

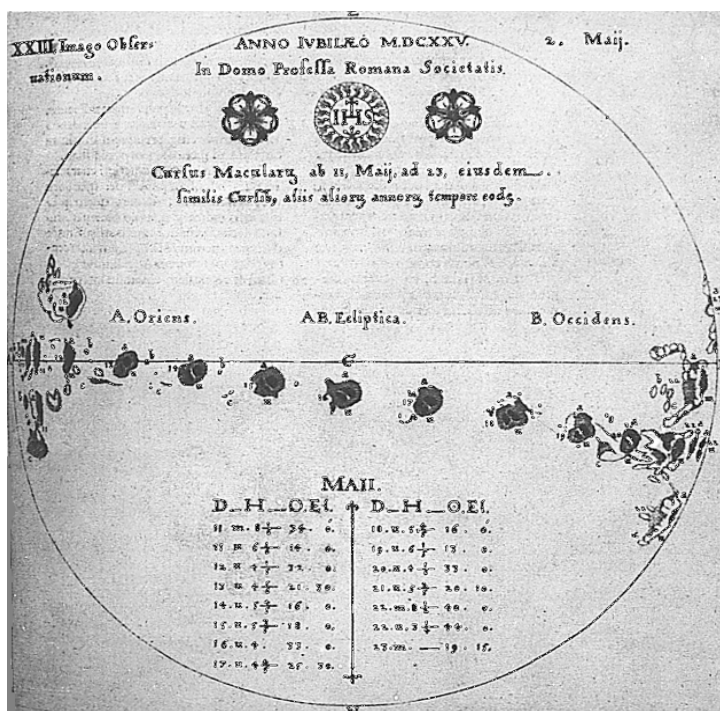
Les champs magnétiques solaires

Jean-Marie Malherbe, Octobre 2008

- Introduction : les taches solaires
- La mesure des champs magnétiques résolus
 - La polarisation de la lumière et les paramètres de Stokes
 - La mesure des paramètres de Stokes
 - La décomposition spectrale des paramètres de Stokes
 - L'effet Zeeman
 - Décomposition Zeeman et transitions quantiques
 - Effet Zeeman « normal » et effet Zeeman « anormal »
 - La mesure par décalage Zeeman des champs longitudinaux
 - La mesure du champ vectoriel sur les profils de Stokes
 - A quelles régions solaires l'effet Zeeman peut-il s'appliquer ?
- La mesure des champs magnétiques faibles ou non résolus
 - La polarisation de résonance
 - L'effet Hanle
 - Le « second spectre solaire »
- L'extrapolation des champs magnétiques en altitude
- Les manifestations des champs magnétiques
 - Les filaments et protubérances
 - Les éruptions et boucles magnétiques instables
 - Les éjections de masse coronale

Introduction

Dès le XVII^{ème} siècle, on a commencé à étudier, sans le savoir, les champs magnétiques du Soleil par la simple observation des taches. En 1611, Fabricius met en évidence des taches sombres à la surface du Soleil. Galilée, en 1613, parvient à observer les taches solaires grâce à la lunette qu'il vient d'inventer quelques années plus tôt. L'observation des taches n'a pas cessé depuis.



Rotation des taches solaires

passage d'un groupe de taches sur le disque solaire du 11 au 23 mai 1625

© Observatoire de Paris



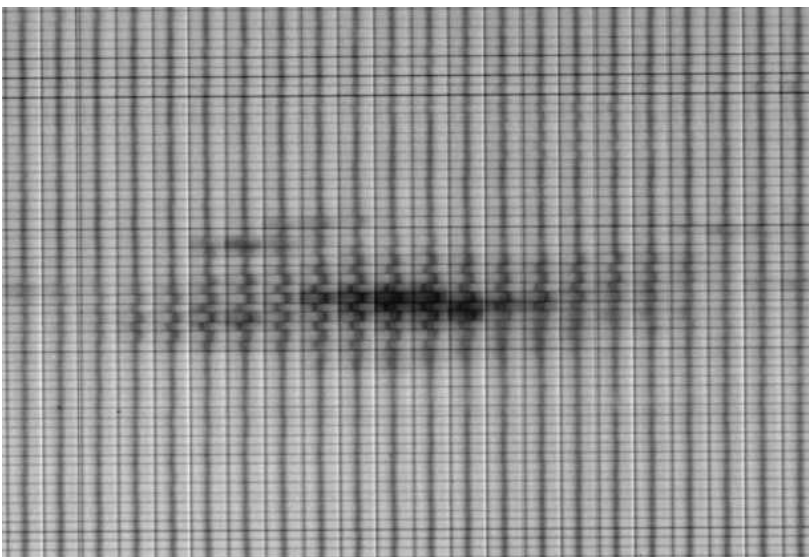
Taches solaires

Observées à la fin du XIX^{ème} siècle par Jules Janssen, fondateur de l'observatoire de Meudon, dans la raie G de Fraunhofer à 4305 Å, à l'aide des premières plaques photographiques au collodion iodo-bromuré

© Observatoire de Paris

Mais pour mesurer les champs magnétiques, il faudra attendre bien d'autres découvertes ! En 1672, Isaac Newton décompose la lumière solaire au travers d'un prisme et admire pour la première fois le spectre solaire. Les raies spectrales d'absorption, très fines, ne seront mises en évidence que beaucoup plus tard, par Joseph von Fraunhofer en 1817. Ces raies caractérisent les éléments chimiques présents dans l'atmosphère du Soleil (Hydrogène, Hélium, éléments métalliques en traces). Ce n'est qu'en 1891 qu'Henri Deslandres met au point, indépendamment de George Hale aux USA, le spectrohéliographe, spectrographe qui permet par décomposition de la lumière d'étudier dans les détails les profils des raies spectrales. C'est ensuite Pieter Zeeman, physicien hollandais, qui découvre en 1896 que les raies des atomes plongés dans un champ magnétique se scindent en plusieurs composantes polarisées dont l'écartement est proportionnel au champ magnétique. Enfin George Hale comprend en 1908 que des champs magnétiques intenses sont associés aux taches solaires. Puis la polarimétrie, technique permettant d'analyser la polarisation de la lumière, donc d'exploiter l'effet Zeeman, prend son essor en France avec Bernard Lyot dans les années 1940.

Les découvertes scientifiques successives (spectres des atomes, effet Zeeman) conjuguées aux progrès technologiques (spectrographes, polarimètres) seront perfectionnées au cours de la seconde moitié du XX^{ème} siècle, dont l'aboutissement est la mise en service du télescope optimisé **THEMIS** (<http://www.themis.iac.es>) aux Canaries (Tenerife) en l'an 2000.

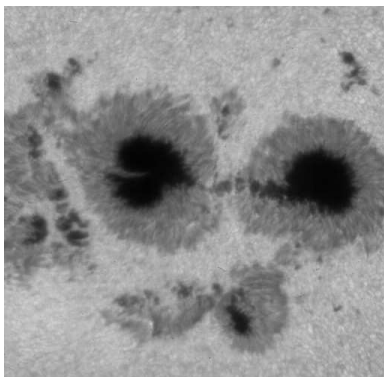


Effet Zeeman sur une tache solaire

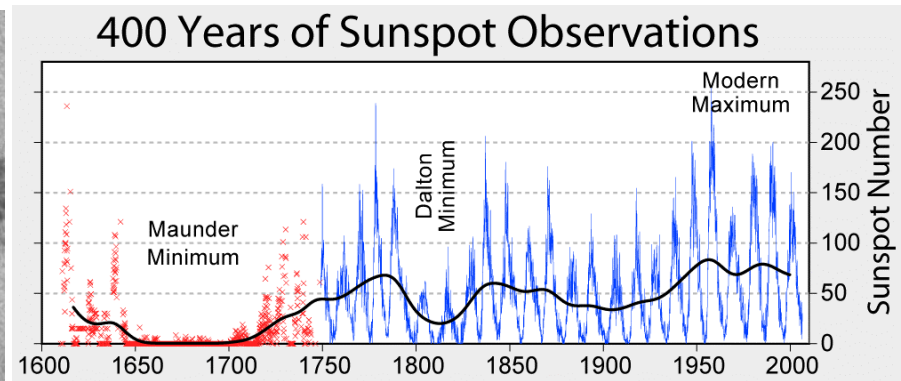
Cliché pris à Meudon par Raymond Michard à l'aide de la grille de Hale dans les années 1950/1960. Ce sont des spectres alternés en polarisation circulaire droite ou gauche

© Observatoire de Paris

L'observation assidue des taches solaires, qui constituent le meilleur indicateur des champs magnétiques solaires, a permis, grâce à leur observation systématique depuis près de 4 siècles, de mettre en évidence le cycle d'activité du Soleil et ses fluctuations.

