UNIVERSITÉ DE NICE-SOPHIA ANTIPOLIS
U.F.R. FACULTÉ DES SCIENCES

Laboratoire G.D. Cassini (U.R.A. 1362) de l'Observatoire de la Côte d'Azur

THÈSE À LABEL EUROPÉEN

présentée pour obtenir le titre de
Docteur en Sciences de l'Ingénieur

par

Anne VIGOUROUX

ÉTUDE DE LA VARIABILITÉ SOLAIRE À LONG TERME

Soutenue le 27 septembre 1996 à l'Observatoire de la Côte d'Azur
devant le juy composé de :

J. Bornigno	Laboratoire d'Astrophysique (Nice)	Président
A. Cacciani	Universita “La Sapienza” (Rome)	Rapporteur
E. Fossat	Laboratoire d'Astrophysique (Nice)	Directeur de thèse
C. Fröhlich	Physikalisch-Meteorologisches Observatorium (Davos)	Directeur de thèse
D. Gough	Institute of Astronomy (Cambridge)	Rapporteur
J. Pap	Division of Astronomy and Astrophysics (UCLA)	
P. Sixou	Laboratoire de Physique de la Matière Condensée (Nice)	

Table des matières

Présentation générale

Le Soleil est une étoile dont l'apparente variabilité est détectable sur des échelles de temps de l'ordre de quelques minutes à quelques siècles. Étant la pierre d'angle des constructions théoriques de la structure stellaire, de l'activité magnétique et des dynamos astrophysiques, comprendre et prédire sa variabilité sont d'une importance fondamentale. Par ailleurs étant l'étoile la plus proche, le Soleil constitue à lui seul un laboratoire géant et irremplaçable, permettant de développer et de tester des théories dans des domaines aussi variés que ceux de la physique des neutrinos ou de l'accélération des particules.

Le Soleil est souvent pris comme l'étoile standard de référence. Cela est dû au fait qu'il est l'astre dont l'échantillon des paramètres observés est le plus large. Nombre d'observatoires, tant français qu'étrangers, possède des données précieuses relatives à son étude. Ces données concernent en particulier le diamètre, l'évolution du nombre de taches solaires et du flux radio à 10,7 cm, la mesure du flux de certains neutrinos, de l'irradiance par les satellites NIMBUS, SMM, NOAA, des fréquences des modes acoustiques propres et bien sûr des champs magnétiques solaires. Des analyses de ces données ont déjà été menées, afin notamment de découvrir la présence éventuelle de fréquences temporelles particulières et de rechercher les corrélations possibles entre les variations des diverses quantités mesurées. Le but ultime de ces études est d'améliorer notre compréhension des mécanismes sous-jacents de la "machine" Soleil. Les données d'observations solaires apportent en effet des contraintes aux modèles théoriques de structure interne. Depuis une vingtaine d'années, il est apparu que le Soleil est une étoile intrinsèquement très légèrement variable, et que cette variabilité doit, elle aussi, être prise en compte comme une contrainte supplémentaire des modèles de sa structure interne. Il convient donc de continuer à observer et à affiner les techniques d'analyse du signal, adaptées à la fois aux observables solaires et aux interprétations en terme de physique du Soleil. Il faut enfin aborder cette physique même, et reconsidérer de façon critique les bases des modèles de variabilité. Ainsi, de récentes études sur la variabilité à long terme de l'activité solaire (cycle de onze ans), donnée principalement par le nombre de taches, tendent à montrer que le système dynamique sous-jacent serait un système chaotique de faible dimension.

Le Soleil, bien que perpétuellement surveillé, analysé, modélisé garde encore jalousement ses secrets : les mécanismes de base de sa variabilité à long terme en font partie. Je me suis donc principalement intéressée aux variations allant de quelques mois au cycle de onze ans. L'objectif de l'étude présentée dans ce mémoire de thèse est de développer quelques idées générales quant à cette variabilité et de montrer que des analyses appropriées de certains signaux solaires peuvent non seulement révéler la complexité de ces mécanismes mais aussi constituer des points de départ à leur interprétation théorique.

A ce pur désir scientifique de comprendre la variabilité solaire, s'ajoute une stimulation d'ordre plus prosaïque : l'étude de l'influence de l'activité solaire sur les couches atmosphériques et le climat de la Terre. Ces études sont importantes parce qu'elles constituent une science de base destinée à une meilleure détermination et compréhension des impacts du Soleil sur l'atmosphère terrestre mais aussi parce qu'elles pourraient permettre de prédire le climat terrestre. Rappelons très brièvement qu'au XVII^e siècle, les régions de l'atlantique Nord ont connu un climat relativement froid qui a coïncidé avec une période d'apparente disparition de l'activité magnétique à la surface du Soleil. Sachant qu'un tiers des étoiles de type solaire ne présentent pas ou très peu de phénomènes d'activité, ces périodes de calme prolongé pourraient ne pas être rares. Déterminer la ou les origines de cette soudaine disparition de l'activité solaire et comprendre ce phénomène donneraient lieu à une estimation de la valeur de la luminosité solaire à cette époque qui pourrait éventuellement être reliée à une diminution de la température terrestre. Par ailleurs, et plus proche de nos préoccupations actuelles, nous savons que les radiations solaires ont une influence sur la production et destruction de la précieuse molécule d'ozone. Il est par conséquent utile et important de séparer les variations naturelles de la concentration d'ozone résultant de la variabilité solaire de celles résultant de sa destruction catalytique par les CFC (chlorofluorocarbones).

Le *premier chapitre* constitue une introduction très générale à cette étoile ordinaire qu'est le Soleil. Il est replacé dans le contexte global de la structure et de l'évolution stellaire. La fin de ce chapitre est consacré à un petit historique des trois siècles d'observation qui nous précèdent et aux enjeux de la variabilité solaire.

Toutes les formes de l'activité solaire étant, très probablement, les conséquences de l'interaction des champs magnétiques avec la rotation différentielle et la convection, ces aspects de la physique solaire sont largement développés dans le *second chapitre*.

J'ai repris dans le cadre de ma thèse une partie des données solaires disponibles (diamètre, nombre de taches, flux à 10,7 cm, irradiance, champ magnétique intégré sur tout le disque, rapport centre-bord du doublet non résolu de la raie du magnésium) et j'ai comparé les résultats obtenus par l'analyse classique en modes stationnaires (analyse de Fourier) avec ceux que donnent une méthode de traitement plus récente : l'analyse en ondelettes. Le *chapitre trois* contient, outre une présentation de ces méthodes d'analyse, divers exemples didactiques, permettant de mieux appréhender leurs avantages et limitations. Une application de l'analyse en ondelettes à l'étude de la période de rotation solaire sur les divers indices sus-cités est décrite en fin de chapitre.

Le *chapitre quatre* est dédié aux mesures du diamètre solaire apparent : différentes séries temporelles, historiques ou modernes, obtenues à l'aide de divers instruments, sont présentées et les analyses s'y rattachant sont passées en revue. Les méthodes, d'analyse en ondelettes et par Fourier, développées au cours de cette thèse initialement pour l'étude du diamètre apparent mesuré au CERGA, sont ensuite décrites et les résultats obtenus par chacune d'entre elles sont comparés. L'analyse en ondelettes s'est révélée être l'outil adéquat à l'étude du diamètre solaire apparent mesuré au CERGA par F. Laclare.

Munie de cet outil d'analyse en ondelettes, mon travail a consisté à traiter les autres données disponibles susceptibles de contribuer à la compréhension des mécanismes gouvernant la variabilité solaire. L'indicateur de la variation à long terme du Soleil auquel on pense en premier lieu, est le nombre de Wolf représentatif du nombre de taches et de groupes de taches apparaissant à la surface du Soleil. Cet indice fait l'objet du *chapitre 5*. Après une présentation succincte de ce nombre et des études dont il a été l'objet, il est montré qu'une étude par la seule transformation de Fourier de la variation du nombre de

Wolf mensuel peut être une dangereuse réduction de l'information réelle contenue dans les données. Une analyse, semblable à celle effectuée sur le diamètre a en effet montré que l'information pertinente relative au cycle de onze ans était contenue dans une *large bande de fréquence autour de cette période*. Par conséquent, en ce qui concerne ce cycle, on se doit d'abandonner une représentation en terme de modes indépendants au profit d'une représentation par cette large bande de fréquence ou par une représentation temps-fréquence. Notons que cela est en accord avec les études qui ont décrit la variation de l'activité solaire par un système dynamique non linéaire (chaotique) de faible dimension.

Les taches sont la manifestation la plus spectaculaire des effets des champs magnétiques sur la surface solaire. En bloquant le flux d'énergie solaire, les champs magnétiques forts de ces taches ont aussi une influence sur l'irradiance totale : ils diminuent sa valeur très fortement sur des échelles de temps de l'ordre de quelques jours. D'autres phénomènes, moins visibles mais tout aussi présents, tels les facules, les petits tubes de flux apparaissant à la surface sous la forme de points brillants et les champs magnétiques faibles, influent eux aussi sur l'irradiance, mais dans une moindre mesure et sur de plus longues échelles de temps. Il n'est possible de comprendre les variations temporelles de l'irradiance totale qu'en la comparant avec d'autres indices solaires, tels le champ magnétique total intégré sur le disque, le rapport centre-bord du doublet non résolu de la raie du magnésium (indicateur de l'irradiance dans l'ultraviolet) et l'indice calculé du déficit en irradiance dû aux taches.

Le *chapitre six* expose d'abord l'importance des observations de l'irradiance totale. Puis après une description des différents ensembles de données relatifs à la mesure de l'irradiance totale et du rapport centre-bord du doublet du magnésium, ce chapitre traite de la comparaison des indices cités ci-dessus. Il est tout d'abord montré que les indicateurs de l'activité relatifs aux forts champs magnétiques présentent un minimum d'activité solaire plus long que ceux relatifs à l'irradiance totale et au rapport centre-bord du magnésium. Cette découverte suggère qu'il n'y a pas de relations directes et/ou simples de cause à effet entre ces ensembles de données. Ensuite, l'étude des variations sur des échelles de temps de l'ordre du mois à celle du cycle de onze ans, ont mis en évidence la complexité des mécanismes gouvernant la variabilité de l'irradiance intégrée sur le domaine de toutes les longueurs d'onde. Par exemple, il est montré que le champ magnétique intégré sur tout le disque et l'irradiance totale sont corrélés sur des échelles de temps de l'ordre de 6 à 8 mois, échelles de temps qui correspondent au temps de vie des complexes d'activité à la surface du Soleil. Par ailleurs, la corrélation se détériore lorsque l'on étudie des échelles de temps plus grandes montrant ainsi que les complexes d'activité n'expliquent pas toutes les variations de l'irradiance et qu'il faut aussi prendre en compte d'autres phénomènes. Ces techniques d'intercorrélation fournissent des résultats qui peuvent être un point de départ à l'élaboration d'un modèle plus complet des variations de l'irradiance.

Les analyses effectuées au cours de cette thèse montrent les directions dans lesquelles les recherches futures devront se diriger et donnent quelques éléments de réponse quant à la résolution de divers problèmes :

- quels sont les mécanismes de base responsables des variations de l'irradiance totale et spectrale du Soleil ?

- quelle est la structure interne des champs magnétiques ? (sont-ils aussi forts à l'intérieur qu'à la surface ? y sont-ils sous la même forme filamentaire que celle observée en surface ?)

- comment l'énergie, bloquée par les forts champs magnétiques des taches, est-elle stockée ? et pour combien de temps ? comment est-elle libérée ?
- comment les régions actives naissent-elles à la surface du Soleil, se développent et meurent ? quelle est leur réelle influence sur l'irradiance totale ?

Des techniques d'analyse raffinées et adaptées aux signaux étudiés constituent le lien indispensable entre observations et théories. Les observations mettent en évidence les phénomènes de surface qui sont les manifestions d'une activité interne. Les modèles théoriques permettent, à partir de modélisations de la structure interne, d'interpréter les manifestations de surface révélées par les observations. Un exemple : la théorie relative à l'interaction des champs magnétiques et de la convection, la magnétoconvection, permet d'expliquer l'émergence des taches solaires. Mais, la théorie rejette l'existence d'anneaux brillants autour des taches, anneaux qui sont pourtant observés. C'est ici que se justifient pleinement les techniques d'analyse développées au cours de cette thèse. Ces techniques appropriées de traitement et d'analyse des signaux permettent d'abord de discriminer correctement le bruit du signal utile. Ensuite, les résultats d'intercorrélations entre des signaux solaires bien choisis et sur différentes échelles de temps mettent en évidence l'existence de décalages entre les séries temporelles, décalages qui sont différents suivant l'échelle temporelle considérée. Conjugués aux résultats d'autres sciences telle que l'héliosismologie, ils peuvent être le point de départ de nouvelles interprétations théoriques impliquant une amélioration de la modélisation de la structure interne solaire et stellaire et par conséquent de la modélisation de l'évolution stellaire.

Chapitre 1

Introduction

Au XIX^e siècle, les étoiles étaient considérées comme des objets lumineux, sphériques et symétriques. Leur énergie était supposée provenir de celle libérée par la contraction gravitationnelle. Mais dans ce contexte, le temps de vie évalué pour le Soleil était trop faible pour concorder avec l'âge des structures géologiques, le développement de la vie et l'apparition des espèces.

Ce n'est que dans la première moitié du XX^e siècle, suite à la découverte de la source d'énergie nucléaire, que le temps de vie du Soleil est revu à la hausse. Cette découverte impliqua aussi de nouvelles théories : les étoiles sont alors considérées comme des systèmes en équilibre dans lesquels l'énergie perdue par les radiations émises à la surface est compensée par la production interne d'énergie nucléaire. Il est supposé, conformément aux principes de la thermodynamique, que l'étoile est en équilibre de pression hydrostatique et que le gradient de température vers l'extérieur est monotonnement négatif.

Il faut attendre la seconde moitié du XX^e siècle pour que graduellement, les physiciens soient forçés d'admettre qu'une étoile n'est pas un système en équilibre et que l'énergie est perdue à la fois sous forme de matière et de radiations. Le gradient négatif de température est remplacé par une élévation brusque de celle-ci à travers la chromosphère et la couronne. Ces caractéristiques de l'atmosphère solaire, d'abord considérées comme étant particulières au Soleil, sont ensuite étendues à la plupart des étoiles évoluées. Puis, des phénomènes actifs, tels ceux apparaissant sur le Soleil (taches, éruptions, etc), sont observés sur les étoiles. Les études menées sur le Soleil montrant que l'activité solaire est une manifestation de l'interaction entre les mouvements de plasma et le champ magnétique, et la généralisation de ces phénomènes d'activité à d'autres étoiles prouvent la présence universelle et l'importance des champs magnétiques stellaires. Cette découverte est très importante même si l'énergie associée au champ magnétique est en fait bien plus faible que celle emmagasinée dans les mouvements de convection et de rotation du plasma stellaire. Jusqu'alors, on croyait que la structure d'une étoile en équilibre était déterminée par son âge, sa masse et sa composition chimique. La découverte de l'universalité des champs magnétiques et des différents effets imputés à cette même cause, conduit alors à admettre que deux étoiles de même masse et même composition chimique peuvent avoir une structure atmosphérique (et probablement interne) totalement différente.

Le champ magnétique et ses interactions avec les mouvements de plasma peut donc être la clé de phénomènes aussi divers que l'apparition de petites régions actives éphémères ou de spicules sur le Soleil. Cette constatation a bien sûr créé un regain d'intérêt sur ces interactions et sur tous les phénomènes visibles qui en découlent. Un exemple est celui des taches solaires qui sont observées depuis longtemps et étudiées avec beaucoup d'attention. Cependant, leur origine et leur structure demeurent encore des mystères. Au tout début de leur découverte, les taches sont considérées comme des défauts. Puis ensuite, elles sont considérées comme des sphères parfaites, puis des trous dans l'atmosphère solaire par lesquels il était possible de voir l'intérieur du Soleil qui est alors supposé plus froid que son atmosphère. Ensuite, par analogie avec les phénomènes atmosphériques terrestres, elles deviennent des tornades de surface. Actuellement, les taches sont reconnues comme faisant parties des régions actives dans lesquelles de grandes concentrations de champs magnétiques émergent à travers la surface. Un aspect intriguant des taches est le cycle de 11 ans avec lequel varie leur nombre annuel. Heinrich Schwabe, pharmacien et astronome amateur allemand, fait la première allusion à un cycle de 10 ans en 1843. Plus récemment, la période du cycle a été affinée à 11,1 ans en moyenne[1], et il a été découvert que d'autres phénomènes varient avec cette même périodicité. Aujourd'hui, le terme cycle d'activité solaire est utilisé pour désigner toute variation cyclique de ce genre. A l'époque de Schwabe, les taches n'étaient qu'une curiosité ; elles sont maintenant reconnues comme étant une des facettes d'un type plus général d'activité stellaire.

Alors que certaines classes d'étoiles variables ont été reconnues comme telles au XIX^{e} siècle (les Céphéides et RR Lyrae), il était généralement admis que les propriétés des étoiles restaient inchangées au moins sur des échelles de temps de l'ordre de l'échelle humaine. Reconnaître que la variabilité est une propriété universelle des étoiles, qu'elle peut se manifester sous plusieurs formes et que les taches n'en sont qu'un aspect particulier fut un des grands pas fait dans le développement de la connaissance de la physique stellaire durant ce siècle. Bien que l'observation solaire soit de loin la plus aisée, les investigations stellaires sont cependant très importantes (Baliunas et Jastrow 1990, Noyes *et al.* 1991, Baliunas 1991, Baliunas *et al.* 1991). C'est en effet de cette façon que l'on peut étudier la dépendance de l'activité stellaire avec des paramètres tels que l'âge, la taille, la température de surface, la vitesse de rotation et la structure de la zone de convection, paramètres qui restent fixés pour le Soleil.

1.1 Le Soleil est une étoile ...

Le Soleil est donc une étoile, reconnue comme telle au début du XIX^{e} siècle lorsque l'on sut mesurer la distance et calculer la luminosité des étoiles. Il fait parti des 100 milliards d'étoiles que compte la Voie Lactée, notre galaxie, et est situé aux deux tiers environ du rayon galactique, près du bras spiral du Sagittaire-Carène. Il parcourt son orbite autour du centre de la galaxie en 200 millions d'années et contient environ 98,8 % de la matière du système solaire.

1.1.1 Formation et devenir du Soleil

Le Soleil, comme toutes les étoiles s'est formé à partir du gaz interstellaire. Le gaz interstellaire se présente sous la forme de nuages moléculaires qui sont les lieux de formation des étoiles.

[1] La longueur d'un cycle varie entre 9 et 13 ans et demi (voir le chapitre 5).

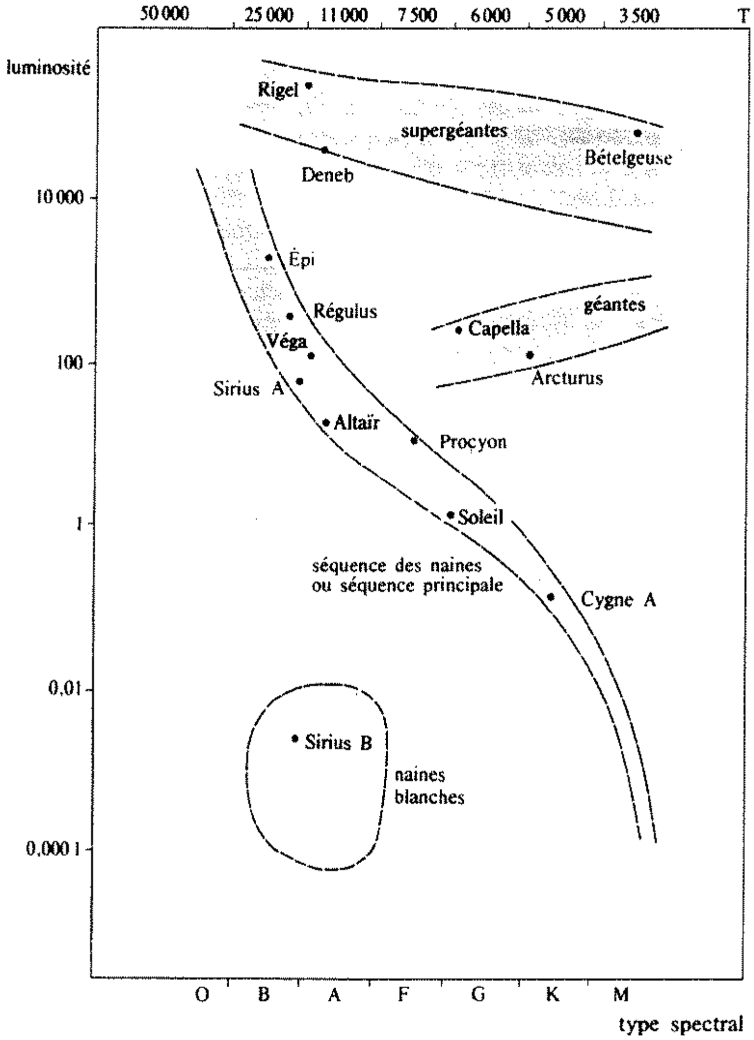


Figure 1.1: *Diagramme de Hertzsprung-Russel des étoiles.*
La luminosité, en unités solaires, est portée, dans une échelle logarithmique, en fonction du type spectral (échelle inférieure). A ce dernier correspond une température de surface indiquée sur l'échelle supérieure. Les zones occupées par les différentes séquences d'étoiles sont délimitées par des pointillés. La séquence principale contient une grande quantité d'objets car les étoiles dans cet état rayonnent longtemps . Quelques étoiles brillantes connues sont indiquées.
Source : Gouguenheim 1981.

À la suite d'une collision avec un autre nuage ou de turbulences locales, les grands nuages[2] se contractent et se fractionnent partiellement en nuages beaucoup plus petits qui vont eux-mêmes s'effondrer. Ces derniers donneront chacun naissance à une ou plusieurs étoiles. Chaque petit nuage subit alors des phases de contraction successives, au cours desquelles la densité, la température et la pression du gaz augmentent simultanément. La contraction ne s'arrête que lorsque la température de l'étoile au centre atteint un million de degrés. Les premières réactions nucléaires, génératrices de la luminosité stellaire mais également responsables de transmutations d'éléments chimiques, s'amorcent. Rapidement, les réactions nucléaires proton-proton transformant l'hydrogène en hélium, dominent : l'étoile entre alors dans une phase stable de son existence au cours de laquelle la chaleur dégagée en surface est compensée par ce qui est créé à l'intérieur. L'étoile évolue sur la séquence principale du diagramme de Hertzsprung-Russel[3] (voir la figure 1.1). Le Soleil est actuellement dans cette phase d'évolution lente. Sa température de surface il y a 4,5 milliards d'années, n'était que de 2 % inférieure à ce qu'elle est aujourd'hui[4]. Son séjour sur la séquence principale va durer 10 milliards d'années. L'évolution précédant cette phase est beaucoup plus rapide puisqu'il est en effet estimé qu'il suffit de 50 millions d'années pour qu'une étoile de masse solaire atteigne l'état stable où elle commence à brûler son hydrogène. Dans 5 milliards d'années, l'hydrogène aura été entièrement brûlé et le Soleil commencera à transformer l'hélium en éléments plus lourds. Son diamètre augmentera de façon considérable, incluant l'orbite terrestre. Il restera encore un milliard d'années dans ce stade de géante rouge, puis se contractera soudain en une naine blanche, produit final d'une étoile de ce type.

1.1.2 Composition chimique

Le Soleil est principalement composé d'éléments légers : hydrogène à 92,1 % et hélium à 7,8 % (voir la figure 1.2 et la table 1.1). Ces derniers sont moins abondant sur la Terre qui est plutôt constituée de matériaux lourds, qui entrent pour 0,1 % seulement dans la composition du Soleil. La gravité de la Terre n'a pas été suffisante pour retenir, à l'époque de sa formation, son enveloppe d'hydrogène qui s'est alors évaporée sous l'effet des radiations solaires. Le peu d'éléments lourds présents dans le Soleil proviennent du gaz interstellaire. En effet, à la fin de son existence, une étoile rejette une grande partie du gaz qui la composait. Mais ce gaz qu'elle restitue au milieu ambiant s'est considérablement enrichi en éléments lourds synthétisés lors de l'évolution de l'étoile. Les éléments lourds présents dans le Soleil, reflètent par conséquent la composition chimique de l'Univers non pas à l'instant présent mais à l'époque lointaine de la formation de l'étoile, il y a quelques 4,5 milliards d'années.

1.1.3 Type spectral

Le type spectral du Soleil est G2 et sa classe de luminosité est V. Le type spectral fait état des caractéristiques spectrales de l'étoile et donc de sa tempéruture (voir la figure 1.3). La première classification importante fut faite à l'Observatoire de Harvard (USA)

[2] Ces grands nuages ont un diamètre de 50 années lumière environ et une densité de quelques milliers d'atomes par centimètre cube.

[3] Hertzsprung : 1873-1967 ; Russel : 1877-1957.

[4] La température effective actuelle du Soleil est de 5780 K.

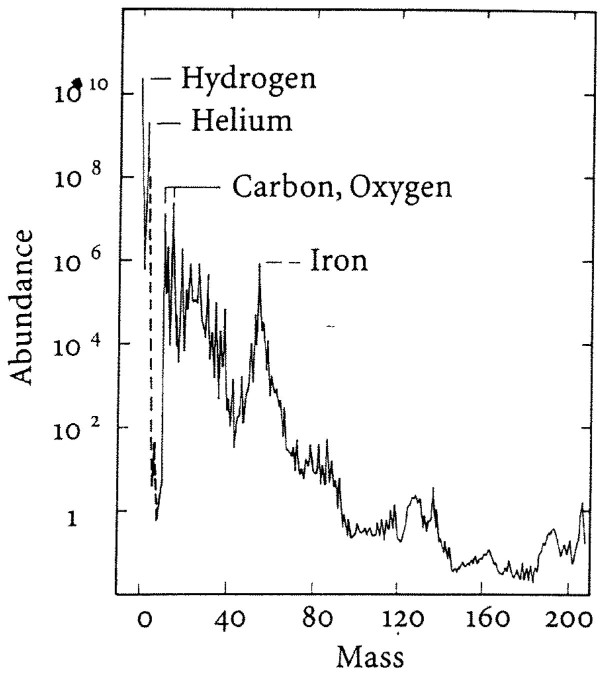


Figure 1.2: *Composition du Soleil.*
L'abondance des éléments chimiques est représentée en fonction de la masse atomique de l'élément en question. Notons que l'abondance est portée dans une échelle logarithmique et s'étend sur 12 ordres de magnitude. La décroissance exponentielle de l'abondance en fonction de la masse croissante peut s'expliquer si tous les éléments plus lourd que le bore ont été synthétisés à l'intérieur d'autres étoiles puis dispersés dans l'espace interstellaire à la fin de leur vie. Les pics d'abondance correspondent à des éléments dont le noyau est plus stable, c'est-à-dire plus facile à former et plus difficile à détruire. Ces éléments formés par les générations précédentes d'étoiles sont ceux que l'on trouve aussi parmi les plus abondants sur Terre tels le fer et le silicium.
Source : Lang 1995.

en 1900 et répartissait les étoiles de A à Z suivant la complexité de leur spectre. Puis, une meilleure connaissance des phénomènes atomiques et moléculaires a permis de simplifier cette classification qui s'est réduite à Q P W O B A F G K M S R N [5]. La classification se base sur la présence ou l'absence de certaines raies et leurs intensités relatives qui sont liées à la valeur de la température dans la zone de l'étoile où se forment ces raies. Le Soleil, étoile de type G, est trop froid pour que l'hydrogène de la photosphère soit porté, dans une proportion appréciable, au premier niveau excité à partir duquel peuvent se produire les raies de la série de Balmer. Or elles sont observées. Elles proviennent en fait de la chromosphère où la température est de 10 000 degrés Kelvin. Malgré la faible densité de cette dernière, l'hydrogène est cependant suffisamment abondant pour provoquer une absorption aisément décelable, aux longueurs d'onde des raies de la série de Balmer dans le spectre continu émis par la photosphère. Pour le Soleil, le type G signifie que l'on observe très bien les raies H et K du calcium ionisé CaII ainsi que la bande dite G de

[5] S R N sont basées sur l'intensité de bandes moléculaires particulières ; Q désigne la classe spectrale des novae, P celle des nébuleuses planétaires et W celle des étoiles de Wolf-Rayet, voir la figure 1.3 pour les autres classes.

Hydrogène	92,1 %
Hélium	7,8 %
Oxygène	0,061 %
Carbone	0,030 %
Nitrogène	0,0084 %
Néon	0,0076 %
Fer	0,0037 %
Silicium	0,0031 %
Magnésium	0,0024 %
Sulfure	0,0015 %
Autres	0,0015 %

Table 1.1: *Composition chimique du Soleil.*

la molécule CH. G2 correspond à un sous-type dans G (il y a 10 sous-types pour chaque type spectral). La classe de luminosité V correspond à la luminosité[6] solaire, c'est-à-dire à celle des étoiles évoluant sur la séquence principale.

1.1.4 Intérêts de "notre" étoile Soleil

Le Soleil étant relativement proche, il est pour nous d'un intérêt particulier. C'est la seule étoile pour laquelle il est possible de résoudre des éléments de la surface dont la taille avoisine 180 km ; un nombre important d'observations sont donc à notre disposition. Les observations solaires sont de plus en plus sophistiquées, les modélisations, quant à elles, s'affinent ; et même si tous les phénomènes observés ne sont pas compris, l'une et l'autre sont indispensables pour nous mener à une meilleure compréhension de la physique de notre astre.

1.2 Quelques caractéristiques solaires

La Terre orbite à (149 597 870 $\pm$ 2) km du Soleil. Compte tenu de l'ellipticité de l'orbite terrestre, la distance Terre-Soleil varie actuellement de 147 à 152 millions de kilomètres de janvier à juillet. Le Soleil est donc en moyenne à 8 min lumière de la Terre ce qui est très proche si l'on considère la distance de 4 années lumière à laquelle se trouve l'étoile la plus proche du système solaire, Proxima du Centaure.

1.2.1 Masse, diamètre, luminosité, température ...

Une fois que les distances à l'intérieur du système solaire sont connues, l'utilisation d'une des lois de Kepler et les mesures en laboratoire de la constante de gravitation permettent d'obtenir la *masse* du Soleil. Elle est de $(1{,}9891 \pm 0{,}0012).10^{30}$ kg.

[6] La classification de Yerkes reprend celle de Harvard et lui ajoute les classes de luminosité : I, pour les supergéantes (a, pour les plus lumineuses ; b, pour les moins lumineuses ; ab, pour les intermédiaires) ; II, pour les géantes intermédiaires ; III, pour les géantes ; IV, pour les sous-géantes ; V, pour les naines ; VI, pour les sous-naines ; VII pour les naines blanches.

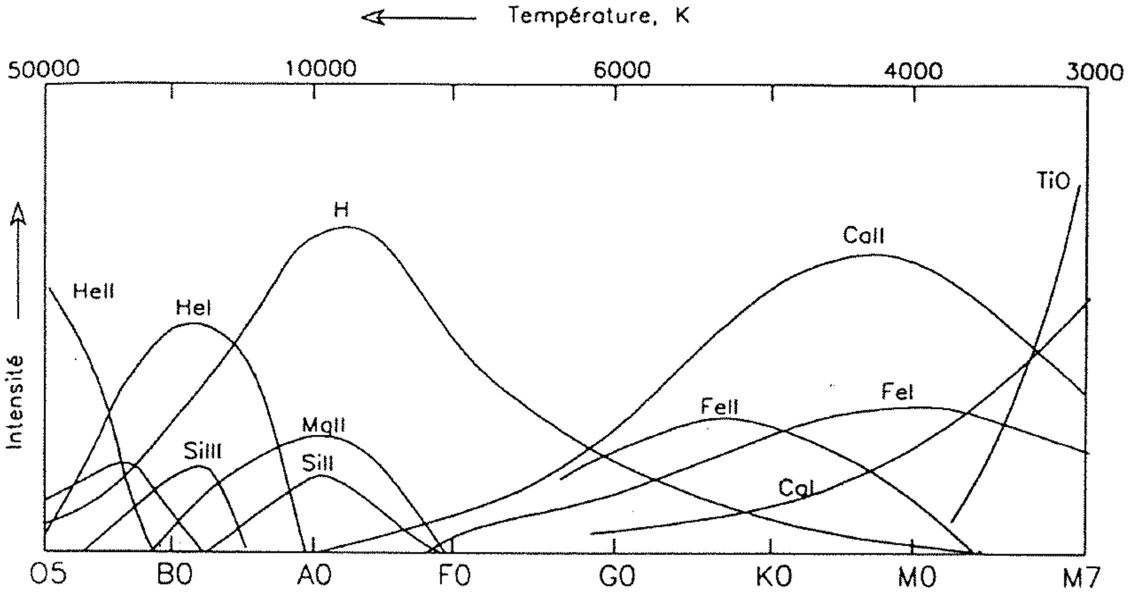


Figure 1.3: *Effet de la température sur l'intensité des raies.*
À mesure que la température décroît, l'état de la matière change. À la température la plus basse (proche du zéro absolu) tous les niveaux d'énergie les plus bas sont remplis. Si la température s'élève (il y a plus d'énergie), les niveaux supérieurs se peuplent. Les transitions se produisent avec des émissions de lumière. Si la température augmente encore, les atomes s'ionisent et d'autres niveaux de configuration entrent en jeu. Les raies les plus intenses du spectre visible sont celles de l'hélium ionisé, de l'hélium neutre, de l'hydrogène, des métaux ionisés, des métaux neutres puis des molécules comme TiO. Sur l'échelle inférieure sont notées les types spectraux correspondant aux températures de surface notées sur l'échelle supérieure. Pour le Soleil, de type G2, les raies du CaII H&K sont très bien observées.
Source : *Les étoiles*, cours de Ph. Merlin de l'Observatoire de Lyon.

La détermination de son *diamètre* nécessite la connaissance au préalable de la distance Terre-Soleil et du diamètre angulaire apparent du disque solaire. Ce diamètre angulaire est défini comme la distance angulaire séparant les points d'inflexion de deux profils d'intensité pris sur les limbes opposés. Ces profils peuvent être obtenus par mesures photoélectriques. Le point d'inflexion d'un profil d'intensité du limbe correspond en fait à une épaisseur optique comprise entre 0,001 et 0,004 suivant la longueur d'onde. Une épaisseur optique de 1, pour laquelle le rayon devrait être mesuré, ne s'atteignant que bien plus bas dans l'atmosphère, le rayon est pris comme étant égal à $6{,}96.10^8$ m. Les modèles d'évolution du Soleil sur la séquence principale montrent que son rayon augmente de l'ordre de 2,9 cm par an (Iben 1967).

Connaissant sa masse et son rayon, on peut calculer la *densité* du Soleil : 1,408 g/cm^3. Ceci est bien évidemment une moyenne, la densité au centre étant 100 fois supérieure et celle dans les couches externes environ 1000 fois plus faible.

L'*accélération gravitationnelle* est donnée par : $g_\odot = Gm_\odot/r_\odot^2 = 274$ m/s^2.

La *luminosité* solaire est définie comme étant l'énergie totale émise (par unité de temps) sous forme de radiations électromagnétiques ou sous forme de photons. Elle est reliée au flux total mesuré au niveau de l'orbite terrestre appelé aussi irradiance totale à une unité astronomique ou aussi constante solaire S : $S = L_\odot/4\pi A^2$.

Les quantités $L_\odot$ et S sont intégrées sur tout le spectre électromagnétique et A est la distance Terre-Soleil moyenne. En raison de l'absorption atmosphérique terrestre, les mesures de la constante solaire se font à l'aide d'instruments placés à bord de satellites. L'instrument ACRIM[7] à bord du satellite SMM[8] mesura une valeur de l'*irradiance totale* de (1367 $\pm$ 2) W/m^2. En prenant $A = 1,496.10^{11}$ m, la *luminosité* solaire est de $L_\odot =$ (3,845 $\pm$ 0,006).10^{26} W. C'est l'énergie émise sous forme de rayonnements chaque seconde. D'après la théorie de l'évolution stellaire, la luminosité totale aurait été de 72 % sa valeur actuelle il y a 4,5 milliards d'années.

La *température effective* peut être à présent calculée à partir de la loi de Stéfan : $L_\odot = 4\pi r_\odot^2 \sigma T_{eff}^4$. Sachant que $\sigma = 5{,}67032.10^{-8}$ W/m^2/K^4, la température effective du Soleil est $T_{eff} =$ (5777 $\pm$2,5) K. C'est celle du corps noir équivalent. Cependant, la température du corps noir varie avec la longueur d'onde parce que le milieu constituant la photosphère n'a pas la même opacité[9] à toutes les longueurs d'onde. Ceci provient de la façon dont la matière stellaire interagit avec les photons. Par exemple, des photons de longueur d'onde inférieure à 912 Å ionisent l'hydrogène dans son état fondamental. Les observations dans l'ultraviolet montrent en effet une variation brutale de la luminance spectrale au voisinage de 912 Å : c'est ce qui est appelé la discontinuité de Lyman. L'opacité due à l'ionisation de l'hydrogène diminue avec l'augmentation de la longueur d'onde.
Pour le Soleil, l'opacité continu dans la photosphère est dominé par l'ion H^-. Bien que $1/10^8$ atomes d'hydrogène se transforme en H^-, c'est suffisant pour rendre compte du flux et du spectre solaire dans la partie visible.

1.2.2 Spectre électromagnétique

Considérons à présent le spectre électromagnétique du Soleil, c'est-à-dire l'émission solaire absolue en fonction de la longueur d'onde. Il faut tout d'abord distinguer deux quantités. La première est le flux d'énergie $F(\lambda)$ à la surface solaire, c'est-à-dire, l'énergie émise par unité d'aire, de temps et de longueur d'onde. Le flux d'énergie est relié à l'irradiance spectrale $S(\lambda)$ par la relation : $r_\odot^2 F(\lambda) = A^2 S(\lambda)$. La seconde quantité est l'intensité $I(\theta, \lambda)$, correspondant à l'énergie émise par unité d'aire, de temps, de longueur d'onde et d'angle solide. L'intensité dépend de la distance angulaire θ mesurée à partir de la normale à la surface solaire. L'intégrale de $I(\theta, \lambda) \cos\theta$ sur toutes les directions donne le flux d'énergie $F(\lambda)$. Par conséquent, afin d'obtenir $F(\lambda)$, aussi égal à $\pi \bar{I}(\lambda)$, on peut soit mesurer directement $\bar{I}(\lambda)$, soit utiliser un système d'imagerie pour mesurer l'intensité centrale $I(1, \lambda)$ et la fonction d'assombrissement centre-bord, $I(\mu, \lambda)/I(1, \lambda)$ (avec $\mu = \cos\theta$), sachant que pour cette dernière une mesure relative est suffisante. On a en effet :

$$\bar{I}(\lambda) = 2 \int_0^1 I(\mu, \lambda) \mu d\mu \tag{1.1}$$

$$\bar{I}(\lambda) = 2I(1, \lambda) \int_0^1 \frac{I(\mu, \lambda)}{I(1, \lambda)} \mu d\mu \tag{1.2}$$

Le spectre solaire incluant l'ultraviolet, le visible et l'infrarouge est représenté sur la figure 1.4.

[7] Active Cavity Radiometer for Irradiance Monitoring (Willson *et al.* 1981).
[8] Solar Maximum Mission
[9] L'opacité représente la densité et le pouvoir absorbant d'un milieu.

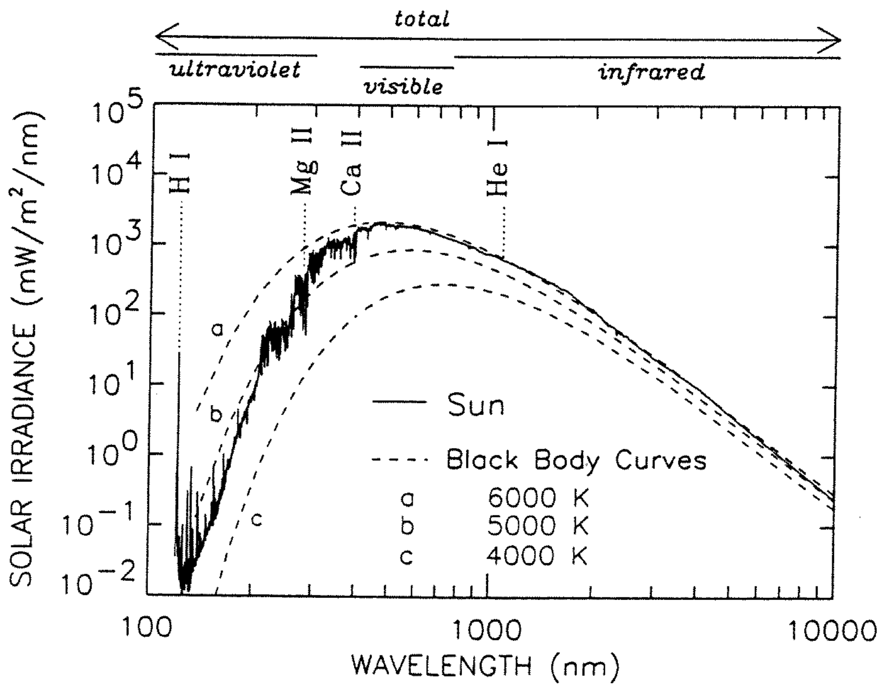


Figure 1.4: *Spectre de l'irradiance solaire.*
On distingue les parties ultraviolette, visible et infrarouge du spectre ainsi que la raie en émission de l'hydrogène et celles en absorption de l'hélium, celles du magnésium et du calcium ionisés. Les variations temporelles de ces raies ont été mesurées avec précision durant le cycle solaire de 11 ans et sont utilisées pour estimer la variabilité dans la partie ultraviolette du spectre. Les raies du calcium et du magnésium ionisés apparaissent comme des déficits en irradiance.
Source : Lean *et al* 1995.

Le Soleil rayonne de manière comparable dans le domaine visible (46 % entre 0,39 μm et 0,77 μm) et dans le domaine infrarouge (46 % au-delà de 0,77 μm). Pour ces deux régions spectrales, les mesures se font soit à partir d'instruments embarqués sur des avions, soit d'un observatoire situé sur de hautes montagnes. La correction de l'extinction atmosphérique se fait par des mesures à diverses distances zénithales (c'est-à-dire à différentes élévations du Soleil sur l'horizon) et par une extrapolation à une masse d'air nulle.

La partie rouge du *spectre visible* suit approximativement le spectre d'un corps noir d'une température effective d'environ 5780 K. Cependant des raies en absorption apparaissent, telle la raie Hα à λ=656,3 nm. Sur le côté bleu du spectre visible, ce sont les raies en absorption qui dominent. En 1961, D. Labs et H. Neckel ont mesuré le spectre solaire au moyen de la fonction d'assombrissement centre-bord et de l'intensité absolue au centre du disque. Cette dernière permet aussi de calibrer un spectre solaire de meilleure résolution. La dispersion de leurs mesures est de l'ordre de 0,2 % et les erreurs systématiques sont estimées inférieures à 0,5 %.

La *partie infrarouge du spectre* est relativement "plate", même si à haute résolution, elle révèlerait un grand nombre de raies. La principale difficulté pour les mesures dans l'infrarouge est l'absorption par la vapeur d'eau (voir la figure 1.6). Les spectres sont cependant déterminés avec une résolution voisine de 1 %.

Le spectre du Soleil calme passe de l'infrarouge au *domaine radio* sans heurt avec une pente de -2 dans une représentation logarithmique (voir la figure 1.5). Cette pente n'est cependant pas constante partout, puisque entre les longueurs d'onde voisines de 1 cm à celles voisines de 1 m, il y a une rupture dans la température de brillance qui passe de 10^4 K à environ 10^6 K. Au contraire du spectre du Soleil calme, il existe des périodes de forte activité sur le Soleil qui peuvent faire dévier le spectre thermique de plusieurs ordres de grandeur. L'émission dans le domaine radio fut détectée pour la première fois par G.C. Southworth et par J.S. Hey dans les années 40. Le flux absolu est mesuré avec une précision d'environ 10 %. Puisque pour ce domaine de fréquence, de larges fenêtres d'observation sont disponibles (voir la figure 1.6), des antennes basées au sol peuvent être utilisées.

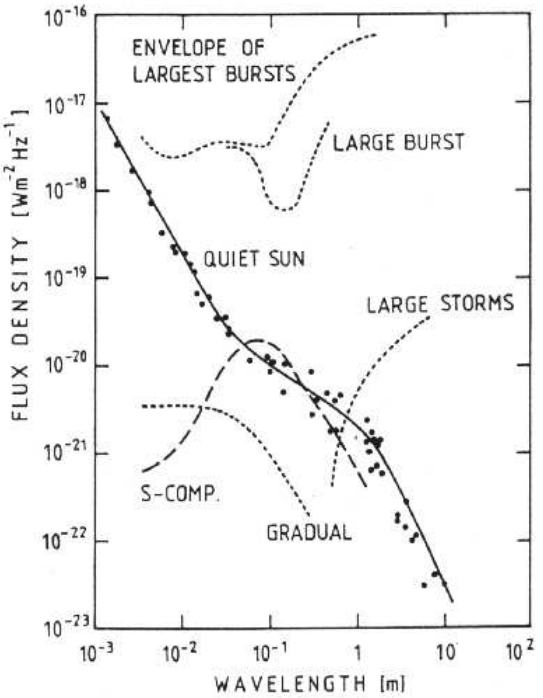


Figure 1.5: *Emission dans le domaine radio.*
Les points de la ligne en trait continu représentent l'émission pour le Soleil calme ; les tirêts représentent les composantes solaires à variations lentes ; les pointillés sont relatifs aux évênements rapides.
Source : Stix 1991.

Dans le *spectre ultraviolet*, les raies en absorption sont majoritaires jusqu'à 210 nm, bien que seules quelques raies[10] puissent être identifiables dans un spectre de basse résolution. La décroissance rapide de l'énergie dans le spectre pour des longueurs d'onde inférieures à 210 nm est due à l'ionisation de l'atome d'aluminium neutre. Au-dessous de 150 nm, ce sont les raies en émission qui dominent le spectre. La plus proéminente est la raie Lyman α de l'hydrogène, d'une largeur d'environ 0,1 nm centrée sur 121,57 nm. Son irradiance moyenne est d'environ 6 mW/m^2 ce qui est à peu près autant que toute la partie du spectre en-dessous de 150 nm. L'irradiance dans l'ultraviolet est hautement variable : par exemple, des variations de 25 % dues à la période de rotation sont observées à 120 nm. Ces variations sont partiellement de réelles variations temporelles et

[10] MgI : λ=285,2 nm ; MgII h&k : λ=280,3 nm et 279,6 nm ; CaII H&K : $\lambda \simeq$ 397 nm et 393 nm.

partiellement une manifestation de la non-uniformité de la distribution des sources dans l'atmosphère solaire, ces dernières se trouvant sur la partie visible du disque lorsque le Soleil tourne. L'absorption de l'atmosphère (voir la figure 1.6), en grande partie due au dioxygène (O_2), rend nécessaire les mesures par satellites ou par lancement de fusées. Cependant, des erreurs de 10 % peuvent encore être présentes dans les mesures. Ces erreurs sont peu importantes pour la luminosité totale car l'ultraviolet a une faible contribution dans le spectre total : 1,5 % pour les longueurs d'onde comprises entre 300 nm et 330 nm ; 1 % pour celles comprises entre 210 et 300 nm ; 0,01 % pour celles de la bande 150-210 nm.

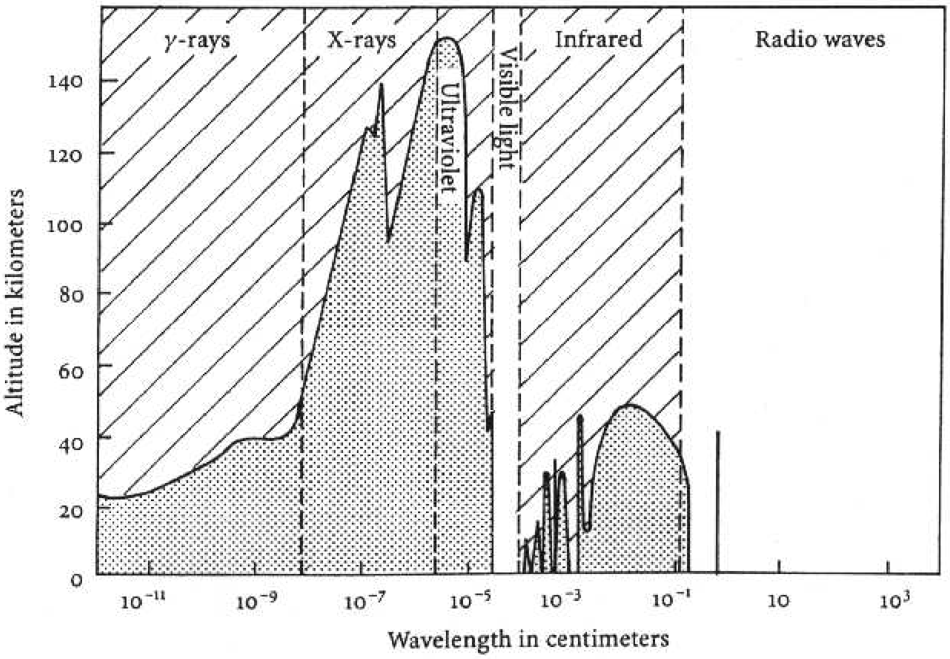


Figure 1.6: *Transparence de l'atmosphère terrestre.*
Les lignes continues représentent l'altitude à laquelle l'intensité des radiations aux différentes longueurs d'onde est diminuée de moitié. Seules les ondes radio et celles du domaine du visible arrivent à la surface terrestre. Les radiations infrarouges sont absorbées par les molécules atmosphériques telles que le dioxyde de carbone et la vapeur d'eau. Les radiations électromagnétiques dans le domaine des rayons X et ultraviolets sont totalement absorbées par l'atmosphère terrestre. Les observations dans ces domaines de longueur d'onde ne sont possibles qu'à partir de ballons, de fusées ou encore de satellites.
Source : Lang 1995.

