

Sur un effet météorologique lié au champ magnétique du soleil

par Michel Roth

Institut d'Aéronomie Spatiale

ABSTRACT

A study of the influence of the solar magnetic sector structure on the terrestrial atmospheric vorticity has been made in the 70's by Wilcox and his collaborators at the University of Stanford in California. The results of this study are reported in this paper. It appears that the average area of high vorticity centres as a whole decreases (low-pressure troughs become less intense) during a few days near the times at which sector boundaries are carried past the Earth by the Sun's rotation. The effect is observed during winter for the low-pressure troughs of the Northern Hemisphere north of 20°. This is a tropospheric effect which is not observed above the lowest layers of the stratosphere. Its amplitude at 500 hPa is about 10%.

The solar magnetic sector structure and associated warped heliospheric current sheet discovered by Wilcox and Svalgaard are first described. Then the method used to define the vorticity area index (VAI) is developed. The above mentioned effect, its relevance, its possible influence on weather forecasting and the possible physical mechanisms involved are analysed in detail in the rest of this paper.

Certains phénomènes qui impliquent l'ionosphère et la magnétosphère, c'est-à-dire toute la région de l'espace située au-delà de 100 km d'altitude, sont contrôlés par l'activité solaire. De plus, la véracité des corrélations qui en découlent est acceptée par l'ensemble de la communauté scientifique. Un exemple typique d'une telle corrélation, déjà connue à la fin du XIX^e siècle (Tromholt, 1902), est celle qui existe entre le nombre de taches à la surface du Soleil et la fréquence d'occurrence aurorale¹. En outre, les causes et les mécanismes de ces corrélations sont bien établis².

Par contre, la complexité des couches atmosphériques inférieures - troposphère et stratosphère (voir l'encadré: *Les couches atmosphériques les plus importantes du point de vue météorologique*) - rend plus difficile l'étude des effets qu'y engendrent les variations du rayonnement solaire UV et X et celles du rayonnement cosmique solaire de haute énergie. Il s'agit là d'un domaine de recherches toujours d'actualité et qui est loin d'avoir fourni toutes les réponses à nos interrogations sur les liens entre activité solaire et phénomènes météorologiques, voire climatiques. En effet, les nombreux travaux sur ce sujet, publiés dans la littérature scientifique spécialisée, apportent très souvent des résultats contradictoires (Pitcock, 1978).

Pour progresser dans ce domaine de recherches, il faut isoler les effets liés aux différents aspects de l'activité solaire. En effet, celle-ci n'est pas seulement rythmée par le cycle undécennal plus ou moins régulier des taches. Des échelles de temps beaucoup plus courtes la caractérisent également. L'activité solaire est par exemple modulée par la rotation du Soleil sur lui-même en 27 jours. Elle se manifeste de surcroît par des phénomènes de nature aléatoire, comme les éruptions.

Cet article ne sera pas une revue critique des trop nombreux travaux visant à mettre en évidence d'éventuels effets météorologiques induits par l'activité solaire. Il a seulement pour but d'attirer l'attention du lecteur sur un des rares effets météorologiques dont la liaison avec la « variabilité » solaire est généralement acceptée. Cet effet a été mis en évidence pour la première fois, en 1973, par J. Wilcox et ses collaborateurs, à l'université de Stanford en Californie (Wilcox et al., 1973). Il ne s'agit pas ici d'une corrélation avec le nombre de Wolf, dont la variation périodique reflète le cycle de 11 ans des taches. Il s'agit plutôt d'une corrélation avec un paramètre du champ magnétique interplanétaire (d'origine solaire). Au niveau de l'orbite terrestre, la variabilité temporelle de ce champ résulte de sa structure spatiale non uniforme, entraînée en bloc par la rotation du Soleil sur lui-même, et modulée par l'activité cyclique des taches (ultérieurement, un encadré décrira plus en détail la structure à grande échelle du champ magnétique interplanétaire).

Ainsi, Wilcox et ses collaborateurs ont découvert l'effet suivant: *Dans la partie de l'hémisphère Nord dont la latitude est supérieure à 20°, l'étendue globale moyenne des zones de basse pression atteint un minimum prononcé environ un jour après toute inversion de polarité du champ magnétique interplanétaire au niveau de l'orbite terrestre. Cet effet est une réponse moyenne à un grand nombre d'observations de telles inversions et ne se manifeste que pendant la période s'étalant de novembre à mars.*

La « réalité » de cet effet, valable à tout niveau de la troposphère et dans les couches inférieures de la stratosphère, sera discutée en détail. Son influence éventuelle sur la précision des prévisions du temps sera évoquée. Des mécanismes physiques qui ont été proposés pour l'expliquer seront également rapportés.

¹ Voir aussi un article de l'auteur paru dans *Ciel et Terre*; Roth, 1989.

² Pour une revue de ces corrélations, voir l'excellent article de Gendrin (Gendrin, 1981).

Les couches atmosphériques les plus importantes du point de vue météorologique

Du point de vue météorologique, les couches atmosphériques les plus importantes sont les couches les plus basses : la *troposphère* et la *stratosphère*.

La troposphère, épaisse d'une dizaine de kilomètres, est la couche la plus basse. Elle est donc en contact avec la surface terrestre. La température y décroît *en moyenne* d'environ 0,5 °C quand l'altitude croît de 100 m. C'est dans la troposphère que se produisent la plupart des phénomènes météorologiques.

La décroissance de la température avec l'altitude cesse à la *tropopause*, couche de transition relativement mince séparant la troposphère de la stratosphère (voir figure*). L'altitude et la température de la tropopause sont d'environ 8 km et - 50 °C dans les régions polaires; 17 km et - 80 °C à l'équateur. En plus de ces variations géographiques, la tropopause subit des variations temporelles importantes, à la fois de température et d'altitude.

Dans la troposphère, les variations de température avec l'altitude n'y sont pas constantes. Le taux de variation devient parfois nul, dans les couches dites isothermes ($T = \text{constante}$), ou positif, dans les couches dites d'inversion (T croît

avec l'altitude). Les couches d'inversion sont fréquentes surtout au voisinage de la surface terrestre. Elles constituent un phénomène nocturne : le refroidissement au sol y étant plus rapide que celui de l'air.

A cause de la présence de l'ozone, qui absorbe les radiations ultraviolettes du Soleil, la température dans la stratosphère augmente avec l'altitude. Le sommet de la stratosphère se situe vers 50 km. La température moyenne y est alors de l'ordre de 0 °C.

La distribution des températures dans le système «surface terrestre - atmosphère» est le résultat de différents apports ou pertes de chaleur au sein même de ce système.

C'est finalement le réchauffement - ou le refroidissement - *différencié* que subissent les couches atmosphériques les plus basses, du fait de la distribution de *sources* et de *puits* de chaleur, dans l'espace et dans le temps, qui engendre et entretient les mouvements atmosphériques. Des facteurs mécaniques, comme par exemple ceux liés à la rotation de la Terre, jouent néanmoins aussi un rôle non négligeable dans la genèse de ces mouvements.

La structure en secteurs du champ magnétique interplanétaire

L'effet mis en évidence par Wilcox et ses collaborateurs fait référence au changement de polarité du champ magnétique interplanétaire au niveau de l'orbite terrestre. Aussi, avant toute autre considération, il apparaît utile de caractériser ce champ.

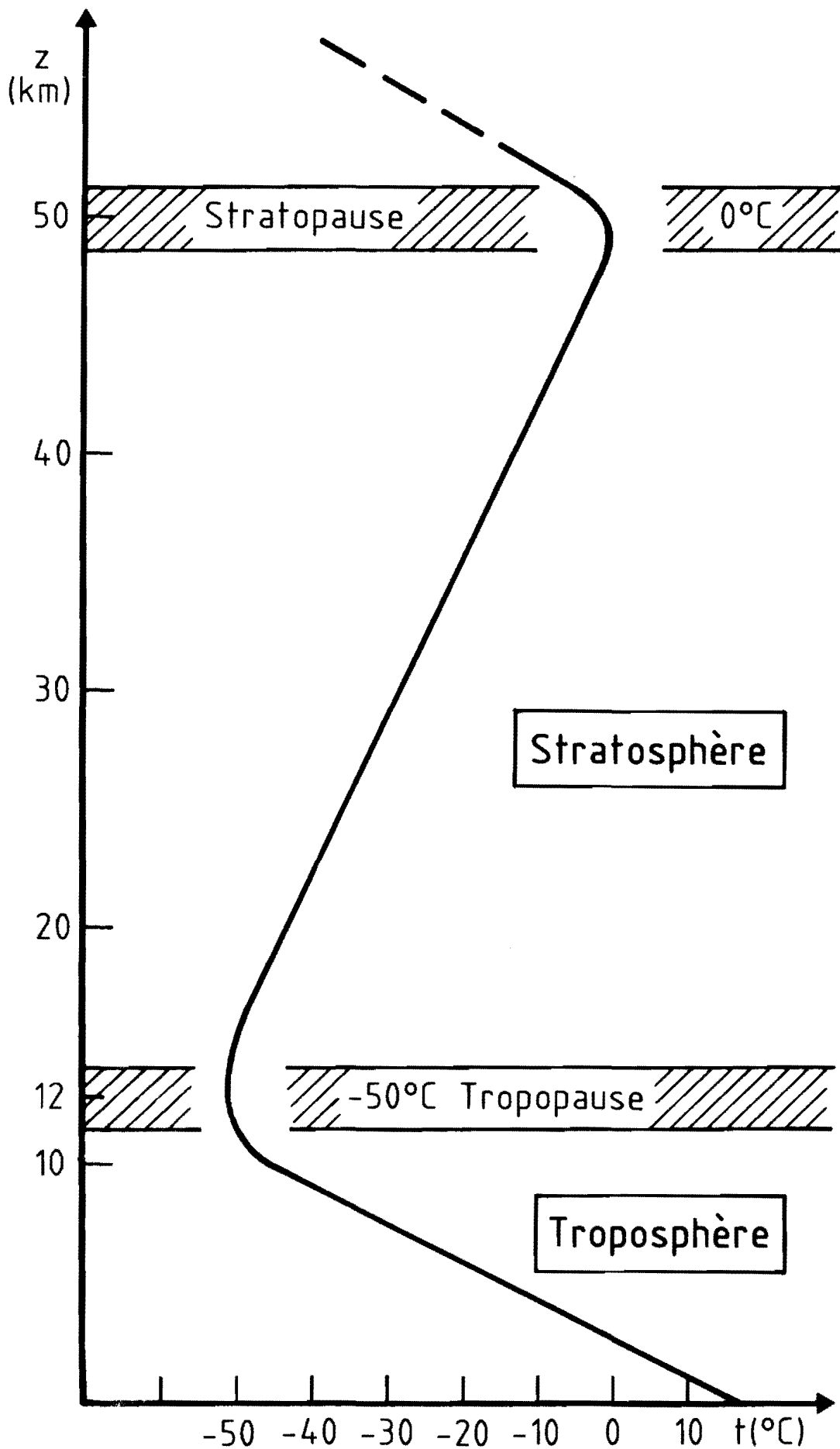
Le modèle de Parker du vent solaire³ prédisait déjà que les lignes de force du champ magnétique solaire dans le plan de l'écliptique devaient se structurer en forme de spirale, à cause de la rotation du Soleil sur lui-même (Parker, 1958). Cette configuration fut confirmée dès 1962 par les premières sondes américaines *Pioneer 10* et *Mariner 2*. Au voisinage de l'orbite terrestre, l'inclinaison des lignes de champ par rapport à l'axe Soleil-Terre est d'environ 45°.

Par la suite, la connaissance de la structure du champ dans le plan de l'écliptique fut encore améliorée (Ness and Wilcox, 1967; Wilcox, 1968; Svalgaard et al., 1975). Ainsi, des observations multiples, à l'aide de magnétomètres embarqués à bord de satellites, mirent en évidence la structure en *secteurs* du champ magnétique interplanétaire. La figure 1 illustre cette structure et montre que deux secteurs voisins possèdent toujours des polarités magnétiques opposées.