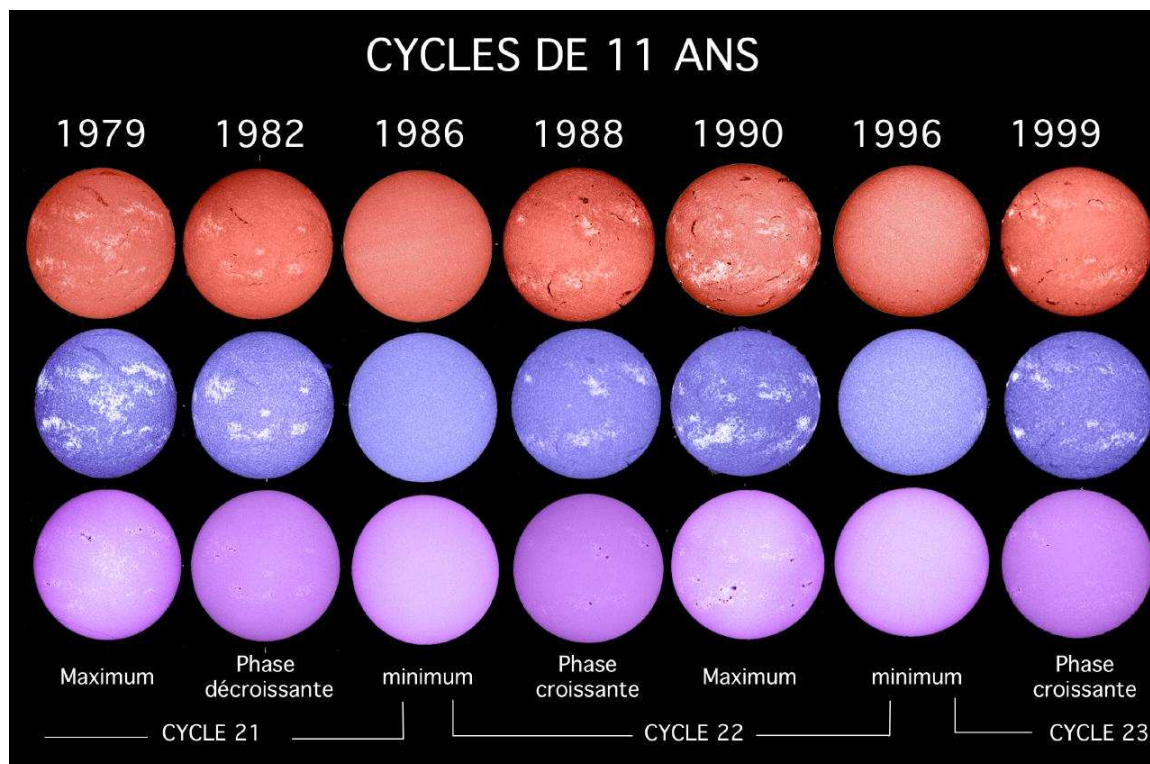


Taches observées à la Tour Solaire de Meudon
© Observatoire de Paris



Nombre de taches solaires (dit de Wolf) en fonction du temps ©Global Warming Art / Wikipedia

En examinant le nombre de taches, ou groupes de taches, au fil des années, les astronomes ont trouvé un cycle de durée moyenne de 11 ans, qui présente une alternance de périodes sans taches (le minimum solaire) et de périodes actives tachées (le maximum solaire). La mesure des champs magnétiques a permis d'établir au XX^{ème} siècle que le cycle magnétique dure en réalité 22 ans avec un renversement de la polarité des deux hémisphères solaires tous les 11 ans. La figure ci dessus montre que la cyclicité de 11 ans est bien régulière dans le temps. Mais il existe des périodes de cycles forts consécutifs (autour de 1770, 1850, 1950) qui alternent avec des périodes de cycles faibles, comme les minima de Mauder au siècle de Louis XIV, ou de Dalton sous Napoléon Bonaparte. Nous n'en connaissons pas encore les mécanismes.



Cycles de 11 ans
Clichés pris à Meudon dans 3 domaines spectraux (H α , CaIIK3, CaIIK1v) montrant les minima et maxima du cycle solaire

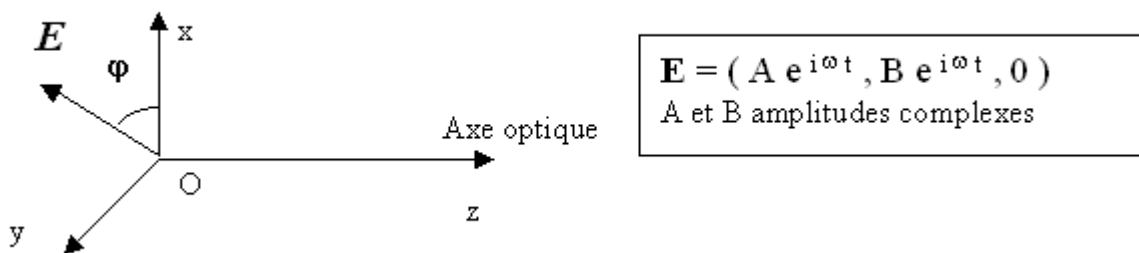
minimum solaire actuellement en 2008, prochain maximum prévu en 2012
© Observatoire de Paris

La mesure des champs magnétiques résolus

Nous allons commencer par expliquer ce qu'incarne la polarisation de la lumière, car on la trouve à l'œuvre dans l'effet Zeeman, qui permet de mesurer les champs résolus, effet qu'on devra savoir interpréter.

la polarisation de la lumière et les paramètres de Stokes

Rappelons que toute onde lumineuse qui se propage dans la direction Oz de la figure est décrite par la vibration d'un champ électrique E dans un plan orthogonal xOy à la direction de propagation Oz. La polarisation de la lumière se décrit par le formalisme des paramètres introduits par Stokes sous la forme d'un vecteur S à quatre composantes. (I, Q, U, V) . Décrivons le champ électrique par le vecteur $\mathbf{E} = (A e^{i\omega t}, B e^{i\omega t}, 0)$ où A et B sont des amplitudes complexes, qui portent donc un terme de phase.



Si le vecteur E oscille le long d'une direction fixe, on dit qu'on a une polarisation linéaire.
Si l'extrémité du vecteur E décrit un cercle en tournant autour de l'axe Oz, on dit qu'on a une polarisation circulaire. Dans le cas général, la polarisation est elliptique.

Le vecteur $S = (I, Q, U, V)$ introduit par Stokes est défini par :

$\begin{aligned} I &= A A^* + B B^* \\ Q &= A A^* - B B^* \\ U &= A B^* + A^* B \\ V &= i (A^* B - A B^*) \end{aligned}$	}	Où * désigne la quantité complexe conjuguée
--	---	---

I est l'intensité lumineuse. Q et U servent à décrire la polarisation linéaire. Le paramètre V sert à décrire la polarisation circulaire. Les polarimètres permettent de mesurer le vecteur de Stokes incident $S = (I, Q, U, V)$ au moyen d'un dispositif que l'on décrira un peu plus loin.

Polarisation linéaire : si φ est l'azimuth du vecteur \mathbf{E} (angle avec l'axe Ox), alors on obtient avec E module du vecteur \mathbf{E} :

$$I = E^2, Q = E^2 \cos(2\varphi), U = E^2 \sin(2\varphi), V = 0$$

La mesure de I permet de trouver l'amplitude du champ E ; la mesure de Q et U son azimuth φ .

En particulier, on a $\varphi = 1/2 \arctan(U/Q)$ et V est nul.

Polarisation circulaire : si de même E est le module du vecteur \mathbf{E} , alors on obtient :

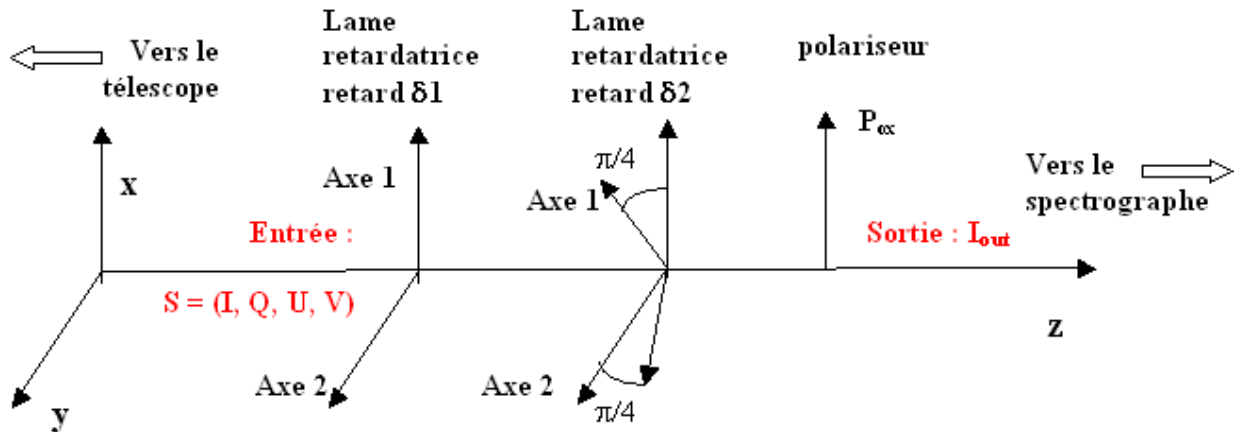
$$I = E^2, Q = U = 0, V = \pm E^2, Q \text{ et } U \text{ sont nuls}$$

La mesure des paramètres de Stokes

C'est la fonction d'un dispositif appelé polarimètre. Ce dispositif optique est généralement placé au foyer d'un télescope, dans le plan focal où se forme l'image, avant l'injection du faisceau

lumineux dans le spectrographe qui permettra de décomposer la lumière, et ainsi d'examiner une raie spectrale d'un atome bien déterminé (souvent des atomes de Fer).

