il a la particularité de fonctionner avec deux systèmes de quantités physiques : les variables primitives (ρ, v, p, \mathbf{B}) qui correspondent à la densité, le champ de vitesses, la pression et le champ magnétique, et les variables conservatives (ρ, m, E, \mathbf{B}) qui correspondent à la densité, la quantité de mouvement, l'énergie et le champ magnétique.

Nous allons présenter rapidement ici les principaux fichiers utilisés pour ajouter nos modules physiques propres :

- *definitions.h* : il s'agit d'un fichier texte généré par le code lors de la compilation et qui recense toutes les options physiques choisies. On peut aussi modifier quelques options à la main, comme le choix de la normalisation des équations ou certains paramètres des solveurs.
- *pluto.ini* : il s'agit d'un fichier texte généré par le code lors de la compilation et qui sert de fichier d'entrée pour les différents paramètres de la simulation. On retient qu'il s'agit du fichier où on spécifie

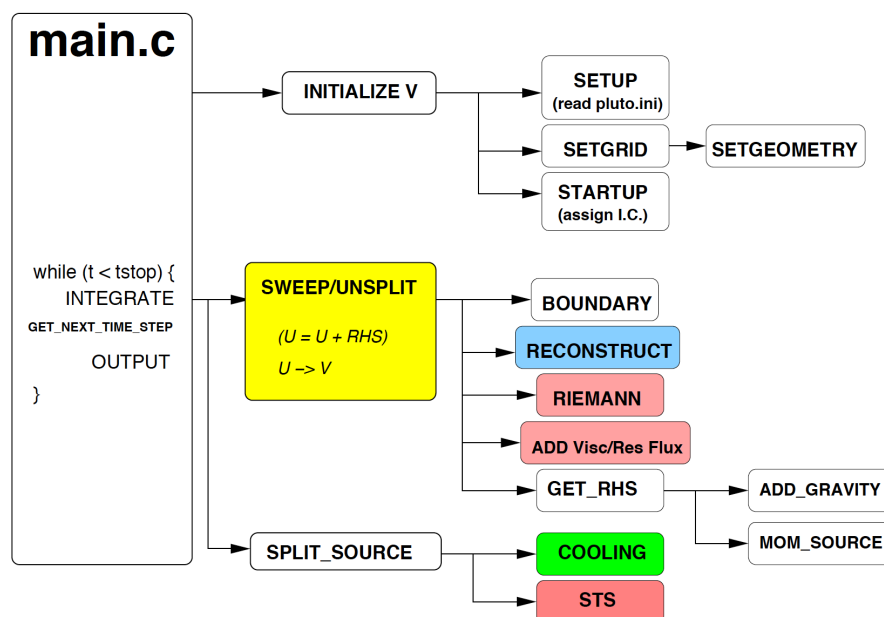


FIGURE D.1: Schéma simplifié de l'architecture du code PLUTO avec les fonctions principales utilisées. Crédits : A. Mignone.

- par ailleurs la grille utilisée, les paramètres CFL, le solveur, les conditions aux limites, les sorties de fichier et les variables de sortie.
- *main.c* : il s'agit du fichier principal où est codé la boucle temporel avec l'itération de toutes les quantités physiques.
 - *initialize.c* : il s'agit du fichier d'initialisation qui sert à lire les paramètres et à préparer la grille. Il n'est appelé qu'une seule fois au début de la simulation.
 - *startup.c* : il s'agit d'une fonction à l'intérieur de *initialize.c* qui sert à allouer les variables primitives et conservatives. Elle aussi n'est appelée qu'une seule fois.
 - *boundary.c* : il s'agit de la fonction en charge de toutes les conditions aux limites pré-définies par le code PLUTO ; pour les conditions aux limites personnalisées, il convient d'utiliser la fonction *UserDefBoundary* dans le fichier *init.c*.
 - *init.c* : il s'agit du fichier de configuration personnalisée, que ce soit pour l'initialisation avec la fonction *Init* ou pour les conditions aux limites avec la fonction *UserDefBoundary*.
 - *int_bound_reset.c* : il s'agit du fichier où on peut créer des flags permettant de figer certaines équations pour ne faire évoluer que certaines variables.
 - *userdef_output.c* : il s'agit du fichier où on peut créer de nouvelles variables à sortir par le code pour pouvoir ensuite les tracer en visualisation.
 - *res_eta.c* : il s'agit du fichier qui permet de configurer la diffusivité magnétique si l'option est activée dans *definitions.h*.
 - *res_flux.c* : il s'agit du fichier où la diffusivité magnétique est intégrée à l'équation d'induction par calcul du rotationnel ; par extension, c'est aussi dans ce fichier qu'on a implémenté la dynamo en champ moyen avec l'effet α .

D.2 Modules ajoutés

Cette section vise à décrire de manière quantitative l'implémentation numérique des fonctionnalités additionnelles requises pour cette thèse dans le code PLUTO. Elle permet de valoriser l'effort de développement numérique effectué.

D.2.1 Lecture d'une carte magnétique

Pour utiliser un champ lu à partir d'une carte magnétique au lieu d'une initialisation classique, il faut mettre le paramètre *CUSTOM_B* à 1 au lieu de 0 dans *pluto.ini*. Il faut aussi copier le fichier de la carte dans le répertoire où sera exécuté le run, et nommer la carte *ZDImap* ou alors créer un lien symbolique de la manière suivante :

```
ln -s carte.c ZDImap
```

La lecture de la carte se fait dans le fichier *initialize.c*, juste après la copie des paramètres définis par l'utilisateur dans le tableau *g_inputParam*. Elle se fait via les lignes de code suivantes :

```
print1("> Beginning of reading the map \n");
if (g_inputParam[CUSTOM_B] > 0) {
  if (prank == 0) {
    {char filename[500], line[500]; FILE *fr; double rr, ii; int l, m, tmp;
      if (g_inputParam[CUSTOM_B] == 1) {
        strcpy(filename, "ZDImap");
        printf("> Reading %s\n", filename);
      } else {
```

```

    MPI_Bcast (g_gam, g_nSH*sizeof (g_gam[0]) , MPI_BYTE, 0, MPI_COMM_WORLD);
#endif

```

Le champ est alors reconstruit et stocké dans un tableau global. La définition des tableaux nécessaires se fait à la fin de *pluto.h* :

```

double ****B_map;
double ****Bs_map;

```

Le premier tableau sert à stocker les valeurs du champ reconstruit au centre des cellules, le second à stocker ces mêmes valeurs mais aux interfaces entre les cellules.

Il faut les initialiser et les remplir en utilisant la routine *BackgroundField*; cela peut être fait dans *initialise.c* à la suite de la lecture de la carte, ou dans *startup.c* avant l'assignation des conditions initiales :

```

#if BACKGROUND_FIELD == YES
    print1 ("> Assigning initial conditions... \n");
    B_map = ARRAY_4D(3, NX3_TOT, NX2_TOT, NX1_TOT, double);
    Bs_map = ARRAY_1D(3*DIMENSIONS, double ***);
    for (i=0; i<3; i++){
        D_EXPAND(Bs_map[ i ] = ArrayBox( 0, NX3_TOT-1, 0, NX2_TOT-1, -1, NX1_TOT-1); ,
                Bs_map[3+i] = ArrayBox( 0, NX3_TOT-1, -1, NX2_TOT-1, 0, NX1_TOT-1); ,
                Bs_map[6+i] = ArrayBox(-1, NX3_TOT-1, 0, NX2_TOT-1, 0, NX1_TOT-1);)
    }
    TOT_LOOP(k, j, i){
        BackgroundField(grid[IDIR].x[i], grid[JDIR].x[j], grid[KDIR].x[k], Bg);
        B_map[0][k][j][i] = Bg[0];
        B_map[1][k][j][i] = Bg[1];
        B_map[2][k][j][i] = Bg[2];
        D_EXPAND(
            BackgroundField(grid[IDIR].xr[i], grid[JDIR].x[j], grid[KDIR].x[k], Bg);
            Bs_map[0][k][j][i] = Bg[0];
            Bs_map[1][k][j][i] = Bg[1];
            Bs_map[2][k][j][i] = Bg[2];
            ,
            BackgroundField(grid[IDIR].x[i], grid[JDIR].xr[j], grid[KDIR].x[k], Bg);
            Bs_map[3][k][j][i] = Bg[0];
            Bs_map[4][k][j][i] = Bg[1];
            Bs_map[5][k][j][i] = Bg[2];
            ,
            BackgroundField(grid[IDIR].x[i], grid[JDIR].x[j], grid[KDIR].xr[k], Bg);
            Bs_map[6][k][j][i] = Bg[0];
            Bs_map[7][k][j][i] = Bg[1];
            Bs_map[8][k][j][i] = Bg[2];
        )
    }
    print1 ("> Background field saved... \n");
#endif

```

À noter que même si on n'est pas en *CONSTRAINED_TRANSPORT*, on a quand même besoin des valeurs aux interfaces, car cela sert à calculer les flux entre les cellules. Le champ est reconstruit dans la routine *BackgroundField* dans *init.c*. Le code procède aux étapes suivantes :

— déclaration des variables :

```

int i;
double Bsph[3];
double Rsph, Tsph, Psph;

```

```

double complex MYylm, MYxlm, MYzlm;
double complex myalpha, mybeta, mygamma;
double Rss, Rb, Rop, opFieldCoef;
double *ls, *ms;
double g_unitDensity, g_unitLength, g_unitVelocity, g_unitGauss;
double density_fact;

```

— définition des unités du code afin de définir l'unité magnétique de la simulation :

```

density_fact = pow(g_inputParam[VROT_VESC]/sqrt(g_inputParam[R_STAR]*g_inputParam[M_STAR
    ])/0.00293,0.6);
g_unitDensity = density_fact*UNIT_DENSITY;
g_unitLength = g_inputParam[R_STAR]*UNIT_LENGTH;
g_unitVelocity = sqrt(CONST_G*g_inputParam[M_STAR]*CONST_Msun/g_unitLength);
g_unitGauss = g_unitVelocity*sqrt(4.0*CONST_PI*g_unitDensity);

```

— calcul des harmoniques sphériques et autres fonctions sphériques :

```

ls = g_ls;
ms = g_ms;
Rsph = x1;
Tsph = x2;
Psph = x3;
Rb = 1.0;
Bsph[0] = 0.0;
Bsph[1] = 0.0;
Bsph[2] = 0.0;
Rss = g_inputParam[RSS];
for (i = 0; i < g_nSH; i++){
    MYylm = ylm((int)ls[i], (int)ms[i], Tsph, Psph);
    MYxlm = xlm((int)ls[i], (int)ms[i], Tsph, Psph);
    MYzlm = zlm((int)ls[i], (int)ms[i], Tsph, Psph);
    if (Rsph < Rss){
        Rop = Rsph;
        opFieldCoef = 1.0;
    }
    else {
        Rop = Rss;
        opFieldCoef = (Rss/Rsph)*(Rss/Rsph);
    }
}

```

— calcul des coefficients extrapolés pour reconstruire la champ dans tout le domaine :

```

myalpha = opFieldCoef*g_alph[i] * (ls[i]*pow(Rb/Rss,2*ls[i]+1)*pow(Rop/Rb,ls[i]-1) + (
    ls[i]+1)*pow(Rop/Rb,-(ls[i]+2))) / (ls[i]*pow(Rb/Rss,2*ls[i]+1)+(ls[i]+1));
mybeta = (g_alph[i]*(ls[i]+1)) * (pow(Rb/Rss,2*ls[i]+1)*pow(Rop/Rb,ls[i]-1) - pow(Rop
    /Rb,-(ls[i]+2))) / (ls[i]*pow(Rb/Rss,2*ls[i]+1)+(ls[i]+1));
mygamma = 0;

```

— reconstruction du champ :

```

Bsph[0] = Bsph[0] + creal(MYylm*myalpha);
Bsph[1] = Bsph[1] + creal(mybeta*MYzlm - mygamma*MYxlm);
Bsph[2] = Bsph[2] + creal(mybeta*MYxlm + mygamma*MYzlm);
}

```

— passage de Gauss en unité magnétique du code :

```

B0[0] = Bsph[0]/g_unitGauss;
B0[1] = Bsph[1]/g_unitGauss;
B0[2] = Bsph[2]/g_unitGauss;

```

Enfin, il s'agit de s'assurer que la reconstruction (coûteuse) n'est effectuée qu'une seule fois, et qu'ensuite c'est systématiquement le champ stocké qui est appelé, afin de ne pas ralentir le code. Pour cela, il faut modifier le fichier *bckgrnd_field.c* : pour chaque direction (*g.dir* == IDIR, JDIR et KDIR), il faut remplacer les appels à *BackgroundField* par la séquence suivante :

```
for (i = beg; i <= end; i++){
  if (where == FACE_CENTER) {
    Bg[0] = Bs_map[0][g_k][g_j][i];
    Bg[1] = Bs_map[1][g_k][g_j][i];
    Bg[2] = Bs_map[2][g_k][g_j][i];
  } else {
    Bg[0] = B_map[0][g_k][g_j][i];
    Bg[1] = B_map[1][g_k][g_j][i];
    Bg[2] = B_map[2][g_k][g_j][i];
  }
  (bck_fld[i]+BX1)[0] = Bg[0];
  (bck_fld[i]+BX1)[1] = Bg[1];
  (bck_fld[i]+BX1)[2] = Bg[2];
}
```

Il faut veiller à placer l'indice *i* dans la direction correspondante, et à appeler les bons indices pour le champ aux interfaces (0, 1, 2 pour IDIR, 3, 4, 5 pour JDIR et 6, 7, 8 pour KDIR).

D.2.2 Dynamo en champ moyen

D.2.2.1 Effet α

Dans *pluto.ini*, on crée un nouveau paramètre pour activer l'effet α (0 = pas de dynamo, 1 = dynamo α - Ω , 2 = dynamo α^2 - Ω) :

```
ALPHA          1.0
```

Dans *pluto.h*, on déclare les tableaux 2D permettant de stocker les 3 matrices de α :

```
double **Alpha1, **Alpha2, **Alpha3;
```

On a besoin de 3 matrices différentes car le calcul est effectué sur 3 grilles différentes (au centre des cellules ou décalées sur les arêtes). Dans *startup.c*, on initialise et on remplit les tableaux précédents avec le profil prescrit de α sur les 3 grilles différentes :

```
double rc = g_inputParam[RC];
double dd = g_inputParam[DD];
double c_alpha = g_inputParam[C_ALPHA];
Alpha1 = ARRAY_2D(NX2_TOT, NX1_TOT, double);
Alpha2 = ARRAY_2D(NX2_TOT, NX1_TOT, double);
Alpha3 = ARRAY_2D(NX2_TOT, NX1_TOT, double);
if (g_inputParam[ALPHA] > 0.0){
  TOT_LOOP(k, j, i){
    x1 = GX->x[i];
    x2 = GY->x[j];
    x1p = GX->xr[i];
    x2p = GY->xr[j];
    Alpha1[j][i] = c_alpha*3.0*sqrt(3.0)*sin(x2)*sin(x2)*cos(x2)*(1.0+erf((x1p-rc)/dd))/4.0;
    Alpha2[j][i] = c_alpha*3.0*sqrt(3.0)*sin(x2p)*sin(x2p)*cos(x2p)*(1.0+erf((x1-rc)/dd))/4.0;
    Alpha3[j][i] = c_alpha*3.0*sqrt(3.0)*sin(x2)*sin(x2)*cos(x2)*(1.0+erf((x1-rc)/dd))/4.0;
  }
}
```



```

}
  print1 ("> Alpha effect arrays saved ...\\n");
} else{
  TOT_LOOP(k,j,i){
    Alpha1[j][i] = 0.0;
    Alpha2[j][i] = 0.0;
    Alpha3[j][i] = 0.0;
  }
}

```

Dans *res_flux.c*, on ajoute le terme αB pour que le code PLUTO en calcule le rotationnel, en faisant attention à utiliser la bonne grille de coordonnées en fonction de la direction. On ajoute un terme supplémentaire pour la dynamo α^2 sur l'équation en B_ϕ :

```

if (g_inputParam[ALPHA] == 1.0){
  EXPAND(
    res_flux[i][BX2] += Alpha1[j][i]*vp[BX3];
    res_flux[i][BX3] += 0;)
} else if (g_inputParam[ALPHA] == 2.0){
  EXPAND(
    res_flux[i][BX2] += Alpha1[j][i]*vp[BX3];
    res_flux[i][BX3] += - Alpha1[j][i]*vp[BX2];)
}

if (g_inputParam[ALPHA] == 1.0){
  EXPAND(res_flux[j][BX1] += - Alpha2[j][i]*vp[BX3];
         res_flux[j][BX3] += 0;)
} else if (g_inputParam[ALPHA] == 2.0){
  EXPAND(res_flux[j][BX1] += - Alpha2[j][i]*vp[BX3];
         res_flux[j][BX3] += Alpha2[j][i]*vp[BX1];)
}

if (g_inputParam[ALPHA] > 0.0){
  res_flux[k][BX1] += Alpha3[j][i]*vp[BX2];
  res_flux[k][BX2] += - Alpha3[j][i]*vp[BX1];
}

```

Dans *userdef_output.c*, on sort le profil de α pour pouvoir le tracer :

```

double ***Alpha_out;
if (g_inputParam[ALPHA] > 0.0){
  Alpha_out = GetUserVar("alpha");
  DOM_LOOP(k,j,i){
    Alpha_out[k][j][i] = Alpha1[j][i];
  }
}

```

Dans *int_bound_reset.c*, on fige les équations de continuité et de Navier-Stokes dans la région interne, pour ne résoudre que celle d'induction :

```

int i;
for (i = beg; i <= end; i++){
  if (state->flag[i] & FLAG_INTERNAL_BOUNDARY){
    state->rhs[i][RHO] = 0.0;
    state->rhs[i][iMR] = 0.0;
    state->rhs[i][iMTH] = 0.0;
  }
}

```

```

    state->rhs[i][iMPHI] = 0.0;
}
}

```

D.2.2.2 Quenching

Dans *pluto.ini*, on ajoute un nouveau paramètre pour contrôler le niveau de saturation de la dynamo :

```

BBO                1.0e5

```

Dans *main.c*, juste avant le prochain pas de temps, on met à jour le profil de α en utilisant le champ toroïdal B_ϕ calculé au pas de temps actuel. Il faut cependant faire attention aux 3 différentes grilles utilisées pour le calcul de α et approximer le champ toroïdal aux interfaces des cellules à l'aide de moyennes :

```

if ((g_inputParam[ALPHA] > 0.0) && (g_inputParam[BBO] > 0.0)){
    rc = g_inputParam[RC];
    dd = g_inputParam[DD];
    bb0 = g_inputParam[BBO];
    c_alpha = g_inputParam[C_ALPHA];
    x1 = grd[IDIR].x;
    x2 = grd[JDIR].x;
    x1p = grd[IDIR].xr;
    x2p = grd[JDIR].xr;
    Bphi_bp = data.Vc[BX3];

    TOT_LOOP(k,j,i){
        if (i+1 == NX1_TOT) {ip1=i;} else {ip1=i+1;}
        if (j+1 == NX2_TOT) {jp1=j;} else {jp1=j+1;}
        Alpha1[j][i] = c_alpha*3.0*sqrt(3.0)/4.0*sin(x2[j])*sin(x2[j])*cos(x2[j])*(1.0 + erf((x1p[i]-rc)/dd))/(1.0 + pow(0.5*(Bphi_bp[k][j][i]+Bphi_bp[k][j][ip1])/bb0,2));
        Alpha2[j][i] = c_alpha*3.0*sqrt(3.0)/4.0*sin(x2p[j])*sin(x2p[j])*cos(x2p[j])*(1.0 + erf((x1[i]-rc)/dd))/(1.0 + pow(0.5*(Bphi_bp[k][j][i]+Bphi_bp[k][jp1][i])/bb0,2));
        Alpha3[j][i] = c_alpha*3.0*sqrt(3.0)/4.0*sin(x2[j])*sin(x2[j])*cos(x2[j])*(1.0 + erf((x1[i]-rc)/dd))/(1.0 + pow(Bphi_bp[k][j][i]/bb0,2));
    }
}
}

```

D.2.3 Conditions aux limites potentielles

D.2.3.1 Extrapolation du vecteur potentiel

Dans *pluto.h*, on déclare les différents tableaux nécessaires ainsi qu'un nouveau communicateur MPI :

```

double *Aphi_surf, *Aphi_below_surf, *Aphi_below_surf2, *tmp_bp, *theta_bp;
double **Aphi_surf_new, **derive_bp, **res, **res1, **leg;
double *GP, *WT;
double index_surf, nth_tot, n_max;
MPI_Comm MPI_Comm_X1END;

```

Dans *pluto.ini*, on définit un nouveau paramètre pour contrôler le nombre de modes utilisés pour la projection sur les harmoniques sphériques :

```

NMAX                20

```

Dans *initialize.c*, on définit un nouveau communicateur MPI pour inclure tous les processeurs qui contiennent la surface de l'étoile dans leur domaine de calcul :

```
int my_color, my_key;
my_key = 0;
if (grid[IDIR].rbound == USERDEF){
    my_color = 1;
    print1("> Rank = %d, x1[IEND] = %f \n", prank, grid[IDIR].x[IEND]);
}
else{
    my_color = MPI_UNDEFINED;
}
MPI_Comm_split(MPI_COMM_WORLD, my_color, my_key, &MPI_Comm_X1END);
```

Dans *startup.c* :

— On initialise les différents tableaux :

```
nth_tot = GY->np_tot_glob;
n_max = g_inputParam[NMAX];
Aphi_surf = ARRAY_1D(nth_tot, double);
Aphi_below_surf = ARRAY_1D(nth_tot, double);
Aphi_below_surf2 = ARRAY_1D(nth_tot, double);
Aphi_surf_new = ARRAY_2D(2, nth_tot, double);
derive_bp = ARRAY_2D(2, nth_tot, double);
leg = ARRAY_2D(nth_tot, n_max, double);
res = ARRAY_2D(2, nth_tot, double);
res1 = ARRAY_2D(2, nth_tot, double);
tmp_bp = ARRAY_1D(nth_tot, double);
theta_bp = ARRAY_1D(nth_tot, double);
GP = ARRAY_1D(nth_tot, double);
WT = ARRAY_1D(nth_tot, double);
```

— On construit le tableau *theta_bp* contenant toutes les co-latitudes ; on utilise une extrapolation linéaire pour obtenir les valeurs dans les cellules fantômes :

```
print1("> Beginning of preparation for BC potential ... \n");
/* Reconstruction of global theta */
if (GX->rbound == USERDEF){
    for (j=0; j<nth_tot; j++){
        theta_bp[j] = 0.0;
    }
    JDOM_LOOP(j){
        theta_bp[j + GY->beg - GY->nghost] = GY->x[j];
    }
    status = MPI_Allreduce(&theta_bp[0], &tmp_bp[0], nth_tot, MPI_DOUBLE, MPI_SUM,
        MPI_Comm_X1END); /* assembly of the angles and distribution to all processors */
    if (status != 0){printf("Error in allreduce for theta for proc : %d \n", prank);}
    MPI_Barrier(MPI_Comm_X1END);
    for (j=GY->nghost; j<nth_tot-GY->nghost; j++){
        theta_bp[j] = tmp_bp[j];
    }
    MPI_Barrier(MPI_Comm_X1END);
    /* extrapolating theta */
    dth = theta_bp[GY->nghost+1] - theta_bp[GY->nghost];
    for (g = GY->nghost-1; g >= 0; g--){
        theta_bp[g] = theta_bp[g+1] - dth;
        theta_bp[nth_tot-g-1] = theta_bp[nth_tot-g-2] + dth;
    }
}
```

— On pré-calculer les poids, points de collocation et polynômes de Legendre pour réduire le coût de calcul :

```

/* Computation of the collocation points and weights for the quadrature */
for (j=0; j<nth_tot; j++){
    GP[j] = -cos(theta_bp[j]);
}
weight = asin(cos(theta_bp[2])) - asin(cos(theta_bp[nth_tot-3]));
for (j=0; j<nth_tot-4; j++){
    WT[j] = weight/(nth_tot-5);
}
WT[0] = weight/(2.0*(nth_tot-5));
WT[nth_tot-5] = weight/(2.0*(nth_tot-5));
for (j=0; j<nth_tot; j++){
    for (k=0; k<n_max; k++){
        leg[j][k] = legendre(-GP[j], k+1);
    }
}
}
print1 ("> End of preparation for BC potential ...\\n");

```

Dans *init.c*, dans *UserDefBoundary*, on calcule le nouveau vecteur potentiel A_ϕ pour la condition à la limite et on reconstruit alors les champs B_r et B_θ dans les couches de la condition aux limites :

```

if (side == X1_END){ /* -- X1_END boundary -- */

/* Computing potential boundary condition */
BCpotential(d->Ax3, grid[JDIR].beg, grid[JDIR].nghost, x1[IEND], grid[IDIR].dx[IEND]);

/* Implementing the boundary condition at each point by reconstructing the field */
KDOM_LOOP(k) JDOM_LOOP(j) IEND_LOOP(i){
    d->flag[k][j][i] |= FLAG_INTERNAL_BOUNDARY;
    Init(us, x1[i], x2[j], x3[k]);
    d->Vc[RHO][k][j][i] = us[RHO];
    d->Vc[VX1][k][j][i] = us[VX1];
    d->Vc[VX2][k][j][i] = us[VX2];
    d->Vc[VX3][k][j][i] = us[VX3];
    d->Vc[PSI_GLM][k][j][i] = 0.0;
/* First ghost cell layer */
if (i == IEND + 1){
    d->Vc[BX1][k][j][i] = (sin(x2[j+1])*Aphi_surf_new[0][j+grid[JDIR].beg-grid[JDIR].nghost
+1] - sin(x2[j-1])*Aphi_surf_new[0][j+grid[JDIR].beg-grid[JDIR].nghost-1])/((x2[j+1]-x2[j
-1])*x1[i]*sin(x2[j]));
    d->Vc[BX2][k][j][i] = - (3.0*x1[i]*Aphi_surf_new[0][j+grid[JDIR].beg-grid[JDIR].nghost
- 4.0*x1[i-1]*Aphi_below_surf[j+grid[JDIR].beg-grid[JDIR].nghost] + x1[i-2]*
Aphi_below_surf2[j+grid[JDIR].beg-grid[JDIR].nghost])/(2.0*(x1[i]-x1[i-1])*x1[i]);
}
/* Second ghost cell layer */
else{
    d->Vc[BX1][k][j][i] = (sin(x2[j+1])*Aphi_surf_new[1][j+grid[JDIR].beg-grid[JDIR].nghost
+1] - sin(x2[j-1])*Aphi_surf_new[1][j+grid[JDIR].beg-grid[JDIR].nghost-1])/((x2[j+1]-x2[j
-1])*x1[i]*sin(x2[j]));
    d->Vc[BX2][k][j][i] = - (3.0*x1[i]*Aphi_surf_new[1][j+grid[JDIR].beg-grid[JDIR].nghost
- 4.0*x1[i-1]*Aphi_surf_new[0][j+grid[JDIR].beg-grid[JDIR].nghost] + x1[i-2]*
Aphi_below_surf[j+grid[JDIR].beg-grid[JDIR].nghost])/(2.0*(x1[i]-x1[i-1])*x1[i]);
}
    d->Vc[BX3][k][j][i] = 0.0;
}
}
}

```

Dans la fonction *BCpotential* dans *init.c* :

- On reconstruit le vecteur potentiel A_ϕ à la surface, un point de grille sous la surface et deux points de grille sous la surface :

```

/* ***** */
void BCpotential(double*** Aphi, int beg, int nghost, double r_st, double dr)
/* ***** */
{
    /* Declarations */
    int j, k;
    int status;
    double dth;
    double daphi1dr_beg, daphi1dr_end, daphi2dr_beg, daphi2dr_end;
    char filename[50];
    FILE* fp;
    char step[50];

    for (j=0; j<nth_tot; j++){
        Aphi_surf[j] = 0.0;
        Aphi_below_surf[j] = 0.0;
        Aphi_below_surf2[j] = 0.0;
    }

    /* *****
    Reconstructing total fields
    ***** */
    JDOM_LOOP(j){
        Aphi_surf[j + beg - nghost] = Aphi[0][j][IEND]; /* extraction of the surface
        potential */
        Aphi_below_surf[j + beg - nghost] = Aphi[0][j][IEND-1]; /* extraction of the
        potential below the surface */
        Aphi_below_surf2[j + beg - nghost] = Aphi[0][j][IEND-2]; /* extraction of the
        potential below the surface */
    }
    status = MPI_Allreduce(&Aphi_surf[0], &tmp_bp[0], nth_tot, MPI_DOUBLE, MPI_SUM,
        MPI_Comm_X1END); /* assembly of the surface field and distribution to all processors
        */
    if (status != 0){printf("Error in allreduce for Aphi_surf for proc : %d \n", prank);}
    MPI_Barrier(MPI_Comm_X1END);
    for (j=0; j<nth_tot; j++){
        Aphi_surf[j] = tmp_bp[j];
    }
    MPI_Barrier(MPI_Comm_X1END);
    status = MPI_Allreduce(&Aphi_below_surf[0], &tmp_bp[0], nth_tot, MPI_DOUBLE, MPI_SUM,
        MPI_Comm_X1END); /* assembly of the below surface field and distribution to all
        processors */
    if (status != 0){printf("Error in allreduce for Aphi_below_surf for proc : %d \n",
        prank);}
    MPI_Barrier(MPI_Comm_X1END);
    for (j=0; j<nth_tot; j++){
        Aphi_below_surf[j] = tmp_bp[j];
        //printf("j = %d, Aphi_below_surf = %f \n", j, Aphi_below_surf[j]);
    }
    MPI_Barrier(MPI_Comm_X1END);
    status = MPI_Allreduce(&Aphi_below_surf2[0], &tmp_bp[0], nth_tot, MPI_DOUBLE, MPI_SUM,
        MPI_Comm_X1END); /* assembly of the below surface field and distribution to all
        processors */
    if (status != 0){printf("Error in allreduce for Aphi_below_surf for proc : %d \n",
        prank);}
    MPI_Barrier(MPI_Comm_X1END);