En-dessous de 120 nm, se situe l'*extrême ultraviolet*. L'irradiance dans ces longueurs d'onde est extrêmement variable et le spectre est caractérisé par un grand nombre de raies en émission en provenance d'atomes et d'ions à différents taux d'ionisation, jusqu'à par exemple le Fe XVI. Une large gamme de températures peut alors être étudiée, de 8000 K à 4.10^6 K. Les raies de l'extrême ultraviolet sont très importantes pour l'étude de la zone de transition entre la chromosphère et la couronne. Cette dernière est aussi une source de *rayon X mous* (de 0,1 nm à 10 nm). Les plus larges variations, de l'ordre de plusieurs ordre de grandeur, dans l'émission de ces raies surviennent lors d'éruptions. Durant ces dernières, des *rayons X durs* (en-dessous de 1 Å) et des *rayonnements* γ sont observés.

Rayon $R_\odot$	$6{,}9598.10^{10}$ cm (109 rayons terrestres)
Masse $M_\odot$	$1{,}989.10^{33}$ gr (3 10^5 masses terrestres)
Luminosité $L_\odot$	$3{,}854.10^{33}$ erg/s
Âge	(4,49 ± 0,05) milliard d'années
Volume	$1{,}412.10^{33}$ cm^3 ($1{,}3.10^6$ fois la Terre)
Densité moyenne	1,409 g/cm^3
Température centrale	$1{,}557.10^7$ degrés Kelvin
Densité centrale	151,3 g/cm^3
Pression centrale	$2{,}334.10^{17}$ dyn/cm^2 ($2{,}334.10^{11}$ bars)
Profondeur de la zone de convection	0,287 $R_\odot$
Masse de la zone de convection	(0,022 ± 0,002) $M_\odot$
Température à la base de la zone de convection	2,12 à $2{,}33.10^6$ degrés Kelvin
Température de la photosphère	$\simeq$5780 degrés Kelvin
Pression de la photosphère	10^{-4} bars
Température de la couronne	2 à 3.10^6 degrés Kelvin
Distance moyenne à 1 U.A.	$1{,}4959787.10^{13}$ cm
Diamètre angulaire à 1 U.A.	32' ou 1920"
Echelle angulaire	1"=$7{,}253.10^7$ cm

Table 1.2: *Caractéristiques solaires.*
Le rayon de la photosphère est déterminé à une épaisseur optique de τ=2/3 ; l'incertitude sur la masse est de ± 0,02 % ; l'incertitude sur la luminosité est de 1,5 % et la valeur de la luminosité varie entre 3 846 et 3 857 selon que la valeur de la constante solaire est prise comme égale à 1 368 ou 1 378 (la valeur dépend de l'instrument d'observation) ; l'âge de la plus vieille météorite est estimé à 4,55 milliards d'années, mais peut-être de 4,6 à 4,7 milliards d'années ; l'âge du Soleil calculé à partir de l'évolution stellaire est de 4,52 ± 0,4 milliards d'années. La température centrale, la densité et la pression proviennent du modèle standard sans diffusion d'hélium.
Source : Lang 1995.

1.2.3 Âge du Soleil

L'âge des plus anciennes roches terrestres se mesure en laboratoire par des méthodes de datation basées sur la désintégration d'éléments radioactifs. L'âge de la Terre ainsi obtenu est de (4,5 ± 0,1) milliards d'années. Les échantillons lunaires conduisent à des valeurs du même ordre de grandeur. L'analyse des météorites, qui sont reconnues pour être les corps les plus anciens du système solaire, permet une mesure plus directement liée à l'âge de la formation du système solaire. L'étude, dans les météorites, d'isotopes radioactifs de l'uranium, du plomb, et du strontium par exemple, conduit à un âge de (4,55 ± 0,05) milliards d'années. Le Soleil, n'ayant pas à cette époque commencé à brûler son hydrogène en hélium, est un peu plus jeune. Une analyse de son évolution depuis la phase de condensation du système solaire conduit à lui attribuer un âge de (4,49 ± 0,05) milliards d'années.

1.2.4 Signes particuliers

Le Soleil montre une activité variable visible sous la forme de taches qui sont plus ou moins présentes suivant son activité, sous la forme aussi de plages brillantes situées au niveau de la photosphère (où elles sont identifées aux facules) ou au niveau de la chromosphère. Une variation de 10 à 35 % de l'émission dans la raie du CaII K est également observée. Notons qu'environ 10 à 15 % des étoiles observées et semblables au Soleil ne montrent aucun signe de variabilité cyclique dans les raies H et K du CaII (Baliunas 1991). Ceci pourrait suggérer que les périodes d'inactivité prolongées telle celle que le Soleil a connu durant le Minimum de Maunder (1645-1715), au XVII^{e} siècle, sont relativement communes. Sa variabilité se détecte aussi sous la forme d'une variation inférieure à 1 % (entre 0,3 et 0,5 % pour les étoiles du type solaire) de l'émission dans le visible. On discerne des cycles de 7 à 15 ans pour certaines étoiles de type solaire (11 ans en moyenne pour le Soleil) et une période de rotation comprise entre 20 et 40 jours (27 jours pour le Soleil). La variabilité est causée par l'interaction entre les mouvements de plasma et les champs magnétiques à l'intérieur de la zone de convection.

1.3 Structure interne et atmosphère

Le Soleil (voir la figure 1.7) se compose de son intérieur, d'une couche superficielle visible dite photosphère, de la chromosphère et de la couronne. Ces deux dernières parties constituent l'atmosphère.

1.3.1 L'intérieur et modes de transfert de l'énergie

Les différentes valeurs pour la luminosité, la pression, la température et la densité régnant à l'intérieur du Soleil sont représentées sur la figure 1.8.

L'*intérieur* est invisible à cause de l'opacité de la matière solaire. Les informations que nous avons de cette région se déduisent des modèles de structure interne du Soleil. Dans la petite région centrale règnent des températures et pressions très élevées. Dans ces conditions, la matière se comporte comme un gaz. Cette région fournit de l'énergie par le processus de fusion thermonucléaire de l'hydrogène en hélium. La petite région centrale (c'est-à-dire le noyau solaire) s'arrête à 0,35 rayon solaire (soit à 250 000 km environ du centre), distance à partir de laquelle la production d'énergie par réaction thermonucléaire est négligeable. A cette distance du centre, la température, d'après les modèles standards, est de 6 millions de degrés environ et la densité de 10 g par centimètre cube alors qu'au centre la température est de l'ordre de 15 millions de degrés Kelvin et la densité de 100 g par centimètre cube. De récentes analyses des résultats d'hélioséismologie ont montré que le noyau tourne à peu près à la même vitesse que la surface (Lazrek *et al.* 1996). L'énergie ainsi produite dans le cœur, sous forme de rayonnement très énergétique doit s'évacuer afin que l'étoile reste en équilibre. Il y a deux principaux modes de transfert de l'énergie du centre à la surface.

Le premier mode est le *transfert radiatif*. La zone dite "radiative" dans laquelle intervient ce mode de transport est constituée de gaz hautement ionisés. Les photons émis au centre sont absorbés par des électrons libres, des ions ou des atomes, puis réémis, puis réabsorbés, etc, jusqu'à la surface. Ce phénomène étant statistique et ne privilégiant nullement de direction vers l'extérieur, un photon met très longtemps à s'échapper de

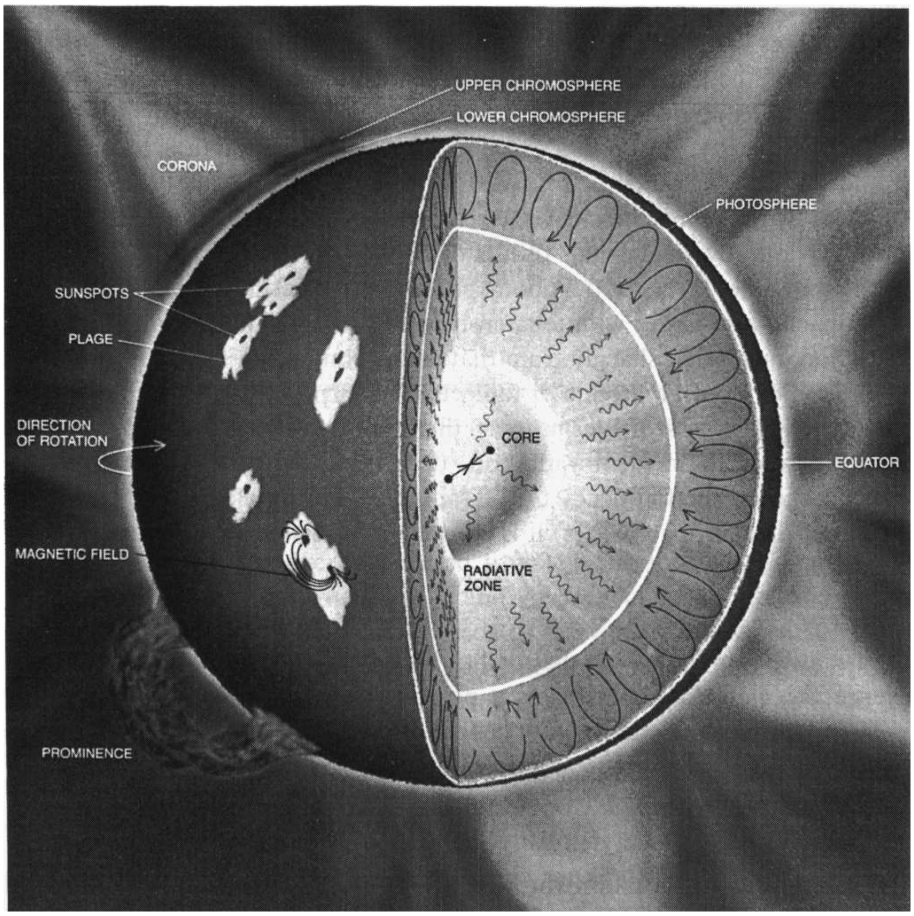


Figure 1.7: *Coupe schématique du Soleil.*
On distingue le noyau solaire, les zones radiatives puis convectives, la mince photosphère, la chromosphère séparable en haute et basse chromosphère et enfin la couronne. Sont aussi représentées des taches à l'intérieur de centres actifs dans lesquels les parties blanches sont les plages. Une boucle de champ magnétique est aussi dessinée, prenant pied dans deux taches de polarités opposées.
Source : Wilson 1994.

l'étoile. Pour le Soleil, la durée de ce trajet est estimée entre 1 et 10 millions d'années. Plus on s'éloigne du centre, plus l'énergie est diluée dans un grand volume. La matière devient donc moins dense et la température, par conséquent, baisse. Ainsi, les photons absorbés sont réémis à des longueurs d'onde plus grandes au fur et à mesure de leur progression vers l'extérieur. Alors que tout rayonnement produit au centre est du domaine des rayonnements γ, à la surface c'est la lumière visible et infrarouge qui prédomine, même si, dans la zone radiative, compte tenu de la température, le maximum du spectre reste dans le domaine des rayons X. Cette zone prend fin à 0,71 rayon solaire, là où se produit le déclenchement de l'instabilité convective. La température est alors de 2 millions de degrés et la densité de 0,15 g environ par centimètre cube. La zone radiative représente 98 % de la masse du Soleil. Le noyau au centre de la zone contient 70 % de sa masse.

Le rayonnement interagit beaucoup plus facilement avec les gaz ionisés qu'avec le gaz neutre : tout photon, quelle que soit sa longueur d'onde, peut-être absorbé par un électron du gaz dont il accroît l'énergie. En revanche, un gaz neutre ne peut absorber que les électrons spécifiques qui correspondent à son spectre de raies. La zone radiative s'arrête lorsque la température est devenue assez basse pour assurer la recombinaison de l'hydrogène et pour que les atomes gardent leur électrons. Lorsque la lumière atteint cette couche, le transport radiatif de l'énergie perd brusquement son efficacité, et le *transport convectif* se substitue à lui. Dans certaines conditions de température et de pression, il se crée des zones à l'intérieur de l'étoile où tout changement de température d'une zone à l'autre rend la matière instable et provoque des brassages dans les couches de l'étoile, brassages similaires au phénomène de convection dans une casserole d'eau chauffée. La matière chauffée ne pouvant se refroidir par rayonnement à cause de l'opacité devient moins dense que la matière au-dessus et s'élève dans des zones où les conditions permettent alors la libération de l'énergie sous forme de rayonnement (c'est-à-dire à la surface)[11]. Elle se refroidit ensuite et redescent vers l'intérieur de l'étoile. Dans le cas du Soleil, les modèles théoriques indiquent que la zone convective domine le dernier tiers du rayon (0,284 $R_\odot$ d'après Richard *et al.* 1996). Les résultats de mesures d'hélioséismologie ont récemment donné une valeur expérimentale précise de l'épaisseur de la zone convective qui serait de 0,287 $R_\odot$ (Christensen-Dalsgaard *et al.* 1991).

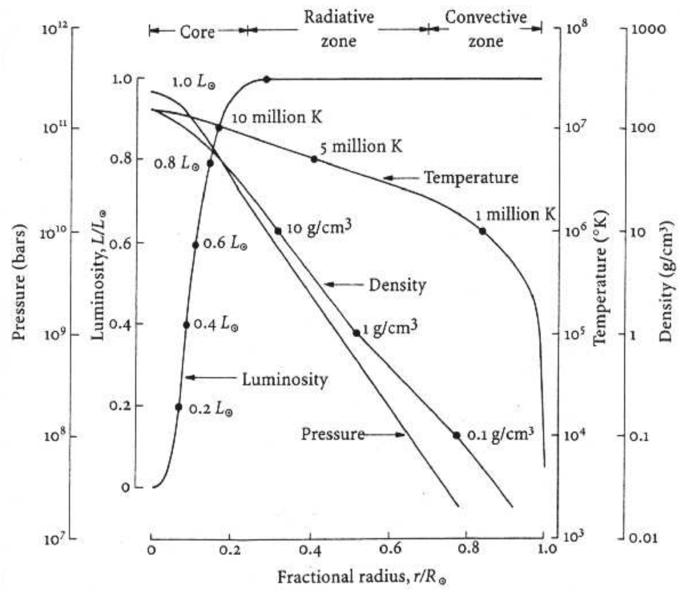


Figure 1.8: *Compression interne.*
Représentation de la variation de la pression, luminosité, température et densité du centre à la surface du Soleil. La distance à partir du centre est exprimée en fraction de rayon.
Source : Lang 1995.

Pour avoir un transfert radiatif ou convectif, seules les conditions de température et de pression entrent en jeu. Ces conditions sont déterminées par la masse de l'étoile. Des étoiles plus massives que le Soleil ont un cœur entièrement convectif.

[11] Un photon met une dizaine de jours pour traverser la zone convective.

1.3.2 Surface photosphérique et chromosphère

La *photosphère* est la couche superficielle du Soleil. Son épaisseur est d'environ 500 km et sa température décroît de 6500 K à l'intérieur jusqu'à 4500 K à la surface. C'est la région où se forme la lumière visible émise par le Soleil. Le spectre de la photosphère est constitué de raies d'absorption (spectre de Fraunhofer) superposées à un continuum pouvant être approximé par celui d'un corps noir. On observe sur la photosphère les taches et les facules.

La photosphère est la source de plus de 99 % du rayonnement total du Soleil. La *chromosphère* (ainsi que la couronne) est donc tout à fait négligeable à cet égard. Cependant, l'étude de leurs émissions apporte de précieuses informations sur la structure de l'atmosphère. La chromosphère est très peu brillante dans le domaine optique. Son rayonnement continu est dominant dans l'infrarouge lointain, le domaine millimétrique et ultraviolet. L'ultraviolet émis par la chromosphère présente de nombreuses raies d'émission. Dans le domaine visible, au contraire, les raies fortes et faciles à observer sont en absorption : par exemple, la raie Hα de l'hydrogène (656 nm) ou les raies H (397 nm) et K (393 nm) du calcium ionisé. On observe la chromosphère durant les éclipses totales du Soleil ou au moyen d'un coronographe. Elle est caractérisée par une couleur rose attribuable à son rayonnement intense dans la raie Hα de l'hydrogène. C'est cette couleur qui est à l'origine de son nom : chromo signifiant couleur en grec. Son épaisseur est d'environ 2000 km et la température augmente de 4200 K à sa base[12] jusqu'à 10 000 K environ à sa limite supérieure. Dans les raies Hα et H et K du calcium ionisé, les observations photographiques sur le disque montrent des plages brillantes décrites pour la première fois par des français qui les ont appelées "plages faculaires". Ce sont en fait des extensions dans la chromosphère de structures magnétiques qui ont été identifiées avec les facules photosphériques.

1.3.3 Zone de transition, couronne et vent solaire

Au-delà de la chromosphère, commence une zone qui est le siège de phénomènes très particuliers. La température, de 10 000 K à la limite supérieure de la chromosphère, augmente brusquement à 100 000 K en quelques dizaines de kilomètres, ainsi que l'indiquent quelques modèles[13] de cette *zone de transition* entre chromosphère et couronne. Simultanément la densité électronique décroît, de telle sorte que la pression gazeuse, proportionnelle au produit de la densité électronique et de la température, reste sensiblement constante. Au-delà, la montée en température se fait de façon moins abrupte et la température coronale de l'ordre du million de degrés est atteinte à une altitude de 10 000 à 20 000 km. La montée rapide de la température implique l'existence d'un mécanisme de chauffage de l'atmosphère solaire qui demeure encore un problème non résolu. Entre les années

[12]Les observations dans l'ultraviolet ont montré que le minimum de température est de l'ordre de 4200 K. Les modèles localisent ce minimum à une altitude de 500 km au-dessus d'un niveau photosphérique de référence défini par la "surface" visible à 500 nm.

[13]La plupart des raies émises dans le domaine ultraviolet proviennent d'atomes ayant perdu une partie de leurs électrons. Or le degré d'ionisation dépend de la température. Par exemple, le fer à l'état neutre (Fe I) existe au niveau de la chromosphère et de la photosphère ; il perd 5 électrons à 100 000 K (Fe VI), est ionisé 7 fois à 300 000 K (Fe VIII), etc. L'identification des raies du spectre ultraviolet provenant d'une région particulière du Soleil, puis l'analyse des conditions physiques expliquant leur intensité permettent de modéliser la région de transition entre la chromosphère et la couronne.

40 et 70, le chauffage de l'atmosphère était attribué à la dissipation dans la couronne d'ondes acoustiques provenant des régions convectives. En effet la turbulence dans la zone convective génèrerait un bruit acoustique, qui se propagerait vers l'atmosphère en transportant de l'énergie. Ces ondes n'ayant pas été détectées dans la région de transition, cette hypothèse a été abandonnée. Aujourd'hui, plusieurs phénomènes sont envisagés : mécanisme de chauffage lié aux champs magnétiques forts des régions actives, en particulier par dissipation d'ondes appelées "ondes Alfvèn"[14] ; mode de chauffages transitoires par l'intermédiaire des éruptions dans les régions actives ; chauffage par reconnection magnétique ; etc.

La *couronne* se situe après la zone de transition et s'étend jusqu'à une région mal définie. La température s'élève jusqu'à 10^6 K. Sa faible brillance la rend inobservable en dehors des éclipses totales de Soleil : seule la basse couronne peut s'observer au coronographe. La couronne émet un rayonnement radio, dû aux transitions libre-libre des électrons (c'est-à-dire à l'émission de rayonnement par les électrons libres qui perdent de l'énergie cinétique). On l'observe aussi en ultraviolet et en rayons X : à ces longueurs d'onde, la faible intensité du rayonnement photoélectrique continu ne perturbe plus l'observation de la couronne.

La couronne se prolonge dans le milieu interplanétaire par le *vent solaire*. La matière est accélérée et atteint des vitesses supersoniques dans un plasma dont la température est d'environ 1 million de degrés kelvin. La perte de masse de l'étoile dans le vent solaire est faible : elle ne représente que le septième de ce que perd le Soleil par réactions thermonucléaires dans le noyau. La matière quittant radialement le Soleil entraîne avec elle le champ magnétique, "gelé" dans le plasma. Les lignes de champ magnétique relient d'une part la région de la surface solaire où elles restent ancrées et d'autre part le plasma du vent solaire. La vitesse de ce dernier mesuré au niveau de l'orbite terrestre met en évidence deux régimes extrêmes. L'un correspond à des vents solaires rapides (de l'ordre de 700 km par seconde) en provenance des trous coronaux[15]. L'origine des vents solaires lents (350 km par seconde) est en revanche mal connue faute d'une observation suffisamment fine de la structure du champ magnétique coronal. Le vent solaire balaye tout le milieu interplanétaire, se prolongeant jusqu'aux confins du système solaire.

1.4 Plusieurs siècles d'observations ...

1.4.1 De la divinité Soleil au système de Copernic

Les *Chaldéens* considéraient le Soleil comme un être surnaturel. Ils bâtissaient des temples dans lesquels ils l'observaient ainsi que la Lune. Ils ont ainsi pu constater leurs mouvements apparents dans le ciel et prédire les éclipses de Lune et de Soleil. Mais l'inégalité des chemins parcourus par la Lune et le Soleil leur restait mystérieuse.

[14] Les ondes Alfvèn seraient des ondes magnétiques provoquées par la convection qui se propageraient jusqu'à la haute chromosphère où elles se transformeraient en énergie thermique. Le chauffage de la couronne se ferait de façon identique.

[15] Les trous coronaux sont particulièrement bien observés en rayon X : leur température et leur densité, plus basse que celles du reste du Soleil calme les rendent peu émissifs. Ils sont souvent localisés aux pôles, mais peuvent, particulièrement durant certaines périodes du cycle, descendre jusqu'à l'équateur. La différence entre les trous coronaux et le reste de la basse couronne est l'ouverture très large de leur champ magnétique sur le milieu interplanétaire.

Au II^e siècle après Jésus-Christ, les Grecs construisent des appareils destinés à la mesure d'angles, en prenant la Terre comme centre de ces angles. *Ptolémée*[16] la place en effet au centre du monde en un point fixe. Ils estiment la distance Terre-Soleil ainsi que la masse du Soleil. La première est inférieure de 20 fois à la mesure de la distance moderne tandis que la masse l'est de 8000 fois. Si le Soleil n'a alors plus une essence divine, il est encore considéré comme parfait. La vision du monde à cette époque, est scindée en deux parties. Il y a le monde sublunaire aux propriétés terrestres et le monde extralunaire aux propriétés extraordinaires. Dans ce monde parfait, le Soleil est circulaire, d'éclat constant, il est animé d'un mouvement circulaire uniforme excentrique. Cette excentricité leur permet d'expliquer les inégalités dans les trajets parcourus par le Soleil. Ce "modèle" idéalisé prévaut durant 14 siècles.

Copernic[17] ne fait pas d'observations mais envisage que la Terre et les planètes tournent autour du Soleil. La vérification est faite par *Bradley*[18] puis par *Bessel*[19] qui mesure aussi les parallaxes des étoiles en 1838.

Les mesures des positions du Soleil et des planètes effectuées par *Tycho Brahé*[20] servent à *Kepler*[21] pour la vérification de ses lois dont celle stipulant que "la Terre et les planètes ont un mouvement elliptique dont le Soleil est un des foyers" (1609).

Cinquante ans plus tard, *Newton*[22] énonce la loi de l'attraction universelle : le mouvement elliptique implique une force attractive dirigée vers le Soleil. Dans les formules de Newton est présente la masse du Soleil (qui est prise comme étant 300 000 fois celle de la Terre). A la même époque, *Cassini*[23], en France, mesure la distance Terre-Soleil au dixième près.

1.4.2 Observation de la surface du Soleil

En *1610*, *Galilée*[24] muni d'une lunette découvre les taches solaires. Il pense que ces taches sont parties intégrantes du Soleil alors que ses adversaires les attribuent à de petites planètes nouvelles. Ces derniers ne supportent pas en effet, dans le cadre des préjugés anciens sur la perfection du Soleil, que celui-ci soit terni par des taches. Une fois le fait bien établi, l'ombre et la pénombre qui entourent les taches ainsi que leur origine et leur nature soulèvent un vif débat. Qu'elles soient attribuées à un nuage de condensation (penchant de Galilée) ou à une scorie, le scientifique de l'époque cherche à expliquer les faits solaires par des phénomènes terrestre bien connus. Mais l'enthousiasme initial pour l'observation solaire, qui suivit l'introduction de la lunette astronomique, décline rapidement. Les découvertes faites pendant cette époque incluent l'observation des taches, des facules et de la rotation solaire. Le manque de progrès peut être en partie attribué à une certaine disparition des taches durant cette période, alors qu'elles constituaient l'un des premiers centres d'intérêt du Soleil et qu'elles seront par ailleurs responsables d'un regain d'intérêt à la fin du XVIII^e siècle.

[16] Claude Ptolémée : astronome grec du II^e siècle après Jésus-Christ
[17] Nicolas Copernic : astronome polonais, 1473-1543.
[18] James Bradley : astronome anglais, 1693-1762.
[19] Friedrich Bessel : astronome allemand, 1784-1846.
[20] Tycho Brahé : astronome danois, 1546-1601.
[21] Johannes Kepler : astronome allemand, élève de Brahé, 1571-1630.
[22] Sir Isaac Newton : né dans le Lincolnshire, 1642-1727.
[23] Jean Dominique Cassini : astronome français d'origine italienne, 1625-1712.
[24] Galileo Galilei dit Galilée : physicien et astronome italien, 1564-1642.

En *1774*, *Alexander Wilson*, professeur à l'université de Glasgow, publie quelques observations qui tendent à montrer que les taches ne sont ni des nuages flottant au-dessus de la surface solaire, ni des couches d'accumulation de poussières, ni des volcans, mais en fait des dépressions au-dessous du niveau normal de la surface. Il obtient ces résultats à partir de l'étude du changement apparent dans la forme d'une tache alors qu'elle traverse le disque solaire. Cet effet est contredit par l'école française en la personne de Lalande qui continue de soutenir que les taches représentent des montagnes transperçant la surface liquide du Soleil. Son idée est d'ailleurs reprise en Angleterre par *Herschel*[25] (en *1795*) et développée en une description générale de la constitution du Soleil. Herschel pense que la surface lumineuse du Soleil est la partie supérieure d'une couche de nuages brillants. Les taches sont alors des régions où les nuages ont été temporairement dispersés par des courants atmosphériques et au travers desquelles on voit la surface solide du Soleil. En fait, c'est un peu plus compliqué puisqu'il faut expliquer la zone de pénombre entourant la tache : il y aurait donc deux couches qui seraient percées, la couche supérieure l'étant un peu plus que la seconde fait de l'ombre sur cette dernière. Herschel spécule aussi sur le fait que l'intérieur du Soleil peut être habité si l'on suppose que le cœur solide est protégé de l'enveloppe lumineuse par une couche nuageuse. Cette idée est désapprouvée en général mais sa vision de la constitution du Soleil est acceptée jusqu'au milieu du XIX^e siècle.

L'apparente similarité entre l'atmosphère terrestre et solaire conduit donc à faire une analogie entre météorologie solaire et terrestre. Dans cette optique, les taches sont comparées à des cyclones. Cette idée perdure pendant encore un siècle.

Entre *1853 et 1861*, *Carrington* décèle une irrégularité dans la rotation solaire entre les pôles et l'équateur : dès lors, le Soleil n'est plus un corps rigide.

Dès les premières observations, il avait été constaté que le nombre de taches varie dans le temps mais il faut attendre le milieu du XIX^e siècle pour qu'une étude à long terme de leur nombre soit engagée. *Schwabe*, astronome amateur à Dessau, annonce en *1840* le résultat de ses 17 années d'observation. Alors qu'il est communément admis que le nombre de taches visibles sur le disque varie de façon aléatoire, Schwabe montre que ce nombre augmente puis diminue avec un cycle de 10 ans environ. Il publie ses résultats dans Astronische Nachrichten et *Humboldt* les inclue dans son livre "Kosmo" qui paraît en 1851. Cet ouvrage est largement répandu et très lu, et le concept de "cycle des taches" se diffuse rapidement.

En *1851*, *Lamont*, de l'université de Munich, publie une analyse des observations du champ magnétique terrestre. Celles-ci ont été faites en Allemagne durant les 15 années précédentes. Ses analyses montrent l'existence d'une périodicité de $10\frac{1}{3}$ ans qu'il ne relie pas au cycle de taches déterminé par Schwabe. En *1852*, Sir *Edward Sabine* trouve, dans l'occurence des orages magnétiques, une variabilité en amplitude et en fréquence de période de 10 ans environ. Il fait le rapprochement entre sa découverte et le cycle des taches, impliquant la similarité de leur périodicité à une coïncidence ou à un effet relevant d'une cause commune. A la fin de cette même année, ces résultats sont confirmés indépendemment par *Wolf* et *Gautier*. Ces publications marquent le début de la recherche sur les relations Soleil-Terre.

Au milieu du XIX^e siècle, l'assombrissement centre-bord du disque solaire est un

[25]Sir William Herschel : astronome britanique d'origine allemande, 1738-1822.

phénomène connu mais controversé. La controverse prend fin lorsque *Fizeau*[26] et *Foucault*[27] en *1845* produisent la première photographie du Soleil. L'assombrissement y est clairement visible ainsi d'ailleurs que l'ombre et la pénombre de quelques taches présentes. En *1857*, *de la Rue* propose à Kew, en Angleterre, un appareil permanent appelé photohéliographe destiné à la photographie journalière du Soleil et au relevé précis des taches. Son œuvre est reprise en 1872 et continuée à l'observatoire de Greenwich qui s'adjoint quelques autres observatoires dotés des mêmes instruments afin d'avoir le plus possible une fenêtre d'observations continue. La série prend fin en 1976.

1.4.3 Mesures de la constante solaire

Très peu de mesures de l'éclat lumineux du Soleil sont faites durant le XVIII^e siècle (Bouguer en 1725 ; Wollaston en 1799). La méthode utilisée est alors très rudimentaire puisqu'il s'agit de comparer visuellement la flamme d'une bougie à l'éclat du Soleil au méridien. Les résultats sont d'une imprécision correspondante. La première estimation quantitative de la chaleur émise par le Soleil est faite par *Newton*. Mais les premières mesures significatives sont effectuées au milieu du XIX^e siècle. En *1837-38*, Sir *John Herschel*[28] lors de son séjour au Cap de la Bonne Espérance, fait quelques observations avec un actinomètre. Cela consiste essentiellement à mesurer la température d'un ballon d'eau exposé au Soleil. Durant la même période, en France, *Pouillet*[29] commence une série de mesures à l'aide d'un pyrohéliomètre (principalement basé sur le même principe que l'actinomètre mais d'une conception considérablement différente). Leurs résultats concernant ce qui est nommé la constante solaire s'accordent raisonnablement. Les valeurs trouvées sont environ égales à la moitié de celle qui sera acceptée plus tard. Peu de temps après, *J.D. Forbes*, en *1842*, obtient une valeur plus élevée que ces collègues qui est par conséquent considérée comme moins bonne. La difficulté de ces mesures tient principalement dans l'absorption atmosphérique.

A cette époque, une des raisons importante de la détermination de la valeur de la constante solaire est qu'elle peut théoriquement permettre de calculer la température de surface du Soleil. La loi de Newton, stipulant que les radiations émises doivent être directement proportionnelles à la température, prévaut toujours au début du XIX^e siècle. En *1817* cependant, *Dulong*[30] et *Petit*[31] effectuent un certain nombre d'expériences qui montrent que la loi de Newton sous-estime considérablement la quantité de chaleur émise. Ils proposent donc à la place une formule empirique qui en fait associe à une augmentation arithmétique de température, une croissance géométrique dans l'émission de radiations. Les deux formules conduisent évidemment à des résultats très différents et indubitablement trop bas pour la température de surface du Soleil. Pouillet, par exemple, utilisant sa valeur de la constante solaire, arrive à une température de surface de 1750 degrés Celcius.

[26]Hippolyte Fizeau : physicien français, 1819-1896.
[27]Léon Foucault : physicien français, 1819-1868.
[28]Sir John Herschel : astronome britannique (fils de William Herschel), 1792-1871.
[29]Claude Pouillet : physicien fraçais, 1790-1868.
[30]Pierre-Louis Dulong : physicien français, 1785-1838.
[31]Alexis Thérèse Petit : physicien français, 1791-1820.

1.4.4 Analyse spectrale

L'apparition de spectres lumineux à l'aide d'un prisme de verre est connue depuis longtemps. *Sénèque*[32] l'avait comparé aux couleurs de l'arc-en-ciel. En *1666*, *Newton*[33] analyse le spectre du Soleil en utilisant un écran percé d'un trou. De celui-ci, la lumière solaire se projette sur le mur d'en face à travers un prisme. De son expérience, il conclut que la lumière blanche se compose d'une infinité de couleurs "pures" et que chaque lumière "pure" a un degré de réfrangibilité spécifique. L'existence de raies sombres dans le spectre solaire fut notée pour la première fois par *W.H. Wollaston* en *1802* qui les remarqua en plaçant une fente devant le dispositif de Newton. Il note 7 raies sombres.

En *1814*, *Fraunhofer* met au point le premier spectroscope en utilisant un collimateur devant la fente, un réseau de diffraction qu'il a inventé pour remplacer le prisme et une lunette pour observer le spectre. Il découvre des centaines de raies noires fixes les unes par rapport aux autres. Il établit ainsi la première carte du spectre solaire. Il désigne les raies noires principales du spectre par les premières lettres de l'alphabet. Il est convaincu que ces raies sont dues à la nature de la lumière du Soleil et ne sont pas des effets de la diffraction, ou de simples illusions. En dépit de l'intérêt porté à ces raies, leur origine demeure encore inconnue jusqu'au milieu du XIX^e^ siècle. Certains pensent qu'elles sont le fait d'un défaut d'optique dans la lunette, d'autres supposent qu'elles se forment dans l'atmosphère terrestre, et d'autres encore pensent qu'elles prennent leur origine dans le Soleil.

De nombreux expérimentateurs entre *1820 et 1850*, en particulier *Foucault* et *Ångström*[34] étudient les spectres de diverses sources et notent que certaines raies sombres du spectre solaire coïncident avec les raies brillantes de métaux volatilisés.

En *1842*, *Doppler*[35], professeur à Prague, met en évidence le fait que le mouvement d'un corps peut affecter la couleur de la lumière qu'il émet. Mais telle qu'elle était exposée, sa théorie ne pouvait pas immédiatement s'appliquer aux observations astronomiques.

Il faut attendre *1859* pour que *Kirchhoff*[36] et *Bunsen*[37] donnent la clé de l'énigme des raies sombres dans le spectre solaire. Chaque raie est due à la présence d'un élément donné. Quand un gaz est interposé entre la source et le spectroscope, les raies apparaissent sombres ou brillantes selon que la température du gaz est plus basse ou plus élevée que celle de la source. Ces lois expliquent le spectre du Soleil : la lumière solaire traverse son atmosphère moins chaude, qui, contenant des métaux, absorbe les radiations.

On sait alors dans les années 1869 que la lumière porte en elle la marque distinctive de la composition chimique du corps, de son état physique et de son mouvement.

1.4.5 Révélation par les éclipses de l'atmosphère solaire

Les éclipses de Soleil permirent de distinguer un anneau à deux couches relatives à la chromosphère et à la haute couronne. Des protubérances sont aussi observées. Une corrélation est même faite entre les taches et ces filaments éjectés par la couronne. L'origine de ces

[32] Sénèque : né à Cordoue vers l'an 4 avant J.C., meurt vers l'an 65.
[33] Sir Isaac Newton : né dans le Lincolnshire, 1642-1727.
[34] Anders Jonas Ångström : physicien suédois, 1814-1874.
[35] Christian Doppler : physicien autrichien, 1803-1853.
[36] Gustav Kirchhoff : physicien allemand, 1824-1887.
[37] Robert Bunsen : chimiste et physicien allemand, 1811-1899.

jets coronaux est encore inconnue. Deux hypothèses sont envisagées : ils seraient des émanations soit de la surface soit de l'intérieur.

En-dehors des éclipses, les observations se poursuivent par des méthodes spectrales. *Lockyer* remarque que les protubérances du Soleil, si elles sont gazeuses, doivent pouvoir être décelées en temps ordinaire dans leur spectre. En 1887, il commence ces recherches au bord solaire avec un spectroscope, mais l'appareil est trop faible. Il recommence l'année suivante, avec un appareil plus puissant, et juste après une éclipse. Comme il sait dans quelle partie du spectre il faut chercher, il les trouve facilement.

En *1868*, *Janssen*[38] et *Lockyer* décèlent dans les protubérances une raie permanente. Comme elle n'est pas rapportée à quelque chose de connu (l'élément correspondant ne sera découvert que 27 ans plus tard), elle est baptisée hélium de hélios (Soleil en grec).

1.4.6 Les observations récentes

Au fur et à mesure des années et des découvertes, le nombre de données a considérablement augmenté et s'est enrichi d'autres observables. Mais c'est avec la mise au point de techniques nouvelles, que le cœur du Soleil a pu être sondé : la matière solaire, opaque au rayonnement électromagnétique à toute longueur d'onde, est cependant transparente aux neutrinos et aux modes acoustiques. Ces derniers ont été identifiés par Leighton *et al.* (1962) comme des oscillations à 5 min à la surface du Soleil qui ont été interprétées par Ulrich (1970) et Deubner (1972) comme des ondes acoustiques stables piégées dans des cavités résonnantes sous la photosphère. La mesure du flux des neutrinos émis dans le cœur, ou celle des modes acoustiques à sa surface sont des exemples de mesures modernes permettant d'accéder à une information précise sur les régions les plus profondes. Ces mesures sont très délicates ; elles demandent des investissements lourds, que ce soit en équipement comme le projet franco-germano-italien GALLEX[39] de détection des neutrinos de basse énergie, ou en nombre de chercheurs comme l'exploitation du réseau mondial IRIS[40] d'observation des oscillations solaires.

Ces données apportent des contraintes aux modèles théoriques du Soleil. Depuis peu d'années, il est apparu que le Soleil est une étoile très légèrement variable, et que cette variabilité doit, elle aussi, être prise en compte comme une contrainte supplémentaire aux modèles de sa structure interne. Il convient donc de continuer à observer et à affiner les techniques d'analyse du signal, adaptées à la fois aux observables solaires et aux interprétations en terme de physique du Soleil. Il faut enfin aborder cette physique même, et reconsidérer de façon critique les bases des modèles de variabilité.

1.5 Les enjeux de la variabilité solaire

Bien loin de notre simple compréhension des mécanismes régissant l'activité stellaire, se trouve un autre centre d'intérêt concernant la variabilité solaire : *l'étude du comportement cyclique du Soleil est en effet d'une importance spéciale pour notre environnement.*

Les effets sur les communications radio et les incidences de courant de particules dans l'ionosphère sont bien connus, ainsi que la relation entre ces courants et les éruptions

[38] Jules Janssen : astronome et physicien français, 1824-1907.
[39] GALLEX : GALLium EXperiment
[40] International Research on the Interior of the Sun

solaires dont le nombre et l'intensité varient avec le cycle d'activité du Soleil.
Sur de longues durées, l'influence la plus importante du Soleil sur la Terre serait celle des radiations totales (irradiance) émises par le Soleil durant un cycle. On pourrait croire que lorsque le Soleil est couvert de taches, plus froides que leur environnement, les émissions radiatives diminuent. Or il n'en ait rien d'après les mesures de l'irradiance totale faites par satellite depuis 1978. Cependant, l'amplitude des variations est inférieure à 0,1 % ce qui correspondrait à une variation globale de la température terrestre d'environ 0,2 K. A cause de la nature non linéaire de ces interactions, l'effet sur le climat serait plus important, particulièrement si un changement dans l'émission solaire provoquait des variations de températures non linéaires sur la géosphère.

Il a été montré que des variations de la température terrestre à certaines latitudes sont en phase avec le cycle solaire alors qu'à d'autres latitudes elles sont en opposition de phase. Il en est de même pour la hauteur des précipitations à certains endroits et à d'autres. Mais, étant donné que ces observations ne concernent encore que quelques cycles (de 1880 à 1960), il s'agit d'être très prudent quant aux conclusions que l'on peut en tirer. Il est cependant intéressant de noter que le petit âge glaciaire (1640 à 1705) correspond à une presque disparition des taches sur le Soleil durant la même période (1645-1715, époque connue sous le nom de "minimum de Maunder"). S'il y a une connection entre ces deux phénomènes (et c'est en général accepté), il est d'autant plus nécessaire de comprendre la nature de l'activité cyclique stellaire.

Il y a eu plusieurs autres phénomènes terrestres qui ont été reliés à l'activité cyclique solaire. En 1937, H.T. Stetson, dans un livre intitulé "Sunspots and their effect" publia des relations entre le cycle solaire et les variations du comportement humain, de l'agriculture, des communications radio, de l'industrie et de la bourse, du temps, des phénomènes géomagnétiques et des performances des pigeons voyageurs. Si celles concernant les communications radio et les phénomènes géomagnétiques sont relativement bien documentées, si de plus il existe quelques évidences pour les relations liées au temps et peut-être par conséquent à l'agriculture, les autres relations étudiées sont très spéculatives. De plus, l'idée d'une relation entre le cycle solaire et la bourse a été remise en question puisque la récente récession (1989-91) est apparue au moment du maximum du cycle 22 alors que celle de 1933 avait coïncidée avec le minimum d'un cycle précédent. On trouve aussi dans la littérature une étude de la mortalité à Copenhague entre 1928 et 1934 faite par un physicien allemand et sa femme. Ces derniers décèlent une périodicité de 27 jours, périodicité que l'on retrouve dans le cycle des taches. Cette étude a néanmoins été remise en question par les récentes technique d'analyse de données. Et ceci a contribué à discréditer la corrélation que l'on peut trouver entre le cycle solaire et des cycles terrestres.

De plus, en cette période de croissance mondiale industrielle, le climat n'est pas uniquement affecté par des phénomènes naturels mais aussi par des modifications de la concentration de certains gaz induites par l'activité humaine. Nous savons par exemple que la concentration de quelques uns de ces gaz "à effet de serre", tels, par exemple, que le méthane (CH_4), le dioxyde de carbone (CO_2) et les CFC (chlorofluorocarbones), croît depuis quelques années et qu'elle pourrait donner lieu à une augmentation de la température globale dans les prochaines décades. Mais nous savons aussi que les radiations solaires, présentant une très grande variabilité (en particulier les radiations ultraviolettes), sont complètement absorbées dans la stratosphère terrestre. A ce niveau de l'atmosphère, l'équilibre énergétique se fait entre le réchauffement dû à l'absorption des radiations UV par l'ozone et le refroidissement causé par l'émission infrarouge de cette même ozone, du dioxyde de carbone, de la molécule d'eau et des CFC. Puisque c'est dans la stratosphère que réside la fragile couche d'ozone, il est important de séparer ses variations naturelles résultant de la variabilité solaire de celles résultant de sa destruction catalitique par les CFC dont la concentration tend à croître.

Il est donc nécessaire de bien comprendre les mécanismes de la variabilité solaire afin de pouvoir les modéliser et d'essayer de prédire les variations du cycle solaire. La compréhension d'un phénomène n'est en fait basé que sur l'état des connaissances actuelles que l'on a de celui-ci. Et ces connaissances sont principalement liées aux observations et aux traitements et analyses des données qui en résultent.

Chapitre 2

L'activité solaire

Les photographies à haute résolution du Soleil montrent toute une variété de phénomènes d'activité, incluant des structures de champs magnétiques et de champs de vitesses. Ces différentes manifestations de l'activité solaire sont importantes pour comprendre les processus physiques qui déterminent la configuration globale du Soleil.

Historiquement, les investigations solaires étaient séparées en deux catégories : l'étude du Soleil *calme* et celle du Soleil *actif*. Le premier était défini comme ne comportant pas de phénomènes d'activité au contraire du second. Il est en fait largement reconnu aujourd'hui, qu'il n'y a pas de régions radicalement calmes sur le Soleil et que l'étude de ces dernières doit se faire à la lumière de celles sur les régions actives et vice-versa.

Toute l'activité solaire est une conséquence de l'existence d'un champ magnétique sur le Soleil. Ce magnétisme est présent à toutes les échelles : les plus petits éléments sont à la limite de résolution des télescopes et les plus grands représentent le champ magnétique global. Ce dernier naît de l'interaction entre les mouvements de plasma (convection) et la rotation différentielle. Par conséquent, il convient de s'arrêter un peu sur la convection et les champs magnétiques.

2.1 Convection

La convection[1] est un phénomène clé dans la compréhension de la structure et de l'évolution stellaire pour des raisons évidentes et directes liées aux fortes contraintes qu'elle impose à la stratification thermique et pour des raisons indirectes et moins évidentes telles que le mélange chimique, le transport de moment angulaire, l'action de la dynamo magnétique, l'activité de surface et les vents stellaires. Tous ces phénomènes prennent naissance dans la dynamique de la zone de convection et à travers eux, la convection influence non seulement l'évolution des étoiles, mais aussi leur interaction avec le milieu interstellaire.

Au début du vingtième siècle, la convection est supposée être le phénomène de base qui transporte l'énergie de l'intérieur à la surface de l'étoile. C'est ainsi que R. Emden décrit, en 1907, l'intérieur des étoiles, dans un livre considéré comme le premier texte de base sur ce sujet. Or en 1906, K. Schwarzschild trouve que les phénomènes radiatifs peuvent être, pour de hautes températures, un mécanisme de transport de l'énergie tout aussi efficace. Il développe le concept d'équilibre radiatif et l'applique aux couches atmosphériques du Soleil. Il introduit de plus un critère général permettant de décider si une couche dans

[1]Bibliographie générale : Stix 1991 ; Spruit *et al.* 1990 ; Solanki 1994

une étoile est dans un état convectif ou radiatif. Il suggère enfin que sous l'atmosphère solaire, la convection se substitue aux couches radiatives, son principal argument devant être l'observation des granules[2] solaires (Schwarzschild 1961).
En 1926, Eddington écrit le second livre de base sur l'intérieur stellaire dans lequel il applique le phénomène d'équilibre radiatif à toutes les étoiles et du centre à la surface. Il n'y est pas question de convection. Ce n'est qu'au début des années 30 que le débat transport d'énergie radiatif *versus* transport d'énergie convectif est considéré en détail. En 1930, Unsöld, puis en 1932, Siedentopf, trouvent que la granulation peut être traitée en terme de mouvements convectifs causés par une instabilité provenant de l'ionisation de l'hydrogène.
La théorie de la longueur de mélange[3] est la seule à cette époque qui puisse dire si le transport de l'énergie par convection est un mécanisme efficace ou non. Introduite par Prandlt à partir de 1915 pour des expériences de laboratoire, Biermann l'utilisa pour étudier le problème de la convection stellaire en 1932. Mais il faut alors connaître la longueur de mélange. Unsöld et Biermann, par analogie avec les expériences de laboratoire, supposent que la profondeur de la zone convective est liée à la taille des phénomènes observés en surface. Ils estiment donc la longueur de mélange à quelques centaines de kilomètres ce qui correspond en effet à la taille de l'ordre de 1000 km des granules observés à la surface. Mais au fur et à mesure que la théorie se développe, il est constaté que cette profondeur a été largement sous-estimée et que par conséquent, il y a une grande différence entre les expériences de laboratoire et la zone convective du Soleil ! Cette différence est exprimée en terme de variation de densité avec la profondeur dans le Soleil alors qu'en laboratoire, la densité est pratiquement constante sur toute l'épaisseur de la couche convective. Richardson et Schwarzschild (1950) prennent alors en compte cette variation de la densité avec la profondeur pour estimer la taille des granules en surface : ils trouvent un diamètre de 150 km. La nécessité de faire des observations de la surface du Soleil à partir d'un ballon, afin d'avoir une résolution meilleure que les 700 km de l'époque devient dès lors évidente. L'expérience est menée en 1957 : la résolution est de 300 km, la taille des granules déduite des observations est de 700 km et une première estimation de leur temps de vie est faite et mène à la valeur de 8 min (Schwarzschild 1959).

Au fur et à mesure des années, les observations s'affinent et la théorie se développe. En 1962, Leighton, Noyes et Simon (Leighton *et al.* 1962) observent que la photosphère entière est animée d'oscillations à 5 min. Leur dopplergrammes (diagramme des vitesses verticales) montrent de plus l'existence de structures à grande échelle, la supergranulation.
Dans les années 80, la plupart des astronomes solaires pensent que la granulation est le fait d'une convection pénétrante plutôt que celui de la turbulence. Les caractéristiques des granules sont supposées bien mesurées (taille, durée de vie) bien que les processus physiques gouvernant leur pénétration dans la photosphère ne soient pas encore bien compris. En 1985, l'observation à l'aide du polarimètre SOUP[4] embarqué à bord de la navette spatiale américaine, produit un film de 40 min exempt de perturbation atmosphérique et de guidage.