Dans un secteur donné, on voit que le champ, orienté suivant une spirale d'Archimède, est soit dirigé vers le Soleil, soit dirigé dans la direction opposée. Habituellement, un secteur donné a une étendue d'environ 90° en longitude solaire. Il y a donc, en général, 4 secteurs magnétiques qui recouvrent entièrement le plan de l'écliptique. Entraînée par la rotation du Soleil sur lui-même, cette structure en secteurs balaye l'orbite terrestre avec une période proche de 27 jours, qui correspond à la rotation synodique solaire (Pour une description à 3 dimensions, voir l'encadré: *Le modèle de la jupe de ballerine du champ magnétique interplanétaire*).

Deux secteurs magnétiques voisins sont séparés par une couche frontière d'épaisseur finie : une « lame » de courant électrique à l'intérieur de laquelle le champ change progressivement d'orientation. L'épaisseur de cette couche frontière est de l'ordre de quelques rayons de giration des protons du vent solaire (Roth, 1986) et peut varier de quelques dizaines à quelques centaines de milliers de km. A cause de son épaisseur finie et de sa grande vitesse orbitale au niveau de l'orbite terrestre (environ 400 km/s), la frontière entre 2 secteurs magnétiques balaye la trajectoire d'un satellite dans un intervalle de temps de l'ordre d'une fraction d'heure. C'est pourquoi l'observation, au niveau de l'orbite terrestre, du passage d'un secteur magnétique à un autre permet de dater avec une bonne précision le changement de polarité du champ magnétique interplanétaire. L'erreur commise est, en effet, nettement inférieure à un jour. De plus,

³ Pour un bon article de vulgarisation sur le vent solaire, voir : Steinberg et Couturier, 1984.



Figure*: Profil thermique vertical des régions inférieures de l'atmosphère. Dans la troposphère, la température décroît, puis s'élève dans la stratosphère, en raison de la présence de l'ozone qui absorbe les radiations UV du Soleil.

il existe de longues séries de données concernant les propriétés de ce champ. Celles-ci ont été obtenues à partir de mesures effectuées à bord de satellites ou déduites d'observations magnétiques au sol, dans les régions polaires (on trouve par exemple un atlas de données dans: Svalgaard, 1972; 1975; 1976).

L'indice VAI

Pour un niveau atmosphérique donné, le paramètre météorologique qui intervient dans la corrélation mise en évidence par Wilcox et ses collaborateurs représente, dans une certaine mesure, l'étendue globale des zones de basse pression associées à une région déterminée, couverte par les sondages météorologiques. Cette étendue peut être définie d'une façon objective par l'introduction d'un indice (V) ayant la dimension d'une aire, et lié à l'intensité de la circulation tourbillonnaire des masses d'air autour des zones de dépression (Roberts et Olson, 1973a). En abrégé, cet indice est noté VAI pour «Vorticity area index» (Pour une compréhension

accrue de ce qui va suivre, nous conseillons au lecteur non averti de lire d'abord l'encadré intitulé: *Examen du champ de pression et mouvements atmosphériques*).

Pour évaluer l'indice VAI, les cartes «en altitude», établies quotidiennement à 0h et à 12h UT, sont d'abord utilisées pour tracer les isolignes du champ du tourbillon absolu, pour un niveau de pression donné de l'atmosphère (300 hPa, 500 hPa,...). Ces isolignes sont tracées à partir de grilles du géopotential, en se servant de l'approximation du vent géostrophique pour calculer le tourbillon relatif, et en y ajoutant le tourbillon d'entraînement exprimé par le paramètre de Coriolis. Les cartes utilisées couvrent, sauf mention contraire, toutes les régions de l'hémisphère Nord situées au nord du 20° parallèle. Une caractéristique remarquable d'un champ de tourbillon, analysé sur une carte «d'altitude», réside dans le fait que les régions caractérisées par des valeurs élevées du tourbillon absolu coïncident étroitement avec les dépressions visibles sur un tracé d'isohypes (Roberts et Olson, 1973b).

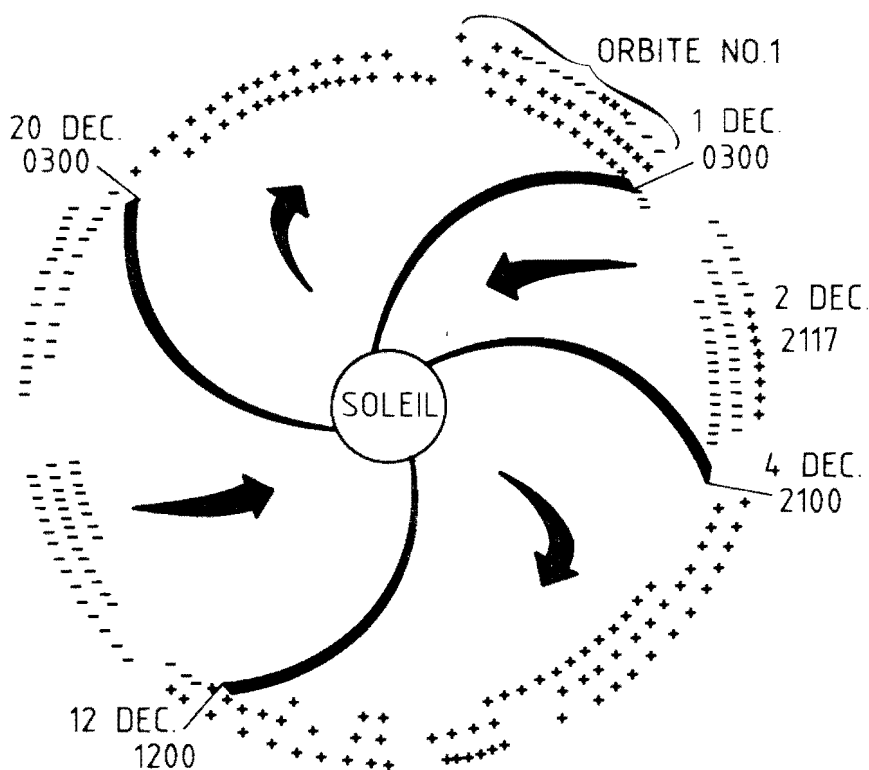


Figure 1 : Structure en secteurs du champ magnétique interplanétaire mise en évidence par les observations du satellite *IMP-1* au cours de l'hiver 1963-1964 (Wilcox et Ness, 1965). La trajectoire d'*IMP-1*, fortement elliptique, possédait un apogée situé à 31,7 rayons terrestres. La durée totale des observations représentées ici correspond à une période de temps d'environ 3 rotations solaires. A la périphérie de la figure, soit vers 1 Unité Astronomique, les signes (+) et (-) représentent la direction moyenne du champ sur un intervalle de 3 heures. Ainsi, un signe (-) indique que le champ, orienté suivant une spirale d'Archimède, est dirigé vers le Soleil, tandis qu'un signe (+) indique une direction inverse. Il est clair que les lignes de champ divisent ici l'écliptique en 4 secteurs de polarités magnétiques opposées. Le nombre de ces secteurs varie cependant entre 2 et 6 suivant l'activité solaire. Entraînée par la rotation du Soleil sur lui-même, cette configuration balaye l'orbite terrestre en 27 jours. Dès lors, lorsqu'une frontière entre secteurs adjacents croise la trajectoire d'un satellite, cette même frontière sera à nouveau observée environ 27 jours plus tard, comme en témoigne sur la figure la répétition de polarités identiques observée après chaque rotation solaire.

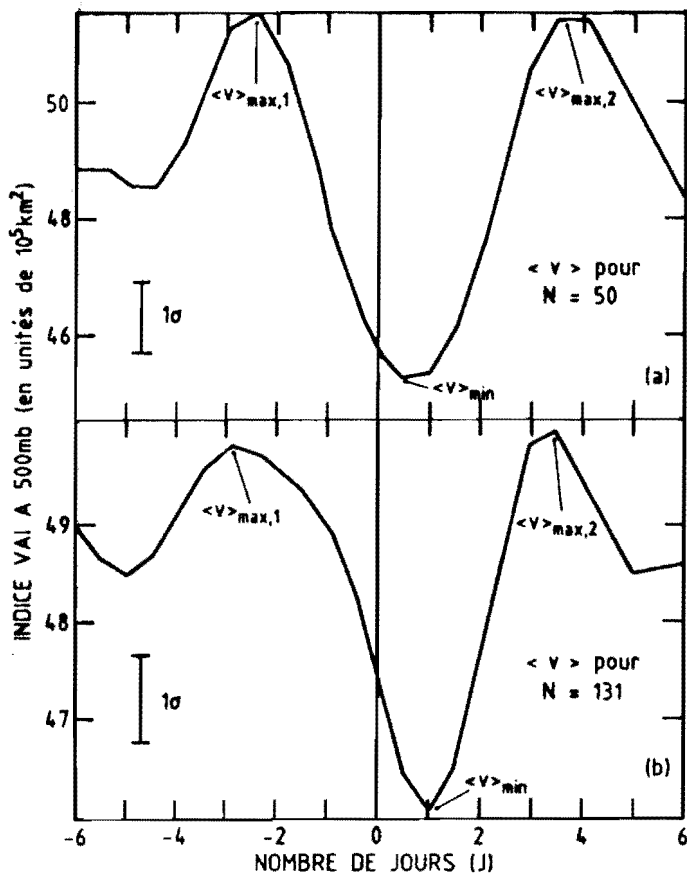


Figure 2 : Réponse moyenne $\langle V \rangle$ de l'indice VAI au changement de polarité du champ magnétique solaire au niveau de l'orbite terrestre. L'indice VAI (V) est ici relatif aux régions de l'hémisphère Nord entre 20°N et 90°N , et est calculé au niveau 500 hPa. La courbe (a) est la réponse moyenne $\langle V \rangle$ à 50 passages d'un secteur magnétique à un autre, recensés au cours des mois d'hiver (de novembre à mars), de novembre 1963 à mars 1969. Pour reproduire la courbe (b), 81 nouveaux passages, recensés de la même manière de 1969 à 1979, ont été ajoutés à cette série initiale d'observations. Les réponses moyennes sont calculées pendant une période de 12 jours, centrée sur l'instant d'observation du changement de polarité ($J = 0$). L'ordonnée est une « mesure moyenne » de l'aire (en unités de 10^5 km^2) d'une douzaine de dépressions à l'intérieur desquelles la circulation tourbillonnaire des masses d'air dépasse un seuil critique ($S = 2.10^{-4} \text{ s}^{-1}$). L'aire des zones à l'intérieur desquelles cette circulation dépasse $2.4.10^{-4} \text{ s}^{-1}$ est néanmoins comptée deux fois (voir texte). De ces deux courbes, on déduit que l'étendue globale moyenne des zones de basse pression, définie de cette façon, atteint un minimum prononcé ($\langle V \rangle_{\text{min}}$) environ un jour après toute inversion de polarité du champ. Deux maxima, $\langle V \rangle_{\text{max},1}$ et $\langle V \rangle_{\text{max},2}$, sont présents de part et d'autre de ce minimum. Leur valeur algébrique étant $\langle V \rangle_{\text{max}}$, on voit que l'amplitude de l'effet est de l'ordre de 10%. A $J = 1$, on a également calculé la variance de V . Cette variance (1σ) est représentée à côté de chaque courbe par une barre d'erreur. Elle est de l'ordre de 10^5 km^2 , alors que l'écart absolu, $\langle V \rangle_{\text{max}} - \langle V \rangle_{\text{min}}$, est 4 à 7 fois supérieur (adapté de Wilcox, 1979 et de Wilcox et al., 1976).