```

```

for (j=0; j<nth_tot; j++){
  Aphi_below_surf2[j] = tmp_bp[j];
}
MPI_Barrier(MPI_Comm_X1END);

```

- On calcule la nouvelle valeur à la surface à l'aide d'une différence finie d'ordre 2 et du calcul de la dérivée :

```

/* *****
Computation of the new boundary condition
***** */
coefleg(Aphi_below_surf, r_st, derive_bp, dr, theta_bp); /* computation of the
  derivative of Aphi by r at the surface */
for (j=0; j<nth_tot; j++){
  res1[0][j] = Aphi_below_surf2[j] + 2.0*dr*derive_bp[0][j]; /* computation of the new
  Aphi at the surface */
  res1[1][j] = Aphi_below_surf[j] + 2.0*dr*derive_bp[1][j]; /* computation of the new
  Aphi at the surface */
}
for (j=0; j<nth_tot; j++){
  res[0][j] = Aphi_surf[j];
}
for (j=0; j<nth_tot; j++){
  Aphi_surf_new[0][j] = res1[0][j];
  Aphi_surf_new[1][j] = res1[1][j];
}

```

- On utilise une extrapolation linéaire pour obtenir les valeurs dans les cellules fantômes :

```

/* Extrapolating Aphi_surf_new in theta */
for (i = 0; i < nghost+1; i++){
  daphidth_beg[i] = -(Aphi_surf_new[i][nghost+1] - Aphi_surf_new[i][nghost])/(theta_bp
  [nghost+1] - theta_bp[nghost]);
  daphidth_end[i] = -(Aphi_surf_new[i][nth_tot-nghost-2] - Aphi_surf_new[i][nth_tot-
  nghost-1])/(theta_bp[nth_tot-nghost-2] - theta_bp[nth_tot-nghost-1]);
  for (g = nghost-1; g >= 0; g--){
    Aphi_surf_new[i][g] = dcaphidth_beg[i]*(theta_bp[g+1] - theta_bp[g]) +
    Aphi_surf_new[i][g+1];
    Aphi_surf_new[i][nth_tot-g-1] = daphidth_end[i]*(theta_bp[nth_tot-g-2] - theta_bp[
    nth_tot-g-1]) + Aphi_surf_new[i][nth_tot-g-2];
  }
}
}

```

Dans la fonction *Coefleg* appelée par *BCpotential*, on calcule la dérivée du vecteur potentiel A_ϕ à la surface :

- On déclare les variables et initialise les tableaux à 0 :

```

int i, j, k;
double** f;
double* coef;
double* somme;
double* fproj;
double* norm;

f = ARRAY_2D(nth_tot, n_max, double);
coef = ARRAY_1D(n_max, double);
somme = ARRAY_1D(n_max, double);
fproj = ARRAY_1D(nth_tot, double);
norm = ARRAY_1D(n_max, double);

```

```

/* Initializations */
for (j=0; j<nth_tot; j++){
    derive[0][j] = 0.0;
    derive[1][j] = 0.0;
    derive[2][j] = 0.0;
    fproj[j] = 0.0;
}
for (k=0; k<n_max; k++){
    somme[k] = 0.0;
    norm[k] = 0.0;
    coef[k] = 0.0;
}

```

-
- On calcule la fonction à intégrer à partir des polynômes de Legendre, du vecteur potentiel A_ϕ et des points de collocation :
-

```

for (j=0; j<nth_tot; j++){
    for (k=0; k<n_max; k++){
        f[j][k] = leg[j][k]*func[j]*sqrt(1.0-GP[j]*GP[j]); /* total function to integrate */
    }
}

```

-
- On estime les intégrales numériquement en excluant les cellules fantômes du calcul :
-

```

for (k=0; k<n_max; k++){
    for (j=0; j<nth_tot-4; j++){
        somme[k] = somme[k] + WT[j]*f[j+2][k]; /* Gauss-Chebyshev quadrature using weights */
        norm[k] = norm[k] + WT[j]*leg[j+2][k]*leg[j+2][k]*sqrt(1.0-GP[j+2]*GP[j+2]);
    }
    coef[k] = pow(r_st-dr, k+2)*somme[k]/norm[k];
}

```

-
- On reconstruit la dérivée du vecteur potentiel, évaluée un point de grille sous la surface, à la surface, et un point de grille au-dessus de la surface :
-

```

for (j=0; j<nth_tot; j++){
    for (k=0; k<n_max; k++){
        fproj[j] = fproj[j] + coef[k]*leg[j][k]; /* derivative of Aphi at the surface */
        derive[0][j] = derive[0][j] - (k+2.0)*coef[k]*leg[j][k]/pow(r_st-dr, 1.0*(k+3));
        /* derivative of Aphi at the surface */
        derive[1][j] = derive[1][j] - (k+2.0)*coef[k]*leg[j][k]/pow(r_st, 1.0*(k+3)); /*
        derivative of Aphi at the surface */
        derive[2][j] = derive[2][j] - (k+2.0)*coef[k]*leg[j][k]/pow(r_st + 1.0*dr, 1.0*(k
        +3)); /* derivative of Aphi at the surface */
    }
}

```

-
- On libère les tableaux alloués manuellement pour éviter les débordements de mémoire :
-

```

free(f[0]);
free(f);
FreeArray1D(coef);
FreeArray1D(somme);
FreeArray1D(fproj);
FreeArray1D(norm);
}

```

Dans *boundary.c*, on rajoute une communication entre les processeurs pour mettre à jour les valeurs dans les cellules fantômes :

```

#ifdef PARALLEL
  MPI_Barrier (MPI_COMM_WORLD);
  for (nv = 0; nv < NVAR; nv++) {
    AL_Exchange_dim ((char *)d->Vc[nv][0][0], par_dim, SZ);
  }
  MPI_Barrier (MPI_COMM_WORLD);
#endif

```

D.2.3.2 Extrapolation du champ poloïdal

Dans *pluto.h*, on déclare les différents tableaux nécessaires :

```

double **Alpha1, **Alpha2, **Alpha3;
double *Br_surf, *Bth_surf, *tmp_bp, *theta_bp, *theta_bp_ng;
double **y10_grid, **z10_grid, **y10_quad, **z10_quad;
double **Br_surf_new, **Bth_surf_new;
double **coef_br_new, **coef_bth_new;
double *GP_y, *WT_y, *GP_z, *WT_z;
int index_surf, nth_tot, n_max, n_int_y, n_int_z;
MPI_Comm MPI_Comm_Surf;
double *coef_br, *coef_bth;
int prank_surf;
double r_proj;

```

Dans *initialize.c* :

- On crée un nouveau communicateur MPI qui contient tous les processeurs qui possèdent la surface de l'étoile à l'intérieur de leur domaine de calcul. On prend garde à exclure les cellules fantômes :

```

/* BP */
/* New communicator for potential BC */
my_key = 0;
Rstar = g_inputParam[RSTAR];
/* Index for the surface of the star */
idx = 0;
while ((grid[IDIR].x[idx] < Rstar) && (idx < NX1_TOT)) {
  idx = idx+1;
}
index_surf = idx;
if ((index_surf > grid[IDIR].nghost) && (index_surf <= NX1_TOT - grid[IDIR].nghost)){
  my_color = 1;
  r_proj = grid[IDIR].x[index_surf-1];
  prank_surf2 = prank;
}
else{
  my_color = MPI_UNDEFINED;
  prank_surf2 = 0;
}
MPI_Comm_split(MPI_COMM_WORLD, my_color, my_key, &MPI_Comm_Surf);
MPI_Barrier(MPI_COMM_WORLD);

```

- On broadcaste à tous les processeurs le numéro d'un des processeurs contenant la surface de l'étoile, puis ce dernier envoie la valeur exacte du rayon correspondant au point de grille le plus proche de la surface :

```

status = MPI_Allreduce(&prank_surf2, &prank_surf, 1, MPI_INT, MPI_MAX, MPI_COMM_WORLD)
;

```



```

MPI_Barrier(MPI_COMM_WORLD);
MPI_Bcast(&r_proj, 1, MPI_DOUBLE, prank_surf, MPI_COMM_WORLD);
MPI_Barrier(MPI_COMM_WORLD);

```

Dans *startup.c* :

- On initialise les différentes variables nécessaires :

```

nth_tot = GY->np_tot_glob;
n_int_y = nth_tot - 2.0*GY->nghost;
n_int_z = nth_tot - 2.0*GY->nghost + 1;
n_max = g_inputParam[NMAX];
Br_surf = ARRAY_1D(nth_tot, double);
Bth_surf = ARRAY_1D(nth_tot, double);
Br_surf_new = ARRAY_2D(3, nth_tot, double);
Bth_surf_new = ARRAY_2D(3, nth_tot, double);
y10_grid = ARRAY_2D(NX2_TOT, n_max, double);
z10_grid = ARRAY_2D(NX2_TOT, n_max, double);
y10_quad = ARRAY_2D(n_int_y, n_max, double);
z10_quad = ARRAY_2D(n_int_z+1, n_max, double);
tmp_bp = ARRAY_1D(nth_tot, double);
theta_bp = ARRAY_1D(nth_tot, double);
theta_bp_ng = ARRAY_1D(n_int_y, double);
GP_y = ARRAY_1D(n_int_y, double);
WT_y = ARRAY_1D(n_int_y, double);
GP_z = ARRAY_1D(n_int_z+1, double);
WT_z = ARRAY_1D(n_int_z+1, double);
coef_br = ARRAY_1D(n_max, double);
coef_bth = ARRAY_1D(n_max, double);
coef_br_new = ARRAY_2D(3, n_max, double);
coef_bth_new = ARRAY_2D(3, n_max, double);
\end{lstlisting}
\item On se place uniquement dans les processeurs contenant la surface de l' toile :
\begin{lstlisting}[]
if ((index_surf > GX->nghost) && (index_surf <= NX1_TOT - GX->nghost)){

```

- On construit le tableau *theta_bp* qui contient toutes les co-latitudes et on l'envoie à tous les processeurs. On finit avec une extrapolation linéaire pour remplir les cellules fantômes :

```

for (j=0; j<nth_tot; j++){
    theta_bp[j] = 0.0;
}
JDOM_LOOP(j){
    theta_bp[j + GY->beg - GY->nghost] = GY->x[j];
}
status = MPI_Allreduce(&theta_bp[0], &tmp_bp[0], nth_tot, MPI_DOUBLE, MPI_SUM,
MPI_Comm_Surf); /* assembly of the angles and distribution to all processors */
if (status != 0){printf("Error in allreduce for theta for proc : %d \n", prank);}
MPI_Barrier(MPI_Comm_Surf);
for (j=GY->nghost; j<nth_tot-GY->nghost; j++){
    theta_bp[j] = tmp_bp[j];
}
MPI_Barrier(MPI_Comm_Surf);
/* Extrapolating theta */
dth = theta_bp[GY->nghost+1] - theta_bp[GY->nghost];
for (g = GY->nghost-1; g >= 0; g--){
    theta_bp[g] = theta_bp[g+1] - dth;
    theta_bp[nth_tot-g-1] = theta_bp[nth_tot-g-2] + dth;
}
/* Extracting theta without ghost cells */
for (j=0; j<n_int_y; j++){

```

```

theta_bp_ng[j] = theta_bp[j+2];
//printf("j = %d, theta_bp_ng[j] = %f \n", j, theta_bp_ng[j]);
}

```

— On calcule les points et poids de collocation pour la quadrature, pour les harmoniques Y_ℓ^m et Z_ℓ^m :

```

/* Ylm */
for (n=1; n<n_int_y/2+1; n++){
  guess = cos(PI*(n-0.25)/(n_int_y+0.5));
  old_guess = guess/2.0;
  while(fabs(guess - old_guess) > 1.0e-8){
    p1 = y10(guess, n_int_y);
    p2 = y10(guess, n_int_y-1);
    pd1 = n_int_y*(guess*p1 - sqrt((2.0*n_int_y+1.0)/(2.0*n_int_y-1.0))*p2)/(guess*
guess-1);
    old_guess = guess;
    guess = guess - p1/pd1;
  }
  GP_y[n-1] = guess;
  pd1 = n_int_y*(guess*p1 - sqrt((2.0*n_int_y+1.0)/(2.0*n_int_y-1.0))*p2)/(guess*
guess-1);
  WT_y[n-1] = (1.0/PI)/(y10(guess, n_int_y-1)*pd1);
}
for (n=1; n<n_int_y/2+1; n++){
  GP_y[n_int_y/2-1 + n] = -GP_y[n_int_y/2-n];
  WT_y[n_int_y/2-1 + n] = WT_y[n_int_y/2-n];
}
/* Zlm */
for (n=1; n<n_int_z/2+1; n++){
  guess = -sin(PI*(n-0.25)/(n_int_z+0.5));
  old_guess = guess/2.0;
  while(fabs(guess - old_guess) > 1.0e-8){
    p1 = z10(guess, n_int_z);
    p2 = z10(guess, n_int_z+1);
    pd1 = -y10(guess, n_int_z)/sqrt(1.0-guess*guess) + (n_int_z+2.0)*guess*p1/(1.0-
guess*guess) - sqrt((2.0*n_int_z+1.0)/(2.0*n_int_z+3.0))*(n_int_z+2.0)*p2/(1.0-guess
*guess);
    old_guess = guess;
    guess = guess - p1/pd1;
  }
  GP_z[n] = guess;
  pd1 = -y10(guess, n_int_z)/sqrt(1.0-guess*guess) + (n_int_z+2.0)*guess*p1/(1.0-
guess*guess) - sqrt((2.0*n_int_z+1.0)/(2.0*n_int_z+3.0))*(n_int_z+2.0)*p2/(1.0-guess
*guess);
  WT_z[n] = (n_int_z/(PI*(n_int_z+1.0)))/(z10(guess, n_int_z-1)*pd1);
}
GP_z[0] = -1.0;
WT_z[0] = 0.0;
for (n=1; n<(n_int_z+1)/2+1; n++){
  GP_z[(n_int_z+1)/2-1 + n] = -GP_z[(n_int_z+1)/2-n];
  WT_z[(n_int_z+1)/2-1 + n] = WT_z[(n_int_z+1)/2-n];
}

```

— On évalue les polynômes de Legendre sur la grille de collocation :

```

/* Quadrature grid */
for (k=0; k<n_max; k++){
  for (j=0; j<n_int_y; j++){
    y10_quad[j][k] = y10(GP_y[j], k); /* legendre associated polynom at collocation
points */
  }
}

```

```

    for (j=0; j<n_int_z+1; j++){
        z10_quad[j][k] = z10(GP_z[j], k); /* legendre associated polynom at collocation
        points */
    }
}

```

— On passe de θ à $\cos \theta$ pour les points de collocation :

```

/* From costh to th */
for (j=0; j<n_int_y; j++){
    GP_y[j] = acos(GP_y[j]);
}
for (j=0; j<n_int_z+1; j++){
    GP_z[j] = acos(GP_z[j]);
}
}

```

— On évalue les polynômes de Legendre sur la grille de PLUTO :

```

/* Filling the arrays for Legendre polynomials */
/* PLUTO grid */
for (k=0; k<n_max; k++){
    JDOM_LOOP(j){
        y10_grid[j][k] = y10(cos(GY->x[j]), k); /* legendre associated polynom at
        collocation points */
        z10_grid[j][k] = z10(cos(GY->x[j]), k); /* legendre associated polynom at
        collocation points */
    }
}

```

Dans *init.c*, dans la fonction *UserDefBoundary*, les processeurs de la surface calculent les coefficients de projection sur les harmoniques sphériques de B_r et B_θ , puis les envoient aux autres processeurs :

```

if ((index_surf > grid[IDIR].nghost) && (index_surf <= NX1_TOT - grid[IDIR].nghost)){
    BCpotential(d, grid[JDIR].beg, grid[JDIR].nghost, x2, x1[index_surf], grid[IDIR].dx[
    index_surf]);
}
MPI_Barrier(MPI_COMM_WORLD);
MPI_Bcast(&coef_br[0], n_max, MPI_DOUBLE, prank_surf, MPI_COMM_WORLD);
MPI_Barrier(MPI_COMM_WORLD);
MPI_Bcast(&coef_bth[0], n_max, MPI_DOUBLE, prank_surf, MPI_COMM_WORLD);
MPI_Barrier(MPI_COMM_WORLD);

```

Dans *init.c*, on sélectionne alors dans quelle couche on se place par rapport à la surface, on réalise l'extrapolation correspondante du champ et on attribue les nouvelles valeurs à B_r et B_θ :

```

if (((x1[i] - Rstar) <= dx1[i]) && (x1[i] > Rstar)){
    KDOM_LOOP(k) JDOM_LOOP(j) {
        ExtrapolB(x1[i], j, Bextra);
        d->Vc[BX1][k][j][i] = Bextra[0];
        d->Vc[BX2][k][j][i] = Bextra[1];
    }
}

```

Dans *BCpotential*, on réalise la projection du champ poloidal sur les harmoniques sphériques :

— On déclare, alloue et initialise les différentes variables et les tableaux :

```

int i, j, k;
int status;
int pt_cut = g_inputParam[PT_CUT];
double *Br_surf_ng, *Bth_surf_ng;

```

```

double dBr_surf1, dBr_surfn, dBth_surf1, dBth_surfn;
double *d2Br_surf, *d2Bth_surf;
double *Br_surf_interp, *Bth_surf_interp;
double tmp_interp;

Br_surf_ng = ARRAY_1D(n_int_y, double);
d2Br_surf = ARRAY_1D(n_int_y, double);
Br_surf_interp = ARRAY_1D(n_int_y, double);

Bth_surf_ng = ARRAY_1D(n_int_y, double);
d2Bth_surf = ARRAY_1D(n_int_y, double);
Bth_surf_interp = ARRAY_1D(n_int_z+1, double);

for (j=0; j<nth_tot; j++){
  /* Br */
  Br_surf[j] = 0.0;
  Br_surf_new[0][j] = 0.0;
  Br_surf_new[1][j] = 0.0;
  Br_surf_new[2][j] = 0.0;
  /* Bth */
  Bth_surf[j] = 0.0;
  Bth_surf_new[0][j] = 0.0;
  Bth_surf_new[1][j] = 0.0;
  Bth_surf_new[2][j] = 0.0;
}
for (k=0; k<n_max; k++){
  /* Br */
  coef_br[k] = 0.0;
  coef_br_new[0][k] = 0.0;
  coef_br_new[1][k] = 0.0;
  coef_br_new[2][k] = 0.0;
  /* Bth */
  coef_bth[k] = 0.0;
  coef_bth_new[0][k] = 0.0;
  coef_bth_new[1][k] = 0.0;
  coef_bth_new[2][k] = 0.0;
}

```

— On reconstruit les champs totaux B_r et B_θ , puis on retire les cellules fantômes :

```

JDOM_LOOP(j){
  Br_surf[j + beg - nghost] = d->Vc[BX1][0][j][index_surf-1]; /* extraction of the
  surface potential */
  Bth_surf[j + beg - nghost] = d->Vc[BX2][0][j][index_surf-1]; /* extraction of the
  potential below the surface */
}
status = MPI_Allreduce(&Br_surf[0], &tmp_bp[0], nth_tot, MPI_DOUBLE, MPI_SUM,
  MPI_Comm_Surf); /* assembly of the surface field and distribution to all processors
  */
if (status != 0){printf("Error in allreduce for Aphi_surf for proc : %d \n", prank);}
MPI_Barrier(MPI_Comm_Surf);
for (j=0; j<nth_tot; j++){
  Br_surf[j] = tmp_bp[j];
}
MPI_Barrier(MPI_Comm_Surf);
status = MPI_Allreduce(&Bth_surf[0], &tmp_bp[0], nth_tot, MPI_DOUBLE, MPI_SUM,
  MPI_Comm_Surf); /* assembly of the below surface field and distribution to all
  processors */
if (status != 0){printf("Error in allreduce for Aphi_below_surf for proc : %d \n",
  prank);}

```

```

MPI_Barrier(MPI_Comm_Surf);
for (j=0; j<nth_tot; j++){
    Bth_surf[j] = tmp_bp[j];
}
MPI_Barrier(MPI_Comm_Surf);
for (j=0; j<n_int_y; j++){
    Br_surf_ng[j] = Br_surf[j+2];
    Bth_surf_ng[j] = Bth_surf[j+2];
}

```

— On interpole le champ poloïdal sur la grille de collocation à l'aide des fonctions *spline* et *splint* :

```

dBr_surf1 = (Br_surf[nghost+1]-Br_surf[nghost])/(theta_bp[nghost+1]-theta_bp[nghost])
/2.0;
dBr_surfn = (Br_surf[nth_tot-nghost-2]-Br_surf[nth_tot-nghost-1])/(theta_bp[nth_tot-
nghost-2]-theta_bp[nth_tot-nghost-1])/2.0;
dBth_surf1 = (Bth_surf[nghost+1]-Bth_surf[nghost])/(theta_bp[nghost+1]-theta_bp[nghost
]);
dBth_surfn = (Bth_surf[nth_tot-nghost-2]-Bth_surf[nth_tot-nghost-1])/(theta_bp[nth_tot-
nghost-2]-theta_bp[nth_tot-nghost-1]);
spline(theta_bp_ng, Br_surf_ng, n_int_y, dBr_surf1, dBr_surfn, d2Br_surf);
spline(theta_bp_ng, Bth_surf_ng, n_int_y, dBth_surf1, dBth_surfn, d2Bth_surf);
for (j=0; j<n_int_y; j++){
    splint(theta_bp_ng, Br_surf_ng, d2Br_surf, n_int_y, GP_y[j], &tmp_interp);
    Br_surf_interp[j] = tmp_interp;
}
for (j=0; j<n_int_z+1; j++){
    splint(theta_bp_ng, Bth_surf_ng, d2Bth_surf, n_int_y, GP_z[j], &tmp_interp);
    Bth_surf_interp[j] = tmp_interp;
}

```

— On réalise la projection de B_r sur les Y_ℓ^0 et de B_θ sur les Z_ℓ^0 :

```

/* Br on y10 */
for (k=1; k<n_max; k++){
    for (j=0; j<n_int_y; j++){
        coef_br[k] = coef_br[k] + 2.0*CONST_PI*Br_surf_interp[j]*y10_quad[j][k]*WT_y[j];
    }
}
/* Bth on z10 */
for (k=1; k<n_max; k++){
    for (j=0; j<n_int_z+1; j++){
        coef_bth[k] = coef_bth[k] + 2.0*CONST_PI*Bth_surf_interp[j]*(k+1)*z10_quad[j][k]*
WT_z[j];
    }
    coef_bth[k] = coef_bth[k]/k;
}

```

— On libère la mémoire allouée manuellement pour éviter les débordements mémoire :

```

/* Br */
FreeArray1D(Br_surf_ng);
FreeArray1D(d2Br_surf);
FreeArray1D(Br_surf_interp);
/* Bth */
FreeArray1D(Bth_surf_ng);
FreeArray1D(d2Bth_surf);
FreeArray1D(Bth_surf_interp);

```

Dans la fonction *ExtrapolB*, on réalise l'extrapolation potentielle dont la formule est donnée dans l'annexe B :

```
int k;
double coef_br_new, coef_bth_new;

Bextra[0] = 0.0;
Bextra[1] = 0.0;

for (k=1; k<n_max; k++){
  coef_br_new = (k+1.)/(2.*k+1.)*(k/(k+1.)*(coef_br[k]+coef_bth[k])*pow(x1/r_proj, k-1.) + (
  coef_br[k] - k*coef_bth[k]/(k+1.))*pow(x1/r_proj, -k-2.));
  coef_bth_new = (k+1.)/(2.*k+1.)*((coef_br[k]+coef_bth[k])*pow(x1/r_proj, k-1.) - (coef_br[
  k] - k*coef_bth[k]/(k+1.))*pow(x1/r_proj, -k-2.));
  Bextra[0] += coef_br_new*y10_grid[jth][k];
  Bextra[1] += coef_bth_new*z10_grid[jth][k];
}
```

Cet article a été initié lors de mon stage de M1 à Nordita sous la supervision d'Axel Brandenburg, et a été achevé durant ma première année de thèse grâce à deux séjours d'une semaine chacun à Boulder, Colorado.

Il traite de la formation des taches solaires par pression magnétique négative (NEMPI en anglais pour *Negative Effective Magnetic Pressure Instability*). La théorie dominante concernant la formation des taches solaires repose sur l'émergence de tubes de champ à travers la zone convective, ce qui nécessite néanmoins des concentrations de champ très importantes au niveau de la tachocline (Brun *et al.*, 2004; Augustson *et al.*, 2015). Une théorie alternative repose sur la théorie de la pression magnétique négative (Kleeorin & Rogachevskii, 1994) : la composante magnétique de la pression peut devenir négative et compenser la pression turbulente, ce qui déclenche une instabilité pouvant aboutir à l'accumulation de champ magnétique à la surface de l'étoile. Cet effet avait déjà été étudié dans une zone stratifiée (Mitra *et al.*, 2014; Jabbari *et al.*, 2015). Notre étude explore l'impact d'une atmosphère radiative au-dessus de la zone stratifiée pour modéliser la photosphère.

À l'aide de simulations MFS réalisées avec le code PENCIL, on inclut les développements de Berekat & Brandenburg (2014) pour avoir une loi d'opacité de type Kramers pour une simulation 2D. On réalise alors une étude paramétrique en fonction de l'intensité du champ magnétique ambiant, de l'opacité à la surface et des paramètres de turbulence de l'instabilité. On obtient bien des concentrations de champ magnétique, mais moins importante et plus en profondeur que dans les études précédentes. Par ailleurs l'instabilité oscille avec des ondes se propageant vers la surface, ce qui semble être un effet nouveau dû uniquement au transfert radiatif, car on ne peut pas le reproduire avec un cas isotherme ou avec atmosphère opaque. On observe peu de dépendance par rapport à l'opacité, en revanche il semblerait qu'il y ait un seuil de déclenchement de l'instabilité NEMPI en fonction du paramètre β_* (voir Kemel *et al.* (2012)) aux alentours de 0.75.

Ce modèle ne permet pas d'expliquer seul la formation des taches solaires. La prochaine étape est d'inclure les effets de la convection.

Spontaneous flux concentrations from the negative effective magnetic pressure instability beneath a radiative stellar surface

B. Perri¹ and A. Brandenburg^{2,3,4,5}

¹ DSM/IRFU/Sap, CEA-Saclay and UMR AIM, CEA-Université Paris 7, 91191 Gif-sur-Yvette, France
e-mail: barbara.perri@cea.fr

² JILA and Department of Astrophysical and Planetary Sciences, University of Colorado, Boulder, CO 80303, USA

³ Department of Astronomy, AlbaNova University Center, Stockholm University, 10691 Stockholm, Sweden

⁴ Nordita, KTH Royal Institute of Technology and Stockholm University, 10691 Stockholm, Sweden

⁵ Laboratory for Atmospheric and Space Physics, University of Colorado, Boulder, CO 80303, USA

Received 11 January 2017 / Accepted 19 October 2017

ABSTRACT

Context. The formation of sunspots requires the concentration of magnetic flux near the surface. The negative effective magnetic pressure instability (NEMPI) might be a possible mechanism for accomplishing this, but it has mainly been studied in simple systems using an isothermal equation of state without a natural free surface.

Aims. We study NEMPI in a stratified Cartesian mean-field model where turbulence effects are parameterized. We use an ideal equation of state and include radiation transport, which establishes selfconsistently a free surface.