[2]Dawes (1864), décrivant la surface solaire comme étant granulée, introduisit le premier le terme de granules pour nommer les éléments de la surface texturée qu'il observait.

[3]La longueur de mélange est la distance durant laquelle une parcelle de gaz peut être identifiée avant qu'elle ne se dissolve.

[4]Solar Optical Universal Polarimeter

Aujourd'hui des images d'excellente qualité sont obtenues au télescope du Pic du Midi et à celui de l'Observatorio del Roque de los Muchachos à la Palma (Iles Canaries). Des modèles numériques à trois dimensions, utilisant les équations hydrodynamiques et les propriétés thermodynamiques du plasma solaire, simulent d'une façon quantitativement correcte les phénomènes observés sur le Soleil (voir Nordlund et Stein 1995, pour une discussion générale de ces modèles).

2.1.1 Stabilité convective

Considérons une bulle de gaz déplacée adiabatiquement[5] de sa position d'équilibre. Si elle monte, alors sa position d'équilibre d'origine était instable ; si elle descend, c'est que sa position d'équilibre d'origine était stable. Le critère définissant les conditions pour une telle stabilité ou instabilité a été énoncé pour la première fois par Schwarzschild en 1906.

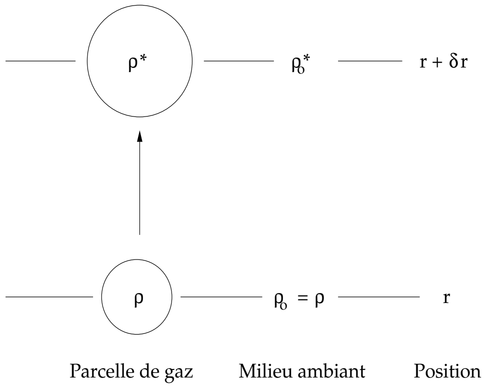


Figure 2.1: *Schématisation du processus de convection.*
ρ est la densité de la bulle, ρ_0 celle du milieu ambiant et r la position initiale. Dans le cas d'une convection instable, la parcelle de gaz monte de δr, sa densité devient ρ^* alors que celle du milieu environnant est ρ_0^*.

Soient ρ la densité de la bulle à la distance r, et $\rho_0 = \rho$ la densité du milieu environnant la bulle (voir la figure 2.1). La bulle parcoure un trajet δr, elle a alors une densité ρ^* et baigne dans le milieu ambiant de densité ρ_0^*. Supposons que le mouvement soit suffisamment rapide pour qu'il soit adiabatique, mais encore suffisamment lent pour que la pression interne de la bulle s'ajuste à la pression locale. La condition d'instabilité est alors :

$$\rho^* - \rho_0^* < 0 \tag{2.1}$$

La flottabilité (*buoyancy force*) augmente et la bulle monte de plus en plus rapidement. Le développement au premier ordre de l'équation (2.1) amène à :

$$\left[\left(\frac{d\rho}{dr} \right)_a - \frac{d\rho}{dr} \right] \delta r < 0 \tag{2.2}$$

où $\left(\frac{d\rho}{dr}\right)_a$ est le gradient de densité sous des conditions adiabatiques. En se limitant au cas où la pression est donnée par l'équation des gaz parfaits : $P = \frac{\rho R T}{\mu}$ (avec μ, poids moyen

[5] c'est-à-dire sans échange de chaleur avec l'extérieur

moléculaire) et en imposant un équilibre de pression, le critère d'instabilité devient :

$$\frac{dT}{dr} < \left(\frac{dT}{dr}\right)_a + \frac{T}{\mu}\frac{d\mu}{dr} - \frac{T}{\mu}\left(\frac{d\mu}{dr}\right)_a \tag{2.3}$$

Dans le Soleil $dT/dr < 0$. Pour que la convection devienne instable, le gradient de température doit donc être plus important, dans le sens, plus négatif, que le gradient de température adiabatique.
Dans l'enveloppe solaire, les petites variations de μ sont conséquentes à l'ionisation partielle de l'hydrogène et de l'hélium. Dans ce cas, μ est fonction de P et de T. En supposant que lors du trajet de la bulle de gaz vers le haut, l'équilibre d'ionisation soit instantanément ajusté, alors le poids moléculaire à l'intérieur de la parcelle de gaz est la même fonction de P et de T que celui à l'extérieur.

$$\frac{d\mu}{dr} = \left(\frac{d\mu}{dr}\right)_a \tag{2.4}$$

En substituant (2.4) dans (2.3), on obtient :

$$\frac{dT}{dr} < \left(\frac{dT}{dr}\right)_a \tag{2.5}$$

ou encore :

$$\nabla > \nabla_a \tag{2.6}$$

où : $\nabla = d\ln T/d\ln P$ et ∇_a est la valeur adiabatique de ∇ (figure 2.2).

Lorsque le critère de Schwarzschild est cité, il est fait référence à l'équation (2.6). Les conditions exprimée ci-dessus sont à la fois suffisantes (Schwarzschild 1906) et nécessaires (Lebovitz 1966) pour une instabilité convective dans une zone de convection externe (c'est-à-dire aux endroits tels que $d\mu/dr = 0$).

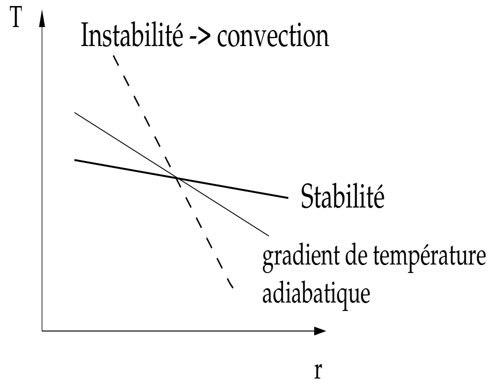


Figure 2.2: *Conditions d'instabilité et de stabilité.*
Les phénomènes convectifs s'amorcent lorsque le gradient de température est plus fort que le gradient adiabatique (tirets) ; lorsque il est plus faible que le gradient adiabatique, l'atmosphère est stable (trait double épaisseur).

2.1.2 Longueur de mélange

Dans une couche instable selon le critère de Schwarzschild, les mouvements convectifs présentent des amplitudes croissantes. Dans un fluide de grande viscosité, ces mouvements peuvent se développer à l'intérieur de cellules et devenir stationnaires, mais dans les gaz stellaires presque sans viscosité, ils deviennent généralement turbulents. Les constants changements observés à la surface du Soleil corroborent ce concept de convection solaire turbulente.
Une description quantitative de la turbulence est toujours un problème essentiellement non résolu. La théorie de la longueur de mélange, concept relativement simplifié, est traditionnellement employé pour décrire le transport convectif de l'énergie à l'intérieur d'étoiles.

Cette théorie pour des écoulements turbulents fut développée par G.I. Taylor, W. Schmidt et L. Prandtl entre 1915 et 1930 pour décrire la convection obtenue en laboratoire et la convection géophysique. Par analogie avec le libre parcours moyen de la théorie cinétique des gaz, ils définissent la longueur de mélange comme étant la distance durant laquelle une parcelle de gaz peut être identifiée avant qu'elle ne se dissolve. Lorsque le concept est introduit en astrophysique, diverses hypothèses concernant cette longueur de mélange sont faites : la distance au centre de l'étoile, l'échelle de hauteur des variations de paramètres tels la densité ou la température, le diamètre moyen observé des granules, etc. Le formalisme décrivant la longueur de mélange l est :

$$l = \alpha H_p \tag{2.7}$$

où $H_p = -1/(d \ln P/dr)$ est la hauteur de l'échelle des pressions et une constante[6], α, comprise entre 1 et 2 pour la plupart des modèles actuels.

2.1.3 De l'existence d'une zone de convection

L'expression du gradient radiatif est :

$$\nabla_R = \frac{3}{64\pi}\frac{\kappa\rho H_p L_\odot}{r^2\sigma T^4} \sim \frac{\kappa\rho}{T^4} \tag{2.8}$$

où σ est la constante de Stefan-Boltzmann et κ, le coefficient d'absorption (ou opacité) moyen :

$$\frac{1}{\kappa} = \frac{1}{\kappa_R} + \frac{1}{\kappa_e} \tag{2.9}$$

où κ_R est le coefficient d'absorption radiatif et κ_e, l'opacité due à la conduction électronique. Or, cette dernière augmente rapidement avec la profondeur, augmentation due au nombre croissant d'électrons libres. En effet, l'hydrogène s'ionise juste en dessous de la surface, plus bas (à 7000 km), c'est la région d'ionisation de l'hélium puis à 30 000 km, l'hélium ionisé perd encore un électron (figure 2.3). κ_e augmentant, κ fait de même et le gradient radiatif devient supérieur au gradient adiabatif : la condition pour avoir un milieu convectif est satisfaite.

[6] α est un des paramètres libres des modèles sur le Soleil, la valeur qui lui est donnée, entre 1 et 2, est telle que les modèles s'ajustent au mieux à la valeur du diamètre solaire ce dernier étant très sensible aux variations de α.

En dessous de la zone de convection, l'hydrogène et l'hélium sont complètement ionisés, de telle sorte que l'opacité κ est en première approximation constante. Le gradient radiatif décroît : le terme en $1/T^4$ de l'équation (2.8) l'emporte sur les autres car la température varie (en augmentant) fortement avec la profondeur.

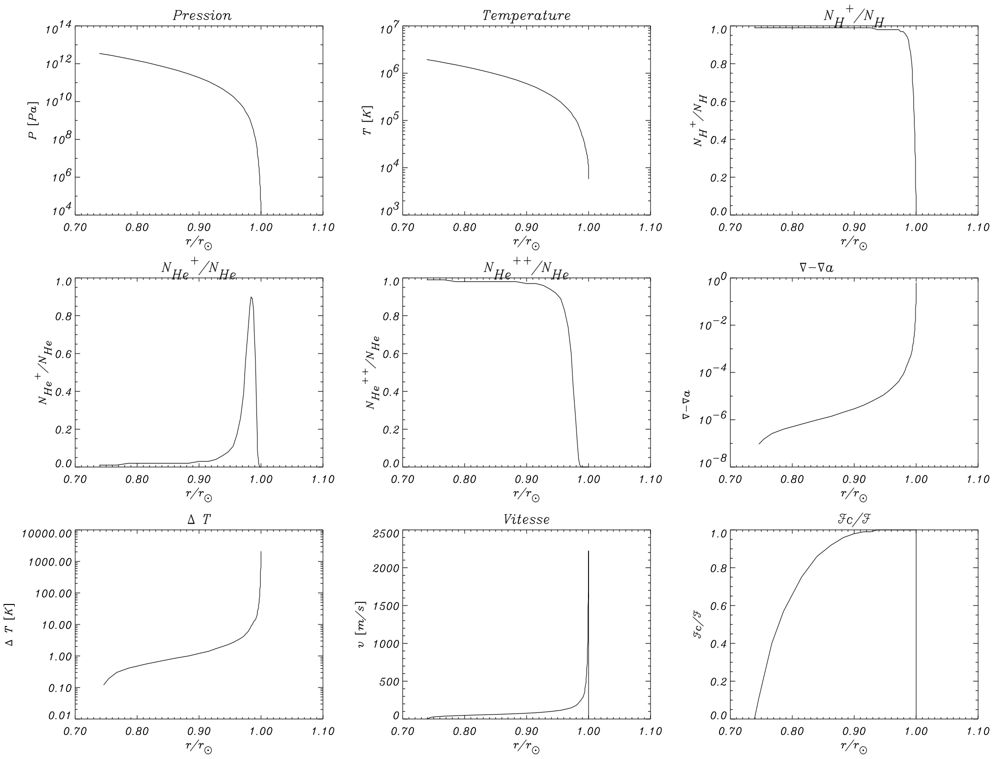


Figure 2.3: *Variations de quelques paramètres dans la zone de convection*
Les variations de divers paramètres sont dessinées en fonction de la distance exprimée par rapport au rayon solaire ($r/r_\odot$). Ces indices sont ceux d'un modèle standard du Soleil. N_H^+/N_H représente le nombre d'atomes d'hydrogène ionisés par rapport au nombre total d'atomes d'hydrogène. Il en est de même pour les autres rapports. $\mathcal{F}$ représente le flux d'énergie total et $\mathcal{F_C}$, le flux d'énergie convective. v est la vitesse de la convection. L'épaisseur de la zone de convection modélisée est de 181 000 km (c'est-à-dire 0,26 $R_\odot$).
D'après ces figures, une très petite différence de température ΔT et une superadiabaticité elle aussi très faible ($\nabla - \nabla_a$) sont suffisantes pour que le flux d'énergie convective ($\mathcal{F_C}$) transporte la luminosité solaire à travers pratiquement toute la zone de convection. La stratification est par conséquent essentiellement adiabatique.
Source : tirés à partir d'une table donnée dans Stix 1991.

2.1.4 La convection pénétrante

La convection pénétrante (*overshoot*) intervient à la fois en bas et en haut de la zone de convection (à la limite entre la zone radiative et la zone convective). C'est un phénomène décrivant la pénétration de mouvements convectifs dans des couches de gaz stratifiées et stables.

Dans la théorie locale décrivant le formalisme de la longueur de mélange l, la différence de température, la vitesse et le flux d'énergie convective deviennent tous nuls (figure 2.3) dès lors que la gradient de température est égal au gradient de température adiabatique (c'est-à-dire aussi dès lors que le critère de Schwarzschild n'est plus satisfait). D'un autre côté, la parcelle de gaz convective acquière son excès de température et sa vitesse sur une distance de l'ordre de la longueur de mélange. Une parcelle provenant d'un endroit où $\nabla > \nabla_a$, va par conséquent, avoir un excès de température non nul et une certaine vitesse lorsqu'elle arrivera à la zone où $\nabla = \nabla_a$. Elle va donc continuer son trajet, pénétrant alors dans des couches stables de gaz stratifié. La superadiabaticité des lieux ($\triangle\nabla \equiv \nabla - \nabla_a < 0$) va renverser l'excès de température de la parcelle de sorte que, après une certaine distance, la flottabilité va décroître et engendrer une décélération à la place de l'accélération initiale. Au bout d'une faible distance, la vitesse de la parcelle devient nulle (figure 2.4).

Le gaz solaire devient convectivement stable à la surface visible : la granulation solaire est l'exemple le plus typique de la pénétration convective.

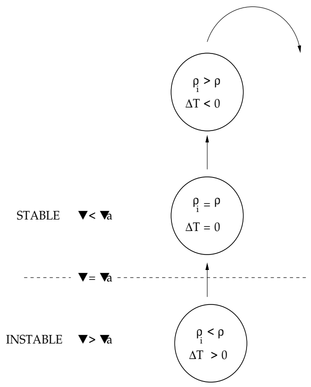


Figure 2.4: *Convection pénétrante.*
Lorsque le gradient de température (∇) devient inférieur au gradient adiabatique (∇_a), la flottabilité décroît et au bout d'une courte distance (voisine de la longueur de mélange) la parcelle de gaz s'arrête. ρ_i est la densité interne de la parcelle de gaz, ρ est la densité du milieu ambiant et ΔT est l'excès moyen de température du gaz de la parcelle.

La convection pénétrante du bas de la zone de convection n'est pas traitée ici, mais l'endroit où elle a lieu offre un moyen de stockage du champ magnétique, qui pourrait aider à comprendre certains mécanismes du magnétisme solaire.

2.1.5 Observations

Les observations à haute résolution, celles de la forme des profils moyens de raies et de leur décalage en fonction de leur position sur le disque solaire, jouent un rôle important dans la définition des processus convectifs. Ils sont aussi des indicateurs clés de la variation à long terme de la convection.
Les films montrent qu'outre la granulation, il existe des oscillations globales, des phénomènes d'ondes et des mouvements convectifs à différentes échelles. Pour une description qualitative ou des mesures quantitatives, les différents processus dynamiques doivent être identifiés. Les données montrent de plus que la granulation solaire varie avec le champ magnétique et que même dans les régions calmes du Soleil où elle est le plus visible, l'évolution des structures à petite échelle se fait sur de plus grandes échelles.

La granulation

La granulation est caractérisée par des cellules de plasma ascendant chaud entourées d'un plasma froid descendant. Dans le plasma ascendant au centre des granules, la température passe de quelques 11 000 K, juste en dessous de la surface, à la température photosphérique (de 5000 à 6000 K) en moins de 10 km. Les fines bordures de plasma froid forment un réseau, dont les croisements sont les points les plus froids, alors que les granules apparaissent comme des éléments isolés.

Les mesures de la taille, de la distribution des tailles et du temps de vie des granules sont les principaux paramètres utilisés pour caractériser les structures de surface. La quantification de ces paramètres a cependant été un problème majeur : les granules sont en effet difficiles à identifier. Deux approches ont été utilisées : l'une est basée sur la fonction d'autocorrélation spatiale[7] ; l'autre est basée sur l'identification directe des granules soit par méthode visuelle soit à l'aide d'un algorithme de reconnaissance. La taille des granules est définie comme la largeur à mi-hauteur de la fonction d'autocorrélation qui est d'environ 1000 km. L'espacement entre deux granules est estimé à 1400 km environ. Le temps de vie d'un granule situé en dehors de régions magnétiques est compris entre 5 et 8 min. Au bout de quelques temps, les granules se fragmentent. L'étude de la distribution de leur taille montre qu'il n'existe pas de granules de taille supérieure à 3 Arc Sec (2000 km environ) (Title *et al.* 1989).

Tous ces paramètres caractérisant les granules sont d'une utilité limitée pour une quantification directe des processus physiques sous-jacents. Ils permettent en revanche d'établir les différences qu'il peut y avoir entre des granules situés dans des régions magnétiques et ceux qui se trouvent dans des régions non magnétiques. Ils sont de plus indispensables lors des comparaisons entre observations et simulations.

Dynamique des granules

Tous les granules s'agrandissent durant leur vie à moins qu'ils n'en soient empêchés par un voisin plus puissant qui alors les comprime. Lors de leur ascension vers la photosphère, les granules sont chauffés et accélérés à travers une région au gradient de température superadiabatique grand. Une partie de l'énergie cinétique présente dans le champ de vitesse vertical provoque la formation d'un gradient de pression horizontal qui conduit à une expansion dans le même sens. Plus les cellules convectives s'élargissent, plus les fluctuations de pressions doivent être grandes pour que le mouvement horizontal puisse continuer : en effet, vitesse et échelle horizontale sont à peu près proportionnelles. Lorsqu'une taille critique est atteinte, l'énergie présente dans le champ de vitesse vertical devient insuffisante pour provoquer les fluctuations de pressions nécessaires à l'expansion horizontale. Si la vitesse ascendante tombe au-dessous d'un minimum, nécessaire à la compensation des pertes d'énergie en surface, le centre des granules refroidit, ce qui entraîne un excès de densité. La vitesse verticale de cette zone plus froide, par conséquent s'inverse : le plasma redescend. Ce phénomène est celui de la rupture de la poussée d'Archimède (*buoyancy braking*). Les larges fluctuations de pression existant au sein des plus grands granules expliquent les phénomènes d'explosion observés à la surface. Ces centres froids donc sombres entourés d'un anneau de plasma chaud en expansion sont caractéristiques des granules explosifs. Ces derniers ne sont pas distribués uniformément à la surface

[7] Définie comme le produit de l'intensité spatiale par la même fonction mais décalée dans l'espace.

Caractéristiques	Granulation	Mésogranulation	Supergranulation
Taille	de 300 à 2000 km	de 5000 à 10000 km	de 20000 à 40000 km
Temps de vie	de 3 à 8 min	1 à 2 heures	de 1 à 2 jours
Vitesse verticale	de 500 m à 1 km/s	60 m/s	$\leq$ 50 m/s
Vitesse horizontale	1 km/s	$\leq$ 1 km/s	300-500 m/s

Table 2.1: *Caractéristiques des éléments convectifs apparaissant à la surface.*

mais tendent à apparaître dans des cellules de mésogranulation. Due à l'importante vitesse d'expansion des granules explosifs, les granules voisins sont soit éliminés soit déplacés. L'anneau brillant formé par l'explosion devient de plus en plus fin et finalement se scinde en plusieurs morceaux qui ne disparaissent pas immédiatement et qui peuvent éventuellement se développer pour former d'autres granules. A cause du nombre important de granules explosifs, beaucoup de leurs restes sont observés à la surface.

La fréquence d'apparition des granules explosifs et leur tendance à survenir à l'intérieur d'une cellule font que l'on peut distinguer 3 voire 4 modes d'évolution d'un granule : l'évolution vers des granules explosifs, l'interruption de l'évolution de leurs voisins immédiats absorbés par l'explosion, l'évolution normale de granules non explosifs et l'évolution "anormale" des granules en présence de champ magnétique.

Mésogranulation et supergranulation

La mesure des vitesses horizontales permet de caractériser l'évolution de la surface et de mettre en évidence l'existence de flots hiérarchisés : la granulation (1000 km), la mésogranulation (6000 km) et la supergranulation (30 000 km). Les mésogranules, dont la durée de vie est de 3 heures environ, se déplacent vers les limites des supergranules avec une vitesse horizontale de 0,3 à 0,4 km/s. C'est la granulation qui joue donc le rôle de traceur pour les structures plus grandes.

L'étude de la divergence des champs de vitesse et de leur évolution moyenne montre que les supergranules sont formés d'un ensemble de mésogranules eux-mêmes composés d'un ensemble de granules. Seuls les granules sont directement observables car ils ont un fort contraste en température. Les structures plus grandes sont caractérisées par les champs de vitesses horizontales des structures plus petites. Muller *et al.* (1990) ont montré que la distribution des granules n'est pas le fait du hasard. Ceux plus grands que 1"37 se regroupent et semblent former des structures de taille voisine de 7". Les granules plus petits se regroupent aussi et forment des structures complémentaires. Muller *et al.* supposent que ces différentes configurations sont probablement reliées à la mésogranulation.

La vitesse horizontale de déplacement du plasma vers le bord des granules est de 1,6 km/s ; celle de déplacement des granules vers les bords des mésogranules est de 1 km/s puis de 0,5 km/s lorsqu'ils se déplacent le long des bords. Les mésogranules se déplacent vers les limites des supergranules avec une vitesse horizontale de 0,3 à 0,4 km/s. Arrivés aux limites des supergranules, ils continuent à se déplacer le long du bord, bien qu'avec une vitesse inférieure.

November *et al.* (1981) ont émis l'hypothèse que la chaleur latente libérée lors de la recombinaison de l'hélium ionisé pourrait être à l'origine des cellules de mésogranulation.

En effet, d'après la figure 2.3, la première ionisation de l'hélium atteint un taux de 50 % à une profondeur d'environ 7000 km (taille horizontale des mésogranules). Quant à la seconde ionisation de l'hélium, elle est de 50 % à une profondeur de 30 000 km environ (taille horizontale des supergranules). Si les cellules de convection ont des dimensions horizontales et verticales comparables, ils pensent que cela pourrait expliquer leur taille observée à la surface.

Mouvements associés en profondeur

L'augmentation de la température et la diminution du poids moléculaire impliquent une croissance rapide de l'échelle de densité[8] sous la surface. Par conséquent, des mouvements sur des échelles de plus en plus grandes peuvent avoir lieu lorsque la profondeur augmente. La taille de ces mouvements dépend du rapport entre vitesses horizontale et verticale. Les simulations numériques produisent des rapports voisins de l'unité qui excèdent rarement un facteur 2 à 3. Ceci implique que le rapport de la taille horizontale à celle verticale soit de l'ordre de 5 à 20.

Les mouvements sous la surface sont lents, impliquant qu'ils sont presque inélastiques. Dans cette approximation, il est montré (Nordlund 1982) que les fluctuations de pression générées en profondeur s'étendent à plusieurs échelles de hauteur. Par conséquent, les fluctuations de pression des plus grandes échelles, de même que les vitesses des mouvements horizontaux qu'elles gouvernent, arrivent jusqu'à la surface. Ainsi, plus l'échelle horizontale des cellules convectives est grande, plus profonde est leur origine. Compte tenu de la profondeur de la zone convective, il est probable que des mouvements globaux de la convection aient aussi lieu. Cependant, à cause de la rapide décroissance de l'amplitude des mouvements convectifs avec la profondeur, prévue par la théorie de la longueur de mélange, des structures plus grandes que la supergranulation sont difficiles à mesurer. Jusqu'à présent, aucune observation directe n'a été faite de ces cellules géantes. Il semblerait cependant qu'elles aient été mises en évidence par l'étude de l'évolution des jeunes taches sur la surface solaire (Ribes 1986a, 1986b).

Topologie de la convection

La topologie des structures de surface fait apparaître les granules brillants contenant du plasma chaud à mouvement ascendant lent et faiblement structuré puisque divergeant, comme des éléments isolés et entourés d'un réseau de flux descendants et froids. La faible hauteur de l'échelle des densités à la surface force la formation de la granulation solaire qui n'est qu'un phénomène superficiel. Des couches plus profondes émanent successivement des cellules plus grandes. La taille des cellules suit en effet l'échelle de hauteur des pressions qui diminue avec l'altitude puisque la température décroît.

Le réseau de mouvements descendants originaire de la surface se déconnecte et laisse la place à des écoulements de type filamentaire. Les simulations numériques montrent que ce changement a lieu à environ 500 km en dessous de la surface. Ce sont alors les effets de la stratification du milieu qui gouvernent la topologie de la convection en profondeur. Les écoulements filamentaires des petites cellules proches de la surface se

[8] L'échelle de densité H est définie comme $H = -1/\frac{d(\ln N)}{dh}$, N étant le nombre de particules par centimètre cube et h l'altitude. Lorsque H est constante dans certaines couches de l'atmosphère la densité est $N = cte(e^{-h/H})$.

regroupent et forment des branches d'écoulement plus rares et plus espacés au niveau des courants de plasma froid des cellules plus grandes. Les écoulements sont ainsi supposés se regrouper sur des échelles de plus en plus grandes au fur et à mesure de leur progression vers les profondeurs. La topologie des mouvements horizontaux est cellulaire avec une hiérarchie dans les tailles des cellules gouvernée par les rassemblements des filaments de plasma descendants. Une schématisation de ce processus est donnée sur la figure 2.5. Ce scénario suggéré par Stein et Nordlund (1989) est dans une certaine mesure représentatif d'une cascade inverse puisque ce sont les mouvements aux petites échelles qui gouvernent les mouvements à grande échelle. Cette cascade inverse est le résultat de circonstances spécifiques : une zone de convection presqu'adiabatique et stratifiée verticalement.

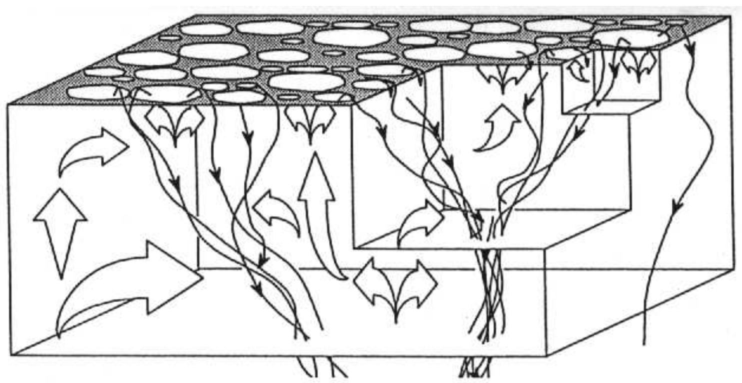


Figure 2.5: *Topologie de la convection.*
Dans les modèles tri-dimensionel de convection compressible, le mouvement n'est plus cellulaire : au voisinage de la limite supérieure de la zone de convection, les mouvements ascendants sont distincts les uns des autres et les mouvements descendants sont connectés, alors qu'au voisinage de la limite inférieure, c'est l'inverse qui se produit.
Source : Spruit *et al.* 1990.

Effet du champ magnétique : magnétoconvection

Le champ magnétique et la convection interagissent sous une forme complexe. Si le champ magnétique est grand, la convection lui obéit : elle est bloquée dans les taches par exemple. Si le champ magnétique est faible, il obéit à la convection : les lignes de champ magnétiques sont entraînées par les mésogranules pour former le réseau chromosphérique en bordure des supergranules. La présence de ces tubes de flux visibles à la surface sous forme de points brillants[9] perturbent la distribution des granules (Muller *et al.* 1989). Autour de ces points brillants, les granules sont plus petits, plus nombreux, ils sont de plus allongés et pointent en direction du tube de flux. Une telle perturbation est visible avant l'émergence à la surface du tube de flux, elle atteint son maximum une minute après l'apparition du tube et disparaît avec lui.

La présence de champ magnétique réduit d'un facteur 1,5 à 2 la vitesse ascendante des cellules : le champ magnétique affaiblit la convection. De plus, la durée de vie des granules augmente et est comprise entre 7 et 15 min. La taille des granules situés près

[9]Rien n'a encore prouvé que les points brillants coïncident avec de petits tubes de flux mais cela est fortement supposé (Schüssler et Solanki 1988).

des taches diminue de 15 à 20 % et ils sont plus allongés si ils se trouvent entre deux taches de polarités opposées. Une forte différence de texture est de plus observée dans les régions avec et sans champs magnétiques (voir la figure 1 de Spruit *et al.* 1990).

Sonder la zone convective

Les mesures de la rotation solaire et des écoulements de surface à grande échelle fournissent les principaux tests pour les théories concernant les couches profondes de la zone de convection. Récemment, les techniques d'héliosismologie ont permis de mesurer la rotation solaire en fonction de la latitude et de la profondeur jusqu'en bas de la zone convective (Rhodes *et al.* 1990, Thompson 1990, Christensen *et al.* 1988). La figure 2.6 montre que la rotation différentielle[10] continue plus ou moins à l'intérieur de la zone convective et que les vitesses semblent converger au-delà impliquant une rotation quasi-rigide de la zone radiative. Les modèles de convection globale ne sont pas en accord avec ces observations. En effet, les simulations des couches profondes (Glatzmaier 1985) montrent une forte tendance de la rotation à être constante à l'intérieur de cylindres coaxiaux avec l'axe de rotation solaire, spécialement dans la seconde moitié de la zone convective. Ce comportement, caractéristique de fluides incompressibles et à faible viscosité, devrait aussi se manifester pour un fluide compressible mais de nombre de Rossby[11] faible. Puisque le nombre de Rossby est de l'ordre de l'unité voire plus faible en bas de la zone convective (le temps de remontée d'une cellule y est de l'ordre de 1 mois), la rotation cylindrique semblait compréhensible.

La transition entre gradient adiabatique et superadiabatique à la base de la zone convective donne lieu à une signature dans la vitesse du son : les mesures héliosismologiques de cette dernière permettent donc de déterminer précisément la base de la zone convective[12] (Christensen-Dalsgaard *et al.* 1991, Christensen-Dalsgaard 1993).

Le sondage de la zone convective peut aussi se faire en étudiant les mouvements des structures magnétiques, qui sont des traceurs profondément ancrés dans cette région. Le plasma est suffisamment ionisé pour que les lignes de champ lui soit liées. Ainsi, les mouvements du champ magnétique représenteront ceux du fluide. Plusieurs études ont été faites dans ce sens (Gilman *et al.* 1984, Balthasar et Wöhl 1983, Ribes 1986a, 1986b, Nesme-Ribes *et al.* 1993a, 1993b). L'existence d'une circulation d'ensemble, certainement liée à la convection à grande échelle recherchée depuis longtemps, et d'une structure magnétique elle aussi à grande échelle a ainsi pu être déterminée par l'étude de l'évolution de traceurs bien choisis (en l'occurence les jeunes taches et les filaments Hα, voir Ribes 1986a, 1986b). La coïncidence entre la circulation méridienne zonale et les structures

[10] La rotation différentielle (l'équateur tourne en 25 jours et les pôles en 35 jours environ), est supposée être la conséquence de l'effet Coriolis de la rotation sur les mouvements convectifs ascendants et descendants. Le mécanisme n'est cependant toujours pas compris.

[11] Le nombre de Rossby est le rapport de la période de rotation de l'étoile au temps de remontée des cellules convectives les plus grandes. Il a été introduit par Noyes *et al.* (1984) qui voulaient trouver une relation entre la rotation et la convection qui influencaient toutes deux les étoiles de type solaire. $R = \frac{u}{2\Omega l} = \frac{1}{2\Omega\tau}$ où Ω est le taux de rotation moyen, u et l sont des vitesses et échelle de hauteur typiques et τ est le temps de remontée d'une cellule. Si τ est de l'ordre du mois et que Ω=3.10^{-6} s^{-1}, alors R=1/15.

[12] Cette détermination (après calcul sur des modèles bruités de mesures simulées de modes de pression) semble insensible aux incertitudes sur la physique de l'intérieur, bien que l'existence d'un fort champ magnétique, de l'ordre du Méga-Gauss puisse avoir des répercutions sur les résultats (Christensen-Dalsgaard *et al.* 1991)

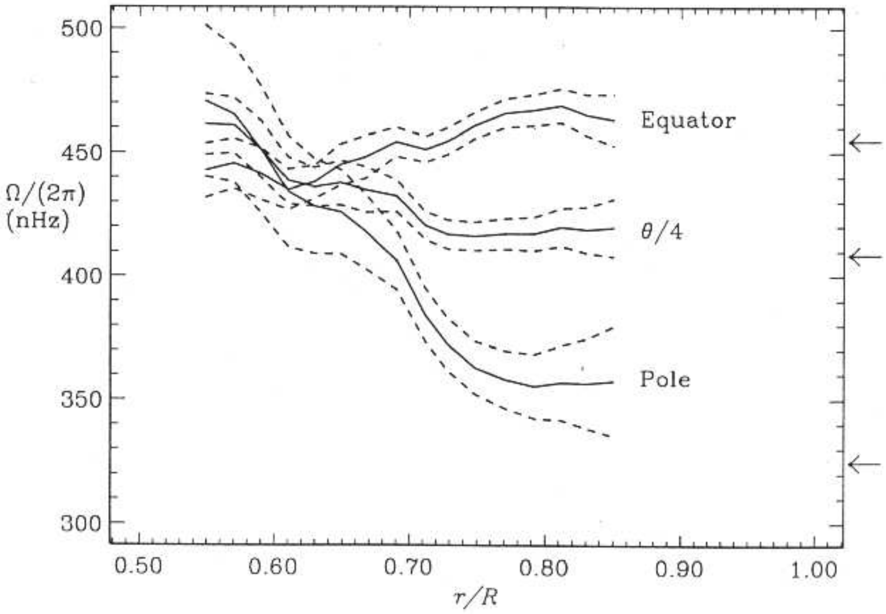


Figure 2.6: *Rotation différentielle dans la zone de convection.*
L'inversion des données de "splitting" de Libbrecht pour 723 modes de pression (pour des modes longitudinaux compris entre 5 et 60) montre que la rotation différentielle de surface est aussi présente à l'intérieur de la zone de convection. Les lignes pointillées indiquent le seuil de confiance à 1 σ, dont la détermination a été basée sur les erreurs observationelles. Les mesures par effet Doppler de la vitesse de rotation en surface sont indiquées par des flèches sur la droite de la figure.
Source : Thompson 1990.

magnétiques à grande échelle suggère qu'il s'agit de rouleaux magnétiques. Ces résultats remettent en cause la dynamique de la zone convective, le transport de moment angulaire (Nesme-Ribes *et al.* 1993a) et le mécanisme dynamo. Ceci sera traité un peu plus en détail après l'étude des champs magnétiques.

2.2 Champs magnétiques

L'existence du champ magnétique fut suggérée à la fin du XIX^e siècle par Bigelow et Schuster qui observaient la structure filamentaire de la couronne : elle leur rappela celle des lignes de force magnétique. Mais c'est en 1908 que Georges Hale apporta la preuve catégorique de la présence de ce champ par les effets de dédoublement des raies du spectre[13]. La question de l'origine de ces champs fut adressée pour la première fois par Larmor en 1919, qui proposa la présence d'un mécanisme de dynamo. Même si, sous la forme proposée, ainsi que l'a montré Cowling en 1934, cela ne pouvait pas marcher, l'idée d'une dynamo fit son chemin et se trouva être très productrice.

[13]Le dédoublement des raies spectrales par un champ magnétique se nomme l'effet Zeeman (caractéristique découverte par Zeeman en 1896). Le champ magnétique affecte la structure des atomes absorbants et chaque raie se sépare en plusieurs composantes, l'écart entre les composantes étant proportionnel à l'intensité du champ. Le facteur de proportionnalité dépend de la raie spectrale choisie.

Le champ magnétique[14] global ressemble au champ dipolaire que crée un aimant. Il est en réalité plus complexe car fortement distordu par l'action conjuguée des mouvements convectifs et de la rotation différentielle. Suite à une instabilité, ce champ distordu peut émerger à la surface et donner naissance à deux taches de polarités opposées. Ces taches correspondent à des champs magnétiques très élevés. Il existe aussi des champs magnétiques plus faibles, répartis de façon non uniforme sur la surface du Soleil. Ces derniers sont certainement aussi importants que les taches quant à leur influence sur des indices solaires globaux tels que l'irradiance par exemple.

2.2.1 Origine du champ magnétique

Les interactions entre champs magnétiques et champs électriques sont décrites par les équations de Maxwell :

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu \mathbf{j} + \frac{1}{c^2}\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \tag{2.10}$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \tag{2.11}$$

$$\nabla \mathbf{B} = 0 \tag{2.12}$$

où $\mathbf{B}$ est l'induction magnétique, couramment appelée champ magnétique ; $\mathbf{E}$ est le champ électrique ; $\mathbf{j}$ est la densité de courant ; μ est la perméabilité magnétique ; c est la vitesse de la lumière. Le second terme de l'équation (2.10) peut être négligé si les vitesses associées au mouvement des fluides sont non relativistes (c'est-à-dire très inférieures à la vitesse de la lumière). L'équation (2.12) est une conséquence de la continuité de toutes les lignes de force magnétiques (pas de monopole magnétique).

Un plasma se déplaçant à une vitesse non relativiste $\mathbf{v}$ dans un champ magnétique $\mathbf{B}$ est soumis à une force électrique induite, $\mathbf{v} \times \mathbf{B}$, qui donne lieu à la densité de courant :

$$\mathbf{j} = \sigma(\mathbf{v} \times \mathbf{B}) \tag{2.13}$$

où σ est la conductivité électrique[15]. En présence d'un champ électrique $\mathbf{E}$, la densité de courant doit être proportionnelle au champ total :

$$\mathbf{j} = \sigma(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \tag{2.14}$$

A partir de (2.10), (2.11) et (2.14), on aboutit à l'équation d'induction magnétique qui gouverne les variations du champ magnétique dans les plasma astrophysiques :

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) - \nabla \times (\eta \nabla \times \mathbf{B}) \tag{2.15}$$

où $\eta = 1/\mu\sigma$ est la diffusitivité magnétique (pour $\mathbf{v} = 0$, (2.15) est une équation de diffusion). Le premier terme de cette équation décrit l'effet induit par le mouvement du fluide sur le champ magnétique. Dans le second terme se trouve la manifestation du déclin du champ magnétique dû à une résistance électrique finie. Dans un plasma stationnaire ($\mathbf{v} = 0$), le temps caractéristique de la décroissance du champ par diffusion

[14] Bibliohraphie générale : Stix 1991, DeLuca et Gilman 1991, Audic *et al.* 1992, Solanki 1994.

[15] La conductivité électrique est de 1000 A/V à 100 km en dessous de la photosphère, de 10 A/V entre 100 et 700 km au-dessus de la surface puis atteint de nouveau 1000 A/V à 900 km de hauteur.

magnétique est $\tau = L^2/\eta$, où L est la taille du système. Cowling (1976) a estimé que pour le champ magnétique global solaire, ce temps est de l'ordre de $\tau_{\odot} = 10^{10}$ années ce qui est comparable à la durée de vie du Soleil. Une origine primordiale du champ ne semble donc pas exclue. Cependant, les échelles de temps plus petites de l'activité solaire mettent en doute cette hypothèse : le champ magnétique solaire montre une périodicité de 22 ans dans sa polarité globale, et ceci n'est pas pris en compte dans l'évaluation précédente. Il a donc été nécessaire d'introduire une source interne générant du champ magnétique périodique.

2.2.2 Cycle solaire et dynamo magnétohydrodynamique

Il faut donc expliquer un certain nombre de phénomènes d'origine magnétique qui varient avec le temps. On peut citer le cycle de 11 ans du nombre de Wolf[16] et la migration des taches des latitudes voisines de 35° à l'équateur au cours de ce cycle.

Champ toroïdal et champ poloïdal

Le comportement d'une paire de taches peut s'expliquer en terme d'un champ magnétique toroïdal[17] B_t prenant sa source sous la surface (figure 2.7). Localement, le champ peut être plus intense et conduit à la surface sous l'action de la poussée magnétique ou par l'intermédiaire de la convection. Une estimation de ce champ toroïdal peut être faite en divisant le champ total, mesuré à un instant donné, par la surface couverte. Le champ total est de 10^{15} Wb (Howard et Labonte 1981). La surface est celle couverte par les taches aux latitudes où elles apparaissent ($2{,}5.10^8$ m) multipliée par la profondeur de la zone convective (2.10^8 m). Ces chiffres donnent une valeur de 0,02 T pour le champ toroïdal. Cependant, ce champ peut très bien être produit dans une partie seulement de la zone convective, par exemple, dans la zone de convection pénétrante dont l'épaisseur est voisine de 2.10^7 m. Le champ toroïdal prend alors une valeur de 2 T ce qui est plus réaliste que les 0,02 T précédemment calculés.

En plus du champ toroïdal, il existe un champ poloïdal[18] B_p (figure 2.7). La propriété la plus importante de ce champ est son renversement cyclique qui prend place aux pôles solaires durant le maximum du cycle de 11 ans. Ce renversement peut se voir dans le nombre et la polarité des facules polaires (Sheeley 1964).

Le champ poloïdal est axisymétrique, et les champs poloïdal et toroïdal sont anti-symétriques par rapport au plan équatorial. La relation entre les deux composantes moyennes du champ est évidente. La question se pose cependant quant à l'origine de ce champ. Une solution de l'équation d'induction magnétique (2.15) doit donc être trouvée.

[16] Le nombre de Wolf est proportionnel au nombre de taches individuelles ajoutées de 10 fois le nombre de groupes.

[17] Le champ magnétique toroïdal est un champ dont les lignes de force font des cercles autour de l'axe solaire.

[18] Le champ poloïdal a ses lignes de force dans les plans méridiens c'est-à-dire dans les plans contenant l'axe solaire.

Équation d'induction magnétique moyenne

La solution de ce problème est d'abord cherchée en terme de champ magnétique moyen. Le champ magnétique $\mathbf{B}$ de (2.15) se compose donc de sa moyenne d'ensemble[19] $<\mathbf{B}>$ et de ses fluctuations $\mathbf{b}$. Il en est de même pour la vitesse $\mathbf{v}$ de (2.15) : $\mathbf{v} =<\mathbf{v}> +\mathbf{u}$ où $\mathbf{u}$ représente la partie irrégulière ou turbulente des mouvements convectifs. Dans l'approximation cinématique, on suppose que le champ de vitesse $<\mathbf{v}>$ est complètement déterminé et que les propriétés des fluctuations sont connues. En remplaçant $\mathbf{B}$ et $\mathbf{v}$ par leurs expressions données ci-dessus, en séparant les échelles entre les composantes moyennes et les fluctuations, en négligeant les termes du second ordre dans les quantités de fluctuations[20] et en exprimant le champ électrique moyen des fluctuations ($<\mathbf{u}\times\mathbf{b}>$) comme une fonction de $<\mathbf{B}>$ et de $\nabla\times <\mathbf{B}>$, l'équation d'induction du champ moyen s'écrit finalement :

$$\frac{\partial}{\partial t} <\mathbf{B}>= \nabla \times (<\mathbf{v}> \times <\mathbf{B}> +\alpha <\mathbf{B}> -\eta_t \nabla\times <\mathbf{B}>) \tag{2.16}$$

où

$$\eta_t = \eta + \beta \tag{2.17}$$

avec

$$\beta = \frac{1}{3}\int_0^\infty <\mathbf{u}(t)\cdot \mathbf{u}(t-t')> dt' \tag{2.18}$$

L'équation (2.16) se distingue de l'équation d'induction magnétique originale de deux façons différentes. La première est que la diffusivité magnétique a augmenté de façon conséquente. En premier ordre de grandeur, de (2.18) on a :

$$\beta \simeq \frac{1}{3}u^2\tau \simeq \frac{1}{3}ul \gg \eta \tag{2.19}$$

car $\tau = l^2/\eta$ et R_m le nombre de Reynolds magnétique[21] est très supérieur à 1 dans la zone de convection.

La deuxième différence entre les deux équations est l'introduction du terme impliquant α, aussi appelé l'"effet α".

$$\alpha = -\frac{1}{3}\int_0^\infty <\mathbf{u}(t)\cdot \nabla\times \mathbf{u}(t-t')> dt' \tag{2.20}$$

Cette expression indique que pour avoir un effet α, le mouvement doit être hélicoïdal c'est-à-dire que $\mathbf{u}$ doit être corrélé à sa propre vorticité $\nabla\times\mathbf{u}$. Krause, en 1967, a montré que, dans la zone de convection, les effets de la stratification de la densité et de la force de Coriolis se combinent afin de produire un tel mouvement. En effet, une parcelle de gaz montante ou descendante acquière, de par l'action des forces de Coriolis, un mouvement

[19] C'est-à-dire sur toutes les longitudes. D'un point de vue statistique se serait la moyenne d'un grand nombre de réalisations d'une variable stochastique, en l'occurence, le champ magnétique.

[20] C'est une approximation dite approximation de lissage de premier ordre qui n'est en fait que marginalement valable dans le cas du Soleil.

[21] $R_m = vl/\eta$ avec v et l, respectivement, une vitesse et une grandeur caractéristique du plasma. Ce nombre est une mesure de la force de couplage entre le flux de matière et le champ magnétique. Dans le cas du Soleil, le couplage est généralement fort, par conséquent $R_m \gg 1$.

hélicoïdal dans le même sens. Ceci revient à dire que l'effet α enroule les lignes de force du champ autour d'elles-mêmes (figure 2.7). α peut alors s'exprimer sous la forme :

$$\alpha \simeq \pm l\Omega \tag{2.21}$$

où Ω est la vitesse angulaire moyenne du Soleil. Le signe de α est opposé à celui de la vitesse (qui est arbitrairement négative dans l'hémisphère Nord et positive dans l'hémisphère Sud) et sa valeur dépend de l'échelle l de variations du champ. Cette échelle variant beaucoup dans la zone convective, il est difficile de donner une valeur à α.

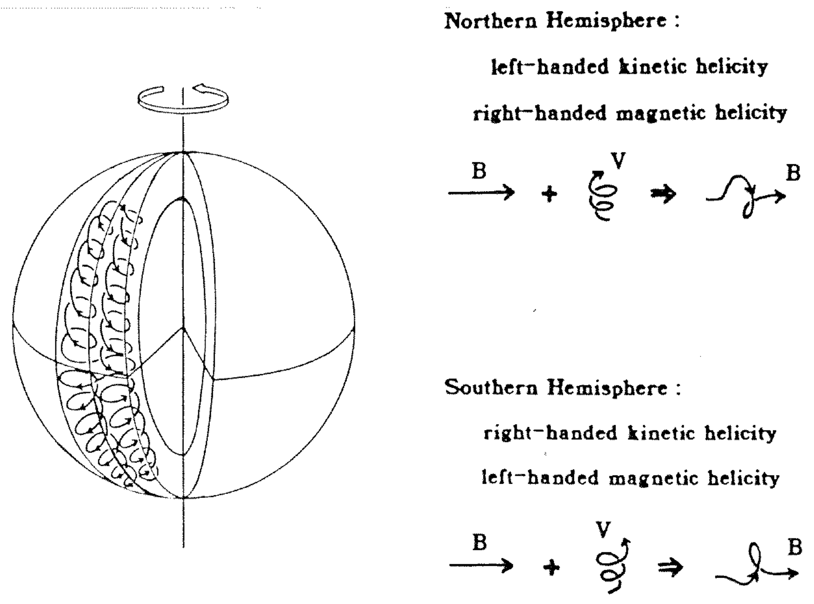


Figure 2.7: *Effet de la rotation sur les lignes de force du champ.*
A gauche est donné un schéma représentatif des lignes de courant dans des rouleaux de convection dans une orientation Nord-Sud. Le schéma de droite représente la façon dont les mouvements hélicoïdaux du fluide enroulent des lignes de force du champ dans la zone convective.
Source : Glatzmaier 1985.

La dynamo cinématique $\alpha\Omega$

L'effet α est capable à lui seul de générer un champ magnétique moyen. Mais les solutions les plus intéressantes sont obtenues en leur combinant la rotation différentielle. Il est supposé qu'il n'y a pas de mouvements moyens exception faite de la rotation, fonction de la latitude. La séparation du champ moyen en sa composante poloïdale et toroïdale permet d'obtenir deux équations d'induction magnétique correspondant aux deux composantes du champ à partir de (2.16). Les équations obtenues peuvent être décrites par :

$$\frac{\partial A}{\partial t} = \alpha B + \eta_t \Delta_1 A \tag{2.22}$$

$$\frac{\partial B}{\partial t} = \mathcal{F}(\nabla\Omega, \nabla\alpha, \theta) + \eta_t \Delta_1 B \tag{2.23}$$

où : $\Delta_1 = \Delta - (r \sin\theta)^{-2}$ et $\mathcal{F}$ est une fonction des variables contenues dans les parenthèses. Les champs poloïdal et toroïdal ont été définis par leur coordonnées polaires :
$\mathbf{B_p} = \nabla \times (0, 0, A(r, \theta, t))$ et $\mathbf{B_t} = (0, 0, B(r, \theta, t))$.