Un seuil de 2.10^{-4} s^{-1} (correspondant à un creux barométrique prononcé; Roberts et Olson, 1973b) est ensuite assigné au tourbillon absolu. Pour chaque dépression visible sur un tracé d'isohypses, l'aire A_i (en km^2), pour laquelle ce seuil est dépassé, est alors calculée par ordinateur. L'aire B_i (en km^2) pour laquelle le tourbillon absolu dépasse un nouveau seuil, fixé à $2.4.10^{-4} \text{ s}^{-1}$, est également calculée. Pour pratiquement toutes les dépressions étudiées, il y a une région à l'intérieur de laquelle le tourbillon absolu dépasse le seuil inférieur et, pour les dépressions importantes, le seuil supérieur est presque toujours dépassé à l'intérieur d'une cer-

taine zone (Wilcox et al., 1973). Pour chaque dépression (i), un indice partiel $V_{pi} = A_i + B_i$ est en fin de compte évalué.

L'indice VAI d'un niveau atmosphérique donné est la somme (V) de tous les V_{pi} partiels et représente donc la contribution de toutes les dépressions de l'hémisphère Nord situées au nord du 20° parallèle⁴. A 300 hPa, les aires B_i ne sont responsables, en général, que d'une contribution d'environ 15% à l'indice VAI (Wilcox et al., 1974). C'est pourquoi cet indice n'est parfois défini qu'à partir des aires A_i (ce sera le cas pour les résultats présentés par la suite à la figure 3). L'addition des aires B_i sert avant tout à renforcer la contribution des zones à circulation cyclonique intense. Ces zones ont un « poids » double puisque leurs aires sont alors comptées deux fois dans le calcul de l'indice VAI.

Par construction, l'indice VAI représente, dans une certaine mesure, l'étendue de toutes les zones de basse pression de l'hémisphère Nord situées au nord du 20° parallèle. Seules entrent en compte dans son calcul les zones à l'intérieur desquelles le tourbillon absolu excède un seuil fixé. L'indice VAI est donc un paramètre objectif, puisqu'aucune interprétation ni jugement personnel ne sont nécessaires pour le déterminer. Son calcul ne relève que de l'ordinateur.

L'influence de la structure en secteurs du champ magnétique interplanétaire sur l'indice VAI

Dans leurs travaux, Wilcox et ses collaborateurs ont d'abord considéré les diverses observations, au niveau de la Terre, de passages d'un secteur magnétique à un autre, recensés au cours des mois de novembre à mars des années 1963 à 1973. Parmi ces « événements », ceux dont l'identification ne posait pas de problème furent retenus. Ils ne gardèrent pour cette raison que les passages pour lesquels le champ magnétique interplanétaire conservait une direction propre pendant au moins 4 jours dans chacun des deux secteurs adjacents. Pour chacun des événements sélectionnés, ils calculèrent la variation de l'indice VAI pendant une période de 12 jours, « centrée » sur la date d'« occurrence » ($J = 0$ sur la figure 2).

Un résultat obtenu de cette manière est reproduit à la figure 2, pour un niveau atmosphérique de 500 hPa (voisin de 5,5 km). Cette figure ne reproduit cependant pas une variation relative à un seul événement, ce qui n'aurait d'ailleurs aucune signification statistique. A la figure 2a, on a plutôt reproduit la réponse moyenne $\langle V \rangle$ de l'indice VAI à 50 passages d'un secteur magnétique à un autre, recensés au cours des mois d'hiver (novembre à mars), de 1963 à 1969. A la figure 2b, 81 nouveaux passages observés de novembre à mars, au cours des années 1969 à 1973, ont été ajoutés à la série initiale des 50 premiers passages. Il est remarquable de constater que la forme de la variation de

⁴ L'indice VAI utilisé dans les travaux de Wilcox et al. est en réalité un indice « lissé ». Pour éliminer les fluctuations à court terme, une série temporelle de valeurs « lissées » est obtenue en remplaçant chaque valeur « brute » (V_j) par une valeur « lissée » ($V_{l,j}$). Celle-ci se calcule à partir de l'expression : $V_{l,j} = (0,5V_{j-1} + V_j + 0,5V_{j+1})/2$, où V_{j-1} , V_j et V_{j+1} sont des valeurs « brutes » de l'indice VAI à 12h d'intervalle. Finalement, les variations correspondant à des périodes de temps supérieures à 13 jours et celles dues aux effets saisonniers sont également éliminées par divers procédés de lissage. L'indice VAI utilisé dans la suite de cet article est donc l'indice résultant de tous ces processus de lissage. La valeur de cet indice à un instant donné sera désignée simplement par « V ».

$\langle V \rangle$ est identique dans les deux cas, ce qui indique que l'effet illustré à la figure 2 est indépendant de la série de données qui a servi à le mettre en évidence⁵.

Un « puits » d'une largeur égale à environ 3 jours est bien visible sur les deux courbes de la figure 2, indiquant que l'indice $\langle V \rangle$ - donc, de manière statistique, l'étendue globale des zones de basse pression au-delà du 20° parallèle Nord - possède un minimum prononcé au milieu de cette période. Ce minimum ($\langle V \rangle_{\min}$) est d'ailleurs atteint environ un jour après le changement de polarité du champ magnétique interplanétaire (à $J = +1$, sur la figure 2). De part et d'autre du « puits », on remarque également deux maxima, dont la moyenne algébrique est notée $\langle V \rangle_{\max}$. L'amplitude de l'effet est de l'ordre de 10%.

A 300 hPa, la réponse moyenne $\langle V \rangle$ de l'indice VAI à 133 passages de frontière entre secteurs magnétiques, recensés au cours des hivers 1963 à 1973 a été utilisée à la figure 3 pour reproduire l'écart relatif : $(\langle V \rangle_{\max} - \langle V \rangle_{\min}) / \langle V \rangle_{\max}$. Cet écart relatif a été calculé, non

pas pour toute la région de l'hémisphère Nord située au nord du 20° parallèle, mais pour différentes tranches d'extension en latitude, comprenant chacune un nombre identique de stations d'observations : 23°-27°; 27°-32°; 32°-37°; ...; 62°-90°N.

Rappelons qu'un seuil unique ($S = 2.10^{-4} \text{ s}^{-1}$) est parfois assigné au tourbillon absolu afin de définir l'indice VAI. D'autre part, à une valeur plus élevée de S correspondrait un « nouvel indice VAI » qui serait une « mesure » de l'aire de régions, plus restreintes en étendue, à l'intérieur desquelles le tourbillon absolu dépasserait le nouveau seuil fixé, c'est-à-dire de régions où la circulation cyclonique serait la plus intense. Lorsque S est un paramètre variable et lorsque l'indice VAI correspondant est relatif aux tranches d'extension en latitude mentionnées plus haut, on obtient alors les différentes courbes illustrées à la figure 3.

Celle-ci démontre que l'effet du changement de polarité du champ magnétique interplanétaire est très prononcé pour les régions à circulation cyclonique intense. En effet, les écarts relatifs les plus importants sont toujours représentés

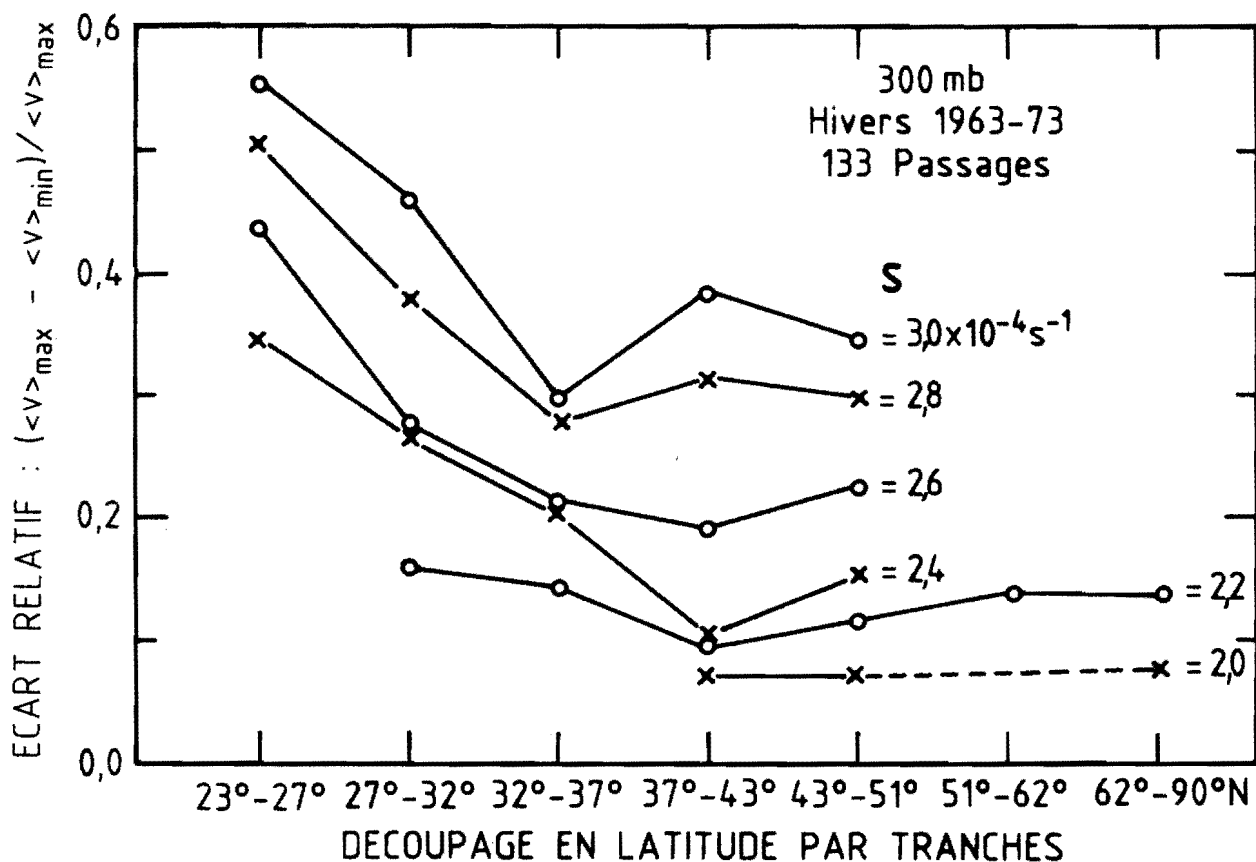


Figure 3: L'écart relatif, $(\langle V \rangle_{\max} - \langle V \rangle_{\min}) / \langle V \rangle_{\max}$, est calculé pour différentes régions zonales comprenant chacune un nombre identique de stations d'observations. Les différentes courbes correspondent à des valeurs distinctes d'un paramètre servant à calculer l'indice VAI. Ce paramètre, que l'on fait varier dans le cas présent, est le seuil (S) assigné au tourbillon absolu. Pour chaque région zonale représentée en abscisse, l'effet illustré à la figure 2 est le plus marqué pour les régions à circulation tourbillonnaire intense. En effet, la courbe $S = 3.10^{-4} \text{ s}^{-1}$ four-

nit en chacun de ses points l'écart relatif maximal. Pour toute valeur de S , cet écart est aussi le plus grand aux latitudes les plus basses, mais l'écart absolu, $(\langle V \rangle_{\max} - \langle V \rangle_{\min})$, n'y est pas pour autant le plus élevé. En effet, en dehors des régions tempérées n'évoluent en général qu'une à deux dépressions dont l'aire totale est 5 à 10 fois inférieure à celle des dépressions qui évoluent en majorité dans les tranches 37°N-43°N et 43°N-51°N (d'après Wilcox, 1979).

⁵ Pour une série de 46 passages d'un secteur magnétique à un autre, qui est un sous-ensemble des données ayant servi à reproduire la figure 2b, la forme de la variation de $\langle V \rangle$ est à nouveau retrouvée (Wilcox et al., 1976). Parmi les données d'origine, ces 46 passages ne relèvent que de l'observation par satellite.

à la courbe $S = 3.10^{-4} \text{ s}^{-1}$. En particulier, pour la zone de latitude comprise entre 43° et 51° - où la plupart des dépressions évoluent - on remarque que l'écart relatif, donc l'amplitude de l'effet, augmente régulièrement avec la valeur de S .