Methods. We use a Kramers-type opacity with adjustable exponents chosen such that the deeper layers are approximately isentropic. No convection is therefore possible in this model, allowing us to study NEMPI with radiation in isolation. We restrict ourselves to two-dimensional models. We use artificially enhanced mean-field coefficients to allow NEMPI to develop, thereby making it possible to study the reason why it is much harder to excite in the presence of radiation.

Results. NEMPI yields moderately strong magnetic flux concentrations a certain distance beneath the surface where the optical depth is unity. The instability is oscillatory and in the form of upward traveling waves. This seems to be a new effect that has not been found in earlier models without radiative transport. The horizontal wavelength is about ten times smaller than what has previously been found in more idealized isothermal models.

Conclusions. In our models, NEMPI saturates at field strengths too low to explain sunspots. Furthermore, the structures appear too narrow and too far beneath the surface to cause significant brightness variations at the radiative surface. We speculate that the failure to reproduce effects resembling sunspots may be related to the neglect of convection.

Key words. radiative transfer – hydrodynamics – Sun: atmosphere – sunspots

1. Introduction

Sunspots are a highly intermittent manifestation of strong magnetic flux concentrations at the solar surface. The underlying magnetic fields are produced by hydromagnetic turbulence in the convection zone beneath the surface (Brun et al. 2004; Brown et al. 2011; Käpylä et al. 2012a; Augustson et al. 2015). Numerous simulations of turbulence and turbulent convection have displayed such magnetic field production by a dynamo process (Brandenburg & Subramanian 2005). This alone, however, does not explain the occasional concentration into spots. On the other hand, more realistic simulations that include the effects of strong density stratification near the surface, as well as radiation and ionization, have been able to demonstrate the appearance of magnetic spots (Stein & Nordlund 2012). Furthermore, it is known that strong density stratification can lead to a large-scale instability of an initially unstructured random magnetic field (Kleeorin et al. 1989, 1990). This instability leads to magnetic flux concentrations and even magnetic spots (Brandenburg et al. 2013; Warnecke et al. 2013) through the negative effective magnetic pressure instability (NEMPI). NEMPI has been associated with sunspot formation by Kleeorin et al. (1995, 1996), following a series of earlier work on its theoretical foundations (Kleeorin et al. 1993; Kleeorin & Rogachevskii 1994; Rogachevskii & Kleeorin 2007).

Numerical simulations have also displayed types of magnetic flux concentrations that are not straightforwardly associated with NEMPI. This tends to be the case when the magnetic field is produced by a large-scale dynamo some distance beneath the surface (Mitra et al. 2014; Jabbari et al. 2015, 2016). Nevertheless, also in those cases, strong stratification was shown to be essential, as has been demonstrated by comparing with weakly stratified cases.

In the case of NEMPI, the underlying instability can well be modeled using mean-field magnetohydrodynamics, where the negative effective magnetic pressure is parameterized in terms of the mean magnetic field; see Brandenburg et al. (2016) for a review. In some of those cases there is good quantitative agreement between direct numerical simulations (DNS) and mean field simulations (MFS), as has been demonstrated in several papers (Kemel et al. 2013; Losada et al. 2013).

The main difference between MFS and DNS is the inclusion of the parameterization of the small-scale unresolved motions $\mathbf{u} = \mathbf{U} - \bar{\mathbf{U}}$ and magnetic fields $\mathbf{b} = \mathbf{B} - \bar{\mathbf{B}}$ in the MFS. Here, the overbar denotes a suitably defined average, which, in practice, could be a spatial average. The evolution equations for $\bar{\mathbf{U}}$ involve correlations of the form $\overline{u_i u_j}$ and $\overline{b_i b_j}$ that need to be expressed in terms of $\bar{\mathbf{U}}$ and $\bar{\mathbf{B}}$. They are similar to the parameterization in terms of the rate-of-strain tensor of the mean flow

involving turbulent viscosity, but there are also contributions that are quadratic in $\overline{\mathbf{B}}$. Similar parameterizations also exist for the Maxwell stresses in the momentum equation and the electromotive force in the induction equation.

Before we can think of applying NEMPI to real sunspot formation, we must begin to address the effects of radiation, ionization, and other potentially important surface effects. Here, we focus on radiative transfer. Radiation has two important effects; on the one hand, it leads to the establishment of a natural surface from which most of the observed radiation is emitted and above which the density drops off sharply, and on the other hand, radiation also leads to the equilibration of temperature differences between neighboring fluid elements. Earlier investigations suggested that this may indeed be the case and that NEMPI may be difficult to excite in the presence of radiation (Barekat 2013; Bhat & Brandenburg 2016). This is also the reason why we focus here on mean-field simulations, because they allow us to artificially exaggerate the effects of NEMPI by choosing unrealistically large mean-field parameters, which enables us to study the properties of NEMPI in that case and helps us to determine the conditions under which NEMPI may still operate.

Most of the earlier investigations of NEMPI were carried out in an isothermally stratified layer using an isothermal equation of state. This means that no energy equation was solved. This was also true in simulations with an outer coronal envelope (Wamecke et al. 2013), where the interface was characterized by a layer above which the driving of turbulence was turned off. The aim of the present paper is therefore to study NEMPI in a simple model with radiative heating and cooling included.

2. The model

2.1. Mean-field equations and radiative transfer

We consider the mean-field equations in Cartesian coordinates, but restrict ourselves to including only the effects of turbulent magnetic diffusion, turbulent viscosity, and the negative effective magnetic pressure effect, which means that the ordinary magnetic pressure from the mean field, $\overline{\mathbf{B}}^2/2\mu_0$, is modified and becomes $(1 - q_p)\overline{\mathbf{B}}^2/2\mu_0$, where $q_p = q_p(\overline{\mathbf{B}})$ depends on the local magnetic field strength. We write the mean magnetic field as $\overline{\mathbf{B}} = \mathbf{B}_0 + \nabla \times \overline{\mathbf{A}}$, where $\mathbf{B}_0 = (0, 0, B_0)$ is an imposed vertical field, and $\overline{\mathbf{A}}$ is the mean magnetic vector potential. We thus solve the equations for $\overline{\mathbf{A}}$, the mean velocity $\overline{\mathbf{U}}$, the mean specific entropy \overline{s} , and the mean density $\overline{\rho}$ in the form

$$\frac{\partial \overline{\mathbf{A}}}{\partial t} = \overline{\mathbf{U}} \times \overline{\mathbf{B}} + \eta_T \nabla^2 \overline{\mathbf{A}}, \quad (1)$$

$$\overline{\rho} \frac{D\overline{\mathbf{U}}}{Dt} = -\nabla \left(\overline{P} - \frac{q_p \overline{\mathbf{B}}^2}{2\mu_0} \right) + \overline{\mathbf{J}} \times \overline{\mathbf{B}} + \overline{\rho} \mathbf{g} + \nabla \cdot (2\nu_T \overline{\rho} \overline{\mathbf{S}}), \quad (2)$$

$$\overline{\rho} \overline{T} \frac{D\overline{s}}{Dt} = -\nabla \cdot (\mathbf{F}_{\text{rad}} + \mathbf{F}_{\text{conv}}) + 2\nu_T \overline{\rho} \overline{\mathbf{S}}^2, \quad (3)$$

$$\frac{D \ln \overline{\rho}}{Dt} = -\nabla \cdot \overline{\mathbf{U}}, \quad (4)$$

where $\eta_T = \eta + \eta_t$ is the total magnetic diffusivity consisting of a microphysical and a turbulent value, $\nu_T = \nu + \nu_t$ is the total viscosity consisting again of a microphysical and a turbulent value, $\overline{\mathbf{S}}_{ij} = \frac{1}{2}(\overline{U}_{ij} + \overline{U}_{ji}) - \frac{1}{3}\delta_{ij}\nabla \cdot \overline{\mathbf{U}}$ is the traceless rate-of-strain tensor, $\overline{\mathbf{J}} = \nabla \times \overline{\mathbf{B}}/\mu_0$ is the Lorentz force from the mean fields (without the effects of turbulence that are being parameterized through q_p), $\mathbf{g} = (0, 0, -g)$ is the gravitational

acceleration, \overline{P} is the mean gas pressure, \overline{T} is the mean temperature, $D/Dt = \partial/\partial t + \overline{\mathbf{U}} \cdot \nabla$ is the advective derivative, \mathbf{F}_{rad} is the radiative flux, and \mathbf{F}_{conv} is the convective flux; but this latter will be neglected in our present exploratory work.

The radiative flux divergence is obtained by solving the radiative transfer equations for the intensity $I(\mathbf{x}, t, \hat{\mathbf{n}})$ in the gray approximation in the form (Nordlund 1982)

$$\hat{\mathbf{n}} \cdot \nabla I = -\kappa \overline{\rho} (I - S), \quad (5)$$

along a set of rays in different directions $\hat{\mathbf{n}}$, where κ is the opacity and $S = (\sigma_{\text{SB}}/\pi)\overline{T}^4$ is the source function with σ_{SB} being the Stefan–Boltzmann constant. The radiative flux divergence is found by integrating Eq. (5) over all directions, that is,

$$\nabla \cdot \mathbf{F}_{\text{rad}} = -\kappa \overline{\rho} \oint_{4\pi} (I - S) d\Omega. \quad (6)$$

We adopt the equation of state for a perfect gas, that is, $\overline{P} = (\mathcal{R}/\mu)\overline{T}\overline{\rho}$, where \mathcal{R} is the universal gas constant and μ the mean specific weight. The mean specific entropy is, up to an irrelevant additive constant, given by $\overline{s}/c_p = (\ln \overline{P})/\gamma - \ln \overline{\rho}$, where $\gamma = c_p/c_v$ is the ratio of specific heats at constant pressure and constant density, respectively, and $\mathcal{R}/\mu = c_p - c_v$. In the following, we take $\gamma = 5/3$ which is appropriate for a monatomic gas and in the absence of ionization. The pressure scale height, $H_p = -d \ln \overline{P}/dz$, is then given by $H_p = \mathcal{R}\overline{T}/\mu g$. In the isothermal part near the top, pressure and density scale heights are equal, that is, $H_p = H_\rho$, where $H_\rho = -d \ln \overline{\rho}/dz$. However, in the deeper isentropic parts, we have $H_p = \gamma H_\rho$.

2.2. Parameterizations

Turbulence effects such as NEMPI depend on the relative importance of the magnetic field to the equipartition field strength with respect to the turbulent energy, that is, on $\beta \equiv |\overline{\mathbf{B}}|/B_{\text{eq}}$. Here, the equipartition field strength B_{eq} is given by $B_{\text{eq}}^2(z) = \mu_0 \overline{\rho} u_{\text{rms}}^2$. The effective magnetic pressure is characterized by the functional form of $q_p = q_p(\beta)$, for which we assume (Kemel et al. 2012)

$$q_p(\beta) = \frac{q_{p0}}{1 + \beta^2/\beta_p^2} = \frac{\beta_\star^2}{\beta_p^2 + \beta^2}, \quad \text{where } \beta_\star = \beta_p q_{p0}^{1/2}. \quad (7)$$

In addition, we have to specify η_T and ν_T , which we assume to be constant and equal to each other, that is, we assume the turbulent magnetic Prandtl number $\text{Pr}_M = \nu_T/\eta_T$ to be unity (Yousef et al. 2003). We define a fiducial model where we take $q_{p0} = 300$ and $\beta_p = 0.05$. Earlier work of Kemel et al. (2013) showed that the growth rate is mainly dependent on the parameter β_\star , whose value is then 0.87. For comparison, Kemel et al. (2012) and Käpylä et al. (2012b) used the parameter combination $q_{p0} = 40$ and $\beta_p = 0.05$, which then yields about a third for $\beta_\star = 0.32$. Our value of β_\star is thus much higher than what has been assumed before, which should help us to study the effects of radiation in the development of NEMPI. Following earlier work of Barekat (2013) and Barekat & Brandenburg (2014), we assume a Kramers-like opacity law for κ of the form

$$\kappa = \kappa_0 (\overline{\rho}/\rho_0)^a (\overline{T}/T_0)^b, \quad (8)$$

with constant coefficients κ_0 , ρ_0 , and T_0 , and given exponents a and b . The resulting radiative conductivity is then given by (Barekat & Brandenburg 2014)

$$K = K_0 \frac{(\overline{T}/T_0)^{3-b}}{(\overline{\rho}/\rho_0)^{1+a}} = K_0 \left[\frac{(\overline{T}/T_0)^a}{\overline{\rho}/\rho_0} \right]^{1+a}, \quad (9)$$

where

$$K_0 = 16\sigma_{\text{SB}}T_0^3/3\kappa_0\rho_0, \quad (10)$$

which is a constant and

$$n = (3 - b)/(1 + a), \quad (11)$$

which is, for $n > -1$, related to the polytropic index of the resulting stratification. The radiative diffusivity is $\chi = K/\bar{\rho}c_p$. The optical depth is $\tau(z) = \int_z^\infty \kappa\bar{\rho}dz'$. The region where $\tau \ll 1$ is optically thin, while the region where $\tau \gg 1$ is optically thick, which corresponds to the convection zone in the Sun; $\tau = 1$ represents thus the solar surface.

2.3. Boundary conditions and numerical aspects

We adopt impenetrable stress-free boundary conditions in the z direction, so the velocity obeys

$$\partial\bar{U}_x/\partial z = \partial\bar{U}_y/\partial z = \bar{U}_z = 0 \quad \text{on } z = 0, L_z, \quad (12)$$

where L_z is the vertical extent of the computational domain and the bottom boundary is at $z = 0$. For the magnetic field we adopt the vertical field condition,

$$\partial\bar{A}_x/\partial z = \partial\bar{A}_y/\partial z = \bar{A}_z = 0 \quad \text{on } z = 0, L_z. \quad (13)$$

We assume zero incoming intensity at the top, and compute the incoming intensity at the bottom from a quadratic Taylor expansion of the source function, which implies that the diffusion approximation is obeyed; see Appendix A of [Heinemann et al. \(2006\)](#) for details. As in [Barekat & Brandenburg \(2014\)](#), we fix the temperature at the bottom,

$$\bar{T} = T_0 \quad \text{on } z = 0, \quad (14)$$

while the temperature at the top is allowed to evolve freely. There is no boundary condition on the density, but since no mass is flowing in or out, the volume-averaged density is automatically constant; see Appendix C of [Barekat & Brandenburg \(2014\)](#).

To reduce the computational expense, we solve Eqs. (1)–(6) in two spatial dimensions. In an earlier investigation of NEMPI, [Losada et al. \(2012\)](#) found that this simplification can lead to about two times smaller growth rates, but the qualitative dependencies on various input parameters were still reproduced correctly. In the present model, we use either 288 or 576 meshpoints in the z direction. The number of mesh points in the x direction depends on the domain size and is constrained such that the mesh spacings δx and δz are equal in the two directions. We employ the PENCIL CODE¹, where all relevant terms are readily implemented. The code uses a high-order finite-difference scheme. The radiation module was implemented by [Heinemann et al. \(2006\)](#).

2.4. Comparison with the optically thick approximation

It will be instructive to compare with the more familiar case in which F_{rad} is computed in the optically thick approximation as $F_{\text{rad}} = -K\nabla\bar{T}$ in a domain $0 \leq z \leq d$, where d is less than the L_z used in the general case with full radiative transfer. At $z = d$, we apply a radiative boundary condition

$$\partial\bar{T}/\partial z = -\sigma_{\text{SB}}\bar{T}^4 \quad (\text{on } z = d). \quad (15)$$

¹ <https://github.com/pencil-code>

The value of d is computed as (see Sect. 3.12 of [Barekat & Brandenburg 2014](#))

$$d = c_p(T_0 - T_1)\nabla_{\text{ad}}/(g\nabla), \quad (16)$$

where $\nabla_{\text{ad}} = 1 - 1/\gamma$ and $\nabla = 1/(1 + n)$ with n given by Eq. (11), and

$$T_1 = \mathcal{K}^{1/4}T_0 \quad \text{with} \quad \mathcal{K} = \frac{gK_0}{c_p\sigma_{\text{SB}}T_{\text{bot}}^4} \frac{\nabla}{\nabla_{\text{ad}}}, \quad (17)$$

where K_0 is given by Eq. (10). The quantities in Eqs. (16), (17) are fully determined by the parameters of the radiative model. We emphasize that the temperature at the top is close to T_1 , but is allowed to evolve freely subject to Eq. (15). Computationally, the optically thick approximation is cheaper by about a factor of two, but it is more restrictive, because the values of d and T_1 are intimately tied to the choice of κ_0 and cannot be varied independently.

2.5. Scale separation ratio

In our mean-field model, turbulence is parameterized in terms of a magnetic turbulent diffusivity, which is estimated to be $\eta_t = u_{\text{rms}}/3k_f$ ([Sur et al. 2008](#)), where k_f is the wavenumber of the energy-carrying motions. We compare this with the reference wavenumber $k_1 = 2\pi/L_z$ based on our domain of height L_z . We refer to k_f/k_1 as the scale separation ratio. Thus, we have ([Jabbari et al. 2014](#))

$$k_f/k_1 = u_{\text{rms}}/3\eta_t k_1. \quad (18)$$

This ratio must be large enough for NEMPI to be excited ([Brandenburg et al. 2012](#)). Early DNS of [Brandenburg et al. \(2011\)](#), where NEMPI was excited, used $k_f/k_1 = 15$, but with $k_f/k_1 = 30$, NEMPI became much more pronounced ([Käpylä et al. 2012b](#)).

Following the work of [Barekat & Brandenburg \(2014\)](#), we measure length in Mm, velocity in km s^{-1} , and density in g cm^{-3} . We choose $L_z = 5$ Mm. We adopt a squared domain, $L_x = L_z$, and assume for the turbulent small-scale velocity $u_{\text{rms}} = 1$ km s^{-1} . Thus, we have $\eta_t = 5 \times 10^{-3}$ Mm km s^{-1} , so we have $k_f/k_1 = 53$, which should be large enough for NEMPI to be excited ([Brandenburg et al. 2012](#)). In some models with larger resolution (576² meshpoints), we used $\eta_t = 2 \times 10^{-3}$ Mm km s^{-1} , corresponding to $k_f/k_1 = 133$; see Table 1 for the conversion of several quantities from code units to cgs units. Following earlier work ([Brandenburg et al. 2011](#)), we also define the general turbulent-diffusive time $\tau_{\text{td}} = (\eta_t k_1^2)^{-1}$.

3. Results

We design the model such that it has an isentropic deeper part. The stratification in our model is similar to Run B7 of [Barekat & Brandenburg \(2014\)](#) with $a = 1$ and $b = 0$, which, as discussed above, yields $n = 1.5$. In particular, we use $\kappa_0 = 10^7$ $\text{Mm}^{-1} \text{cm}^3 \text{g}^{-1}$, which results in a surface temperature of around 5000 K. As in [Barekat & Brandenburg \(2014\)](#), we compute a hydrostatic equilibrium solution ($\mathbf{u} = 0$) by solving Eqs. (1)–(6) only in the z direction in one dimension. The result is shown in Fig. 1, where we plot the z dependence of $\bar{\rho}$, \bar{s} , \bar{T} , and χ . In the deeper parts, where $\tau \gg 1$, \bar{T} increases linearly with depth and, because \bar{s} is nearly constant in that part, $\bar{\rho}(z) \propto \bar{T}^{3/2}$, which is in agreement with the expected polytropic stratification.

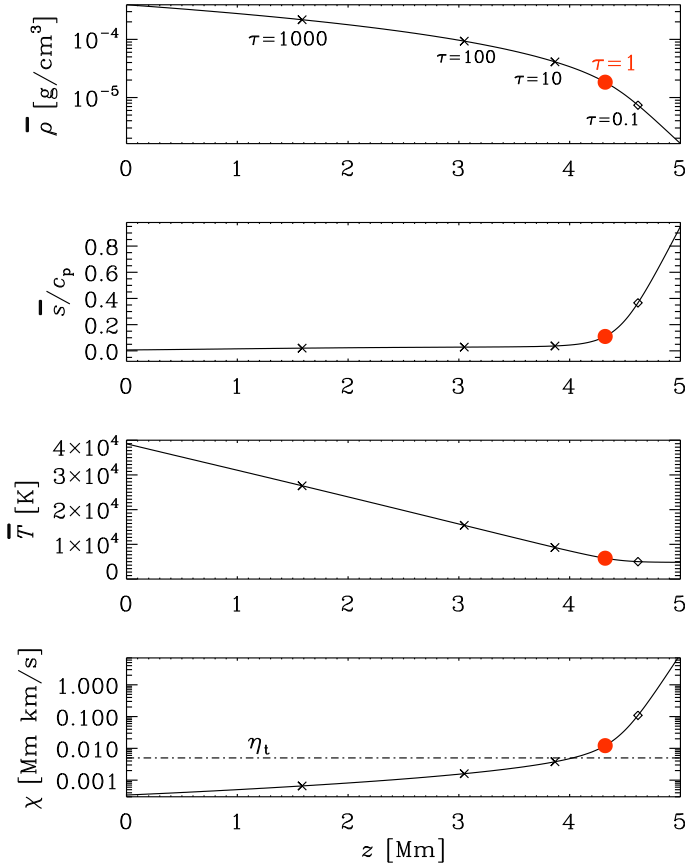


Fig. 1. Stratification of $\bar{\rho}$, \bar{s}/c_p , \bar{T} , and χ . The location of $\tau = 1$ is marked with a red filled symbol, while the diamond indicates $\tau = 0.1$ and the two crosses denote $\tau = 10, 100$, and 1000 . Here, $\kappa_0 = 10^7 \text{ Mm}^{-1} \text{ cm}^3 \text{ g}^{-1}$.

Table 1. Units used in this paper and conversion into cgs units.

Quantities	Code units	cgs units
length [z]	Mm	10^8 cm
velocity [u]	km s^{-1}	10^5 cm s^{-1}
time [t], [λ] ⁻¹	ks	10^3 s
density [ρ]	g cm^{-3}	1 g cm^{-3}
temperature [T]	K	1 K
time [t]	ks	10^3 s
gravity [g]	$\text{km}^2 \text{ s}^{-2} \text{ Mm}^{-1}$	10^2 cm s^{-2}
opacity [κ]	$\text{Mm}^{-1} \text{ cm}^3 \text{ g}^{-1}$	$10^{-8} \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$
diffusivity [χ , η_t , ν_t]	Mm km s^{-1}	$10^{13} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$

Above the surface, $\bar{T}(z)$ is approximately constant, so $\bar{\rho}(z)$ falls off exponentially with height, as expected for an isothermal stratification. We begin by discussing in some detail a run with 200 G, which will later also be referred to as Run B''; see Table 2. The presence of an imposed field changes the stratification, but this change is small: T decreases by $\approx 4 \text{ K}$ for $B_0 = 200 \text{ G}$.

3.1. Early evolution into saturation

In the early phase of the evolution, structures form where $\max(\bar{\mathbf{B}})$ is at $z = z_B \approx 2.5 \text{ Mm}$ and a horizontal wavenumber

Table 2. Summary of Runs A–H.

	L_x	B_0	κ_0	η_t	N	λ	ω	z_B
A	1.25	100	10^7	5×10^{-3}	288^2	0.011	0.79	3.0
A'	2.5	100	10^7	5×10^{-3}	288^2	0.009	0.89	2.5
B	1.25	200	10^7	5×10^{-3}	288^2	0.030	1.44	2.7
B'	2.5	200	10^7	5×10^{-3}	288^2	0.017	1.42	2.5
B''	5.0	200	10^7	5×10^{-3}	288^2	0.049	1.21	2.5
C'	2.5	500	10^7	5×10^{-3}	288^2	0.021	0.90	1.7
D	1.25	200	2×10^7	5×10^{-3}	288^2	0.022	1.51	2.8
E	1.25	200	5×10^7	5×10^{-3}	288^2	0.043	1.55	3.2
F	1.25	200	2×10^7	2×10^{-3}	576^2	0.094	0.70	2.7
G	1.25	200	5×10^7	2×10^{-3}	576^2	0.101	0.83	2.8
H	1.25	200	10^8	2×10^{-3}	576^2	0.152	0.70	3.1

Notes. All quantities are measured in code units; see Table 1. In the first group of runs, B_0 is varied. In the second and third groups, κ_0 is varied, but in the third one, η_t is also decreased.

$k = 4 k_1$; see Fig. 2. These structures gradually move downward, disappear, and new ones form at $z \approx 3 \text{ Mm}$. Those structures then also move downward, and so on. The structures occur well below the $\tau = 1$ line and are close to the $\tau = 100$ line. Here, the photon mean-free path,

$$\ell = (\kappa\rho)^{-1}, \quad (19)$$

is about 0.05 Mm , while at $\tau = 1$, it is about 0.14 Mm . The downward motions are associated with local field enhancements, as can clearly be seen from field lines becoming more concentrated in some locations. At later times, the field becomes more irregular, but retains a typical horizontal wavenumber of $4 k_1$. In some cases, however, we found that, in the late nonlinear stage, k can decrease from four to three.

The growth of structures can be characterized both by the typical velocities \bar{U} in the domain and the departures from the imposed field $\Delta\bar{\mathbf{B}} = \bar{\mathbf{B}} - \mathbf{B}_0$. In Fig. 3, we show for two independent realizations of Run B'' (with $L_x = L_z$) the evolution of the rms values, \bar{U}_{rms} and $\Delta\bar{\mathbf{B}}_{\text{rms}}$, with different seeds for the random initial velocity perturbations. We clearly see an oscillatory growth of both quantities, as can also be seen by showing a plot compensated by $\exp(-\lambda t)$, where $\lambda \approx 0.048 \text{ ks}^{-1}$ is the growth rate, as determined during the exponential growth phase of the instability. In the following, we measure the period P_{osc} as the volume-integrated rms velocity of the mean field and record the frequency $\omega = 2\pi/P_{\text{osc}}$. The frequency of the actual (signed) magnetic field is half that value.

The growth rate is independent of the initial seed for the random number generator, but the detailed nonlinear evolution does depend on it (compare the lines in each of the panels of Fig. 3). This suggests that the evolution of NEMPI is chaotic in the nonlinear regime. Animations show that the field lines are constantly swinging back and forth. This type of time dependence of NEMPI is new and has not previously been seen – neither in isothermal nor in polytropic calculations. It may therefore be an effect related to the presence of radiation. The slight apparent difference in oscillation amplitudes of the compensated plots in the insets is caused by the fact that both have been compensated by the same factor, but the amplitudes were slightly different by the time the eigenfunction begins to be established.

The spatio-temporal evolution of NEMPI is seen more clearly in Fig. 4, where we show $\bar{U}_z(x_*, z, t)$ for $x_* = -1.7 \text{ Mm}$.

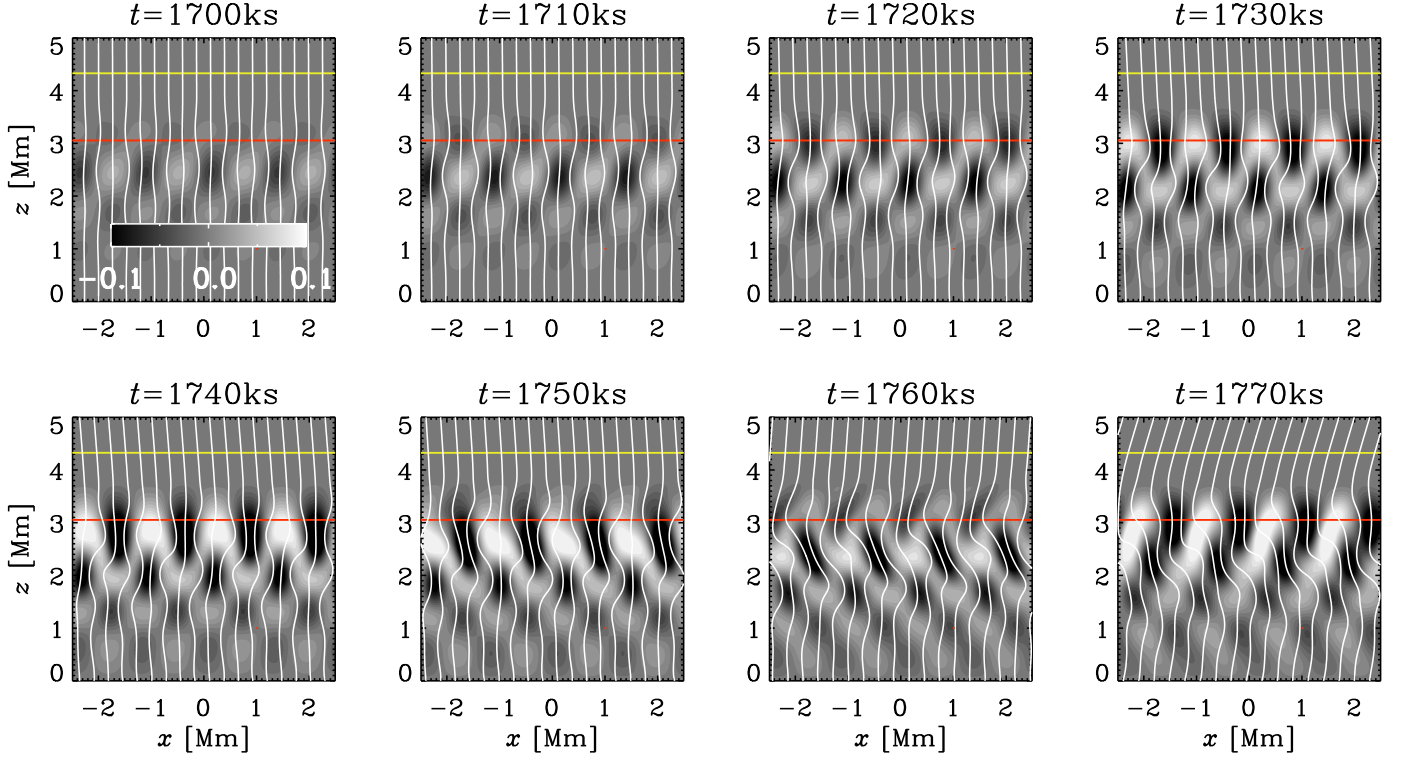


Fig. 2. Gray scale representation of vertical velocity together with magnetic field lines in white for a run with $B_0 = 200$ G (Run B''). The yellow and red horizontal lines are the $\tau = 1$ and $\tau = 100$ surfaces, respectively.