Un polarimètre se compose d'un ou deux retardateurs optiques qui servent à introduire un retard de phase par biréfringence entre deux axes propres bien déterminés, dits lents et rapides. Ces retardateurs sont constitués de cristaux liquides, ou de spath ou encore de quartz. Ils sont suivis d'un dispositif polarisant dont la fonction est de ne laisser passer que la projection de la vibration lumineuse dans une direction particulière, dite direction d'acceptance (on a choisi l'axe Ox sur la figure ci dessous). Avec *deux retardateurs variables* de 0 à 2π d'azimuth fixe (retard δ_1 variable, azimuth 0 et retard δ_2 , azimuth $\pi/4$), il est possible de mesurer le vecteur de Stokes $S = (I, Q, U, V)$ incident *sans aucune pièce mécanique en mouvement* :



L'intensité émergente du polarimètre est :

$$I_{out} = \frac{1}{2} [I + Q \cos(\delta_2) + \sin(\delta_2) (U \sin(\delta_1) - V \cos(\delta_1))]$$

Cette formule se réduit à :

Avec $\delta_1 = 0, \delta_2 = 0,$	$I_{out} = \frac{1}{2} [I + Q]$
Avec $\delta_1 = 0, \delta_2 = \pi,$	$I_{out} = \frac{1}{2} [I - Q]$
Avec $\delta_1 = 0, \delta_2 = \pi/2,$	$I_{out} = \frac{1}{2} [I - V]$
Avec $\delta_1 = 0, \delta_2 = 3\pi/2,$	$I_{out} = \frac{1}{2} [I + V]$
Avec $\delta_1 = \pi/2, \delta_2 = \pi/2,$	$I_{out} = \frac{1}{2} [I + U]$
Avec $\delta_1 = \pi/2, \delta_2 = 3\pi/2,$	$I_{out} = \frac{1}{2} [I - U]$

Avec 6 combinaisons (δ_1, δ_2) bien choisies, on constate donc qu'il est possible d'injecter dans le spectrographe des combinaisons linéaires simples des paramètres de Stokes incidents qui permettront ensuite par somme et différence d'obtenir I, Q, U et V.

La décomposition spectrale des paramètres de Stokes

C'est le but du spectrographe : on y injecte les combinaisons linéaires en lumière blanche $\frac{1}{2} [I \pm Q], \frac{1}{2} [I \pm U], \frac{1}{2} [I \pm V]$ issues du polarimètre, dans le but d'effectuer une décomposition spectrale à l'aide d'un dispositif disperser (en général un réseau de diffraction). L'enjeu est d'obtenir, à la sortie du spectrographe, les variations de $\frac{1}{2} [I \pm Q], \frac{1}{2} [I \pm U], \frac{1}{2} [I \pm V]$ en fonction de la longueur d'onde dans un domaine spectral étroit (quelques Angströms, $1 \text{ \AA} = 10^{-10} \text{ m}$) permettant d'isoler une raie spectrale et d'avoir une information détaillée sur son profil avec une résolution spectrale (plus petits détails discernables en longueur d'onde) de l'ordre de 10 milli \AA . Une telle précision est requise pour l'étude de la polarisation des raies formées dans la photosphère parce qu'elles sont très étroites (environ 0.2 \AA pour les raies du Fer).

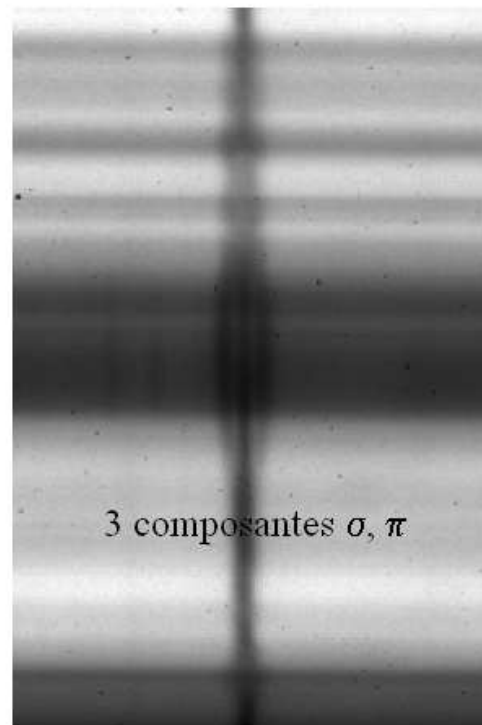
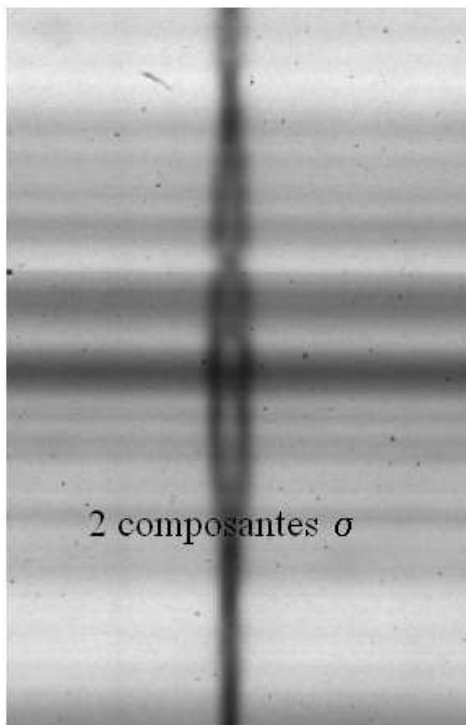
L'effet Zeeman

Lorsque les atomes sur la ligne de visée sont plongés dans un champ magnétique, les raies se scindent en plusieurs composantes. Dans l'effet Zeeman « normal », on observe deux composantes décalées de part et d'autre de la position de la raie sans champ, et polarisées circulairement autour de la direction du champ magnétique, que l'on appelle $\sigma+$ et $\sigma-$. Il existe une troisième composante centrale polarisée linéairement dans la direction du champ magnétique et appelée composante π . Cette composante π n'est pas décalée par rapport à la position initiale de la raie sans champ.

Si le champ est purement longitudinal (orienté dans la direction de l'observateur), on ne voit que les deux composantes décalées $\sigma+$ et $\sigma-$. Si le champ est purement transversal (orienté dans le plan du ciel perpendiculairement à l'observateur), on voit les 3 composantes mais elles apparaissent toutes trois polarisées linéairement (car les composantes $\sigma+$ et $\sigma-$ tournent dans un plan perpendiculaire au champ magnétique et la composante π est parallèle au champ magnétique). La réalité est toujours un mélange des deux situations.

L'interprétation de cet effet complexe nécessite l'usage de la mécanique quantique. On montre qu'en présence d'un champ longitudinal, on assiste à l'apparition de 2 composantes $\sigma+$ et $\sigma-$ séparées en longueur d'onde d'une quantité $2\Delta\lambda_B$ proportionnelle au champ magnétique B . La mesure de $\Delta\lambda_B$ permet donc d'accéder aux champs magnétiques longitudinaux. Mais comme en général, les composantes sont très peu séparées en intensité (voir la figure ci dessous), on doit recourir à l'analyse de la polarisation de la lumière, le décalage entre les composantes pouvant être mesuré beaucoup plus facilement sur les profils de Stokes I+V(λ) et I-V(λ) fournis par le spectrographe en sortie du polarimètre.

Effet Zeeman sur FeI 6173 dans une tache solaire



Effet Zeeman sur une tache solaire dans la raie FeI 6173 Å.

Selon l'orientation du champ magnétique, la raie se scinde en deux ou trois composantes. Lorsque l'écart entre les composantes est faible (cas général), seule l'analyse de la polarisation permet de les séparer © Observatoire de Paris

Décomposition Zeeman et transitions quantiques

Les niveaux d'énergie des atomes sont discrets et quantifiés par des nombres entiers ou demi entiers introduits par la théorie quantique. Pour décrire l'état d'un atome, on a besoin de connaître :

- le moment cinétique orbital total \mathbf{L} de l'ensemble des électrons de l'atome
- le moment cinétique de spin total \mathbf{S} de l'ensemble des électrons de l'atome
- le moment cinétique total $\mathbf{J} = \mathbf{L} + \mathbf{S}$ de l'ensemble des électrons de l'atome dans le cadre du couplage spin orbite (entier ou demi entier)
- la projection m_J du moment cinétique total \mathbf{J} de l'ensemble des électrons de l'atome sur un axe, par exemple l'axe Oz. m_J peut prendre $2J + 1$ valeurs discrètes possibles (entières ou demi entières) telles que : $-J \leq m_J \leq J$

Un atome caractérisé par les nombres L, S, J possède une configuration notée : $^{2S+1}L_J$ et son énergie ne dépend pas de m_J . Il y a donc $2J + 1$ niveaux de même énergie : on dit qu'il y a dégénérescence. Le niveau L = 0 est noté S, L = 1 est appelé P, L = 2 est nommé D, etc...

