

Intermittence du cycle solaire

Élise Beaudin

1 Mai 2016

“Das wahre Zeichen von
Intelligenz ist nicht das Wissen,
sondern die Vorstellungskraft.”

Albert Einstein

1 Introduction

Le Soleil est caractérisé par un cycle de 11 ans selon lequel des régions plus sombres et de forte magnétisation émergent et que l'on nomme les taches solaires. Ce cycle a été observé depuis des millénaires, et contient quelques périodes creuses d'activité magnétique dans lesquelles le nombre de taches solaires s'est vu grandement diminué. Le Minimum de Maunder en est un exemple, durant lequel très peu de taches solaires ont été observées de 1645 à 1715. Par le mécanisme de Babcock-Leighton couplé à un modèle d'écoulement de surface, le modèle numérique utilisé dans le cadre de ce projet tente de reproduire avec la plus grande exactitude ce cycle d'émergence de taches solaires. Toutefois, il peine à recréer des situations de minimum d'activité magnétique, puisque la dynamo s'éteint simplement, et ne repart plus.

L'objectif du projet était d'implémenter un terme source dans les équations de la magnétohydrodynamique, l'effet- α , qui réactive la dynamo lorsque celle-ci tombe dans un régime linéaire, ou bien lorsqu'elle tend à s'éteindre complètement. Ce terme dépend du champ magnétique toroïdal, et comprend deux paramètres : α_0 et B_0 , dont il faut trouver les valeurs optimales qui permettront à la dynamo de repartir. D'après les résultats obtenues de la simulation et d'après une analyse dimensionnelle, il semblerait que le champ magnétique seuil, B_0 , devrait se situer dans l'intervalle $[100,300]$. Le paramètre α_0 contrôlerait l'amplitude de l'effet- α , donc le nombre maximal d'émergences magnétiques par cycle. Son intervalle de confiance était plus difficile à déterminer, mais il semblerait que l'intervalle $[100,300]$ soit aussi approprié. L'effet d'un minimum tel que le Minimum de Maunder n'a pas été observé, mais les résultats présentés dans ce rapport montrent quelques tendances observées, des cas de régime linéaire, de dynamo qui s'éteint, et les valeurs numériques des paramètres correspondantes.

Ce rapport a pour but de diriger la personne qui continuera ce projet dans la recherche de l'intervalle de confiance optimal des paramètres de l'effet- α . Il comprend une explication de la provenance des taches solaires, une dérivation des équations de la magnétohydrodynamique que comprend le modèle numérique pour la simulation de la dynamo solaire, et quelques résultats. Finalement, des suggestions pour améliorer la recherche des paramètres sont données en conclusion.

2 Un peu de théorie... la Magnétohydrodynamique

2.1 Les taches solaires, un historique

On attribue la première observation plausible des taches solaires à la civilisation chinoise vers 800 avant Jésus-Christ, où il a été décrit dans un livre qu'un noircissement aurait été aperçu sur le Soleil. Des astronomes chinois ont par la suite noté leurs observations de taches solaires, de façon sporadique, mais sur une période couvrant près de 2000 ans. Ces taches, d'abord perçues comme des messages célestes, ont ensuite été confondues avec les transits de Mercure et Vénus. C'est enfin à l'ère des premiers télescopes, au 17e siècle, que l'on observa directement pour la première fois ces régions

sombres sur le Soleil. Les interprétations furent alors plus justes, on pût faire correspondre l'apparition inégale de ces tache à certaines propriétés du Soleil. C'est Galilée qui prouva que ces taches étaient bel et bien situées à la surface du Soleil et donc émergeaient de l'astre lui-même. C'est en 1611 que l'astronome allemand Fabricius comprit que le déplacement quotidien des taches solaires était dû à la rotation du Soleil^[1].

On observa beaucoup moins de taches solaires entre 1645 et 1715, et non parce que les observateurs étaient moins assidus, mais on comprend maintenant que cette période est associée à une baisse de l'activité magnétique solaire, que l'on nomme le Minimum de Maunder^[3]. Cette période est aussi associée à une diminution des aurores polaires, phénomène fortement relié à l'activité magnétique solaire. Un autre minimum a été observé, de 1800 à 1835, portant le nom de Minimum de Dalton. D'autres minima ont été découverts rétrospectivement par des analyses paléoclimatologiques sur la quantité de Carbone 14 retrouvées dans les carottes de glace ou les troncs d'arbres, soient le minimum de Spörer (1420-1530), le minimum de Wolf (1280-1340) et le minimum de Oort (1010-1050)^[6].

Outre ces périodes creuses, l'astronome allemand Heinrich Schwabe a constaté vers 1840 que l'apparition de ces taches se faisait de façon assez périodique, suivant un cycle de 11 ans. Le maxima du cycle correspond à un maximum du nombre de taches, et le cycle peut varier entre 8 à 15 ans. L'amplitude n'est pas fixe, elle peut varier du triple d'un cycle à l'autre. On peut voir à la figure 1 le cycle solaire de 11 ans avec les minima de Maunder et de Dalton.

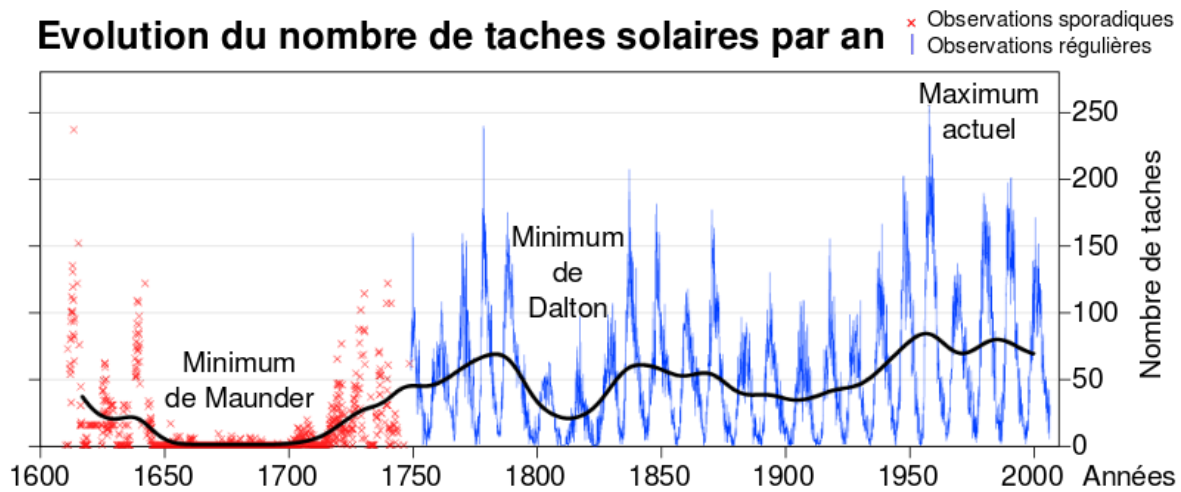


FIGURE 1 – Variation du nombre de taches solaires par année, avec une périodicité d'environ 11 ans. C'est ce qu'on appelle le cycle solaire. Quelques périodes ont été caractérisées par des minima d'activité magnétique solaire comme le Minimum de Maunder et le Minimum de Dalton^[5].

Un problème quant à l'observation de ces taches est la correspondance entre toutes les observations, dû au matériel utilisé ou à l'observateur même. Au 19e siècle, lorsque Rudof Wolf voulu regrouper toutes les observations et en soutirer des statistiques, il dut définir un Nombre relatif de taches (r), que l'on nomme le nombre de Wolf (ou Nombre de Zürich)^[7] :

$$r = k(f + 10g), \tag{1}$$

où g est le nombre de groupes de taches, f est le nombre de taches individuelles, et k est un facteur de correction variant d'un observateur à l'autre ($k = 1$ pour les observations de Wolf). Le cycle 1 correspond aux années 1755-1766, et 2016 se trouve dans la phase descendante du cycle 24.