Sur la réalité de l'effet du champ magnétique solaire sur la circulation atmosphérique

Contrairement à la plupart des prétendues corrélations entre phénomènes climatiques et cycles de l'activité solaire, la corrélation discutée dans cet article a résisté à toutes les analyses ultérieures (par exemple, Pittock, 1978). En particulier, les méthodes statistiques utilisées ont été examinées de façon critique, notamment en ce qui concerne la sélection des données et les méthodes de lissage (Hines et Halevy, 1975; 1977). En outre, les résultats initiaux obtenus par Wilcox et son équipe ont été reproduits à l'aide d'autres séries de données correspondant à des périodes différentes (Larsen et Kelley, 1977), ou en utilisant des sous-ensembles ou des extensions des données d'origine (Wilcox et al., 1974; 1975; 1976).

Divers aspects relatifs à l'effet discuté dans cet article ont été analysés en détail dans la littérature spécialisée. Nous résumons ci-après les principales conclusions :

1. L'effet est indépendant de la manière dont s'effectue le changement de polarité du champ magnétique (Wilcox et al., 1974). Par exemple, dans une étude analogue à celle qui a servi à reproduire la figure 2, on pourrait s'intéresser aux passages d'un secteur magnétique à un autre, pour lesquels le champ passe d'une orientation dirigée vers le Soleil à une direction opposée, et vice versa. Dans les deux cas, l'effet est identique à celui illustré figure 2;

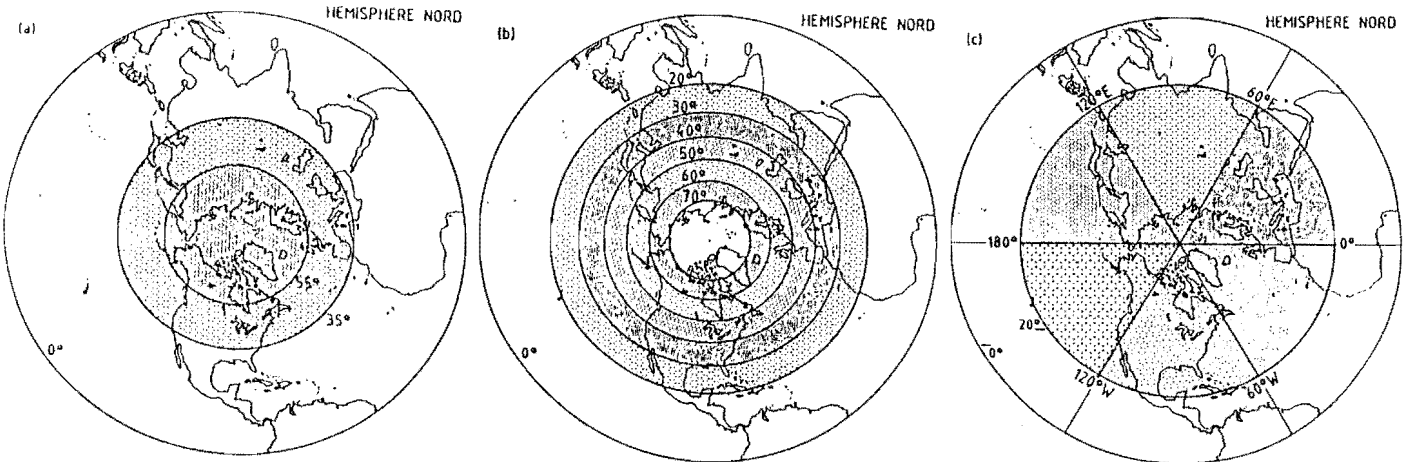


Figure 4 : L'effet représenté à la figure 2 a également été étudié pour des régions distinctes de l'hémisphère Nord. En (a), cet effet a été étudié pour les deux régions zonales d'extension 35°N-55°N et 55°N-90°N. En (b), il a été étudié pour 5 régions zonales, dont chacune a une extension de 10°. Elles s'étendent de 20°N à 70°N. En (c), on a cherché à mettre en évidence une variation éventuelle en fonction de la longitude. C'est pourquoi, l'effet

2. L'effet a été étudié aux niveaux atmosphériques suivants : 850 hPa, 700 hPa, 500 hPa, 300 hPa, 200 hPa⁶, 100 hPa, 50 hPa, 30 hPa, et 10 hPa, correspondant à des altitudes croissantes (Wilcox et al., 1974). Des courbes de forme similaire à celle des courbes reproduites à la figure 2 ont été déduites pour les 6 niveaux atmosphériques allant de 850 hPa à 100 hPa. Au-delà, la similitude s'estompe rapidement. Il en ressort que l'effet est réel dans la troposphère et dans les couches inférieures de la stratosphère;

3. Les courbes de la figure 2 ont été établies pour les régions de l'hémisphère Nord s'étendant de 20°N à 90°N. L'effet

⁶ Correspond au niveau de la tropopause au voisinage de 30° à 40° de latitude.

représenté à la figure 2 persiste lorsqu'on l'étudie, à 500 hPa, dans les deux régions zonales distinctes illustrées à la figure 4a. Le champ magnétique solaire produit donc un effet similaire et presque instantané dans les deux régions en question. Lorsque les 5 régions zonales illustrées à la figure 4b sont considérées séparément, à 300 hPa, la réponse moyenne de l'indice VAI correspondant montre encore un minimum aux alentours de l'instant où la polarité du champ magnétique interplanétaire s'inverse. Les courbes tracées dans un format analogue à celui de la figure 2 sont néanmoins caractérisées par de nombreuses fluctuations. Les mêmes conclusions sont obtenues lorsqu'on considère les 6 régions méridiennes illustrées à la figure 4c (Wilcox et al., 1974)⁷. Aucune de ces régions méridiennes ne contribue de manière prépondérante à l'effet en question, alors que celui-ci est optimal dans la zone de latitudes moyennes comprises entre 40° et 50° (la différence entre $\langle V \rangle_{\max}$ et $\langle V \rangle_{\min}$ y est sensiblement plus marquée);

4. L'effet n'apparaît que pour les 5 mois d'hiver, s'étalant de novembre à mars. En effet, Wilcox et son équipe ont considéré séparément les 6 intervalles de temps suivants : 16 juillet-15 septembre, 16 septembre-15 novembre, etc. Chacun de ces intervalles a donc une durée de 2 mois. L'effet n'apparaît que pour les intervalles : 16 novembre-15 janvier et 16 janvier-15 mars (Wilcox et al., 1975). On ignore encore pourquoi l'effet n'est pas significatif d'avril à octobre⁸.

a été étudié pour 6 régions au nord du 20° parallèle dont les intervalles en longitude sont respectivement : 0°-60°E, 60°E-120°E, 120°E-180°, 0°-60°W, 60°W-120°W et 120°W-180°. A l'exception de la région zonale, 40°N-50°N, où la plupart des dépressions évoluent, aucune des régions représentées en (a), (b) ou (c) ne contribue de manière prépondérante à l'effet en question.

⁷ Dans chacune des régions illustrées aux figures 4b et 4c, on ne trouve en général qu'une ou deux zones de basse pression, alors qu'il y en a 10 à 12 dans toute la région de l'hémisphère Nord comprise entre 20°N et 90°N. Comparativement, les zones de basse pression à l'intérieur de cette dernière région possèdent donc une étendue globale environ dix fois supérieure. Les régions illustrées aux figures 4b et 4c sont alors caractérisées par un indice VAI dont l'ordre de grandeur est dix fois plus petit que celui de la figure 2. Le bruit associé à la réponse moyenne de cet indice à l'influence du champ magnétique solaire sera donc plus important.

⁸ Le fait que cet effet soit prédominant seulement en hiver pourrait être lié à la suggestion de King que le champ magnétique terrestre peut influencer, par l'intermédiaire d'un mécanisme encore inconnu, le comportement des couches atmosphériques inférieures, en hiver, dans les régions polaires (King, 1974a, 1974b). N'oublions pas en effet que les variations du champ magnétique terrestre dans les régions polaires sont étroitement corrélées avec celles du champ magnétique interplanétaire.

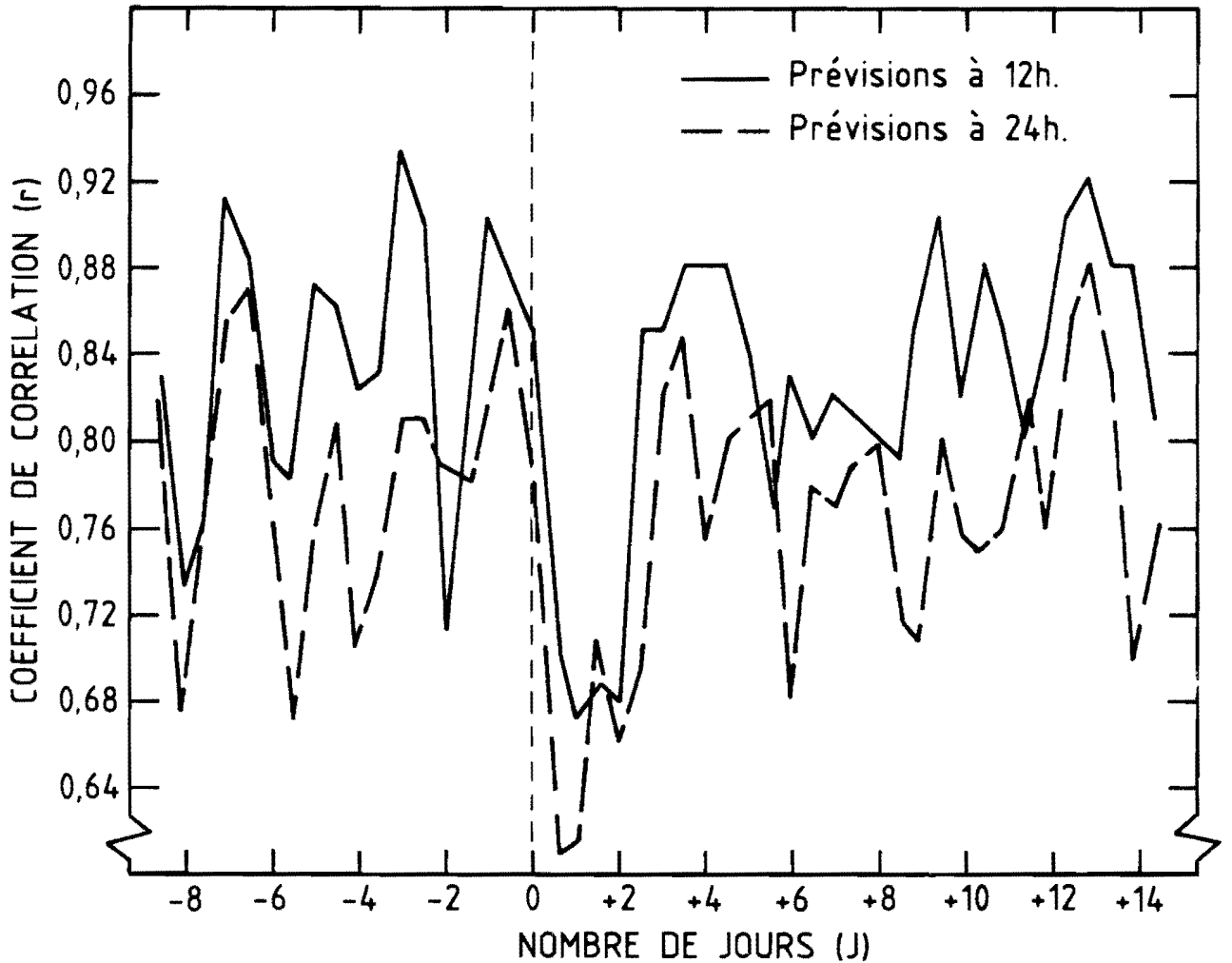


Figure 5 : Des prévisions à 12h et à 24h du champ du tourbillon absolu ont été comparées au champ réellement mesuré sur les cartes en altitude couvrant l'Amérique du Nord. L'exactitude des prévisions est quantifiée ici sous forme d'une réponse moyenne d'un coefficient de corrélation (r). Il s'agit d'une réponse moyenne à 47 passages de frontière entre secteurs magné-

tiques, recensés de novembre à mars au cours des années 1964 à 1970. Au cours des deux premiers jours qui suivent le passage d'une telle frontière, le coefficient de corrélation est systématiquement inférieur d'environ 0,15 unités (d'après Larsen et Kelley, 1977).