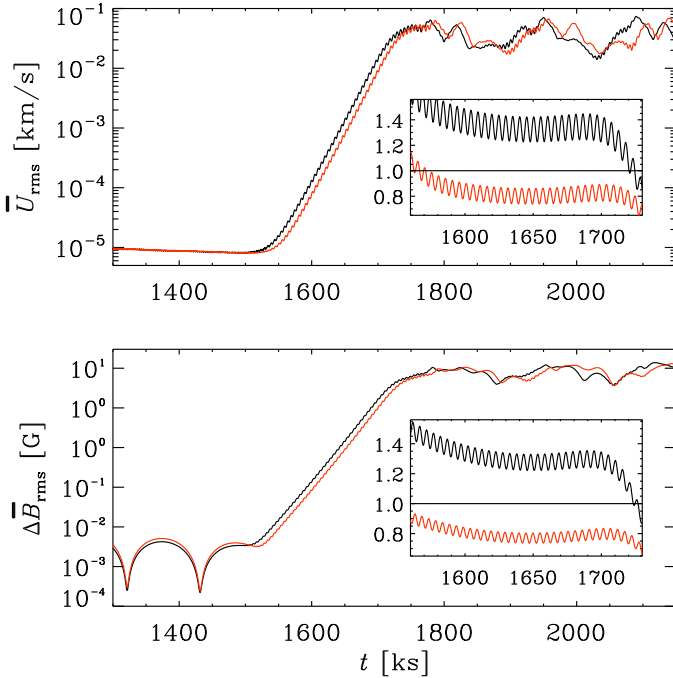


Fig. 3. Evolution of $\overline{U}_{\text{rms}}$ and $\Delta \overline{B}_{\text{rms}}$ for two runs with different initial seed magnetic field and $B_0 = 200$ G in both cases. The insets show the compensated functions, $e^{-\lambda t} \overline{U}_{\text{rms}}$ and $e^{-\lambda t} \Delta \overline{B}_{\text{rms}}$, respectively, where λ is the growth rate. Only the short time interval of exponential growth is shown.

This position x_* is where \overline{U}_z has an anti-node during the linear growth phase. At $t = 1740$ ks, the slope in the tz diagram corresponds to a pattern speed of about 0.2 km s^{-1} , which is small compared with the sound speed $c_s \approx 20 \text{ km s}^{-1}$ at $z \approx 2.5$ Mm,

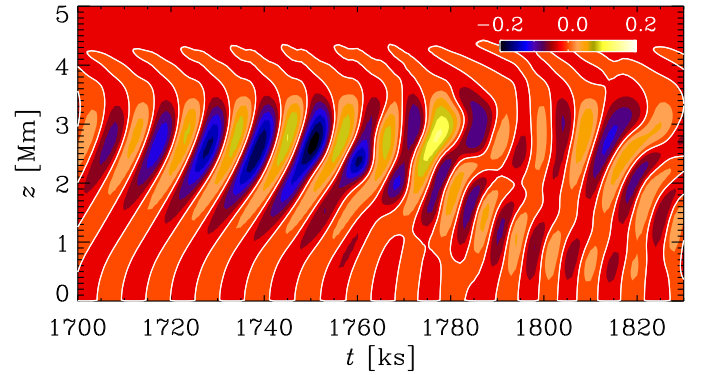


Fig. 4. \overline{U}_z (color coded) vs. t and z for Run B. The zero contours are shown in white.

and is also small compared with the turbulent rms velocity of 1 km s^{-1} , but agrees with the typical NEMPI-produced down-flow speeds found earlier for isothermal NEMPI experiments (Brandenburg et al. 2014).

3.2. Dependence on control parameters

We now consider the dependence of NEMPI on B_0 , κ_0 , and η_t . We revisit some of these dependencies later in more detail. Several input and output parameters of our runs are summarized in Table 2. Although most of the runs discussed in this paper are performed for a domain with $L_x = L_z = 5$ Mm, several aspects can also be reproduced in narrower domains with $L_x/L_z = 0.5$ and 0.25 . The growth rate λ is rather sensitive to this, while the oscillation frequency $\omega = 2\pi/P_{\text{osc}}$ and the position z_B of the magnetic field maximum are less sensitive. For Runs A–C with $\kappa_0 = 10^7 \text{ Mm}^{-1} \text{ cm}^3 \text{ g}^{-1}$, the growth rates are roughly in the

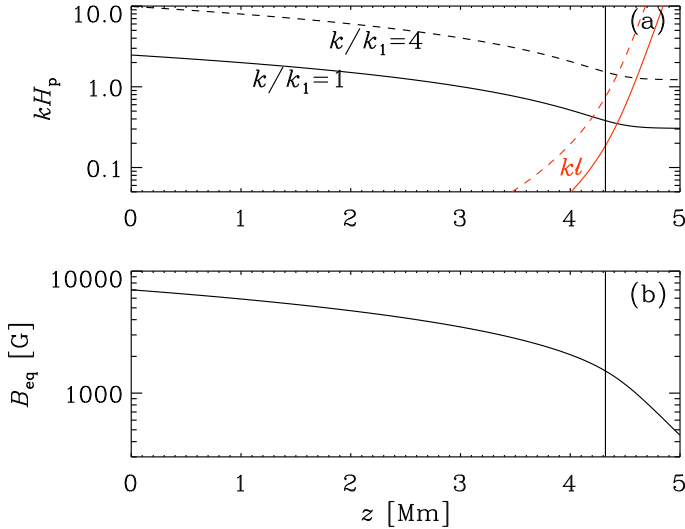


Fig. 5. Vertical dependence of kH_p for $k/k_1 = 1$ and 4 (a), and of B_{eq} (b). The vertical lines denote the surface where $\tau = 1$. In panel a, we also show the dependence of $k\ell$ in red.

range between $\lambda = 0.01 \text{ ks}^{-1}$ and 0.03 ks^{-1} and do not seem to be systematically dependent on the value of B_0 . This is mainly related to the fact that NEMPI can develop deeper down as B_0 is increased; see Kemel et al. (2012). This is characterized by the value of z_B given in Table 2; compare especially with the value for Run C. Our results thus confirm that the structures develop at larger depths when the field becomes stronger. This is in agreement with earlier work (Kemel et al. 2012; Losada et al. 2014).

3.3. Comparison with earlier work

In units of τ_{id} (defined in Sect. 2.5), the growth rate is $\tilde{\lambda} \equiv \lambda\tau_{\text{id}} = \lambda/\eta_1 k_1^2$, which is equal to about 6 for Run B''. However, if we normalize instead by actual horizontal wavenumber k of the structures, which is four times larger than k_1 (see Fig. 2), we have $\lambda/\eta_1 k^2 \approx 0.4$. This value is rather low and comparable to the value in the first DNS of Brandenburg et al. (2011), where the scale separation ratio was much lower ($k_f/k_1 = 15$ compared to 53 in the present case).

Earlier work using isothermal layers has shown that the horizontal wavenumber of the instability is comparable to the inverse density scale height; Kemel et al. (2013) found $kH_p = 1.1$ – 1.5 . Subsequent work showed that during the nonlinear evolution of the instability, kH_p can decrease from about 0.8 to 0.2. This has been associated with an inverse cascade-type behavior (Brandenburg et al. 2014). The polytropic simulations of Losada et al. (2014) gave larger values: $kH_p = 1$ in the upper layers and $kH_p = 2$ in deeper ones; see their Fig. 12. In the present case, at the height where the instability based on the absolute field strength is strongest ($z = 3 \text{ Mm}$), and for $k/k_1 = 4$, we find $kH_p = 5$; see the dashed line in Fig. 5a. This is a striking difference between the present models and the earlier ones using an isothermal equation of state.

Figure 5b shows that, in the region where NEMPI develops, the equipartition field strength $B_{\text{eq}}(z)$ is around 3000–4000 G. This is about 20 times larger than the strength of the imposed field, which is typical of NEMPI and in agreement with earlier results (Losada et al. 2014; Brandenburg et al. 2014).

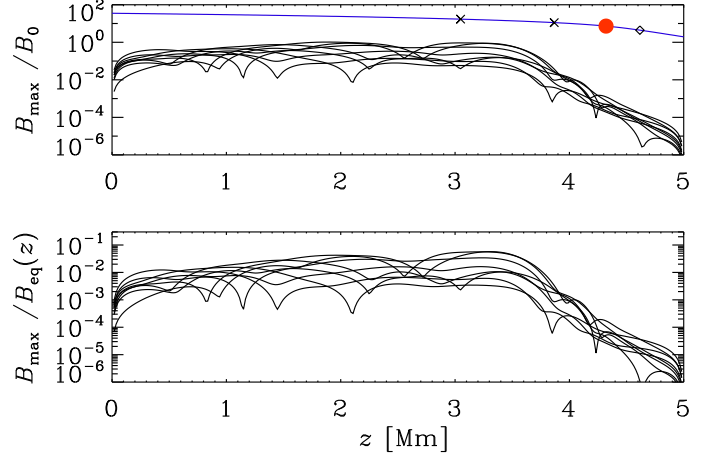


Fig. 6. Vertical dependence of the normalized magnetic field for different times in the nonlinear phase for $B_0 = 200 \text{ G}$ (Run B''). The location of $\tau = 1$ is marked with a red filled symbol, while the diamond indicates $\tau = 0.1$ and the two crosses denote $\tau = 10$ and 100.

3.4. Magnetic field dependence

As alluded to above, there are several other aspects of NEMPI that can be compared with what has been found earlier. We now compare our results with Fig. 6 of Brandenburg et al. (2014), where the vertical dependence of the maximum field in the structures, $B_{\text{max}}(z)$, was plotted, normalized either by B_0 or by $B_{\text{eq}}(z)$. The corresponding result for our present simulations is shown in Fig. 6. The local maxima in $B_{\text{max}}(z)$ are caused by the spatial wave-like structures seen in Figs. 2 and 4.

Unlike the earlier work for isothermal layers, where the slope of B_{eq}/B_0 was constant, it varies in the present case. More importantly, the magnetic field drops significantly near the surface and does not cross the B_{eq}/B_0 line. This means that, unlike the earlier work with imposed vertical fields (Brandenburg et al. 2014), the field in the vertical flux tubes never exceeds B_{eq} .

The magnetic field strengths of the flux concentrations are obviously much weaker than what is expected for the Sun. More surprising is perhaps the fact that they are also much weaker than in the earlier isothermal models. For 200 G, the ratio B_{max}/B_0 reaches 1.1, while for 500 G, it reaches 0.94. In the isothermal case, this value could easily reach 50. We can also observe that, when we increase the external field, B_{max} becomes smaller.

3.5. Effective magnetic pressure

In Fig. 7 we plot the normalized effective magnetic pressure,

$$\mathcal{P}_{\text{eff}}(\beta) = \frac{1}{2}[1 - q_p(\beta)]\beta^2, \quad (20)$$

against z . We compare this with Fig. 9 of Losada et al. (2014), which was a polytropic run with $\gamma = 5/3$. In the present work, the values of \mathcal{P}_{eff} are about ten times larger than in the earlier polytropic models. This is probably related to the rather large values of q_{p0} and β_* . However, the shapes of the curves are similar in those two models. Our values of the relative strength of the imposed field are similar: for $B_0 = 200 \text{ G}$ we have $B/B_{\text{eq}} = 0.05$, which is comparable to the value of Losada et al. (2014). Our value of 100 G corresponds to their ratio 0.01, while 500 G corresponds to 0.07. The results change slightly when replacing $\beta_0 \equiv B_0/B_{\text{eq}}$ by the value for the actual magnetic field $\beta = |\mathbf{B}|/B_{\text{eq}}$. Furthermore, the changes in the effective magnetic pressure caused by the induced magnetic field are rather strong; see the dashed lines in Fig. 7. We also see regular variations in

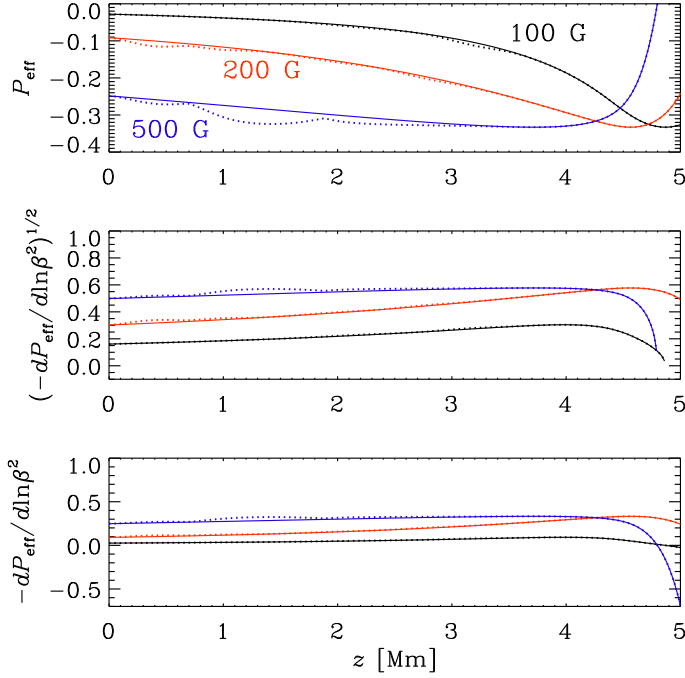


Fig. 7. Effective magnetic pressure and its derivative with respect to the magnetic field strength for $B_0 = 100$ G (black), 200 G (red), and 500 G (blue), corresponding to $B_0/B_{c0} = 0.01, 0.03,$ and 0.07 . The solid lines are based on using just the imposed magnetic field, β_0 , while the dotted lines are based on the actual field.

the vertical direction, which are associated with corresponding (time-dependent) extrema in the actual magnetic field.

3.6. Dependence on κ_0

Increasing κ_0 means decreasing the radiative diffusion in the deeper parts, which tends to let NEMPI appear sooner and grow faster. It also reduces the temperature near the top of the surface and therefore also the density scale height $H_{\rho 0}$.

To see whether radiation has a noticeable effect on NEMPI, we compare in Fig. 8 vertical profiles of the relative magnetic and temperature fluctuations $\langle \delta \ln B^2 \rangle^{1/2}$ and $\langle \delta \ln T \rangle$ for runs with different values of $\kappa_0 = 2 \times 10^7, 5 \times 10^7,$ and $10^8 \text{ Mm}^{-1} \text{ cm}^3 \text{ g}^{-1}$. The effect is surprisingly small. The magnetic fluctuations are of the order of unity (and somewhat larger for $\kappa_0 = 2 \times 10^7 \text{ Mm}^{-1} \text{ cm}^3 \text{ g}^{-1}$), while the relative temperature fluctuations are at most 5×10^{-4} .

The vigor of the temporal variation of the field increases considerably as we increase κ_0 , even though the relative strength of the variations and the effect on the temperature remain comparable.

3.7. Dependence on q_{p0} and β_*

When the value of q_{p0} is below 250, keeping $\beta_p = 0.05$ fixed, so $\beta_* = 0.79$, NEMPI is found to be no longer excited and thus no magnetic structures are created. This remains true even when we increase κ_0 to $5 \times 10^7 \text{ Mm}^{-1} \text{ cm}^3 \text{ g}^{-1}$, which is generally more favorable to the onset of NEMPI. This may indicate that there is a threshold for β_* for the excitation of NEMPI in the presence of radiation, which would be somewhere between 0.7 and 0.8.

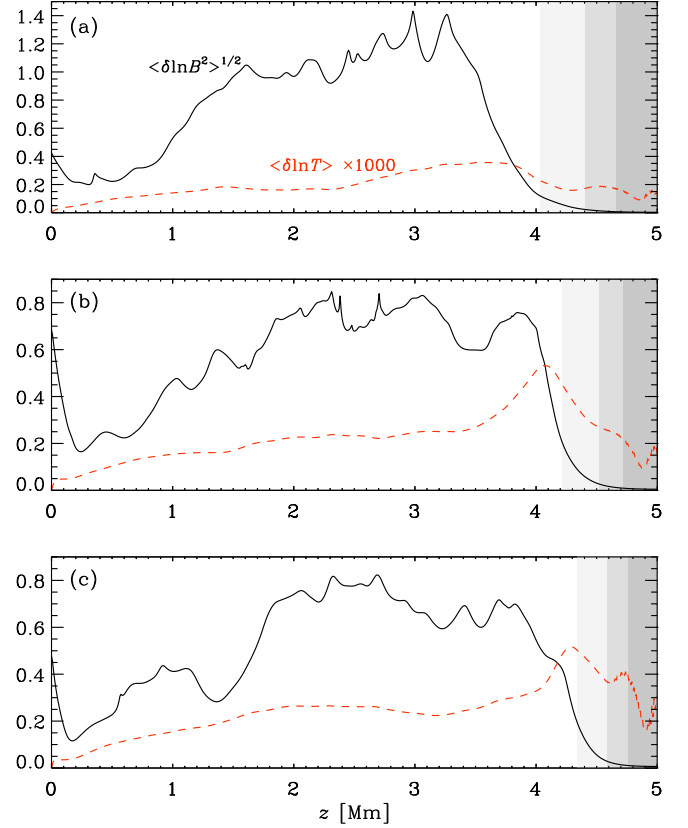


Fig. 8. Comparison of the vertical profiles of $\langle \delta \ln B^2 \rangle^{1/2}$ and $\langle \delta \ln T \rangle$ (scaled by a factor 1000) for runs with different values of $\kappa_0 = 2 \times 10^7 \text{ Mm}^{-1} \text{ cm}^3 \text{ g}^{-1}$ (a), 5×10^7 (b), and $10^8 \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1} \text{ Mm}^{-1}$ (c). The $\tau = 10, 1,$ and 0.1 surfaces are indicated in gray (from left to right).

4. Comparison with simpler models

To trace the origin of the difference to earlier results, we compare with models without radiative transfer. The next closest model to those fully radiative models is that described in Sect. 2.4, in which the dynamics is optically thick, but a radiative boundary condition (15) is adopted at the top. The height where this condition is applied is $z = d$, which corresponds to the position where $\tau = 1$ in the fully radiative model; see Fig. 1. This is at $z = d = 4.3$ Mm, where the mean-free path is $\ell = 0.14$ Mm, so structures that are smaller than that experience reduced radiative heat exchange with the surroundings in the fully radiative model, but not in the optically thick treatment.

Another type of simplified model is one where $\bar{s} = \text{const.}$ in space and time. This is a strictly isentropic case, where Eq. (3) is ignored. Other than that, it has the same height and density stratification as both the optically thick model and the fully radiative one.

4.1. Optically thick case

To shed some light on the occurrence of small horizontal length scales of NEMPI in our radiative transfer models, we now compare with the optically thick approximation discussed in Sect. 2.4. The result is shown in Fig. 9 for a model that is comparable to Run B with $\kappa_0 = 10^7$. In that case, Eqs. (16), (17) yield $d = 4.3$ Mm, $T_1 = 4998$ K, and $\mathcal{K} = 2.7 \times 10^{-4}$. It turns out that structures now develop at $z \approx 4$ Mm, which is close to the top of the domain; see Fig. 9. With radiative transfer, by comparison, structures typically develop deeper down at $z \approx 3$ Mm. However,

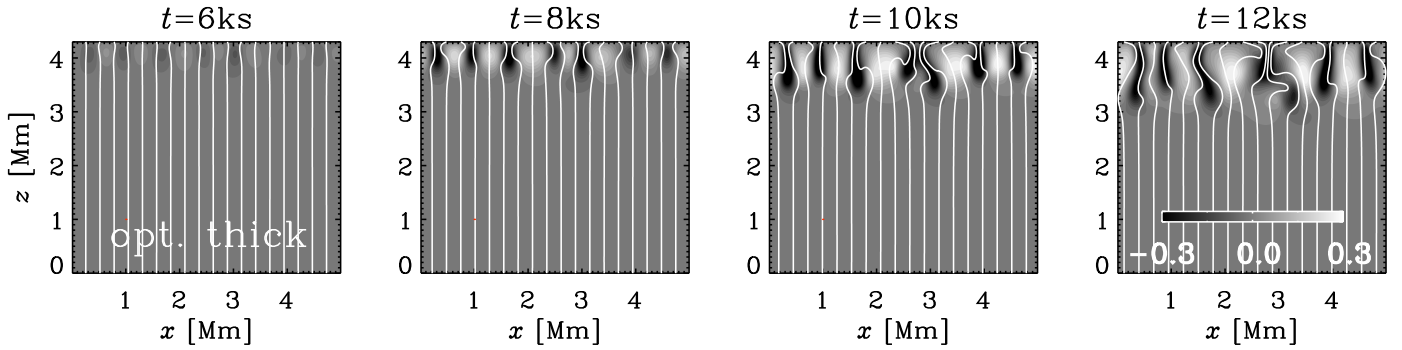


Fig. 9. Gray scale representation of vertical velocity together with magnetic field lines in white for the optically thick model at four times around saturation of NEMPI with otherwise the same parameters as Run B'' with $B_0 = 200$ G.

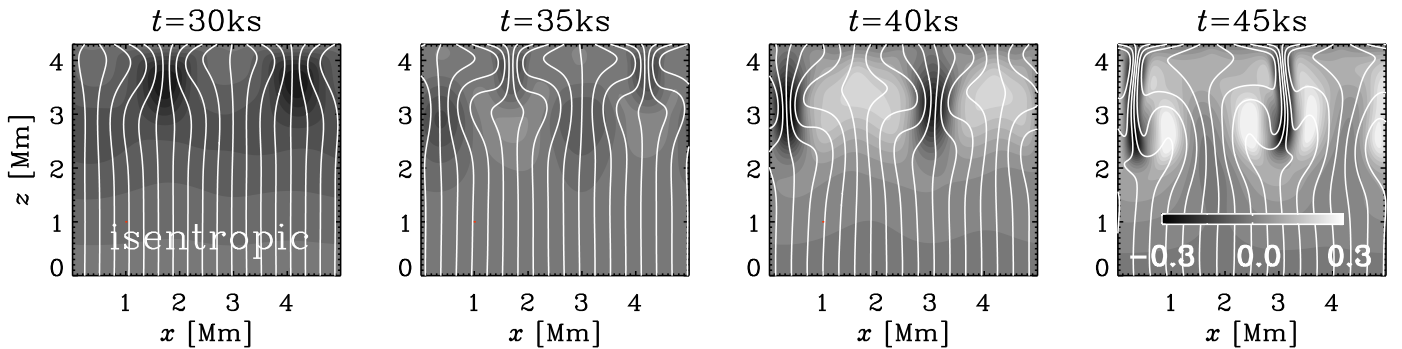


Fig. 10. Similar to Fig. 9, but for the isentropic model. We note that also the color bar is unchanged.

the structures still have very small length scales comparable to those in the models with radiative transfer. By comparing with Fig. 2 it is evident that in the models with optically thin radiative transfer, the formation of structures at $z \approx 4$ Mm appears to be suppressed. The mean free path is only about $\ell = 0.14$ Mm for our structures with $k/k_1 = 4$; see the red dashed line in Fig. 5a. This is rather small and can therefore not be an explanation for the suppression of structures in the models with optically thin radiative transfer. There is, however, another difference between the models with optically thin radiative transfer and the optically thick approximation that has nothing to do with NEMPI. All models with optically thick radiative transfer have a stably stratified layer at the top, where the entropy increases with height. Therefore, a downdraft pulls with it high-entropy material, contrary to the case with a radiative boundary condition at $z = d$, where downdrafts always have low entropy. This difference was already noted by [Barekat & Brandenburg \(2014\)](#); it explains why NEMPI does not develop near the $\tau = 1$ surface at $z = 4.3$ Mm in the optically thin radiative transfer model. However, it does not explain the small size of NEMPI structures. We should also point out here that, in the optically thick model, NEMPI is no longer oscillatory.

4.2. Isentropic case

In Fig. 10, we show the same model as in Fig. 9, but now with fixed mean specific entropy, so $\bar{s} = \text{const.}$, that is, Eq. (3) is not solved. This means that the negative buoyancy is simply the result of the negative effective magnetic pressure, without any influence from changes in specific entropy or temperature. By contrast, when temperature and entropy are allowed to change, this can either enhance or diminish the effect of NEMPI. The answer discussed below is not completely straightforward.

In a stratified layer, a downdraft, even if it is initiated by NEMPI (instead of thermal buoyancy, for example), will always be compressed, so its density increases. This leads to adiabatic heating, and the corresponding radiation causes a loss of entropy, so those structures become even more negatively buoyant. This happens most efficiently at the scale of the photon mean free path or at the radiative diffusion scale. Both scales are rather small and this might explain the observed tendency for small structures to develop in our model. At the same time, however, those small length scales also make NEMPI less efficient. In this sense, radiation both promotes NEMPI by enhancing buoyancy effects (both negative and positive ones), and counteracts NEMPI, because it operates on progressively smaller length scales.

5. Conclusions

We have presented here the first calculations of NEMPI with radiation. Within the limitations of our simplified model, NEMPI would not have been excited had we chosen the previously determined control parameters for the negative effective magnetic pressure effect, that is, β_\star and β_p . By using a nearly three times larger value of β_\star , we were able to study the reason behind this. It turns out that in our model with radiation, the horizontal wavelength of the instability is dramatically decreased. As a consequence, turbulent and radiative diffusion have much stronger effects, suppressing, therefore, the instability. Nevertheless, even with a strongly enhanced value of β_\star , the resulting magnetic structures are still far too weak to form sunspots.

We found for the first time that NEMPI can display oscillatory behavior during the linear phase of the instability. These oscillations are associated with traveling waves moving upward with a speed of 0.2 km s^{-1} . The oscillations have a period of about 4–9 ks in the volume-integrated velocity, but since the

period of the actual (signed) magnetic field is twice as long, the recurrence time of pronounced downward flows is 8–18 ks.

We do not yet know enough about the nature of the oscillations and whether they could also exist in reality. To address this question further, we have to focus on the limitations associated with the small horizontal length scales of NEMPI in the presence of radiation. Given that the oscillations occur only in the presence of a stably stratified layer above, it is possible that they are related to buoyancy oscillations in a thin upper radiative layer, where the stratification is sufficiently stable, while still being coupled to NEMPI in the deeper layers through suction along magnetic field lines.

The treatment of turbulent magnetic diffusion as a multiplicative factor in front of a Laplacian diffusion operator becomes invalid on small length scales, so the actual diffusion will be smaller; see [Brandenburg et al. \(2008\)](#). It is also possible that the opacity is still not large enough, and therefore the radiative diffusivity is too large. This is another unrealistic limitation of our present model. On the other hand, in the deeper layers, the radiative diffusivity is already now smaller than the turbulent magnetic diffusivity. One would therefore not have expected this to be the limiting factor. Most important is perhaps the limitation associated with the neglect of turbulent convection in the deeper parts. Convection would imply the presence of a strongly negative entropy gradient just below the surface. Therefore, the stabilizing effect from the top layers encountered in the present model would be absent. However, NEMPI would still lead to small length scales, except that now turbulent convection leads to an effective thermal diffusivity that is much larger than the radiative one. Moreover, the transition between a radiative surface above and strong turbulence with small-scale convection beneath the surface would be very abrupt. Given that NEMPI is most effective for large-scale separation (small-scale turbulence) and the stratification is strongest near the surface, it might still be a viable alternative for the formation of sunspots. Extending our model by including convection in parameterized form would therefore be the first task to be addressed in a follow-up investigation.