L'équation (2.22) montre le rôle crucial de α. En effet, si α était nul, le champ poloïdal diminuerait de façon exponentielle à cause de la nature diffuse de cette équation. Dans ces conditions, le champ toroïdal serait amené à disparaître lui aussi pour la même raison. A partir de (2.23), le champ toroïdal est généré à partir du champ poloïdal par l'intermédiaire de la rotation différentielle (de sa dérivée pour être précis) et de l'effet α. En fait, dans les modèles solaires, cet effet est négligé, la condition étant que $|\alpha| \ll r_\odot^2 |\nabla\Omega|$. Bien que la valeur de α ne soit pas vraiment connue (suivant les auteurs, α varie entre quelques centimètres par seconde et 100 m/s), cette hypothèse serait probablement justifiée.

La régénération du cycle peut donc se schématiser (figure 2.8) ainsi :

$$\mathbf{B_t} \xrightarrow{\alpha} \mathbf{B_p} \xrightarrow{\nabla\Omega} \mathbf{B_t}$$

C'est ce que l'on appelle la dynamo $\alpha\Omega$, en ajoutant cinématique car on suppose que α et Ω sont des fonctions données de r et de θ.

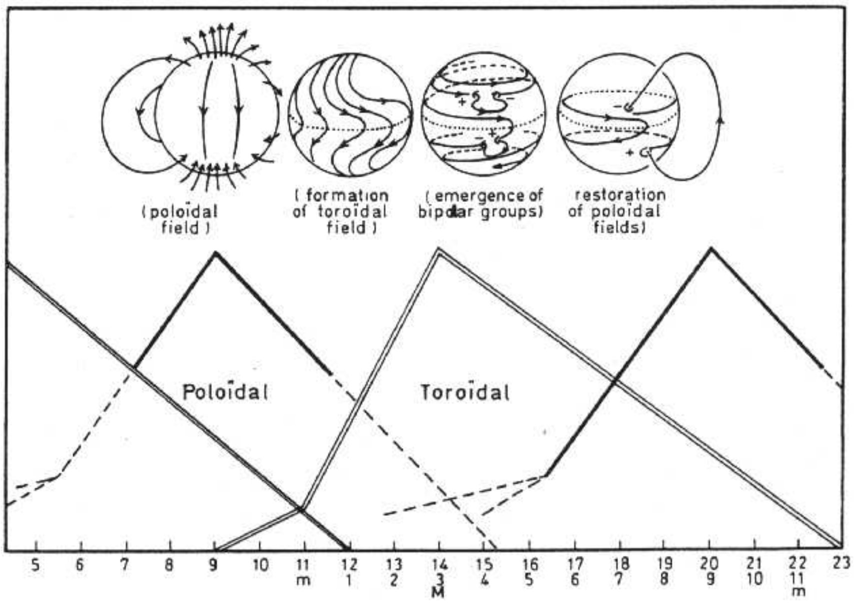


Figure 2.8: *Succession des structures magnétiques dans le cycle solaire.*
Le champ poloïdal est créé à partir du champ toroïdal lui même généré à partir du champ poloïdal. Il existe une courte période pendant laquelle les deux champs sont présents ce qui pourrait expliquer le chevauchement des cycles visible sur les diagrammes de papillons (figure 2.16).
Source : Pecker 1991.

La dynamo migrante de Parker (1955)

Si une dynamo $\alpha\Omega$ est responsable des variations magnétiques associées au cycle solaire, elle doit cependant prendre la forme d'ondes dynamo pour expliquer la migration des taches solaires vers l'équateur.

La solution de (2.22) et (2.23) peut s'exprimer sous la forme (en coordonnées cartésiennes) :

$$(A, B) = (A_0, B_0)exp[i(\omega t + kx)] \tag{2.24}$$

où k représente la direction de propagation de l'onde et ω est un paramètre déterminant la croissance ou décroissance de l'amplitude de l'onde. La substitution de ces solutions dans (2.22) et (2.23) permet de définir la relation de dispersion :

$$(i\omega + \eta_t k^2)^2 = ik\Omega_0\alpha \tag{2.25}$$

où Ω_0 représente une valeur typique de $\nabla\Omega$.

Si le cas spécifique pour lequel $\alpha\Omega_0 < 0$ (par exemple, $\alpha > 0$ et $\Omega_0 < 0$, ce dernier impliquant une vitesse angulaire croissante vers l'intérieur, $\Omega_0 = \frac{\partial\Omega}{\partial r}$) et $k > 0$ est considéré, alors la fréquence ω est donnée par :

$$\omega = i\eta_t k^2 \pm (1 + i)|k\alpha\Omega_0/2|^{1/2} \tag{2.26}$$

Pour que l'amplitude de l'onde augmente, il faut que la partie imaginaire (qui représente le taux de croissance) de ω soit positive. Or $\eta_t k^2$ est positif, donc la solution prenant en compte le signe '-' dans (2.26) doit être choisie. Dans ce cas, la solution est marginalement stable si :

$$|k\alpha\Omega_0/2| = \eta_t k^2 \tag{2.27}$$

et croît exponentiellement pour des valeurs de $|k\alpha\Omega_0/2|$ supérieures. Dans le cas de la solution instable, la fréquence d'oscillation est :

$$Re(\omega) = -|k\alpha\Omega_0/2|^{1/2} \tag{2.28}$$

c'est-à-dire qu'elle est négative. Puisque l'on a choisi un α positif (c'est-à-dire un mouvement hélicoïdal négatif puisqu'on se trouve dans l'hémisphère Nord[22]), l'onde se propage vers l'équateur le long des surfaces de vitesses angulaires constantes. Or, les calculs tridimensionels de convection non-linéaire indiquent que la vitesse de rotation angulaire dans la zone convective doit augmenter vers l'extérieur (donc $\frac{\partial\Omega}{\partial r} > 0$). Dans ce cas, pour que l'équation (2.25) admette une solution (c'est-à-dire pour que son équation caractéristique soit positive), il faut que $\alpha < 0$ (hélicité positive), mais alors, la dynamo située à l'intérieur de la zone convective se propage vers les pôles. Et ce fait est contraire à ce qui est observé et aux résultats que donne Parker. C'est ce que ce dernier appelle le "dilemme de la dynamo" (Parker 1987). Ce dilemme a perduré jusqu'à ce que les mesures de l'hélioséismologie montrent qu'en fait, il n'y a pas de gradient de vitesse à l'intérieur de la zone de convection ! (Brown *et al.* 1989).

Force magnétique

Pour la solution donnée dans le paragraphe ci-dessous, l'amplitude de la dynamo cinématique va croître sans limite. En réalité c'est impossible et c'est la force de Lorentz qui prévient cet effet en modifiant le champ de vitesse de telle sorte que l'efficacité de la

[22]Certains auteurs (DeLuca et Gilman 1991) écrivent qu'en fait les signes de α sont arbitrairement choisis positifs dans l'hémisphère Nord et l'inverse dans l'hémisphère Sud, le choix étant fait de façon à avoir une migration du champ magnétique à l'équateur, concordant avec les observations de la migration des taches au cours du cycle.

dynamo soit réduite. La force de Lorenz $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$ est proportionnelle au carré du champ puisque $\mathbf{j} = \sigma(\nabla \times \mathbf{B})$ (équation (2.13)). Si le champ magnétique est périodique de période 22 ans, $\mathbf{B}^2$ atteint son maximum tous les 11 ans. C'est cette périodicité que l'on retrouve dans les variations du nombre de Wolf, ou d'ailleurs dans divers autres indices puisqu'ils sont tous liés au champ magnétique. Lorsqu'elle est dans un état d'équilibre, la dynamo opère donc avec un champ magnétique d'amplitude finie. Au contraire de la dynamo cinématique, un tel équilibre est obtenu pour ce qui est appelé une dynamo magnétohydrodynamique.

Localisation de la dynamo

Il a été vu plus haut que les modèles de dynamo cinématique et ceux de convection globale prédisent un gradient de vitesse angulaire opposé. Pendant longtemps, il n'y a eu aucun fait observationel venant infirmer l'un ou l'autre modèle. La rotation différentielle de surface était connue depuis longtemps, bien que différents indicateurs ne donnent pas les mêmes valeurs (figure 2.9). En revanche, le gradient radial dans la zone de convection n'était pas accessible à la mesure. L'hélioséismologie fournit à présent un test et indique que la vitesse angulaire ne croît pas avec la profondeur. Ce résultat écarte donc le modèle de dynamo cinématique appliqué au volume de la zone de convection. En revanche, il est possible d'explorer la partie inférieure et la zone de convection pénétrante. Les résultats de l'hélioséismologie indiquent aussi que la zone radiative est en rotation rigide. Par conséquent, il doit y avoir une région de transition entre zone convective et zone radiative où le gradient de vitesse angulaire doit être relativement fort et qui plus est de sens opposé aux basses et hautes latitudes (figure 2.6). Gilman *et al.* (1989) ont discuté de telles implications sur le transport de moment angulaire et la dynamo solaire. Ils ont suggéré que le fort gradient de vitesse angulaire impliquerait que la zone de transition soit une région favorable à la localisation de la dynamo. Si le mouvement hélicoïdal dans cette région est dans le même sens que celui prédit par les modèles de convection globale, alors ces gradients impliqueraient que la migration des champs magnétiques se fasse vers les latitudes médianes à partir des pôles et de l'équateur. Cependant d'autres modèles de convection globale prédisent des directions opposées pour le mouvement hélicoïdal[23] à la base de la zone de convection : dans ce cas, la migration des taches se ferait vers l'équateur pour celles provenant des régions de basses latitudes et vers les pôles pour celles provenant des latitudes supérieures. Ceci est en accord qualitatif avec les observations bien que seules les latitudes basses produisent des taches (le pourquoi de ce phénomène reste encore à résoudre).

La localisation de la dynamo dans le volume de la zone de convection posait un problème majeur : les champs magnétiques sont en effet poussés vers le haut par la pression magnétique dans un environnement convectivement instable. Or l'amplification des champs par la dynamo nécessite un champ magnétique qui demeure dans la zone de convection pour des périodes comparables à celles du cycle solaire (11 ans) sinon l'effet α pourrait être détruit (Parker 1975). Les effets de la poussée d'Archimède limitent par conséquent l'amplitude des champs magnétique à environ 200 Gauss. En revanche, les champs magnétiques d'amplitude supérieure ($\simeq 10^4$ Gauss) peuvent être maintenus dans une région stablement stratifiée en dessous de la zone de convection. Les calculs de tube

[23] voir DeLuca et Gilman 1991, pour une discussion sur la dynamo solaire et les différents modèles. Ils présentent aussi un modèle quantitatif de dynamo située dans la zone de convection pénétrante.

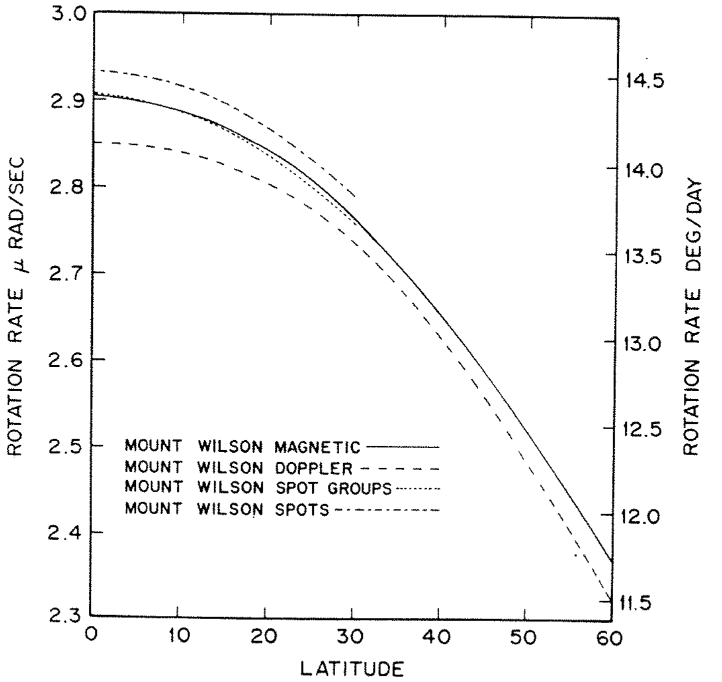


Figure 2.9: *Rotation différentielle de surface.*
La détermination de la vitesse de rotation en surface est différente suivant que les mesures sont faites à partir de l'effet Doppler ou du déplacement observé des taches.
Source : Howard 1984.

de flux menés par Moreno-Insertis (1986) montrent comment une partie du tube peut monter à la surface alors que le reste demeure fermement ancré dans une région stratifiée et stable. Ceci serait en accord avec les faits observationels qui disent que les jeunes taches tournent plus vite que les taches plus âgées.

2.2.3 Manifestations de l'activité magnétique

Le champ magnétique solaire expose une variété de phénomènes différents des plus petites échelles aux plus grandes (de quelques dixièmes à plusieurs dizaines de seconde d'arc). A la surface, les structures magnétiques apparaissent noires (taches ou pores) ou brillantes (facules et réseau photosphérique). Dans la photosphère, et d'ailleurs à l'intérieur où il prend naissance, le champ magnétique est concentré dans des tubes de flux avec des intensités de l'ordre de 1 à 3 kG. Quatre-vingt-dix pour cent du flux magnétique des régions actives (excepté dans les taches), mesurés dans les magnétogrammes, est convoyé par ces filaments étroits. Ce pourcentage est plus élevé dans les régions calmes (Frazier et Stenflo 1972). Les tubes de flux contiennent pratiquement toute l'énergie magnétique mais couvrent seulement 1 % de la surface solaire : le champ est essentiellement sous forme de filaments.

Les lignes de force du champ apparaissent en effet sous forme de paquets correspondant à un accroissement en intensité dans le réseau photosphérique et à des courants descendants aux bords des cellules. Frazier et Stenflo (1972) suggèrent, d'après leurs observations, que les lignes de champs de ces filaments magnétiques divergent rapidement avec l'altitude et qu'une partie du flux (quelques pour cent) retourne dans les environs photosphériques. Les champs forts des filaments seraient donc entourés de champs faibles (quelques gauss) de polarités opposées. Ceci est déduit des observations aussi bien dans les régions actives que dans les régions calmes et est schématisé sur la figure 2.10. Ils estimaient à cette époque la taille des filaments à 1" (730 km). Stenflo (1973) montre que les champs magnétiques des filaments sont de l'ordre de 0,2 T et que leur taille caractéristique est de l'ordre de 100 à 300 km.

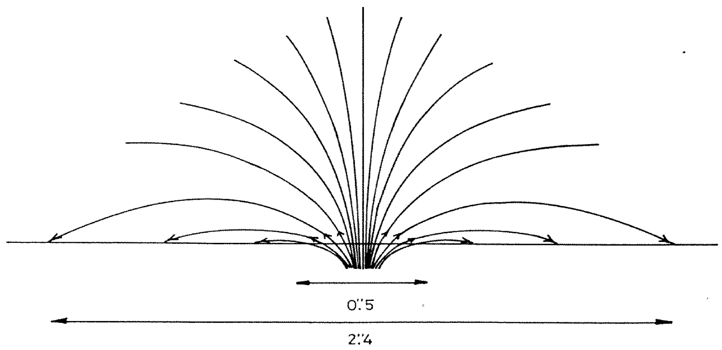


Figure 2.10: *Schématisation d'un filament magnétique.*
2"4 est la taille de l'ouverture de l'instrument utilisé par Frazier et Stenflo (1972), le nombre de lignes magnétiques retournant à la surface est exagéré. Celles s'échappant vers le haut pourraient alimenter le champ magnétique coronal. Leur instrument ne sépare pas les différentes composantes (c'est-à-dire les deux polarités du champ) mais ils suggèrent que le champ relativement faible qu'ils observent est en fait dû à la présence d'une polarité opposée qui diminue la force du champ observé.
Source : Frazier et Stenflo 1972.

Cette répartition du champ magnétique en surface est dans une large proportion déterminée par les mouvements convectifs du plasma dans les cellules de supergranulation. Ces mouvements concentrent les lignes de force aux bords des cellules là où les courants de gaz froid et descendant ont tendance à se rejoindre. Une autre cause provoquant cette structure est l'effondrement convectif[24] qui transforme de faibles concentrations en des tubes étroits et de forte concentration (Parker 1978). Par ailleurs, des mouvements convectifs plus profonds combinés aux mouvements de cisaillement dus à la rotation différentielle concentrent certaines des lignes de champ en cordes qui émergent à la surface sous forme de taches.

Les observations mettent en évidence deux sortes de structures magnétiques : les petites structures (pores, points brillants, points magnétiques) et les grandes structures (taches essentiellement, régions actives). Ces différentes manifestations de surface des tubes de flux provenant de l'intérieur, sont celles de champs forts. Il existe cependant des régions de champs magnétiques faibles (c'est-à-dire inférieurs à 0,1 T) qui peuvent être éventuellement des zones de champs turbulents entre les tubes de flux.

Les observations montrent aussi que ces phénomènes ne sont pas statiques mais qu'ils évoluent avec des temps caractéristiques soit dans leur taille, soit dans leur vitesse, soit

[24] A l'équilibre de pression initial, le matériel convectif qui se trouve dans les lignes de champ magnétique d'un élément a des pertes radiatives et par conséquent se refroidit. Au fur et à mesure qu'il se refroidit sa densité augmente donc il descend et laisse place à un déficit en pression qui va avoir pour effet de concentrer les lignes de champs. Un nouvel équilibre est atteint lorsque la pression magnétique devient suffisament grande et à ce moment, la convection dans la région magnétique est bloquée.

dans leur nombre, direction de propagation ou encore intensité. Toutes ces variations sont autant de contraintes phénoménologiques pour les modélisations.

L'interaction de la convection avec les champs magnétiques diffus a été le sujet de nombre d'études. Galloway et Weiss (1981) ont montré que les lignes d'un courant fermées pouvaient rapidement amplifier le champ près des bords de la cellule et finalement (après plusieurs remontées des cellules) expulser le flux du centre de la cellule. Puisque le flux est concentré dans les régions intercellulaires la convection à ces endroits est réduite. Le résultat est que l'on obtient des régions de champ concentré séparées par des régions de convection. Les calculs de convection compressible de Hurlburt et Toomre (1988) montrent des résultats similaires mais en plus ils indiquent que les champs magnétiques sont concentrés plus intensément aux endroits de courant descendants.

Formation des champ magnétiques de surface

Les lignes de force du champ magnétique sont généralement parallèles à l'équateur et forment une nappe sous la zone convective. Alors qu'elles sont initialement orientées du Nord au Sud, la rotation différentielle a pour effet de les enrouler en spirale. Le champ est amplifié par l'étirement qu'elles subissent (loi de Lenz) selon l'équateur. Si localement le champ est trop fort[25] pour que le tube puisse être maintenu par la pression dynamique due à la convection pénétrante[26], il commence à s'élever. En effet, un tube de flux magnétique ne peut pas rester imergé : dans un tube cylindrique en équilibre de pression avec son environnement libre de champ magnétique, on a l'égalité : $p_e = p_i + B^2/(2\mu_0)$ où $B^2/(2\mu_0)$ est la pression due au champ magnétique. La pression du gaz à l'intérieur du tube, et donc la densité (si le tube est en équilibre thermique), sont plus faibles qu'à l'extérieur du tube. La poussée d'Archimède fait monter le tube. Ainsi, un tube de champ de 1 T traverse la zone convective en un mois. Le maintient des tubes en profondeur durant leur phase de formation peut être expliqué par l'impact des mouvements descendants du fluide sur les couches situées immédiatement sous la zone convective. Lorsque le tube de flux émerge à la surface, il peut former des taches noires si le champ magnétique est assez fort pour inhiber la convection ou des petites structures brillantes si les effets de bord sont plus importants que la partie centrale.

Structures à grandes échelles de champ magnétiques forts

Le champ magnétique des régions actives modifie localement le dépot d'énergie et cause la formation de différents types de strutures. Bien qu'une région active ait une évolution lente (de l'ordre de quelques semaines), elle peut donner lieu à des phénomènes rapides telles les éruptions.

Les régions actives Ce sont des combinaisons de plasma et de champs magnétiques en constant état de changement structuraux. Elles consistent en une large variété de composantes telles les facules, les taches, les filaments[27], les arches coronales, les éruptions, etc.

[25]Le champ critique est estimé à 10 T.

[26]Les tubes magnétiques peuvent être stockés par un équilibre mécanique dans la zone de convection pénétrante, équilibre naturel pour les anneaux de flux dans une couche sub-adiabatique.

[27]Les filaments sont appelés protubérances lorsqu'ils sont vus sur le limbe. Une protubérance est une région froide (10^4 K) de gaz à haute densité prisonnière du gaz chaud et à basse densité de la couronne. Elle apparaît aux endroits où le champ magnétique est horizontal car ces champs supportent

Toutes ces manifestations peuvent être considérées comme des épiphénomènes répondant à l'émergence de tubes de force magnétique. Toutes les régions actives sont formées de tubes de champ magnétique remplis de matière à basse pression. Quelques tubes sont ouverts, d'autres sont fermés (les arches). Le flux magnétique d'une région active est de l'ordre de 10^{22} à 10^{23} Mx. Un cas spécial des régions actives sont les régions éphémères. Ce sont de petites régions actives qui ne développent ni taches ni éruptions et dont le flux magnétique est de 10^{20} Mx environ.

La naissance d'une région active est un phénomène qui n'est toujours pas complètement compris. La source du champ magnétique est probablement une dynamo locale (Rabin *al.* 1994) co-existant avec la dynamo générale responsable du réseau chromosphérique et des régions non perturbées par l'activité.

Les complexes d'activité Une région active peut apparaître seule ou dans un complexe d'activité comprenant d'autres régions actives. L'existence de complexes d'activité prouvent qu'une source commune peut exister pour plusieurs régions actives. Gaizauskas *et al.* (1983) dans leur étude de la distribution spatiale et temporelle des régions actives ont montré qu'elles n'étaient pas distribuées aléatoirement mais dans ce qu'ils ont appelé des complexes d'activité. Ils définissent ceux-ci comme des ensembles de régions actives qui sont reliées par proximité et continuité dans leur émergence. Dans ce contexte, ils définissent les régions actives comme des structures clairement bipolaires, grandes ou petites, se développant au plus en plusieurs jours. Les complexes se situent de part et d'autre de l'équateur et des différences sont observées entre les complexes appartenant à l'hémisphère Nord et ceux appartenant à l'hémisphère Sud.

Les complexes se forment en un mois environ et sont maintenus durant 3 à 6 rotations solaires par des injections fraiches de champ magnétiques sous la forme de plusieurs régions actives qui émergent dans la même ceinture d'activité et à l'intérieur de zones longitudinales bien définies. Durant leur temps de vie, le flux magnétique total est relativement constant à un facteur 2 près et le flux qui disparaît le fait essentiellement sur place. Les polarités magnétiques sont de plus relativement bien équilibrées et chaque complexe a un taux de rotation propre et constant. Quelques uns forment deux branches divergentes. A la fin de leur vie, la plupart du flux magnétique des complexes disparaît *in situ* et en moins d'une rotation. Lorsqu'un complexe disparaît, les vestiges du champ magnétique tournent plus lentement. Gaizaukas *et al.* reportent de plus qu'ils n'ont pas vu de tendance des complexes à migrer vers les pôles.
Ils ont observé ce qu'ils appellent un super complexe d'activité à deux branches divergentes : le flux total de ce complexe était de 15.10^{22} Mx, c'est-à-dire, que ce complexe qui occupait 5 % de la surface solaire contribuait pour 29 % du flux total mesuré sur le Soleil pour toute la rotation de Carrington[28].

Structure d'une tache Lorsque la pression magnétique sous la zone de convection est trop forte, le tube de flux s'élève, et à l'endroit où il perce la surface une boucle se forme maintenue par des pieds ancrés sous la zone convective. Une paire de taches

la protubérance contre la gravité. Elle indique la transition entre les deux polarités opposées des taches auxquelles est relié le champ magnétique.

[28]R. Carrington a fixé au siècle dernier une valeur de 27,2753 jours pour la rotation synodique. La première rotation de Carrington débute le 9 novembre 1853. La vitesse de rotation de Carrington correspond à peu près à la vitesse de rotation des taches situées à 16° de latitude.

(noires car la convection est bloquée par le champ trop intense) est visible à l'intersection entre la boucle et la surface solaire. Les points d'entrée et de sortie des taches sont de polarité opposée et leur orientation est en sens inverse dans l'hémisphère Nord et dans l'hémisphère Sud. Les boucles magnétiques qui joignent deux taches de polarités opposées peuvent être observées sur des photographies du limbe prises dans la raie Hα. Ces images du bord du Soleil montrent que les boucles et/ou arches peuvent s'étendre à plusieurs milliers de kilomètres au-dessus de la surface. Elles montrent aussi que les protubérances apparaissent noires et sous la forme de filaments lorsqu'elles sont vues en projection sur la photosphère brillante. Les particules électriques sont piégées dans les lignes de force des champs de ces protubérances.

La structure réelle d'une tache n'est encore pas bien comprise. La structure sub-photosphérique du champ magnétique ne peut en effet pas être déterminée par les observations. Divers modèles théoriques ont été proposés. Cowling (1946) imagina une structure monolithique alors que Parker (1975a) suggéra un modèle du type méduse. Ces modèles sont cependant trop simplificateurs. Il a été montré que le flux transporté par radiation est insuffisant pour expliquer le flux de chaleur des taches. La convection doit donc être présente sous la tache et modifie alors sa structure. Le modèle méduse a donc évolué vers un modèle dans lequel les tubes de flux isolés, séparés par du plasma libre de champ (ou dans lequel le champ est très faible), sont étroitement emmélés. Le modèle monolithique a quant à lui évolué vers une structure toujours cohérente mais rendue inhomogène par les effets de la convection.

L'hélioséismologie peut avoir un impact important sur la détermination de la structure d'une tache. Les modes de pression de haut degré (l >200 où l est le degré longitudinal du mode) échantillonnent en effet le haut de la zone de convection et peuvent donc nous renseigner sur les inhomogénéités qui apparaissent dans cette région. Les taches, étant des agglomérations de tubes de flux magnétiques, peuvent disperser les oscillations des modes de pression (Bogdan et Zweibel 1987, Braun *et al* 1988). Il serait donc possible d'utiliser les oscillations dans les taches comme une preuve de la variation de la structure magnétique de la tache avec la profondeur. Cela permettrait entre autre de faire la distinction entre une tache ayant un seul cylindre magnétique et une tache composée de tout un tas de tubes qui eux disperseraient les modes acoustiques. Les observations (faites sur trois taches) des oscillations de l'ombre ont montré qu'elles filtraient 40 à 50 % de la puissance des modes. Pour arriver à ce résultat, Braun *et al.* (1987) ont effectué une mesure de la différence de puissance entre les ondes voyageant à l'extérieur et à l'intérieur des taches. Ils ont trouvé que la diminution de puissance dans les taches augmente avec le nombre d'onde horizontal pour les longueurs d'onde significativement plus grandes ou plus petites que le diamètre de l'ombre de la tache. L'absorption de la puissance par les taches peut produire une différence mesurable dans la puissance et le temps de vie des modes durant les phases actives du cycle solaire.

Caractéristiques des taches Une tache est formée de deux régions concentriques bien distinctes : l'ombre au centre et la pénombre à la périphérie. Cette dernière est constituée de filaments (les fibrilles) alors que l'ombre a une structure quasiment uniforme.

Les taches observées ont en général des rayons compris entre 1800 et 25 000 km. Le champ magnétique de l'ordre de 0,3 T au centre décroît à 0,1 T à l'extérieur. La durée de vie maximale est de 2 à 3 rotations, bien qu'on les observe plus généralement durant quelques jours. L'asymétrie Est-Ouest du nombre de taches n'est toujours pas expliquée :

le nombre de taches est plus important dans l'hémisphère Est mais l'inverse est vrai après le maximum du cycle. Les petites taches ont une pénombre plus grande que l'ombre lorsqu'elles sont observées près du limbe et l'inverse est vrai pour les grandes taches. Les rayons de l'ombre et de la pénombre sont fonction de la phase de développement de la tache.

L'ombre d'une tache a un diamètre moyen de 10 000 km. Plus l'ombre est noire (c'est-à-dire plus la convection est bloquée) et plus elle contient de champ magnétique. L'intensité de l'ombre, I_{tache}, est de 10 % celle de la photosphère mais elle dépend de la longueur d'onde. Puisque l'on a la relation :

$$\frac{I_{tache}}{I_{photosphere}} = \left(\frac{T_e}{T_{photosphere}}\right)^4 \tag{2.29}$$

avec $T_{photosphere} \simeq 5780$ K (température du surface), la température de l'ombre est d'environ 3300 K. L'ombre est plus sombre durant le maximum du cycle solaire que durant le minimum (Albregtsen et Maltby 1981). Yoshimura (1983) suggère que lorsque les tubes de flux sont ancrés profondément dans la zone convective (au début du cycle), le mécanisme de refroidissement est efficace, et l'ombre est par conséquent plus sombre. À la fin du cycle, les tubes sont ancrés moins profondément, ils sont refroidis moins efficacement et l'ombre s'éclaircit. Yoshimura relie ce phénomène à celui de la variation du nombre de points brillants de la couronne observés aux rayons-X. Les points brillants coronaux sont plus nombreux au minimum du cycle de l'activité (Golub *et al.* 1979). Lorsqu'au début et au maximum du cycle, les tubes sont ancrés profondément, les petits tubes de flux ont des difficultés à émerger, alors que c'est plus facile lorsque les gros tubes de flux (donnant naissance aux taches) sont ancrés dans les couches superficielles de la zone convective.

A l'intérieur de l'ombre, il est possible de distinguer des points plus clairs (*umbral dots*). Ils ont un diamètre de 150 à 200 km, une intensité voisine de 13 % celle de la photosphère (ils sont par conséquent plus brillants que l'ombre) et un champ magnétique inférieur à celui de l'ombre. Leur durée de vie est de l'ordre de la demi-heure. La convection étant bloquée par les champs magnétiques très intenses des taches, sous certaines conditions, une convection oscillatoire peut se produire. Ce serait cet effet qui pourrait expliquer les points de l'ombre : les parcelles de gaz chauds monteraient à travers les lignes de force du champ. Des points brillants sont aussi observés dans l'ombre. Ils sont stables durant quelques heures et ont une intensité supérieure à celle des points décrit ci-dessus.

La pénombre encercle l'ombre et ressemble à une couronne sombre composée de filaments brillants, dirigés vers l'ombre et qui consistent en des cellules allongées. La longueur de ces filaments est d'environ 200 km et ils durent un peu moins d'une heure. Ils se dirigent vers l'ombre à une vitesse de l'ordre de 7 à 10 km/s. Leur intensité est en moyenne de 80 % celle de la photosphère et leur champ magnétique est d'environ 0,1 T. Leur origine serait la même que celle des points présents dans l'ombre, mais comme dans l'ombre le champ magnétique est incliné, les parcelles de gaz montantes s'allongeraient pour donner les filaments. Entre ces filaments brillants, il y a des zones sombres qui se dirigent vers l'extérieur avec une vitesse de 5 à 10 km/s : c'est ce qui est appelé l'effet Evershed.

Les taches sont entourées d'un anneau brillant extérieur[29] situé entre la pénombre et la photosphère non perturbée. Leur intensité est de 103 % à 107,5 % celle de la photosphère,

[29] Par opposition aux anneaux brillants internes situés entre l'ombre et la pénombre et observés pour la première fois en 1932.

leur température est donc de 50 à 100 K supérieure à celle de la photosphère. Il est supposé que l'énergie qui ne peut pas passer à travers la tache est déviée vers l'extérieur où elle apparaît sous la forme d'un anneau brillant. Parker (1974) avait proposé cette solution d'un point de vue théorique pour expliquer ce qu'il advenait du flux thermique qui ne pouvait être dissipé lorsque la convection était bloquée par les taches. Mais tous les auteurs ne sont pas d'accord avec d'une part, l'existence d'un anneau brillant et d'autre part, l'hypothèse d'une redistribution du flux immédiate. Quoiqu'il en soit, l'importance de ces anneaux brillants est suffisante pour que l'on s'y arrête un peu. Ils peuvent en effet avoir un rôle non négligeable dans les variations du flux total d'énergie.

Les anneaux brillants externes des taches Ils sont deux à trois fois plus grands que les taches elles-même et le nombre de granules qu'ils contiennent est plus grand que dans la photosphère non perturbée. Ce nombre de granules plus grand impliquerait l'existence d'un champ magnétique au-dessous ainsi que cela sera signalé dans le paragraphe sur les champs magnétiques à petite échelle.

Ci-dessous sont données les sept caractéristiques des anneaux :

1. Toutes les taches, quelque soit leur taille ont un anneau.

2. Les anneaux sont propres aux taches et ne sont pas des caractéristiques des groupes de taches.

3. Les anneaux sont bien délimités par rapport à la photosphère.

4. Les anneaux ont souvent des filaments qui, se dirigeant vers le centre de la tache, arrivent dans la pénombre. La brillance de ces filaments est supérieure en moyenne à celle de l'anneau.

5. Les anneaux peuvent se séparer en plusieurs morceaux ou se reconstituer à partir de leurs morceaux.

6. Plus ils sont proches du limbe et plus les formes des anneaux et des taches sont similaires.

7. Des facules se trouvent souvent autour des anneaux brillants.

Développement des taches et groupes de taches Un groupe de taches apparaît de façon concommitante avec une large variété d'autres phénomènes (facules, filaments, éruptions, etc.), tous liés au champ magnétique.
Si le champ magnétique d'un tube de flux atteignant la photosphère est supérieur à 0,1 T, une petite facule initiale devient visible dans la raie Hα (et aussi en lumière visible, si elle se trouve au voisinage du limbe) : c'est le *premier jour* du développement d'une zone d'activité. Le *deuxième jour*, une petite tache apparaît sur le bord ouest de la facule ; la brillance de cette dernière augmente ainsi que sa taille, c'est-à-dire que la section du tube de flux croît de même que la force du champ magnétique. Le *troisième jour*, une ou plusieurs taches de polarité opposée à la tache initiale apparaissent sur le bord est de la facule. L'aire du tube de flux et des facules augmente encore. Le *quatrième jour*, les petites taches se regroupent et composent de plus grandes taches. Les taches

qui étaient apparues sur le bord ouest (taches primaires[30] car elles sont les premières à apparaître) de la facule initiale forment la pénombre. Le champ magnétique montre à présent une structure clairement bipolaire. Les premières éruptions visibles en Hα sont observées ; quelques filaments sont visibles au voisinage des taches primaires, mais ils ne sont pas encore stables. Le *cinquième jour*, les taches du bord est (taches secondaires) forment à leur tour la pénombre de plus grandes taches. *Au cours de la dizaine de jours* qui suit, d'autres taches apparaissent entre les deux principales. La brillance des facules croît encore de même que l'aire couverte par le champ magnétique ; les éruptions sont nombreuses. *À partir du quatorzième jour*, toutes les taches, exceptées les taches primaires, disparaissent. Les facules occupent une zone encore assez large qui commence cependant à diminuer ; le nombre d'éruptions décroît ; la force du champ magnétique a atteint un maximum, mais l'aire couverte rétrécie ; les filaments sont stables, ils ont une longueur de 50 000 km environ et sont orientés vers les taches primaires. *Entre le trentième et le soixantième jour*, les taches primaires rétrécisssent puis disparaissent peu à peu. Les facules ne sont plus aussi brillantes et se morcellent. La force du champ magnétique s'affaiblit. La longueur des filaments augmente d'environ 100 000 km lors de chaque rotation solaire. Ces filaments sont orientés de telle façon qu'ils partagent en deux la zone d'activité dont ils sont issus. *Entre le soixantième et le centième jour*, les facules disparaissent, la longueur des filaments, qui sont à présent parallèles à l'équateur, est maximale. À partir du centième jour, plus aucune facule n'est visible, et les filaments se dissolvent de même que le champ magnétique.

Le nombre de taches maximal d'un groupe d'activité est généralement atteint durant le premier tiers de la vie du groupe. Par ailleurs, plus l'étape de développement d'une tache est longue, plus la durée de vie de la tache sera grande. Le scénario décrit ci-dessus (typique du développement d'une grande région active) se déroule sur 100 jours environ (3 à 4 mois), cependant, 90 % des groupes disparaissent après une dizaine de jours et 50 %, après 2 jours seulement. Les plus grands groupes d'activité sont présents pour quelques mois.

Structures à petites échelles de champ magnétique fort

Dans les régions actives Au niveau de la photosphère, les plus petites structures visibles en lumière blanche sont les *pores*. Ils peuvent être aussi sombres que les taches mais n'ont pas de pénombre et sont généralement beaucoup plus petits. Ils sont caractérisés par de rapides changements. Leur taille est celle d'une ou quelques granules (1" à 10", usuellement entre 2" et 5"). Leur durée de vie va de quelques heures au jour ce qui est comparable à la durée de vie des supergranules. Leur champ magnétique mesurable par effet Zeeman est de 0,15 T voire plus. Leur intensité est de 20 à 40 % celle de la photosphère. Ils peuvent marquer la position d'une tache en train de se former ou apparaître à l'intérieur d'un groupe de taches.

Les *points magnétiques*, pratiquement invisibles en lumière blanche, sont d'une structure magnétique semblable à celle des pores. Ces concentrations de flux magnétiques qui sont accompagnés d'une augmentation de la température produisent des trous dans

[30] Ces taches primaires sont importantes car elles ont une durée de vie plus longue que les taches secondaires (apparaissant sur le bord est de la facule initiale, après les taches primaires). Elles sont présentes dans le groupe durant 40 % du temps et couvrent une surface de 40 % plus grande que celle associée aux taches secondaires.

les spectres solaires c'est-à-dire des changements dans les profils de raies. Les champs magnétiques estimés y sont de l'ordre de 0,1 à 0,2 T. Les points magnétiques sont très abondants au voisinage des taches et leur polarité est opposée à celle de la tache à laquelle ils "appartiennent". Le flux magnétique de l'ensemble des points magnétiques est à peu près du même ordre de grandeur que celui de la tache. Ceci suggère que certaines lignes de force quittent la tache pour revenir sur la surface et les points magnétiques seraient justement les endroits par où elles rentrent. La durée de vie de ces points est de l'ordre de l'heure. Ces points sont principalement associés à des mouvements descendants de la matière et se situent dans les régions intergranulaires.

Le champ magnétique des plages[31] n'est pas homogène : le facteur de remplissage des régions magnétiques dans les facules est inférieur à 0,5. Livingston et Harvey (1968) suggèrent que le flux magnétique est quantifié dans les régions hors taches : le flux serait de $2{,}8.10^{18}$ Mx. Environ 90 % du champ magnétique est convoyé par l'intermédiaire des tubes de flux. L'apparence des régions actives change avec l'altitude. Au niveau de la photosphère, on observe des granules anormaux. Ce sont en fait des granules mais l'espace entre eux est rempli de petites structures de taille voisine de 0,25". Ces grains sont souvent assemblés les uns aux autres et forment des structures de type filamentaire qui sont appelées *filigrés*. Ces derniers sont d'une taille inférieure à 300 km. Les petits grains sont les pieds des tubes de champ et ont un flux de l'ordre de quelques 10^{17} Mx. En prenant de l'altitude, le diamètre de ces tubes de flux augmente jusqu'à 1000 km au maximum. Au niveau de la chromosphère, les régions actives apparaissent comme étant un assemblage de petits grains (Kitai et Muller 1984) qui sont les parties froides des tubes de flux. Plus haut dans l'atmosphère, la température des tubes croît et ils émettent dans l'extrême ultraviolet. La structure du tube demeure la même jusqu'à des températures de 7.10^5 à 8.10^5 K. La température d'un tube montant encore plus haut excède 10^6 K et les tubes se rassemblent alors en paquets ce qui donne cet aspect caractéristique de la couronne observée en rayon-X. En effet, au-dessus des régions sont observées des sortes de "casques" qui sont structurés par les champs magnétiques ouverts.

Les tubes de flux des facules sont en moyenne plus larges que ceux du réseau photosphérique[32]. La différence entre facule et réseau ne peut être reproduite dans les modèles que si les tubes de flux des facules sont plus froids de 600 K environ à une profondeur voisine de l'épaisseur de la dépression de Wilson au-dessous de $\tau_{5000} = 1$. Solanki et Stenflo (1984) utilisent des méthodes statistiques pour séparer les différentes conditions physiques dans les tubes de flux sur les paramètres des raies. La différence de température trouvée entre les tubes de flux des facules et du réseau ne peut pas s'expliquer par des facteurs de remplissage différents dans l'une ou l'autre région. Pour les modèles, l'accroissement de température est de l'ordre de 400 à 600 K pour les tubes de flux du réseau et de 100 K pour ceux des facules à $\tau = 1$.

Dans les régions calmes Les régions calmes du Soleil sont composées de trois types de magnétisme : les regions éphémères actives, les champs magnétiques du réseau et des régions à l'intérieur du réseau.

[31]Les plages sont les régions brillantes des régions actives. Elles apparaissent avant les taches et disparaissent après elles. Elles sont observées au niveau de la photosphère (où elles sont le plus souvent appelées facules) et de la chromosphère. Les facules sont bien visibles lorsqu'elles sont au bord du disque et peu lorsqu'elles se situent au centre.

[32]Voir paragraphe suivant pour une définition

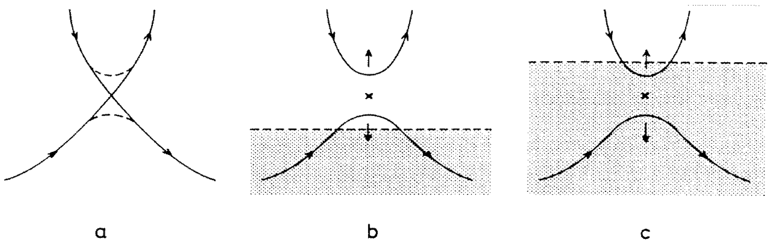


Figure 2.11: *Relation entre la reconnection de champs magnétique et leur disparition observée en surface.*
En (a), sont dessinées deux lignes de champs avant la reconnection. Lors de la reconnection, le point de reconnection (X) se situe au-dessus (b) ou au-dessous (c) de la surface (représentée par la ligne pointillée) La disparition des champs observés en surface n'a lieu que si la boucle de champ inférieure est tirée sous la surface (dans le cas (b)) ou si la boucle de champ supérieure est tirée au-dessus de la surface (dans le cas (c)).
Source : Spruit *et al.* 1991.

Ces éléments magnétiques peuvent subir une recombinaison : soit ils gagnent du flux lorsqu'ils absorbent un autre élément de même polarité, soit leur flux diminue (et va jusqu'à disparaître) s'ils rencontrent un élément de polarité opposée. L'annulation des champs représente une sorte de recombinaison magnétique (Martin 1990) mais n'implique pas pour autant une libération d'énergie à la surface (Spruit *et al.* 1991). En effet, la reconnection peut avoir lieu au-dessus de la surface ou en dessous (figure 2.11). Dans le premier cas, la libération d'énergie aura lieu à une certaine hauteur dans l'atmosphère et en principe elle pourrait être observable. Dans le second cas, l'énergie est libérée dans des couches denses sous la surface, et aucun phénomène observationnel évident est attendu. La reconnection au-dessus de la surface lie donc deux éléments. Il faut attendre que la distance entre ces deux éléments soit suffisament petite (de l'ordre du diamètre des éléments mis en jeu) pour que la boucle de champ amorce une descente au-dessous de la photosphère.

Une *région éphémère*, observée pour la première fois par Harvey et Martin (1973), est un petit bipole dont les deux polarités apparaissent pratiquement au même moment et à peu de distance l'une de l'autre. Au fur et à mesure que leur flux magnétique croît, les deux polarités se déplacent dans des directions opposées, jusqu'à ce qu'elles se recombinent avec un autre élément magnétique. Martin (1990) appelle régions éphémères des bipoles nouveaux qui ne développent pas une concentration de flux suffisante pour former des taches. Les pores des taches se forment si la concentration de flux excède 10^{20} Mx (Harvey et Martin 1973, Chou et Wang 1987). Ces régions bipolaires ont une taille de 10" à 20" et ont une distribution en latitude plus large que celles des régions actives.

Les *éléments magnétiques internes au réseau photosphérique* ont une taille de quelques seconde d'arc ne durent que quelques heures. Ils naissent au centre des supergranules et se déplacent vers les bords à une vitesse de 0,35 km/s (Zirin[33] 1987) jusqu'à ce qu'ils se

[33]Dans ce papier, Zirin parle des éléments du réseau et de l'intérieur du réseau en terme de champ magnétique faible. Il est noté que ce qu'il désigne sous ce nom, regroupe tous les champs magnétiques en-dehors des taches et des plages. Nous verrons plus loin qu'il existe des champs magnétiques inférieurs à 0,1 T, qui sont, eux, des champs faibles. Il faut cependant remarquer que dans son article Zirin écrit que les éléments à l'intérieur du réseau ont un champ magnétique inférieur à 100 G. Ce champ peut cependant être largement sous-estimé, les éléments de l'intérieur du réseau étant en effet composés de

connectent à un autre élément magnétique. Lors de son voyage vers les bords des cellules, le champ magnétique et l'aire qu'il couvre augmentent (Martin 1990). La croissance peut être due soit à la fusion avec un autre élément de même polarité, soit au fait que la direction de propagation est telle qu'une plus grande partie de la composante du champ soit dans la ligne de visée.

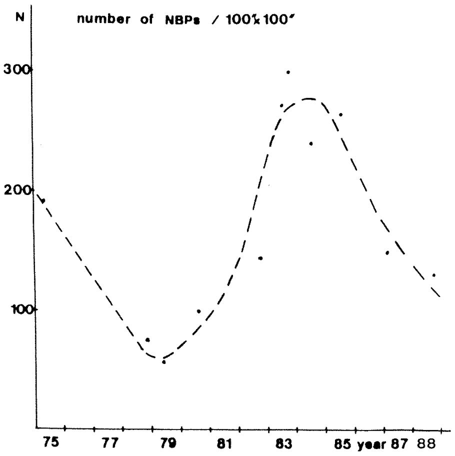


Figure 2.12: *Variation temporelle du nombre de points brillants du réseau.*
Le nombre de points brillants du réseau, au centre du disque et par unité de surface de 100"×100", atteint un maximum autour de 1985 c'est-à-dire pour le minimum de l'activité solaire. En revanche, ce nombre est faible durant la phase active du cycle (1979-1980). (Note : NBP signifie Network Bright Points)
Source : Muller et Roudier 1994.

Le réseau photosphérique est formé de petits points (<0,5") brillants que l'on nomme les *points brillants du réseau.* Ils sont présents dans les régions intergranulaires et concentrés vers les bords des supergranules. Le même phénomène est observé plus haut dans l'atmosphère solaire mais les points qui forment alors le réseau chromosphérique, ont une taille plus importante puisque les lignes de champ des tubes de flux divergent ainsi que cela a été vu plus haut. On peut trouver des associations de plusieurs points adjacents ou des points isolés. Ils sont les constituants de base de la photosphère dans les régions calmes. En lumière blanche, leur brillance est d'un facteur 1,3 (lorsqu'ils sont près de granules) à 1,5 (lorsqu'ils sont isolés dans la photosphère) par rapport à leur environnement (Muller et Keil 1983). Les points brillants du réseau sont utilisés comme des traceurs des structures magnétiques. Schüssler et Solanki (1988) les associent aux éléments magnétiques car les contrastes dans le continuum entre éléments magnétiques et la photosphère non perturbée (c'est-à-dire les régions calmes) est supérieur ou égal à 1,4 (observations faites au centre du disque en supposant un facteur de remplissage de 0,25). Pour la composante non magnétique, le contraste est inférieur ou égal à 0,9. Cette valeur implique une baisse de température pour les régions non magnétiques de quelques centaines de degrés près de $\tau = 1$ par rapport aux éléments magnétiques.

Parce que ces points brillants ont sensiblement tous la même taille il est possible de supposer que chacun d'entre eux transporte la même quantité de flux magnétique :

polarités mixtes non résolues.

pour une taille de 150 km c'est-à-dire 0,2" (Muller et Keil 1983)[34] le flux magnétique est estimé à $2{,}7.10^{17}$ Mx et le champ à 0,15 T (Stenflo 1973). Le comptage du nombre de points brillants du réseau photosphérique par unité de surface donne une mesure du flux photosphérique (Muller et Roudier 1984). Leurs observations faites le long du méridien[35] central, entre l'équateur et les pôles, à différentes époques, permettent d'étudier la variation, au cours du cycle d'activité, de la distribution du flux magnétique, en dehors des régions actives. Leur étude montre qu'au centre du disque, le nombre de points par unité d'aire varie dans le temps (figure 2.12). Le nombre de points est plus grand durant le minimum du cycle solaire (c'est-à-dire en période de faible activité).