L'influence possible sur les prévisions du temps

Les prévisions météorologiques sont-elles affectées par l'effet discuté ici ?

Le *National Weather Service* des Etats-Unis fournit pour le territoire de l'Amérique du Nord des prévisions à 12h et à 24h des valeurs du tourbillon à différents niveaux atmosphériques, suivant un modèle de pronostic développé par Ramage (1976). Ces prévisions sont présentées dans un format analogue à celui utilisé pour calculer l'indice VAI, c'est-à-dire sous forme de tracés d'isolignes du champ du tourbillon absolu.

Ces prévisions ont été utilisées pour prédire les valeurs, 12h et 24h à l'avance, d'un indice VAI⁹ à 500 hPa (Larsen et Kelley, 1977). Une mesure de l'exactitude de ces prévisions est représentée à la figure 5 sous forme d'une réponse moyenne d'un coefficient de corrélation. Il s'agit ici d'une réponse moyenne à 47 passages de frontière entre secteurs magnétiques, recensés au cours des mois d'hiver, entre 1964

et 1970¹⁰. On constate une décroissance prononcée du coefficient de corrélation (r) pendant l'intervalle d'environ 2 jours (de $J = +1/2$ à $J = +2$) qui suit le passage d'une frontière entre secteurs magnétiques ($J = 0$). Cette constatation est vraie pour les prévisions à 12h et à 24h.

Lorsqu'il s'agit de prédire l'évolution d'un paramètre météorologique comme l'indice VAI, les modèles de prévision existants voient donc l'exactitude de leur prédiction diminuer sensiblement aux alentours de l'instant de passage, au niveau de l'orbite terrestre, d'un secteur magnétique à un autre. On peut donc raisonnablement penser qu'au moins un paramètre de « l'activité solaire » - le changement de polarité du champ magnétique solaire au niveau de l'orbite terrestre - pourrait également avoir un impact significatif sur la prévision du temps.

¹⁰ Avec cette série de données, indépendante de celle utilisée par Wilcox et ses collaborateurs, Larsen et Kelley ont en outre reproduit l'effet illustré à la figure 2. Ceci ajoute à la « réalité » de cet effet, puisqu'il a été retrouvé non seulement avec une série d'observations différente, mais aussi par une deuxième équipe de chercheurs.

⁹ Relatif aux régions couvrant l'Amérique du Nord

Quels sont les mécanismes physiques ?

Il est vraisemblable que la cause réelle de l'effet mis en évidence par Wilcox et ses collaborateurs n'est pas en soi le changement de polarité du champ magnétique interplanétaire, mais que la (ou les) cause(s) physique(s) doit(doivent) être associée(s) à d'autres paramètres qui s'organisent en fonction de la structure spatiale à grande échelle du champ magnétique interplanétaire.

Les mécanismes précis de l'interaction entre le champ magnétique solaire et la circulation troposphérique restent un mystère. Néanmoins, diverses suggestions ont été avancées pour orienter la recherche. Certains (Larsen et Kelley, 1977) ont suggéré que l'interaction initiale, dont le mécanisme est inconnu, se manifesterait dans la zone aurorale¹¹ par la formation, en altitude, d'ondulations dans les déplacements des masses d'air (ondes de pression). Ces ondulations, créées dans la zone aurorale, seraient guidées vers les latitudes moyennes par les grandes ondes planétaires, connues sous le nom d'*ondes de Rossby*. Celles-ci, qui ont un mouvement de translation zonale faible, modulent en permanence l'écoulement d'Ouest en Est de l'atmosphère supérieure, dans les régions tempérées. L'interférence avec ces ondes planétaires serait tantôt constructive, tantôt destructive, suivant la « phase » de l'interaction initiale, d'où un effet direct sur la circulation troposphérique.

Un autre mécanisme mettrait en cause l'influence, observée (Reiter, 1977), du changement de polarité du champ magnétique interplanétaire sur le champ électrique vertical de la troposphère. Une variation du champ électrique atmosphérique influencerait les processus par lesquels les nuages sont formés (Markson, 1971). Ainsi, une déformation d'un banc de cirrus pourrait modifier notablement le budget thermique de l'atmosphère (Roberts et Olson, 1973b).

D'aucuns attribuent la cause de l'effet observé aux variations de l'intensité du rayonnement ultraviolet lointain avec les changements de polarité du champ magnétique interplanétaire (Reiter et Littfass, 1977). Au niveau de la stratosphère, ces variations de l'UV lointain produisent les mêmes effets que les éruptions solaires : elles modulent la concentration de l'ozone, favoriseraient même son transport dans la troposphère, modifient le taux des réactions chimiques et influenceraient également le bilan thermique de l'atmosphère.

Néanmoins, quels que soient les causes réelles et les mécanismes de l'effet en question, il est intéressant de noter qu'au moins une corrélation ponctuelle a été établie entre un phénomène troposphérique et un paramètre « objectif » d'origine solaire. La structure en secteurs du champ magnétique interplanétaire, liée aux champs observés à la surface du Soleil, représente en effet une description bien plus précise de la variabilité solaire que ne l'est le nombre de taches. Dès lors, le passage d'un secteur magnétique à un autre constitue un « marqueur » temporel pratique et précis. En outre, ces passages peuvent être datés facilement car des données *journalières* de l'état du champ magnétique interplanétaire, au niveau de l'orbite terrestre, sont archivées dans les grandes banques de données, comme le NGDC (National Geophysical Data Center, Boulder, Colorado).

Il est à noter que les travaux de Wilcox et de son équipe n'ont été rendus possibles que grâce à la disponibilité de données

journalières. Souvent, pourtant, on ne dispose que de moyennes mensuelles. Voilà pourquoi, si l'on veut rechercher des corrélations entre phénomènes météorologiques et activité solaire, est-il important d'archiver également des données journalières obtenues à partir d'observations effectuées aussi bien au sol que dans l'espace.

Remerciements

Je remercie Jean Neméghaire (de l'IRM) pour les discussions constructives que nous avons eues, à propos de concepts utilisés en météorologie et qui interviennent concrètement dans la construction de l'indice VAI. Ses remarques judicieuses ont également contribué à améliorer grandement la compréhension de cet article. Je remercie également Marc Vandiepenbeeck (IRM) à qui je suis redevable des deux cartes météorologiques (au niveau du sol et en altitude) qui ont servi à illustrer la topographie des champs de pression.

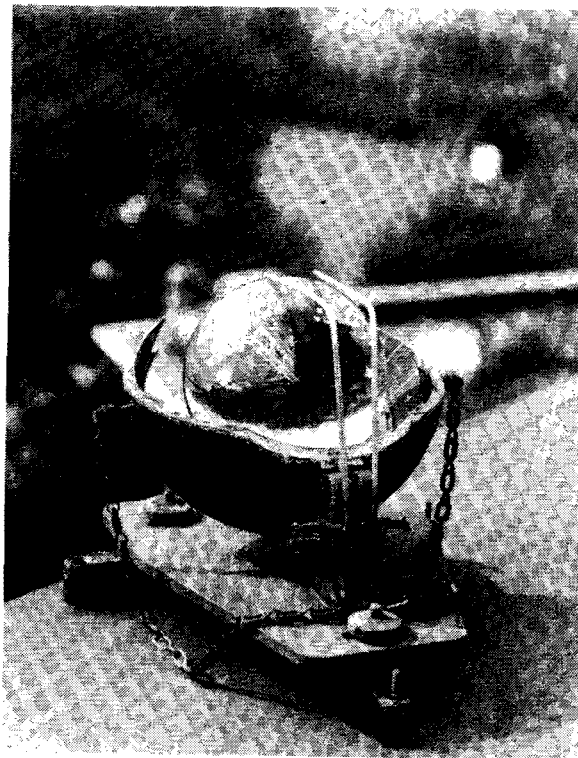
REFERENCES

- [1] GENDRIN, R., *Le Soleil et l'environnement terrestre*, La Recherche, 125, 942-951, 1981.
- [2] HINES, C.O. and HALEVY, I., *Reality and Nature of a Sun-Weather Correlation*, Nature, 258, 313-314, 1975.
- [3] HINES, C.O. and HALEVY, I., *On the Reality and Nature of a certain Sun-Weather Correlation*, J. Atmos. Sci., 34, 382-404, 1977.
- [4] KING, J.W., *Weather and the Earth's Magnetic Field*, Nature, 247, 131-134, 1974a.
- [5] KING, J.W., *Reply to J.S. Sawyer's paper «Geomagnetism and the Tropospheric Circulation»*, Nature, 252, 370-371, 1974b.
- [6] LARSEN, M.F. and KELLEY, M.C., *A Study of an Observed and Forecasted Meteorological Index and its Relation to the Interplanetary Magnetic Field*, Geophys. Res. Letters, 4, 337-340, 1977.
- [7] MARKSON, R., *Considerations Regarding Solar and Lunar Modulation of Geophysical Parameters, Atmospheric Electricity and Thunderstorms*, Pure and Appl. Geophys., 84, 161-202, 1971.
- [8] NESS, N.F. and WILCOX, J.M., *Interplanetary Sector Structure, 1962-1966*, Solar Phys., 2, 351-359, 1967.
- [9] PARKER, E.N., *Dynamics of the Interplanetary Gas and Magnetic Field*, Astrophys. J., 128, 664-676, 1958.
- [10] PITTOCK, A.B., *A Critical Look at Long-Term Sun-Weather Relationships*, Rev. Geophys. Space Phys., 16, 400-420, 1978.
- [11] RAMAGE, C.S., *Prognoses for Weather Forecasting*, Bull. Amer. Meteor. Soc., 57, 4-10, 1976.
- [12] REITER, R., *The Electric Potential of the Ionosphere as controlled by the Solar Magnetic Sector Structure. Result of a Study over the Period of a Solar Cycle*, J. Atmos. Terr. Phys., 39, 95-99, 1977.
- [13] REITER, R. and LITTFASS, M., *Stratospheric-Tropospheric Exchange influenced by Solar Activity*, Arch. Met. Geophys. Biokl., 26A, 127-154, 1977.
- [14] ROBERTS, W.O. and OLSON, R.H., *Geomagnetic Storms and Wintertime 300-mb Trough Development in the North Pacific-North America Area*, J. Atmos. Sci., 30, 135-140, 1973a.
- [15] ROBERTS, W.O. and OLSON, R.H., *New Evidence for Effects of Variable Solar Corpuscular Emission upon the Weather*, Rev. Geophys. Space Phys., 11, 731-740, 1973b.
- [16] ROTH, M., *A Computer Simulation Study of the Microscopic Structure of a Typical Current Sheet in the Solar Wind*, in: The Sun and the Heliosphere in Three Dimensions, ed. R.G. Marsden, Astrophys. Space Sci. Library, D. Reidel, Dordrecht, 167-171, 1986.
- [17] ROTH, M., *Une Aurore dans notre Ciel le 13 mars 1989*, Ciel et Terre, 105, 31-37, 1989.
- [18] STEINBERG, J.L. et COUTURIER, P., *Le Vent Solaire, La Recherche*, 15, 1494-1502, 1984.
- [19] SVALGAARD, S., *Interplanetary Magnetic-Sector Structure, 1926-1971*, J. Geophys. Res., 77, 4027-4034, 1972.
- [20] SVALGAARD, S., *An atlas of Interplanetary Sector Structure 1957-1974*, Stanford University Institute for Plasma Research, Report N° 629, 1975.