2.2 La nature physique des taches solaires

L'analyse spectrale du Soleil nous a révélé pourquoi y avait-il des taches solaires. En effet, le spectre électromagnétique du Soleil présente certaines raies spectrales séparées en trois. On nomme ce phénomène l'Effet Zeeman. La distance de séparation est proportionnelle à la force du champ magnétique. Cet effet apparaît lorsqu'une source de lumière est soumise à un champ magnétique d'une certaine polarisation. C'est par cette découverte que l'on comprit que les taches solaires sont

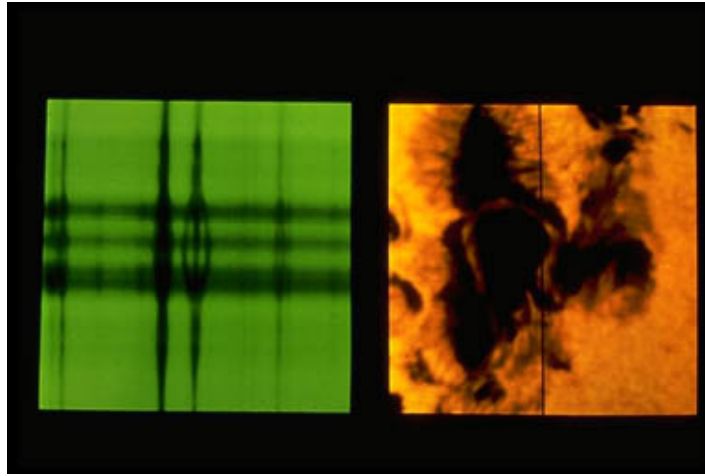


FIGURE 2 – Effet Zeeman observé lors de l’analyse spectrale d’une tache solaire^[8].

signe d’activité magnétique intense. On peut, par l’étude de ces raies, déterminer la force du champ magnétique ainsi que sa polarisation^[8]. La figure 2 montre l’apparition de l’Effet Zeeman produit par la présence d’une tache solaire, zone hautement magnétisée.

Les propriétés de la polarisation des taches sont connues sous les *Lois de Hale-Nicholson*^[7] :

1. Les taches solaires d’un hémisphère ont la même polarité.
2. La polarité des taches est inversées dans les deux hémisphères.
3. La polarité est inversée à chaque cycle.

Pour comprendre d’où proviennent ces émergences hautement magnétisées, soient les taches solaires, il faut comprendre l’évolution du champ magnétique solaire sur un cycle. Le champ magnétique du Soleil a deux composantes^[8] : poloïdal et toroïdal. Au début d’un cycle solaire, les lignes du champ magnétique sont principalement poloïdales, c’est-à-dire qu’elles vont du pôle Sud au pôle Nord. Le plasma, principal constituant du Soleil et hautement conducteur, tourne avec la rotation axiale du Soleil et transporte le champ magnétique avec lui le long de l’équateur. La rotation est plus rapide près de l’équateur et plus lente près des pôles, ce qui a pour conséquence d’enrouler les lignes de champ après plusieurs rotations (voir figure 3), créant ainsi le champ toroïdal. Alors que les lignes s’enroulent, des boucles magnétiques (boucles- Ω) se forment de part et d’autre de l’équateur, de façon symétrique. Lorsqu’elles transpercent la photosphère, elles font apparaître des zones magnétiques nettement plus intenses, et avec une température plus basse. C’est ce qu’on appelle les taches solaires. Les taches sont donc signe de régions magnétiques actives, où la température est plus basse que celle environnante, soit 4000K au lieu de 6000K dans la photosphère. Les taches apparaissent plus souvent dans des latitudes en deçà de 40° . Le motif global créé par ces taches solaires est appelé *Diagramme papillon* à cause de son allure, telle qu’on peut le voir à la figure 4. À mesure que l’on avance dans un cycle, les taches émergent de plus en plus en basse latitude.

2.3 Dynamo du Soleil

Le Soleil est une étoile assez ordinaire, âgée de 4.5 milliards d’années et constituée majoritairement d’hydrogène (90%) et d’hélium (10%). En son coeur, la température s’élève jusqu’à $15 \times 10^6\text{K}$, ce qui permet la production de noyaux plus lourds via la fusion nucléaire. Autour de son noyau se trouve la zone convective qui tourne avec une période de 26 jours près de l’équateur, et de 37 jours près des pôles. La partie visible du Soleil est la photosphère, couverte d’un motif granulaire (ou cellules convectives). C’est aussi là qu’apparaissent les taches solaires. Le processus par lequel le champ magnétique solaire est généré se nomme la dynamo solaire^[2].

Les simulations qui tentent de reproduire le cycle solaire avec le plus d’exactitude possible ont recours aux équations de la magnétohydrodynamique pour exprimer la variation du champ magnétique dans le temps et l’espace. Le point de départ pour une description de la dynamo du Soleil est l’induction magnétique, soit le fait qu’un champ magnétique \mathbf{B} variant dans le temps induit un champ électrique

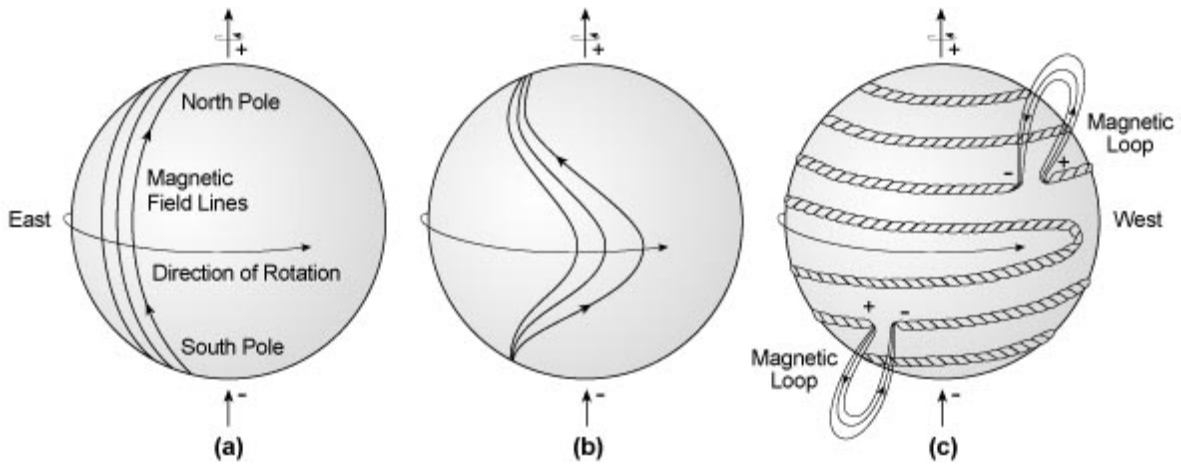


FIGURE 3 – Évolution du champ magnétique solaire par la transition entre un champ magnétique poloidal à toroïdal, et création des boucles Ω ^[8].