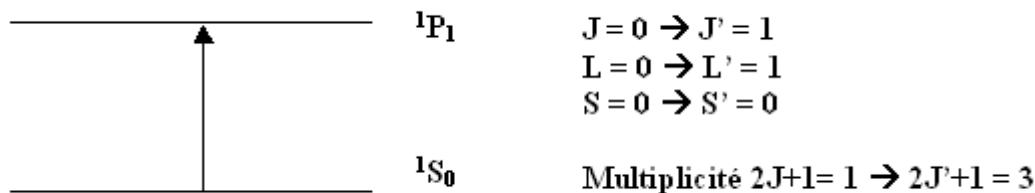
Lorsqu'un atome absorbe un photon, il se produit une raie d'absorption (même mécanisme pour l'émission). La fréquence ν du photon correspond à la différence d'énergie entre les niveaux de départ LSJ et d'arrivée L'S'J' :

$$E = h \nu = h c / \lambda = |E_{L'S'J'} - E_{LSJ}|$$

Mais les transitions quantiques sont soumises à des règles de sélection établies par la mécanique quantique. En couplage L,S pur (ce n'est pas toujours le cas), on aura :

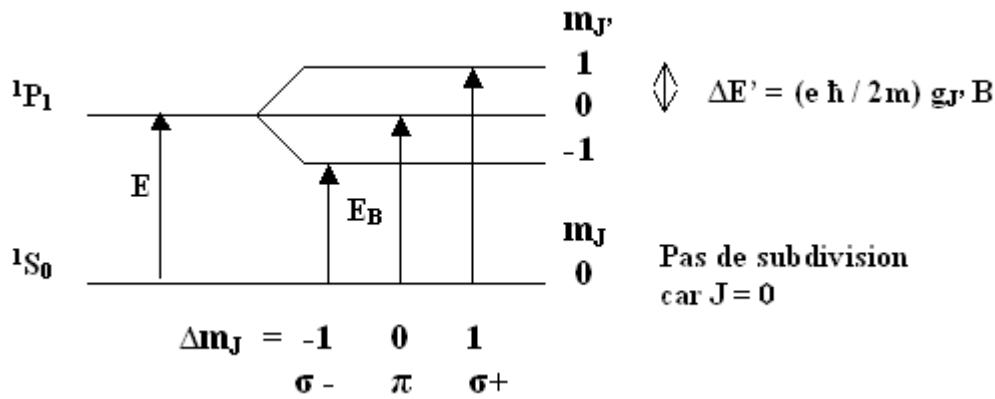
$$\Delta S = 0, \Delta L = 0, \pm 1, \Delta J = 0, \pm 1, \text{ et } \Delta m_J = 0, \pm 1$$

Un exemple simple: transition CaI 4227 Å $^1S_0 \rightarrow ^1P_1$



En présence de champ magnétique, la dégénérescence des niveaux d'énergie ($2J + 1$) est levée et chaque niveau L S J se scinde en $2J + 1$ sous niveaux, dont l'énergie dépend maintenant de m_J qui n'est pas intervenu jusqu'ici. Sur la figure suivante, on a :

- La transition $\Delta m_J = 0$ est dite composante π ; elle est polarisée linéairement dans la direction du champ magnétique. Mais si le champ magnétique se trouve dans la direction de la ligne de visée, c'est à dire longitudinal, alors la composante π est invisible.
- Les transitions $\Delta m_J = \pm 1$ sont dites composantes $\sigma+$ et $\sigma-$. La polarisation est circulaire droite ou gauche autour de la direction du champ magnétique. Mais lorsqu'il est orienté dans le plan du ciel, c'est à dire transverse, l'observateur voit en réalité deux polarisations linéaires orthogonales à la direction du champ magnétique.



La variation d'énergie $\Delta E_B = E - E_B$ de la transition en présence de champ magnétique entre les sous niveaux $L'S'J'm_J$ et $LSJm_J$ est donnée par la mécanique quantique :

$$\Delta E_B = E - E_B = \hbar \Delta \nu = - \hbar C \Delta \lambda / \lambda^2 = \mu_B \mathbf{B} (g_{J'} m_{J'} - g_J m_J)$$

$g_{J'}$ et g_J sont les facteurs de Landé des niveaux haut et bas de la transition. Ils sont donnés par :

$$g_J = \frac{3/2 + [S(S+1) - L(L+1)]}{2J(J+1)}$$

$\mu_B = e \hbar / 2m$ est le magnéton de Bohr ou moment magnétique de l'électron (e, m charge et masse de l'électron, $\hbar = h/2\pi$, h constante de Planck).

Effet Zeeman « normal » et effet Zeeman « anormal »

effet Zeeman « normal »

En spin nul ($S = S' = 0, g_{J'} = g_J = 1$), les sous niveaux hauts $L'S'J'm_J$ et bas $LSJm_J$ sont équidistants, la différence d'énergie entre 2 sous niveaux étant égale à $\mu_B B$. Compte tenu de la règle de sélection $\Delta m_J = 0, \pm 1$ on observera donc 3 composantes Zeeman écartées de la différence d'énergie $\Delta E_B = 0$ (composante π), $\Delta E_B = \pm \mu_B B$ (composantes σ).

effet zeeman « anormal »

En spin non nul ($S \neq S' \neq 0$), les sous niveaux hauts $L'S'J'm_J$ et bas $LSJm_J$ ne sont pas équidistants, la différence d'énergie entre 2 sous niveaux étant égale à $\mu_B B g_{J'}$ (haut) ou $\mu_B B g_J$ (bas) car $g_{J'} \neq g_J$: on observera donc plus de 3 composantes Zeeman. Dans ce cas, on introduit pour simplifier la notion de centre de gravité des multiples composantes $\pi, \sigma+, \sigma-$ données par la règle de sélection $\Delta m_J = 0, \pm 1$.

Le centre de gravité de la composante π ($\Delta m_J = 0$) est centré sur la transition sans champ magnétique.

Les centres de gravité des composantes $\sigma+$ et $\sigma-$ ($\Delta m_J = \pm 1$) sont décalés par rapport à la transition sans champ magnétique de la valeur $\Delta E_B = \pm \mu_B \mathbf{B} g^*$, où g^* est le facteur de Landé équivalent qui se calcule par la formule suivante :

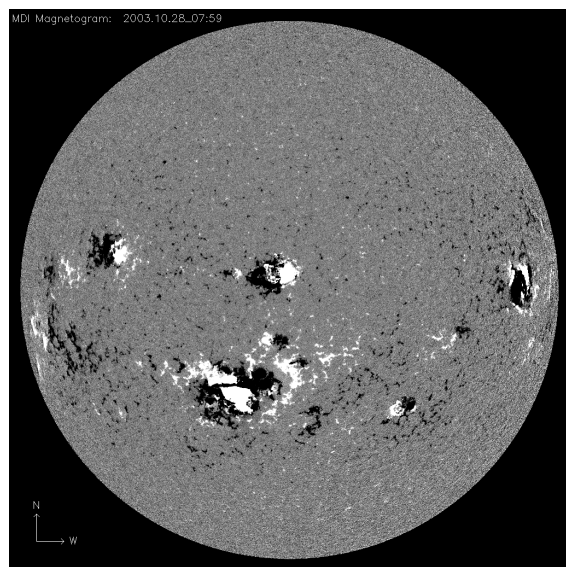
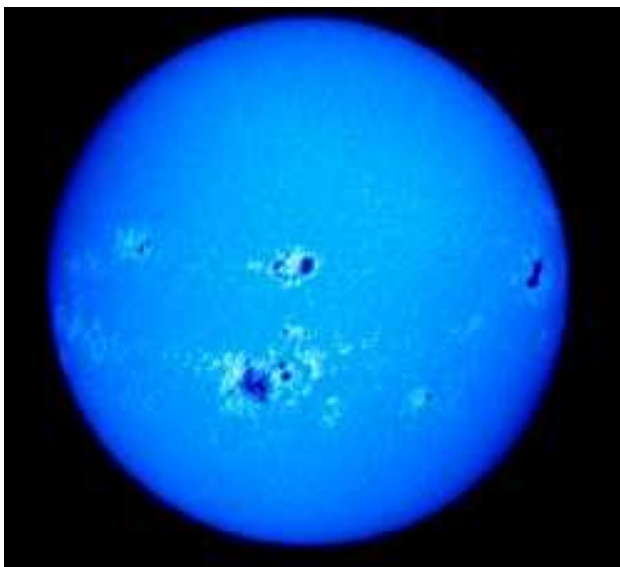
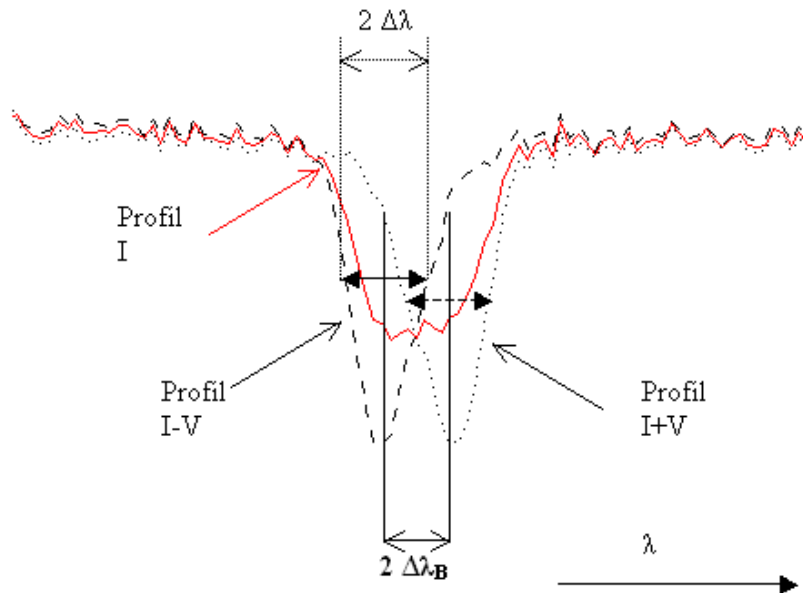
$$g^* = \frac{1}{2} (g_J + g_{J'}) + \frac{1}{4} (g_J - g_{J'}) (J(J+1) - J'(J'+1))$$

La mesure par décalage Zeeman des champs longitudinaux

En présence d'un champ longitudinal, les 2 composantes $\sigma+$ et $\sigma-$ sont décalées en longueur d'onde (par rapport à la position de la raie sans champ magnétique) de $\Delta\lambda_B = \pm \lambda^2 \nu_L g^* / C$ avec $\nu_L = e B / (4\pi m)$ fréquence de Larmor (B champ magnétique, e charge de l'électron, m sa masse, C vitesse de la lumière, λ longueur d'onde de la raie et g^* facteur de Landé). Numériquement, avec B en Gauss et λ en Å : $\Delta\lambda_B = \pm 4.67 \cdot 10^{-13} \lambda^2 g^* B$

Par exemple, si $B = 1000$ Gauss = 0.1 Tesla, $\lambda = 6000$ Å, $g^* = 2$, on trouve $\Delta\lambda_B = 35$ mÅ. Ce sont de petits décalages qui nécessitent des spectrographes très résolvants. On voit qu'on a tout intérêt à choisir des raies à grand facteur de Landé et à observer dans l'infra rouge.