¹¹ Le concept de zone aurorale est défini dans un article de l'auteur paru dans *Ciel et Terre* (Roth, 1989).

[21] SVALGAARD, S., *Interplanetary Sector Structure 1947-1975*, Stanford University Institute for Plasma Research, Report N° 648, 1976.
 [22] SVALGAARD, L., WILCOX, J.M., SCHERRER, P.H., HOWARD, R., *The Sun's Magnetic Sector Structure*, Solar Phys., 45, 83-91, 1975.
 [23] TROMHOLT, S., *Catalog der in Norwegen bis Juni 1878 beobachteten Nordlichter* - Oslo: Dybwad, 1902.
 [24] WILCOX, J.M., *The Interplanetary Magnetic Field. Solar Origin and Terrestrial Effects*, Space Sci. Rev., 8, 258-328, 1968.
 [25] WILCOX, J.M., *Influence of the Solar Magnetic Field on Tropospheric Circulation*, in: Solar-Terrestrial Influences on Weather and Climate, eds. B.M. McCormac and T.A. Seliga, D. Reidel, Dordrecht, 149-159, 1979.
 [26] WILCOX, J.M. and NESS, N.F., *Quasi-Stationary Corotating Struc-*

ture in the Interplanetary Medium, J. Geophys. Res., 70, 5793-5805, 1965.
 [27] WILCOX, J.M., SCHERRER, P.H., SVALGAARD, L., ROBERTS, W.O. and OLSON, R.H., *Solar Magnetic Sector Structure: Relation to Circulation of the Earth's Atmosphere*, Science, 180, 185-186, 1973.
 [28] WILCOX, J.M., SCHERRER, P.H., SVALGAARD, L., ROBERTS, W.O., OLSON, R.H. and JENNE, R.L., *Influence of Solar Magnetic Sector Structure on Terrestrial Atmospheric Vorticity*, J. Atmos. Sci., 31, 581-588, 1974.
 [29] WILCOX, J.M., SVALGAARD, L. and SCHERRER, P.H., *Seasonal Variation and Magnitude of the Solar Sector Structure-Atmospheric Vorticity Effect*, Nature, 255, 539-540, 1975.
 [30] WILCOX, J.M., SVALGAARD, L. and SCHERRER, P.H., *On the Reality of a Sun-Weather Effect*, J. Atmos. Sci., 33, 1113-1116, 1976. 4



**Un appareil destiné à mesurer la puissance rayonnée par le soleil:
 l'héliographe de l'I.R.M.**

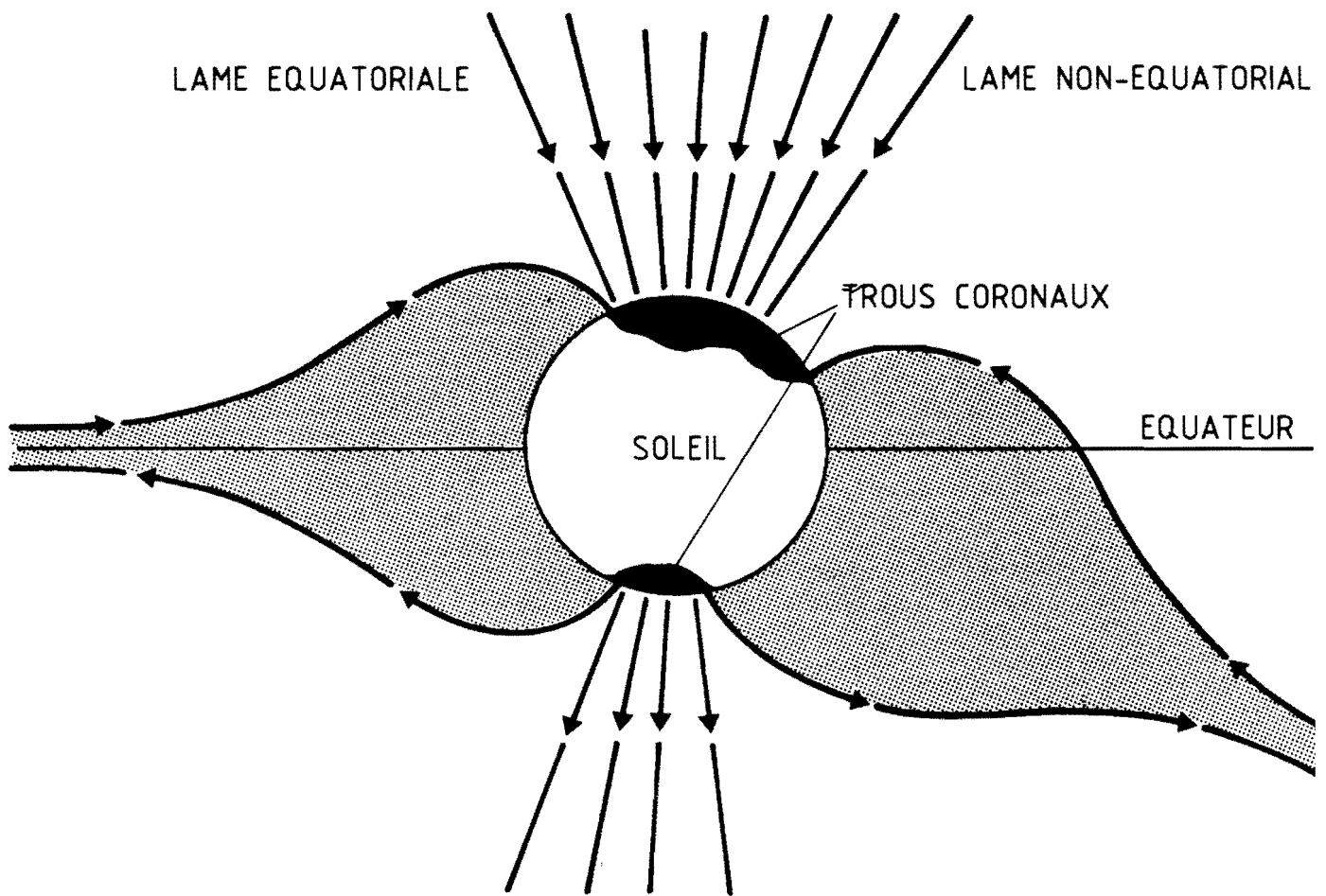


Figure a : Le champ magnétique moyen du Soleil s'écarte de celui d'un barreau aimanté. Pour ce dernier, les lignes de force se referment en éventail d'un pôle magnétique à l'autre. Par contre, dans le cas du Soleil, les lignes de force situées au voisinage du plan équatorial sont tellement déformées par le vent solaire qu'elles s'étirent de plus en plus de part et d'autre de ce plan. Il se forme alors une lame équatoriale, dite «lame neutre», au travers de laquelle la direc-

tion du champ s'inverse. Celle-ci est représentée à la partie gauche de la figure. Lorsqu'en période d'activité, les trous coronaux se déplacent en latitude, les lignes de force soufflées par le vent solaire cessent d'être symétriques par rapport à l'équateur. Dans ce cas, la lame neutre cesse d'être équatoriale, comme illustrée à la partie droite de cette figure.

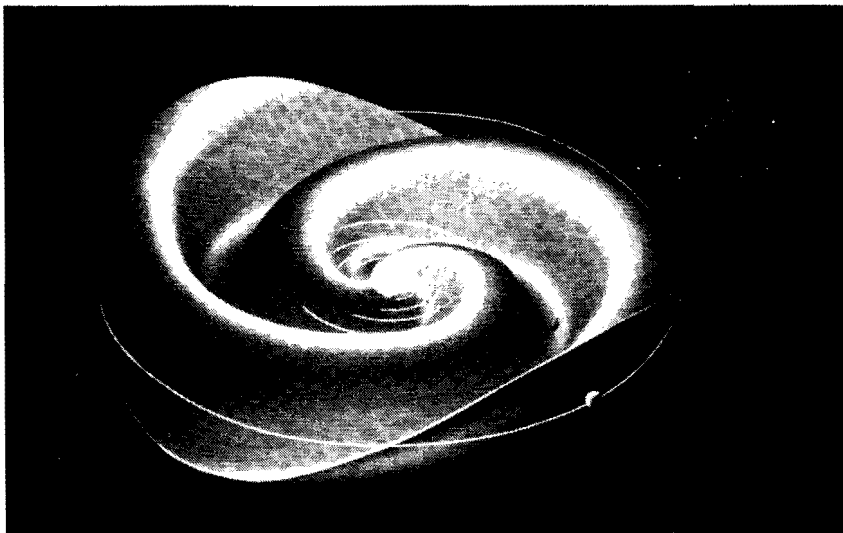


Figure b : Modèle de la jupe de ballerine du champ magnétique interplanétaire. En suivant le mouvement des trous coronaux, la lame neutre ondule de part et d'autre de l'équateur solaire, en formant des plis que l'on compare souvent à ceux d'une jupe de ballerine virevoltante. En effet, à cause de la rotation du Soleil sur lui-même, ces plis s'enroulent en spirale, et l'ensemble de la jupe tourne avec

l'astre. La lame neutre divisant l'espace en deux régions de polarités magnétiques opposées, les satellites proches de la Terre enregistrent une inversion du champ à chaque traversée de pli. Il est clair aussi que les plis de la jupe divisent l'écliptique en autant de secteurs de polarités magnétiques opposées (figure aimablement communiquée par Leif Svalgaard).

Le modèle de la jupe de ballerine du champ magnétique interplanétaire

Au minimum de l'activité solaire, l'observation de la couronne, au cours d'une éclipse, montre que le champ magnétique moyen du Soleil possède une configuration approximativement dipolaire, analogue à celle d'un barreau aimanté (Vseskhsvjatsky, 1963). Cependant, ce champ moyen diffère d'un champ dipolaire sur trois aspects essentiels (Steinberg et Couturier, 1984).

D'une part, comme l'indique la partie gauche de la figure *a*, les lignes de force dont la latitude solaire n'est pas très élevée, au lieu de se refermer d'un pôle à l'autre, sont emportées par le vent solaire dans le plan équatorial du Soleil. En effet, l'intensité du champ dans cette région n'est pas suffisante pour permettre le confinement du plasma de la couronne. Dès lors, dans le voisinage du plan de l'écliptique, proche de l'équateur solaire, il se forme alors une lame neutre, le long de laquelle courent parallèlement des lignes de force de polarités magnétiques opposées. Cette lame neutre divise l'espace en deux régions (Nord et Sud) de polarités différentes. L'orientation du champ dans chacune de ces deux régions s'inverse tous les 11 ans (cycle des taches).

D'autre part, la figure *a* montre que les lignes de force proches des régions polaires sont radiales et ouvertes sur l'espace interplanétaire. Ces lignes de force ouvertes sont mises en évidence indirectement sur les clichés en rayons X du Soleil, où apparaissent des zones sombres appelées «trous coronaux». Ceux-ci sont des régions où le gaz chaud de la couronne n'est pas confiné puisqu'il peut s'échapper librement le long de ces lignes ouvertes sur l'espace interplanétaire.

Mais les mesures *in situ* effectuées par les sondes spatiales indiquent que la situation idéale illustrée à la partie gauche de la figure *a*, ne correspond pas entièrement à la réalité. En effet, comme le montre la partie droite de la figure *a*, certaines lignes de force traversent en fait l'équateur solaire. Le Soleil n'est donc pas un simple barreau aimanté. Le déplacement des trous coronaux en est la raison principale. En général, les trous coronaux se situent dans le voisinage des pôles, mais ils évoluent dans le temps, même au cours d'une rotation synodique de 27 jours. Ils peuvent atteindre des latitudes solaires variables de façon différente dans les hémisphères Nord et Sud et ils déplacent ainsi les lignes de force fermées susceptibles d'être soufflées par le vent.