Ultimately, the aim is to model the formation of sunspots, where convective heat transport is either suppressed by the magnetic field ([Biermann 1941](#)) or the cooling is enhanced ([Parker 1974a](#)). The former effect may lead to its own instability, which was modeled by [Kitchatinov & Mazur \(2000\)](#) using a mean-field approach. This instability could be strengthened further by the effects of ionization and would therefore be another urgent target for subsequent investigations.

Acknowledgements. We thank the referee for useful comments and Sacha Brun for support and encouragement. Support through the NSF Astrophysics and Astronomy Grant Program (grant 1615100) and the Research Council of Norway (FRINATEK grant 231444) are gratefully acknowledged. We acknowledge the allocation of computing resources provided by the Swedish National Allocations Committee at the Center for Parallel Computers at the Royal Institute of Technology in Stockholm. This work utilized the Janus supercomputer, which is supported by the National Science Foundation (award number CNS-0821794), the University of Colorado Boulder, the University of Colorado Denver, and the

National Center for Atmospheric Research. The Janus supercomputer is operated by the University of Colorado Boulder.

References

- Augustson, K., Brun, A. S., Miesch, M., & Toomre, J. 2015, *ApJ*, **809**, 149
 Barekat, A. 2013, Hydrodynamic simulations with a radiative surface, DiVA.org:su-90307 (Stockholm University)
 Barekat, A., & Brandenburg, A. 2014, *A&A*, **571**, A68
 Bhat, P., & Brandenburg, A. 2016, *A&A*, **587**, A90
 Biermann, L. 1941, *Vierteljahresschr. Astron. Gesellsch.*, **76**, 194
 Brandenburg, A., & Subramanian, K. 2005, *Phys. Rep.*, **417**, 1
 Brandenburg, A., Rädler, K.-H., & Schrunner, M. 2008, *A&A*, **482**, 739
 Brandenburg, A., Kemel, K., Kleeorin, N., Mitra, D., & Rogachevskii, I. 2011, *ApJ*, **740**, L50
 Brandenburg, A., Kemel, K., Kleeorin, N., & Rogachevskii, I. 2012, *ApJ*, **749**, 179
 Brandenburg, A., Kleeorin, N., & Rogachevskii, I. 2013, *ApJ*, **776**, L23
 Brandenburg, A., Gressel, O., Jabbari, S., Kleeorin, N., & Rogachevskii, I. 2014, *A&A*, **562**, A53
 Brandenburg, A., Rogachevskii, I., & Kleeorin, N. 2016, *New J. Phys.*, **18**, 125011
 Brown, B. P., Miesch, M. S., Browning, M. K., Brun, A. S., & Toomre, J. 2011, *ApJ*, **731**, 69
 Brun, A. S., Miesch, M. S., & Toomre, J. 2004, *ApJ*, **614**, 1073
 Heinemann, T., Dobler, W., Nordlund, Å., & Brandenburg, A. 2006, *A&A*, **448**, 731
 Jabbari, S., Brandenburg, A., Losada, I. R., Kleeorin, N., & Rogachevskii, I. 2014, *A&A*, **568**, A112
 Jabbari, S., Brandenburg, A., Kleeorin, N., Mitra, D., & Rogachevskii, I. 2015, *ApJ*, **805**, 166
 Jabbari, S., Brandenburg, A., Mitra, D., Kleeorin, N., & Rogachevskii, I. 2016, *MNRAS*, **459**, 4046
 Käpylä, P. J., Mantere, M. J., & Brandenburg, A. 2012a, *ApJ*, **755**, L22
 Käpylä, P. J., Brandenburg, A., Kleeorin, N., Mantere, M. J., & Rogachevskii, I. 2012b, *MNRAS*, **422**, 2465
 Kemel, K., Brandenburg, A., Kleeorin, N., & Rogachevskii, I. 2012, *Astron. Nachr.*, **333**, 95
 Kemel, K., Brandenburg, A., Kleeorin, N., Mitra, D., & Rogachevskii, I. 2013, *Sol. Phys.*, **287**, 293
 Kitchatinov, L. L., & Mazur, M. V. 2000, *Sol. Phys.*, **191**, 325
 Kleeorin, N., & Rogachevskii, I. 1994, *Phys. Rev. E*, **50**, 2716
 Kleeorin, N. I., Rogachevskii, I. V., & Ruzmaikin, A. A. 1989, *Pis. Astron. Zh.*, **15**, 639
 Kleeorin, N. I., Rogachevskii, I. V., & Ruzmaikin, A. A. 1990, *Sov. Phys. JETP*, **70**, 878
 Kleeorin, N., Mond, M., & Rogachevskii, I. 1993, *Phys. Fluids*, **5**, 4128
 Kleeorin, N., Mond, M., & Rogachevskii, I. 1996, *A&A*, **307**, 293
 Kleeorin, N., Rogachevskii, I., & Ruzmaikin, A. 1995, *A&A*, **297**, 159
 Losada, I. R., Brandenburg, A., Kleeorin, N., Mitra, D., & Rogachevskii, I. 2012, *A&A*, **548**, A49
 Losada, I. R., Brandenburg, A., Kleeorin, N., & Rogachevskii, I. 2013, *A&A*, **556**, A83
 Losada, I. R., Brandenburg, A., Kleeorin, N., & Rogachevskii, I. 2014, *A&A*, **564**, A2
 Mitra, D., Brandenburg, A., Kleeorin, N., & Rogachevskii, I. 2014, **445**, 761
 Nordlund, Å. 1982, *A&A*, **107**, 1
 Parker, E. N. 1974a, *Sol. Phys.*, **36**, 249
 Parker, E. N. 1974b, *Sol. Phys.*, **37**, 127
 Rogachevskii, I., & Kleeorin, N. 2007, *Phys. Rev. E*, **76**, 056307
 Stein, R. F., & Nordlund, Å. 2012, *ApJ*, **753**, L13
 Sur, S., Brandenburg, A., & Subramanian, K. 2008, *MNRAS*, **385**, L15
 Warnecke, J., Losada, I. R., Brandenburg, A., Kleeorin, N., & Rogachevskii, I. 2013, *ApJ*, **777**, L37
 Yousef, T. A., Brandenburg, A., & Rüdiger, G. 2003, *A&A*, **411**, 321

- ALFVÉN, H. 1947 Magneto hydrodynamic waves, and the heating of the solar corona. *MNRAS* **107**, 211.
- ALTSCHULER, M. D. & NEWKIRK, G. 1969 Magnetic Fields and the Structure of the Solar Corona. I : Methods of Calculating Coronal Fields. *Sol. Phys.* **9**, 131–149.
- ALVAN, L. 2017 Ondes internes de gravité dans les étoiles de type solaire : Excitation, propagation et transport de moment cinétique. PhD thesis, Université Paris Diderot.
- AMARD, L., PALACIOS, A., CHARBONNEL, C., GALLET, F., GEORGY, C., LAGARDE, N. & SIESS, L. 2019 First grids of low-mass stellar models and isochrones with self-consistent treatment of rotation : From 0.2 to 1.5 M_{\odot} at 7 metallicities from PMS to TAMS. *arXiv e-prints* p. arXiv :1905.08516, arXiv : 1905.08516.
- AMARI, TAHAR, CANOU, AURÉLIEN & ALY, JEAN-JACQUES 2014 Characterizing and predicting the magnetic environment leading to solar eruptions. *Nature* **514** (7523), 465.
- AMARI, TAHAR, CANOU, AURÉLIEN, ALY, JEAN-JACQUES, DELYON, FRANCOIS & ALAUZET, FRÉDÉRIC 2018 Magnetic cage and rope as the key for solar eruptions. *Nature* **554** (7691), 211–215.
- ANTIOCHOS, S. K., DEVORE, C. R., KARPEN, J. T. & MIKIĆ, Z. 2007 Structure and Dynamics of the Sun's Open Magnetic Field. *ApJ* **671** (1), 936–946, arXiv : 0705.4430.
- AOKI, S., SOMA, M., KINOSHITA, H. & INOUE, K. 1983 Conversion matrix of epoch B 1950.0 FK 4-based positions of stars to epoch J 2000.0 positions in accordance with the new IAU resolutions. *A&A* **128**, 263–267.
- ARDEN, W. M., NORTON, A. A. & SUN, X. 2014 A “breathing” source surface for cycles 23 and 24. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* **119**, 1476–1485.
- ARGE, C. N., ODSTRCIL, D., PIZZO, V. J. & MAYER, L. R. 2003 Improved Method for Specifying Solar Wind Speed Near the Sun. In *Solar Wind Ten* (ed. M. Velli, R. Bruno, F. Malara & B. Bucci), *American Institute of Physics Conference Series*, vol. 679, pp. 190–193.
- ARGE, C. N. & PIZZO, V. J. 2000 Improvement in the prediction of solar wind conditions using near-real time solar magnetic field updates. *J. Geophys. Res.* **105**, 10465–10480.
- ASAI, K., KOJIMA, M., TOKUMARU, M., YOKOBE, A., JACKSON, B. V., HICK, P. L. & MANOHARAN, P. K. 1998 Heliospheric tomography using interplanetary scintillation observations. III - Correlation between speed and electron density fluctuations in the solar wind. *J. Geophys. Res.* **103**, 1991.
- ASCHWANDEN, MARKUS J. 2004 *Physics of the Solar Corona. An Introduction*. Springer Science & Business Media.
- AUGUSTSON, K., BRUN, A. S., MIESCH, M. & TOOMRE, J. 2015 Grand Minima and Equatorward Propagation in a Cycling Stellar Convective Dynamo. *ApJ* **809**, 149.
- AUGUSTSON, KYLE C., BROWN, BENJAMIN P., BRUN, ALLAN SACHA, MIESCH, MARK S. & TOOMRE, JURI 2012 Convection and Differential Rotation in F-type Stars. *ApJ* **756** (2), 169.

- AVRETT, E. H. 2003 The Solar Temperature Minimum and Chromosphere. In *Current Theoretical Models and Future High Resolution Solar Observations : Preparing for ATST* (ed. Alexei A. Pevtsov & Han Uitenbroek), *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, vol. 286, p. 419.
- AXFORD, W. I. & MCKENZIE, J. F. 1992 The origin of high speed solar wind streams. In *Solar Wind Seven Colloquium* (ed. E. Marsch & R. Schwenn), pp. 1–5.
- AYRES, THOMAS R. 2002 Does the Sun Have a Full-Time COmosphere? *ApJ* **575** (2), 1104–1115.
- BABCOCK, H. W. 1947 Zeeman Effect in Stellar Spectra. *ApJ* **105**, 105.
- BABCOCK, H. W. 1961 The Topology of the Sun's Magnetic Field and the 22-YEAR Cycle. *ApJ* **133**, 572.
- BAHNG, J. & SCHWARZSCHILD, M. 1961 Lifetime of Solar Granules. *ApJ* **134**, 312.
- BALIUNAS, S. L., DONAHUE, R. A., SOON, W. H., HORNE, J. H., FRAZER, J., WOODARD-EKLUND, L., BRADFORD, M., RAO, L. M., WILSON, O. C. & ZHANG, Q. 1995 Chromospheric Variations in Main-Sequence Stars. II. *ApJ* **438**, 269.
- BALONA, L. A. & ABEDIGAMBA, O. P. 2016 Differential rotation in K, G, F and A stars. *MNRAS* **461** (1), 497–506, arXiv : 1604.07003.
- BANKOTI, N. S., JOSHI, N. C., PANDE, S., PANDE, B. & PANDEY, K. 2010 North-south asymmetry of different solar activity features during solar cycle 23. *New A* **15**, 561–568, arXiv : 0910.0525.
- BAREKAT, A. & BRANDENBURG, A. 2014 Near-polytropic stellar simulations with a radiative surface. *A&A* **571**, A68, arXiv : 1308.1660.
- BARNES, J. R., COLLIER CAMERON, A., DONATI, J. F., JAMES, D. J., MARSDEN, S. C. & PETIT, P. 2005 The dependence of differential rotation on temperature and rotation. *MNRAS* **357** (1), L1–L5, arXiv : astro-ph/0410575.
- BARNES, SYDNEY A. 2003 On the Rotational Evolution of Solar- and Late-Type Stars, Its Magnetic Origins, and the Possibility of Stellar Gyrochronology. *ApJ* **586** (1), 464–479, arXiv : astro-ph/0303631.
- BARTELS, J., HECK, N. H. & JOHNSTON, H. F. 1939 The three-hour-range index measuring geomagnetic activity. *Terrestrial Magnetism and Atmospheric Electricity (Journal of Geophysical Research)* **44** (4), 411.
- BASU, SARBANI & ANTIA, H. M. 2010 Characteristics of Solar Meridional Flows during Solar Cycle 23. *ApJ* **717** (1), 488–495, arXiv : 1005.3031.
- BATCHELOR, CX K & BATCHELOR, GK 1967 *An introduction to fluid dynamics*. Cambridge university press.
- BECK, P. G., DO NASCIMENTO, J. D., JR., DUARTE, T., SALABERT, D., TKACHENKO, A., MATHIS, S., MATHUR, S., GARCÍA, R. A., CASTRO, M. & PALLÉ, P. L. 2017 Lithium abundance and rotation of seismic solar analogues. Solar and stellar connection from Kepler and Hermes observations. *A&A* **602**, A63, arXiv : 1702.01152.
- BECK, PAUL G., MONTALBAN, JOSEFINA, KALLINGER, THOMAS, DE RIDDER, JORIS, AERTS, CONNY, GARCÍA, RAFAEL A., HEKKER, SASKIA, DUPRET, MARC-ANTOINE, MOSSER, BENOIT, EGGENBERGER, PATRICK, STELLO, DENNIS, ELSWORTH, YVONNE, FRANDSEN, SØREN, CARRIER, FABIEN, HILLEN, MICHEL, GRUBERBAUER, MICHAEL, CHRISTENSEN-DALSGAARD, JØRGEN, MIGLIO, ANDREA, VALENTINI, MARICA, BEDDING, TIMOTHY R., KJELDSSEN, HANS, GIROUARD, FORREST R., HALL, JENNIFER R. & IBRAHIM, KHADEEJAH A. 2012 Fast core rotation in red-giant stars as revealed by gravity-dominated mixed modes. *Nature* **481** (7379), 55–57, arXiv : 1112.2825.

- BEER, JÜRIG, MCCRACKEN, KEN & VON STEIGER, RUDOLF 2012 The cosmic radiation near earth. In *Cosmogenic Radionuclides*, pp. 19–78. Springer.
- BELOV, A. V., EROSHENKO, E. A., HEBER, B., YANKE, V. G., RAVIART, A., MÜLLER-MELLIN, R. & KUNOW, H. 2003 Latitudinal and radial variation of >2 GeV/n protons and alpha-particles at solar maximum : Ulysses COSPIN/KET and neutron monitor network observations. *Annales Geophysicae* **21** (6), 1295–1302.
- BELUCZ, BERNADETT & DIKPATI, MAUSUMI 2013 Role of Asymmetric Meridional Circulation in Producing North-South Asymmetry in a Solar Cycle Dynamo Model. *ApJ* **779** (1), 4.
- BENESTAD, RASMUS E. 2006 *Solar activity and earth's climate 2nd ed.*. Springer Science & Business Media.
- BENOMAR, O., BAZOT, M., NIELSEN, M. B., GIZON, L., SEKII, T., TAKATA, M., HOTTA, H., HANASOGE, S., SREENIVASAN, K. R. & CHRISTENSEN-DALSGAARD, J. 2018 Asteroseismic detection of latitudinal differential rotation in 13 Sun-like stars. *Science* **361** (6408), 1231–1234, arXiv : 1809.07938.
- BIEBER, J. W., BURGER, R. A. & MATTHAEUS, W. H. 1995 The Diffusion Tensor throughout the Heliosphere. *International Cosmic Ray Conference* **4**, 694.
- BIEBER, JOHN W., MATTHAEUS, WILLIAM H., SMITH, CHARLES W., WANNER, WOLFGANG, KALLENRODE, MAYBRITT & WIBBERENZ, GERD 1994 Proton and Electron Mean Free Paths : The Palmer Consensus Revisited. *ApJ* **420**, 294.
- BIERMANN, L. 1950 "uter). *Zeitschrift Naturforschung Teil A* **5**, 65.
- BIERMANN, L. 1952 Über den Schweif des Kometen Halley im Jahre 1910. *Zeitschrift Naturforschung Teil A* **7**, 127–136.
- BIRKELAND, KRISTIAN 1908 *The Norwegian aurora polaris expedition 1902-1903*, , vol. 1. H. Aschelhoug & Company.
- BIRKELAND, KRISTIAN 1913 *On the cause of magnetic storms and the origin of terrestrial magnetism*, , vol. 1. H. Aschehoug & Company.
- BÖHM-VITENSE, ERIKA 2007 Chromospheric activity in g and k main-sequence stars, and what it tells us about stellar dynamos. *The Astrophysical Journal* **657** (1), 486.
- BÖNING, VINCENT G. A., ROTH, MARKUS, JACKIEWICZ, JASON & KHOLIKOV, SHUKUR 2017 Inversions for Deep Solar Meridional Flow Using Spherical Born Kernels. *ApJ* **845** (1), 2, arXiv : 1707.08803.
- BOOTH, R. S., POPPENHAEGER, K., WATSON, C. A., SILVA AGUIRRE, V. & WOLK, S. J. 2017 An improved age-activity relationship for cool stars older than a gigayear. *MNRAS* **471** (1), 1012–1025, arXiv : 1706.08979.
- BRANDENBURG, AXEL, SAAR, STEVEN H. & TURPIN, CHRISTEN R. 1998 Time Evolution of the Magnetic Activity Cycle Period. *ApJ* **498** (1), L51–L54.
- BRANDENBURG, A., TUOMINEN, I., NORDLUND, A., PULKKINEN, P. & STEIN, R. F. 1990 3-D simulation of turbulent cyclonic magneto-convection. *A&A* **232**, 277–291.
- BROWN, BENJAMIN P., VASIL, GEOFFREY M. & ZWEIBEL, ELLEN G. 2012 Energy Conservation and Gravity Waves in Sound-proof Treatments of Stellar Interiors. Part I. Anelastic Approximations. *ApJ* **756** (2), 109, arXiv : 1207.2804.
- BRUN, A. S., ANTIA, H. M., CHITRE, S. M. & ZAHN, J.-P. 2002 Seismic tests for solar models with tachocline mixing. *A&A* **391**, 725–739, arXiv : astro-ph/0206180.

- BRUN, A. S. & BROWNING, M. K. 2017 Magnetism, dynamo action and the solar-stellar connection. *Living Reviews in Solar Physics* **14**, 4.
- BRUN, ALLAN SACHA, BROWNING, MATTHEW K. & TOOMRE, JURI 2005 Simulations of Core Convection in Rotating A-Type Stars : Magnetic Dynamo Action. *ApJ* **629** (1), 461–481, arXiv : astro-ph/0610072.
- BRUN, A. SACHA & MIESCH, M. S. 2008 Stellar convection simulations. *Scholarpedia* **3** (11), 4278, revision #148549.
- BRUN, A. S., MIESCH, M. S. & TOOMRE, J. 2004 Global-Scale Turbulent Convection and Magnetic Dynamo Action in the Solar Envelope. *ApJ* **614**, 1073–1098, arXiv : astro-ph/0610073.
- BRUN, A. S., STRUGAREK, A., VARELA, J., MATT, S. P., AUGUSTSON, K. C., EMERIAU, C., DOCAO, O. L., BROWN, B. & TOOMRE, J. 2017 On Differential Rotation and Overshooting in Solar-like Stars. *ApJ* **836**, 192, arXiv : 1702.06598.
- BURNETT, DAVID S 1987 *Finite element analysis : from concepts to applications*. Prentice Hall.
- BUSHBY, P. J. 2006 Zonal flows and grand minima in a solar dynamo model. *MNRAS* **371** (2), 772–780.
- BZOWSKI, M., MÄKINEN, T., KYRÖLÄ, E., SUMMANEN, T. & QUÉMERAIS, E. 2003 Latitudinal structure and north-south asymmetry of the solar wind from Lyman-alpha remote sensing by SWAN. *A&A* **408**, 1165–1177.
- CAMERON, ROBERT & SAMMIS, IAN 1999 Tangential Field Changes in the Great Flare of 1990 May 24. *ApJ* **525** (1), L61–L64.
- CANDER, L. R. & MIHAJLOVIC, S. J. 1998 Forecasting ionospheric structure during the great geomagnetic storms. *J. Geophys. Res.* **103** (A1), 391–398.
- CANE, H. V. & LARIO, D. 2006 An Introduction to CMEs and Energetic Particles. *Space Sci. Rev.* **123** (1-3), 45–56.
- CANNON, PAUL S. 2013 Extreme Space Weather—A Report Published by the UK Royal Academy of Engineering. *Space Weather* **11** (4), 138–139.
- CAPITAINE, N. 2012 Toward an iau 2012 resolution for the re-definition of the astronomical unit of length. In *Journées Systèmes de Référence Spatio-temporels 2011* (ed. H. Schuh, S. Boehm, T. Nilsson & N. Capitaine), pp. 266–269.
- CARLSSON, M. & STEIN, R. F. 1994 Radiation shock dynamics in the solar chromosphere - results of numerical simulations. In *Chromospheric Dynamics* (ed. Mats Carlsson), p. 47.
- CARRINGTON, R. C. 1859 Description of a Singular Appearance seen in the Sun on September 1, 1859. *MNRAS* **20**, 13–15.
- CARROLL, BRADLEY W. & OSTLIE, DALE A. 2006 *An introduction to modern astrophysics and cosmology*. Institute for Mathematics and Its Applications.
- CASE, A. W., SPENCE, H. E., OWENS, M. J., RILEY, P. & ODRSCIL, D. 2008 Ambient solar wind's effect on ICME transit times. *Geophys. Res. Lett.* **35** (15), L15105.
- CAYREL DE STROBEL, G. & BENTOLILA, C. 1989 In search of real solar twins. II. *A&A* **211**, 324–340.
- CERVANTES-VILLA, JUAN SEBASTIAN & SHPRITS, YURI Y 2017 Validation of three-dimensional data assimilation and reanalysis of radiation belt electrons. In *EGU General Assembly Conference Abstracts*, , vol. 19, p. 6310.

- CHANDRASEKHAR, SUBRAHMANYAN 1957 *An introduction to the study of stellar structure..* Courier Corporation.
- CHAPMAN, S. & FERRARO, V. C. A. 1930 A New Theory of Magnetic Storms. *Nature* **126** (3169), 129–130.
- CHAPMAN, SYDNEY & ZIRIN, HAROLD 1957 Notes on the Solar Corona and the Terrestrial Ionosphere. *Smithsonian Contributions to Astrophysics* **2**, 1.
- CHARBONNEAU, P. 2010 Dynamo Models of the Solar Cycle. *Living Reviews in Solar Physics* **7**, 3.
- CHARBONNEAU, P., CHRISTENSEN-DALSGAARD, J., HENNING, R., LARSEN, R. M., SCHOU, J., THOMPSON, M. J. & TOMCZYK, S. 1999 Helioseismic Constraints on the Structure of the Solar Tachocline. *ApJ* **527** (1), 445–460.
- CHARBONNEAU, P. & MACGREGOR, K. B. 1992 Angular Momentum Transport in Magnetized Stellar Radiative Zones. I. Numerical Solutions to the Core Spin-up Model Problem. *ApJ* **387**, 639.
- CHARLES, MONTY 2001 Unsear report 2000 : sources and effects of ionizing radiation. *Journal of Radiological Protection* **21** (1), 83.
- CHASSAN, MALIKA, AZAÏS, JEAN-MARC, BUSCARLET, GUILLAUME & SUARD, NORBERT 2013 A proportional hazard model for the estimation of ionosphere storm occurrence risk. *arXiv e-prints* p. arXiv :1305.5812, arXiv : 1305.5812.
- CHHIBER, R., SUBEDI, P., USMANOV, A. V., MATTHAEUS, W. H., RUFFOLO, D., GOLDSTEIN, M. L. & PARASHAR, T. N. 2017 Cosmic-Ray Diffusion Coefficients throughout the Inner Heliosphere from a Global Solar Wind Simulation. *ApJS* **230** (2), 21, arXiv : 1703.10322.
- CHRISTENSEN, U. R. & AUBERT, J. 2006 Scaling properties of convection-driven dynamos in rotating spherical shells and application to planetary magnetic fields. *Geophysical Journal International* **166** (1), 97–114.
- CLAYTON, DONALD D. 1968 *Principles of stellar evolution and nucleosynthesis*. University of Chicago press.
- CLUNE, THOMAS C., ELLIOTT, JR, MIESCH, MS, TOOMRE, J & GLATZMAIER, GARY A. 1999 Computational aspects of a code to study rotating turbulent convection in spherical shells. *Parallel Computing* **25** (4), 361–380.
- COHEN, O. & DRAKE, J. J. 2014 A Grid of MHD Models for Stellar Mass Loss and Spin-down Rates of Solar Analogs. *ApJ* **783** (1), 55, arXiv : 1309.5953.
- COHEN, O., DRAKE, J. J., KASHYAP, V. L. & GOMBOSI, T. I. 2009 The Effect of Magnetic Spots on Stellar Winds and Angular Momentum Loss. *ApJ* **699**, 1501–1510, arXiv : 0905.1945.
- COHEN-TANNOUJJI, CLAUDE, DIU, BERNARD & LALOE, FRANK 1986 *Quantum Mechanics, Volume 1*, , vol. 1.
- COLLIER CAMERON, A. 2007 Differential rotation on rapidly rotating stars. *Astronomische Nachrichten* **328** (10), 1030.
- COMMITTEE ON THE SOCIETAL & ECONOMIC IMPACTS OF SEVERE SPACE WEATHER EVENTS 2008 Severe Space Weather Events–Understanding Societal and Economic Impacts : A Workshop Report. *Tech. Rep.*.
- CONWAY, A. J., MACPHERSON, K. P., BLACKLAW, G. & BROWN, J. C. 1998 A neural network prediction of solar cycle 23. *J. Geophys. Res.* **103** (A12), 29733–29742.
- COSTER, ANTHEA & KOMJATHY, ATTILA 2008 Space Weather and the Global Positioning System. *Space Weather* **6**, S06D04.

- CRANMER, STEVEN R. 2012 Self-Consistent Models of the Solar Wind. *Space Sci. Rev.* **172** (1-4), 145–156, arXiv : 1007.0954.
- CRANMER, S. R., VAN BALLEGOOIJEN, A. A. & EDGAR, R. J. 2007 Self-consistent Coronal Heating and Solar Wind Acceleration from Anisotropic Magnetohydrodynamic Turbulence. *ApJS* **171**, 520–551, arXiv : astro-ph/0703333.
- CRONIN, J. W., GAISSER, T. K. & SWORDY, S. P. 1997 Cosmic rays at the energy frontier. *Scientific American* **276** (1), 32–37.
- CUMMINGS, A. C., STONE, E. C. & WEBBER, W. R. 1987 Latitudinal and radial gradients of anomalous and galactic cosmic rays in the outer heliosphere. *Geophys. Res. Lett.* **14** (3), 174–177.
- DANILOVIC, S., GANDORFER, A., LAGG, A., SCHÜSSLER, M., SOLANKI, S. K., VÖGLER, A., KATSUKAWA, Y. & TSUNETI, S. 2008 The intensity contrast of solar granulation : comparing Hinode SP results with MHD simulations. *A&A* **484** (3), L17–L20, arXiv : 0804.4230.
- DE ANGELIS, ALESSANDRO & PIMENTA, MÁRIO 2018 *Introduction to particle and astroparticle physics : multimessenger astronomy and its particle physics foundations*. Springer.
- DE PONTIEU, BART, ERDÉLYI, ROBERT & JAMES, STEWART P. 2004 Solar chromospheric spicules from the leakage of photospheric oscillations and flows. *Nature* **430** (6999), 536–539.
- DEDNER, A., KEMM, F., KRÖNER, D., MUNZ, C.-D., SCHNITZER, T. & WESENBERG, M. 2002 Hyperbolic Divergence Cleaning for the MHD Equations. *Journal of Computational Physics* **175**, 645–673.
- DEHEUVELS, S., GARCÍA, R. A., CHAPLIN, W. J., BASU, S., ANTIA, H. M., APPOURCHAUX, T., BENOMAR, O., DAVIES, G. R., ELSWORTH, Y., GIZON, L., GOUPIL, M. J., REESE, D. R., REGULO, C., SCHOU, J., STAHN, T., CASAGRANDE, L., CHRISTENSEN-DALSGAARD, J., FISCHER, D., HEKKER, S., KJELDSSEN, H., MATHUR, S., MOSSER, B., PINSONNEAULT, M., VALENTI, J., CHRISTIANSEN, J. L., KINEMUCHI, K. & MULLALLY, F. 2012 Seismic Evidence for a Rapidly Rotating Core in a Lower-giant-branch Star Observed with Kepler. *ApJ* **756** (1), 19, arXiv : 1206.3312.
- DEL ZANNA, G., BROMAGE, B. J. I. & MASON, H. E. 2003 Spectroscopic characteristics of polar plumes. *A&A* **398**, 743–761.
- DEROSA, M. L., BRUN, A. S. & HOEKSEMA, J. T. 2012 Solar Magnetic Field Reversals and the Role of Dynamo Families. *ApJ* **757**, 96, arXiv : 1208.1768.
- DIKPATI, M. & CHARBONNEAU, P. 1999 A Babcock-Leighton Flux Transport Dynamo with Solar-like Differential Rotation. *ApJ* **518**, 508–520.
- DIKPATI, MAUSUMI, DE TOMA, GIULIANA & GILMAN, PETER A 2006 Predicting the strength of solar cycle 24 using a flux-transport dynamo-based tool. *Geophysical research letters* **33** (5).
- DO CAO, LONG OLIVIER 2013 Convection et magnétisme dans les étoiles de type solaire (g & k). PhD thesis, Paris 7.
- DONAHUE, ROBERT A., SAAR, STEVEN H. & BALIUNAS, SALLIE L. 1996 A Relationship between Mean Rotation Period in Lower Main-Sequence Stars and Its Observed Range. *ApJ* **466**, 384.
- DONATI, J.-F. 2013 Magnetic fields of low-mass stars & protostars. Observations & results. In *EAS Publications Series* (ed. P. Hennebelle & C. Charbonnel), *EAS Publications Series*, vol. 62, pp. 289–305.