De plus, la distribution du nombre de points brillants avec la latitude n'est pas uniforme à la surface solaire (figure 2.13) : le nombre de points est plus grand aux pôles qu'aux régions équatoriales et montre un minimum dans la ceinture des taches (au voisinage de 25 à 35 degré de latitude). La concentration du flux aux pôles résulte certainement de la diffusion du flux des régions actives de la ceinture de taches (voir aussi Wang *et al.* 1989). De fait, l'accumulation aux pôles correspondrait à la transformation du champ toroïdal en champ poloïdal. D'ailleurs la valeur du nombre de points brillants au pôles est plus élevée en 1983 qu'en 1985 en accord avec Sheeley (1964). Ce dernier observe que le nombre de facules polaires atteint sa valeur maximale 4 ans après le maximum des taches.

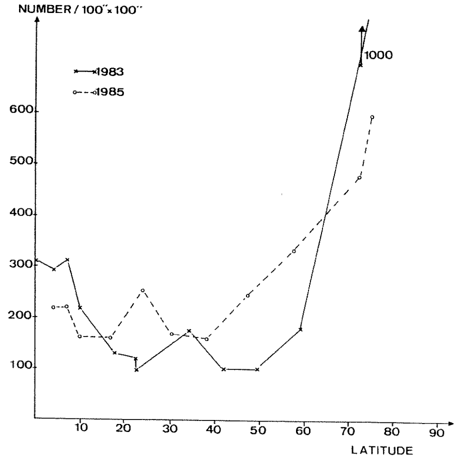


Figure 2.13: *Distribution du nombre de points brillants en fonction de la latitude héliographique.* Le nombre de points brillants du réseau, le long du méridien central, par unité de surface de 100"×100", varie avec la latitude héliographique. Le nombre de points est plus grand aux pôles qu'à l'équateur, et en 1983, la variation est plus importante qu'en 1985. L'accumulation aux pôles correspondrait au processus de transformation du champ toroïdal en champ poloïdal. Les petits pics pour 25^o et 35^o de latitude héliographique correspondent à la localisation de la zone de régions actives en 1985 et 1983 respectivement (cette zone se déplace vers les latitudes plus basses lorsqu'on atteint le minimum du cycle d'activité (c'est-à-dire en 1985-1986)).
Source : Muller et Roudier 1994.

[34]Dans cet article, Muller et Keil appelent ce qu'ils observent des *points brillants faculaires* qu'ils renomment dans un article suivant *points brillants du réseau* (Muller *et al.* 1989).

[35]Muller et Roudier (1984, 1994) supposent ainsi que la distribution des points brillants est homogène en longitude. Ils argumentent leur hypothèse en disant que cela est certainement vrai en-dehors des régions actives et en-dehors des régions à forte concentration de champ magnétique, reliques des vieilles plages.

La présence de tube de flux visibles à la surface sous forme de points brillants perturbe la distribution des granules. Muller *et al.* (1989) montrent qu'autour des points brillants, les granules sont plus petits, plus nombreux, qu'ils sont allongés et pointent dans la direction du tube de flux. Une telle perturbation est visible avant l'apparition du point brillant, elle atteint son maximum une minute après son apparition et disparaît avec lui. L'élongation des granules proviendraient d'après Muller *et al.* (1989) des lignes de champ magnétiques horizontales au sommet des boucles de champ magnétique qui montent. Ils formulent aussi une autre hypothèse : les mouvements descendants à l'extérieur des tubes de flux modifieraient le gradient de pression et donc les écoulements horizontaux ce qui provoquerait une élongation des granules environants.

Au niveau de la chromosphère, la relation entre champs magnétiques et supergranules est confirmée par les magnétogrammes qui montrent que les champ magnétiques dessinent des contours dont la taille est celle des supergranules. La concentration du flux magnétique par les mouvements de cellules convectives a été abordée pour la première fois par Parker en 1963 et Weiss en 1964. Aujourd'hui, ce problème est abordé avec des simulations numériques. Si un champ faible traverse une cellule, la densité d'énergie magnétique ($B^2/2\mu$) est nettement inférieure à la densité d'énergie cinétique, par conséquent le mouvement cinétique n'est pas inhibé par le champ magnétique. Si d'autre part le nombre de Reynolds magnétique est très supérieur à 1, le champ magnétique est enroulé autour de la cellule convective. Les lignes de champ sont expulsées des rouleaux convectifs et s'accumulent aux bords des cellules. La force du champ magnétique dans une couche située entre deux rouleaux convectifs est cependant limitée par la diffusion. La figure 2.14 montre le résultat de simulations numériques effectuées par Galloway et Weiss en 1981.

Kariyappa et Sivaraman (1994) ont montré, à partir de spectrohéliogrammes pris dans la raie du CaII K, que l'aire des éléments du réseau chromosphérique est anticorrélée avec le cycle solaire et croît d'environ 24 % durant le minimum d'activité solaire par rapport à sa valeur en période d'activité (cette observation serait peut-être à relier avec la même constatation faite pour le nombre de points brillants coronaux (Golub *et al.* 1979)). Puisque l'augmentation magnétique (Skumanich *et al.* 1975) dans la haute photosphère est co-spatiale avec l'émission vue dans les éléments du réseau, ceci impliquerait que le champ magnétique occupe une surface plus grande durant le minimum de l'activité solaire.

Champs magnétiques faibles

Nous avons vu auparavant que seulement 1 % de la photosphère est couverte par des tubes de flux, présents sous une forme filamentaire. Un certain nombre d'auteurs désigne les 99 % restants comme étant des régions libres de champ. Or, pour des raisons d'efficacité finie des mécanismes de concentration des flux, de diffusivité magnétique finie, d'effects d'induction, de mouvements turbulents, etc., ces régions "sans champ" doivent être perméables aux champs magnétiques qui remplissent chaque élément de volume (Stenflo 1991a).

Les champs magnétiques faibles sont très difficiles à identifier puisque les mesures de flux (des magnétogrammes) ne peuvent pas faire la distinction entre les effets dus au facteur de remplissage et à la force du champ. De plus, s'il est vrai que les champs magnétiques faibles impliquent des flux faibles, l'inverse est faux. De petits flux ne fournissent aucune information sur la force du flux. Par conséquent, des champs faibles ne peuvent pas être diagnostiqués par des mesures de flux, mais par des mesures de force

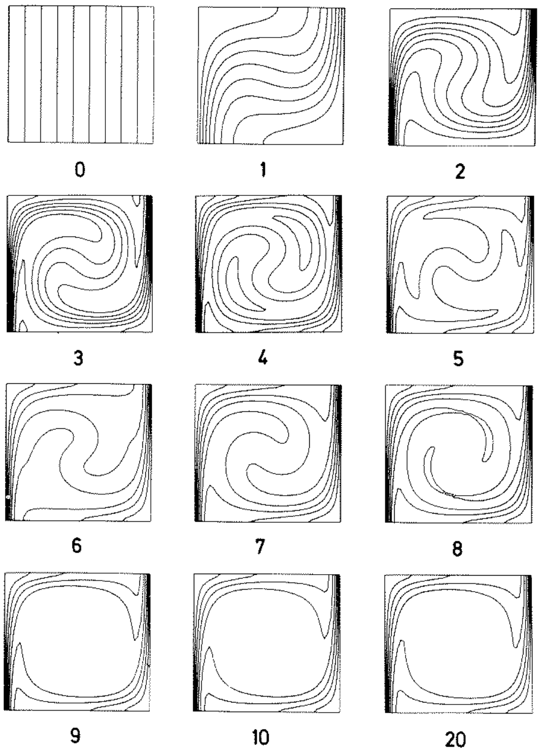


Figure 2.14: *Expulsion du flux magnétique par les rouleaux convectifs.*
Ces résultats de simulation montrent que le flux magnétique est concentré sur les bords des cellules de convection.
Source : Galloway et Weiss 1981.

de champs. Les flux peuvent être faibles parce que le champ magnétique est lui-même faible, ou bien parce que le facteur de remplissage est faible ou alors parce qu'il existe des polarités mixtes[36] (Wang[37] *et al.* 1995) à l'intérieur de la résolution spatiale de l'élément.

La première détermination de champ intrinsèquement faibles (inférieur au kG) a été faite en 1991 (Rüedi *et al.* 1992). Ils ont utilisé les profils de Stokes en polarisation circulaire pour une paire de raies infrarouges voisines de 1,56 μm. L'infrarouge a été choisi pour son extrême sensibilité à l'effet Zeeman qui est trois fois plus grand que dans le visible. L'inversion des profils de raies a permi la détermination de champs de 400 G, immédiatement adjacents (quelques secondes d'arc) aux champs forts des tubes de flux (de 1,4 à 1,6 kG) et de polarité identique ou opposée à ces champs adjacents.

En se basant sur des profils de ces mêmes raies mais prises dans le Soleil calme, Solanki *et al.* (1996) confirment que la force du champ des grands tubes de flux est pratiquement indépendante de leur flux magnétique, alors qu'il y a une forte dépendance pour les petits tubes de flux. Ils montrent en effet que le flux moyen par élément magnétique change peu pour des champs inférieurs à 1000 G alors qu'il croît rapidement avec le champ, au-dessus de cette valeur. Leur travail suggère donc que les tubes de flux de fort champ (de l'ordre

[36] Les polarités mixtes représentent un certain nombre d'éléments magnétiques bipolaires qui émergent, se séparent, se fragmentent, se percutent, s'annihilent, etc.

[37] Ces auteurs ont mesuré des champs inférieurs à 40 G à partir de magnétogrammes obtenus dans une région calme près du centre du Soleil. Leur étude est statistique et ils définissent les éléments de l'intérieur du réseau, objets de leur étude, comme des champs de polarités mixtes.

du kG) résultent d'un effondrement convectif de tubes de flux qui ont un champ du même ordre de grandeur. Par ailleurs, les élément de l'intérieur du réseau qu'ils ont pu détecter se trouvent être composés de tubes de flux. Certains ont même vraissemblablement été la conséquence d'un faible effondrement convectif. Ils notent que dans leur structure, ils ne semblent pas correspondre à des champs magnétiques turbulents. Quatre-vingts pour cent environ du flux magnétique de leur région calme (qui est de la taille d'un supergranule) est sous la forme de champs faibles (<1000 G), avec 60 % du flux ayant un champ compris entre 500 G et 1000 G et 20 % ayant un champ inférieur à 500 G. Bien que ces résultats aient été obtenus sur une petite surface (le disque visible peut contenir une trentaine de supergranules), ils concluent que les champs magnétiques faibles doivent être en proportion relativement importante dans le flux total.

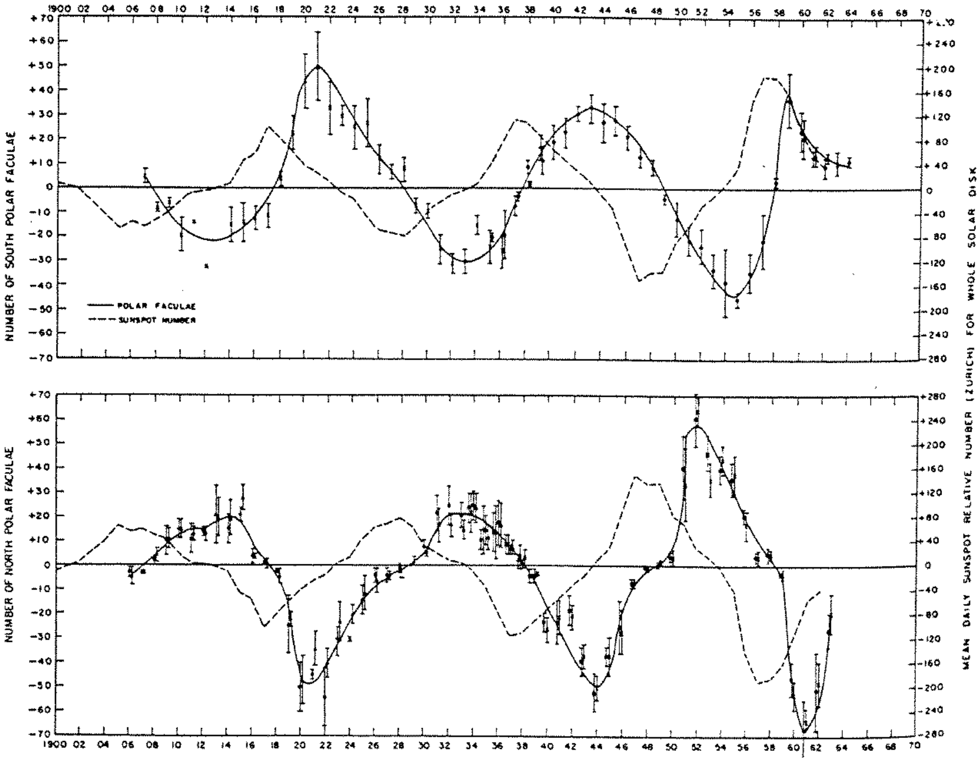


Figure 2.15: *Cycle solaire des taches et facules polaires.*
Le nombre de facules aux pôles Sud (graphe du haut) et Nord (graphe du bas) a été représenté en fonction du temps (traits continus). Un nombre positif de facules représente un champ magnétique positif (le vecteur magnétique étant dirigé vers l'observateur) et un nombre négatif de facules indique un champ magnétique négatif (le vecteur magnétique est dirigé à l'opposé de l'observateur). Le nombre de taches pour le disque entier est dessiné avec des lignes pointillées : un nombre de tache positif est à associer à une polarité positive (et *vice-versa*), la polarité étant celle des taches secondaires dans l'hémisphère correspondant. Les facules de chaque hémisphère ont donc la même polarité que les taches secondaires.
Source : Sheeley 1964.

2.3 Observer et comprendre les cycles solaires

2.3.1 Observations du cycle des taches

Le meilleur indicateur du cycle solaire est probablement le nombre relatif de taches appelé aussi le nombre de Wolf (voir le chapitre 5) qui varie avec une périodicité d'environ 11 ans. Il n'y a cependant pas que les taches qui apparaissent selon des cycles. On peut citer le nombre de facules polaires ou la variation en latitude des protubérances (figure 2.15). Il a été vu dans le paragraphe 2.2.3 que les taches sont relatives à l'émergence du champ toroïdal et que les facules polaires sont les indicateurs privilégiés du champ poloïdal. Leur nombre varie en effet avec un cycle de 22 ans et les cycles des facules du pôle Nord et du pôle Sud sont anticorrélés.

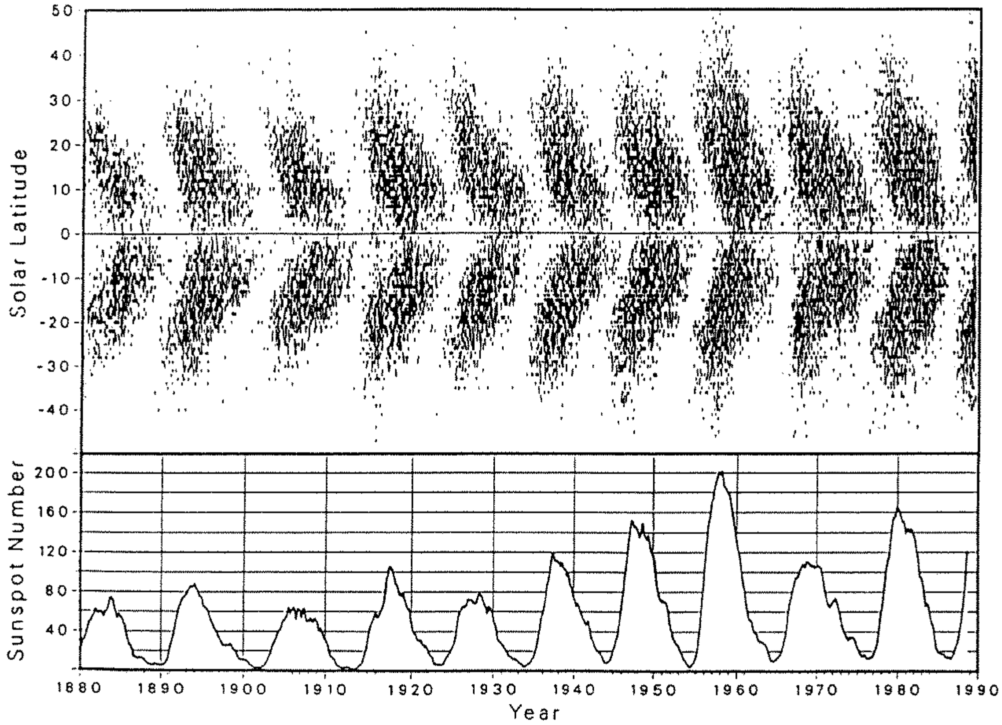


Figure 2.16: *Cycle solaire et diagramme de papillon.*
En haut est représenté le diagramme d'émergence des taches individuelles en fonction du temps et de la latitude héliographique. Le dessin du bas montre la variation du nombre annuel de taches.
Source : Wilson 1994.

Un autre résultat important est la migration des taches vers l'équateur (figure 2.16). Bien que ce fait fut noté par Scheiner au début du XVII^e siècle, il fut étudié par Spörer à partir de 1860 et est par conséquent souvent appelé la "loi de Spörer". Les premières taches de chaque cycle apparaissent entre 30° et 35° de latitude dans les deux hémisphères. Elles sont cependant orientées de façon opposée dans les deux hémisphères. Les bipoles ont en effet une tache primaire qui apparaît en premier à la surface et une tache qui suit (tache secondaire) Si les taches primaires ont une polarité nord dans l'hémisphère Sud, celles de l'hémisphère Nord ont une polarité sud. Au cycle suivant, la tendance s'inverse. Au cours du cycle, la zone d'apparition des taches migre vers des latitudes plus basses et les dernières taches sont normalement situées à $\pm 10°$ autour de l'équateur. Les taches indiquant un nouveau cycle naissent à des latitudes moyennes mais ont une polarité opposée à celles du cycle précédent qui sont d'ailleurs toujours présentes vers l'équateur. Les cycles se chevauchent donc.

2.3.2 Caractéristiques du champ magnétique global

Le nombre de taches décrit la variation périodique de l'activité magnétique sur le Soleil. Comme la plupart des indices de l'activité solaire sont d'origine magnétique, ils suivent aussi ce cycle de 11 ans. On peut citer le nombre de régions actives, le nombre total d'éruptions, le flux solaire à diverses longueur d'onde sans parler du champ magnétique total lui-même. Cependant, l'activité solaire ne disparaît pas complètement durant le minimum du cycle des taches. Les magnétogrammes indiquent qu'il y a encore beaucoup de magnétisme mais qui provient d'un grand nombre de très petites régions dispersées sur toute la surface du disque solaire. Harvey (1992) a étudié le flux total magnétique en séparant les régions actives des régions non perturbées à partir de cartes synoptiques[38] faites pour chaque rotation de Carrington depuis 1975. La séparation entre les composantes à champ fort et faible s'est basée sur un seuil pour la force du champ magnétique. Si ce dernier était supérieur à 25 G,[39] les régions correspondantes étaient classées comme actives. Une comparaison des composantes dites faibles et fortes (figure 2.17) du flux magnétique indique que la plupart du flux magnétique dans ce qui est défini comme les champs faibles vient des régions actives lorsqu'elles se désagrègent. Le flux magnétique des régions à champ faible évolue d'un facteur 2 sur le cycle solaire alors qu'il y a un facteur 20 à 24 pour le flux magnétique des régions à champ fort entre le minimum et le maximum du cycle. Ceci suggère que la majeure partie (70 % environ) des champs des régions actives disparaît *in situ*. Les deux composantes du flux magnétique sont pratiquement en phase ce qui indique que le flux magnétique des régions à champ faible continue à disparaître bien qu'à un taux moins élevé que celui des régions à champ fort. Il est intéressant de noter que le flux magnétique des régions à champ faible est plus important que celui des régions à champ fort durant le minimum de l'activité : ce fait n'est pas encore expliqué mais implique que les régions à champ faible sont un aspect important du flux total surtout lorsque l'activité est minimale.

Une autre caractéristique du flux magnétique total est le déséquilibre entre les deux hémisphères (figure 2.18). Ce déséquilibre est plus prononcé pour le flux magnétique des régions à champ fort que pour celui des régions à champ faible. De plus, l'asymétrie de la composante faible est souvent en retard de 1 à 2 rotations par rapport à celle de la composante forte.

2.3.3 Organisation du champ magnétique global

Deux méthodes sont actuellement en concurrence pour essayer d'interpréter l'organisation du champ magnétique solaire à grand échelle. La première méthode (Wang *et al.* 1989a, 1989b) consiste à se demander quels sont les ingrédients nécessaires pour expliquer le champ magnétique photosphérique. La seconde méthode (Stenflo et Vogel 1986, Stenflo

[38] Une carte synoptique donne en fonction de la longitude et de la latitude l'intensité du champ magnétique.

[39] Ce choix de 25 G s'est révélé être celui correspondant le mieux au but recherché.

et Gudel 1988, Stenflo 1988) utilise les observations du champ photosphérique pour en tirer le maximum de renseignements quant au cycle solaire et à l'intérieur du Soleil. Ces méthodes donnent des résultats différents.

Wang *et al.* (1989a, 1989b) ont montré qu'un modèle utilisant la diffusion par les supergranules, la rotation différentielle, les mouvements méridiens et les caractéristiques des régions de flux émergeant, pouvait simuler la distribution du flux photosphérique relativement bien. Ce modèle présente entre autre la façon dont la diffusion par les supergranules et les mouvements de circulation méridienne drainent les reliques des régions actives en direction des pôles. Il se forme ainsi des courants, chacun dominé par une seule polarité magnétique. Ces courants vont progressivement des latitudes basses et moyennes, lieu de formation des régions actives, aux pôles. Au minimum du cycle solaire, alors que les régions actives ont disparu, ces courants en direction des pôles forment un champ dipolaire global. Parce que le champ polaire est créé à partir des polarités des taches secondaires des régions actives qui se désagrègent, la polarité se renverse au moment du minimum du cycle, de telle sorte que les pôles Nord et Sud échangent leur polarité. Il faut par conséquent deux cycles de 11 ans pour se retrouver dans la situation de départ : le cycle magnétique a une périodicité de 22 ans.

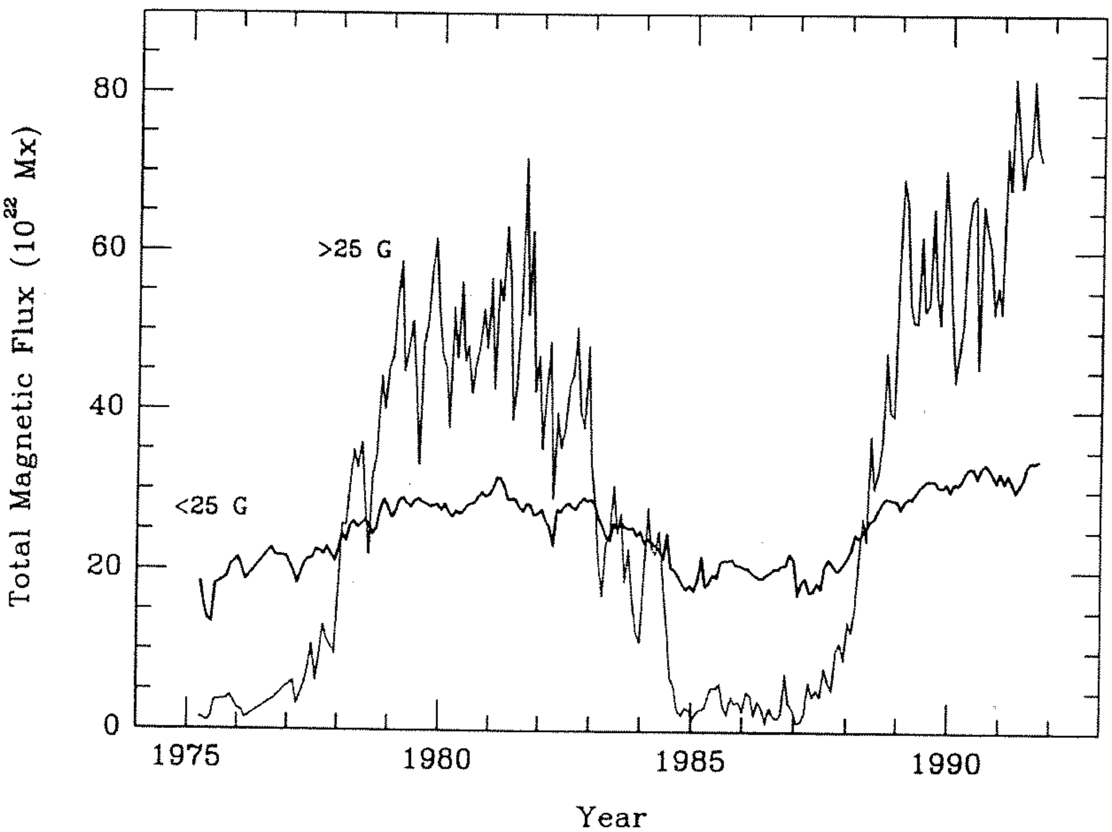


Figure 2.17: *Variations temporelles du flux magnétique.*
La figure permet une comparaison du flux magnétique total dans les régions à champ magnétique fort (>25 G) et celles à champ magnétique faible (<25 G).
Source : Harvey 1992.

Ce modèle implique que toute émergence de flux a lieu à des latitudes inférieures à 40° (sous forme de régions actives) et que les champs des hautes latitudes ainsi que le

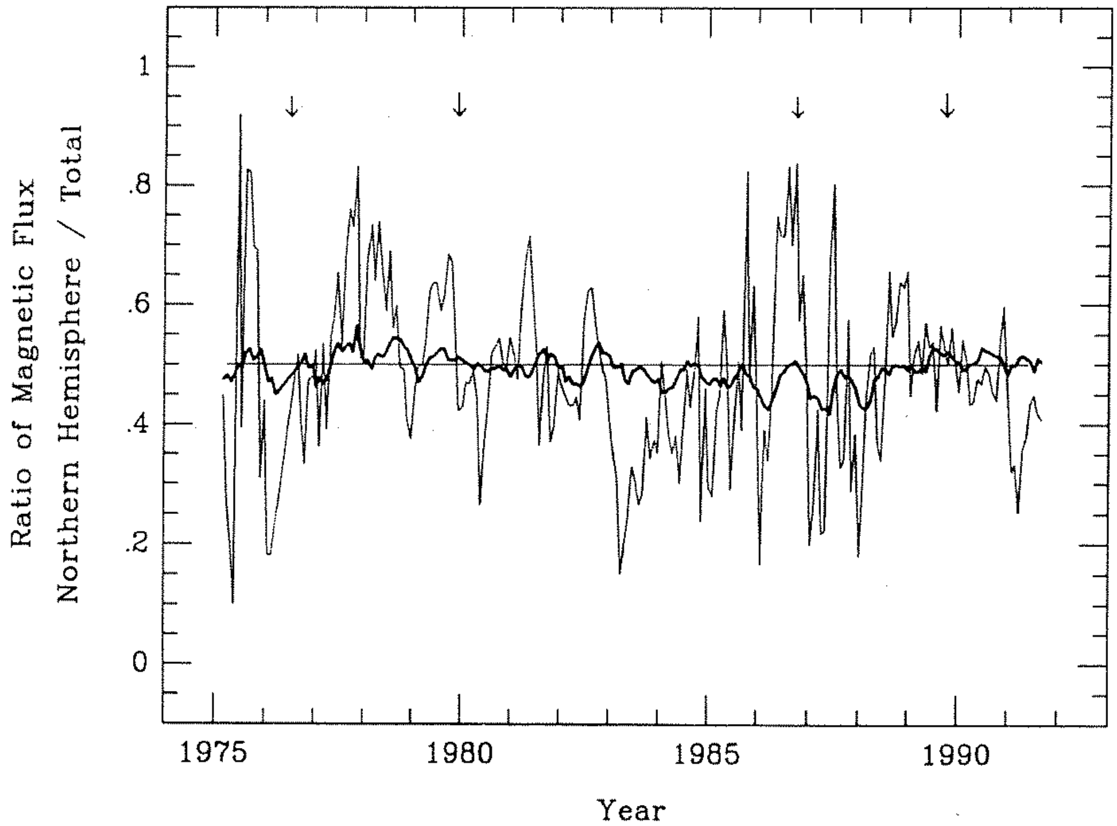


Figure 2.18: *Asymétrie Nord-Sud du flux magnétique.*
C'est la fraction du flux magnétique total présent dans l'hémisphère Nord qui est représentée. L'asymétrie Nord-Sud pour la composante forte (ligne à trait fin) du flux magnétique est comparée à celle de la composante faible (traits épais). Les maximums et minimums du cycle solaire sont indiqués par des flèches.
Source : Harvey 1992.

mécanisme de renversement des champs polaires n'est dû qu'à la dispersion des champs des régions actives. Or, l'émergence de petits bipoles à d'autres latitudes que celles de la ceinture des taches a été mise en évidence. On peut citer le cas des régions éphémères ou celui des éléments de l'intérieur du réseau (voir le paragraphe 2.2.3).

Stenflo (1992) montre qu'un modèle dans lequel le transport du flux se fait uniquement par l'intermédiaire d'une redistribution des champs des basses latitudes est incapable de reproduire les propriétés rotationelles des champs des hautes latitudes. A la place, il explique comment le champ magnétique pour de hautes latitudes peut être formé par l'émergence d'un flux local. Ce flux à petite échelle serait de nature non aléatoire et surgirait statistiquement à des longitudes préférentielles.

Par ailleurs, Stenflo et Vogel (1986) ont montré que l'évolution de la structure du champ magnétique global pouvait s'expliquer en terme d'interférences d'ondes. En effet, des ondes de nature hydromagnétique (les ondes dynamo par exemple) pourraient interférer de façon constructive et destructive globalement dans le Soleil et donner lieu à un spectre de résonnance. Dans le même esprit, les ondes acoustiques interfèrent et produisent le spectre de résonnance des modes de pression à 5 min. Les ondes de gravité pourraient elles aussi interférer et un autre spectre de résonnance serait ainsi obtenu. Les périodes des oscillations seraient à ce moment de l'ordre de quelques heures. Quelques tentatives jusqu'à présent infructeuses ont été menées afin de les découvrir (Delache et Scherrer 1983). Les périodes de résonnance dans le cas d'interférence d'ondes hydromagnétiques dépendraient de la distribution en force et en profondeur des champs magnétiques à l'intérieur du Soleil. Stenflo et Vogel (1986) ont décomposé une série de 25 années de données sur le champ photosphérique en des séries temporelles de modes d'harmoniques sphériques. Après avoir éliminé les effets de la rotation, les transformées de Fourier des séries temporelles résultantes montrent l'évolution de la structure modale du champ magnétique solaire. Les résonnances pour les modes pairs et impairs sont découplées, impliquant une règle de sélection sous-jacente. Pour des modes de degré longitudinal $l < 15$, le cycle de 22 ans est la seule caractéristique des modes impairs alors que les modes pairs montrent une dépendance $\nu - l$ d'une réméniscence d'onde globale stationaire. Pour les modes de degré $l \geq 15$, le cycle de 22 ans est absent. Il leur semble de plus que la cohérence de ces ondes est plus longue que les 25 années de données examinées. Les résultats de cette étude ne peuvent pas s'expliquer dans le contexte de la théorie dynamo. Cependant, elles sont potentiellement intéressantes puisqu'elles amènent des informations permettant le diagnostic de la structure du champ magnétique en profondeur.

2.3.4 Evolution des jeunes taches et des filaments Hα

Le mouvement des taches peut dépendre significativement de leur l'âge, de la complexité de leur environnement magnétique, etc. Par conséquent, une mesure précise de leur position ne peut se faire qu'en suivant des centaines de taches avec un traitement d'images approprié. Les taches sont les traceurs du champ toroïdal. Par ailleurs, les filaments Hα, structures coronales denses et froides, dont l'ancrage est situé dans la zone convective, représentent les frontières des grandes structures magnétiques de polarité opposée.

A l'aide de ces traceurs, une circulation à grande échelle à pu être détectée (Ribes, 1986). Les jeunes taches dessinent en effet une circulation méridienne en plusieurs bandes de latitude (Nesme-Ribes *et al.* 1993a, 1993b), A l'intérieur de chaque bande de latitude, le sens de déplacement est déterminé par la polarité magnétique et va dans la direction soit des pôles soit de l'équateur. Ce déplacement alterne d'une bande à l'autre. De par ses dimensions, cette circulation affecte probablement l'ensemble de la zone convective. De plus, l'amplitude des mouvements qui peut atteindre 100 m/s, est de l'ordre des vitesses théoriques de la convection[40] ce qui tendrait à montrer que cette circulation est bien d'origine convective. Mais ces propriétés (rouleaux azimutaux, durée de vie de plusieurs années) sont très différentes de celles des cellules géantes invoquées par la théorie (cellules alignées le long de l'axe de rotation, durée de vie de quelques mois).

Ces résultats suggèrent (Ribes 1986) que les champs magnétiques sont transportés à la surface par le biais de rouleaux azimutaux. Mais parce que ces rouleaux semblent être absents durant les minimums d'activité, ils ne sont probablement pas le mécanisme générateur de l'émergence du flux magnétique mais plutôt une réponse de la convection à la présence de champs magnétiques forts. Les rouleaux localisés vers $\pm 50°$, en début de cycle, vont migrer lentement vers les pôles et renverser la polarité du champ général peu après le maximum des taches. Des dislocations ont lieu au cours du cycle et de nouveaux rouleaux apparaissent favorisant l'émergence du flux magnétique. Les régions

[40] On a vu qu'un tube de flux peut traverser la zone convective, 200 000 km, en un mois environ, ce qui donne une vitesse de l'ordre de 80 m/s.

actives se forment en effet à la frontière des rouleaux et sont particulièrement nombreuses et complexes lors de l'apparition de nouveaux rouleaux. La migration des taches des latitudes moyennes à l'équateur, pourrait alors s'expliquer par l'apparition de nouveaux rouleaux et ne plus être la conséquence d'une onde dynamo. Cette circulation pourrait aussi être à l'origine de la rotation différentielle de surface ainsi qu'à ses variations au cours du cycle qui jusqu'alors étaient inexpliquées[41].

[41] Balthazar et Wölh (1988) notent une tendance à la rotation rigide en fin de cycle.

Chapitre 3

Analyse de l'activité solaire

3.1 Caractéristiques d'un signal

3.1.1 Différents types de signaux

Il est possible de faire la distinction entre un certain nombre de signaux (figure 3.1) dont les deux grands groupes sont celui des signaux certains (c'est-à-dire déterministes) et celui des signaux aléatoires. Un processus aléatoire est un phénomène physique caractérisé par des grandeurs dont les valeurs successives sont gouvernées par les lois probabilistes (c'est-à-dire non déterministes). Le phénomène a une évolution imprévisible. Un signal aléatoire met en évidence un processus aléatoire. Ce sont des signaux à puissance moyenne finie (voir la définition plus loin). Un signal aléatoire est dit stationnaire si sa cause physique est invariante par translation dans le temps. La stationarité est souvent fonction de l'échelle temporelle (un signal peut être stationnaire pour des échelles de quelques minutes et ne plus l'être pour des échelles de quelques jours).

Des critères quadratiques permettent de faire une autre distinction entre les signaux. Dans le cas d'un *signal à énergie finie* $s(t)$, on a :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} |s(t)|^2 dt < \infty \tag{3.1}$$

et si $s(t)$ est à *puissance moyenne finie*, on a :

$$\lim_{T\to\infty} \frac{1}{T} \int_0^T |s(t)|^2 dt < \infty \tag{3.2}$$

Ces deux sortes de signaux se traitent différemment. En effet, les signaux à énergie finie sont à puissance moyenne nulle.

3.1.2 Notion de continuité et de discrétisation

Cette notion permet de caractériser la façon dont le signal nous parvient (voir la figure 3.2 pour les illustrations).

Un *signal continu à temps continu* est un signal analogique (le 220 V des prises électriques par exemple). Il n'y a que l'oscilloscope qui permette de le visualiser.

Un signal peut admettre des variations continues ; c'est alors un *signal continu à temps discret*. Il correspond à un échantillonnage idéal. C'est généralement le cas de toute information qui va être stockée et traitée informatiquement.

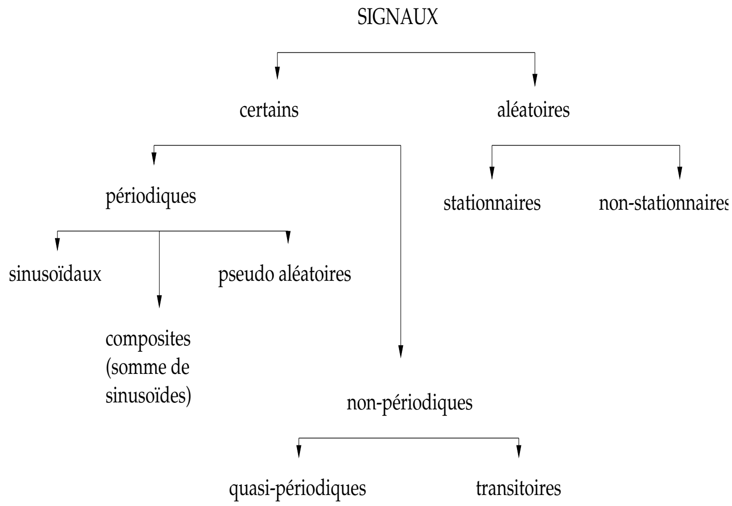


Figure 3.1: *Les différentes catégories de signaux.*
L'ensemble des signaux peut être décomposé en deux grandes familles, celle des signaux déterministes (c'est-à-dire certains) et celles des signaux non-déterministes (ou aléatoires). Les signaux pseudo-aléatoires sont constitués de signaux périodiques mais dans chaque période, il y a des phénomènes aléatoires. Parmi les signaux non périodiques, on distingue les signaux quasi-périodiques, constitués d'une superposition des signaux sinusoïdaux dont les périodes ne sont pas commensurables, et les signaux transitoires, comme les décharges de capacité par exemple.

Il existe aussi des *signaux discrets à temps continu* (la variation de la luminosité du Soleil par exemple, puisqu'il n'est observable que de jour, ou les processus binaires qui interviennent en télécommunication) et des *signaux discrets à temps discrets* dont les valeurs successives ne peuvent pas être continues car elles varient comme des nombres entiers (les gains au loto par exemple).

Les mesures de signaux solaires sont tous à temps discret. Il n'est pas possible de mesurer de façon continue et de stocker en même temps. Il faut un certain temps pour que la mesure soit stockée et c'est cette durée, entre autre, qui implique que les signaux soient à temps discret. Les variations peuvent en revanche être discrètes ou continues.

L'échantillonnage est un point important dans la caractérisation d'un signal. Si les mesures sont sous-échantillonnées, le risque est grand d'avoir une perte considérable d'information et d'être induit en erreur lors de l'analyse.

3.1.3 Quelques notions de statistiques utiles

Lorsque l'on échantillonne un signal, on ne prend que des valeurs numériques discrètes : de cette façon, on ne peut pas avoir une représentation totale du signal. On est en présence de ce qui est appelé une réalisation observée c'est-à-dire d'une série de mesures effectuées dans des conditions que l'on espère identiques. Les mesures sont cependant différentes. L'estimation statistique consiste à essayer de créer un modèle à partir des résultats des mesures. On verra par exemple, au chapitre 5, comment à partir du nombre de groupe de taches observés sur le Soleil, il est possible de parvenir à la conclusion que les variations journalières de ce nombre sur un mois, suivent une loi de distribution de type Poisson.

Par la suite, une distinction sera faite entre un signal continu fonction du temps $x(t)$ et la réalisation X, ensemble de mesures faites pour des temps discrets comptés de 1 à

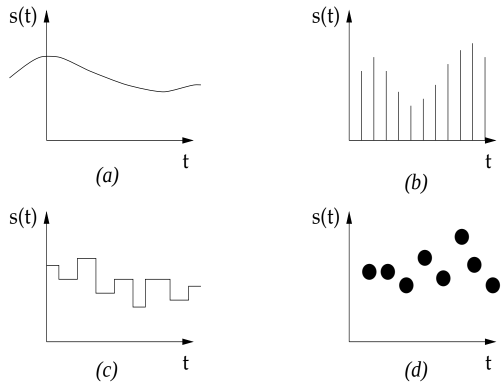


Figure 3.2: *Continuité et discrétisation d'un signal.*
Les signaux peuvent être continus à temps continu (a) ou à temps discret (b), ou alors ils peuvent avoir des variations discrètes à temps continu (c) ou à temps discret (d).

n : $X = \{x_1, x_2, x_3, ..., x_n\}$. Les formules des paragraphes suivants sont en général écrites pour les signaux continus et discrets.

Moyenne - variance - écart-type

Soit $x(t)$ un signal fonction du temps et $p(x)$ sa densité de probabilité. Si $F(x)$ représente la probabilité qu'un élément de la fonction soit inférieur à une certaine valeur x, alors la densité de probabilité est :

$$p(x) = \frac{d}{dx}F(x)$$

dans le cas continu. La *moyenne d'ensemble*[1] appelée aussi *espérance mathématique* est définie par :

$$E(X) = \sum_{i=1}^{n} p_i \times x_i = \int_{-\infty}^{+\infty} x\, p(x)\, dx \tag{3.3}$$

où p_i est la densité de probabilité d'un échantillon x_i de la réalisation X. La *moyenne sur le temps* est définie par :

$$\bar{X} = \frac{\sum_{i=1}^{n}}{n} = \frac{1}{T}\int_0^T s(t)\, dt \tag{3.4}$$

Si la moyenne d'ensemble et la moyenne temporelle sont égales, alors le processus est dit ergodique à l'ordre 1. La *variance*, de même que l'espérance sont des paramètres donnant une idée du type de la variable X. La variance est définie par :

$$var(X) = \sum_{i=1}^{n} p_i \times (x_i - E(X))^2 = \int_{-\infty}^{+\infty} (x - E(X))^2 p(x) dx$$

ou encore :

$$var(X) = E(X^2) - E(X)^2$$

Elle permet d'avoir un aperçu de la façon dont les données sont réparties autour de la moyenne. L'*écart-type*, généralement noté σ est la racine carrée de la variance. Beaucoup

[1] La moyenne d'ensemble est généralement notée $< X >$

de phénomènes météorologiques suivent des lois qui n'ont ni moyenne d'ensemble, ni variance sur des échelles de temps de l'ordre de la semaine à l'année. Ils peuvent en effet être soumis à des fluctuations imprévisibles avec des fréquences telles qu'il n'est pas possible de faire des moyennes. En revanche, une moyenne sur les trente dernières années est possible.

Fonction d'autocorrélation et d'autocovariance

Seul le cas de signaux non déterministes sera traité ici. τ représente un décalage temporel pour le signal $x(t)$. La *fonction d'autocorrélation statistique* est donnée par :

$$R_{xx}(\tau) = E(x(t), x(t+\tau)) = \int_{x_1}\int_{x_2} x_1 x_2 p(x_1, x_2, \tau) dx_1 dx_2 \tag{3.5}$$

x_1 et x_2 représentent les valeurs de x aux temps t_1 et t_2 avec $t_1 - t_2 = \tau$. La *fonction d'autocorrélation temporelle* est :

$$\phi_{xx}(\tau) = \overline{x(t)x(t+\tau)} = \lim_{\tau\to\infty} \frac{1}{T}\int_{-\frac{T}{2}}^{+\frac{T}{2}} x(t)x(t+\tau)dt \tag{3.6}$$

Quant à la *fonction autocovariance*, elle représente la fonction d'autocorrélation centrée sur la moyenne $\bar{x}$:

$$C_{xx}(\tau) = E(x(t) - \bar{x}; x(t+\tau) - \bar{x}) = R_{xx}(\tau) - \bar{x}^2 \tag{3.7}$$

Ces fonctions ont des propriétés de symétrie par rapport à $\tau = 0$, de plus, $C_{xx}(0) = \sigma_x^2$ et $R_{xx}(0) = \sigma_x^2 + \bar{x}^2$

En pratique, on dispose de N mesures x_i. La fonction autocovariance s'écrit alors (avec k représentant le décalage précédent τ) :

$$c_k = \frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N-k}(x_i - \bar{x})(x_{i+k} - \bar{x}) \tag{3.8}$$

Lorsque la fonction d'aucovariance est divisée par c_0, le résultat est appelé fonction autocorrélation.

Coefficient de corrélation et diagramme de corrélation

Le *coefficient de corrélation* donne une idée de la corrélation existant entre deux ensembles de données x et y, de même nombre N de mesures :

$$r = \frac{\sum(x_i - \bar{x})(y_i - \bar{y})}{\sqrt{\sum(x_i - \bar{x})^2 \sum(y_i - \bar{y})^2}} \tag{3.9}$$

Il est alors possible de tracer les variations de ce coefficient en fonction du décalage k que l'on introduit dans l'une des séries temporelles par rapport à l'autre. La fonction introduite ici est appelée la fonction d'intercorrélation :

$$r_k = \frac{\sum(x_i - \bar{x})(y_{i+k} - \bar{y})}{\sqrt{\sum(x_i - \bar{x})^2 \sum(y_i - \bar{y})^2}} \tag{3.10}$$

Un coefficient de corrélation positif élevé obtenu pour un décalage positif signifie que y est en avance par rapport à x, et réciproquement un coefficient de corrélation positif obtenu pour un décalage négatif signifie que x est en avance par rapport à y. Un coefficient de corrélation négatif implique une anticorrélation entre les deux séries temporelles. Il est relativement malaisé d'interpréter une telle représentation. En effet, beaucoup de phénomènes différents peuvent provoquer des coefficients de corrélation positifs ou négatifs. Une même périodicité présente dans les deux séries temporelles peut impliquer un coefficient de corrélation positif pour des valeurs de k multiples de cette périodicité et un coefficient négatif pour des valeurs de k multiple de la demi-période. Mais ce n'est pas si simple, car un signal réel n'est pas constituté d'une seule et unique périodicité et en général, cette périodicité n'est même pas constante en amplitude et/ou en temps. Les effets décrits ci-dessous peuvent par conséquent être très atténués. En particulier, une variation lente dans une ou les séries temporelles entraîne l'atténuation d'un certain nombre de coefficients et en revanche implique l'amplification de certains autres. Il est possible de supprimer cette variation à long terme, mais il faudrait pouvoir l'enlever sans perturber les données, ce qui n'est pas facile. Moins les données sont manipulées et plus elles contiennent de l'information "réelle" et utile. Toute manipulation entraîne une modification plus ou moins importante selon le soin que l'on a apporté dans la manipulation et selon la nature de cette dernière. Une interprétation, tout au moins une interprétation soignée, nécessite du temps, de l'expérience et des constants aller-retour entre les séries temporelles, les transformées de Fourier donnant les périodicités présentes, et le tracé des coefficients de corrélation en fonction du décalage. Il est de plus nécessaire de procéder à des tests ou simulations afin de confirmer ou d'infirmer les intuitions.

Il est en général inutile de calculer l'intercorrélation pour des longueurs supérieures au quart des séries temporelles. Le nombre de points restant pour le calcul devient en effet trop petit. De plus, il a été montré (Chatfield 1975) que pour une série temporelle constituée de N nombres aléatoires distribué selon une loi uniforme, r_k suit une loi de distribution a peu près normale de moyenne $-1/N$ et de variance $1/N$. Par conséquent, 95 % des coefficients de corrélation pour un tel diagramme se situent entre $-1/N \pm 2/\sqrt{N}$. Pour N grand, l'intervalle de confiance est $\pm 2/\sqrt{N}$. Dans un diagramme de corrélation dessiné pour de séries temporelles non aléatoires, les valeurs des coefficients se trouvant en dehors de ces limites sont significatives à 5 %. Il faut cependant être attentif, car ainsi que cela a été vu plus haut, des variations à long terme sur les données peuvent diminuer largement certains coefficients de corrélation (voir Chatfield 1975, pour des exemples).

3.1.4 Bruit dans les mesures

Le bruit induit par les instruments de mesure ou par les conditions atmosphériques ou autre est un phénomène important qui doit être pris en compte dans l'analyse autant que possible.

Observations à partir du sol

Un des problèmes majeur de l'observation d'étoiles est le bruit de photon. Mais même dans le cas du Soleil, il peut être d'importance, par exemple, lors d'observations à l'intérieur de l'ombre des taches. Une solution à ce problèmes consiste à observer avec un gros télescope ou alors à essayer de capter le maximum de photons à l'aide d'une caméra CCD (Charge

Coupled Device).

L'extinction atmosphérique est un problème qui ne peut être éliminé qu'en allant observer au-delà de l'atmosphère terrestre. Enfin, la turbulence atmosphérique est à elle seule un gros problème. La chaleur du Soleil provoque une convection thermique de la troposphère terrestre entière. De plus, il chauffe le sol autour du bâtiment contenant l'instrument et provoque une convection locale, il chauffe aussi le bâtiment et particulièrement le dôme. Enfin, l'instrument est lui aussi soumis à la chaleur solaire. Les surfaces chauffées sont des sources d'instabilités. La viscosité de l'air est faible et donc les mouvements convectifs ont un grand nombre de Reynolds et sont alors turbulents. Ces mouvements turbulents affectent l'indice de réfraction et génèrent des aberrations du front d'onde. La solution consiste à placer un système d'optique adaptative qui comprend un analyseur de front d'onde (mesure des déformations provoquées par la turbulence) et un système de commande de moteurs piezo-électriques. Ce dernier calcule en conséquence l'implusion à envoyer à chacun des moteurs pour adapter la surface du miroir de façon à ce que l'image soit exempte de déformations.