Celles-ci cessent d'être symétriques par rapport à l'équateur. La partie de ces lignes de force emportée par le vent quitte le plan de l'équateur et la position de la lame neutre se déplace alors en latitude solaire. En suivant les mouvements des trous coronaux, la lame ondule donc de part et d'autre de l'équateur.

La situation est alors celle illustrée à la figure *b*: la lame neutre, qui ondule de part et d'autre de l'équateur, forme des plis que l'on compare souvent à ceux d'une jupe de ballerine virevoltante (Svalgaard et Wilcox, 1976; 1978). En effet, à cause de la rotation du Soleil sur lui-même en 27 jours, ces plis, qui partent de la surface du Soleil, s'enroulent en spirale et l'ensemble de la jupe tourne avec l'astre. Les plis de la jupe balayant l'orbite terrestre, les satellites proches de la Terre observent un changement de polarité du champ magnétique interplanétaire à chaque traversée d'un de ces plis. La lame neutre traverse le plan de l'écliptique en plusieurs endroits et le divise en autant de secteurs de polarités magnétiques opposées. Le nombre de ces secteurs est en général égal à 4, mais il varie entre 2 et 6 suivant l'activité solaire.

Si le champ magnétique du Soleil est relativement bien connu dans le plan de l'écliptique, sa structure dans les régions polaires n'a jamais été observée *in situ*. Cette situation appartiendra bientôt au passé, puisqu'un des objectifs de l'actuelle mission spatiale *ULYSSES* est une meilleure connaissance du champ aux hautes latitudes héliographiques (voir un article dans *Ciel et Terre*, de J. Lemaire, 1990).

REFERENCES

- [1] LEMAIRE, J., *Ulysses à la Découverte de l'Inconnu*, Ciel et Terre, 106, 101-103, 1990.
- [2] STEINBERG, J.L. et COUTURIER, P., *Le Vent Solaire*, La Recherche, 15, 1494-1502, 1984.
- [3] SVALGAARD, L. and WILCOX, J.M., *Structure of the Extended Solar Magnetic Field and the Sunspot Cycle Variation in Cosmic Ray Intensity*, Nature, 262, 766-768, 1976.
- [4] SVALGAARD, L. and WILCOX, J.M., *A View of Solar Magnetic Fields, the Solar Corona, and the Solar Wind in Three Dimensions*, Ann. Rev. Astron. Astrophys., 16, 429-443, 1978.
- [5] VSEKHSVJATSKY, S.K., *The Structure of the Solar Corona and the Corpuscular Streams*, in: The Solar Corona, ed. J.W. Evans, Academic Press, New York, 271-280, 1963.

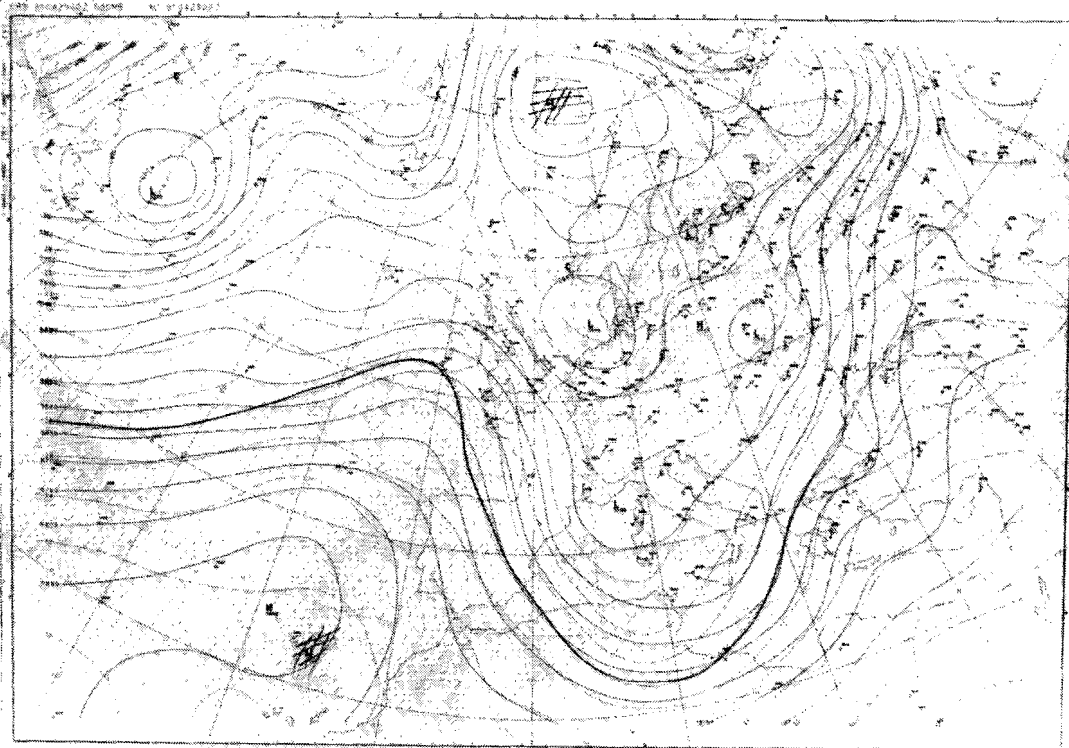


Figure b : Carte d'isohypses de la surface 500 hPa [document IRM]. 29/04/91 à 0 h UT

2. La notion de géopotentiel

Il est possible d'éviter l'hypothèse $g = \text{constante}$ (qui a été utilisée pour établir la formule de Laplace) en faisant appel à la notion de géopotentiel. La différence de géopotentiel ($d\Phi$) entre les niveaux z et $(z + dz)$ exprime la variation d'énergie potentielle de gravité d'une masse unité, quand celle-ci passe du niveau z au niveau $(z + dz)$,

$$d\Phi = g \, dz \quad (2)$$

En météorologie, on utilise comme unité de géopotentiel, le *mètre géopotentiel (m gp)* avec :

$$1 \text{ m gp} = 9,8 \text{ J/kg}$$

On adopte alors le symbolisme suivant : Z désigne le géopotentiel exprimé en *m gp* et $G = 9,8$ est un coefficient constant sans dimension. Donc,

$$Z(\text{m gp}) = \Phi (\text{J} \cdot \text{kg}^{-1}) / 9,8 = \Phi / G \quad (3)$$

La relation différentielle (2) devient alors :

$$\frac{d\Phi}{(\text{J/kg})} = \frac{g}{(\text{m/s}^2)} \cdot \frac{dz}{(\text{m})} = \frac{G}{(\text{m gp})} dZ \quad (4)$$

L'accélération de la pesanteur (g) étant toujours assez voisine de $9,8 \text{ m/s}^2$, la relation (4) montre que le nombre qui exprime dZ en « mètres géopotentiels » est toujours voisin de celui qui exprime la différence d'altitude dz en « mètres ». Ceci explique l'intérêt de l'unité choisie : le *m gp*.

Compte tenu de l'expression (4), on pourrait montrer que l'établissement de la formule de Laplace ne nécessite plus l'hypothèse $g = \text{constante}$. La formule (1) peut alors s'écrire :

$$Z - Z_0 = 2,3 R_a (T_{vm}/G) \log(P_0/P) \quad (5)$$

Cette formule constitue donc exactement une relation de correspondance entre la pression et le géopotentiel. Il en résulte que les lignes isohypses des cartes en « altitude » sont en toute rigueur des lignes d'égal géopotentiel des surfaces isobares. La formule de Laplace est, en effet, à l'origine de la méthode graphique utilisée dans les stations de radiosondage pour déterminer le niveau des surfaces isobares.

3. Le vent géostrophique

En altitude - plus exactement au-dessus de la couche de frottement - l'accélération horizontale de l'air est la résultante de deux forces :

La première (F_{ph}) est la composante horizontale des forces de pression. Celle-ci est perpendiculaire aux lignes isohypses et est dirigée vers les géopotentiels décroissants. Elle est inversement proportionnelle à l'écartement des isohypses ;

La seconde (F_{ch}) est la composante horizontale de la force d'inertie de Coriolis (la force de

Coriolis résulte de la rotation de la Terre sur elle-même et s'applique à tous les corps en mouvement par rapport à la surface terrestre). F_{ch} est perpendiculaire à la vitesse horizontale de l'air (V_h) et lui est proportionnelle. La constante de proportionnalité (f) est appelée « paramètre de Coriolis »,

$$f = 2\omega \sin \varphi \quad (6)$$

où ω est la vitesse de rotation angulaire de la Terre, et φ la latitude. Dans l'hémisphère Nord (f positif), F_{ch} est orienté vers la droite du vecteur V_h . Inversement, dans l'hémisphère Sud (f négatif), F_{ch} est orienté vers la gauche du vecteur V_h (voir figure c).

Lorsque φ est supérieur à 20° , il apparaît que F_{ph} et F_{ch} sont pratiquement toujours en équilibre pour des mouvements atmosphériques de grande échelle. Ces deux forces sont en effet du même ordre de grandeur, tandis que leur résultante est dix fois plus faible. Lorsqu'on suppose la réalisation de l'équilibre :

$$F_{ph} = -F_{ch} \quad (7)$$

les accélérations horizontales à l'échelle synoptique s'annulent ($dV_h/dt = 0$). On définit ainsi

le vent *géostrophique* V_g , qui doit satisfaire la relation (7). Le vent géostrophique est parallèle aux isohypses. Dans l'hémisphère Nord, il laisse les bas géopotentiels sur sa gauche, tandis que, dans l'hémisphère Sud, il les laisse sur sa droite (voir figure c).

La vitesse du vent géostrophique est proportionnelle au gradient du géopotentiel (c'est-à-dire inversement proportionnelle à l'écartement des lignes isohypses). Elle est aussi inversement proportionnelle au paramètre de Coriolis. Le vent géostrophique est donc d'autant plus rapide que les lignes isohypses sont rapprochées et que la latitude est faible.

Le vent géostrophique (V_g) est une bonne approximation du vent synoptique réel (V_h). Cependant, le vent réel peut s'écarter parfois de manière significative du vent géostrophique. C'est le cas lorsque les accélérations (notamment centrifuges) ne sont pas négligeables, par exemple au voisinage des fortes dépressions. Enfin, le géostrophisme perd son sens et sa validité dans les régions intertropicales, c'est-à-dire aux latitudes équatoriales inférieures à 20° . En effet, le paramètre de Coriolis s'annule à l'équateur.