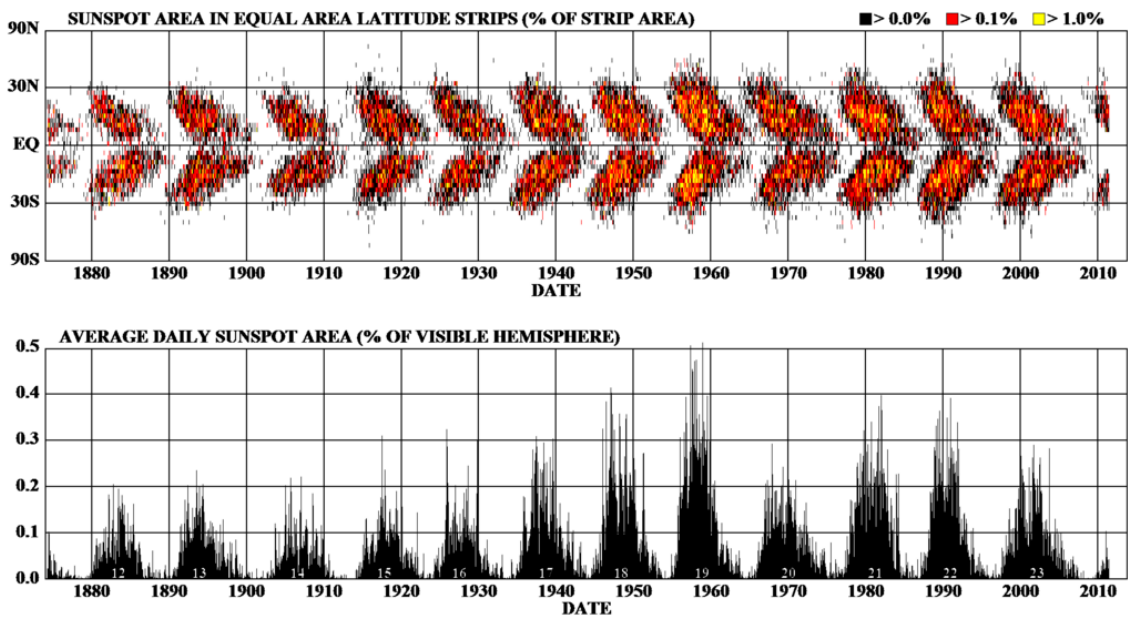


FIGURE 4 – Diagramme papillon du Soleil. Les taches solaires émergent en plus basse latitude à mesure que l'on avance dans un cycle.^[4].

\mathbf{E} , décrite par l'équation de Faraday :

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -\nabla \times \mathbf{E}, \quad (2)$$

La densité de courant \mathbf{J} est exprimée par la loi d'Ohm :

$$\mathbf{J} = \sigma(\mathbf{E} + \mathbf{u} \times \mathbf{B}), \quad (3)$$

où σ est la conductivité électrique du plasma, et \mathbf{u} la fonction de l'écoulement. On isole \mathbf{E} de l'équation 3 puis on le remplace dans l'équation 2, on obtient :

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -\nabla \times (\mathbf{u} \times \mathbf{B} - \mathbf{J}/\sigma). \quad (4)$$

On utilise la loi d'Ampère $\mathbf{J} = \nabla \times \mathbf{B}/\mu_0$, où μ_0 est la perméabilité du vide, pour finalement obtenir l'équation d'induction en magnétohydrodynamique :

$$\boxed{\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -\nabla \times (\mathbf{u} \times \mathbf{B} - \eta \nabla \times \mathbf{B})} \quad (5)$$

où $\eta = 1/(\sigma\mu_0)$ est la diffusivité magnétique. Pour une théorie de la magnétohydrodynamique plus complète, on ajoute l'équation de la quantité de mouvement :

$$\rho \frac{d\mathbf{u}}{dt} = -\nabla p + \mathbf{J} \times \mathbf{B} + \mathbf{F}, \quad (6)$$

où ρ est la densité du fluide, p la pression, et \mathbf{F} les forces additionnelles au problème, comme la gravité, la force visqueuse, la force centrifuge et la force Coriolis. De plus, on suppose généralement que le fluide est incompressible, c'est-à-dire que sa densité ne change pas ni dans le temps ni dans l'espace. Ceci se réduit à l'expression suivante :

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0. \quad (7)$$

À petite échelle spatiale (λ), l'écoulement \mathbf{u} induirait très probablement un champ magnétique de nature turbulente, c'est-à-dire qu'il aurait une apparence très désordonnée. Par contre, sous certaines conditions, ce champ magnétique peut être structuré aux grandes échelles spatiales (L). On utilise la théorie des champs moyens (*Mean Field Theory*) pour approcher le problème aux grandes échelles. À ces échelles, le champ magnétique est dominé par la diffusion par turbulence magnétique ainsi que par un terme à contribution non *diffusive* qui l'on nomme l'effet- α . Pour développer la théorie des champs moyens, il faut exprimer chaque variable en une partie moyenne et une partie de perturbation qui fluctue^[7]. La partie fluctuante varie sur une échelle spatiale λ beaucoup plus petite que l'échelle du système considéré L : $\lambda \ll L$. Pour l'écoulement et le champ magnétique, on aurait donc :

$$\mathbf{u} = \langle \mathbf{u} \rangle + \mathbf{u}' \text{ et } \mathbf{B} = \langle \mathbf{B} \rangle + \mathbf{b}' \quad (8)$$

L'opérateur moyenne $\langle \mathbf{A} \rangle$ peut être une moyenne sur l'espace, le temps ou d'ensemble. Pour la suite, on considère une moyenne spatiale sur une échelle spatiale intermédiaire, telle que :

$$\langle \mathbf{A} \rangle = \frac{1}{l^3} \int_V \mathbf{A} \, d^3\mathbf{r} \quad (9)$$

On définit donc la séparation d'échelle suivante, entre le régime microscopique et macroscopique :

$$\lambda \ll l \ll L \quad (10)$$

Sur l'échelle l , on considère que $\langle \mathbf{u}' \rangle = \langle \mathbf{b}' \rangle = 0$, puisque les contributions perturbatrices dans toutes les directions s'annulent entre elles. En substituant ces variables dans l'équation d'induction (éq. 5), et en appliquant l'opérateur moyenne, on obtient l'équation suivante :

$$\boxed{\frac{\partial \langle \mathbf{B} \rangle}{\partial t} = \nabla \times (\langle \mathbf{u} \rangle \times \langle \mathbf{B} \rangle + \mathcal{E} - \eta \nabla \times \langle \mathbf{B} \rangle)} \quad (11)$$

où $\mathcal{E} = \langle \mathbf{u}' \times \mathbf{B}' \rangle$, qui n'est pas nécessairement nul même si la moyenne individuelle de ces termes est nulle. C'est la *force électromotrice moyenne*. Si l'on insère l'approximation perturbatrice (éq. 8) dans

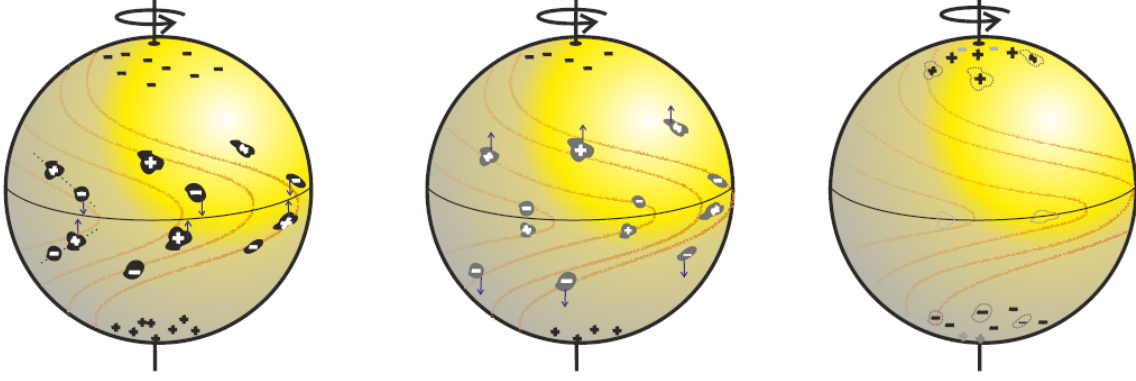


FIGURE 5 – Schéma du mécanisme de Babcock-Leighton. Les émergences hautement magnétisée (taches solaires) perdent leur contact avec la zone convective et se laissent porter par les écouleur photosphériques vers les pôles.^[10]

l'équation d'induction et qu'on lui soustrait l'équation (11), on obtient une équation d'évolution pour la composante fluctuante du champ magnétique^[7] :

$$\frac{\partial \mathbf{b}'}{\partial t} = \nabla \times (\langle \mathbf{u} \rangle \times \mathbf{b}' + \mathbf{u}' \times \langle \mathbf{B} \rangle + \mathbf{u}' \times \mathbf{b}' - \mathcal{E} - \eta \nabla \times \langle \mathbf{B} \rangle) \quad (12)$$