Observation à partir de l'espace

Les mesures faites par des instruments à bord de satellites sont exemptes de ce genre d'erreurs (mis à part le bruit de photons et les effets instrumentaux). En revanche, il en existe un certain nombre d'autres parmi lesquelles on peut citer les erreurs liées au système de pointage du Soleil (qui doivent être corrigées), la stabilité du gain de l'instrument, la sensibilité à la température et l'influence des autres instruments embarqués à bord du même satellite.

Quelques remarques

Théorème de la limite centrale. Si les processus formant le bruit sont indépendants et aléatoires et s'ils ont la même distribution statistique (quelle qu'elle soit), alors celle du bruit tend asymptotiquement vers une distribution gaussienne lorsque le nombre de processus tend vers l'infini.

Quelques traductions. *Standard deviation* se traduit par écart-type (σ). Les barres d'erreur sur les données sont données à $\pm 1\sigma$.
Le terme de *standard error* s'applique à l'erreur statistique qui est faite lorsque l'on calcule une moyenne par exemple ; elle peut par conséquent donner une précision sur la mesure si on la calcule sur un sous-ensemble de mesures. Si $\bar{x}$ est la moyenne sur un ensemble de données et si μ est la moyenne des moyennes effectuées sur plusieurs ensembles de données (relatifs à la même expérience) alors l'erreur standard est $E(\bar{x} - \mu)^2$.
L'incertitude est en général liée aux erreurs de mesures. La dispersion est quant à elle plutôt relative à l'écart-type.

3.1.5 Mesurer - traiter - analyser

Si l'on parle souvent de traitement du signal c'est qu'analyse et traitement sont complémentaires et que l'un ne va pas sans l'autre.

Analyser, c'est pouvoir dégager l'information essentielle contenue dans un signal, par exemple les structures caractéristiques. La nature de l'information pertinente diffère selon la nature physique du signal. Il est ensuite possible de reconstruire le signal en ne gardant que l'information essentielle et en éliminant l'information accessoire. Cette notion est liée au concept de traitement du signal.

L'information accessoire se présente sous la forme du bruit lié aux mesures, bruit inhérent à chaque observation. Les incertitudes attachées aux données représentent assez bien ce bruit. Cependant, elles peuvent ne pas prendre en compte tous les bruits de mesure car tous ne peuvent pas être estimés.

3.2 Analyse de Fourier

L'observation de l'évolution d'un signal peut nous renseigner sur son commencement, sa fin, la durée de ses éléments caractéristiques, ses discontinuités, ses changements de rythme, etc. En revanche, une représentation temporelle renseigne peu sur les périodicités présentes dans le signal.

Une technique fondamentale pour la représentation en fréquence consiste à décomposer le signal en une superposition de différentes fonctions. Cette méthode fut généralisée en 1807 par Joseph Fournier et s'applique à l'étude de nombreux problèmes physiques. Les séries de Fourier sont utilisées pour l'étude de signaux périodiques (par exemple, les signaux carrés, triangulaires, etc.). Ceux-ci peuvent en effet être représentés comme une superposition d'une onde sinusoïdale fondamentale (dont la fréquence est appelée la fréquence fondamentale) et de divers harmoniques (de fréquences multiples de la fréquence fondamentale) :

$$x(t) = \frac{a_0}{2} + \sum_{1}^{\infty}(a_n \cos n\omega t + b_n \sin n\omega t) \tag{3.11}$$

Les amplitudes ou coefficients de Fourier sont données par :

$$a_0 = \frac{2}{T}\int_{-\frac{T}{2}}^{+\frac{T}{2}} x(t)dt \tag{3.12}$$

$$a_n = \frac{2}{T}\int_{-\frac{T}{2}}^{+\frac{T}{2}} x(t)\cos n\omega t dt \tag{3.13}$$

$$b_n = \frac{2}{T}\int_{-\frac{T}{2}}^{+\frac{T}{2}} x(t)\sin n\omega t dt \tag{3.14}$$

Pour les phénomènes non-périodiques, il est nécessaire d'avoir recours à une intégrale de Fourier (c'est-à-dire à une somme continue). Cette méthode consiste à représenter le signal par une superposition d'ondes sinusoïdales de toutes les fréquences possibles. Les amplitudes associées à ces fréquences représentent, comme pour les séries de Fourier, les importances respectives des diverses ondes sinusoïdales. Ces amplitudes forment alors une fonction de la fréquence f appelée “spectre continu des fréquences du signal” : c'est la transformée de Fourier du signal. Elle est calculée à l'aide de l'intégrale de Fourier :

$$X(f) = \int_{-\infty}^{+\infty} x(t)e^{2i\pi ft}dt \simeq \sum_{n=0}^{N} x_n e^{2i\pi nf/N} \tag{3.15}$$

où N est le nombre de points du signal. La transformée inverse permet de reconstruire le signal à partir des sinusoïdes qui le constituent :

$$x(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} X(f) e^{-2i\pi f t} df \tag{3.16}$$

Pour que la transformée de Fourier existe, le signal doit être de carré sommable c'est-à-dire d'énergie finie. Pour les signaux réels, cette condition est toujours remplie puisque la mesure est faite sur un temps fini.

L'analyse par Fourier suppose implicitement que le signal est identique à lui-même en dehors de l'intervalle de mesure. La fonction $X(f)$ étant périodique de période 1, il est d'usage de limiter son intervalle de définition à [-1/2,1/2]. Dans le cas où elle est issue d'un échantillonnage, la valeur 1 de la période doit être remplacée par $1/f_E$ où f_E désigne la fréquence d'échantillonnage.

3.2.1 Effets de l'échantillonnage

Les échantillonnages étudiés se font à période T_e. Le signal de départ continu est donc multiplié par la fonction d'échantillonnage $e(t)$.

$$\hat{x}(t) = x(t)\, e(t) = \sum_{k=-\infty}^{+\infty} x(kT_e)\delta(t - kT_e) \tag{3.17}$$

La transformée de Fourier devient donc :

$$\hat{X}(f) = X(f)\, E(f) = \frac{1}{T_e} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} X(f - \frac{n}{T_e}) \tag{3.18}$$

où $E(f)$ est la transformée de Fourier de $e(t)$ et $X(f)$ celle de $x(t)$. $\hat{X}(f)$ est donc périodique de période $1/T_e$. Afin d'éviter que le spectre ne se replie par rapport aux axes de symétrie (voir figure 3.3), il est nécessaire que le signal ne comporte aucune fréquence supérieure à $f_e/2$. Remarquons que le bruit peut avoir des fréquences supérieures à $f_e/2$. Afin d'éviter son repliement, il faut faire un filtrage analogique (qui ne doit pas pour autant déformer le signal) coupant dans la région $f_e/2$ avant de rentrer dans le dispositif d'échantillonnage.

3.2.2 Quelques exemples

Quelques exemples de transformée de Fourier sont donnés sur les figures 3.4, 3.5 et 3.6.

La transformée de Fourier du nombre de Wolf (figure 3.4) montre l'existence de plusieurs pics correspondant au cycle de Gleissberg (approximativement 80 ans), au cycle solaire et des pics à 12 ans et 8-9 ans. Le pic du cycle solaire est constitué de plusieurs périodicités : 11,13 ans, 10,89 ans, 10,66 ans, 10,44 ans et 10,03 ans.

La transformée de Fourier d'un bruit tiré d'une distribution uniforme (figure 3.5) montre que les amplitudes sont à peu près les mêmes quelle que soit la fréquence. Il faut une infinité de sinusoïdes pour représenter du bruit qui n'est pas constitué de fréquences particulières. Une énergie constante (si le nombre de points tend vers l'infini) sur l'axe des fréquences est caractéristique d'un bruit blanc. Le mot blanc prend son origine dans

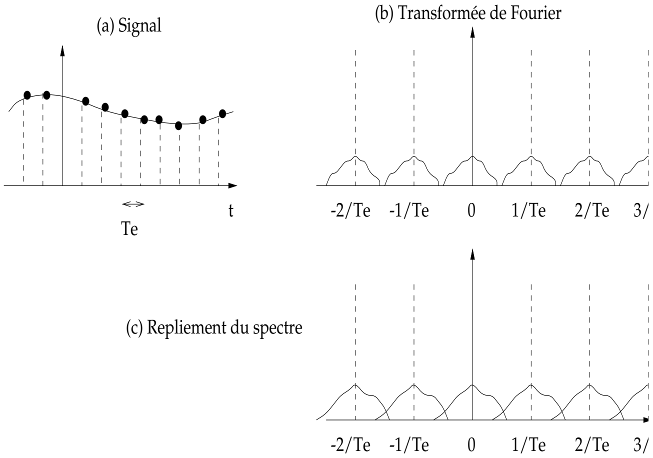


Figure 3.3: *Échantillonnage et transformée de Fourier.*
Le signal est représenté en (a) : il est échantillonné avec une période T_e. La transformée de Fourier du signal échantillonné est représentée en (b) : elle est périodique de période $f_e = 1/T_e$. Si le signal est constitué de périodes inférieures à $2T_e$, il y aura un repli du spectre autour des axes de symétrie $1/2T_e$ (c) ce qui va engendrer de "fausses" périodicités dans la partie $[-1/2T_e, 1/2T_e]$. Il faut donc choisir un échantillonnage tel que ce phénomène n'apparaisse pas. (b) est un exemple de transformation de Fourier d'un signal bien échantillonné.

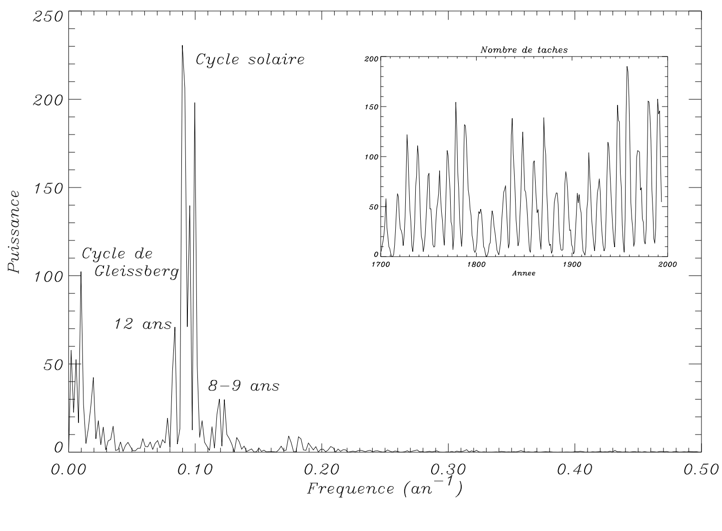


Figure 3.4: *Transformée de Fourier du nombre de Wolf.*
Il est possible de distinguer dans la transformée de Fourier du nombre de Wolf (dont les variations temporelles sont représentées dans le cadre à droite), le cycle de Gleissberg et le cycle solaire qui inclut des périodicités comprises entre 9 et 12 ans. Plusieurs pics sont présents autour de 11 ans, nous verrons au chapitre 5 qu'ils sont tous significatifs.

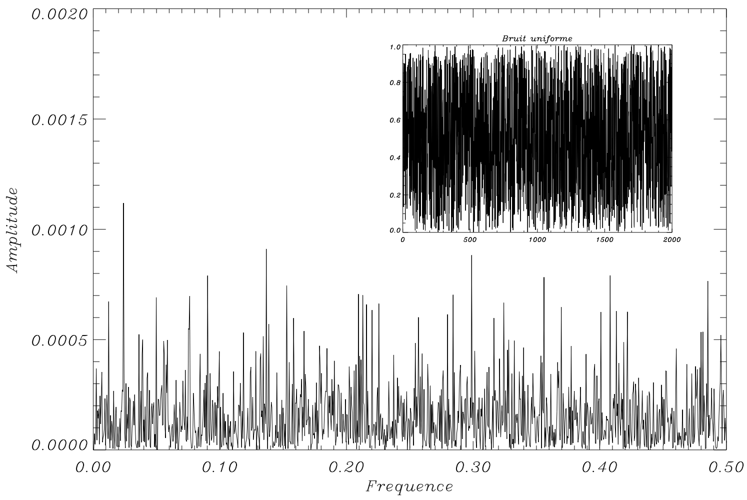


Figure 3.5: *Transformée de Fourier d'un bruit à distribution uniforme.*
Le bruit est représenté dans l'encadré de droite. L'amplitude des coefficients de Fourier est approximativement la même pour toutes les fréquences. C'est la caractéristique d'un bruit dit "blanc".

l'analogie avec la lumière blanche dont la puissance est répartie uniformément sur l'axe des fréquences.

La figure 3.6 indique que la représentation par Fourier est très mal adaptée à la représentation d'un signal dont la fréquence varie dans le temps. L'analyse par Fourier nécessite en effet une multitude de sinusoïdes localisées autour de la fréquence 1/27 afin de prendre en compte la variabilité de la période du signal dans le temps.

3.2.3 Densité spectrale de puissance

La densité spectrale de puissance d'un signal est la transformée de Fourier de la fonction d'autocorrélation :

$$\Phi_{xx}(f) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} R_{xx}(n) e^{-2i\pi n f} \tag{3.19}$$

Elle représente la répartition de la puissance sur l'axe des fréquences. Dans la théorie des processus aléatoires, cette définition constitue le théorème suivant.
Théorème de Wiener-Kintchine : *la densité spectrale de puissance d'un processus aléatoire dont la valeur moyenne et la fonction d'autocorrélation sont invariantes dans le temps (stationnarité au sens large) est égale à la transformée de Fourier de sa fonction d'autocorrélation statistique.*

$$\Phi_{xx}(f) = \int_{-\infty}^{+\infty} R_{xx}(\tau) e^{-j2\pi f \tau} d\tau \tag{3.20}$$

La densité spectrale de puissance est quadratique c'est-à-dire qu'elle est indépendante de la phase du signal. De plus elle est toujours réelle et positive.

Lorsqu'un signal n'est pas déterministe, on se limite à une certaine durée d'observation, en essayant de la prendre telle que l'on ait toutes les variations possibles du signal. La notion de densité spectrale d'un signal déterministe est alors remplacée par celle de la

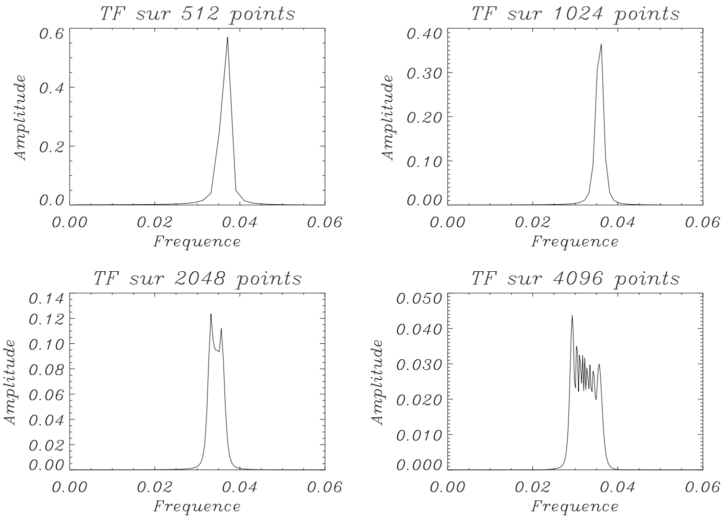


Figure 3.6: *Transformée de Fourier d'un signal à fréquence variable.*
Le signal temporel utilisé pour calculer ces transformées de Fourier est : $x(t) = \sin(2\pi t \frac{1}{27+0{,}001t})$. La fréquence de ce signal est donc variable. Les quatre dessins représentent 4 transformées de Fourier mais calculées sur les 512 premiers points du signal (a), puis sur les 1024 premiers points (b) et sur les 2048 premiers points (c) et enfin sur le signal dans son intégralité (d). La figure (a) montre l'existence d'un pic alors que la figure (d) montre l'existence d'une bande de fréquence très mal définie. La transformée de Fourier n'est pas l'outil adapté à l'étude de signaux dont la fréquence varie dans le temps.

moyenne des densités spectrales obtenues sur plusieurs intervalles d'observations. On obtient alors un périodogramme.

3.2.4 Inconvénients de l'analyse de Fourier

Malgré son immense succès, cette technique a plusieurs défauts, en particulier son manque évident de localisation temporelle. En effet, l'analyse de Fourier permet de connaître les différentes fréquences excitées dans un signal, c'est-à-dire son spectre, mais ne permet pas de savoir à quels instants ces fréquences ont été émises. Cette analyse donne une information globale et non locale, car les fonctions d'analyse utilisées sont des sinusoïdes qui oscillent indéfiniment sans s'amortir. Cette perte de localité n'est pas un inconvénient pour analyser des signaux dont la structure n'évolue pas ou peu (statistiquement stationnaires), mais devient un problème pour l'étude de signaux non stationnaires.

De plus ainsi que cela a été vu sur la figure 3.6 l'analyse de Fourier ne permet pas l'étude de signaux dont la fréquence varie dans le temps. De tels signaux nécessitent la mise en place d'une analyse temps-fréquence qui permettra une localisation des périodicités dans le temps et indiquera donc si la période varie d'une façon continue, si elle disparaît puis réapparaît par la suite, etc.

Gabor dans les années 1940 découvre le première forme de représentation temps-fréquence. Sa technique consiste à découper le signal en différentes plages de longueur fixée. Chaque plage est alors étudiée séparément des autres par l'analyse traditionnelle de Fourier. L'inconvénient majeur de ce procédé est que la longueur de la plage étant fixée, il n'est pas possible d'analyser simultanément des phénomènes dont les échelles de temps sont différentes. Par exemple, une analyse à fenêtre glissante de la période de rotation du Soleil (27 jours environ) sur les données du nombre de Wolf ne permettra pas d'analyser en même temps les variations de la période du cycle solaire si les longueurs des plages sont de l'ordre de 2 à 3 ans.

Une autre méthode d'analyse qui ne privilégie aucune échelle particulière mais qui généralise à toutes les échelles l'analyse locale des fréquences obtenues par la méthode de Gabor est donc nécessaire. En 1982, Morlet ouvre la voie conduisant à la solution en construisant la transformation en ondelettes.

3.3 L'analyse en ondelettes

3.3.1 Ondelettes continues - définition

Pour obtenir de l'information à la fois temporelle et fréquentielle sur un signal $x(t)$, il faut le décomposer sur des fonctions concentrées à la fois en temps et en fréquence. Pour définir ces fonctions, il faut partir d'une fonction $\psi(t)$ appelée "ondelette mère" si elle est bien localisée et si elle est oscillante (elle ressemble à une onde, mais étant localisée, est une ondelette). La condition de localisation s'écrit sous la forme habituelle de décroissance en amplitude rapide quand $|t|$ augmente indéfiniment. La condition d'oscillation suggère que $\psi(t)$ vibre comme une onde : on demande donc que l'intégrale de $\psi(t)$ sur le temps soit nulle et qu'il en soit de même pour ses m premiers moments. La mère des ondelettes engendre les autres ondelettes de la famille, $\psi_{a,b}(t)$, $a > 0$ et b réel, par dilatation (paramètre a) et par translation dans le temps (paramètre b).

$$\psi_{a,b}(t) = \frac{1}{\sqrt{a}}\psi\left(\frac{t-b}{a}\right) \tag{3.21}$$

Le facteur de normalisation $1/\sqrt{a}$ peut être aussi pris égal à 1 ou à $1/a$.

Grossman et Morlet ont montré que si $\psi(t)$ est à valeurs réelles, cette collection peut être utilisée comme s'il s'agissait d'une base orthonormée. Cela signifie que tout signal d'énergie finie peut s'écrire comme une combinaison linéaire d'ondelettes $\psi_{a,b}(t)$ et que les coefficients de cette combinaison sont, à un facteur de normalisation près, les produits scalaires :

$$C(a,b) = \frac{1}{\sqrt{a}}\int_{-\infty}^{+\infty} x(t)\psi\left(\frac{t-b}{a}\right)dt \tag{3.22}$$

Ces coefficients mesurent, en un certains sens, les fluctuations du signal $x(t)$ autour du point b à l'échelle fournie par a.

La transformée en ondelette est un opérateur linéaire, invariant par translation et par dilatation. Quelle que soit l'échelle et quel que soit l'endroit, l'analyse du signal se fait avec la même fonction.

Si la base engendrée par l'ondelette n'est pas orthogonale, on a une redondance d'informations et un risque d'instabilité lors de la reconstruction du signal analysé. Par ailleurs, la transformée en ondelette d'un signal n'est pas unique, elle dépend de l'ondelette mère utilisée.

Le traitement numérique des données nécessite la discrétisation de l'analyse en ondelettes. Il faut se donner un réseau de points de discrétisation. Le principal problème réside dans la reconstruction du signal. Il y a plusieurs manières de traiter ce problème.

Mallat, par exemple, introduit l'analyse multirésolution. D'une façon générale, les bases d'interpolation dans L^2 (espace des fonctions continuement dérivables) permettent de bien décrire l'analyse en ondelettes discrète. L'algorithme de transformation en ondelettes discrètes le plus simple consiste alors à convoluer le signal avec l'ondelette, en dilatant ou en contractant la forme de celle-ci, suivant l'échelle à laquelle on veut faire l'analyse.

3.3.2 Discrétisation de la transformée continue

On veut trouver une base orthonormale d'ondelettes dans laquelle il sera possible de décomposer le signal $s(t)$ appartenant à $L^2(R)$ (R est l'espace des réels). Pour cela, il faut utiliser l'analyse multirésolution dans $L^2(R)$. Une telle analyse consiste à utiliser une gamme très étendue d'échelles pour analyser le signal. A chaque échelle, le signal sera remplacé par l'approximation la plus adéquate que l'on puisse y tracer. En allant des échelles les plus grossières vers les échelles les plus fines, on accède à des représentations de plus en plus précises du signal donné. L'analyse s'effectue donc en calculant ce qui diffère d'une échelle à l'autre, c'est-à-dire les détails.

Une approximation de l'espace des fonctions de carrés sommables $L^2(R)$ consiste à le découper en une séquence de sous-espaces $(V_j)_{j\in Z}$. Ces sous-espaces ont un certain nombre de propriétés : ils forment une suite emboîtée, leur intersection[2] est réduite à $\{0\}$ et leur réunion[3] est dense dans $L^2(R)$. Chaque sous-espace est l'ensemble de toutes les approximations possibles d'un même signal à la résolution associée au sous-espace. Le signal à analyser sera approximé par une succession de projections orthogonales sur les sous-espaces V_j.

Il faut à présent trouver une base engendrant V_j. Soit la fonction $\phi(x)$ appartenant à $L^2(R)$ telle que $\phi(x-k)$ ($k \in Z$) soit une base orthonormée dans $L^2(R)$. Soit V_0 le sous-espace vectoriel engendré par cette suite. V_j est défini à partir de V_0 par simple changement d'échelle :

$$f(x) \in V_0 \Leftrightarrow f(2^j x) \in V_j \tag{3.23}$$

pour toute fonction f de $L^2(R)$. De plus, l'ensemble des fonctions $\sqrt{2}\,\phi_{j,k}(2^j x - k)$ est une base de V_j. La fonction ϕ est appelée fonction d'échelle ou fonction d'interpolation. L'échelle associée à la résolution j est $a_j = 1/2^j$. Le choix d'un facteur 2 correspond à une analyse diadique. Si on pose : $\phi_j(x) = 2^j\phi(2^j x)$, alors la famille $\sqrt{2^{-j}}\,\phi_{j,k}(x-2^{-j}k)$ engendrée par translation (paramètre $2^{-j}k$) et par dilation (paramètre 2^{-j}) de ϕ est une base orthonormale.

Le passage d'une résolution $j+1$ à une résolution j se fait en projetant la fonction f_{j+1} appartenant à une base V_{j+1} sur un espace V_j dont les fonctions définies ci-dessus forment une base[4]. La projection f_j s'écrit sous la forme :

$$f_j(k) = < f(x), \phi(x-2^{-j}k) > \tag{3.24}$$

Or $\phi(x-2^{-j}k)$ peut s'écrire sous la forme :

$$\phi(x-2^{-j}k) = 2^{-j-1}\sum_{l=-\infty}^{+\infty} < \phi_j(u-2^{-j}k), \phi_{j+1}(u-2^{-j-1}l) > \phi_{j+1}(x-2^{-j-1}l) \tag{3.25}$$

[2] Quand la résolution devient de plus en plus grossière, l'approximation du signal contient de moins en moins d'information et finalement converge vers 0.

[3] Quand la résolution est infiniment fine, l'approximation du signal converge vers le signal lui-même.

[4] Cette analyse en multirésolution a été décrite par Mallat qui a choisi de descendre dans l'échelle des résolutions (de 0 à -1, -2, etc. ou aussi de $j+1$ à j, etc.)

D'où, après un changement de variable adéquat :

$$f_j(k) = \sum_{l=-\infty}^{+\infty} < \phi_{-1}(x), \phi_0(x-(l-2k)) >< f(x), \phi_{j+1}(x-2^{-j-1}l) > \qquad (3.26)$$

Si $h(u) =< \phi_{-1}(x), \phi_0(x-u) >$, on a :

$$f_j(k) = \sum_{l=-\infty}^{+\infty} h(l-2k) f_{j+1}(l) \qquad (3.27)$$

Pour son algorithme, Mallat considère une suite croissante de grille emboitées qui va de la grille la plus fine à la grille la plus grossière. Le signal à analyser est échantillonné sur la grille fine. Etant donné un signal original discret $f_0(k)$ (avec $1 \leq k \leq N$) son approximation $f_{-1}(k)$ (avec $1 \leq k \leq N/2$) est obtenue par convolution de f_0 et du filtre de réponse impulsionnelle h précédemment décrit en gardant un échantillon sur deux à la sortie du filtre. Cette procédure est itérée un certain nombre de fois.

Il est possible d'associer à h, précédemment décrit, un filtre discret H dont il est la réponse impulsionnelle. Si la transformation de Fourier discrète de ce filtre est notée $H(\nu)$, alors $H(\nu)$ doit vérifier les relations suivantes :

$$|H(0)| = 1 \qquad (3.28)$$

$$|H(\nu)|^2 + |H(\nu + \frac{1}{2})|^2 = 1 \qquad (3.29)$$

La transformée de Fourier de la fonction échelle ϕ associée au filtre H est alors donnée par :

$$\hat{\phi}(\nu) = \prod_{i=1}^{+\infty} H(2^{-j}\nu) \qquad (3.30)$$

Le signal original est donc filtré par une suite de filtres passe-bas en cascade dont la fréquence de coupure décroît de moitié lorsque l'on passe de la résolution $j+1$ à la résolution j (figure 3.7).

3.3.3 Algorithme de Mallat

L'algorithme de Mallat décrit une transformation en ondelettes discrètes en utilisant l'analyse multirésolution.

Les fluctuations du signal entre deux échelles sont notées $d_j(x)$ et définies par $d_j(x) = f_{j+1}(x) - f_j(x)$. Pour analyser plus finement ces détails, on désigne par W_j le supplémentaire orthogonal de V_j dans V_{j+1} : $V_{j+1} = V_j \oplus W_j$. Alors il existe au moins une fonction $\psi(x)$ appartenant à W_0 et telle que $\psi(x-k)$ ($k \in Z$) soit une base orthonormée de W_0. L'ensemble $\sqrt{2^{-j}}\psi_{j,k}(x-2^{-j}k)$ doit former une base de W_j. Il est alors possible de décomposer toute fonction de W_j sur V_{j+1} :

$$\psi_j(x-2^{-j}k) = 2^{-j-1} \sum_{l=-\infty}^{+\infty} < \psi_j(x-2^{-j}k), \phi_{j+1}(x-2^{-j-1}l) > \phi_{j+1}(x-2^{-j-1}l) \qquad (3.31)$$

Par changement de variables on a :

$$2^{-j-1} < \psi_j(x-2^{-j}k), \phi_{j+1}(x-2^{-j-1}l) >=< \psi_{-1}(x), \phi_0(x-(l-2k)) > \qquad (3.32)$$

En posant :

$$g(u) =< \psi_{-1}(x), \phi_0(x-u) > \tag{3.33}$$

g est la réponse impulsionnelle du filtre discret associé G. L'expression des fluctuations est alors :

$$d_j(k) =< f(x), \psi_{j,k}(x-2^{-j}k) >= \sum_{l=-\infty}^{+\infty} g(l-2k) < f(x), \phi_{j+1}(x-2^{-j-1}l) > \tag{3.34}$$

Les détails à une échelle donnée sont donc des combinaisons linéaires des "fluctuations élémentaires" que sont les ondelettes rapportées à cette échelle.

La fonction ψ est liée, par sa transformée de Fourier, à la transformée de Fourier de la fonction d'échelle ϕ par :

$$\hat{\psi}(\nu) = G(\frac{\nu}{2})\hat{\phi}(\frac{\nu}{2}) \tag{3.35}$$

où :

$$G(\nu) = \bar{H}(\nu + \frac{1}{2})e^{-2i\pi\nu} \tag{3.36}$$

Par transformée de Fourier inverse, on obtient donc :

$$g(n) = (-1)^{n-1}h(1-n) \tag{3.37}$$

avec $n \in Z$. Le filtre G est donc un filtre passe-haut ayant la même fréquence de coupure que le filtre H. G et H sont appelés des filtres miroirs conjugués, la relation de quadrature étant définie par (3.36). Ces deux filtres sont efficaces pour calculer la décomposition d'un signal dans une base orthonormée d'ondelettes. Le signal à analyser y est représenté par un ensemble de détails d_j et une approximation qui correspond à la dernière résolution (figure 3.7) : c'est ce qui est appelé la représentation en ondelettes du signal.

Reconstruction

Le signal de départ peut être reconstruit à partir de sa pyramide. Puisque W_j et V_j sont complémentaires dans V_{j+1}, $(\sqrt{2^{-j}}\phi_{j,k}(x-2^{-j}k), \sqrt{2^{-j}}\psi_{j,k}(x-2^{-j}k))$ forment une base orthogonale de V_{j+1}. On peut donc décomposer ϕ_{j+1} au point $(x-2^{-j-1}k)$ sur cette base :

$$\begin{aligned}\phi_{j+1}(x-2^{-j-1}k) &= 2^{-j}\sum_{l=-\infty}^{+\infty} < \phi_j(u-2^{-j}l), \phi_{j+1}(u-2^{-j-1}k) > \phi_j(x-2^{-j}l) \\ &\quad +2^{-j}\sum_{l=-\infty}^{+\infty} < \psi_j(u-2^{-j}l), \phi_{j+1}(u-2^{-j-1}k) > \psi_j(x-2^{-j}l)\end{aligned}$$

Soit encore (après changement de variables) :

$$\phi_{j+1}(x-2^{-j-1}k) = 2\sum_{l=-\infty}^{+\infty} \tilde{h}(l-2k)\phi_j(x-2^{-j}l) + \tilde{g}(l-2k)\psi_j(x-2^{-j}l) \tag{3.38}$$

où $\tilde{g}$ et $\tilde{h}$ sont les filtres duaux de h et de g, tels que $\tilde{h}(x) = h(-x)$ et $\tilde{g}(x) = g(-x)$. Le passage d'une résolution à une autre se fait en prenant le produit scalaire :

$$\begin{aligned}< f(x), \phi_{j+1}(x-2^{-j-1}k) &= 2\sum_{l=-\infty}^{+\infty} \tilde{h}(l-2k) < f(x), \phi_j(x-2^{-j}l) > + \\ &\quad 2\sum_{l=-\infty}^{+\infty} \tilde{g}(l-2k) < f(x), \psi_j(x-2^{-j}l) >\end{aligned}$$

ce qui s'écrit aussi :

$$f_{j+1}(k) = 2 \sum_{l=-\infty}^{+\infty} \tilde{h}(l-2k) f_j(l) + \tilde{g}(l-2k) d_j(l) \tag{3.39}$$

La fonction est donc reconstruite en mettant des zéros entre chaque échantillon de f_j et de d_j et en convoluant les signaux obtenus par les filtres $\tilde{h}$ et $\tilde{g}$ respectivement (figure 3.7).

Ondelettes biorthogonales

La reconstruction du signal est exacte si on utilise des bases ondelettes biorthogonales qui sont une généralisation des bases d'ondelettes orthogonales. Dans ce cas, on a deux espaces W_j et $\tilde{W}_j$, pour le calcul des coefficients en ondelettes, le premier étant utilisé pour la transformation et le second pour la reconstruction. Les fonctions ψ_j et $\tilde{\psi}_j$, représentant deux bases non orthogonales de ces espaces, sont duales et la décomposition en ondelettes biorthogonales d'un signal f s'écrit :

$$f = \sum_j < f, \psi_j > \tilde{\psi}_j \tag{3.40}$$

L'analyse en multirésolution est elle aussi caractérisée par deux espaces V_j et $\tilde{V}_j$ dont les fonctions ϕ_j et $\tilde{\phi}_j$ forment des bases non orthogonales. Ces espaces doivent vérifier certaines propriétés : les espaces $\tilde{V}_j$ et W_j sont orthogonaux, de même que $\tilde{W}_j$ et V_j ; les espaces V_j et W_j sont complémentaires et forment V_{j-1}, de même que $\tilde{V}_j$ et $\tilde{W}_j$ qui forment $\tilde{V}_{j-1}$.

Si les filtres h, $\tilde{h}$, g et $\tilde{g}$ sont associés respectivement aux fonctions ϕ, $\tilde{\phi}$, ψ et $\tilde{\psi}$, la restauration est faite par :

$$f_{j+1}(k) = 2 \sum_l f_j(l) \tilde{h}(l-2k) + d_j(l) \tilde{g}(l-2k) \tag{3.41}$$

Dans le cas de ces bases duales, la relation de quadrature devient :

$$H(\nu)\tilde{H}(\nu) + G(\nu)\tilde{G}(\nu) = 1 \tag{3.42}$$

3.3.4 Algorithme à trous

L'algorithme à trous est un algorithme très général et valable pour toute interpolation emboîtée. En effet, à partir d'une interpolation linéaire, on peut montrer qu'il est possible de calculer de manière exacte la transformée en ondelettes d'une fonction connaissant ses coefficients d'interpolation à l'échelle 1 d'échantillonnage. Cette hypothèse s'écrit :

$$f_1(k) =< f(x), \phi(x-k) > \tag{3.43}$$

où $f(x)$ est la fonction originale, et $f_1(k)$ les valeurs initiales, produit scalaire de $f(x)$ avec la base échantillonnée au pas 1. Dans la théorie classique d'échantillonnage, la fonction $\phi(x)$ est égale à $sinc(x)$. Les coefficients de l'approximation lissée du signal à l'échelle i s'écrivent :

$$f_i(k) = \frac{1}{2^i} < f(x), \phi\left(\frac{x-k}{2^i}\right) > \tag{3.44}$$

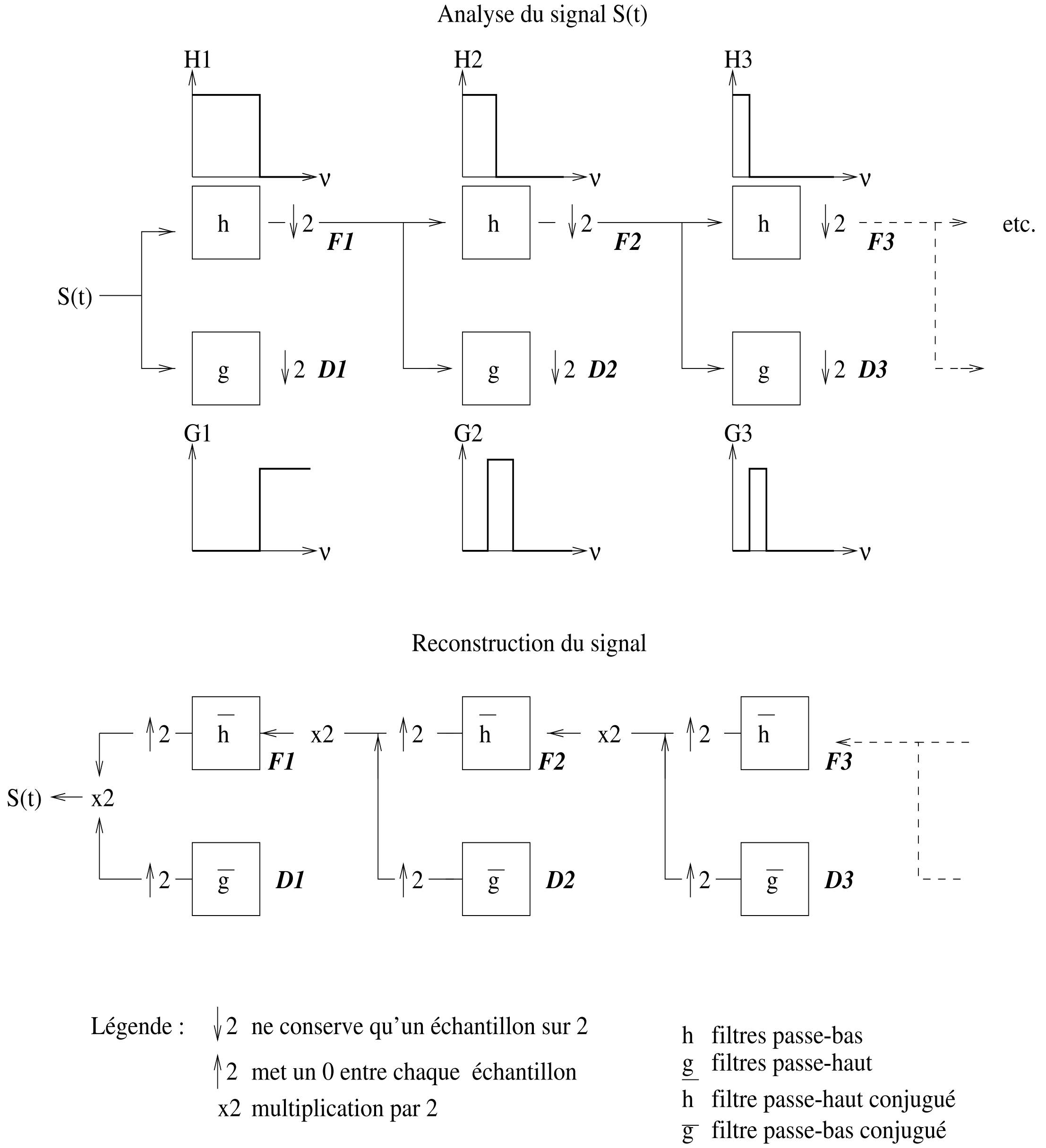


Figure 3.7: *Algorithme de Mallat.*
Le schéma du haut représente l'analyse d'un signal $S(t)$ par l'algorithme de Mallat. Les F_i sont les signaux "lissés" résultant de la convolution du signal à la résolution précédente par le filtre h. Les D_i sont les coefficients d'ondelette du signal aux différentes échelles. Le schéma du bas représente la reconstruction du signal de départ à partir de ses coefficients en ondelettes et des signaux "lissés".

Si $\phi(x)$ engendre une base d'interpolation emboîtée, on a :

$$\frac{1}{2^i}\phi\left(\frac{x-k}{2^i}\right) = \frac{1}{2^{i-1}}\sum_n h(n)\phi\left(\frac{x-k}{2^{i-1}} - n\right) \tag{3.45}$$

Le calcul de $f_i(k)$ devient donc :

$$f_i(k) = \sum_n h(n) f_{i-1}(k + 2^{i-1}n) \tag{3.46}$$

On a donc une convolution avec le filtre symétrique h et avec un pas entre éléments de 2^{i-1} créant des trous, d'où le nom de l'algorithme.

Les coefficients en ondelettes à l'échelle i sont obtenus par :

$$d_i(k) = < f(x), \frac{1}{2^i}\psi\left(\frac{x-k}{2^i}\right) > \tag{3.47}$$

Si l'ondelette $\psi(x)$ est choisie comme étant le résultat de la différence de deux interpolations, alors les coefficients en ondelettes sont donnés par :

$$d_i(k) = f_{i+1}(k) - f_i(k) \tag{3.48}$$

Une seule convolution est donc effectuée par échelle.

La reconstruction est effectuée en sommant tous les coefficients en ondelettes obtenus et l'approximation à la dernière échelle du signal (notée $f_N(k)$) :

$$f_1(k) = f_N(k) + \sum_n d_n(k) \tag{3.49}$$

Cependant, le calcul de la transformée en ondelettes du signal reconstruit (par la méthode donnée par l'équation (3.49)) ne donne pas les mêmes coefficients en ondelette que la transformée du signal original. Par conséquent, on applique un algorithme itératif à la transformée inverse afin qu'au bout de quelques itérations, la transformée du signal original soit égale à celle du signal reconstruit. Il est possible d'utiliser l'algorithme d'inversion de Van Cittert pour reconstruire le signal.

L'avantage de l'algorithme à trou par rapport à l'algorithme de Mallat est qu'il permet le calcul de la transformée sur l'ensemble des abcisses. En revanche, cet avantage est aussi un inconvénient puisque la relation signal original - signal transformé n'est pas bi-univoque, ce qui implique que la reconstruction du signal original à partir de ces coefficients et signaux transformés n'est pas exacte.

3.3.5 Quelques exemples

L'ondelette utilisée pour les exemples ci-dessous est celle de Morlet :

$$g(t) = e^{i\omega_0 t} e^{-\frac{t^2}{2\sigma_0^2}} \tag{3.50}$$

Un terme correctif est normalement ajouté à l'équation, mais ce terme devient négligeable pour $(\sigma_0\omega_0) > 5$. Le paramètre σ_0 est proportionnel à la largeur à mi-hauteur de l'ondelette, et ω_0 décrit le nombre d'oscillations (c'est-à-dire la période) de l'ondelette. Le signal est convolué avec la partie réelle et la partie imaginaire de l'ondelette ; les diagrammes "temps-fréquence" représentent l'évolution du module de la transformée en ondelette pour diverses échelles.

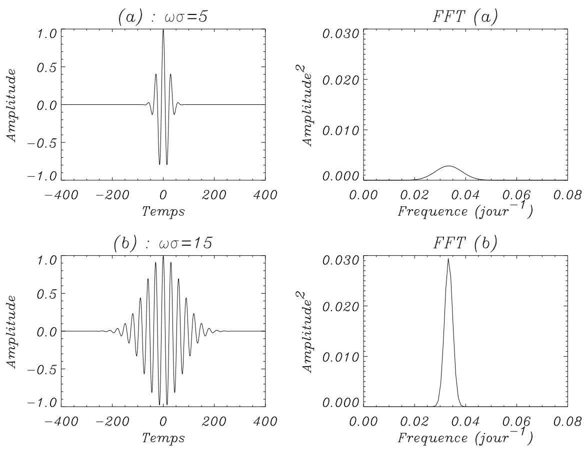


Figure 3.8: *Ondelette de Morlet.*
Deux ondelettes de même période sont représentées, mais la largeur à mi-hauteur de la seconde est trois fois plus grande que celle de la première. Le spectre correspondant aux ondelettes est dessiné à droite.

Illustrations de la notion de localisation en temps et en fréquence

La première figure (figure 3.8) représente une ondelette de Morlet pour deux valeurs du produit ($\omega_0\sigma_0$). En fait, c'est le paramètre σ_0 qui change, puisque la puissance des deux spectres est centrée autour de la même fréquence. Cette variation dans le paramètre délocalise un peu l'ondelette puisque le nombre d'oscillations est plus grand. En revanche, ce dernier point a pour effet bien évident d'augmenter la résolution en fréquence.

La figure suivante (figure 3.9) illustre l'effet de la dilatation de l'ondelette de Morlet dans le domaine fréquentiel. Le nombre d'oscillations restant le même, l'ondelette s'étent davantage, la résolution temporelle est donc moins bonne. Cette dilatation équivaut à un changement de fréquence, ce qui se note sur les représentations des transformées de Fourier de ces ondelettes (à droite) : le pic de puissance est chaque fois centré sur la fréquence correspondant à celle de l'ondelette. Ces figures indiquent que la perte de résolution temporelle se fait au profit de la résolution fréquentielle.

Au paragraphe 3.2.2 il a été vu que la transformée de Fourier avait du mal à analyser un signal dont la fréquence variait dans le temps (se reporter à la figure 3.6). La figure 3.10 représente sur le dessin du haut la variation temporelle de la période de ce signal et sur celui du bas son diagramme en ondelettes. En ordonnées du diagramme en ondelettes sont portées les périodes correspondant aux diverses dilatations de l'ondelette pour lesquelles l'analyse a été faite. Le temps est porté en abcisse. On voit donc les courbes de niveau des variations du module de la transformée en ondelettes. Ces courbes indiquent que la période varie de 28 à 35 jours environ alors que sa variation a été fixée entre 27 et 31 jours (voir le schéma du haut de la figure 3.10). Le module de la transformée en ondelette n'est pas sensible à la fréquence instantanée mais à la pente des variations qu'elle admet (c'est-à-dire à sa dérivée). Il est par conséquent difficile de donner des valeurs aux périodicités qui peuvent ressortir dans ce genre de diagramme. Il est en revanche possible de dire si la période évolue dans le temps ou si elle disparaît ou réapparaît brusquement.

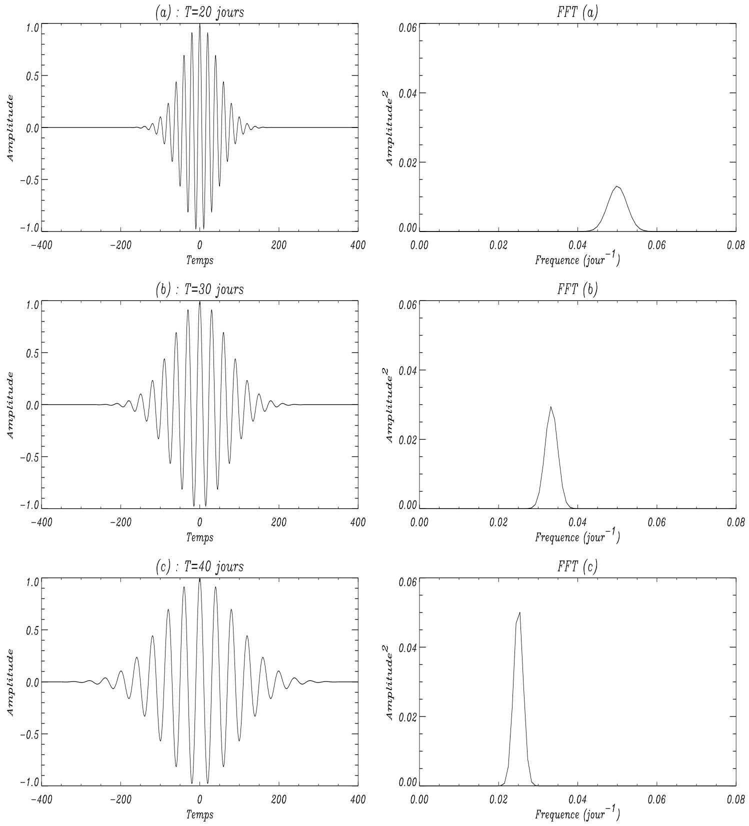


Figure 3.9: *Effet de la dilatation de l'ondelette de Morlet.*
La même ondelette est représentée sur les trois dessins de gauche, mais elle est dilatée d'un dessin à l'autre. La dilatation de la première correspond à une période de 20 jours, celle de la seconde à une période de 30 jours, et celle de la dernière à une période de 40 jours. La puissance des spectres de ces ondelettes est donc centrée à chaque fois sur la fréquence correspondante. Une perte de localisation dans le temps (de haut en bas, car l'ondelette se dilate) entraine une augmentation de la résolution dans le domaine fréquentiel, ainsi qu'une augmentation de la puissance (si les transformées de Fourier sont faites sur le même nombre de points à chaque fois bien entendu).

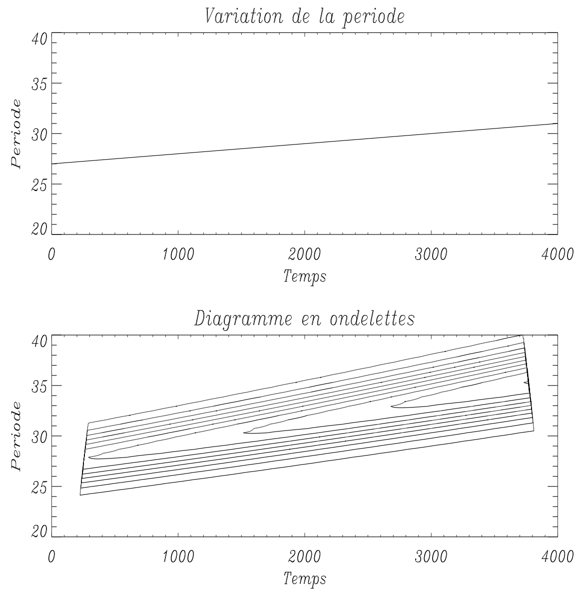


Figure 3.10: *Diagramme en ondelettes d'un signal dont la fréquence varie dans le temps.* Le signal de la figure 3.6 est analysé par les ondelettes. La variation de la période en fonction du temps est représentée sur le dessin du haut. En bas, le diagramme en ondelette représente l'évolution temporelle (abcisses) du module de la transformée en ondelette en fonction de la période (ordonnées) exprimée en jours. Les variations dans le module montrent que la période du signal varie entre 28 et 35 jours environ alors que le schéma du haut montre une variation réelle comprise entre 27 et 31 jours. En effet c'est la dérivée de la phase de la transformée en ondelettes qui est sensible à la fréquence instantanée, le module lui est sensible à la pente c'est-à-dire à la dérivée de la fréquence.