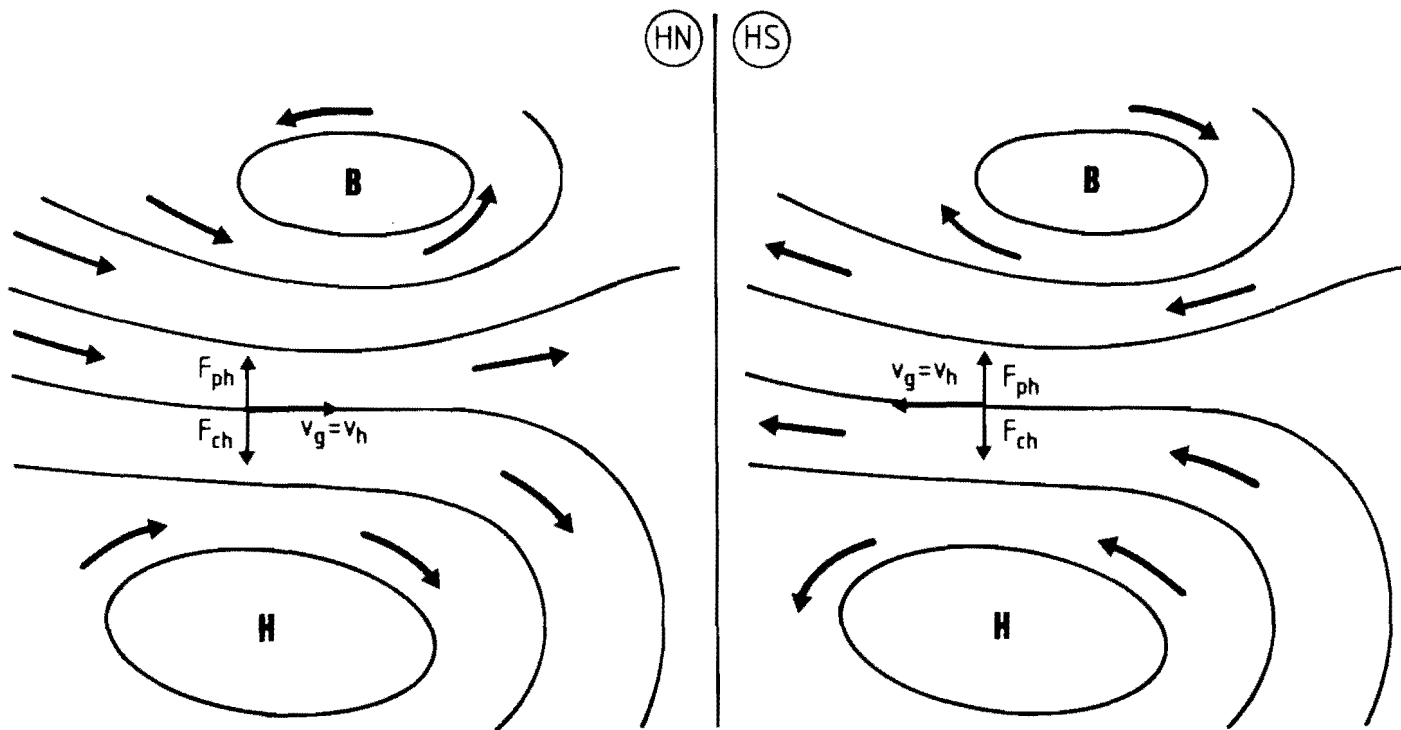


Figure c: L'identité vectorielle, $V_g = V_h$, indique que le vent géostrophique (V_g) est une bonne approximation du vent horizontal réel (V_h). Le vent géostrophique est parallèle aux isohypses et son intensité est inversement proportionnelle à l'écartement de celles-ci. L'approximation géostrophique est une conséquence de l'équilibre entre la composante horizontale des forces de pression (F_{ph}) et celle de la force d'inertie de Coriolis (F_{ch}). Cette dernière est toujours perpendiculaire à la vitesse horizontale de l'air (V_h). Dans l'hémisphère Nord (HN), F_{ch} est orienté vers la droite de V_h , et inversement dans l'hémisphère Sud (HS). En outre, F_{ph} est toujours

orienté des hauts géopotentiels vers les plus bas. De toutes ces considérations résulte la configuration des vecteurs F_{ph} , F_{ch} , V_g et V_h illustrée sur cette figure. En particulier, dans l'hémisphère Nord, le vent géostrophique laisse les bas géopotentiels sur sa gauche, tandis que dans l'hémisphère Sud, il les laisse sur sa droite. Le géostrophisme explique bien les règles qui régissent le sens d'écoulement de l'air autour des dépressions et des anticyclones. Ainsi, dans l'hémisphère Nord, le vent tourne autour des dépressions dans le sens contraire de celui des aiguilles d'une montre. La situation s'inverse dans l'hémisphère Sud.

4. Tourbillon relatif et tourbillon absolu

Supposons un écoulement *horizontal*, caractérisé par un champ de vitesse \mathbf{V} . Tout élément infinitésimal de ce fluide en mouvement est caractérisé par un vecteur *vertical*, appelé *tourbillon*. Mathématiquement, le vecteur tourbillon est désigné par $\text{rot } \mathbf{V}$ (rotationnel de \mathbf{V}), tel que :

$$\text{rot } \mathbf{V} = 2\vec{\omega} \quad (8)$$

Le vecteur $\vec{\omega}$ est le vecteur de rotation instantanée, dont le module est égal à la vitesse angulaire *locale* qui caractérise l'écoulement¹². On voit donc que le terme «tourbillon» est bien choisi, puisqu'il correspond à la notion première,

¹² Le tourbillon est une grandeur locale, dont la valeur est $\text{rot } \mathbf{V}$. Le calcul de ce rotationnel est du ressort de l'analyse vectorielle. L'équation (8) indique le résultat de ce calcul : le tourbillon est égal à deux fois une quantité vectorielle appelée $\vec{\omega}$. Localement, ce vecteur $\vec{\omega}$ est généralement assimilé à la vitesse angulaire de rotation instantanée du fluide. Cette interprétation est naturelle lorsqu'on envisage une rotation locale du type corps solide : localement et à l'instant considéré, le fluide tourne avec une vitesse angulaire ($\vec{\omega}$) autour d'un autre point. En général cependant, tout point d'un fluide compressible ne tourne pas comme un corps solide autour d'un autre point, de sorte qu'on ne peut pas lui assigner une vitesse angulaire au sens habituel. Pour un fluide compressible, on a besoin d'une définition étendue de la vitesse angulaire. On y arrive comme suit : on calcule d'abord la composante tangentielle moyenne (à l'instant considéré) du vecteur vitesse le long d'un petit cercle centré sur le point dont on veut calculer la vitesse angulaire généralisée ; on divise ensuite le résultat obtenu par le rayon (R) de cette circonférence et on passe à la limite $R = 0$. (D'après le théorème de Stokes de l'analyse vectorielle, le résultat final est égal à $\text{rot } \mathbf{V}$ divisé par deux : on retrouve l'équation (8)).

¹³ Il ne faut cependant pas pousser cette analogie trop loin. Il existe en effet des écoulements rectilignes pour lesquels chaque élément infinitésimal du fluide est caractérisé par une valeur non nulle du tourbillon. Ainsi, la vitesse angulaire généralisée (et donc le tourbillon) n'est pas nulle en tout point d'un écoulement rectiligne non uniforme. En effet, le calcul de cette grandeur en un point quelconque du fluide (voir note 12) implique l'évaluation de la vitesse tangentielle moyenne le long d'un petit cercle centré sur ce point. Dans le cas d'un écoulement rectiligne non uniforme, cette moyenne n'est pas nulle. En effet, en deux points diamétralement opposés du cercle, les vitesses tangentielles du fluide ne se compensent pas exactement, contrairement au cas de l'écoulement rectiligne uniforme. Le cisaillement introduit ici une composante tourbillonnaire dont la grandeur locale est, en valeur absolue, égale au gradient de la vitesse dans la direction perpendiculaire à l'écoulement.

que tout un chacun en a, de «grandeur caractérisant la rotation d'un fluide et qui serait d'autant plus élevée que le fluide tourne vite»¹³. Ainsi, un écoulement cyclonique - dont la caractéristique est justement d'être «tourbillonnaire» - possède un tourbillon dont la valeur algébrique est finie et égale, d'après l'équation précédente, à deux fois la vitesse angulaire de rotation. Au contraire un écoulement *rectiligne uniforme* est caractérisé par un tourbillon nul.

La valeur algébrique du tourbillon pour un écoulement géostrophique s'écrit :

$$\zeta_g = (G/f) (d^2Z/dx^2 + d^2Z/dy^2) \quad (9)$$

où x et y sont des coordonnées horizontales. La somme des dérivées secondes s'appelle le «laplacien de Z » et peut être évaluée à partir des cartes, en remplaçant les dérivées par des différences finies. On applique pour cela une grille carrée sur la carte des lignes isohypses du niveau de pression choisi. En chaque point de la grille, on obtient le géopotentiel (Z) de la surface isobare en interpolant par rapport aux cotes des isohypses.

Le tourbillon défini par l'équation (9) est appelé *tourbillon relatif*, puisqu'il caractérise le mouvement des particules synoptiques par rapport à un référentiel terrestre, donc non galiléen. Il est positif au voisinage d'une dépression et négatif près d'un centre anticyclonique.

En un point quelconque de latitude φ , le paramètre de Coriolis ($f = 2\omega \sin\varphi$) représente la composante verticale locale du vecteur tourbillon (2ω) du mouvement d'entraînement que constitue la rotation de la Terre sur elle-même. Par définition, le *tourbillon absolu* est la somme ($\zeta + f$) du tourbillon relatif et du paramètre de Coriolis. Il caractérise le mouvement de l'atmosphère dans un référentiel absolu lié aux étoiles fixes, donc galiléen. Dans l'hémisphère Nord, l'expérience montre que le tourbillon absolu est toujours positif, quel que soit le signe du tourbillon relatif.

La figure *d* montre que les isolignes du champ du tourbillon absolu s'organisent en noyaux. Aux zones de basse pression correspondent des noyaux cycloniques dont les cotes croissent vers l'intérieur.

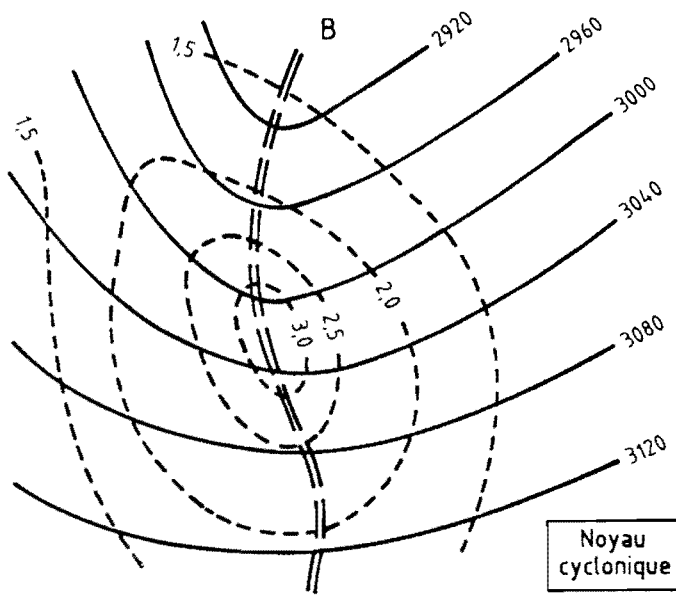


Figure d : Sur cette carte d'isohypses (lignes en trait plein) à 700 hPa, les isolignes du champ du tourbillon absolu (lignes en trait interrompu) s'organisent en noyaux. A une région de basse pression, comme celle illustrée ici, correspond un noyau cyclonique dont les cotes (en unités de $10^{-4} s^{-1}$) croissent vers l'intérieur.

REFERENCES GENERALES

[1] BATCHELOR, G.K., *An Introduction to Fluids Dynamics*, Cambridge University Press, 615 p., 1967
 [2] LEDOUX, P., *Cours libre de Météorologie*, 2^e licence en Sciences Physiques, Université de Liège, 1971.
 [3] TRIPLET, J.P., et ROCHE, G., *Météorologie Générale*, Ecole Nationale de Météorologie, Seconde édition, 317 p., 1977.

Revue des Questions Scientifiques

Publiée depuis 1877 par la Société Scientifique de Bruxelles

Sommaire du tome 161, n° 3, 1990

- G. CHAPOUTHIER - Le courant zoophile dans la pensée antique.
 P. RADELET - Charles Manneback 1894-1975. Les débuts de la mécanique ondulatoire.
 TH. MAGNIN - La Science du XX^e siècle relance-t-elle la question du sens ?
 M. BAGUETTE et PH. LEBRUN - Isolement des populations et conservation des espèces.
 BIBLIOGRAPHIE (voir 3^e page de couverture).
 Titres et résumés en anglais (voir 4^e page de la couverture).

Conditions d'abonnement 1991

L'abonnement est annuel, à partir de janvier (4 numéros par an)
 En Belgique (TVA comprise) et Luxembourg **1.260 FB**
 abonnement étudiant **630 FB**
 En France **1.480 FB**
 Dans les autres pays **1.700 FB**

Secrétariat de la Société Scientifique de Bruxelles :
 61, rue de Bruxelles, B 5000 Namur, Belgique.
 Comptes : C.C.P. 000-0202746-16 ou compte 250-0069944-92 à la Société Générale de Banque à Namur.