L'équation (12) est linéaire en \mathbf{b}' , donc on suppose qu'il doit exister une relation linéaire entre \mathbf{B} et \mathbf{b}' , et conséquemment entre \mathbf{B} et $\nabla \times (\mathbf{u}' \times \langle \mathbf{B} \rangle)$. La force électromotrice moyenne prendrait donc la forme suivante^[2] :

$$\mathcal{E} = \alpha \langle \mathbf{B} \rangle - \eta_t \mu_0 \langle \mathbf{J} \rangle, \quad (13)$$

où η_t correspond à un terme de diffusivité magnétique microscopique. On parle souvent de diffusivité magnétique totale : $\eta_T = \eta_t + \eta$. La transformation du champ magnétique poloïdal en champ magnétique toroïdal, et vice-versa, dû à la rotation du matériel conducteur et turbulent du Soleil, est reflétée par la présence du terme α dans la force électromotrice^[9].

On introduit une dépendance complètement *ad hoc* en B , soit le champ toroïdal moyen, dans le terme source α afin que l'effet- α ne soit plus effectif lorsque le champ magnétique devient suffisamment intense. En d'autres mots, on veut que l'effet- α soit actif lorsque le champ magnétique solaire baisse en-dessous d'une valeur limite B_0 . On écrit donc le terme α ainsi :

$$\alpha(B) = \frac{\alpha_0}{1 + (B/B_0)^2}. \quad (14)$$

Mathématiquement, $\alpha \rightarrow 0$ lorsque $B \gg B_0$. Ce terme *source* prend donc effet lorsque B est comparable à la valeur critique B_0 .

2.4 Le mécanisme de Babcock-Leighton

Les modèles numérique de simulation de la dynamo du Soleil ont commencé à être développés dans les années 60. Un d'eux, le mécanisme de Babcock-Leighton, décrit le champ magnétique solaire et l'apparition des taches solaires^[11]. Partant du cycle oscillatoire magnétique solaire de 11 ans (22 ans au total), il décrit l'échange d'énergie entre le champ toroïdal et le champ poloïdal. Ce dernier champ est aussi décrit comme un moment dipolaire de la photosphère. Pour les fins de ce modèle, on considère un champ toroïdal dans lequel des taches solaires ont fait leur apparition via le processus de boucles- Ω . Peu à peu, les taches solaires commencent à réduire d'amplitude, et perdent leur connexion avec la zone convective. Elles se dirigent donc lentement vers les pôles, portées par les écoulements photosphériques. Ce processus est illustré à la figure 5.

On suppose donc que le champ magnétique photosphérique est principalement radial, en direction de $\hat{\mathbf{e}}_r$:

$$\mathbf{B} = B_r(\theta, \phi, t) \hat{\mathbf{e}}_r \quad (15)$$

L'écoulement considéré a deux composantes, soit un écoulement méridien dirigé vers les pôles, et une rotation azimutale, mais sa grandeur ne dépend que de la latitude (θ) :

$$\mathbf{u}(\theta) = u_\theta(\theta)\hat{\mathbf{e}}_\theta + \Omega_S(\theta)R \sin(\theta)\hat{\mathbf{e}}_\phi, \quad (16)$$

où Ω_S est le profil de rotation du Soleil. On se rappelle que l'écoulement à l'équateur se déplace plus rapidement que celui des pôles, d'où la dépendance en latitude. Le fait de ne pas considérer un écoulement radial a pour conséquence que $\nabla \cdot \mathbf{u} \neq 0$, donc l'écoulement ne peut pas être considéré incompressible, la masse s'accumule aux pôles. Cet effet est contrebalancé par un terme source dans l'équation d'évolution temporelle du champ magnétique, où un terme de subduction simule la circulation du fluide dans une zone convective (style cellule de Hadley). Cependant, dans le modèle de surface, la masse n'est effectivement pas conservée.

L'évolution temporelle et spatiale du champ magnétique sera décrite par l'équation d'induction comprenant la force électromotrice et le terme source de l'effet- α , en incluant l'expression pour un écoulement sans composante radiale.

3 Résumé de l'article *A coupled 2X2D Babcock-Leighton Solar Dynamo Model* par Alexandre Lemerle et Paul Charbonneau

La volonté de prédire justement l'activité solaire ainsi que son cycle reste toujours la source principale de motivation pour le développement de modèles numériques pour la simulation de la dynamo du Soleil. Dans cet article, on propose un modèle hybride partant du mécanisme de Babcock-Leighton, en couplant le transport de surface du flux magnétique à un modèle de dynamo cinématique axisymétrique de transport de flux défini dans un plan méridien. En d'autres mots, l'auteur propose d'augmenter le nombre d'émergences de taches solaires via un algorithme probabiliste basé sur la grandeur et la distribution spatiale du champ magnétique dans la zone convective.

On suppose ici un champ magnétique qui dépend de la latitude (θ), de la distance par rapport au centre (r), et du temps. De plus, à bonne approximation, sur les grandes échelles, le champ magnétique est purement axisymétrique, donc orienté en ϕ . On exprime le champ magnétique à l'aide d'un vecteur potentiel \mathbf{A} , tel que $\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}$. Les équations à résoudre dans le modèle en viennent donc aux formes suivantes :

$$\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} = \eta \left(\nabla^2 - \frac{1}{\varpi^2} \right) \mathbf{A} \quad (17)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \eta \left(\nabla^2 - \frac{1}{\varpi^2} \right) \mathbf{B} + \varpi(\nabla \times \mathbf{A}) \cdot \nabla \Omega \quad (18)$$

où $\varpi = r \sin \theta$ et $\nabla \Omega$ est l'écoulement méridien du plasma solaire. Le premier terme de droite des deux équations représente la dissipation du champ magnétique. Lorsque \mathbf{A} est complètement dissipé, le terme source $(\nabla \times \mathbf{A}) \cdot \nabla \Omega$ tombe à zéro et il s'en suit que \mathbf{B} se dissipe à son tour (voir équations 7a et 7b de l'article).

Ce modèle comporte en tout 27 paramètres pour lesquels un intervalle de confiance a été assigné, afin que les résultats de la simulation soient le plus représentatifs possible d'une étoile de type solaire. Les résultats ont démontré, entre autres, que ce modèle reproduit assez bien les corrélations entre la grandeur du champ dipolaire et l'amplitude du maximum du cycle solaire subséquent. Ceci indiquerait que, comme dans le Soleil, le champ dipolaire nous donnerait de l'information sur l'amplitude du cycle qui suit.

4 Problématique

Un des problèmes majeurs rencontrés avec le modèle utilisé dans l'article est lorsque la dynamo tombe dans un régime stationnaire. Un tel régime est caractérisé par une constance du champ magnétique sur plusieurs cycles, ce qui mène soit à un régime linéaire parfait, ou bien à une dissipation totale et finalement la dynamo s'arrête complètement. Historiquement, il a été démontré que le nombre de taches solaires a effectivement diminué considérablement sur de longues périodes (e.g. le Minimum de Maunder). Cependant, les taches ont progressivement réapparues par la suite, de même que le cycle

solaire de 11 ans. Les résultats de simulation démontrent toutefois que pour un tel modèle, la dynamo tend à mourir et ne repart plus.