La mesure de l'écartement des composantes Zeeman $2\Delta\lambda_B$ permet donc de mesurer les champs magnétiques longitudinaux. Mais comme les composantes sont très peu séparées en intensité, la mesure du décalage Zeeman sera bien plus précise entre les profils de Stokes I+V(λ) et I-V(λ) obtenus en sortie du spectrographe suite à l'analyse polarimétrique, comme le montre la figure ci dessous.

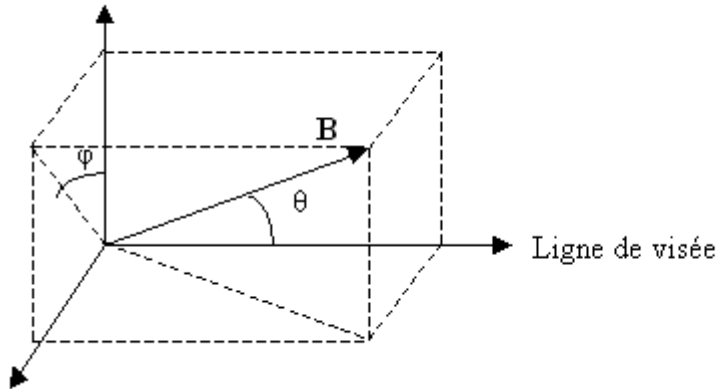


Intensités (à gauche) et champs magnétiques longitudinaux (à droite) mesurés par décalage Zeeman. Les champs magnétiques sortants sont en blanc, et entrants en noir.

© Observatoire de Paris et SOHO/MDI-ESA/NASA

La mesure du champ magnétique vectoriel partir des profils de Stokes

L'effet Zeeman, à condition de mesurer par combinaison linéaire les profils des 4 paramètres de Stokes $I(\lambda)$, $Q(\lambda)$, $U(\lambda)$, $V(\lambda)$ en fonction de la longueur d'onde sur une raie spectrale bien choisie, permet de remonter au vecteur champ magnétique (à une orientation près). Décomposons le vecteur champ magnétique B de la manière suivante :



Champ longitudinal

$$B_{//} = B \cos \theta$$

Champ transverse

$$B_{\perp} = B \sin \theta$$

φ azimuth

En se basant sur l'approximation théorique des champs faibles, on montre que :

$$V(\lambda) = 4.67 \cdot 10^{-13} B_{//} g^* \lambda^2 dI/d\lambda$$

d'où l'on peut déduire le champ longitudinal $B_{//}$; comme $|dI/d\lambda|$ est maximale aux points d'inflexion du profil de raie, on prendra la mesure de V en ces points de la raie.

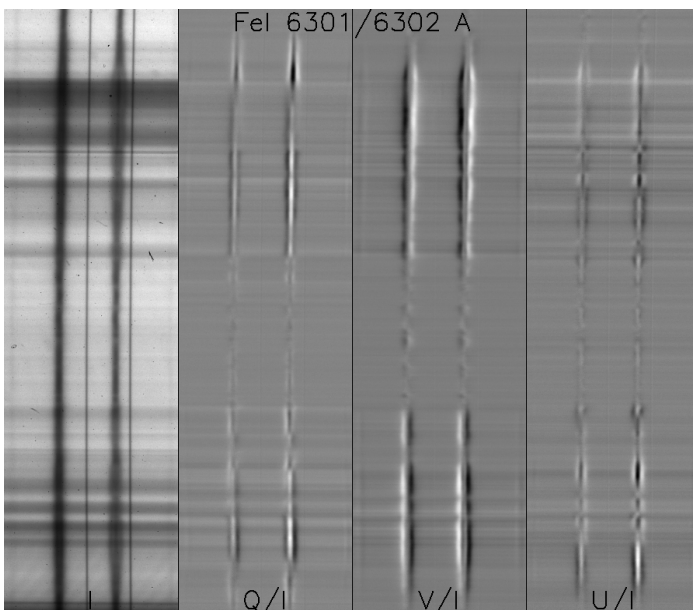
$$Q(\lambda) = -1/4 (4.67 \cdot 10^{-13} g^* \lambda^2)^2 B_{\perp}^2 \cos(2\varphi) d^2I/d\lambda^2$$

$$U(\lambda) = -1/4 (4.67 \cdot 10^{-13} g^* \lambda^2)^2 B_{\perp}^2 \sin(2\varphi) d^2I/d\lambda^2$$

$$\text{On voit que } (Q^2 + U^2)^{1/2} = 1/4 (4.67 \cdot 10^{-13} g^* \lambda^2)^2 B_{\perp}^2 d^2I/d\lambda^2$$

d'où l'on peut en déduire le champ transverse B_{\perp} ; comme $|d^2I/d\lambda^2|$ est maximale au centre de la raie, on prendra la mesure de Q et de V au cœur de la raie.

$U/Q = \tan(2\varphi)$ fournit l'azimuth φ avec une ambiguïté de 180°. On aboutit donc à deux orientations possibles, ambiguïté que l'on pourra lever en combinant les observations de plusieurs raies.



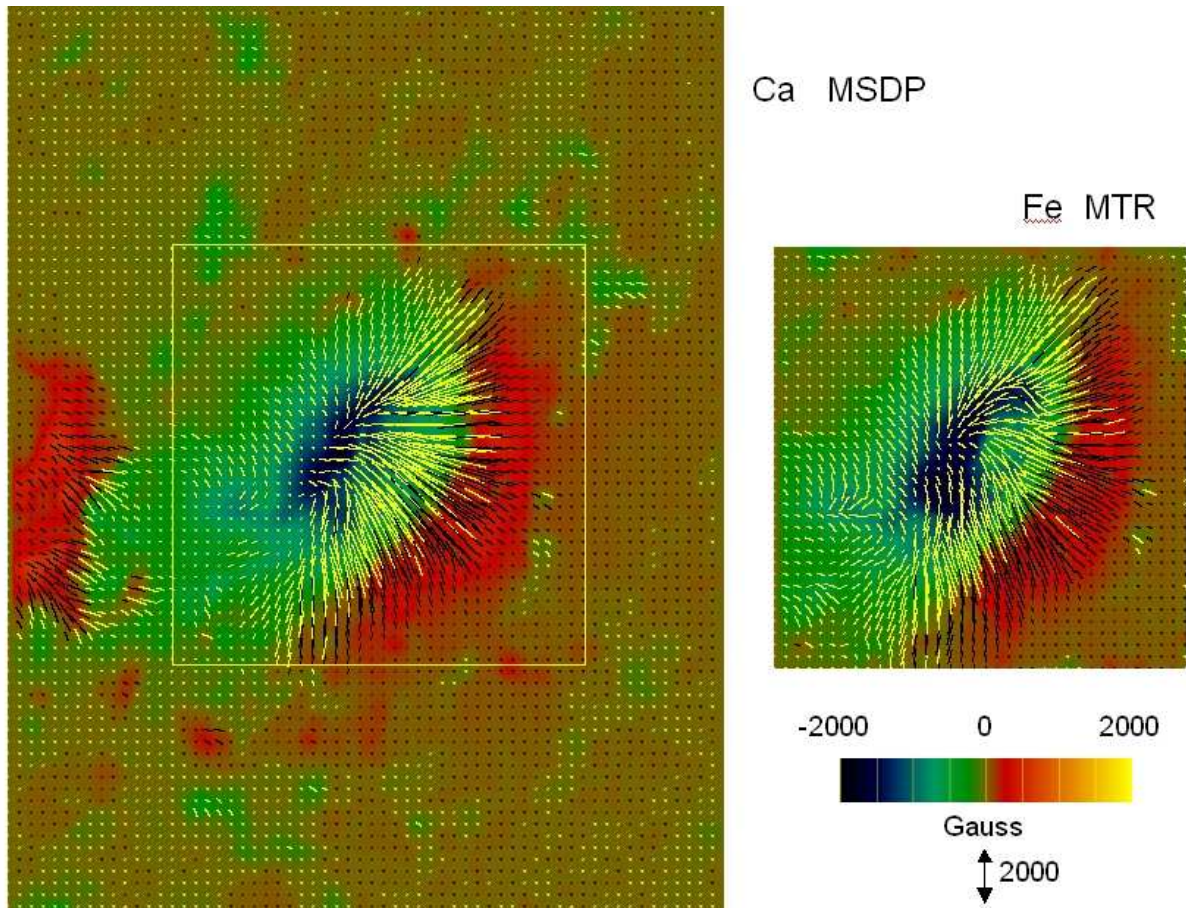
Exemple de profils de Stokes

$I(\lambda)$, $Q/I(\lambda)$, $V/I(\lambda)$, $U/I(\lambda)$, dans une région active solaire, raies FeI 6301 et 6302 Å.