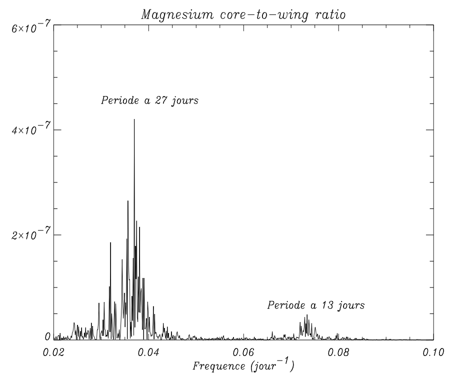


Figure 3.11: *Transformée de Fourier du rapport centre-bord du magnésium II.*
La transformation de Fourier indique l'existence d'une bande de fréquences contenant de l'énergie autour de la périodicité à 27 jours et autour de celle à 13 jours. L'énergie de cette dernière est cependant bien plus faible.

Application : étude de la variation de la période de rotation du Soleil

Il a été vu dans le chapitre 2 que la surface solaire (et la zone convective d'après les résultats des mesures d'hélioséismologie) tourne plus vite à l'équateur (période de 25 jours) qu'aux pôles (période de 35 jours environ). De plus, différents indices ne donnent pas la même période de rotation pour une même latitude héliographique. Certains indicateurs de l'activité solaire (tels les trous coronaux par exemple) ont une rotation pratiquement rigide.

La transformation de Fourier de l'indice du rapport centre-bord de la raie du magnésium (figure 3.11) montre de la puissance autour de la période de 27 jours et autour de la période de 13 jours. Cet indice a été choisi pour présenter la large distribution d'énergie autour de ces fréquences car il est reconnu pour avoir une périodicité à 27 jours très marquée. Cette distribution d'énergie indique que la période varie dans le temps, mais la transformée de Fourier ne peut fournir d'indications quant à ces variations. Il est possible de faire plusieurs transformées de Fourier en découpant la série temporelle en tranches. C'est ce qui est représenté sur la figure 3.12. On remarque qu'effectivement la période change suivant la phase du cycle de 11 ans dans laquelle est effectuée la transformée de Fourier. Rappelons que le maximum du cycle 21 se situe autour de 1979-1980, le mininum du cycle 21 est atteint en 1985, puis le cycle 22 est à son maximum en 1989-1990 et le minimum suivant se situe autour de 1996. Il est remarquable, par exemple, qu'en 1985-1986, il n'y ait qu'un seul pic dans la transformée de Fourier qui se situe pour une période de 26,6 jours. Les autres graphiques montrent en revanche une diversité de pics dont on ne sait pas si les périodes correspondantes sont toutes présentes dans les données ou si elles apparaissent l'une après l'autre. Une analyse en ondelettes est par conséquent nécessaire.

L'étude de la variation de la période de rotation du Soleil par une analyse en ondelettes a donc été menée pour différents indicateurs de l'activité regroupés dans le tableau 3.1. La couche atmosphérique à laquelle ils appartiennent est aussi notée. L'échelle de hauteur qui est ainsi balayée par ces différents indices va donc de la photosphère à la basse couronne. La question posée est la suivante : comment évolue la période de rotation au cours du cycle ?, et est-ce que cette évolution est la même pour tous les indices analysés qui sont pourtant issus de différentes couches de l'atmosphère ?

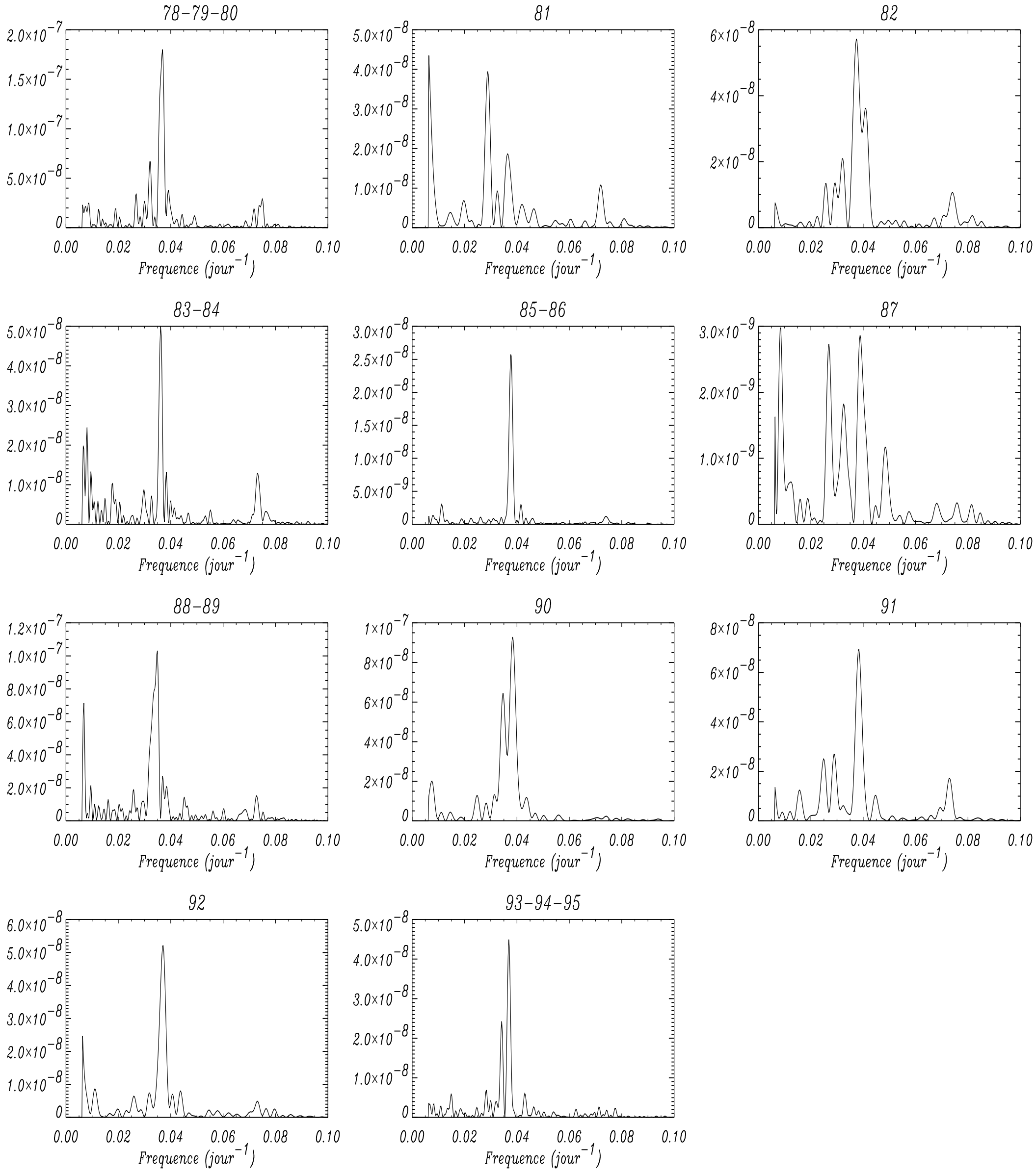


Figure 3.12: *Transformées de Fourier du rapport centre-bord du magnésium II.*
La série temporelle a été découpée en plusieurs tranches (dont le début et la fin sont indiqués dans le titre de chaque dessin). Une transformée de Fourier a été effectuée sur chacune de ces tranches. Il n'existe pas de périodicité à 27 jours qui soit stable mais plutôt un ensemble de périodes apparaissant et disparaissant suivant la phase du cycle solaire. Ces périodes sont comprises entre 25 et 30 jours environ.

Nom	dates	origine
Nombre de Wolf	janvier 1974 à mai 1995	photosphère
Champ magnétique	janvier 1977 à avril 1992	photosphère
PSI (Photometric Sunspot Index)	novembre 1978 à février 1993	photosphère
Nimbus-7/ERB	novembre 1978 à janvier 1993	photosphère
SMM/ACRIM I	février 1980 à mai 1989	photosphère
magnesium core-to-wing ratio	novembre 1978 à janvier 1995	basse chromosphère
Hélium neutre	janvier 1980 à janvier 1993	haute chromosphère
Flux radio à 10.7 cm	janvier 1960 à janvier 1993	basse couronne

Table 3.1: *Indices de l'activité ayant été analysés par ondelettes.*
Le champ magnétique est le champ intégré sur tout le disque (mesuré au "National Solar Observatory" à Kitt-Peak). L'irradiance totale a été mesurée par ACRIM (Active Cavity Radiometer Irradiance Monitoring) à bord du satellite SMM (Solar Maximum Mission) et par ERB (Earth Radiation Budget) à bord du satellite Nimbus-7. L'indice du MgII c/w (core-to-wing ratio) est une composition de plusieurs mesures faites à bord de 2 satellites différents mais par le même type d'appareil (voir le chapitre 6). Le flux radio est quant à lui mesuré depuis la Terre.

L'analyse a été faite avec une ondelette de Morlet pour des périodes variant de 20 à 40 jours. L'ondelette a été choisie telle qu'il y ait un bon compromis entre la résolution en fréquence et temporelle. Ce compromis s'obtient après plusieurs essais avec différentes ondelettes. La meilleure ondelette est celle qui a un nombre d'oscillations grand (pour une "bonne" résolution fréquentielle) mais pas trop (pour ne pas avoir de pertes en résolution temporelle). Les résultats sont représentés sur les figures 3.13 à 3.18. Les cycles solaires 21 et 22 ont été séparés de façon à ce que les graphiques soient plus clairs. La période (exprimée en jours) est donnée en ordonnée de chacune des figures, le temps est porté en abcisse. On remarque sur ces diagrammes en ondelettes l'existence de petits cercles disséminés un peu partout. Ce sont des artéfacts dus aux discontinuités présentes dans le signal qui sont mal interprétées par l'ondelette de Morlet. Les structures significatives de ces diagrammes sont remarquables d'une part parce qu'elles forment des sortes d'ilôts, d'autre part parce qu'en général elles se retrouvent sur tous les diagrammes.

Analyse du cycle 21 Les figures 3.13 et 3.14 représentent les diagrammes en ondelettes des indices photosphériques. Ces indices sont principalement relatifs aux champs magnétiques forts des taches. La figure 3.15 est composée de diagrammes en ondelettes d'indices d'origine chromosphérique et coronale.

Le PSI est relativement difficile à analyser car les données fluctuent beaucoup. Il est difficile d'y trouver des périodicités. Une structure autour de la période à 28 jours est cependant visible en 1981.

Il est tout aussi difficile de trouver des structures dans les diagrammes de l'irradiance totale (figure 3.14). Le diagramme en ondelettes de Nimbus-7/ERB présente tout de même une structure centrée autour de 38 jours en 1981 et une autre centrée autour de 31 jours en 1982. Cette dernière se retrouve dans le diagramme de l'irradiance totale mesurée par ACRIM I. C'est d'ailleurs la seule qui soit réellement significative dans ce diagramme. Si ces structures existent dans le diagramme en ondelettes du PSI, il est étonnant de pas

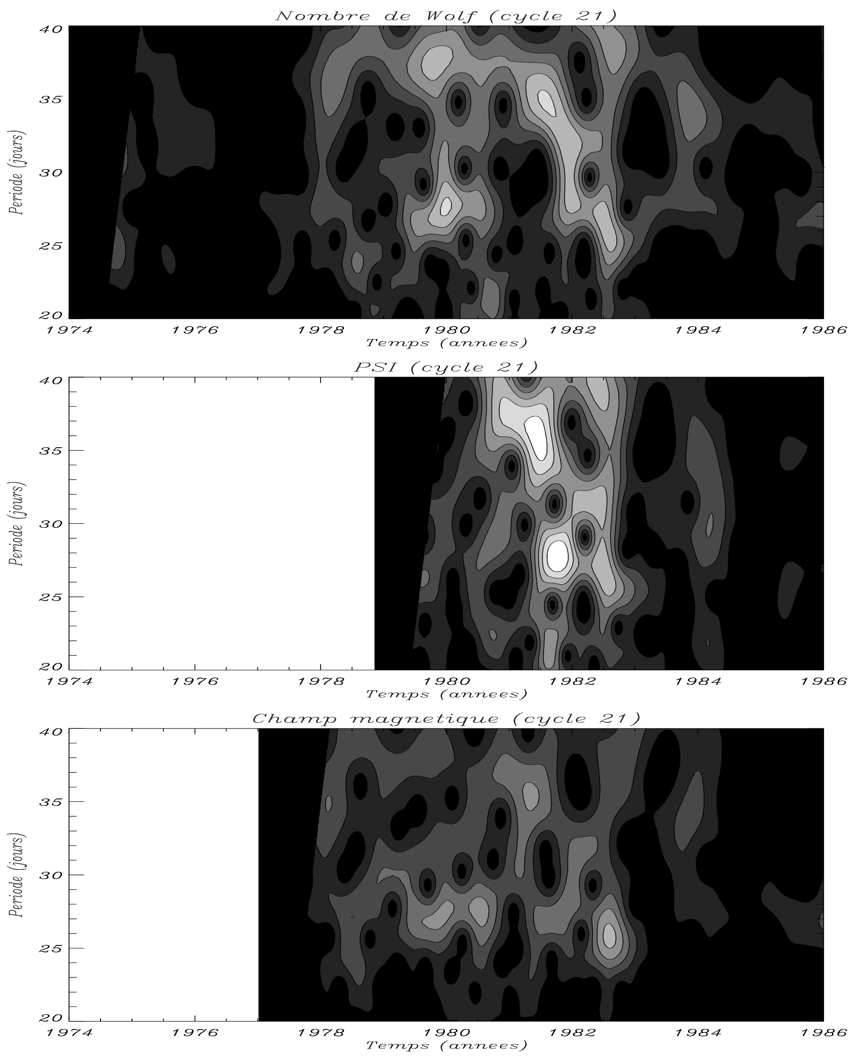


Figure 3.13: *Diagramme en ondelettes pour les indices relatifs à une forte activité magnétique de surface et pour le cycle solaire 21.*

en trouver trace dans ceux des taches et du champ magnétique. C'est probablement parce que l'effet des taches sur l'irradiance est relativement complexe et qu'entre autre il est fonction de l'âge de la tache. Ceci pourrait introduire des périodicités qui ne seraient pas visibles dans les indicateurs de champs magnétiques globaux.

Lorsque l'irradiance est corrigée de l'effet des taches par ajout du PSI, les diagrammes en ondelette deviennent relativement plus structurés. Les structures visibles précédemment ont disparu. Il est possible d'en conclure qu'elles étaient dues au passage des taches sur le disque. L'ajout du PSI supprime donc les effets des champs magnétiques forts des taches et permet de révéler ceux des champs magnétiques hors taches (forts ou faibles). De nouvelles structures apparaissent donc. Dans le diagramme de ERB + PSI on trouve notamment une structure centrée autour de 29 jours en 1980, que l'on voit apparaître sur le bord du diagramme pour ACRIM + PSI. Cette structure est aussi présente dans le diagramme du champ magnétique mais pour une périodicité de 28 jours. Une autre structure est visible autour de 28 jours en milieu d'année 1981 dans les deux diagrammes de l'irradiance corrigée par le PSI. Il est relativement curieux de trouver la même structure

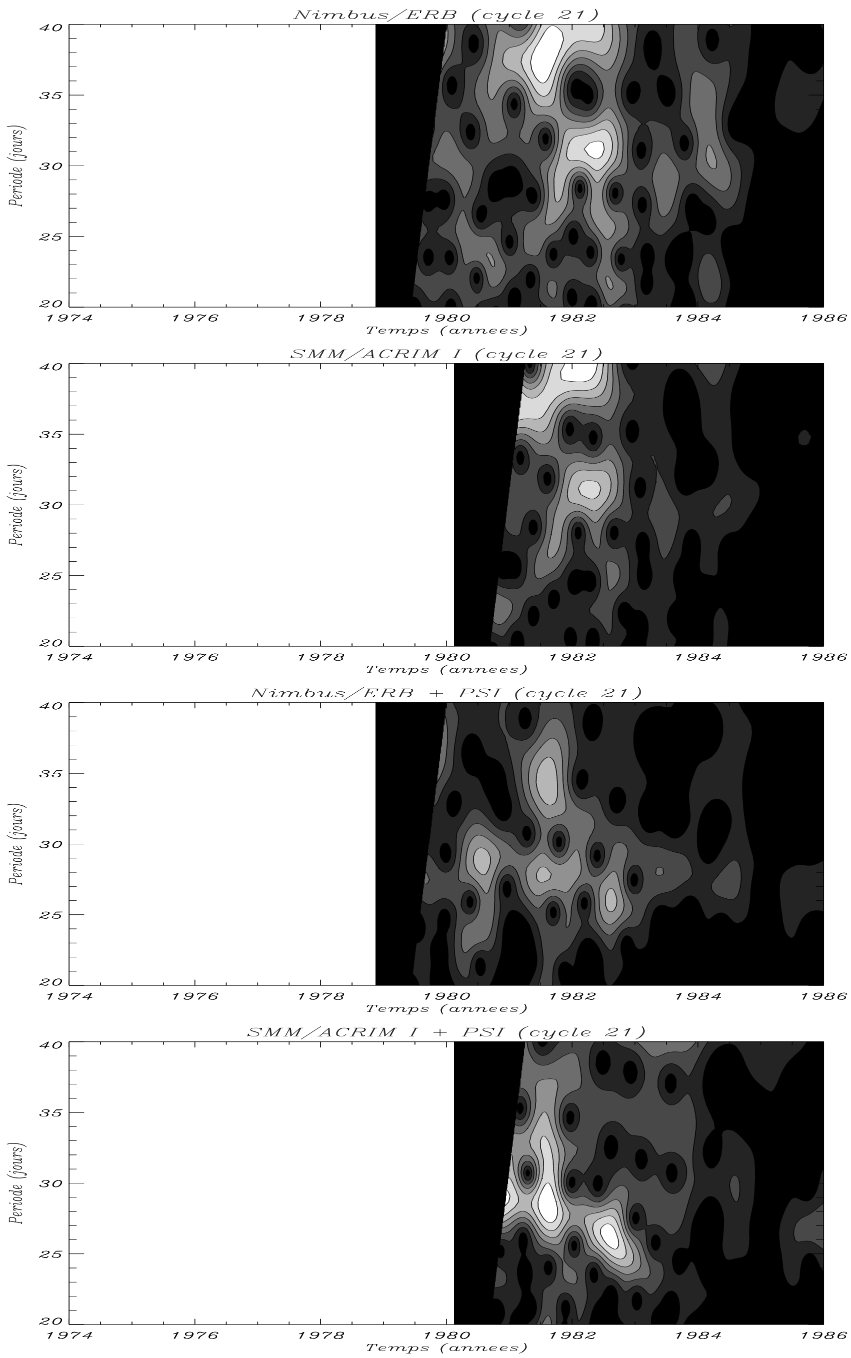


Figure 3.14: *Diagramme en ondelettes pour les indices relatifs à l'irradiance photosphérique et à cette dernière corrigée de l'effet des taches, pour le cycle solaire 21.*

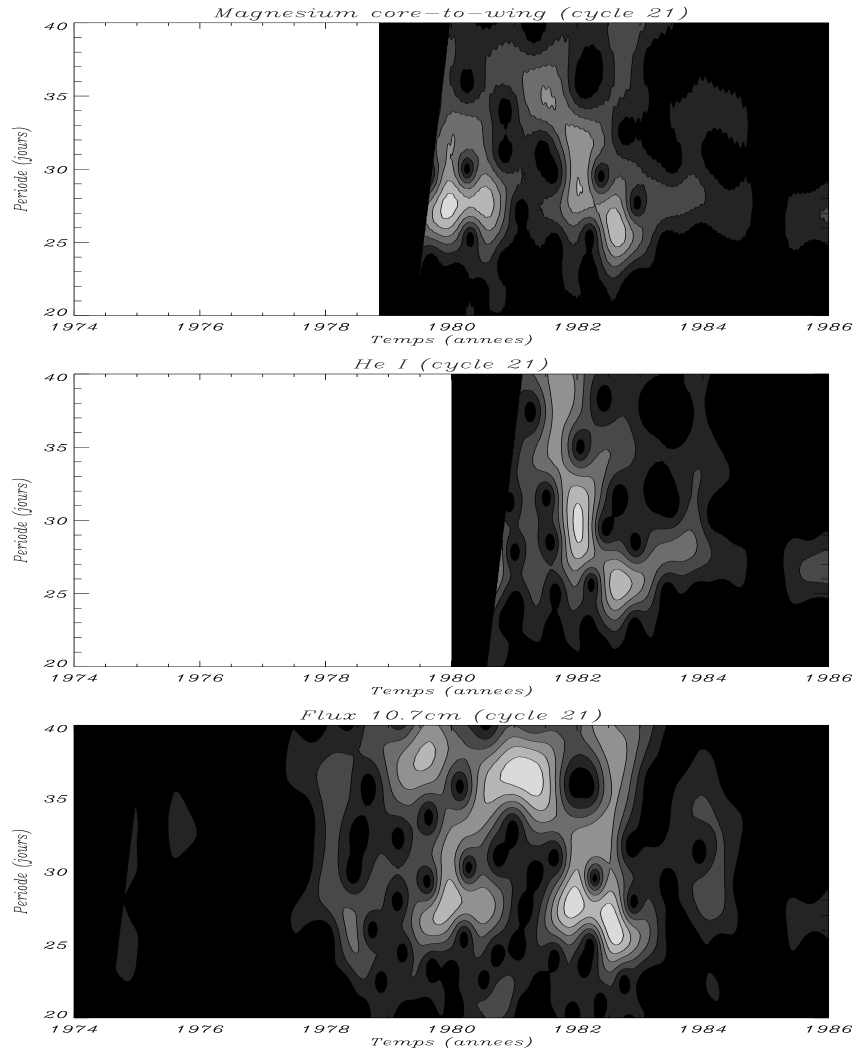


Figure 3.15: *Diagramme en ondelettes pour les indices chromosphériques (Mg II c/w et He I) et pour le flux à 10.7 cm originaire de la basse couronne, lors du cycle solaire 21.*

dans le diagramme du PSI et de la voir très faiblement dans celui du champ magnétique. Peut-être est-ce le PSI qui induit cette structure par une correction inadaptée due aux approximations qui sont faites dans le calcul de cet indice.
Toujours en milieu d'année 1981, le diagramme de ERB + PSI indique l'existence d'une structure centrée autour de 35 jours qui se retrouve elle aussi dans le diagramme du PSI. Enfin, une structure centrée autour de 26 jours est visible sur les deux diagrammes de l'irradiance corrigée en 1982. Cette structure apparaît aussi dans le diagramme des taches, du PSI et dans celui du champ magnétique. On constate que ces structures centrées autour de 28 et 26 jours respectivement en 1981 et 1982 étaient en fait visibles sur les diagrammes de l'irradiance non corrigée mais qu'elles étaient englobées dans les deux bras d'une structure plus large (de 31 jours en 1982 sur les diagrammes de ACRIM et ERB) se rattachant à celle supprimée lors de l'ajout du PSI.

Les diagrammes du MgII c/w et du flux à 10.7 cm montrent l'existence d'un groupe de deux structures, la seconde englobant la première, centré autour de 28 jours à la fin de 1980 et début de 1981 et en 1981. Ce groupe est aussi présent dans le diagramme du champ magnétique mais seule la première structure est visible sur le diagramme des taches. Il serait peut-être un peu prématuré de conclure que la première structure est due à la présence des champs magnétiques forts des taches et la seconde à celle de champs magnétiques hors taches. Cependant, l'analyse précédente des diagrammes de l'irradiance corrigée de l'effet des taches irait dans ce sens aussi, puisque la seconde structure est apparue lorsque le PSI a été ajouté aux données.

Un second groupe de deux structures distinctes mais rattachées l'une à l'autre, est visible en 1982 : le premier apparaît à la fin de 1981, le deuxième, au milieu de l'année 1982 (autour d'une période de 26 jours). La première structure est localisée autour d'une période de 30 jours pour les indices chromosphériques (Mg II et He I) et autour d'une période de 28 jours pour le flux à 10.7 cm. Cette première structure est plutôt centrée autour de 28 jours sur les diagrammes de l'irradiance corrigée du PSI. La seconde structure est présente dans le diagramme des taches, du PSI et du champ magnétique. Faut-il conclure que cette dernière est due à la forte activité magnétique des taches dont les effets se retrouvent dans toute l'atmosphère solaire ? Si tel est le cas, le PSI a été incapable d'en corriger les conséquences sur l'irradiance puisque cette structure est présente sur les diagrammes de l'irradiance corrigée par ajout du PSI. Quant à la première structure de ce groupe, elle serait due aux effets du champ magnétique hors taches ; si elle apparait faiblement dans le diagramme du champ magnétique, il est fort curieux qu'elle se trouve bien présente dans celui du PSI. Par conséquent, soit le PSI induit une correction inadaptée, soit la correction est adéquate mais, pour des raisons non évidentes, ces forts champs magnétiques sont peu visibles sur le diagramme du champ magnétique intégré sur tout le disque.

Tous ces diagrammes montrent donc que la périodicité correspondant aux structures significatives évolue avec le temps : elle est plus grande au maximum du cycle (les phénomènes actifs apparaissent aux latitudes héliographiques voisines de 35 à 40°) et diminue lorsque l'on se rapproche du minimum puisque les centres actifs se déplacent vers l'équateur.

Durant le minimum du cycle, une seule structure est visible quel que soit le diagramme : on distingue en 1985-1986 un ilôt de très faible amplitude autour d'une période de 26 jours.

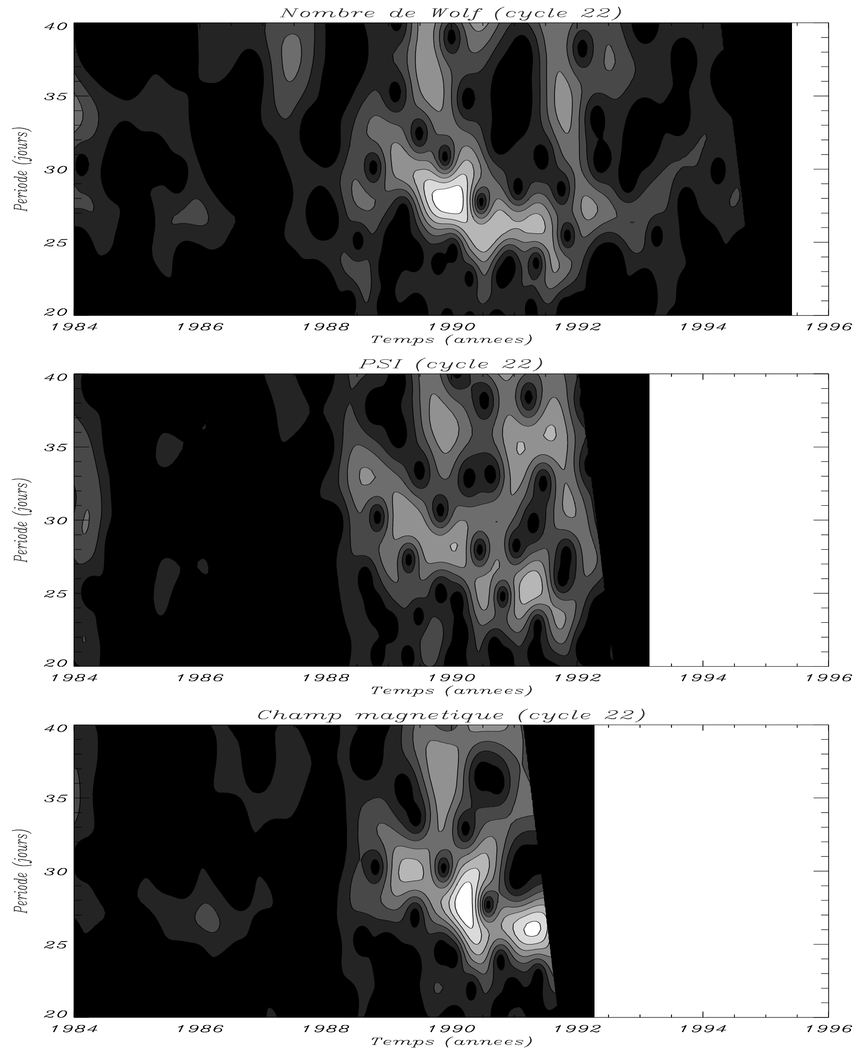


Figure 3.16: *Diagramme en ondelettes pour les indices relatifs à une forte activité magnétique de surface et pour le cycle solaire 22.*

Analyse du cycle 22 Les diagrammes en ondelettes des indices pour le cycle 22 sont représentés sur les figures 3.16, 3.17 et 3.18. Les diagrammes de l'irradiance mesurée par ACRIM I (figure 3.17) sont peu significatifs car la série temporelle s'arrête en juin 1989. Seule une structure centrée autour de 26 jours apparaît en 1986, structure dont on voyait le début sur les figures relatives au cycle 21. Cette structure, on l'a vu au paragraphe précédent, est visible sur tous les diagrammes en ondelettes exceptés ceux relatifs au PSI et à l'irradiance non corrigée de l'effet des taches.

L'irradiance mesurée par ERB (figure 3.17) montre une structure centrée autour de 30 jours en 1989 et une seconde centrée autour de 37 jours en 1991, cette dernière est aussi présente dans le diagramme du PSI. La structure centrée autour de 30 jours est aussi visible dans le diagramme du champ magnétique ainsi que sur ceux des indices chromosphériques et du flux à 10.7 cm. Elle n'apparaît pas en revanche sur les diagrammes du nombre de taches et du PSI mais on la retrouve dans le diagramme de l'irradiance corrigée de l'effet des taches (ERB+PSI). En 1990, une nouvelle structure a été révélée par l'ajout du PSI à l'irradiance. Elle est centrée autour de 28 jours. Elle se retrouve dans tous les autres diagrammes mais elle est peu visible sur celui du PSI et elle un peu décalée vers le début 1990 sur le diagramme des taches. Une troisième structure est visible sur le diagramme de ERB+PSI centrée autour de 26 jours en 1991. On la retrouve aussi sur les autres diagrammes. Dans le diagramme des taches, elle apparaît au milieu de l'année 1990.

De la même façon que pour le cycle 21, la période de rotation évolue de 30 jours environ à 26 jours, du maximum au minimum du cycle. Il est assez remarquable de constater combien les structures significatives des différents diagrammes se ressemblent dans leur géométrie et leurs localisations temporelle et fréquentielle. Cela tendrait à montrer que ces indicateurs sont tous influencés par le même phénomène physique et que leur réaction vis à vis de ce phénomène est à peu près la même.

Simulation du diagramme en ondelettes du Mg II c/w. La modélisation empirique est un (relativement) bon outil qui aide à comprendre et à interpréter des représentations graphiques. Mais la modélisation outil de l'interprétation peut aussi amener à des conclusions erronées, il faut donc l'utiliser avec précaution.

La simulation n'a été faite que sur l'indice du magnésium car ce travail est relativement coûteux en temps. De plus, cet indicateur est celui qui montre les structures les mieux formées, probablement parce que la périodicité autour de 27 jours est très marquée. Le but de la simulation était l'obtention d'un diagramme en ondelettes de données simulées similaire au diagramme réel. Il fallait donc "inventer" un signal composé de sinusoïdes de périodes voisines de 27 jours, dont les amplitudes variaient dans le temps, allant même jusqu'à disparaître. Afin d'avoir un peu plus d'information sur les périodes et leur localisation dans le temps, deux diagrammes en ondelettes de l'indice du magnésium ont été calculés en plus de celui présenté sur les figures 3.15 et 3.18. Le premier a été obtenu en utilisant une ondelette très bien localisée temporellement (c'est-à-dire avec peu d'oscillations dans son enveloppe). Ce diagramme a permi d'avoir une bonne résolution temporelle, la résolution sur les périodes étant quant à elle très mauvaise. Pour le second diagramme, c'est l'inverse qui a été fait : l'utilisation d'une ondelette avec beaucoup d'oscillations a permi d'avoir une bonne résolution fréquentielle et a entrainé la perte de la résolution temporelle. En étudiant de façon approfondie les deux diagrammes, il est possible d'avoir une idée des différentes périodes entrant en jeu et de leur moment

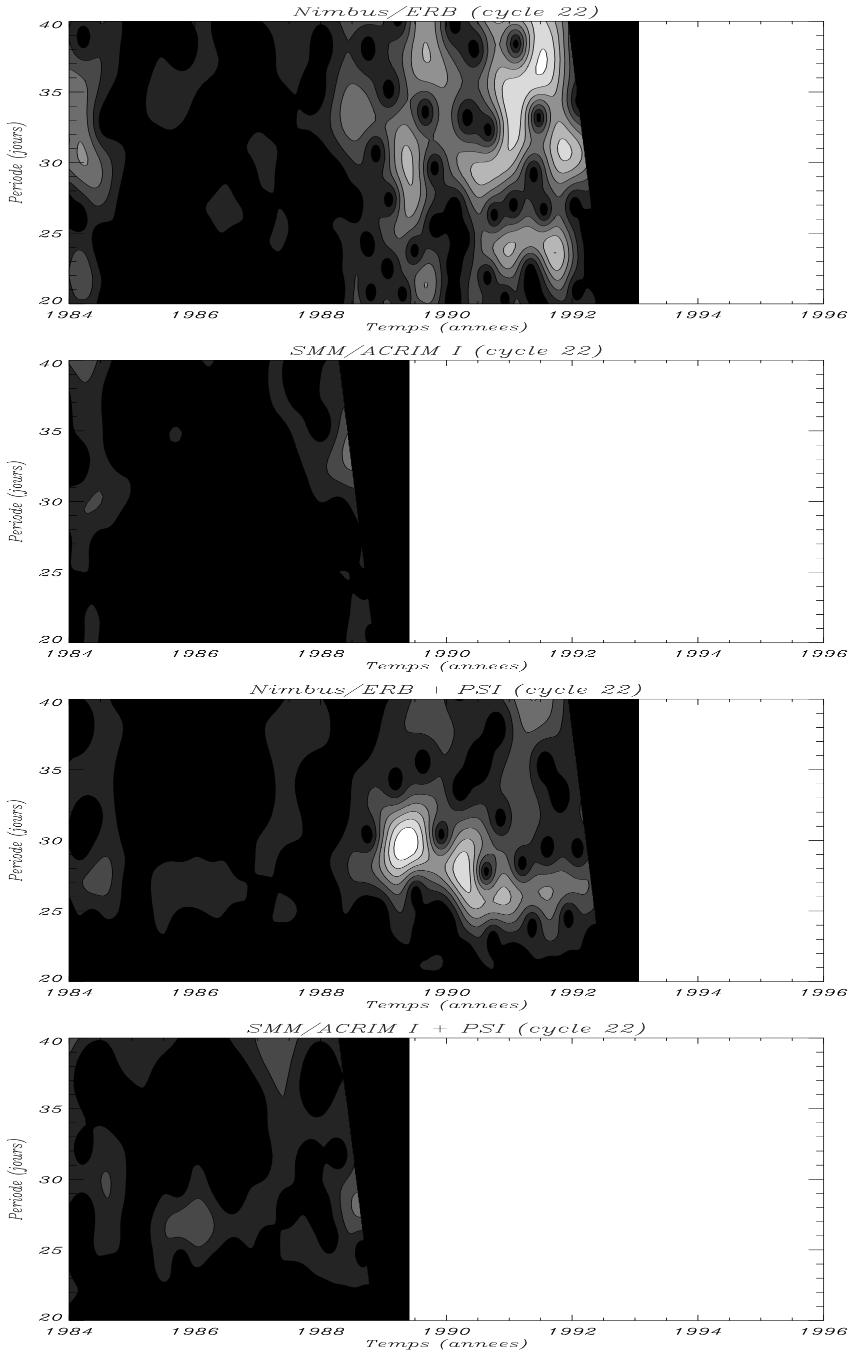


Figure 3.17: *Diagramme en ondelettes pour les indices relatifs à l'irradiance photosphérique et à cette dernière corrigée de l'effet des taches, pour le cycle solaire 22.*

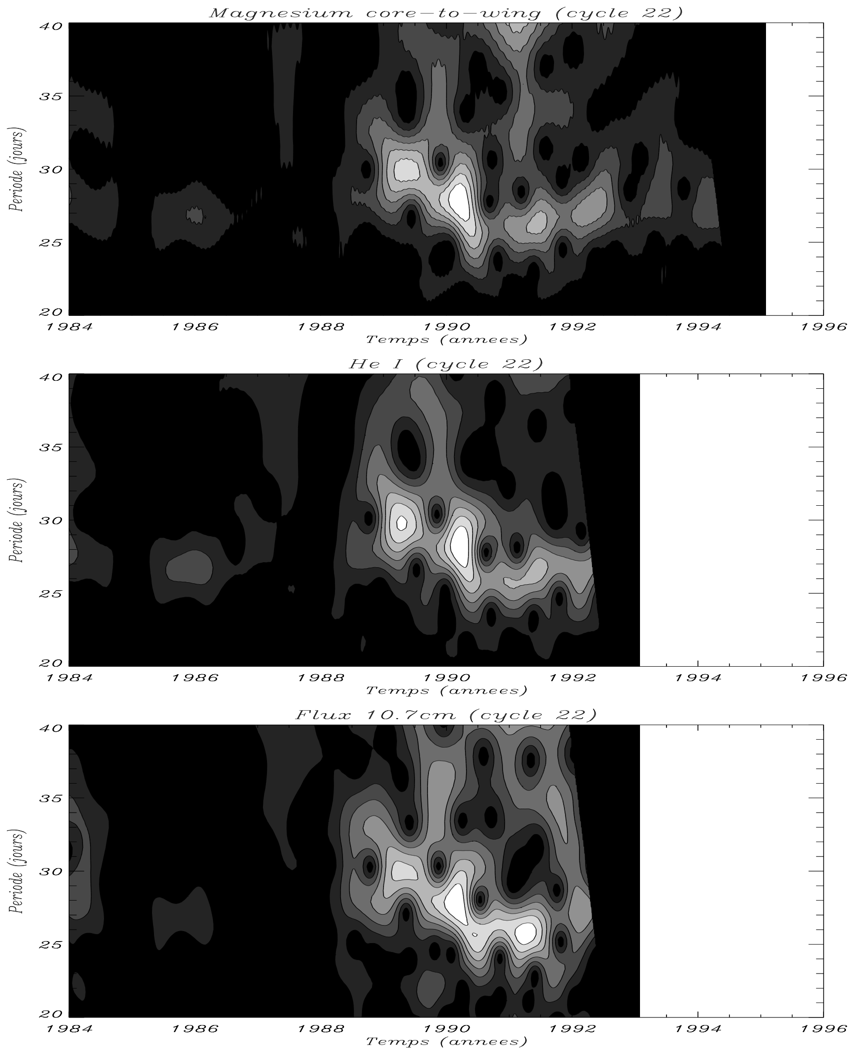


Figure 3.18: *Diagramme en ondelettes pour les indices chromosphériques (Mg II c/w et He I) et pour le flux à 10.7 cm originaire de la basse couronne, lors du cycle solaire 22.*

d'apparition. Mais en fait, le “jeu” est un peu complexe car il faut aussi tenir compte du rôle de filtre de l'ondelette, filtre dont la largeur est différente à chaque échelle, et par conséquent, il suffit de faire varier un tant soit peu un seul des paramètres de la simulation pour que, dans le diagramme en ondelettes correspondant, tout ce qui se trouve autour en soit chamboulé. Il s'agit par conséquent d'un véritable casse-tête, mais les résultats obtenus sont encourageants.

Sur la figure 3.19(a) sont représentées les différentes périodes introduites dans le signal simulé, et sur la figure 3.19(b) sont dessinées les amplitudes des sinusoïdes correspondantes. On dispose ainsi d'un signal dont les variations sont à court terme (périodes comprises entre 24 et 34 jours). La figure 3.20(b) en donne une représentation en fonction du temps, alors que la figure 3.20(a) montre les variations réelles du Mg c/w pour des périodes comprises entre 24 et 34 jours (obtenues par filtrage dans le plan de Fourier puis par reconstruction de ce qui a été laissé par le filtre). La figure 3.21 montre le diagramme en ondelettes de la série temporelle ainsi modélisée. Cela n'est pas si mauvais, compte tenu des approximations sauvages qui ont été faites. Les principales structures du diagramme réel sont présentes, ainsi que grossièrement leurs amplitudes. Cela dit, cette modélisation n'est peut-être qu'une façon parmi d'autres d'obtenir un tel diagramme en ondelettes, c'est en tout cas, la façon la plus simple (!). On voit quand même qu'il n'est pas besoin de faire intervenir des variations linéaires de la période avec le temps pour aboutir à un tel diagramme. De plus, d'après la figure 3.19, la majeure partie des périodes sont situées aux alentours de 26, 27 jours, et il faut effectivement introduire une période d'environ 30 jours au tout début du maximum du cycle 22 pour avoir l'adéquation des diagrammes en ondelettes réel et simulé. Par ailleurs, l'accord est assez bon en ce qui concerne la comparaison des variations temporelles du signal réel et du signal simulé (figure 3.20) bien que dans le cas réel ces variations sembleraient plutôt modulées par une oscillation de période 3 à 4, voire 5 fois plus grande.

D'une façon générale, ces diagrammes en ondelettes montrent qu'il faut peut-être raisonner en terme de changement de période plutôt qu'en terme de variation de période dans le temps. Tous les indicateurs analysés sont reliés aux effets du champ magnétique qui émerge à la surface sous forme de taches, de plages faculaires, de petits tubes de flux, etc. Nous avons vu dans le chapitre précédent que ces éléments peuvent avoir des vitesses qui varient avec leur âge (suivant qu'ils sont ancrés plus ou moins profondemment dans la zone convective) et suivant la latitude héliographique à laquelle ils apparaissent (rotation différentielle). Il semblerait donc que les différents indicateurs reliés à un même phénomène (relevant de champs magnétiques forts ou faibles) tournent à la même vitesse quel que soit la hauteur dont ils sont originaires dans l'atmosphère solaire. Ces analyses en ondelettes montrent aussi qu'elles peuvent apporter beaucoup de renseignements précieux quant à la relation qui peut exister entre des indices originaires de différentes couches atmosphériques.

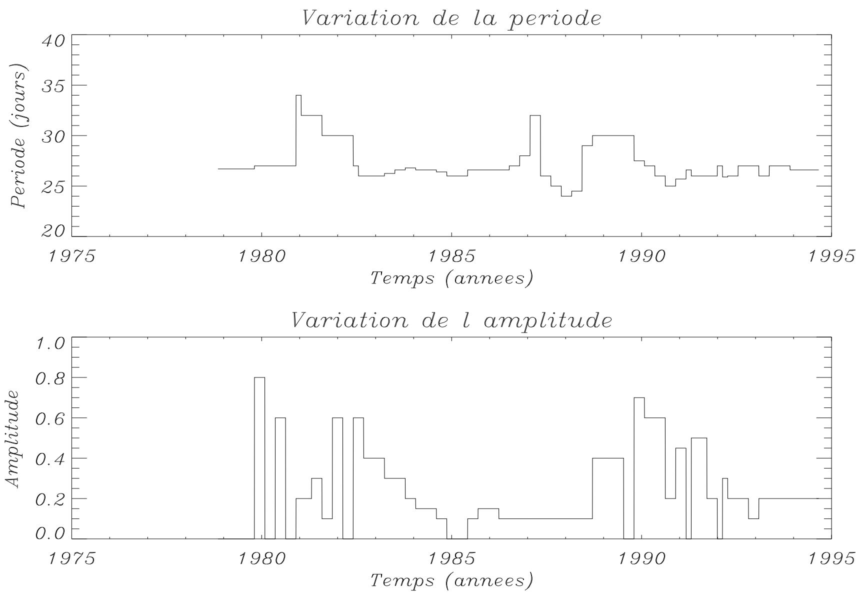


Figure 3.19: *Simulation des variations de la période de rotation telle qu'elle est vue dans le Mg II c/w.*
Sur la figure du haut est représentée la variation de la période simulée en fonction du temps et sur la figure du bas est indiquée la variation de l'amplitude de la sinusoïde correspondante.

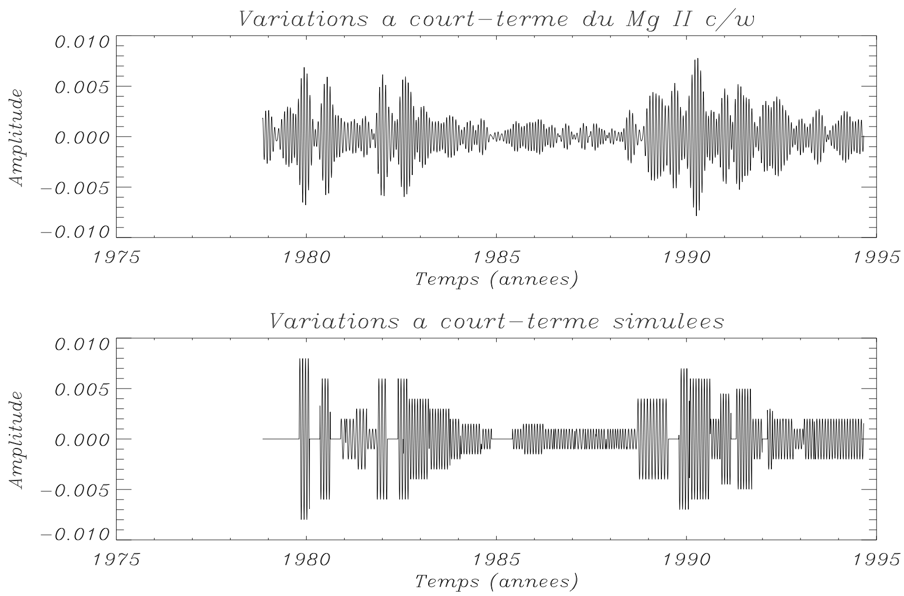


Figure 3.20: *Variations réelles et simulées des oscillations à court-terme de l'indice du Mg II c/w.*
Les variations à court terme (pour des périodes comprises entre 24 et 34 jours) du Mg II c/w sont représentées sur la figure du haut alors que les variations à court terme simulées avec les périodes et amplitudes données sur la figure 3.19 sont dessinées sur la figure du bas.

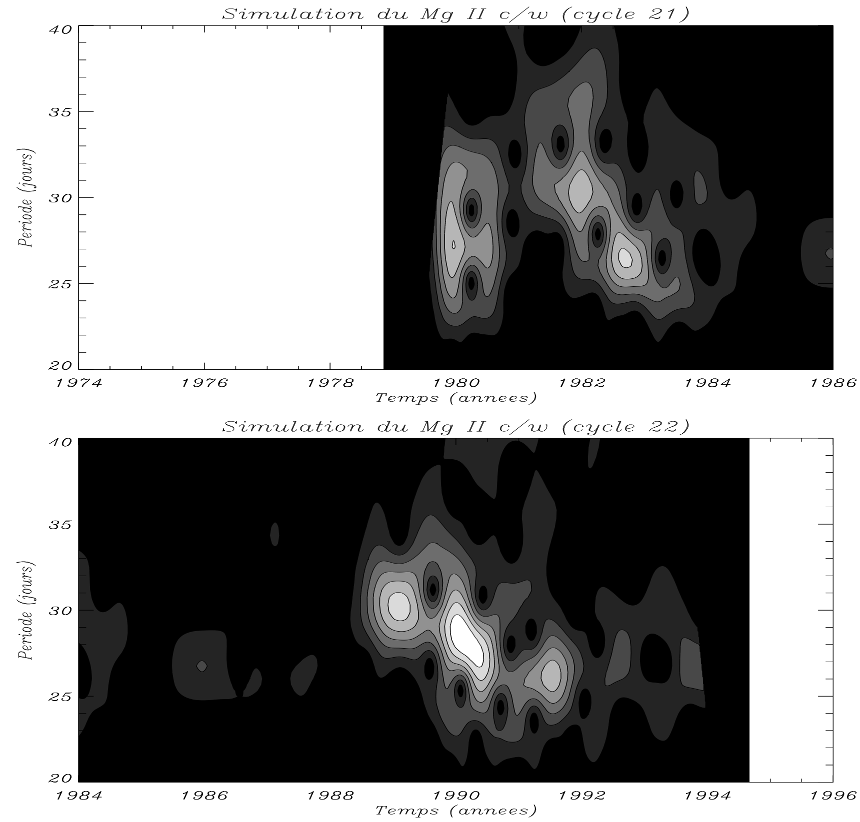


Figure 3.21: *Diagramme en ondelette simulé.*
Représentation du diagramme en ondelette de la série temporelle du Mg II c/w simulée.

Notes bibliographiques

L'écriture de ce chapitre a demandé l'utilisation de quelques manuels et cours.
Pour la première section, j'ai utilisé les cours ou ouvrages suivants :

Charbit, M. : 1990, "Elements de théorie du signal : les signaux alétoires", édition ellipse.

Chatfield, C. : 1975, "The analysis of time series: theory and practice", édition Chapman and Hall, Londres.

cours de maitrise EEA sur le traitement du signal (1989, Université Claude Bernard de Lyon I).

cours de E. Fossat (analyse d'un signal temporel, 1991, DEA)

Les ouvrages relatifs aux ondelettes sont les suivants :

Bijaoui, A. : 1991, "La transformée en ondelette I : introduction mathématique et méthodes numériques", Observatoire de la Côte d'Azur.

Billiau, A. : 1992, "Analyse en ondelettes de données gravimétriques", rapport de licence de mathématique, université catholique de Louvain, faculté des sciences, Belgique.

Combes, J. M., Grossmann, A. et Tchamitchian, Ph. : 1987, "Wavelets: time-frequency methods and phase space", comptes-rendus de la conférence internationale sur ce sujet, Marseille, eds. Springer.