L'idée est donc d'implémenter un terme source dans les équations de la magnétohydrodynamique, soit l'effet- α , afin de repartir un cycle qui tend à s'atténuer complètement, ou bien qui tend vers un régime stationnaire. L'objectif du projet est donc de trouver les valeurs optimales des paramètres α_0 et B_0 de l'équation 14 qui permettraient à la dynamo simulée de reproduire les périodes de faible activité magnétique caractérisées par un minimum d'émergence de taches solaires pendant plusieurs cycles.

5 Projet

Le projet consiste à trouver les paramètres optimaux du terme source α qui feront repartir la dynamo si elle se trouve dans un état stationnaire ou si elle tend à s'éteindre. Le paramètre α a été implanté dans le code d'Alexandre Lemerle, issu de l'article décrit à la section 3. Plusieurs combinaisons de α_0 et de B_0 ont été sondées afin de découvrir quel espace des paramètres faudrait-il explorer davantage. Aucune valeur numérique spécifique n'était préférable en ce qui concernait le α_0 . Cependant, il a été trouvé par analyse dimensionnelle que le B_0 devait probablement se situer autour d'une ou deux centaines. Malgré tout, des simulations avec $B_0 = 10000$ ont été testées. Plusieurs tendances sont ressorties de cette exploration numérique, qui seront explicitées ici.

5.1 Cycle de référence

Les simulations ont été faites pour la grande majorité sur la base du *seed 104* et du cycle de référence, le cycle 21. Ce *seed* a été préconisé pour l'exploration de l'espace des paramètres puisqu'il s'arrêtait après seulement 11 cycles. Les résultats de la simulation pour le cycle de référence est présenté à la figure 6, où l'on peut voir le diagramme papillon du champ magnétique (haut), le diagramme d'émergence des taches solaires (centre), et le nombre de taches solaires (bas), le tout en fonction du temps.

L'objectif par la suite a été de trouver une combinaison de paramètres pour laquelle ce cycle pouvait repartir après s'être éteint complètement ou partiellement.

5.2 Forte dynamo induite

La figure 7 montre un cas avec $(\alpha_0, B_0) = (50, 1000)$ où le terme source embarque fortement et vient pratiquement dominer la dynamo.

Ce résultat est probablement dû au fait que le terme source aurait induit une dynamo parallèle complètement en phase avec la dynamo de base, amplifiant énormément les valeurs du champ magnétique. Le nombre d'émergences est constamment très élevé et on ne décèle pas vraiment de cycle dans la dynamo. La valeur de B_0 est probablement trop élevée car le terme source prend effet beaucoup trop rapidement et ne donne pas le temps à la dynamo de relaxer.

5.3 Dynamo éteinte

La figure 8 présente le cas contraire, pour $(\alpha_0, B_0) = (1, 50)$, où le terme α a à l'inverse complètement tué la dynamo.

Ce résultat pourrait s'expliquer par un déphasage total avec la dynamo principale, ou bien une valeur de B_0 trop faible. L'effet de déphasage est malheureusement difficilement prévisible ou même contrôlable. Pour les fins de ce projet, c'est donc l'effet de la valeur de B_0 qui a été sondé plus amplement. Quelques exemples seront présentés plus loin dans cette section.

5.4 Dynamo en régime linéaire

La figure 9 montre un autre cas où, avec $(\alpha_0, B_0) = (50, 100)$, la dynamo est aussi défavorisée par la présence de l'effet- α , mais tombe cette-fois dans un régime linéaire et de faible amplitude plutôt que de s'éteindre.

Le champ magnétique solaire tombe dans un régime linéaire (figure du haut), tandis qu'après seulement 2 cycles il n'y a plus d'émergence de taches solaires (figures du bas). Cette situation pourrait

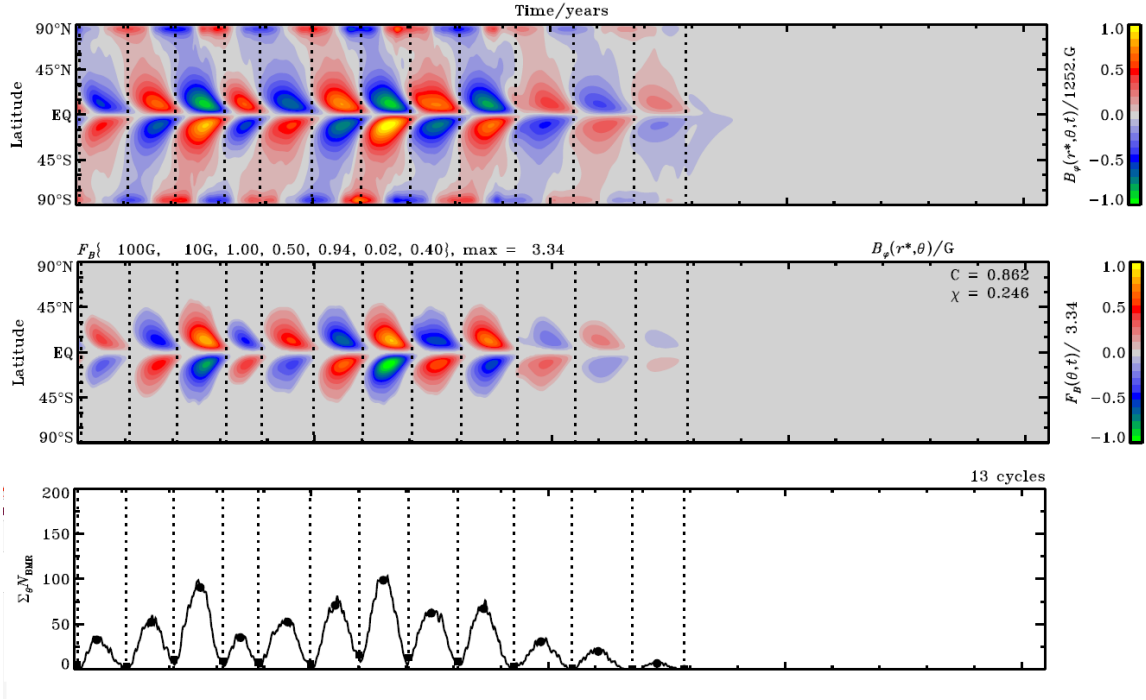


FIGURE 6 – Cycle de référence utilisant le *seed 104* et s'arrêtant après 11 cycles. La figure du haut est le fameux diagramme papillon ("*Butterfly diagram*") représentant la grandeur et la distribution du champ magnétique solaire à la surface. La figure du centre montre la distribution et l'intensité du nombre d'émergences de taches solaires, et la figure du bas représente le nombre total de taches solaires (N_{BMR}).