En abscisse : la longueur d'onde

En ordonnée : la direction sur le Soleil (fente du spectrographe)

© Observatoire de Paris



Un exemple de mesure de champ magnétique vectoriel dans une région active obtenue dans la raie CaI 6103 Å (à gauche) et dans la raie FeI 6302 Å (à droite). Les flèches représentent le champ transverse, et les couleurs le champ longitudinal (© Observatoire de Paris)

A quelles régions solaires l'effet Zeeman peut-il s'appliquer ?

On ne peut pas mesurer les champs magnétiques solaires avec l'effet Zeeman dans toutes les régions de l'atmosphère solaire.

Le paramètre de contrôle de l'effet Zeeman est: $r = \Delta\lambda_B / \Delta\lambda_D$

$\Delta\lambda_B = (g^* v_L / c) \lambda^2 B$ est le décalage Zeeman vu plus précédemment.

Il varie comme $\underline{g^* B \lambda^2}$

$\Delta\lambda_D = \lambda v_{th} / c$ est la largeur thermique (Doppler) de la raie.

Elle varie comme $\underline{\lambda T^{1/2}}$ car $v_{th} = (2 k T / m)^{1/2}$

avec T température et m masse des atomes en mouvement

Donc $r = \Delta\lambda_B / \Delta\lambda_D$ varie comme $\underline{g^* B T^{-1/2} \lambda}$

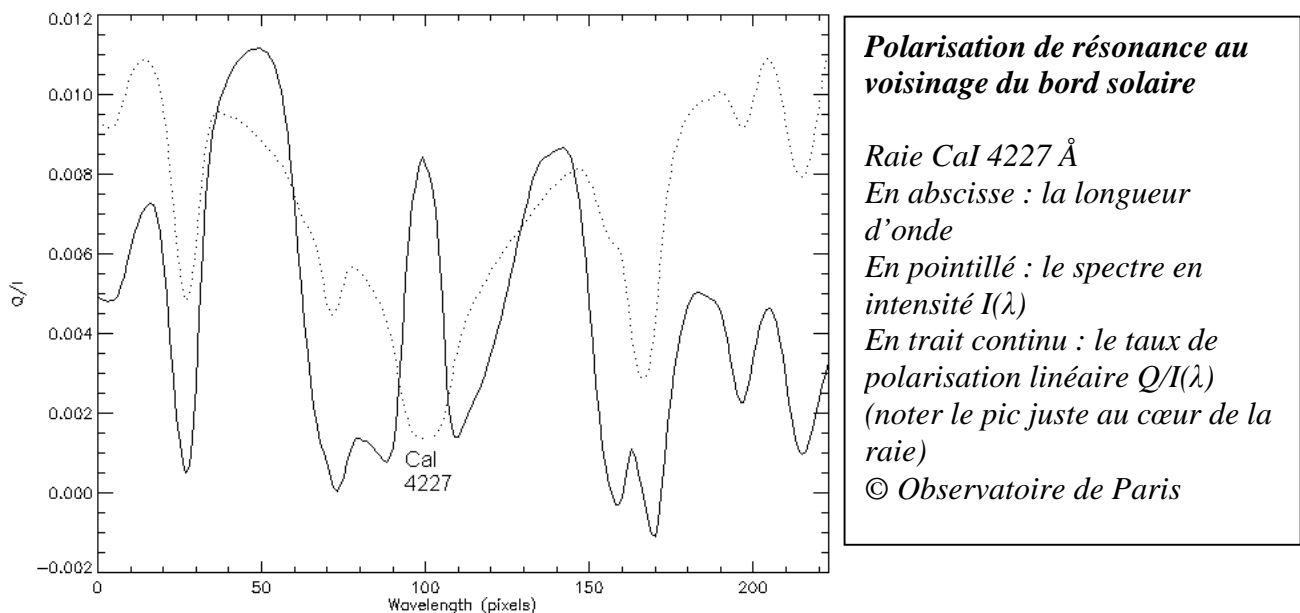
Dans la photosphère et dans la chromosphère: T est relativement faible (10^4 K) et les champs magnétiques sont souvent forts (> 100 Gauss), donc les mesures Zeeman y sont favorables

Dans la couronne: T est élevée (10^6K) et les champs magnétiques sont faibles (décroissant avec l'altitude, < 10 Gauss), donc les mesures Zeeman y sont défavorables, à moins d'observer dans l'infra rouge (λ plus grand).

La mesure des champs magnétiques faibles ou non résolus

La polarisation de résonance

Parmi les processus de diffusion, dont les plus connus sont la diffusion de la lumière par les électrons libres (diffusion Thomson) ou par les molécules (diffusion Rayleigh), le phénomène de diffusion résonante dans les raies spectrales se produit lorsque l'atome excité retombe immédiatement de façon cohérente vers le niveau de départ. On a constaté que beaucoup de raies, lorsqu'elles sont observées au voisinage immédiat du limbe solaire présentent une polarisation linéaire. Au dessus du limbe, dans les protubérances, les raies chromosphériques sont également polarisées. On attribue cette polarisation à l'éclairage anisotrope des atomes dans l'atmosphère. Par exemple, les protubérances, situées au dessus du bord solaire dans la couronne, reçoivent un éclairage conique, l'axe du cône étant orthogonal à la ligne de visée.



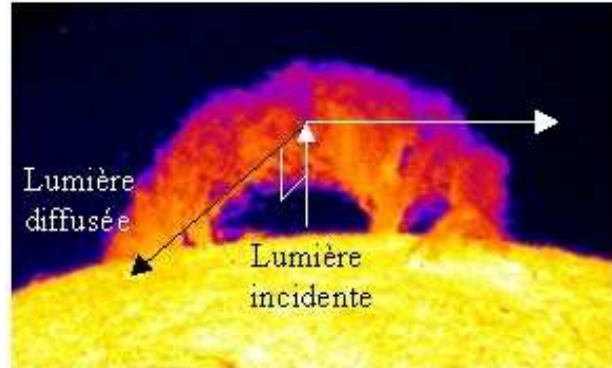
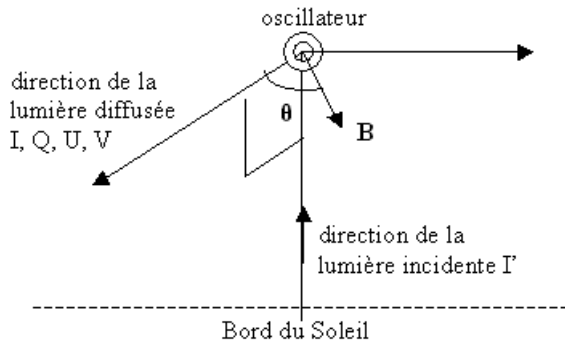
Effet Hanle

L'effet d'un champ magnétique sur la polarisation des raies de diffusion se caractérise par une dépolarisation des raies (diminution du taux de polarisation linéaire Q/I) et une rotation du plan de polarisation (apparition d'un signal U/I): c'est l'effet Hanle. Celui-ci n'intervient que pour les champs magnétiques faibles, résolus ou non, lorsque la fréquence de Larmor de l'électron $\nu_L = e B / (4\pi m)$ est comparable à l'inverse de la durée de vie des niveaux. L'effet Zeeman, quant à lui, concerne plutôt les champs forts résolus, lorsque la fréquence de Larmor ν_L est voisine de la largeur Doppler.

Exemple de la diffusion à 90° en présence de champ magnétique horizontal

On s'intéresse à la diffusion de la lumière incidente (non polarisée) d'intensité I' issue de la surface du Soleil, dans une direction orthogonale qui est celle d'un observateur qui regarde au dessus du bord solaire. Il peut, par exemple, s'agir d'une protubérance comme le montre la figure.

L'observateur s'intéresse aux paramètres de Stokes I, Q, U et V de la lumière diffusée qu'il reçoit dans sa direction. On suppose que le processus de diffusion se fait en présence d'un champ magnétique horizontal \mathbf{B} (qui par exemple supporte la protubérance et qu'on veut mesurer), contenu dans un plan tangent au Soleil, le vecteur \mathbf{B} faisant un angle θ avec la direction de diffusion.



On introduit le paramètre sans dimension $\mathbf{H} = e \mathbf{B} / (2 m \gamma)$ proportionnel à B, où B est le module du champ magnétique, e et m la charge et la masse de l'électron, γ l'inverse de la durée de vie des niveaux. La théorie très simplifiée de la diffusion donne les résultats suivants :

Si le champ magnétique est parallèle à la direction de diffusion ($\theta = 0$) :

$$\mathbf{I} = \mathbf{I}'$$

$$|\mathbf{Q}/\mathbf{I}| = 1 / (1 + 4\mathbf{H}^2) < 1, \text{ facteur de dépolarisation Hanle.}$$

Sans champ, $|\mathbf{Q}/\mathbf{I}| = 1$. Plus le champ magnétique est fort, et plus la dépolarisation est élevée.

$$|\mathbf{U}/\mathbf{I}| = 2\mathbf{H} / (1 + 4\mathbf{H}^2) \text{ et } \alpha = \frac{1}{2} \text{ arc tan}(\mathbf{U}/\mathbf{Q}) = \frac{1}{2} \text{ arc tan}[2\mathbf{H}].$$

Plus le champ magnétique est fort, et plus la rotation α du plan de polarisation est importante.