- DONATI, J. F. & BROWN, S. F. 1997 Zeeman-Doppler imaging of active stars. V. Sensitivity of maximum entropy magnetic maps to field orientation. *A&A* **326**, 1135–1142.
- DONATI, J. F., COLLIER CAMERON, A. & PETIT, P. 2003 Temporal fluctuations in the differential rotation of cool active stars. *MNRAS* **345** (4), 1187–1199, arXiv : astro-ph/0307448.
- DONATI, J. F., HÉBRARD, E., HUSSAIN, G. A. J., MOUTOU, C., MALO, L., GRANKIN, K., VIDOTTO, A. A., ALENCAR, S. H. P., GREGORY, S. G., JARDINE, M. M., HERCZEG, G., MORIN, J., FARES, R., MÉNARD, F., BOUVIER, J., DELFOSSE, X., DOYON, R., TAKAMI, M., FIGUEIRA, P., PETIT, P., BOISSE, I. & MATYSSE COLLABORATION 2015 Magnetic activity and hot Jupiters of young Suns : the weak-line T Tauri stars V819 Tau and V830 Tau. *MNRAS* **453** (4), 3706–3719, arXiv : 1509.02110.
- DONATI, J.-F. & LANDSTREET, J. D. 2009 Magnetic Fields of Nondegenerate Stars. *ARA&A* **47**, 333–370, arXiv : 0904.1938.
- DONATI, J. F., SEMEL, M., CARTER, B. D., REES, D. E. & COLLIER CAMERON, A. 1997 Spectropolarimetric observations of active stars. *MNRAS* **291** (4), 658–682.
- DRÖGE, WOLFGANG 2000 The Rigidity Dependence of Solar Particle Scattering Mean Free Paths. *ApJ* **537** (2), 1073–1079.
- DUCHLEV, P. I. 2001 An Estimation of the Long-Term Variation of a North-South Asymmetry of the Long-Lived Solar Filaments. *Sol. Phys.* **199**, 211–215.
- DUVALL, T. L., JR., JEFFERIES, S. M., HARVEY, J. W. & POMERANTZ, M. A. 1993 Time-distance helioseismology. *Nature* **362** (6419), 430–432.
- DWYER, J. R., MASON, G. M., MAZUR, J. E., JOKIPII, J. R., VON ROSENVINGE, T. T. & LEPPING, R. P. 1997 Perpendicular Transport of Low-Energy Corotating Interaction Region-associated Nuclei. *ApJ* **490** (1), L115–L118.
- EASTWOOD, JP, BIFFIS, E, HAPGOOD, MA, GREEN, L, BISI, MM, BENTLEY, RD, WICKS, R, MCKINNELL, L-A, GIBBS, M & BURNETT, C 2017 The economic impact of space weather : Where do we stand? *Risk Analysis* **37** (2), 206–218.
- EBERT, R. W., DAYEH, M. A., DESAI, M. I., MCCOMAS, D. J. & POGORELOV, N. V. 2013 Hemispheric Asymmetries in the Polar Solar Wind Observed by Ulysses near the Minima of Solar Cycles 22 and 23. *ApJ* **768** (2), 160.
- EDDINGTON, A. S. 1919 The total eclipse of 1919 May 29 and the influence of gravitation on light. *The Observatory* **42**, 119–122.
- EDDY, J. A. 1976 The Maunder Minimum. *Science* **192**, 1189–1202.
- EDDY, JOHN A. & ISE, REIN 1979 A new sun : the solar results from SKYLAB. *Washington : Scientific and Technical Information Office, National Aeronautics and Space Administration : for sale by the Supt. of Docs., US Govt. Print. Off., 1979.* .
- EINFELDT, B. 1988 On Godunov-Type Methods for Gas Dynamics. *SIAM Journal on Numerical Analysis* **25**, 294–318.
- EMERIAU-VIARD, C. 2017 Turbulence plasma dans les étoiles et les tokamaks : magnétisme, auto-organisation et transport. PhD thesis, Université Paris Diderot.

- EMERIAU-VIARD, CONSTANCE & BRUN, ALLAN SACHA 2017 Origin and evolution of magnetic field in pms stars : influence of rotation and structural changes. *The Astrophysical Journal* **846** (1), 8.
- ESTRELA, RAISSA & VALIO, ADRIANA 2018 Superflare Ultraviolet Impact on Kepler-96 System : A Glimpse of Habitability When the Ozone Layer First Formed on Earth. *Astrobiology* **18** (11), 1414–1424, arXiv : 1708.05400.
- EVANS, CHARLES R. & HAWLEY, JOHN F. 1988 Simulation of Magnetohydrodynamic Flows : A Constrained Transport Model. *ApJ* **332**, 659.
- FELDMAN, U. & LAMING, J. M. 2000 Element Abundances in the Upper Atmospheres of the Sun and Stars : Update of Observational Results. *Phys. Scr* **61**, 222.
- FELDMAN, U. & WIDING, K. G. 2003 Elemental Abundances in the Solar Upper Atmosphere Derived by Spectroscopic Means. *Space Sci. Rev.* **107** (3), 665–720.
- FERREIRA, J. 2013 Braking down an accreting protostar : disc-locking, disc winds, stellar winds, X-winds and Magnetospheric Ejecta. In *EAS Publications Series* (ed. P. Hennebelle & C. Charbonnel), *EAS Publications Series*, vol. 62, pp. 169–225.
- FERREIRA, JONATHAN, PELLETIER, GUY & APPL, STEFAN 2000 Reconnection X-winds : spin-down of low-mass protostars. *MNRAS* **312** (2), 387–397.
- FICHTNER, HORST 2001 Anomalous Cosmic Rays : Messengers from the Outer Heliosphere. *Space Sci. Rev.* **95**, 639–754.
- FINLEY, ADAM J. & MATT, SEAN P. 2017 The Effect of Combined Magnetic Geometries on Thermally Driven Winds. I. Interaction of Dipolar and Quadrupolar Fields. *ApJ* **845** (1), 46, arXiv : 1707.04078.
- FINLEY, ADAM J. & MATT, SEAN P. 2018 The Effect of Combined Magnetic Geometries on Thermally Driven Winds. II. Dipolar, Quadrupolar, and Octupolar Topologies. *ApJ* **854** (2), 78, arXiv : 1801.07662.
- FISK, L. A. 2003 Acceleration of the solar wind as a result of the reconnection of open magnetic flux with coronal loops. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* **108** (A4), 1157.
- FLANNERY, BRIAN P, PRESS, WILLIAM H, TEUKOLSKY, SAUL A & VETTERLING, WILLIAM 1992 Numerical recipes in c. *Press Syndicate of the University of Cambridge, New York* **24**, 78.
- FORBUSH, SCOTT E. 1946 Three Unusual Cosmic-Ray Increases Possibly Due to Charged Particles from the Sun. *Physical Review* **70** (9-10), 771–772.
- FOSSAT, E., BOUMIER, P., CORBARD, T., PROVOST, J., SALABERT, D., SCHMIDER, F. X., GABRIEL, A. H., GREC, G., RENAUD, C., ROBILLOT, J. M., ROCA-CORTÉS, T., TURCK-CHIÈZE, S., ULRICH, R. K. & LAZREK, M. 2017 Asymptotic g modes : Evidence for a rapid rotation of the solar core. *A&A* **604**, A40, arXiv : 1708.00259.
- FRÄNZ, M. & HARPER, D. 2002 Heliospheric coordinate systems. *Planet. Space Sci.* **50** (2), 217–233.
- FREEDMAN, ROGER A. & KAUFMANN, WILLIAM J. 2008 *Universe : Stars & Galaxies w/Starry Night Enthusiast*. *Starry Night Enthusiast*.
- FREYTAG, B., STEFFEN, M., LUDWIG, H. G., WEDEMEYER-BÖHM, S., SCHAFFENBERGER, W. & STEINER, O. 2012 Simulations of stellar convection with CO5BOLD. *Journal of Computational Physics* **231**, 919–959, arXiv : 1110.6844.
- GALLET, B. & PÉTRÉLIS, F. 2009 From reversing to hemispherical dynamos. *Phys. Rev. E* **80** (3), 035302, arXiv : 0907.4428.

- GALLET, F. & BOUVIER, J. 2013 Improved angular momentum evolution model for solar-like stars. *A&A* **556**, A36, arXiv : 1306.2130.
- GALTIER, SÉBASTIEN 2016 *Introduction to Modern Magnetohydrodynamics*.
- GARCÍA, R. A., CEILLIER, T., SALABERT, D., MATHUR, S., VAN SADERS, J. L., PINSONNEAULT, M., BALLOT, J., BECK, P. G., BLOEMEN, S. & CAMPANTE, T. L. 2014 Rotation and magnetism of Kepler pulsating solar-like stars. Towards asteroseismically calibrated age-rotation relations. *A&A* **572**, A34, arXiv : 1403.7155.
- GARCÍA, RAFAEL A., TURCK-CHIÈZE, SYLVAIN, JIMÉNEZ-REYES, SEBASTIAN J., BALLOT, JÉRÔME, PALLÉ, PERE L., EFF-DARWICH, ANTONIO, MATHUR, SAVITA & PROVOST, JANINE 2007 Tracking Solar Gravity Modes : The Dynamics of the Solar Core. *Science* **316** (5831), 1591.
- GARCIA-MUNOZ, M., MASON, G. M. & SIMPSON, J. A. 1973 A New Test for Solar Modulation Theory : the 1972 May-July Low-Energy Galactic Cosmic-Ray Proton and Helium Spectra. *ApJ* **182**, L81.
- GARRAFFO, CECILIA, DRAKE, JEREMY J. & COHEN, OFER 2015 The Dependence of Stellar Mass and Angular Momentum Losses on Latitude and the Interaction of Active Region and Dipolar Magnetic Fields. *ApJ* **813** (1), 40, arXiv : 1509.08936.
- GARY, G. A. 2001 Plasma Beta above a Solar Active Region : Rethinking the Paradigm. *Sol. Phys.* **203**, 71–86.
- GARY, G. A. & ALEXANDER, D. 1999 Constructing the Coronal Magnetic Field By Correlating Parameterized Magnetic Field Lines With Observed Coronal Plasma Structures. *Sol. Phys.* **186**, 123–139.
- GASTINE, T., DUARTE, L. & WICHT, J. 2012 Dipolar versus multipolar dynamos : the influence of the background density stratification. *A&A* **546**, A19, arXiv : 1208.6093.
- GASTINE, T., YADAV, R. K., MORIN, J., REINERS, A. & WICHT, J. 2014 From solar-like to antisolar differential rotation in cool stars. *MNRAS* **438** (1), L76–L80, arXiv : 1311.3047.
- GEORGIEVA, K., KIROV, B., TONEV, P., GUINEVA, V. & ATANASOV, D. 2007 Long-term variations in the correlation between NAO and solar activity : The importance of north south solar activity asymmetry for atmospheric circulation. *Advances in Space Research* **40**, 1152–1166, arXiv : physics/0702057.
- GHIZARU, M., CHARBONNEAU, P. & SMOLARKIEWICZ, P. K. 2010 Magnetic Cycles in Global Large-eddy Simulations of Solar Convection. *ApJ* **715**, L133–L137.
- GIGOLASHVILI, M. S., JAPARIDZE, D. R. & MDZINARISHVILI, T. G. 2011 Statistical study of the north-south asymmetry of the solar differential rotation based on various solar structures during 1966-1985. *Astrophysics* **54**, 593–602.
- GILMAN, P. A. 1983 Dynamically consistent nonlinear dynamos driven by convection in a rotating spherical shell. II - Dynamos with cycles and strong feedbacks. *ApJS* **53**, 243–268.
- GILMAN, P. A. & GLATZMAIER, G. A. 1981 Compressible convection in a rotating spherical shell. I - Anelastic equations. II - A linear anelastic model. III - Analytic model for compressible vorticity waves. *ApJS* **45**, 335–388.
- GLATZMAIER, G. A. 1984 Numerical simulations of stellar convective dynamos. I. The model and method. *Journal of Computational Physics* **55**, 461–484.
- GLATZMAIER, G. A. 1985 Numerical simulations of stellar convective dynamos. III - At the base of the convection zone. *Geophysical and Astrophysical Fluid Dynamics* **31**, 137–150.

- GOKHALE, M. H. & JAVARAIAH, J. 1992 Global Modes Constituting the Solar Magnetic Cycle - Part Two. *Sol. Phys.* **138** (2), 399–410.
- GOMBOSI, TAMAS I., VAN DER HOLST, BART, MANCHESTER, WARD B. & SOKOLOV, IGOR V. 2018 Extended MHD modeling of the steady solar corona and the solar wind. *Living Reviews in Solar Physics* **15** (1), 4, arXiv : 1807.00417.
- GRAPPIN, R., LÉORAT, J., LEYGNAC, S. & PINTO, R. 2010 Search for a self-consistent solar wind model. *Twelfth International Solar Wind Conference* **1216**, 24–27.
- GRINGAUZ, K. I., BEZRUKIKH, V. V., OZEROV, V. D. & RYBCHINSKII, R. E. 1962 The study of interplanetary ionized gas, high-energy electrons and corpuscular radiation of the sun, employing three-electrode charged particle traps on the second Soviet space rocket. *Planet. Space Sci.* **9**, 97.
- GRUET, M. A., CHANDORKAR, M., SICARD, A. & CAMPOREALE, E. 2018 Multiple-Hour-Ahead Forecast of the Dst Index Using a Combination of Long Short-Term Memory Neural Network and Gaussian Process. *Space Weather* **16** (11), 1882–1896.
- GÜDEL, MANUEL 2007 The Sun in Time : Activity and Environment. *Living Reviews in Solar Physics* **4** (1), 3, arXiv : 0712.1763.
- GUDIJKSEN, BORIS V, CARLSSON, MATS, HANSTEEN, VIGGO H, HAYEK, WOLFGANG, LEENAARTS, JORRIT & MARTÍNEZ-SYKORA, JUAN 2011 The stellar atmosphere simulation code bifrost-code description and validation. *Astronomy & Astrophysics* **531**, A154.
- GUDIJKSEN, BORIS V. & NORDLUND, AAKE 2002 Bright loops in the solar corona. *arXiv e-prints* pp. astro-ph/0203167, arXiv : astro-ph/0203167.
- GUDIJKSEN, BORIS VILHELM & NORDLUND, ÅKE 2005 An AB Initio Approach to Solar Coronal Loops. *ApJ* **618** (2), 1031–1038, arXiv : astro-ph/0407267.
- GUERRERO, G., SMOLARKIEWICZ, P. K., DE GOUVEIA DAL PINO, E. M., KOSOVICHEV, A. G. & MANSOUR, N. N. 2016 On the Role of Tachoclines in Solar and Stellar Dynamos. *ApJ* **819** (2), 104, arXiv : 1507.04434.
- HAIRER, E & WANNER, G 1991 Solving differential equations ii : Stiff problems. *Springer Series Compo Math.* **8**.
- HALE, GEORGE E. 1908 The Zeeman Effect in the Sun. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific* **20**, 287.
- HANLE, WILHELM 1924 Über magnetische Beeinflussung der Polarisierung der Resonanzfluoreszenz. *Zeitschrift für Physik* **30** (1), 93–105.
- HANSEN, CARL J., KAWALER, STEVEN D. & TRIMBLE, VIRGINIA 2004 *Stellar interiors : physical principles, structure, and evolution*. Springer.
- HANSEN, JAMES, KHARECHA, PUSHKER, SATO, MAKIKO, MASSON-DELMOTTE, VALERIE, ACKERMAN, FRANK, BEERLING, DAVID J., HEARTY, PAUL J., HOEGH-GULDBERG, OVE, HSU, SHI-LING & PARMESAN, CAMILLE 2013 Assessing “Dangerous Climate Change” : Required Reduction of Carbon Emissions to Protect Young People, Future Generations and Nature. *PLoS ONE* **8** (12), e81648.
- HANSTEEN, V. H., CARLSSON, M. & GUDIJKSEN, B. 2007 3D Numerical Models of the Chromosphere, Transition Region, and Corona. In *The Physics of Chromospheric Plasmas* (ed. P. Heinzel, I. Dorotovič & R. J. Rutten), *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, vol. 368, p. 107, arXiv : 0704.1511.
- HATHAWAY, DAVID H. 1996 Doppler Measurements of the Sun’s Meridional Flow. *ApJ* **460**, 1027.

- HATHAWAY, DAVID H. 2015 The Solar Cycle. *Living Reviews in Solar Physics* **12**, 4, arXiv : 1502.07020.
- HAYKIN, SIMON 1994 *Neural networks : a comprehensive foundation*. Prentice Hall PTR.
- HEBER, B. & POTGIETER, M. S. 2006 Cosmic Rays at High Heliolatitudes. *Space Sci. Rev.* **127** (1-4), 117–194.
- HEBER, B., SANDERSON, T. R. & ZHANG, M. 1999 Corotating interaction regions. *Advances in Space Research* **23** (3), 567–579.
- HELLWEG, CHRISTINE E & BAUMSTARK-KHAN, CHRISTA 2007 Getting ready for the manned mission to mars : the astronauts' risk from space radiation. *Naturwissenschaften* **94** (7), 517–526.
- HERTZSPRUNG, E. 1909 Über die Sterne der Unterabteilungen c und ac nach der Spektralklassifikation von Antonia C. Maury. *Astronomische Nachrichten* **179**, 373.
- HESS, VICTOR F 1912 Über beobachtungen der durchdringenden strahlung bei sieben freiballonfahrten. *Phys. Z.* **13**, 1084–1091.
- HEWISH, A., SCOTT, P. F. & WILLS, D. 1964 Interplanetary Scintillation of Small Diameter Radio Sources. *Nature* **203**, 1214–1217.
- HEYVAERTS, J & PRIEST, ER 1984 Coronal heating by reconnection in dc current systems-a theory based on taylor's hypothesis. *Astronomy and astrophysics* **137**, 63–78.
- HEYVAERTS, J. & PRIEST, E. R. 1983 Coronal heating by phase-mixed shear Alfvén waves. *A&A* **117**, 220–234.
- HOEKSEMA, J. T. 1984 Structure and Evolution of the Large Scale Solar and Heliospheric Magnetic Fields. PhD thesis, Stanford Univ., CA.
- HOEKSEMA, J. T., WILCOX, J. M. & SCHERRER, P. H. 1983 The structure of the heliospheric current sheet - 1978-1982. *J. Geophys. Res.* **88**, 9910–9918.
- HOLLWEG, J. V. 1986 Transition region, corona, and solar wind in coronal holes. *J. Geophys. Res.* **91** (A4), 4111–4125.
- HOLLWEG, J. V., JACKSON, S. & GALLOWAY, D. 1982 Alfvén waves in the solar atmosphere. III - Nonlinear waves on open flux tubes. *Sol. Phys.* **75**, 35–61.
- HOTTA, H., IJIMA, H. & KUSANO, K. 2019 Weak influence of near-surface layer on solar deep convection zone revealed by comprehensive simulation from base to surface. *Science Advances* **5** (1), 2307.
- HOTTA, H., REMPEL, M. & YOKOYAMA, T. 2016 Large-scale magnetic fields at high Reynolds numbers in magnetohydrodynamic simulations. *Science* **351**, 1427–1430.
- HUBA, JD 2009 Nrl plasma formulary 2009. *Tech. Rep.*. NAVAL RESEARCH LAB WASHINGTON DC BEAM PHYSICS BRANCH.
- HUNDHAUSEN, A. J. 1993 Sizes and locations of coronal mass ejections : SMM observations from 1980 and 1984-1989. *J. Geophys. Res.* **98** (A8), 13177–13200.
- HUNG, C. P., BRUN, A. S., FOURNIER, A., JOUVE, L., TALAGRAND, O. & ZAKARI, M. 2017 Variational Estimation of the Large-scale Time-dependent Meridional Circulation in the Sun : Proofs of Concept with a Solar Mean Field Dynamo Model. *ApJ* **849**, 160, arXiv : 1710.02114.

- HUNG, CHING PUI, BRUN, ALLAN SACHA, FOURNIER, ALEXANDRE, JOUVE, LAURÈNE, TALAGRAND, OLIVIER & ZAKARI, MUSTAPHA 2018 Towards Estimating the Solar Meridional Flow and Predicting the 11-yr Cycle Using Advanced Variational Data Assimilation Techniques. In *Space Weather of the Heliosphere : Processes and Forecasts* (ed. Claire Foullon & Olga E. Malandraki), *IAU Symposium*, vol. 335, pp. 183–186.
- HUTSCHENREUTER, S., DORN, S., JASCHE, J., VAZZA, F., PAOLETTI, D., LAVAU, G. & ENSSLIN, T. A. 2018 The primordial magnetic field in our cosmic backyard. *Classical and Quantum Gravity* **35** (15), 154001, arXiv : 1803.02629.
- INSON, SARAH, SCAIFE, ADAM A., KNIGHT, JEFF R., MANNERS, JAMES C., DUNSTONE, NICK J., GRAY, LESLEY J. & HAIGH, JOANNA D. 2011 Solar forcing of winter climate variability in the Northern Hemisphere. *Nature Geoscience* **4** (11), 753–757.
- ISHIKAWA, R., TSUNETA, S., ICHIMOTO, K., ISOBE, H., KATSUKAWA, Y., LITES, B. W., NAGATA, S., SHIMIZU, T., SHINE, R. A., SUEMATSU, Y., TARBELL, T. D. & TITLE, A. M. 2008 Transient horizontal magnetic fields in solar plage regions. *A&A* **481** (1), L25–L28, arXiv : 0802.1769.
- ITO, HIROAKI, TSUNETA, SAKU, SHIOTA, DAIKOU, TOKUMARU, MUNETOSHI & FUJIKI, KEN'ICHI 2010 Is the Polar Region Different from the Quiet Region of the Sun? *ApJ* **719** (1), 131–142, arXiv : 1005.3667.
- JABBARI, SARAH, BRANDENBURG, AXEL, KLEORIN, NATHAN, MITRA, DHRUBADITYA & ROGACHEVSKII, IGOR 2015 Bipolar Magnetic Spots from Dynamos in Stratified Spherical Shell Turbulence. *ApJ* **805** (2), 166, arXiv : 1411.4912.
- JOHNS-KRULL, CHRISTOPHER M., VALENTI, JEFF A. & KORESKO, CHRISTOPHER 1999 Measuring the Magnetic Field on the Classical T Tauri Star BP Tauri. *ApJ* **516** (2), 900–915.
- JOHNSTONE, C. P. & GÜDEL, M. 2015 The coronal temperatures of low-mass main-sequence stars. *A&A* **578**, A129, arXiv : 1505.00643.
- JOKIPII, J. R. 1966 Cosmic-Ray Propagation. I. Charged Particles in a Random Magnetic Field. *ApJ* **146**, 480.
- JOKIPII, J. R. & PARKER, E. N. 1970 on the Convection, Diffusion, and Adiabatic Deceleration of Cosmic Rays in the Solar Wind. *ApJ* **160**, 735.
- JONES, C. A., BORONSKI, P., BRUN, A. S., GLATZMAIER, G. A., GASTINE, T., MIESCH, M. S. & WICHT, J. 2011 Anelastic convection-driven dynamo benchmarks. *Icarus* **216**, 120–135.
- JOUVE, L. & BRUN, A. S. 2007 On the role of meridional flows in flux transport dynamo models. *A&A* **474**, 239–250, arXiv : 0712.3200.
- JOUVE, LAURÈNE & BRUN, ALLAN SACHA 2009 Three-Dimensional Nonlinear Evolution of a Magnetic Flux Tube in a Spherical Shell : Influence of Turbulent Convection and Associated Mean Flows. *ApJ* **701** (2), 1300–1322, arXiv : 0907.2131.
- JOUVE, L., BRUN, A. S., ARLT, R., BRANDENBURG, A., DIKPATI, M., BONANNO, A., KÄPYLÄ, P. J., MOSS, D., REMPEL, M., GILMAN, P., KORPI, M. J. & KOSOVICHEV, A. G. 2008 A solar mean field dynamo benchmark. *A&A* **483**, 949–960.
- JOUVE, L., GASTINE, T. & LIGNIÈRES, F. 2015 Three-dimensional evolution of magnetic fields in a differentially rotating stellar radiative zone. *A&A* **575**, A106, arXiv : 1412.2900.
- JUDGE, P. 2006 Observations of the Solar Chromosphere. In *Solar MHD Theory and Observations : A High Spatial Resolution Perspective* (ed. John Leibacher, Robert F. Stein & Han Uitenbroek), *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, vol. 354, p. 259.

- KÄPYLÄ, P. J., KORPI, M. J., OSSENDRIJVER, M. & STIX, M. 2006 Magnetoconvection and dynamo coefficients. III. α -effect and magnetic pumping in the rapid rotation regime. *A&A* **455**, 401–412, arXiv : astro-ph/0602111.
- KARAK, B. B., KÄPYLÄ, P. J., KÄPYLÄ, M. J., BRANDENBURG, A., OLSPERT, N. & PELT, J. 2015 Magnetically controlled stellar differential rotation near the transition from solar to anti-solar profiles. *A&A* **576**, A26, arXiv : 1407.0984.
- KAWALER, S. D. 1988 Angular momentum loss in low-mass stars. *ApJ* **333**, 236–247.
- KAY, C., GOPALSWAMY, N., REINARD, A. & OPPER, M. 2017 Predicting the Magnetic Field of Earth-impacting CMEs. *ApJ* **835** (2), 117.
- KEMEL, K., BRANDENBURG, A., KLEEORIN, N. & ROGACHEVSKII, I. 2012 Properties of the negative effective magnetic pressure instability. *Astronomische Nachrichten* **333** (2), 95, arXiv : 1107.2752.
- KEPPENS, R. & GOEDBLOED, J. P. 1999 Numerical simulations of stellar winds : polytropic models. *A&A* **343**, 251–260, arXiv : astro-ph/9901380.
- KEPPENS, R. & GOEDBLOED, J. P. 2000 Stellar Winds, Dead Zones, and Coronal Mass Ejections. *ApJ* **530** (2), 1036–1048, arXiv : astro-ph/9910152.
- KHABAROVA, O. V., MALOVA, H. V., KISLOV, R. A., ZELENYI, L. M., OBRIDKO, V. N., KHARSHILADZE, A. F., TOKUMARU, M., SOKÓL, J. M., GRZEDZIELSKI, S. & FUJIKI, K. 2017 High-latitude Conic Current Sheets in the Solar Wind. *ApJ* **836**, 108.
- KIPPENHAHN, R. & WEIGERT, A. 1994 *Stellar Structure and Evolution*. Springer.
- KLASSEN, A., AURASS, H., MANN, G. & THOMPSON, B. J. 2000 Catalogue of the 1997 SOHO-EIT coronal transient waves and associated type II radio burst spectra. *A&AS* **141**, 357–369.
- KLEEORIN, NATHAN & ROGACHEVSKII, IGOR 1994 Effective Ampère force in developed magnetohydrodynamic turbulence. *Phys. Rev. E* **50** (4), 2716–2730.
- KLIEM, B., SU, Y. N., VAN BALLEGOOIJEN, A. A. & DELUCA, E. E. 2013 Magnetohydrodynamic Modeling of the Solar Eruption on 2010 April 8. *ApJ* **779** (2), 129, arXiv : 1304.6981.
- KOLHÖRSTER, WERNER 1914 Messungen der durchdringenden strahlungen bis in höhen von 9300 m. *Verh. Dtsch. Phys. Ges* **16**, 719–721.
- KOMM, R. W., HOWARD, R. F. & HARVEY, J. W. 1993 Meridional Flow of Small Photospheric Magnetic Features. *Sol. Phys.* **147** (2), 207–223.
- KONTAR, E. P., HANNAH, I. G. & MACKINNON, A. L. 2008 Chromospheric magnetic field and density structure measurements using hard X-rays in a flaring coronal loop. *A&A* **489** (3), L57–L60, arXiv : 0808.3334.
- KRAUSE, F. & RAEDLER, K.-H. 1980 *Mean-field magnetohydrodynamics and dynamo theory*. Akademie-Verlag, Berlin.
- KRIMIGIS, S. M., DECKER, R. B., HILL, M. E., ARMSTRONG, T. P., GLOECKLER, G., HAMILTON, D. C., LANZEROTTI, L. J. & ROELOF, E. C. 2003 Voyager 1 exited the solar wind at a distance of ~85AU from the Sun. *Nature* **426** (6962), 45–48.
- KUMAR, ROHIT, JOUVE, LAURÈNE, PINTO, RUI F. & ROUILLARD, ALEXIS P. 2018 Production of sunspots and their effects on the corona and solar wind : Insights from a new 3D flux-transport dynamo model. *Frontiers in Astronomy and Space Sciences* **5**, 4, arXiv : 1801.09625.