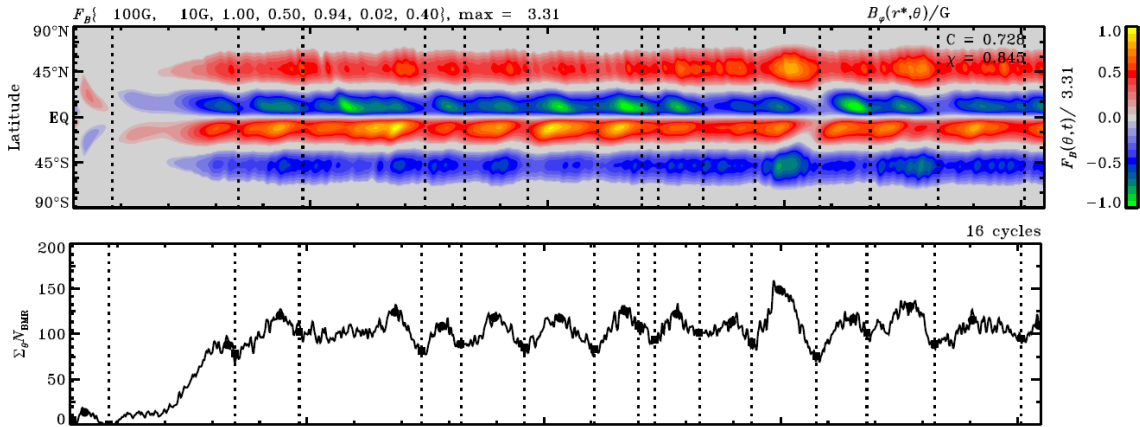


FIGURE 7 – Distribution des taches solaires (haut) et nombre d'émergences (bas) pour $(\alpha_0, B_0) = (50, 1000)$. Le terme source embarque très fortement et induit une dynamo intense. Le nombre de taches solaires est constamment très élevé.

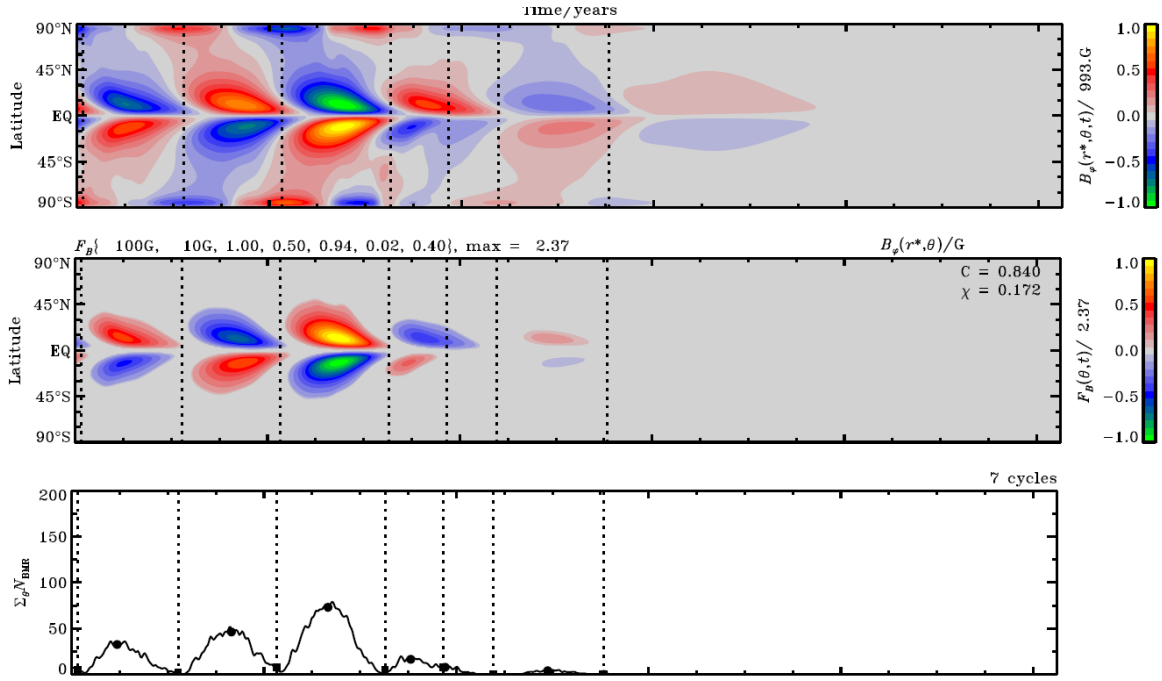


FIGURE 8 – Avec $(\alpha_0, B_0) = (1, 50)$, la dynamo s'arrête complètement avec seulement 4 cycles, soit avant même que la dynamo de base s'arrête (11 cycles).

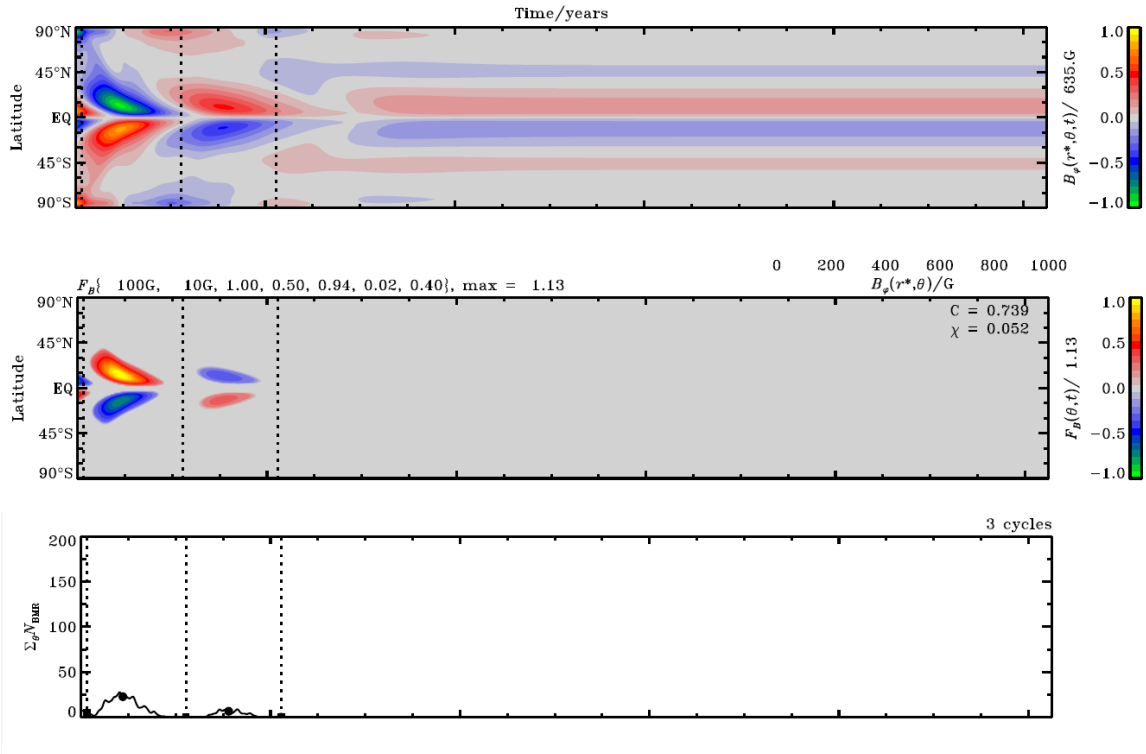


FIGURE 9 – Cas où la dynamo tombe dans une régime linéaire, avec $(\alpha_0, B_0) = (50, 100)$. Globalement, le champ magnétique solaire est linéaire, mais les émergences cessent après seulement deux cycles, et sont de très peu nombreuses.