Si le champ magnétique est orthogonal à la direction de diffusion ($\theta = \pi/2$)

$$\mathbf{I} = (\mathbf{I}'/2) [3 - 1/(1 + 4\mathbf{H}^2)]$$

$$\mathbf{Q} = (-\mathbf{I}'/2) [1 + 1/(1 + 4\mathbf{H}^2)]$$

Le facteur de dépolarisation Hanle vaut $|\mathbf{Q}/\mathbf{I}| = (1 + 2\mathbf{H}^2) / (1 + 6\mathbf{H}^2)$. Plus le champ magnétique est fort, et plus la dépolarisation est élevée (mais bornée inférieurement).

$\mathbf{U} = 0$, la polarisation est parallèle au bord solaire

Le « second spectre solaire »

Le « second spectre solaire » désigne le spectre solaire en polarisation linéaire $Q/I(\lambda)$ observé tout près du bord solaire, à quelques secondes d'arc à l'intérieur du bord. On y étudie tout particulièrement la dépolarisation de certaines raies, que l'on attribue à la présence d'un champ magnétique faible et turbulent, non résolu, ce qui conduit à traiter l'hypothèse simplificatrice suivante :

On suppose que toutes les orientations du champ magnétique sont équiprobables ($0 < \theta < 2\pi$) dans le plan tangent à la surface du Soleil. On effectue alors une moyenne angulaire sur θ de 0 à 2π qui donne d'abord $\mathbf{U}_{\text{moy}} = 0$: il n'y a donc aucun signal sur U dans cette hypothèse, donc la polarisation reste parallèle au bord solaire.

Le facteur de dépolarisation Hanle vaut $|\mathbf{Q}_{\text{moy}}/\mathbf{I}_{\text{moy}}| = (1 + \mathbf{H}^2) / (1 + 5\mathbf{H}^2)$. Plus le champ magnétique est fort, et plus la dépolarisation est élevée avec encore une borne inférieure.

On met cette propriété à profit dans le « second spectre solaire ». La mesure de la dépolarisation de certaines raies, par rapport à leur polarisation hors champ magnétique, comme le cœur de CaI 4227 Å présenté ici, permet d'estimer le module du champ magnétique turbulent dans le Soleil, dont on soupçonne la présence partout, y compris dans les régions calmes. Sa contribution au champ magnétique général pourrait ainsi s'avérer importante.

L'extrapolation des champs magnétiques en altitude

On a vu que la mesure des champs magnétiques est difficile dans la couronne solaire. Une façon d'y accéder consiste à mesurer les champs magnétiques sur la surface du Soleil, qu'on extrapole ensuite vers la couronne au moyen d'un modèle mathématique. L'équilibre magnétostatique d'une boucle de champ magnétique est régi par la loi de l'équilibre des forces de gravitation $\rho \mathbf{g}$, de Laplace $\mathbf{j} \wedge \mathbf{B}$ et de pression $-\mathbf{grad} P$ (exprimées par unité de volume) :

$$\rho \mathbf{g} + \mathbf{j} \wedge \mathbf{B} - \mathbf{grad} P = \mathbf{0}$$

\mathbf{j} est la densité de courant électrique, \mathbf{B} le champ magnétique, \mathbf{g} l'accélération de la pesanteur, ρ la masse volumique et P la pression gazeuse. La densité de courant électrique \mathbf{j} se déduit d'une des équations de Maxwell en régime permanent : $\mathbf{rot} \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{j}$

On s'intéresse à la classe particulière d'équilibres hydrostatiques sans force magnétique tels que :

$$\mathbf{j} \wedge \mathbf{B} = \mathbf{0} \text{ et } \rho \mathbf{g} = \mathbf{grad} P$$

Lorsque \mathbf{j} est colinéaire à \mathbf{B} , c'est à dire s'il existe un nombre α tel que $\mu_0 \mathbf{j} = \mathbf{rot} \mathbf{B} = \alpha \mathbf{B}$, alors la force magnétique $\mathbf{j} \wedge \mathbf{B}$ s'évanouit.

En prenant le rotationnel de l'équation $\mathbf{rot} \mathbf{B} = \alpha \mathbf{B}$, on obtient l'équation :

$$\Delta \mathbf{B} + \mathbf{rot}(\alpha \mathbf{B}) = \mathbf{0} \text{ soit } \Delta \mathbf{B} + \alpha \mathbf{rot} \mathbf{B} + \mathbf{grad} \alpha \wedge \mathbf{B} = \mathbf{0}, \text{ soit :}$$

$$\Delta \mathbf{B} + \alpha^2 \mathbf{B} + \mathbf{grad} \alpha \wedge \mathbf{B} = \mathbf{0} \quad \text{avec } \Delta \text{ opérateur Laplacien } (\partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2 + \partial^2/\partial z^2)$$

Il faut y ajouter l'équation de Maxwell $\mathbf{div} \mathbf{B} = 0$

Lorsque $\alpha = 0$, le champ est dit potentiel (sans courant). Il est solution de l'équation de Laplace

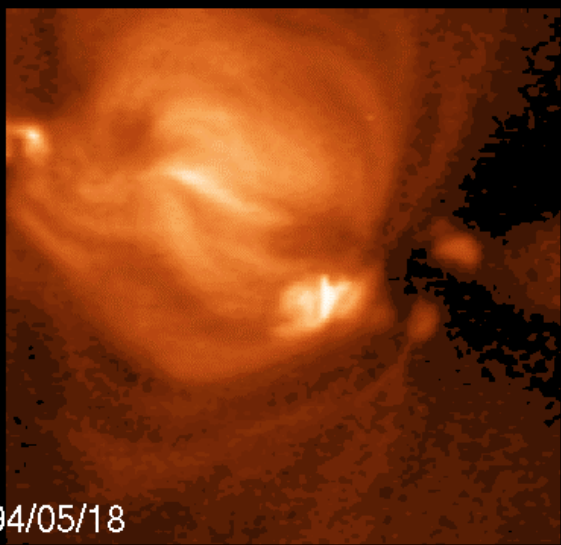
$$\Delta \mathbf{B} = \mathbf{0}$$

Lorsque $\alpha \neq 0$, le champ est dit sans force. Une classe spéciale (dite sans force linéaire) est celle où α est constant dans l'espace. Dans ce cas $\mathbf{grad} \alpha = \mathbf{0}$, et on doit résoudre l'équation d'Helmholtz :

$$\Delta \mathbf{B} + \alpha^2 \mathbf{B} = \mathbf{0}$$

La résolution à α constant à partir d'une condition aux limites imposée par les mesures de champ magnétique sur la surface du Soleil est illustrée par les deux exemples suivants :

Yohkoh/SXT (04:35 UT)

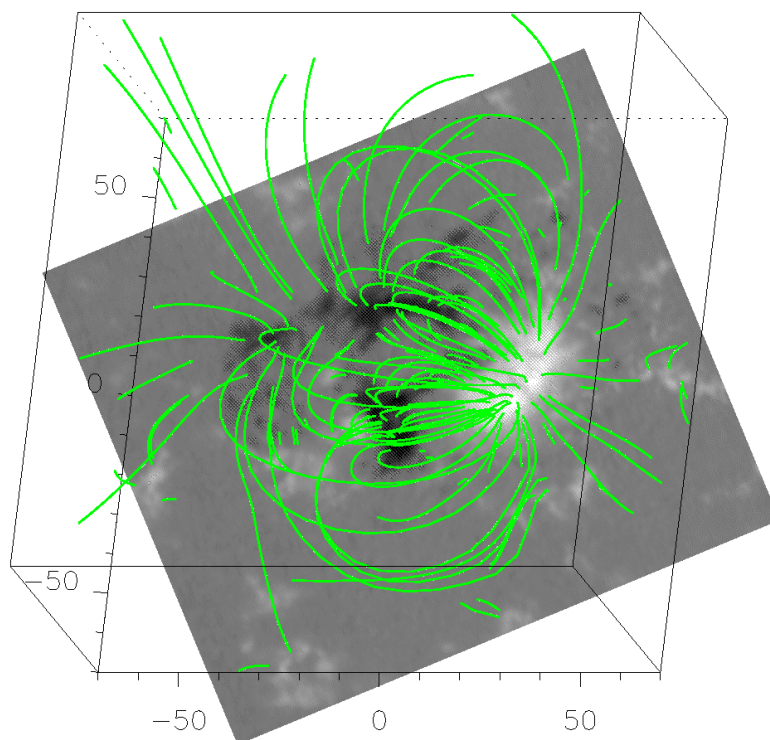


Kitt Peak (15:47 UT) linear fff extrapolation



Extrapolation des champs magnétiques (à droite) au dessus d'une région active présentant des boucles chaudes visibles en rayons X mous (à gauche, instrument YOHKOH/SXT)