- KUNOW, HORST, WIBBERENZ, GERD, GREEN, GÜNTER, MÜLLER-MELLIN, REINHOLD & KALLENRODE, MAY-BRITT 1991 Energetic Particles in the Inner Solar System. *Physics and Chemistry in Space* **21**, 243–342.
- LAMERS, H. J. G. L. M. & CASSINELLI, J. P. 1999 *Introduction to Stellar Winds*. Cambridge university press.
- LAMING, J. MARTIN 2012 Non-WKB Models of the First Ionization Potential Effect : The Role of Slow Mode Waves. *ApJ* **744** (2), 115, arXiv : 1110.4357.
- LAVRAUD, BENOIT & ROUILLARD, ALEXIS 2013 Properties and processes that influence cme geo-effectiveness. *Proceedings of the International Astronomical Union* **8** (S300), 273–284.
- LEIGHTON, R. B. 1969 A Magneto-Kinematic Model of the Solar Cycle. *ApJ* **156**, 1.
- LI, B., XIA, L. D. & CHEN, Y. 2011 Solar winds along curved magnetic field lines. *A&A* **529**, A148, arXiv : 1103.5211.
- LINKER, J. A., CAPLAN, R. M., DOWNS, C., RILEY, P., MIKIĆ, Z., LIONELLO, R., HENNEY, C. J., ARGE, C. N., LIU, Y., DEROSA, M. L., YEATES, A. & OWENS, M. J. 2017 The Open Flux Problem. *ApJ* **848**, 70, arXiv : 1708.02342.
- LIONELLO, R., LINKER, J. A. & MIKIĆ, Z. 2001 Including the Transition Region in Models of the Large-Scale Solar Corona. *ApJ* **546**, 542–551.
- LIONELLO, R., VELLI, M., DOWNS, C., LINKER, J. A., MIKIĆ, Z. & VERDINI, A. 2014 Validating a Time-dependent Turbulence-driven Model of the Solar Wind. *ApJ* **784**, 120, arXiv : 1402.4188.
- LITES, B. W., RUTTEN, R. J. & BERGER, T. E. 1999 Dynamics of the Solar Chromosphere. II. Ca II H_{2V} and K_{2V} Grains versus Internetwork Fields. *ApJ* **517** (2), 1013–1033.
- LOCKWOOD, G. W., HALL, J. C., SKIFF, B. A., HENRY, G. W., RADICK, R. R., BALIUNAS, S. L., SOON, W. & DONAHUE, R. A. 2002 Gauging the Sun : Comparative photometric and magnetic activity measurements of sunlike stars, 1984-2001. In *American Astronomical Society Meeting Abstracts #200, Bulletin of the American Astronomical Society*, vol. 34, p. 651.
- LORENZO-OLIVEIRA, DIEGO, FREITAS, FABRÍCIO C., MELÉNDEZ, JORGE, BEDELL, MEGAN, RAMÍREZ, IVÁN, BEAN, JACOB L., ASPLUND, MARTIN, SPINA, LORENZO, DREIZLER, STEFAN, ALVES-BRITO, ALAN & CASAGRANDE, LUCA 2018 The Solar Twin Planet Search. The age-chromospheric activity relation. *A&A* **619**, A73, arXiv : 1806.08014.
- LORRAIN, PAUL & KOUTCHMY, SERGE 1996 Two Dynamical Models for Solar Spicules. *Sol. Phys.* **165** (1), 115–137.
- LOVELACE, R. V. E., MEHANIAN, C., MOBARRY, C. M. & SULKANEN, M. E. 1986 Theory of Axisymmetric Magnetohydrodynamic Flows : Disks. *ApJS* **62**, 1.
- LUHMANN, J. G., LI, Y., ARGE, C. N., GAZIS, P. R. & ULRICH, R. 2002 Solar cycle changes in coronal holes and space weather cycles. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* **107** (A8), 1154.
- MA, LIHUA 2015 Possible influence of the 11-year solar cycle on length-of-day change. *Studia Geophysica et Geodaetica* **59** (3), 477–488.
- MAEDER, ANDRÉ 2009 *Physics, Formation and Evolution of Rotating Stars*. Springer.
- MARISKA, JOHN T 1992 *The solar transition region*, , vol. 23. Cambridge University Press.

- MARSCH, E., GOERTZ, C. K. & RICHTER, K. 1982 Wave heating and acceleration of solar wind ions by cyclotron resonance. *J. Geophys. Res.* **87**, 5030–5044.
- MARSCH, E. & RICHTER, A. K. 1984 Distribution of solar wind angular momentum between particles and magnetic field - Inferences about the Alfvén critical point from HELIOS observations. *J. Geophys. Res.* **89**, 5386–5394.
- MASSON, S. 2010 Les particules énergétiques solaires : études observationnelles et simulations magnétohydrodynamiques. PhD thesis, Observatoire de Paris.
- MASSON, S., KLEIN, K. L., BÜTIKOFER, R., FLÜCKIGER, E., KURT, V., YUSHKOV, B. & KRUCKER, S. 2009 Acceleration of Relativistic Protons During the 20 January 2005 Flare and CME. *Sol. Phys.* **257** (2), 305–322, arXiv : 0905.1816.
- MATHIS, S. & ZAHN, J. P. 2005 Transport and mixing in the radiation zones of rotating stars. II. Axisymmetric magnetic field. *A&A* **440** (2), 653–666, arXiv : astro-ph/0506105.
- MATT, SEAN & PUDRITZ, RALPH E. 2005 Accretion-powered Stellar Winds as a Solution to the Stellar Angular Momentum Problem. *ApJ* **632** (2), L135–L138, arXiv : astro-ph/0510060.
- MATT, S. & PUDRITZ, R. E. 2008 Accretion-powered Stellar Winds. II. Numerical Solutions for Stellar Wind Torques. *ApJ* **678**, 1109–1118, arXiv : 0801.0436.
- MATTHAEUS, WILLIAM H., GOLDSTEIN, MELVYN L. & ROBERTS, D. AARON 1990 Evidence for the presence of quasi-two-dimensional nearly incompressible fluctuations in the solar wind. *J. Geophys. Res.* **95**, 20673–20683.
- MAURY, A. C. & PICKERING, E. C. 1897 Spectra of bright stars photographed with the 11-inch Draper Telescope as part of the Henry Draper Memorial. *Annals of Harvard College Observatory* **28**, 1–128.
- MAYS, M. L., TAKTAKISHVILI, A., PULKKINEN, A., MACNEICE, P. J., RASTÄTTER, L., ODSTRČIL, D., JIAN, L. K., RICHARDSON, I. G., LASOTA, J. A., ZHENG, Y. & KUZNETSOVA, M. M. 2015 Ensemble Modeling of CMEs Using the WSA-ENLIL+Cone Model. *Sol. Phys.* **290** (6), 1775–1814, arXiv : 1504.04402.
- MCCOMAS, D. J., BARRACLOUGH, B. L., FUNSTEN, H. O., GOSLING, J. T., SANTIAGO-MUÑOZ, E., SKOUG, R. M., GOLDSTEIN, B. E., NEUGEBAUER, M., RILEY, P. & BALOGH, A. 2000 Solar wind observations over Ulysses' first full polar orbit. *J. Geophys. Res.* **105** (A5), 10419–10434.
- MCCOMAS, D. J., EBERT, R. W., ELLIOTT, H. A., GOLDSTEIN, B. E., GOSLING, J. T., SCHWADRON, N. A. & SKOUG, R. M. 2008 Weaker solar wind from the polar coronal holes and the whole Sun. *Geophys. Res. Lett.* **35**, L18103.
- MCCOMAS, D. J., ELLIOTT, H. A., SCHWADRON, N. A., GOSLING, J. T., SKOUG, R. M. & GOLDSTEIN, B. E. 2003 The three-dimensional solar wind around solar maximum. *Geophys. Res. Lett.* **30**, 24–1.
- MCDONALD, F. B., FUJII, Z., HEIKKILÄ, B. & LAL, N. 2003 The radial distribution of cosmic rays in the heliosphere at solar maximum. *Advances in Space Research* **32** (4), 633–638.
- MCGREGOR, S. L., HUGHES, W. J., ARGE, C. N., OWENS, M. J. & ODSTRČIL, D. 2011 The distribution of solar wind speeds during solar minimum : Calibration for numerical solar wind modeling constraints on the source of the slow solar wind. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* **116**, A03101.
- MCKIBBEN, R. B. 1998 Three-dimensional Solar Modulation of Cosmic Ray and Anomalous Components in the Inner Heliosphere. *Space Sci. Rev.* **83**, 21–32.

- MEIBOM, SØREN, BARNES, SYDNEY A., PATAIS, IMANTS, GILLILAND, RONALD L., LATHAM, DAVID W. & MATHIEU, ROBERT D. 2015 A spin-down clock for cool stars from observations of a 2.5-billion-year-old cluster. *Nature* **517** (7536), 589–591, arXiv : 1501.05651.
- MELÉNDEZ, JORGE & RAMÍREZ, IVÁN 2007 HIP 56948 : A Solar Twin with a Low Lithium Abundance. *ApJ* **669** (2), L89–L92, arXiv : 0709.4290.
- MELOTT, ADRIAN L, MARINHO, FRANCOLE & PAULUCCI, LAURA 2018 Hypothesis : Muon radiation dose and marine megafaunal extinction at the end-pliocene supernova. *Astrobiology* .
- MELOTT, ADRIAN L & THOMAS, BRIAN C 2009 Late ordovician geographic patterns of extinction compared with simulations of astrophysical ionizing radiation damage. *Paleobiology* **35** (3), 311–320.
- MENVIELLE, M. & BERTHELIER, A. 1991 The K-derived planetary indices - Description and availability. *Reviews of Geophysics* **29**, 415–432.
- MENVIELLE, M., PAPITASHVILI, N., HAKKINEN, L. & SUCKSDORFF, C. 1995 Computer production of Kindices : review and comparison of methods. *Geophysical Journal International* **123** (3), 866–886.
- MERKIN, V. G., LYON, J. G., LARIO, D., ARGE, C. N. & HENNEY, C. J. 2016 Time-dependent magnetohydrodynamic simulations of the inner heliosphere. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* **121** (4), 2866–2890.
- MESSINA, S. & GUINAN, E. F. 2003 Magnetic activity of six young solar analogues II. Surface Differential Rotation from long-term photometry. *A&A* **409**, 1017–1030.
- METCALFE, TRAVIS S., EGELAND, RICKY & VAN SADERS, JENNIFER 2016 Stellar Evidence That the Solar Dynamo May Be in Transition. *ApJ* **826** (1), L2, arXiv : 1606.01926.
- METCALFE, TRAVIS S. & VAN SADERS, JENNIFER 2017 Magnetic Evolution and the Disappearance of Sun-Like Activity Cycles. *Sol. Phys.* **292** (9), 126, arXiv : 1705.09668.
- MEWALDT, R. A., COHEN, C. M. S., HAGGERTY, D. K., MASON, G. M., LOOPER, M. L., VON ROSENVINGE, T. T. & WIEDENBECK, M. E. 2007 Radiation risks from large solar energetic particle events. In *Turbulence and Nonlinear Processes in Astrophysical Plasmas* (ed. Dastgeer Shaikh & Gary P. Zank), *American Institute of Physics Conference Series*, vol. 932, pp. 277–282.
- MEYER-VERNET, N. 2007 *Basics of the Solar Wind*. Cambridge University Press.
- MICHEL, F. C. 1969 Relativistic Stellar-Wind Torques. *ApJ* **158**, 727.
- MIESCH, M., MATTHAEUS, W., BRANDENBURG, A., PETROSYAN, A., POUQUET, A., CAMBON, C., JENKO, F., UZDENSKY, D., STONE, J., TOBIAS, S., TOOMRE, J. & VELLI, M. 2015 Large-Eddy Simulations of Magnetohydrodynamic Turbulence in Heliophysics and Astrophysics. *Space Sci. Rev.* **194**, 97–137, arXiv : 1505.01808.
- MIESCH, MARK S., ELLIOTT, JULIAN R., TOOMRE, JURI, CLUNE, TOM L., GLATZMAIER, GARY A. & GILMAN, PETER A. 2000 Three-dimensional Spherical Simulations of Solar Convection. I. Differential Rotation and Pattern Evolution Achieved with Laminar and Turbulent States. *ApJ* **532** (1), 593–615.
- MIGNONE, A., BODO, G., MASSAGLIA, S., MATSAKOS, T., TESILEANU, O., ZANNI, C. & FERRARI, A. 2007 PLUTO : A Numerical Code for Computational Astrophysics. *ApJS* **170**, 228–242, arXiv : astro-ph/0701854.
- MIKIĆ, Z., DOWNS, C., LINKER, J. A., CAPLAN, R. M., MACKAY, D. H., UPTON, L. A., RILEY, P., LIONELLO, R., TÖRÖK, T., TITOV, V. S., WIJAYA, J., DRUCKMÜLLER, M., PASACHOFF, J. M. & CARLOS, W. 2018 Predicting the corona for the 21 August 2017 total solar eclipse. *Nature Astronomy* **2**, 913–921.

- MIKIĆ, ZORAN, LINKER, JON A., SCHNACK, DALTON D., LIONELLO, ROBERTO & TARDITI, ALFONSO 1999 Magnetohydrodynamic modeling of the global solar corona. *Physics of Plasmas* **6** (5), 2217–2224.
- MITRA, DHRUBADITYA, BRANDENBURG, A., KLEORIN, N. & ROGACHEVSKII, I. 2014 Intense bipolar structures from stratified helical dynamos. *MNRAS* **445** (1), 761–769, arXiv : 1404.3194.
- MOFFATT, H. K. 1978 *Magnetic field generation in electrically conducting fluids*. Cambridge University Press, Cambridge, London, New York, Melbourne.
- MOREL, P. 1997 CESAM : A code for stellar evolution calculations. *A&AS* **124**, 597–614.
- MURAKÖZY, J. & LUDMÁNY, A. 2012 Phase lags of solar hemispheric cycles. *MNRAS* **419**, 3624–3630, arXiv : 1309.2114.
- MURSULA, K. & HILTULA, T. 2003 Bashful ballerina : Southward shifted heliospheric current sheet. *Geophys. Res. Lett.* **30**, 2135.
- NEUGEBAUER, M. & SNYDER, C. W. 1962 Solar Plasma Experiment. *Science* **138**, 1095–1097.
- NEWTON, H. W. & MILSOM, A. S. 1955 Note on the observed differences in spottedness of the Sun's northern and southern hemispheres. *MNRAS* **115**, 398.
- NORDLUND, A. 1982 Numerical simulations of the solar granulation. I. Basic equations and methods. *A&A* **107**, 1–10.
- NORDLUND, ÅKE, STEIN, ROBERT F. & ASPLUND, MARTIN 2009 Solar Surface Convection. *Living Reviews in Solar Physics* **6** (1), 2.
- Ó FIONNAGÁIN, D & VIDOTTO, AA 2018 The solar wind in time : a change in the behaviour of older winds? *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **476** (2), 2465–2475.
- ODSTRCIL, D., RILEY, P. & ZHAO, X. P. 2004 Numerical simulation of the 12 May 1997 interplanetary CME event. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* **109**, A02116.
- OLEMSKOY, S. V. & KITCHATINOV, L. L. 2013 Grand Minima and North-South Asymmetry of Solar Activity. *ApJ* **777** (1), 71, arXiv : 1309.3063.
- OSSENDRIJVER, M. 2003 The solar dynamo. *A&A Rev.* **11**, 287–367.
- OWENS, M. J. & FORSYTH, R. J. 2013 The Heliospheric Magnetic Field. *Living Reviews in Solar Physics* **10**, 5.
- OWENS, M. J., LOCKWOOD, M. & RILEY, P. 2017 Global solar wind variations over the last four centuries. *Scientific Reports* **7**, 41548.
- PALMER, I. D. 1982 Transport coefficients of low-energy cosmic rays in interplanetary space. *Reviews of Geophysics and Space Physics* **20**, 335–351.
- PARKER, E. N. 1955 Hydromagnetic Dynamo Models. *ApJ* **122**, 293.
- PARKER, E. N. 1958 Dynamics of the Interplanetary Gas and Magnetic Fields. *ApJ* **128**, 664.
- PARKER, E. N. 1965 The passage of energetic charged particles through interplanetary space. *Planet. Space Sci.* **13** (1), 9–49.
- PARKER, E. N. 1993 A solar dynamo surface wave at the interface between convection and nonuniform rotation. *ApJ* **408**, 707–719.

- PARKER, EUGENE N 2005 Shielding space explorers from cosmic rays. *Space Weather* **3** (8), S08004.
- PASSOS, D., NANDY, D., HAZRA, S. & LOPES, I. 2014 A solar dynamo model driven by mean-field alpha and Babcock-Leighton sources : fluctuations, grand-minima-maxima, and hemispheric asymmetry in sunspot cycles. *A&A* **563**, A18, arXiv : 1309.2186.
- PERRI, B., BRUN, A. S., RÉVILLE, V. & STRUGAREK, A. 2018 Simulations of solar wind variations during an 11-year cycle and the influence of north-south asymmetry. *Journal of Plasma Physics* **84** (5), 765840501, arXiv : 1809.03205.
- PESNELL, WILLIAM DEAN 2016 Predictions of Solar Cycle 24 : How are we doing ? *Space Weather* **14** (1), 10–21.
- PESES, M. E., EICHLER, D. & JOKIPII, J. R. 1981 Cosmic ray drift, shock wave acceleration, and the anomalous component of cosmic rays. *ApJ* **246**, L85–L88.
- PETIT, P., DINTRANS, B., SOLANKI, S. K., DONATI, J. F., AURIÈRE, M., LIGNIÈRES, F., MORIN, J., PALETOU, F., RAMIREZ VELEZ, J., CATALA, C. & FARES, R. 2008 Toroidal versus poloidal magnetic fields in Sun-like stars : a rotation threshold. *MNRAS* **388** (1), 80–88, arXiv : 0804.1290.
- PETROVAY, KRISTÓF 2010 Solar cycle prediction. *Living Reviews in Solar Physics* **7** (1), 6.
- PINTO, R. F., BRUN, A. S., JOUVE, L. & GRAPPIN, R. 2011 Coupling the Solar Dynamo and the Corona : Wind Properties, Mass, and Momentum Losses during an Activity Cycle. *ApJ* **737**, 72, arXiv : 1106.0882.
- PINTO, R. F., BRUN, A. S. & ROUILLARD, A. P. 2016 Flux-tube geometry and solar wind speed during an activity cycle. *A&A* **592**, A65, arXiv : 1603.09251.
- PINTO, R. F. & ROUILLARD, A. P. 2017 A Multiple Flux-tube Solar Wind Model. *ApJ* **838**, 89, arXiv : 1611.08744.
- PISKUNOV, N. & KOCHUKHOV, O. 2002 Doppler Imaging of stellar magnetic fields. I. Techniques. *A&A* **381**, 736–756.
- PIZZO, V., SCHWENN, R., MARSCH, E., ROSENBAUER, H., MUEHLHAEUSER, K.-H. & NEUBAUER, F. M. 1983 Determination of the solar wind angular momentum flux from the HELIOS data - an observational test of the Weber and Davis theory. *ApJ* **271**, 335–354.
- PIZZOLATO, N., MAGGIO, A., MICELA, G., SCIORTINO, S. & VENTURA, P. 2003 The stellar activity-rotation relationship revisited : Dependence of saturated and non-saturated X-ray emission regimes on stellar mass for late-type dwarfs. *A&A* **397**, 147–157.
- PNEUMAN, G. W. & KOPP, R. A. 1971 Gas-Magnetic Field Interactions in the Solar Corona. *Sol. Phys.* **18**, 258–270.
- POEDTS, S. & POMOELL, J. 2018 Forecasting space weather with EUHFORIA in ESA's Virtual Space Weather Modeling Centre. In *EGU General Assembly Conference Abstracts, EGU General Assembly Conference Abstracts*, vol. 20, p. 7203.
- POUQUET, A., FRISCH, U. & LEORAT, J. 1976 Strong MHD helical turbulence and the nonlinear dynamo effect. *Journal of Fluid Mechanics* **77**, 321–354.
- PRIEST, ERIC 2014 *Magnetohydrodynamics of the Sun*.
- PRIEST, ERIC & FORBES, TERRY 2000 *Magnetic Reconnection*. Cambridge University Press.

- RAYNAUD, R., PETITDEMANGE, L. & DORMY, E. 2015 Dipolar dynamos in stratified systems. *MNRAS* **448** (3), 2055–2065, arXiv : 1503.00165.
- REALE, FABIO 2014 Coronal loops : observations and modeling of confined plasma. *Living Reviews in Solar Physics* **11** (1), 4.
- REAMES, DONALD V. 1999 Particle acceleration at the Sun and in the heliosphere. *Space Sci. Rev.* **90**, 413–491.
- REAMES, DONALD V. 2013 The Two Sources of Solar Energetic Particles. *Space Sci. Rev.* **175** (1-4), 53–92, arXiv : 1306.3608.
- REAMES, DONALD V. 2017 *Solar Energetic Particles*, , vol. 932. Springer.
- REINERS, ANSGAR 2012 Observations of Cool-Star Magnetic Fields. *Living Reviews in Solar Physics* **9**, 1, arXiv : 1203.0241.
- REINHOLD, TIMO & GIZON, LAURENT 2015 Rotation, differential rotation, and gyrochronology of active Kepler stars. *A&A* **583**, A65, arXiv : 1507.07757.
- REINHOLD, T. & REINERS, A. 2013 Fast and reliable method for measuring stellar differential rotation from photometric data. *A&A* **557**, A11, arXiv : 1306.2176.
- REMPEL, MATTHIAS 2006 Flux-Transport Dynamos with Lorentz Force Feedback on Differential Rotation and Meridional Flow : Saturation Mechanism and Torsional Oscillations. *ApJ* **647** (1), 662–675, arXiv : astro-ph/0604446.
- REMPEL, M., SCHÜSSLER, M. & KNÖLKER, M. 2009 Radiative Magnetohydrodynamic Simulation of Sunspot Structure. *ApJ* **691**, 640–649, arXiv : 0808.3294.
- RÉVILLE, V. 2016 Vents et magnétisme des étoiles de type solaire : Influence sur la rotation stellaire, la couronne et les (exo)planètes. PhD thesis, Université Paris Diderot.
- RÉVILLE, V. & BRUN, A. S. 2017 Global Solar Magnetic Field Organization in the Outer Corona : Influence on the Solar Wind Speed and Mass Flux Over the Cycle. *ApJ* **850**, 45, arXiv : 1710.02908.
- RÉVILLE, V., BRUN, A. S., MATT, S. P., STRUGAREK, A. & PINTO, R. F. 2015a The Effect of Magnetic Topology on Thermally Driven Wind : Toward a General Formulation of the Braking Law. *ApJ* **798**, 116, arXiv : 1410.8746.
- RÉVILLE, V., BRUN, A. S., STRUGAREK, A., MATT, S. P., BOUVIER, J., FOLSOM, C. P. & PETIT, P. 2015b From Solar to Stellar Corona : The Role of Wind, Rotation, and Magnetism. *ApJ* **814**, 99, arXiv : 1509.06982.
- RÉVILLE, VICTOR, FOLSOM, COLIN P., STRUGAREK, ANTOINE & BRUN, ALLAN SACHA 2016 Age Dependence of Wind Properties for Solar-type Stars : A 3D Study. *ApJ* **832** (2), 145, arXiv : 1609.06602.
- RÉVILLE, VICTOR, TENERANI, ANNA & VELLI, MARCO 2018 Parametric Decay and the Origin of the Low-frequency Alfvénic Spectrum of the Solar Wind. *ApJ* **866** (1), 38.
- RIBES, J. C. & NESME-RIBES, E. 1993 The solar sunspot cycle in the Maunder minimum AD1645 to AD1715. *A&A* **276**, 549.
- RICHARDSON, I. G. 1997 Using energetic particles to probe the magnetic topology of ejecta. *Washington DC American Geophysical Union Geophysical Monograph Series* **99**, 189–196.
- RICHARDSON, IAN G. 2004 Energetic Particles and Corotating Interaction Regions in the Solar Wind. *Space Sci. Rev.* **111** (3), 267–376.

- RIEUTORD, MICHEL 1987 Linear theory of rotating fluids using spherical harmonics part i : Steady flows. *Geophysical & Astrophysical Fluid Dynamics* **39** (3), 163–182.
- RIEUTORD, MICHEL & RINCON, FRANÇOIS 2010 The sun's supergranulation. *Living Reviews in Solar Physics* **7** (1), 2.
- RIGHTMIRE-UPTON, L. & HATHAWAY, D. H. 2012 Axisymmetric Flow Properties for Magnetic Elements of Differing Strength. In *American Astronomical Society Meeting Abstracts #220, American Astronomical Society Meeting Abstracts*, vol. 220, p. 206.13.
- RILEY, PETE 2012 On the probability of occurrence of extreme space weather events. *Space Weather* **10** (2), 02012.
- RILEY, P., LIONELLO, R., LINKER, J. A., CLIVER, E., BALOGH, A., BEER, J., CHARBONNEAU, P., CROOKER, N., DEROSA, M., LOCKWOOD, M., OWENS, M., MCCracken, K., USOSKIN, I. & KOUTCHMY, S. 2015 Inferring the Structure of the Solar Corona and Inner Heliosphere During the Maunder Minimum Using Global Thermodynamic Magnetohydrodynamic Simulations. *ApJ* **802**, 105.
- RINCON, FRANÇOIS 2019 Dynamo theories. *Journal of Plasma Physics* **85** (4), 205850401, arXiv : 1903.07829.
- RINCON, FRANÇOIS & RIEUTORD, MICHEL 2018 The Sun's supergranulation. *Living Reviews in Solar Physics* **15** (1), 6.
- ROBERTS, P. H. 1972 Kinematic Dynamo Models. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series A* **272**, 663–698.
- ROSENTHAL, C. S., BOGDAN, T. J., CARLSSON, M., DORCH, S. B. F., HANSTEEN, V., MCINTOSH, S. W., McMURRY, A., NORDLUND, Å. & STEIN, R. F. 2002 Waves in the Magnetized Solar Atmosphere. I. Basic Processes and Internetwork Oscillations. *ApJ* **564** (1), 508–524.
- RUSSELL, H. N. 1914 Relations Between the Spectra and Other Characteristics of the Stars. *Popular Astronomy* **22**, 275–294.
- RYAN, SEAN G. & NORTON, ANDREW J. 2010 *Stellar Evolution and Nucleosynthesis*. Cambridge University Press.
- SAAR, S. H. 2009 The Activity Cycles and Surface Differential Rotation of Single Dwarfs. In *Solar-Stellar Dynamos as Revealed by Helio- and Asteroseismology : GONG 2008/SOHO 21* (ed. M. Dikpati, T. Arentoft, I. González Hernández, C. Lindsey & F. Hill), *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, vol. 416, p. 375.
- SAGAUT, PIERRE 1998 *Introduction à la simulation des grandes échelles pour les écoulements de fluide incompressible*, , vol. 30. Springer Science & Business Media.
- SAKURAI, T. 1985 Magnetic stellar winds - A 2-D generalization of the Weber-Davis model. *A&A* **152**, 121–129.
- SANCHEZ, S., FOURNIER, A. & AUBERT, J. 2014 The Predictability of Advection-dominated Flux-transport Solar Dynamo Models. *ApJ* **781**, 8.
- SAVANI, N. P., VOURLIDAS, A., SZABO, A., MAYS, M. L., RICHARDSON, I. G., THOMPSON, B. J., PULKKINEN, A., EVANS, R. & NIEVES-CHINCHILLA, T. 2015 Predicting the magnetic vectors within coronal mass ejections arriving at Earth : 1. Initial architecture. *Space Weather* **13** (6), 374–385, arXiv : 1502.02067.
- SCHATTEN, K. H., WILCOX, J. M. & NESS, N. F. 1969 A model of interplanetary and coronal magnetic fields. *Sol. Phys.* **6**, 442–455.