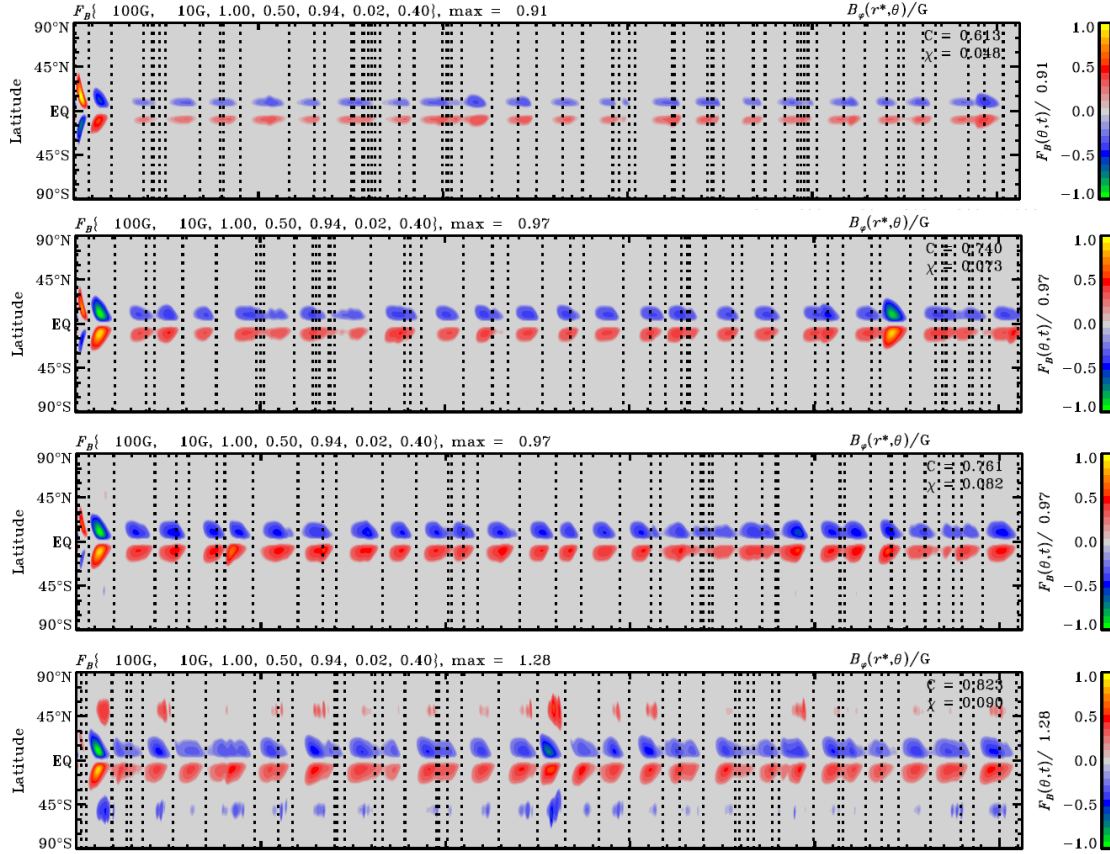


FIGURE 10 – Quatre simulations pour lesquelles la valeur de B_0 est constante à 100, et α_0 vaut (de haut en bas) 100, 150, 200 et 300. On observe une plus grande émergence de taches solaires pour une plus grande valeur de α_0 .

s'expliquer par un B_0 trop faible, donc l'effet- α ne donne pas assez de jus à la dynamo pour repartir avec une périodicité.

5.5 Variation d'un paramètre en conservant l'autre constant

Des tendances de proportionnalité ont aussi été observées, dans le sens où la dynamo réagissait proportionnellement au changement d'un des deux paramètres. La figure 10 montre un cas où c'est α_0 qui a été augmenté de 100 à 300 en conservant B_0 constant à 100.

On remarque que pour un B_0 constant, le fait d'augmenter la valeur de α_0 fait augmenter le nombre d'émergences graduellement. Bien que la dynamo soit de nature fortement non-linéaire et probabiliste, on peut en faire ressortir quelques tendances, dont celle-ci. Toutefois, ce comportement ne doit pas être généralisé. Il peut arriver que la nature probabiliste du modèle crée des situations non-linéaires, ou bien linéaire mais décroissante. Toutefois, c'est généralement la situation de la figure 10 qui a été observée. La prochaine étape consisterait donc à conserver α_0 constant et d'augmenter le champ magnétique seuil B_0 . La figure 11 montre le profil d'émergence de taches solaires pour des simulations avec $\alpha_0 = 150$ et $B_0 = 20, 50, 75$ et 100.

On observe ici une augmentation des émergences pour des plus grandes valeurs de champ magnétique seuil. Une autre remarque importante est que pour des faibles valeurs de B_0 la dynamo s'éteint après seulement 2 ou 3 cycles, mais lorsqu'on passe de 50 à 75 pour B_0 l'effet- α réussit à faire repartir la dynamo. Très légèrement, mais elle ne meurt pas. Avec un B_0 encore un peu plus élevé, de 100, la dynamo affiche un état cyclique d'amplitude normale. C'est encore ici un cas de tendance *linéaire* selon l'augmentation d'un paramètre.

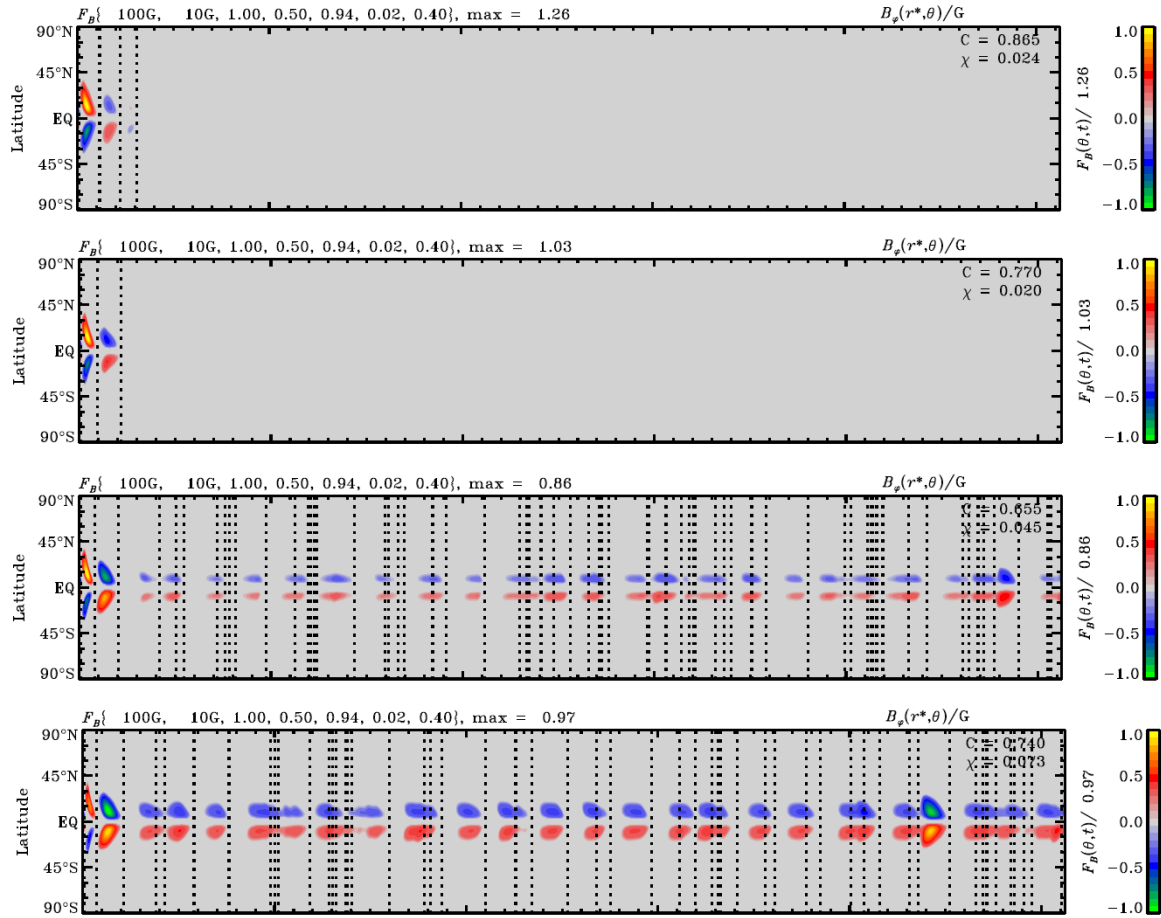


FIGURE 11 – Quatre simulations pour lesquelles la valeur de α_0 est constante à 150, et B_0 vaut (de haut en bas) 20, 50, 75 et 100. On observe une plus grande émergence de taches solaires pour une plus grande valeur de B_0 .