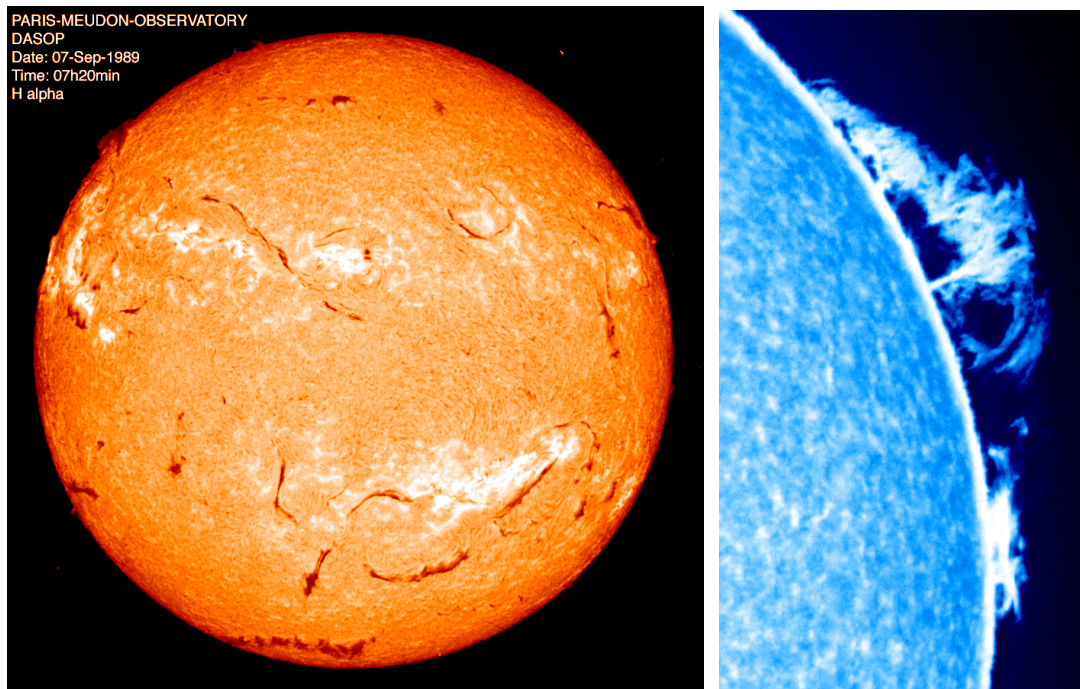
© Observatoire de Paris et JAXA



Extrapolation des champs magnétiques au dessus des taches, la carte en niveaux de gris représente le champ magnétique sur la surface du Soleil © Observatoire de Paris

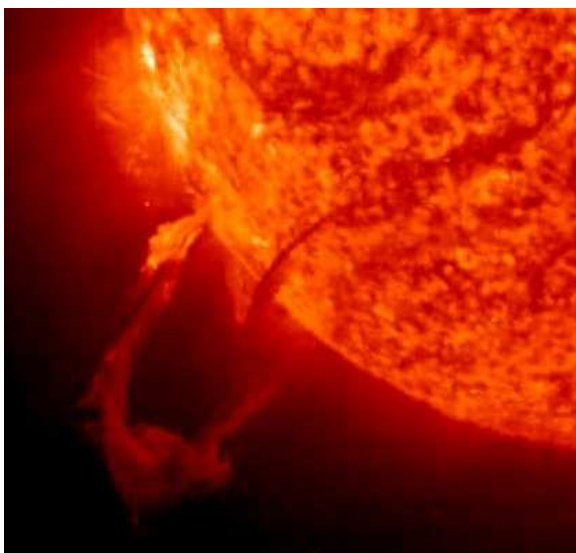
Les manifestations des champs magnétiques

les filaments et protubérances



*Les filaments (« rubans » sombres à gauche) et protubérances (à droite).
© Observatoire de Paris*

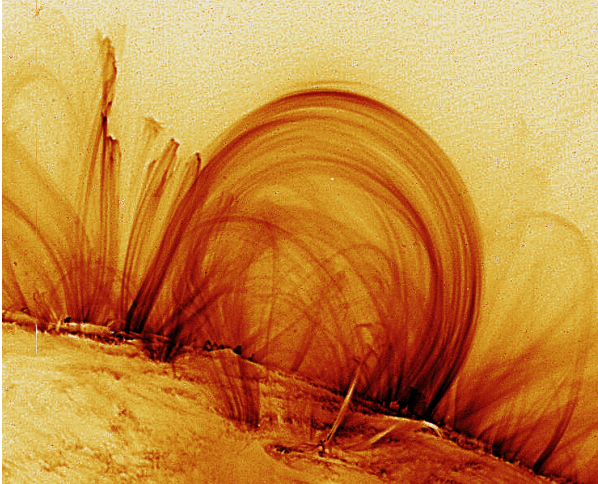
Les filaments (qui sont vus sous forme de protubérances au bord du Soleil) sont des structures magnétisées situées dans la couronne, au dessus de la surface solaire. Leur hauteur peut atteindre 50000 km, et leur longueur plusieurs centaines de milliers de km. Leur température est 100 fois plus faible que celle de la couronne, et leur densité au moins 100 fois plus grande. Si leur matière ne s'effondre pas, c'est qu'elle est soutenue par une sorte de « berceau magnétique » : c'est la force de Laplace, $\mathbf{f} = \mathbf{j} \wedge \mathbf{B}$ (par unité de volume, \mathbf{j} est la densité de courant électrique, et \mathbf{B} le champ magnétique) qui s'oppose à la force de gravité $\rho \mathbf{g}$ (\mathbf{g} accélération de la pesanteur, 275 m/s^2 , ρ masse volumique). Le champ magnétique qui soutient la protubérance évolue, ne serait ce que sous l'influence des mouvements de la surface solaire sous jacente dans laquelle il est ancré : lorsqu'il devient instable, la protubérance peut être éjectée comme le montre l'image ci dessous :



*Les filaments et protubérances peuvent être éjectés suite à une instabilité de leur support magnétique.
© SOHO/EIT HeII 304 Å ESA/NASA*

les éruptions et les instabilités des boucles magnétiques

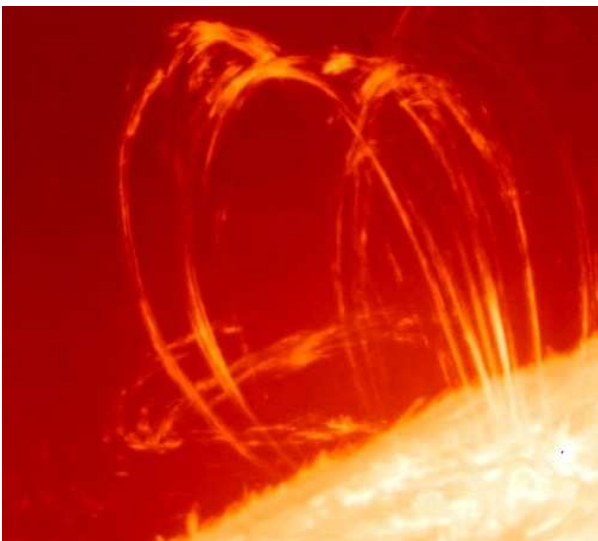
Le Soleil est dynamique ! Son atmosphère est structurée par des champs magnétiques évolutifs dont la première manifestation constitue les taches. Celles ci sont surmontées par des boucles de champ magnétique particulièrement bien visibles en Ultra Violet (températures coronales de l'ordre de 10^6 K) comme le montrent les extraordinaires images du satellite TRACE.



Boucle magnétique coronale.

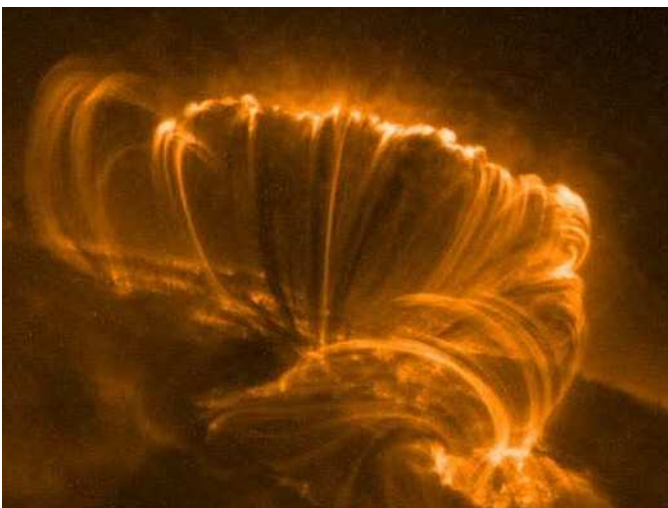
Hauteur voisine de 100 000 km. Les pieds des boucles sont ancrés sous la surface solaire et subissent ses mouvements.

© Transition Region And Coronal Explorer
NASA



Boucle magnétique en Ha lors d'une éruption solaire. Ces boucles résultent du refroidissement de boucles coronales plus chaudes.

© Observatoire de Paris et Académie Royale des Sciences de Suède, télescope suédois de 50 cm de La Palma



Eruption solaire marquée par l'activation d'un grand nombre de boucles magnétiques coronales à haute température (10^6 K)

© Transition Region And Coronal Explorer
NASA

les éjections de masse coronale

A plus grande échelle, le Soleil éjecte vers le milieu interplanétaire des quantités importantes de plasma, avec une fréquence de plusieurs événements par jour en période de maximum d'activité solaire. Ces éjections qui renforcent le vent solaire permanent correspondent à la libération de « bulles » magnétiques formées par un processus de reconnexion magnétique au sommet de boucles magnétiques instables, à l'occasion d'éruptions ou d'instabilités de protubérances ou filaments.

De telles éjections, lorsqu'elles sont dirigées vers la Terre, sont susceptibles de perturber l'environnement terrestre spatial, perturbation dont la manifestation naturelle la plus belle est constituée par le phénomène des aurores boréales (et australes).



*Ejection de masse coronale
vue par le coronographe C3
de SOHO en lumière
blanche
© SOHO/LASCO-C3
ESA/NASA*