- SCHMIDT, W. 2015 Large Eddy Simulations in Astrophysics. *Living Reviews in Computational Astrophysics* **1**, 2, arXiv : 1404.2483.
- SCHOU, J. & BOGART, R. S. 1998 Flows and Horizontal Displacements from Ring Diagrams. *ApJ* **504** (2), L131–L134.
- SCHRIJVER, C. J. 2005 The Magnetic Connection between the Sun and the Heliosphere (Tutorial Talk). In *Solar Wind 11/SOHO 16, Connecting Sun and Heliosphere* (ed. B. Fleck, T. H. Zurbuchen & H. Lacoste), *ESA Special Publication*, vol. 592, p. 213.
- SCHRIJVER, C. J. & DE ROSA, M. L. 2003 Photospheric and heliospheric magnetic fields. *Sol. Phys.* **212**, 165–200.
- SCHRIJVER, C. J., DOBBINS, R., MURTAGH, W. & PETRINEC, S. M. 2014 Assessing the impact of space weather on the electric power grid based on insurance claims for industrial electrical equipment. *Space Weather* **12** (7), 487–498, arXiv : 1406.7024.
- SEMEL, M. 1989 Zeeman-Doppler imaging of active stars. I - Basic principles. *A&A* **225**, 456–466.
- SHETYE, JUIE, TRIPATHI, DURGESH & DIKPATI, MAUSUMI 2015 Observations and Modeling of North-South Asymmetries Using a Flux Transport Dynamo. *ApJ* **799** (2), 220, arXiv : 1412.3245.
- SHIBATA, KAZUNARI & MAGARA, TETSUYA 2011 Solar Flares : Magnetohydrodynamic Processes. *Living Reviews in Solar Physics* **8** (1), 6.
- SHIOTA, D. & KATAOKA, R. 2016 Magnetohydrodynamic simulation of interplanetary propagation of multiple coronal mass ejections with internal magnetic flux rope (SUSANOO-CME). *Space Weather* **14** (2), 56–75.
- SHIOTA, D., KATAOKA, R., MIYOSHI, Y., HARA, T., TAO, C., MASUNAGA, K., FUTAANA, Y. & TERADA, N. 2014 Inner heliosphere MHD modeling system applicable to space weather forecasting for the other planets. *Space Weather* **12**, 187–204.
- SHIOTA, D., KUSANO, K., MIYOSHI, T. & SHIBATA, K. 2010 Magnetohydrodynamic Modeling for a Formation Process of Coronal Mass Ejections : Interaction Between an Ejecting Flux Rope and an Ambient Field. *ApJ* **718**, 1305–1314, arXiv : 1006.0307.
- SHUKUYA, D. & KUSANO, K. 2017 Simulation Study of Hemispheric Phase-Asymmetry in the Solar Cycle. *ApJ* **835**, 84, arXiv : 1612.03294.
- SIMPSON, JOHN A. 2000 The Cosmic Ray Nucleonic Component : The Invention and Scientific Uses of the Neutron Monitor - (Keynote Lecture). *Space Sci. Rev.* **93**, 11–32.
- SISCOE, GEORGE 2007 *Space weather forecasting historically viewed through the lens of meteorology*, p. 5.
- SKARTLIEN, R., STEIN, R. F. & NORDLUND, Å. 2000 Excitation of Chromospheric Wave Transients by Collapsing Granules. *ApJ* **541** (1), 468–488.
- SKUMANICH, A. 1972 Time Scales for CA II Emission Decay, Rotational Braking, and Lithium Depletion. *ApJ* **171**, 565.
- SNARE, ROBERT C. 1998 A History of Vector Magnetometry in Space. *Washington DC American Geophysical Union Geophysical Monograph Series* **103**, 101.
- SNYDER, CONWAY W., NEUGEBAUER, MARCIA & RAO, U. R. 1963 The Solar Wind Velocity and Its Correlation with Cosmic-Ray Variations and with Solar and Geomagnetic Activity. *J. Geophys. Res.* **68**, 6361.

- SOKÓŁ, J. M., SWACZYNA, P., BZOWSKI, M. & TOKUMARU, M. 2015 Reconstruction of Helio-Latitudinal Structure of the Solar Wind Proton Speed and Density. *Sol. Phys.* **290**, 2589–2615, arXiv : 1510.04092.
- SOKOLOFF, D. & NESME-RIBES, E. 1994 The Maunder minimum : A mixed-parity dynamo mode? *A&A* **288**, 293–298.
- SPALART, P. R., MOSER, R. D. & ROGERS, M. M. 1991 Spectral methods for the Navier-Stokes equations with one infinite and two periodic directions. *Journal of Computational Physics* **96**, 297–324.
- SPIEGEL, E. A. & ZAHN, J. P. 1992 The solar tachocline. *A&A* **265**, 106–114.
- SPOERER, G. 1889 Mémoires et observations. Sur les différences que présentent l'hémisphère nord et l'hémisphère sud du soleil. *Bulletin Astronomique, Serie I* **6**, 60–63.
- SPRUIT, H. C. 1981a *Magnetic flux tubes.*, , vol. 450, pp. 385–413.
- SPRUIT, H. C. 1981b Magnetohydrodynamics of sunspots. *Space Sci. Rev.* **28** (4), 435–448.
- SPRUIT, H. C. 2002 Dynamo action by differential rotation in a stably stratified stellar interior. *A&A* **381**, 923–932, arXiv : astro-ph/0108207.
- STEIN, ROBERT F. 2012 Solar Surface Magneto-Convection. *Living Reviews in Solar Physics* **9** (1), 4.
- STEIN, ROBERT F. & NORDLUND, ÅKE 2000 Realistic Solar Convection Simulations. *Sol. Phys.* **192**, 91–108.
- STEIN, R. F. & NORDLUND, Å. 2006 Solar Small-Scale Magnetoconvection. *ApJ* **642** (2), 1246–1255.
- STEINER, O. 2007 Recent progresses in the simulation of small-scale magnetic fields. In *Modern solar facilities - advanced solar science* (ed. Franz Kneer, Klaus G. Puschmann & Axel D. Wittmann), p. 321, arXiv : 0705.1848.
- STEINER, O., REZAEI, R., SCHAFFENBERGER, W. & WEDEMEYER-BÖHM, S. 2008 The Horizontal Internetwork Magnetic Field : Numerical Simulations in Comparison to Observations with Hinode. *ApJ* **680** (1), L85, arXiv : 0801.4915.
- STIX, MICHAEL 2002 *The sun : an introduction*. Springer.
- STRUGAREK, A., BEAUDOIN, P., CHARBONNEAU, P. & BRUN, A. S. 2018 On the Sensitivity of Magnetic Cycles in Global Simulations of Solar-like Stars. *ApJ* **863** (1), 35, arXiv : 1806.09484.
- STRUGAREK, A., BEAUDOIN, P., CHARBONNEAU, P., BRUN, A. S. & DO NASCIMENTO, J.-D. 2017 Reconciling solar and stellar magnetic cycles with nonlinear dynamo simulations. *Science* **357**, 185–187, arXiv : 1707.04335.
- STRUGAREK, A. & CHARBONNEAU, P. 2014 Predictive Capabilities of Avalanche Models for Solar Flares. *Sol. Phys.* **289** (11), 4137–4150, arXiv : 1406.6523.
- SUZUKI, T. K. 2006 Forecasting Solar Wind Speeds. *ApJ* **640**, L75–L78, arXiv : astro-ph/0602062.
- SUZUKI, T. K., IMADA, S., KATAOKA, R., KATO, Y., MATSUMOTO, T., MIYAHARA, H. & TSUNETI, S. 2013 Saturation of Stellar Winds from Young Suns. *PASJ* **65**, 98, arXiv : 1212.6713.
- SVALGAARD, L. & KAMIDE, Y. 2013 Asymmetric Solar Polar Field Reversals. *ApJ* **763**, 23, arXiv : 1207.2077.
- SWORDY, S. P. 2001 The Energy Spectra and Anisotropies of Cosmic Rays. *Space Sci. Rev.* **99**, 85–94.
- TAVAKOL, R., TWORKOWSKI, A. S., BRANDENBURG, A., MOSS, D. & TUOMINEN, I. 1995 Structural stability of axisymmetric dynamo models. *A&A* **296**, 269.

- TEEGARDEN, B. J., McDONALD, F. B., TRAINOR, J. H., WEBBER, W. R. & ROELOF, E. C. 1974 Interplanetary Mev electrons of Jovian origin. *J. Geophys. Res.* **79** (25), 3615.
- TEMMER, M., RYBÁK, J., BENDÍK, P., VERONIG, A., VOGLER, F., OTRUBA, W., PÖTZI, W. & HANSLMEIER, A. 2006 Hemispheric sunspot numbers $\{R_n\}$ and $\{R_s\}$ from 1945-2004 : catalogue and N-S asymmetry analysis for solar cycles 18-23. *A&A* **447**, 735–743.
- TEMMER, M., VERONIG, A. & HANSLMEIER, A. 2002 Hemispheric Sunspot Numbers R_n and R_s : Catalogue and N-S asymmetry analysis. *A&A* **390**, 707–715, arXiv : astro-ph/0208436.
- TERESHCHENKO, V. D., VASIL'EV, E. B., OGLOBLINA, O. F. & TERESHCHENKO, V. A. 2006 Behavior of the polar lower ionosphere during the solar flares in January 2005 according to the data of the partial reflections method. *Geomagnetism and Aeronomy* **46** (5), 661–666.
- THOMPSON, K. W. 1987 Time dependent boundary conditions for hyperbolic systems. *Journal of Computational Physics* **68**, 1–24.
- THOMPSON, M. J., CHRISTENSEN-DALSGAARD, J., MIESCH, M. S. & TOOMRE, J. 2003 The Internal Rotation of the Sun. *ARA&A* **41**, 599–643.
- THOMSON, NEIL R., RODGER, CRAIG J. & CLILVERD, MARK A. 2005 Large solar flares and their ionospheric D region enhancements. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* **110** (A6), A06306.
- TITOV, V. S., MIKIĆ, Z., LINKER, J. A., LIONELLO, R. & ANTIOCHOS, S. K. 2011 Magnetic Topology of Coronal Hole Linkages. *ApJ* **731** (2), 111, arXiv : 1011.0009.
- TOBIAS, STEVEN 2019 The Turbulent Dynamo. *arXiv e-prints* p. arXiv :1907.03685, arXiv : 1907.03685.
- TOBIAS, S. M. 1997 The solar cycle : parity interactions and amplitude modulation. *A&A* **322**, 1007–1017.
- TOKUMARU, M., FUJIKI, K. & IJU, T. 2015 North-south asymmetry in global distribution of the solar wind speed during 1985-2013. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* **120**, 3283–3296.
- TOKUMARU, M., KOJIMA, M. & FUJIKI, K. 2010 Solar cycle evolution of the solar wind speed distribution from 1985 to 2008. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* **115**, A04102.
- TÓTH, G., VAN DER HOLST, B., SOKOLOV, I. V., DE ZEEUW, D. L., GOMBOSI, T. I., FANG, F., MANCHESTER, W. B., MENG, X., NAJIB, D., POWELL, K. G., STOUT, Q. F., GLOCER, A., MA, Y.-J. & OPPER, M. 2012 Adaptive numerical algorithms in space weather modeling. *Journal of Computational Physics* **231**, 870–903.
- TOUSEY, R., BARTOE, J. D. F., BOHLIN, J. D., BRUECKNER, G. E., PURCELL, J. D., SCHERRER, V. E., SHEELEY, N. R., JR., SCHUMACHER, R. J. & VANHOOSIER, M. E. 1973 A Preliminary Study of the Extreme Ultraviolet Spectroheliograms from Skylab. *Sol. Phys.* **33** (2), 265–280.
- TRUMBORE, SUSAN E 2000 Radiocarbon geochronology. *Quaternary geochronology : Methods and applications* **4**, 41–60.
- TU, C. Y. & MARSCH, E. 1995 Magnetohydrodynamic Structures Waves and Turbulence in the Solar Wind - Observations and Theories. *Space Sci. Rev.* **73** (1-2), 1–210.
- TYLKA, A. J., ADAMS, J. H., BOBERG, P. R., BROWNSTEIN, B., DIETRICH, W. F., FLUECKIGER, E. O., PETERSEN, E. L., SHEA, M. A., SMART, D. F. & SMITH, E. C. 1997 CREME96 : a revision of the Cosmic Ray Effects on Micro-Electronics code. *IEEE Transactions on Nuclear Science* **44** (6), 2150–2160.

- ULRICH, ROGER K. 2010 Solar Meridional Circulation from Doppler Shifts of the Fe I Line at 5250 Å as Measured by the 150-foot Solar Tower Telescope at the Mt. Wilson Observatory. *ApJ* **725** (1), 658–669, arXiv : 1010.0487.
- UNNO, WASABURO, OSAKI, YOJI, ANDO, HIROYASU, SAIO, H. & SHIBAHASHI, H. 1989 *Nonradial oscillations of stars*. University of Tokyo Press.
- USMANOV, ARCADY V., GOLDSTEIN, MELVYN L., BESSER, BRUNO P. & FRITZER, JOHANNES M. 2000 A global MHD solar wind model with WKB Alfvén waves : Comparison with Ulysses data. *J. Geophys. Res.* **105** (A6), 12675–12696.
- USMANOV, A. V., GOLDSTEIN, M. L. & MATTHAEUS, W. H. 2014 Three-fluid, Three-dimensional Magnetohydrodynamic Solar Wind Model with Eddy Viscosity and Turbulent Resistivity. *ApJ* **788**, 43.
- USOSKIN, I. G. 2013 A History of Solar Activity over Millennia. *Living Reviews in Solar Physics* **10**, 1.
- USTYUGOVA, G. V., KOLDOBA, A. V., ROMANOVA, M. M., CHECHETKIN, V. M. & LOVELACE, R. V. E. 1999 Magnetocentrally Driven Winds : Comparison of MHD Simulations with Theory. *ApJ* **516** (1), 221–235, arXiv : astro-ph/9812284.
- VAN DOORSSELAERE, TOM, WARDLE, NICK, DEL ZANNA, GIULIO, JANSARI, KISHAN, VERWICHT, ERWIN & NAKARIAKOV, VALERY M. 2011 The First Measurement of the Adiabatic Index in the Solar Corona Using Time-dependent Spectroscopy of Hinode/EIS Observations. *ApJ* **727** (2), L32.
- VAN SADERS, JENNIFER L., CEILLIER, TUGDUAL, METCALFE, TRAVIS S., SILVA AGUIRRE, VICTOR, PINSONNEAULT, MARC H., GARCÍA, RAFAEL A., MATHUR, SAVITA & DAVIES, GUY R. 2016 Weakened magnetic braking as the origin of anomalously rapid rotation in old field stars. *Nature* **529** (7585), 181–184, arXiv : 1601.02631.
- VARELA, J., STRUGAREK, A. & BRUN, A. S. 2016 Characterizing the feedback of magnetic field on the differential rotation of solar-like stars. *Advances in Space Research* **58** (8), 1507–1521, arXiv : 1608.02920.
- VASIL, GEOFFREY M., LECOANET, DANIEL, BROWN, BENJAMIN P., WOOD, TOBY S. & ZWEIBEL, ELLEN G. 2013 Energy Conservation and Gravity Waves in Sound-proof Treatments of Stellar Interiors. II. Lagrangian Constrained Analysis. *ApJ* **773** (2), 169, arXiv : 1303.0005.
- VATS, H. O. & CHANDRA, S. 2011 North-south asymmetry in the solar coronal rotation. *MNRAS* **413**, L29–L32, arXiv : 1102.2313.
- VELLI, M. 1994 From supersonic winds to accretion : Comments on the stability of stellar winds and related flows. *ApJ* **432**, L55–L58.
- VELLI, MARCO 2010 Solar Wind Acceleration : Mechanisms and Scaling Laws. In *Twelfth International Solar Wind Conference* (ed. M. Maksimovic, K. Issautier, N. Meyer-Vernet, M. Moncuquet & F. Pantellini), *American Institute of Physics Conference Series*, vol. 1216, pp. 14–19.
- VERNAZZA, J. E., AVRETT, E. H. & LOESER, R. 1981 Structure of the solar chromosphere. III - Models of the EUV brightness components of the quiet-sun. *ApJS* **45**, 635–725.
- VIDOTTO, A. A., GREGORY, S. G., JARDINE, M., DONATI, J. F., PETIT, P., MORIN, J., FOLSOM, C. P., BOUVIER, J., CAMERON, A. C. & HUSSAIN, G. 2014a Stellar magnetism : empirical trends with age and rotation. *MNRAS* **441** (3), 2361–2374, arXiv : 1404.2733.
- VIDOTTO, A. A., JARDINE, M., MORIN, J., DONATI, J. F., OPPER, M. & GOMBOSI, T. I. 2014b M-dwarf stellar winds : the effects of realistic magnetic geometry on rotational evolution and planets. *MNRAS* **438** (2), 1162–1175, arXiv : 1311.5063.

- VÖGLER, A. & SCHÜSSLER, M. 2007 A solar surface dynamo. *A&A* **465**, L43–L46, arXiv : astro-ph/0702681.
- VÖGLER, A., SHELYAG, S., SCHÜSSLER, M., CATTANEO, F., EMONET, T. & LINDE, T. 2005 Simulations of magneto-convection in the solar photosphere. Equations, methods, and results of the MURaM code. *A&A* **429**, 335–351.
- VÖLK, HEINRICH J., MORFILL, GREGOR, ALPERS, WERNER & LEE, MARTIN A. 1974 Spatial Dependence of the Pitch-Angle and Associated Spatial Diffusion Coefficients for Cosmic Rays in Interplanetary Space. *Ap&SS* **26** (2), 403–430.
- VON REKOWSKI, B. & BRANDENBURG, A. 2006 Stellar dynamo driven wind braking versus disc coupling. *Astronomische Nachrichten* **327** (1), 53–71, arXiv : astro-ph/0504053.
- VON REKOWSKI, B. & PISKUNOV, N. 2006 Global 3-D solar-type star-disc dynamo systems : I. MHD modeling. *Astronomische Nachrichten* **327** (4), 340.
- VON STEIGER, R., ZURBUCHEN, T. H., GEISS, J., GLOECKLER, G., FISK, L. A. & SCHWADRON, N. A. 2001 The 3-D Heliosphere from the Ulysses and ACE Solar Wind Ion Composition Experiments. *Space Sci. Rev.* **97**, 123–127.
- WANG, J. 1994 Magnetic reconnection in the lower atmosphere. In *Solar Dynamic Phenomena and Solar Wind Consequences, the Third SOHO Workshop* (ed. J. J. Hunt), *ESA Special Publication*, vol. 373, p. 79.
- WANG, Y.-M. 1998 Cyclic Magnetic Variations of the Sun. In *Cool Stars, Stellar Systems, and the Sun* (ed. R. A. Donahue & J. A. Bookbinder), *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, vol. 154, p. 131.
- WANG, Y.-M., BIERSTEKER, J. B., SHEELEY, JR., N. R., KOUTCHMY, S., MOUETTE, J. & DRUCKMÜLLER, M. 2007 The Solar Eclipse of 2006 and the Origin of Raylike Features in the White-Light Corona. *ApJ* **660**, 882–892.
- WANG, Y.-M., NASH, A. G. & SHEELEY, JR., N. R. 1989 Magnetic flux transport on the sun. *Science* **245**, 712–718.
- WANG, Y.-M. & SHEELEY, JR., N. R. 1990 Magnetic flux transport and the sunspot-cycle evolution of coronal holes and their wind streams. *ApJ* **365**, 372–386.
- WANG, Y.-M. & SHEELEY, JR., N. R. 1991 Magnetic flux transport and the sun's dipole moment - New twists to the Babcock-Leighton model. *ApJ* **375**, 761–770.
- WARNECKE, J., KÄPYLÄ, P. J., KÄPYLÄ, M. J. & BRANDENBURG, A. 2016 Influence of a coronal envelope as a free boundary to global convective dynamo simulations. *A&A* **596**, A115, arXiv : 1503.05251.
- WARREN, HARRY P. & BROOKS, DAVID H. 2009 The Temperature and Density Structure of the Solar Corona. I. Observations of the Quiet Sun with the EUV Imaging Spectrometer on Hinode. *ApJ* **700** (1), 762–773, arXiv : 0901.1621.
- WASHIMI, H. & SHIBATA, S. 1993 Thermo-centrifugal wind from a rotating magnetic dipole. *MNRAS* **262**, 936–944.
- WEBER, E. J. & DAVIS, JR., L. 1967 The Angular Momentum of the Solar Wind. *ApJ* **148**, 217–227.
- WEDEMEYER-BÖHM, S. 2008 Point spread functions for the Solar optical telescope onboard Hinode. *A&A* **487** (1), 399–412, arXiv : 0804.4536.
- WEDEMEYER-BÖHM, S., LAGG, A. & NORDLUND, Å. 2009 Coupling from the Photosphere to the Chromosphere and the Corona. *Space Sci. Rev.* **144**, 317–350, arXiv : 0809.0987.

- WEDEMEYER-BÖHM, S., LUDWIG, H. G., STEFFEN, M., LEENAARTS, J. & FREYTAG, B. 2007 Inter-network regions of the Sun at millimetre wavelengths. *A&A* **471** (3), 977–991, arXiv : 0705.2304.
- WEISS, N. O. & TOBIAS, S. M. 2016 Supermodulation of the Sun's magnetic activity : the effects of symmetry changes. *MNRAS* **456**, 2654–2661.
- WING, S., JOHNSON, J. R., JEN, J., MENG, C. I., SIBECK, D. G., BECHTOLD, K., FREEMAN, J., COSTELLO, K., BALIKHIN, M. & TAKAHASHI, K. 2005 Kp forecast models. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* **110** (A4), A04203.
- WINTER, L. M. & BALASUBRAMANIAM, K. 2015 Using the maximum X-ray flux ratio and X-ray background to predict solar flare class. *Space Weather* **13** (5), 286–297, arXiv : 1504.00294.
- WINTOFT, P & LUNDSTEDT, H 1998 Space weather modelling with intelligent hybrid systems : Predicting the solar wind velocity. *Advances in Space Research* **22** (1), 59–62.
- WITHBROE, G. L. 1981 Activity and Outer Atmosphere of the Sun. In *Saas-Fee Advanced Course 11 : Activity and Outer Atmosphere of the Sun and Stars* (ed. F. Praderie, D. S. Spicer & G. L. Withbroe), p. 1.
- WRIGHT, NICHOLAS J., DRAKE, JEREMY J., MAMAJEK, ERIC E. & HENRY, GREGORY W. 2011 The Stellar-activity-Rotation Relationship and the Evolution of Stellar Dynamos. *ApJ* **743** (1), 48, arXiv : 1109.4634.
- YAMASHIKI, YOSUKE A., MAEHARA, HIROYUKI, AIRAPETIAN, VLADIMIR, NOTSU, YUTA, SATO, TATSUHIKO, NOTSU, SHOTA, KUROKI, RYUSUKE, MURASHIMA, KEIYA, SATO, HIROAKI & NAMEKATA, KOSUKE 2019 Impact of Stellar Superflares on Planetary Habitability. *arXiv e-prints* p. arXiv :1906.06797, arXiv : 1906.06797.
- YEATES, ANTHONY R., AMARI, TAHAR, CONTOPOULOS, IOANNIS, FENG, XUESHANG, MACKAY, DUNCAN H., MIKIĆ, ZORAN, WIEGELMANN, THOMAS, HUTTON, JOSEPH, LOWDER, CHRISTOPHER A., MORGAN, HUW, PETRIE, GORDON, RACHMELER, LAUREL A., UPTON, LISA A., CANOU, AURELIEN, CHOPIN, PIERRE, DOWNS, COOPER, DRUCKMÜLLER, MILOSLAV, LINKER, JON A., SEATON, DANIEL B. & TÖRÖK, TIBOR 2018 Global Non-Potential Magnetic Models of the Solar Corona During the March 2015 Eclipse. *Space Sci. Rev.* **214** (5), 99, arXiv : 1808.00785.
- YOSHIMURA, H. 1975 Solar-cycle dynamo wave propagation. *ApJ* **201**, 740–748.
- YU, L., DONATI, J. F., HÉBRARD, E. M., MOUTOU, C., MALO, L., GRANKIN, K., HUSSAIN, G., COLLIER CAMERON, A., VIDOTTO, A. A., BARUTEAU, C., ALENCAR, S. H. P., BOUVIER, J., PETIT, P., TAKAMI, M., HERCZEG, G., GREGORY, S. G., JARDINE, M., MORIN, J., MÉNARD, F. & MATYSSE COLLABORATION 2017 A hot Jupiter around the very active weak-line T Tauri star TAP 26. *MNRAS* **467** (2), 1342–1359, arXiv : 1701.01512.
- ZAHN, J.-P., BRUN, A. S. & MATHIS, S. 2007 On magnetic instabilities and dynamo action in stellar radiation zones. *A&A* **474**, 145–154, arXiv : 0707.3287.
- ZANK, G. P., MATTHAEUS, W. H., BIEBER, J. W. & MORAAL, H. 1998 The radial and latitudinal dependence of the cosmic ray diffusion tensor in the heliosphere. *J. Geophys. Res.* **103** (A2), 2085–2098.
- ZANNI, C. & FERREIRA, J. 2009 MHD simulations of accretion onto a dipolar magnetosphere. I. Accretion curtains and the disk-locking paradigm. *A&A* **508**, 1117–1133.
- ZAVVARI, AZAM, ISLAM, MOHAMMAD TARIQUL, ANWAR, RADIAL & ABIDIN, ZAMRI ZAINAL 2015 Solar flare m-class prediction using artificial intelligence techniques. *Journal of Theoretical & Applied Information Technology* **74** (1).
- ZEEMAN, P. 1897 On the Influence of Magnetism on the Nature of the Light Emitted by a Substance. *ApJ* **5**, 332.

- ZHANG, MING, JOKIPII, J. R. & MCKIBBEN, R. B. 2003 Perpendicular Transport of Solar Energetic Particles in Heliospheric Magnetic Fields. *ApJ* **595** (1), 493–499.
- ZHAO, J. 2013 Recent Results on Solar Interior Meridional Flow from SDO/HMI. In *Fifty Years of Seismology of the Sun and Stars* (ed. K. Jain, S. C. Tripathy, F. Hill, J. W. Leibacher & A. A. Pevtsov), *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, vol. 478, p. 243.
- ZHAO, XINHUA & DRYER, MURRAY 2014 Current status of CME/shock arrival time prediction. *Space Weather* **12** (7), 448–469.
- ZHAO, X. P., HOEKSEMA, J. T. & SCHERRER, P. H. 2005 Prediction and understanding of the north-south displacement of the heliospheric current sheet. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* **110** (A10), A10101.
- ZHENG, YIHUA, MACNEICE, PETER, ODSTRCIL, DUSAN, MAYS, M. L., RASTAETTER, LUTZ, PULKKINEN, ANTTI, TAKTAKISHVILI, ALEKSANDRE, HESSE, MICHAEL, MASHA KUZNETSOVA, M., LEE, HYESOOK & CHULAKI, ANNA 2013 Forecasting propagation and evolution of CMEs in an operational setting : What has been learned. *Space Weather* **11** (10), 557–574.
- ZOLOTOVA, N. V., PONYAVIN, D. I., ARLT, R. & TUOMINEN, I. 2010 Secular variation of hemispheric phase differences in the solar cycle. *Astronomische Nachrichten* **331**, 765, arXiv : 1009.5889.
- ZURBUCHEN, T. H. 2007 A New View of the Coupling of the Sun and the Heliosphere. *ARA&A* **45**, 297–338.
- ZURBUCHEN, T. H., FISK, L. A., GLOECKLER, G. & VON STEIGER, R. 2002 The solar wind composition throughout the solar cycle : A continuum of dynamic states. *Geophys. Res. Lett.* **29** (9), 1352.
- ZURBUCHEN, T. H., HEFTI, S., FISK, L. A., GLOECKLER, G. & VON STEIGER, R. 1999 The Transition Between Fast and Slow Solar Wind from Composition Data. *Space Sci. Rev.* **87**, 353–356.