6 Discussion

À la lumière de ces résultats, il semblerait que les valeurs de α_0 et de B_0 soient confinées dans un certain intervalle à déterminer. En effet, lorsque le champ magnétique critique B_0 est très grand (≈ 1000), l'effet- α démarre trop tôt, ce qui a pour conséquence de sur-activer la dynamo. La nature périodique du cycle solaire devient moins évidente, et le nombre de taches solaires est maximal. Ceci n'est pas du tout l'effet recherché. À l'inverse, pour un B_0 très faible (≈ 50), l'effet- α embarque trop tard, donc la dynamo meurt tout de suite. Il semblerait donc que le champ magnétique critique devrait se situer dans les quelques centaines, disons dans l'intervalle $[100,300]$.

Le terme α_0 semble aussi contribuer positivement à la revigoration de la dynamo. Cependant, alors que le B_0 détermine à quelle valeur seuil l'effet devrait entrer en jeu, le terme α_0 semble plutôt contrôler l'amplitude de cette dynamo secondaire. Alors, sa valeur pourrait bien sûr dépendre de B_0 , mais il semblerait que l'intervalle $[100,300]$ soit aussi valable. Il faut s'assurer que l'effet- α , une fois enclenché, soit effectif mais pas plus intense que la dynamo principale.

7 Conclusion

L'implantation du mécanisme de Babcock-Leighton couplé avec un autre modèle de circulation de surface semble bel et bien reproduire le cycle solaire avec ses caractéristiques qu'on lui connaît : les inversions de polarité, la présence d'une périodicité, des maxima variant d'un cycle à l'autre. Un défi restant est de reproduire les périodes creuses d'émergence des taches solaires, comme dans les cas du Minimum de Maunder (1645-1715), de Dalton (1800-1835), et autres. Les résultats de simulation ont montré que lorsque la dynamo est trop faible, elle s'éteint graduellement, et ne repart plus.

L'objectif était d'atteindre une situation où la dynamo est de très faible amplitude pendant quelques cycles, puis repart normalement, à l'aide de l'introduction d'un terme source dans les équations d'induction de la magnétohydrodynamique : l'effet- α . Il faut donc trouver les valeurs optimales des paramètres α_0 et B_0 contrôlant cet effet. La situation idéale (cycle qui s'affaiblit et repart) n'a pas été directement observé à travers les multiples tests, mais un intervalle a pu être défini quant au choix des valeurs des paramètres.

Le paramètre α_0 contrôle l'amplitude de l'effet lorsque celui-ci est enclenché, et il semble que la dynamo réagissait bien pour des valeurs entre 100 et 300. Le terme B_0 correspond au champ magnétique seuil à partir duquel l'effet- α commence à influencer la dynamo, et il semblerait que l'intervalle entre 100 et 300 soit aussi idéal, puisqu'un champ trop faible avait très peu d'effet, donc la dynamo s'éteignait quand-même, et un champ trop grand menait à un sur-fonctionnement de la dynamo.

Il est important de noter que tous les résultats présentés dans ce rapport ont été simulés à partir du *seed 104*. Une fois que les paramètres α_0 et B_0 seront éventuellement trouvés, il faudrait aussi les tester sur d'autres *seed* pour lesquels la dynamo tombe soit dans un régime linéaire, ou s'éteint simplement. Le *seed 104* s'arrête après 11 cycles, mais il y a d'autres cas, par exemple le *seed 109* s'arrête après 28 cycles, et le *seed 121* ne s'arrête pas mais présente plusieurs fluctuations et quelques minima.

La plus grande difficulté de ce problème d'optimisation est la classification de la qualité des résultats. L'espace des paramètres à explorer est énorme, et même d'après mes résultats, il se pourrait qu'un autre intervalle soit plus optimal. Donc il est important de ne pas nécessairement se restreindre à un intervalle en particulier, mais d'être sensible aux effets de la variation sur la dynamo solaire.

De plus, il faut faire attention à la nature hautement stochastique du modèle, puisque même si l'on découvre une combinaison de paramètres qui donne l'effet recherché, il se peut qu'une minime variation d'un des deux paramètres fasse disparaître cette situation. Néanmoins, puisque c'est un problème de paramétrisation, le meilleur résultat sera un intervalle de confiance plutôt qu'une valeur fixe, d'autant plus que nous sommes en présence d'un problème physique fortement non-linéaire. Il serait donc important de conserver ce résultat et d'observer qualitativement la variation des paramètres autour de cette situation.

La façon optimale de travailler sur ce projet serait de développer des outils qui quantifieraient la valeur ou l'importance d'un résultat en fonction des paramètres. En premier lieu, il faudrait bien identifier l'impact de la variation d'un paramètre, et à quel point α_0 et B_0 sont corrélés entre eux. Par exemple, il serait intéressant de porter en graphique le nombre de cycle avant extinction en fonction de la valeur des paramètres, ou bien la valeur du champ magnétique par cycle en fonction des paramètres, etc. Ceci permettrait sans doute d'améliorer l'efficacité quant au choix des paramètres de l'effet- α .

Références

- [1] UCAR, « SOLAR PHYSICS HISTORICAL TIMELINE (1223 BC–250 BC) », (2016), High Altitude Observatory, [En ligne].
<https://www2.hao.ucar.edu/Education/solar-physics-historical-timeline-1223-BC-250-BC>
(Consultée le 8 avril 2016)
- [2] KAMIDE, Yohsuke & Abraham CHIAN et al. Handbook of the Solar-Terrestrial Environment. Berlin, Springer. 2007, 539 pages.
- [3] RIBES, J. C. & E. NESNE-RIBES, 1993. The solar sunspot cycle in the Maunder minimum AD1645 to AD1715. Astronomy and Astrophysics, Vol 276, p.549-565.
- [4] UCAR, « The Sun-Earth Connection Understanding the Turbulent Star Next Door » [En ligne].
<http://www.ucar.edu/news/features/solarupdate/>
- [5] Wikipédia, « Minimum de Maunder », (2015), [En ligne].
https://fr.wikipedia.org/wiki/Minimum_de_Maunder
- [6] Wikipédia, « Minimum de Sporer », (2016), [En ligne].
https://fr.wikipedia.org/wiki/Minimum_de_Sp%C3%B6rer (Consultée le 8 avril 2016)
- [7] CHARBONNEAU, Paul. (2015). PHY6757 - Notes de cours. [En ligne]
<http://www.astro.umontreal.ca/~paulchar/phy6756/phy6756.html#sec6> (Consultée le 9 avril 2016)
- [8] LANG, Kenneth R., « A Magnetic Star », (2010), Tufts University, [En ligne].
https://ase.tufts.edu/cosmos/print_images.asp?id=26 (Consultée le 10 avril 2016)
- [9] RUEDIGER, Guenther, « Solar Dynamo », (2008), Scholarpedia 3(1) :3444, [En ligne].
http://www.scholarpedia.org/article/Solar_dynamo (Consultée le 10 avril 2016)
- [10] LAWSON, Nicolas, « Extraits Nicolas » [En ligne].
<http://www.astro.umontreal.ca/~paulchar/nicolasl/Extraits-Nicolas.pdf>
- [11] Wikipédia, « Babcock Model », (2015), [En ligne].
https://en.wikipedia.org/wiki/Babcock_Model (Consultée le 16 avril 2016)