Mallat, S. G. : 1989, "A theory of multiresolution signal decomposition: the wavelet representation", IEEE Transf. on Pattern Anl. and Machine Intell., Vol. 11, No. 7, pp. 674-693.

Meyer, Y. : 1994, "Les ondelettes : algorithmes et applications", édition Armand Collin, Paris.

Starck, J.L. : 1992, "Analyse en ondelette et imagerie à haute résolution angulaire", thèse de doctorat, Observatoire de la Côte d'Azur.

On pourra consulter aussi avec profit les comptes-rendus du colloque "Applications of time-series analysis in astronomy and meteorology", qui s'est tenu à Padova (Italie) en septembre 1993.

Le paragraphe relatif à l'application de la transformation en ondelettes à l'étude de la période de rotation solaire est un travail original que j'ai effectué et qui n'a pas été publié ni présenté à une quelconque conférence.

Chapitre 4

Étude du rayon solaire apparent

Bien que le diamètre solaire apparent ait été mesuré plus ou moins régulièrement depuis trois siècles environ, on sait peu de choses sur ses variations séculaires et/ou périodiques et le sujet est encore très controversé.

Il est vrai que les mesures du diamètre avec une grande précision sont difficiles. Mais des techniques appropriées de mesures, puis de réduction de données et enfin de traitement du signal peuvent permettre une détection de ses variations. Le problème est de relier les variations observées aux variations “vraies” du diamètre.

4.1 Pourquoi mesurer le diamètre solaire ?

Le diamètre était auparavant un sous-produit de mesures des paramètres orbitaux. Kepler par exemple, en 1600, déduit de ses mesures hivernales et estivales du diamètre, l'excentricité de l'orbite terrestre (Toulmonde 1995). Au XVII^{e} siècle, les mesures du diamètre faites à plusieurs hauteurs au-dessus de l'horizon permettent la détermination de la réfraction atmosphérique. Actuellement, les instruments dédiés à la mesure du diamètre tentent de mettre en évidence ses possibles variations, les éphémérides et la réfraction étant supposés connus.

4.1.1 Variations “théoriques” du rayon

Des variations même très faibles du diamètre seraient d'un grand intérêt astrophysique puisque les théories les plus simples de structure stellaire ne prédisent aucune variation mesurable. Avec les limitations de modèles qui ne prennent pas en compte la rotation, le champ magnétique ou l'asphéricité, le seul changement attendu dans le diamètre du Soleil est celui prévu par l'évolution de l'étoile, c'est-à-dire de 2,9 cm par an étant donné son âge, sa composition et sa masse (Iben 1967). Ainsi, depuis la formation du Soleil, le rayon aurait augmenté de 0,88 $R_\odot$ à sa valeur actuelle alors que la luminosité serait passée de 0,72 $L_\odot$ à sa valeur actuelle. Lors de cette évolution, la température effective n'aurait varié que de 95 K environ, contribuant peu à l'évolution de la luminosité. Luminosité et rayon sont donc intimement liés tout au moins par la théorie. Ainsi, puisque les mesures de l'irradiance solaire montrent une variation de l'ordre de 0,1 % sur le cycle solaire, le rayon mesuré devrait lui aussi varier. Cependant, sa variation n'est détectable que si elle est de 5 à 6 ordres de magnitude supérieurs aux 2,9 cm par ans prédits par la théorie. Une telle variation relèverait par conséquent d'un processus différent de celui de l'évolution nucléaire. Les processus susceptibles d'impliquer une variation observable du diamètre sont en fait nombreux et leur importance relative est controversée.

Spruit (1994), dans un article de revue sur la théorie des variations du rayon et de la luminosité, donne quelques ordres de grandeur de la variation relative du rayon associée à différents mécanismes :

- effet du champ magnétique : en supposant que les champs magnétiques de surface se prolongent à l'intérieur de l'étoile sous forme de champs verticaux, ces derniers sont à la source d'un déplacement de gaz relatif à la différence de densité entre l'extérieur et l'intérieur du tube pouvant correspondre à une variation du rayon de l'ordre de $\Delta R/R \simeq 10^{-10}$.

- effet de la convection : le Soleil n'étant pas en équilibre hydrostatique, il oscille et est sujet à des écoulements convectifs. Si la force de ces écoulements et oscillations varie avec le cycle solaire, cela pourrait provoquer une petite variation du rayon. La théorie prédit que convection et oscillations provoqueraient des changements du même ordre de grandeur et de valeur $\Delta R/R \simeq 2.10^{-7}$ (en tenant compte du fait que la convection peut être réduite par les champs magnétiques qui diminuent d'un facteur 10 la valeur originelle des changements qu'elle induit). Ces variations iraient dans le sens d'une diminution du diamètre quand l'activité magnétique est à son maximum.

L'héliosésmologie apporte par ailleurs quelques contraintes quant aux variations du rayon. Une limite supérieure à la variation des fréquences pourrait être de $\Delta\nu/\nu \simeq 10^{-5} \simeq \Delta R/D$ où D est l'épaisseur de la zone de convection (en supposant une expansion uniforme de la zone convective et en supposant que 10 % de la variation des fréquences est causée par le magnétisme). Ceci conduit à $\Delta R/R \simeq 3.10^{-6}$ et permet de séparer les effets magnétiques de ceux non magnétiques sur le rayon.

Dearborn et Blake (1980) estiment que l'adaptation du rayon à une expansion ou contraction de la zone convective (s'ajustant ainsi à un équilibre thermique) ne devrait avoir lieu qu'après 10^5 ans. L'ajustement du rayon à des variations de luminosité se ferait en revanche plus vite dans la zone de superadiabaticité : il y serait alors possible de détecter des variations du rayon. L'amplitude de ces variations est fonction de la profondeur de la zone superadiabatique (qui est de l'ordre de 1000 km) et dépend donc du modèle.

Thomas (1979) prédit qu'un refroidissement de l'enveloppe solaire pourrait correspondre à une expansion radiale du Soleil sans contrepartie sur la luminosité, la relation étant : $\Delta R/R = -2\Delta T/T$. La valeur de T étant de 6000 K environ, une diminution de 1 K serait lié à un changement du rayon de l'ordre de $\Delta R/R \simeq 3.10^{-4}$. L'expansion de l'enveloppe serait une conséquence de la poussée magnétique : il montre que pour un flux fixé, la variation relative du rayon est proportionnelle à la force du champ magnétique (la masse dans les tubes de flux serait plus faible en l'absence de champ magnétique).

Récemment, Kleeorin *et al.* (1996) montrent qu'en l'absence de développement d'une turbulence magnétohydrodynamique, l'amplification du champ magnétique résulte en une augmentation du rayon et réciproquement. Par conséquent, en période de forte activité le rayon solaire diminue. Ils estiment l'ordre de grandeur de ces variations à $\Delta R/R \simeq 2,4.10^{-6}$ sur 11 ans. À partir de résultats donnés par Gavryusev *et al.* (1994) ils évaluent la valeur expérimentale (déduite des observations de F. Laclare) à 6,6.10^{-6}, en bon accord avec leur valeur théorique.

4.1.2 Mesure de l'aplatissement solaire

Une autre mesure importante est celle de l'aplatissement solaire qui peut être défini comme : $\Delta r = r_{eq} - r_p$, où r_{eq} est le rayon équatorial et r_p, le rayon polaire. La rotation de surface du Soleil induit un aplatissement de 7,8 arc ms (milli secondes d'arc). Cette partie de l'aplatissement ne transporte pas le moment quadripolaire[1] J_2. Ce dernier obtenu à partir de l'aplatissement est donc égal à : $J_2 = (2/3)(\Delta r - 7,8)/r$, où r=9,6.10^5 arc ms est le rayon solaire.

Diverses observations faites à différentes périodes du cycle solaire montrent que l'applatissement solaire n'est pas constant (Dicke *et al.* 1987, Rozelot 1995, Rösch *et al.* 1996). Dicke *et al.* (1987) supposent qu'une oscillation de faible amplitude d'un noyau magnétique pourrait être à l'origine d'une variation périodique de l'aplatissement, dont la période serait identique à celle du cycle solaire.

La confirmation ou infirmation des variations du diamètre et aplatissement solaire a donc des implications astrophysiques non négligeables. La plupart des études sur le rayon solaire sont actuellement faites dans ce sens.

4.2 Difficultés de la mesure

Le Soleil étant une sphère gazeuse, sa projection sur le ciel est un disque dont l'intensité décroit du centre au bord ce qui a pour effet de rendre le bord solaire relativement flou. Ce phénomène, révélé de façon indiscutable par la première photographie du Soleil en 1845, est connu sous le nom de la fonction d'assombrissement centre-bord. Cet effet reflète l'existence d'un gradient de température dans l'atmosphère solaire. Le centre du disque solaire apparaît plus brillant, et donc plus chaud, que le bord : on "voit" en effet jusqu'à des couches plus profondes au centre du disque parce que l'on observe perpendiculairement à la surface du disque. Lors d'observations du limbe, la ligne de visée fait un angle important avec la direction perpendiculaire, et l'on voit par conséquent moins profondément à travers l'atmosphère solaire.

La fonction d'assombrissement peut s'écrire dans l'approximation d'Eddington :

$$\frac{I(0,\mu)}{I(0,1)} = \frac{2+3\mu}{5} \tag{4.1}$$

où $\mu = \cos\theta$, θ étant l'angle que fait la ligne de visée avec la direction perpendiculaire au disque. Ce modèle est à peu près satisfaisant vers le centre du disque, mais fait de

[1]Le moment quadripolaire est un paramètre indispensable à une bonne connaissance du potentiel gravitationnel V créé par le Soleil. V peut s'exprimer sous la forme :

$$V = -\frac{GM}{r}\sum_{n=0}^{\infty} J_n \left(\frac{a_e}{r}\right)^n P_n(\theta)$$

où $P_n(\theta)$ est la base des polynômes de Legendre, G la constante gravitationnelle de Newton, M la masse solaire, r et $(\frac{\pi}{2}-\theta)$ respectivement le rayon et la latitude géocentrique d'un point de la surface de la Terre et a_e le rayon solaire équatorial. Les J_n, constantes sans dimension, sont appelées des harmoniques zonales. Les deux premières constantes J_0 et J_1 sont respectivement égales à 1 et 0, les harmoniques d'ordre supérieur sont estimées égales à 0 dans une première approximation. Par conséquent, le potentiel gravitationnel n'est plus fonction que de J_2.

sérieux écarts avec les observations dès que l'on atteint le limbe. De plus, la fonction d'assombrissement observée dépend de la longueur d'onde. Il en résulte que le diamètre observé dépend lui aussi de la longueur d'onde (le diamètre observé aux longueurs d'onde radio est environ huit fois plus grand que celui observé à des longueurs d'onde du domaine visible). La méconnaissance de la fonction d'assombrissement induit aussi des incertitudes lors de la détermination du diamètre.

Le point d'inflexion de la courbe d'intensité observée détermine par convention le limbe c'est-à-dire le bord du Soleil. Mais le bord du disque est malheureusement rendu flou par la turbulence de l'atmosphère terrestre. La difficulté a été surmontée avec la FFTD (Finite Fourier Transform Definition[2]) proposée en 1975 par Hill *et al.*.

Ainsi qu'on le verra plus loin, il existe d'autres méthodes pour définir le limbe. Différents instruments mesurant de façons différentes le bord du disque vont conduire à des résultats différents. C'est pourquoi il est important de parler de *diamètre observé apparent*, afin de le distinguer du *diamètre vrai*. Ce dernier serait la taille du disque solaire donné par une construction théorique du Soleil pour une certaine densité ou potentiel gravitationnel, à une longueur d'onde donnée. Le diamètre apparent est le résultat de mesures utilisant un instrument bien spécifique.

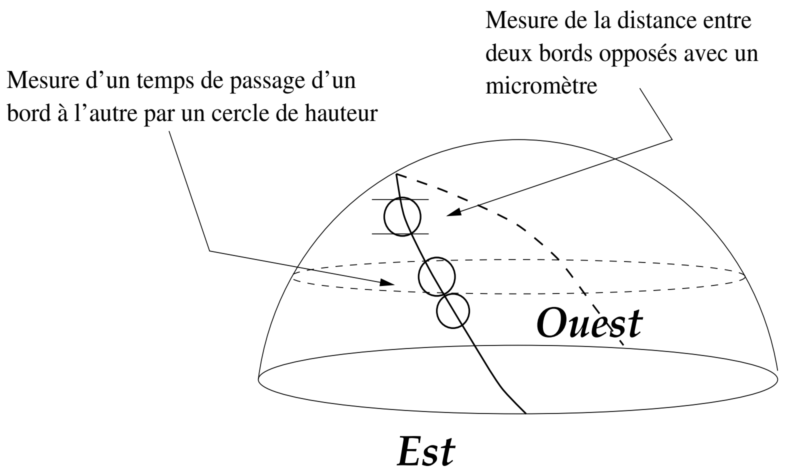
La détermination du diamètre peut se faire soit par l'intermédiaire de la mesure d'un angle trigonométrique entre deux bords opposés du Soleil soit par celle d'une durée suite à la rotation de la Terre (figure 4.1). Pour la mesure d'un angle[3], on peut citer les méthodes utilisant une visée directe du Soleil (Aristarque, 300 ans av. J.C) ou une projection de son image (Kepler, 1601), et celles faisant usage du micromètre (Gascoygne, 1640, amélioré par Auzout, 1729) ou de l'héliomètre (Bouguer, 1747). La mesure d'une durée se fait lors du passage du Soleil au méridien (Picard, 1666) ou à une hauteur quelconque au-dessus de l'horizon avec un astrolabe (Claude, 1900) ou encore lors du passage de planètes ou de la Lune devant le Soleil (Halley, 1715). Lorsqu'un instrument méridien est utilisé, le diamètre horizontal est déterminé par la durée qui s'écoule entre le passage du limbe ouest et celui du limbe est à travers des réticules. Ces instruments et méthodes sont présentés en détail dans la thèse de M. Toulmonde (1995) ainsi que dans un article de revue de Ribes *et al.* (1991).

4.3 Variation séculaire et périodicités

La table 4.1 montre les principales séries de mesures ayant été utilisées afin de détecter une possible variation séculaire du diamètre ou diverses périodicités.
Il faut rajouter à cela les mesures du diamètre obtenues lors d'éclipses totales. La bonne connaissance du mouvement relatif Lune-Soleil, de la distance Terre-Lune et du profil du relief lunaire conduit à des mesures précises du diamètre. Halley en 1715 fit la première mesure utilisant cette méthode (Toulmonde 1995). De même, le passage de Vénus ou

[2]La FFTD est un algorithme de restitution de la position d'un point invariant le long d'un rayon. Cette invariance repose à la fois sur un modèle de la variation de l'intensité lumineuse au travers du limbe et sur un modèle de l'étalement des images engendré par l'atmosphère. Le bord solaire est défini comme étant le point où s'annule une intégrale de la valeur de la brillance pondérée sur un intervalle autour de ce point.

[3]Les noms cités entre parenthèses sont ceux donnés par Toulmonde (1995) ou Ribes *et al.* (1991) et correspondent aux "inventeurs" de l'instrument.



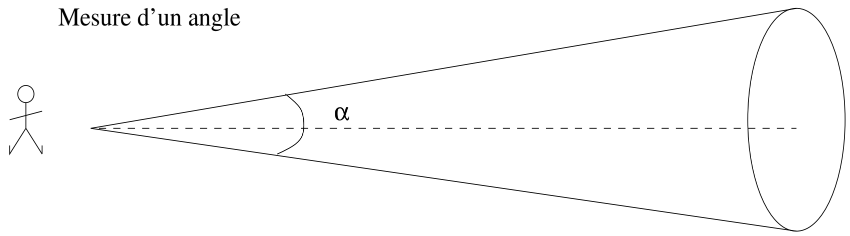


Figure 4.1: *Différentes méthodes pour mesurer le diamètre solaire.*
Il est possible de mesurer un angle à partir duquel on déduit le diamètre apparent ou un temps de passage à une hauteur quelconque sur l'horizon. Si cette mesure se fait à midi, alors l'instrument est dit méridien : méthodes employées au XVII^e siècle ou encore actuellement, mais avec des instruments perfectionnés (le S.D.M. au "High Altitude Observatory" ou l'instrument méridien de Belgrade). Si la mesure se fait à une hauteur quelconque au-dessus de l'horizon alors l'instrument correspondant est du type de l'astrolabe de Danjon. Il est aussi possible de mesurer avec un micromètre les diamètres horizontaux et verticaux du Soleil : ce dernier est alors placé entre deux réticules qui sont ajustés de façon à ce qu'ils coïncident avec chacun des deux bords opposés du Soleil.

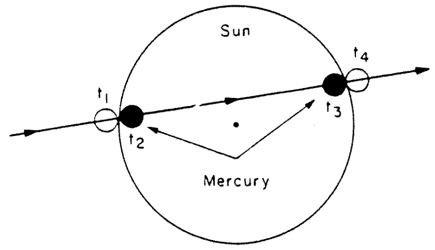


Figure 4.2: *Mesure du diamètre apparent lors du passage d'une planète interne.*
Le passage de Mercure sur le disque solaire permet une mesure du diamètre solaire apparent. Les observations consistent à déterminer les instants de contacts externes (t_1 et t_4) et de contacts internes (t_2 et t_3).
Source : Shapiro 1980.

Provenance	Dates	Nb mesures	Diamètre	Référence
éclipses totales	1715-1966	7 mes.		Parkinson *et al.* 1980
transit de Mercure	1723-1973	30 transits	h	Parkinson *et al.* 1980
transit de Mercure	1736-1973	23 transits		Shapiro 1980
Greenwich	1836-1953	117 moy. ann.	h-v	Eddy, Boornazian 1979
				Parkinson *et al.* 1980
U.S. Naval Obs.	1846-1944	76 moy. ann.	h-v	Gilliland 1981
Radcliffe Obs.	1860-1891	28 mes.	h-v	Gilliland 1981
Campidoglio	1876-1936	61 mes.	h	Gialanella 1943
Belgrade Obs.	1975-1986	750 mes.	h-v	Ribes *et al.* 1988
Laclare	1975-1995	6639 mes.	v	Laclare *et al.* 1996
Vahlinos	1974-1995	2036 mes.	v	Leister, Benevides 1990

Table 4.1: *Les différentes séries temporelles du XVII^e au XX^e siècle.*
Dans la quatrième colonne, h signifie diamètre horizontal, v correspond à la mesure du diamètre vertical (ces diamètres ne correspondent pas forcément aux diamètres équatorial ou polaire, voir le paragraphe 4.4.3). Les données de Greenwich, de l'U.S. Naval Observatory et de l'observatoire de Belgrade sont obtenues par l'intermédiaire de mesures de temps de passage du Soleil au méridien. L'instrument de Belgrade permet aussi la mesure des bords supérieurs et inférieurs du diamètre. Gilliland (1981) a re-analysé la plupart de ces ensembles de données. Sauf précision contraire, ce sont en général les diamètres horizontaux, moins sensibles à la réfraction atmosphérique, qui sont étudiés. F. Laclare (de l'Observatoire de la Côte d'Azur) utilise un astrolabe du type de celui de Danjon, de même que Leister et ses collaborateurs (observatoire de Sao Paulo, Brézil).

de Mercure sur le disque solaire peut procurer une mesure du diamètre (figure 4.2). Le passage de Vénus est cependant très rare (4 fois en 243 ans), celui de Mercure est plus fréquent, 13 à 14 fois par siècle (Toulmonde 1995).

4.3.1 De l'existence d'une variation séculaire

Le diamètre solaire eut un regain d'intérêt lorsqu'Eddy et Boornazian (1979) annoncèrent que leur étude des données de Greenwich montrait que le diamètre décroissait : le chiffre, énorme, avancé à l'époque était voisin de 2" par siècle entre 1836 et 1953. Cette étude fut suivie par un certain nombre d'analyses des mêmes données et de quelques autres incluant les données relatives au temps de passage de Mercure, aux éclipses totales et celles de l'USNO.

Parkinson *et al.* (1980) complétèrent les données du temps de passage de Mercure sur le disque solaire qu'avaient utilisés Eddy et Boornazian (1979) par 7 points supplémentaires. Leur analyse fait apparaître une décroissance du diamètre de -0,14" $\pm$ 0,08" par siècle. En ajoutant à cet ensemble de 30 transits de Mercure les 7 diamètres obtenus à partir d'éclipses totales, la tendance séculaire devient -0,08" $\pm$ 0,07" par siècle. Enfin, ils analysent les données de Greenwich en sélectionnant uniquement les mesures faites à partir de 1855. Ils estiment en effet que les mesures effectuées entre 1836 et 1854 sont peu fiables, les instruments et observations étant peu précis. Leur troisième valeur de la pente des

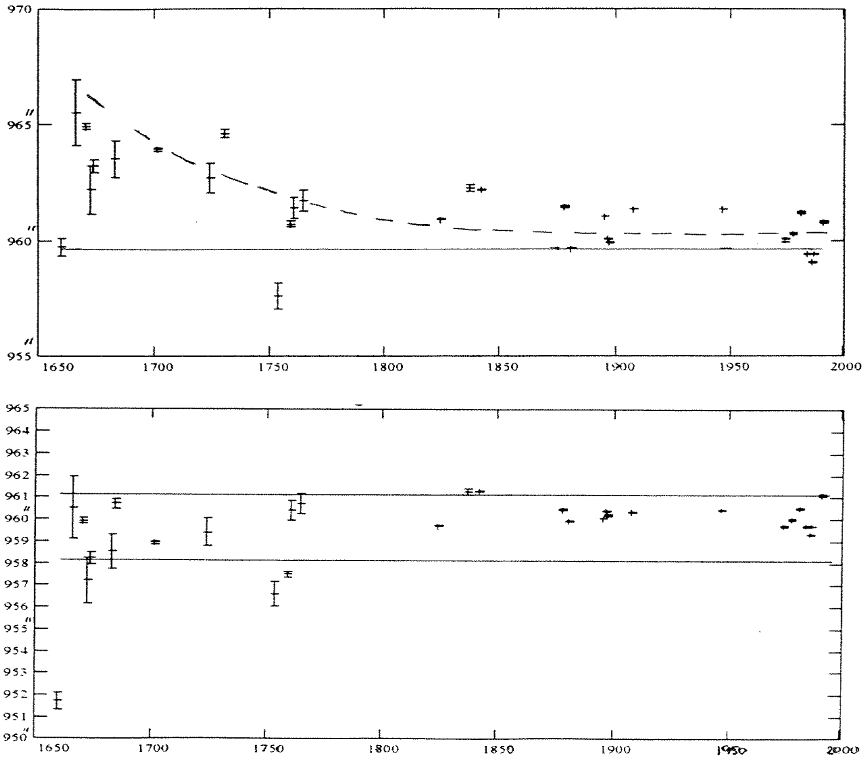


Figure 4.3: *Evolution de trois siècles de mesures du rayon apparent.*
En haut les valeurs moyennes sont corrigées uniquement de la réfraction. La valeur conventionnelle (959,63") est figurée par un trait plein. La courbe en tirets représente une correction globale de la diffraction. En bas, les valeurs moyennes ont aussi été corrigées de la diffraction instrumentale. La zone d'incertitude est limitée par les droites d'équation R = 959,63" ± 1,5". *Source* : Toulmonde 1995.

données en fonction du temps est alors de -0,32" par siècle. Cette dernière valeur est en accord avec celle de Dunham *et al.* (1980). Analysant les diamètres polaires mesurés à partir d'éclipses totales entre 1715 et 1979, ils trouvent en effet une décroissance de -0,34" ± 0,20" par siècle.

Shapiro (1980), quant à lui, analyse 23 transits de Mercure entre 1736 et 1973, trouve une légère pente positive de 0,05" ± 0,01" par siècle et en conclue à l'absence de variations séculaires significatives.

Gilliland (1981) fait une compilation des mesures déduites des temps de transit mesurés à Greenwich et à l'UNSO, des mesures du passage de Mercure et de celles déduites lors d'éclipses totales. Son analyse d'un total de 265 ans de données révèle l'existence d'une décroissance séculaire de l'ordre de -0,1" par siècle.

Récemment Toulmonde (1995) reprend un certain nombre de séries temporelles et de mesures individuelles de 1660 à 1991 en affectant aux mesures des siècles derniers diverses corrections. Il corrige les mesures des effets de la réfraction et turbulence atmosphériques, des biais introduits par l'équation personnelle[4] (qu'il estime à 1" ou 2") et de la diffraction de l'objectif. Au regard du graphe des valeurs corrigées (figure 4.3), il conclue que rien ne permet de déceler l'existence d'une variation séculaire du diamètre.

[4]Les mesures visuelles sont (généralement) affectées d'un biais lié à la façon dont chaque observateur apprécis le bord solaire.

La plupart des analyses qui révèlent une variation du diamètre ont une prépondérance à montrer une décroissance séculaire alors que la théorie prédit une tendance du diamètre à croître, bien que cette augmentation soit (théoriquement) indétectable.

4.3.2 Recherches de périodicités

A partir des ensembles de données du tableau 4.1, il est aussi possible d'analyser séparément les différentes séries temporelles afin de détecter de possibles variations liées à divers cycles solaire. Là encore, bien qu'effectués sur de mêmes ensembles de données, les résultats divergent.

Secchi en 1872 fut un des premiers à parler d'une anticorrélation entre le diamètre et le nombre de taches. En 1980, Parkinson *et al.* décèlent, dans le spectre des 23 données sur le diamètre déduit du passage de Mercure, un pic à 80 ans et un autre à 20 ans. Ils estiment que seul le pic de 80 ans est probable et que le second n'est qu'un alias du premier.

Gilliland (1981) en analysant différents ensembles de données rapporte l'existence d'une oscillation à 11 ans d'une amplitude crête-à-crête moyenne de 0,1". Cette oscillation est anticorrélée avec le nombre de Wolf pour le cycle correspondant. Il décèle aussi une modulation des données par une oscillation de période 76 ans ($\pm$ 8 ans), d'amplitude à mi-hauteur de 0,2". Ce cycle serait anticorrélé avec celui de Gleissberg. L'explication qu'il donne pour cette modulation est la suivante. Une activité solaire importante, associée à de forts champs magnétiques et visible par une augmentation du nombre de taches, engendre une réduction du transport de flux dans la zone convective. La zone convective est suffisament profonde pour que les petites divergences de flux soient aisément absorbées. Par exemple, une modulation de 1 % sur 76 ans de la luminosité impliquerait une modulation du rayon de l'ensemble de la zone convective de l'ordre de 0,1 km à 1 km (1"=725 km) en supposant que les variations d'énergie soient entièrement stockées sous forme d'un potentiel d'énergie gravitationnelle. En revanche, les couches externes du Soleil réagiraient immédiatement aux variations du flux de façon à maintenir l'équilibre hydrostatique. En particulier, une décroissance du flux à travers la zone de convection aurait pour résultat une diminution de la température de surface et une diminution du rayon.

Giananella en 1943 et Cimino en 1945 détectent une oscillation à 22 ans d'amplitude comprise entre 0,2" et 0,5", dans les données de Campidoglio. Vasilyev et Makarov (1996), en étudiant ces mêmes données et celles de Greenwich, rapportent une tendance de la série temporelle anglaise à décroître et une tendance inverse des données italiennes. De l'analyse des mesures de Greenwich, ils mettent en évidence l'existence d'une périodicité à 22 ans d'amplitude 0,1" (et ne trouvent pas de cycle de 11 ans). L'analyse des données de Campidoglio met en évidence une périodicité de 23 ans qui passe à 27 ans lorsque les années d'observations imprécises sont exclues. L'amplitude de ce cycle est alors de 0,24". Ils lissent ensuite les séries temporelles à l'aide de l'opérateur de Whittaker et révèlent ainsi que les cycles solaires de 11 ans (du nombre de Wolf) de numéro impairs correspondent à une décroissance du diamètre alors que les cycles de numéro pairs correspondent à une augmentation du diamètre.

Différentes analyses mènent donc malheureusement à des résultats différents. La prudence est de mise quant à l'existence d'une oscillation à 11 ou 22 ans, ou encore à 76 ans. Il est en effet difficile de se faire une idée précise de l'amplitude du bruit lié aux imprécisions des instruments et probablement aux différents observateurs, chacun d'entre eux introduisant son équation personnelle dans les données. De plus, les mesures sont en général assez espacées dans le temps, ce qui ramène au problème de l'existence de "trous" dans les séries temporelles qui peuvent introduire des artéfacts dans les transformations de Fourier. Il s'agit d'être très prudent quant aux conclusions que l'on peut tirer de telles études.

4.4 Mesures du diamètre au XVII^e siècle

Une information fiable concernant la variation du diamètre solaire ne pouvant être obtenue qu'à partir de longues séries de mesures, je me concentrerai sur celles effectuées par Picard et La Hire. Les mesures ont pour la plupart été faites à partir d'un micromètre par Picard (de 1666 à 1682) et par la méthode de mesure du temps de transit du Soleil au méridien par La Hire (de 1683 à 1718).

4.4.1 Précision des instruments employés

Ribes *et al.* (1987) estiment à 1" la précision des mesures faites au micromètre, étant données les caractéristiques de l'instrument utilisé. Les aberrations de sphéricité et chromatiques sont supposées inférieures à 1", Ribes *et al.* (1987) rappelant la bonne qualité de l'optique du XVII^e siècle. D'autres auteurs (O'Dell et van Helden 1987, Brooks 1988) suggèrent cependant une sous-estimation de l'erreur. O'Dell et van Helden (1987) se basent sur des comparaisons entre les mesures du diamètre de Jupiter faites par Picard avec le micromètre et les valeurs actuelles. Ces auteurs pensent que Picard a mesuré le diamètre polaire de Jupiter. Comparant ses mesures aux valeurs actuelles, ils trouvent un excès de 4,3" dans les données de Picard et en déduisent que les mesures du diamètre solaire doivent être affectées du même décalage. Brooks, quant à lui, pense que ces techniques étant relativement nouvelles à l'époque, leurs sources d'incertitude étaient mésestimées par les observateurs et les problèmes techniques sous-évalués. De plus, il met en avant les problèmes liés à la calibration de l'instrument qui engendrent des erreurs de parallaxes, mais il ne donne aucune estimation de l'erreur supposant seulement qu'elle est largement supérieure à 1". Ribes J.C. *et al.* (1987), en réponse à l'article de O'Dell et van Helden, considèrent que Picard a probablement mesuré le diamètre équatorial et estiment que ses mesures sont alors en bon accord avec les mesures actuelles du diamètre juvien équatorial excepté lorsque les mesures de Picard sont faites près de l'opposition. Dans ce cas-là, il faut tenir compte de l'irradiation (voir plus loin).

Les mesures des temps de transit du Soleil de part et d'autre du méridien sont plus affectées par les erreurs que les mesures effectuées au micromètre. Bien que les pendules étaient relativement précis (ils perdaient une seconde par jour), leurs battements étaient séparés de 0,5 seconde. Cette quantification du temps introduit de larges erreurs aléatoires dans les mesures du diamètre. Le contact est en fait établi avec une précision de l'ordre du quart de seconde pour un temps de transit variant entre 110 et 150 secondes. L'incertitude résultante sur la position des bords du disque solaire est donc de ± 3" à 4". Malgré cet inconvénient, l'instrument méridien, qui permettait la mesure de l'ascension droite des planètes et étoiles, fut préféré au micromètre (Ribes et Nesme-Ribes 1993).

Une correction inhérante aux deux méthodes doit être appliquée aux données : il s'agit de la correction d'irradiation traduisant l'augmentation apparente du diamètre de l'objet observé lorsqu'il l'est sur un fond sombre. Cette correction fut introduite par Auwers (1891) pour expliquer la différence systématique entre les mesures du diamètre faites par la méthode du temps de transit et celles effectuées avec un héliomètre. La valeur de cette correction est traditionnellement prise égale à -1,55" bien que Wittman (1977) suggère une valeur de -1,25" $\pm$ 0,3".

4.4.2 Les mesures de Picard et La Hire

Les observations

La série temporelle la plus intéressante est celle de La Hire qui observa en effet avec le même instrument durant presque quatre cycles solaires. Pendant cette époque, il y eut très peu de taches sur le Soleil. Cette période est connue sous le nom du minimum de Maunder (Maunder 1894) et coïncide avec un climat relativement froid dans les régions de l'Atlantique Nord, appelé le petit âge glaciaire.

Les données de La Hire de 1715 peuvent être comparées avec la mesure du diamètre effectuée lors d'une éclipse de Soleil par Halley et ses collaborateurs en mai 1715. En supposant que cette mesure soit la meilleure estimation du diamètre[5] disponible à cette époque, elle fournit une possibilité de calibration des données de La Hire. La comparaison indique qu'il faut soustraire 3" aux données de La Hire pour que leurs valeurs correspondent à celle fournie par Halley. Cependant, même en diminuant l'ensemble des mesures de La Hire de 3", la valeur de 1683 reste encore à 962.5" ce qui est de 3" (2000 km) supérieur à la valeur actuelle du diamètre. Cet écart correspond de plus à 6 fois la déviation standard de la moyenne et est 20 fois plus grand que la variation actuelle du diamètre avec le cycle de 11 ans (150 km). Entre 1680 et 1690, décade correspondant à la fin du minimum de Maunder, le diamètre diminue de 3", et on retrouve des valeurs comparables à celle donnée par Halley lors de l'observation de l'éclipse de 1715. Ribes *et al.* (1991) en concluent donc à une véritable augmentation du diamètre en cette période de faible activité magnétique d'autant plus que les mesures de Picard concordent avec celles de La Hire. Par ailleurs les taches (une centaine au total, concentrées sur l'hémisphère Sud du Soleil) montrent une vitesse de rotation de 3 % plus faible que la vitesse actuelle. Un Soleil plus grand avec une vitesse de rotation plus faible serait en accord avec un phénomène réel de pulsations (dilatation et contraction des couches convectives) sur des échelles de temps de quelques siècles (Ribes *et al* 1987).

L'interprétation

La connection entre l'activité des taches, la luminosité et le diamètre a été suggérée par Spiegel et Weiss (1980). Si la source de la dynamo opère dans les couches convectives profondes, la présence de champs magnétiques forts peut altérer localement le gradient de température adiabatique et modifier le transport de flux convectif. Une telle altération provoquerait une variation du rayon et affecterait aussi le taux de rotation de l'enveloppe solaire. De plus, la rotation différentielle observée est plus marquée durant le minimum de Maunder qu'à présent, de la même façon qu'elle est plus marquée en période de minimum du cycle qu'en période de maximum. Ayant observé que les rouleaux azimuthaux (voir le

[5] Les mesures faites lors d'éclipse sont en général les plus précises car le bord solaire est alors bien défini. Le nombre relativement peu important d'éclipses ne permet malheureusement pas d'étudier une variation temporelle précise du diamètre.

chapitre 2 pour plus de détails) disparaissaient au moment des minimums du cycle, Ribes *et al* (1987) en concluent que les rouleaux étaient aussi absents durant le minimum de Maunder. Kunh *et al.* (1985) ont par ailleurs montré qu'une connection pourrait exister entre les rouleaux azimutaux et les variations de la luminosité. Leur absence est en accord avec une expansion de l'enveloppe solaire (et donc un refroidissement) et une diminution de la luminosité. Une baisse de 1 % de cette dernière aurait pu conduire à la décroissance observée de la température terrestre, provoquant ainsi un petit âge glaciaire (Eddy 1975).

4.4.3 Analyse des séries temporelles

Une analyse fréquentielle des 7000 mesures du diamètre horizontal faites par La Hire montrent la présence d'une oscillation de période moyenne de 9,6 ans (Ribes *et al.* 1989). D'autres oscillations sont également visibles en particulier pour des périodes de l'ordre de 2 à 3 ans et de 17 mois. L'amplitude de ces dernières excède à peine 2 à 3 fois le niveau du bruit, principalement à cause des incertitudes inhérentes à l'optique de l'époque. Elles sont cependant visibles dans d'autres indices de l'activité, ce qui suggère qu'elles soient réellement présentes dans le diamètre solaire. L'analyse par Fourier révèle aussi l'existence d'une périodicité à 6 mois d'amplitude 15 fois plus importante que celle du bruit. Elle résulte très probablement des différentes latitudes héliographiques couvertes lors des observations annuelles. Un instrument méridien n'observe en effet pas toujours le même diamètre : aux solstices d'été et d'hiver c'est le diamètre équatorial qui est mesuré alors qu'à l'équinoxe de printemps (respectivement d'automne), on voit le diamètre correspondant à une latitude héliographique de +30° (resp. de -30°). Ce phénomène est la conséquence de l'inclinaison de 23°,27' de l'axe de la Terre par rapport au plan de l'écliptique ajouté des 7° environ de l'inclinaison de l'axe de rotation solaire. Pour peu que les centres actifs modifient le diamètre apparent des latitudes actives (voisines de ±30°), cela créerait une variation semi-annuelle dans les mesures (Ribes et Nesme-Ribes 1993).

Cette étude montre que l'oscillateur solaire aurait continué de fonctionner durant le minimum de Maunder bien que l'activité des taches ait été réduite à son minimum. L'observation d'aurores boréales au milieu du XVII^e siècle semble confirmer la présence du cycle d'activité magnétique (Schröder 1988). De même, la modulation de l'abondance du ^{14}C (Damon et Sonett 1991) ou du ^{10}Be en donne d'autres évidences[6] (Beer *et al.*

[6]Les particules (principalement des protons) issues des rayons cosmiques et pénétrant dans l'atmosphère terrestre intéragissent avec les noyaux d'azote, d'oxygène et d'argon. L'interaction produit une large variété de particules secondaires (protons, neutrons, mésons) et des radio-isotopes parmi lesquels le ^{14}C et le ^{10}Be qui ont les demi-temps de vie les plus longs et les taux de production les plus élevés. Les particules des rayons cosmiques sont directement influencées par le vent solaire ce qui explique que la variation temporelle de ces radio-isotopes soit corrélée (négativement) avec les différents indices de l'activité solaire, en particulier les taches. Après sa production le ^{10}Be s'attache aux aérosols et suit les mouvements des masses d'air jusqu'à ce que des précipitations sous forme de pluie ou de neige l'amène sur Terre. Les carottes de glace fournissent de bonnes archives pour l'étude des variations temporelles du ^{10}Be (voir Beer *et al.* 1991 pour plus de détails). Le ^{14}C quant à lui s'oxyde en CO_2 et est par conséquent transvasé des réservoirs atmosphériques à ceux de l'océan et de la biosphère. Les mesures de ^{14}C des siècles passés se font à partir de prélèvements dans les troncs des arbres (voir Damon et Sonett 1991 pour plus de détails). Il est ainsi possible d'étudier l'évolution temporelle de la concentration de ces deux isotopes depuis quelques 8000 ans avant J.C. ! On conçoit donc l'importance de ces études si une corrélation nette est décelée entre ces isotopes et les cycles de l'activité solaire. Quelques points ont pour l'instant été mis en évidence mais les études sont difficiles car le vent solaire et les champs magnétiques

1991).

Le nombre de taches et le diamètre solaire observés de 1660 à 1719 ont récemment été analysés à l'aide de l'ondelette de Morlet (Nesme-Ribes *et al.* 1995, voir l'article en annexe). Les diamètres utilisés proviennent des mesures de Mouton (1659 à 1661), de Picard et Richer (1666 à 1672) et de La Hire père (1683 à 1718) et fils (1719). Une série de mesures récentes (1978 à 1995) fournie par F. Laclare, observant à l'astrolabe du CERGA[7], a elle aussi été analysée. Le nombre de taches provient d'une reconstruction de l'activité solaire par Hoyt *et al.* (1994, voir le chapitre 5). L'analyse a été faite pour les deux séries de diamètre et de taches. L'oscillation à 11 ans est très clairement visible sur les données du diamètre historique et est en opposition de phase avec celle du nombre de taches. Il en est de même pour l'oscillation présente dans les données récentes bien qu'elle soit d'amplitude plus faible. L'amplitude de ces oscillations et leur variation au cours du temps peuvent être suivies par le biais des coefficients d'ondelette. Le cycle de 11 ans n'est visible pour les taches qu'à partir de 1695, date à laquelle correspond la fin du minimum de Maunder. À l'inverse, l'oscillation du diamètre est très intense durant cette période et s'atténue à partir de 1695. Ces résultats montrent que le minimum de Maunder est caractérisé par une forte oscillation hydrodynamique associée à une faible oscillation magnétique alors qu'au XX^e^ c'est l'inverse qui est observé. Ces phénomènes montrent l'intérêt des longues séries d'observation pour comprendre l'évolution du magnétisme.

4.5 L'astrolabe du CERGA

L'astrolabe a été inventé par Claude en 1900 pour viser les étoiles à une hauteur donnée (Toulmonde 1995). En 1951, Danjon introduit un micromètre pour les besoins de l'époque qui sont ceux de la mesure de l'heure et de la latitude. L'astrolabe sert ensuite à l'amélioration des catalogues d'étoiles et à l'observation des planètes et de leurs satellites. En 1973 Leister (1977) à Sao paulo (au Brézil) tente les premières observations solaires de même que Laclare (1975) en 1974 au CERGA. En 1980, ce dernier étend l'utilisation de l'astrolabe de Danjon en y introduisant plusieurs prismes et en 1991, il rend les mesures impersonnelles par l'emploi d'une caméra C.C.D. Je me limiterai ici à décrire l'instrument de F. Laclare.

4.5.1 L'instrument

L'astrolabe de Danjon est destiné à priori à mesurer les paramètres orbitaux telle par exemple la détermination de l'équinoxe, origine des ascensions droites. Pour rendre l'instrument apte aux observations du Soleil, les modifications instrumentales qui ont été apportées concernent essentiellement l'optique externe. Le prisme équilatéral a été remplacé par des prismes réflecteurs en vitro céramiques, ceci répondant au double objectif d'assurer d'une part une meilleure stabilité de la distance zénithale et de permettre d'autre part l'observation d'un axe de l'orbite apparent plus grand (Laclare *et al.* 1980). Afin de protéger les prismes et de permettre de bonnes conditions d'observations, la ma-

associés ne sont pas les seuls à influencer la concentration de ces isotopes et celle-ci varie de plus avec la latitude et l'altitude dans l'atmosphère terrestre.

[7]Centre d'Études et de Recherche en Géodynamique et Astronomie rattaché à l'Observatoire de la Côte d'Azur depuis 1988.

gnitude du Soleil a été ramenée à une valeur voisine de celle de la Lune par une lame en silice revêtue d'un traitement multi-couches diélectriques de densité optique voisine de 5.

Principe de l'observation

L'observation consiste à enregistrer comme pour les étoiles l'instant de passage du Soleil à la distance zénithale définie par l'angle du prisme de l'astrolabe (figure 4.4).

La figure 4.5 donne une coupe de l'astrolabe en schématisant le trajet suivi par la lumière. Après avoir été filtrée par la lame réfléchissante (en 1), la lumière incidente arrive d'une part sur le prisme réflecteur (2) et d'autre part sur le bain de mercure (3), d'où elle repart à angle droit pour être réfléchie sur le prisme (2). Le bain de mercure assure l'horizontalité du plan sur lequel l'image du Soleil est formée. Deux images du Soleil sont donc obtenues à l'objectif : l'une, directe, arrive sur la partie supérieure de l'objectif, l'autre, réfléchie par le bain de mercure, arrive sur la moitié inférieure de l'objectif. Ces deux images ne sont pas fixes : de part le mouvement diurne du Soleil, l'image directe "monte" alors que l'image réfléchie "descend". Lorsque la distance zénithale du Soleil est égale à celle définie par le prisme, les deux images se tangentent. Cette tangence est maintenue durant 20 s pendant le passage du bord observé en compensant le mouvement en distance zénithale par une translation de l'ensemble micromécanique constitué d'un prisme de Wollaston double symétrique. Le mouvement du prisme de Wollaston transmis à une roue de contacts permet de recueillir environ vingt mesures du point de tangence. Cette méthode (imaginée par Danjon) permet de rendre la distance zénithale d'observation indépendante de la mise au point. L'instant moyen de tangence du bord observé avec son image correspond à la distance zénithale moyenne après correction des erreurs instrumentales telles que la dissymétrie du passage dans le champ résultant de la courbure de l'almucantarat et de celle du parallèle décrit par le Soleil, et de la réfraction[8] (Laclare 1983, Sadsaoud 1986). La réfraction est calculée à chacun des bords pour un filtre à large bande passante ($\Delta\lambda = 1000$ Å), centré sur 5380 Å, à partir des données atmosphériques (température sèche, température humide et pression atmosphérique) relevées avant et après chacun des passages. La différence des instants de tangence observés de part et d'autre du cercle de hauteur est convertie en diamètre apparent en prenant en compte la distance zénithale, la latitude du lieu d'observation, le temps sidéral local au moment de l'observation, la déclinaison et l'angle horaire instantané du centre du Soleil (Laclare 1983, Sadsaoud 1986). Celui-ci étant mal défini par l'observation, l'instant du passage de ce centre à la distance zénithale z est déterminé par la distance zénithale instrumentale augmentée (pour le bord supérieur) ou diminuée (pour le bord inférieur) du semi-diamètre. Ce sont en fait deux semi-diamètres qui sont ainsi déduits des observations. La détermination de ces semi-diamètres verticaux est affranchie de la réfraction différentielle, puisque la mesure des deux bords solaires se fait à la même distance zénithale. Par ailleurs, le diamètre est affecté par la turbulence atmosphérique (qui étale l'image) et par la polarisation du diamètre par le prisme de Wollaston (voir Sadsaoud (1986) pour une discussion détaillée de ces deux limitations de l'instrument).

Dans les conditions les plus favorables, quatre déterminations sont possibles : deux pour chaque bord, l'une à l'est et l'autre à l'ouest.

[8] La réfraction est la déviation des rayons lumineux par l'atmosphère terrestre qui agit comme un milieu réfringent. Son effet, fonction de la longueur d'onde et de la distance zénithale, diminue le diamètre apparent du Soleil.

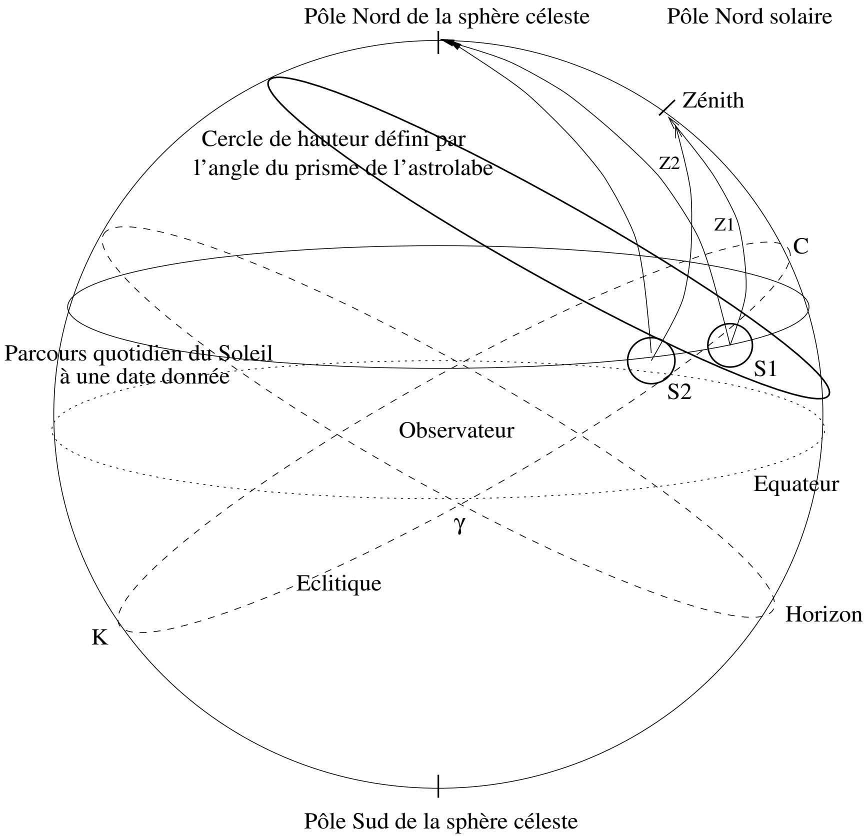


Figure 4.4: *Principe de la mesure du diamètre solaire avec l'astrolabe.*
Pour un observateur placé selon l'axe Observateur-Zénith (c'est-à-dire dans le plan Horizon), la voûte céleste décrit chaque jour un tour autour de l'axe nord-sud, entrainant avec elle tout ce qu'elle porte, c'est-à-dire les étoiles (non représentées sur le dessin) et le Soleil. Le cercle parcouru par le Soleil est plus ou moins grand selon les saisons. Chaque jour le Soleil décrit un cercle parallèle à celui qu'il a décrit la veille depuis une situation extrême, en C (tropique du Cancer) jusqu'à une autre position extrême en K. Si on lie point par point les positions qu'occupe le Soleil tout au long de l'année à une heure constante, on obtient un cercle incliné sur l'équateur : l'écliptique. Le point γ d'intersection de l'équateur avec l'écliptique est atteint à l'équinoxe de printemps.
Un des trajets quotidien du Soleil est représenté en trait gras sur le dessin. L'angle du prisme de l'astrolabe définit la position du cercle de hauteur ou almucantarat. Le diamètre du Soleil est déterminé par la différence des instants de passage de deux bords successifs (Soleil en S1 pour le premier bord, et Soleil en S2 pour le second) par le même cercle de hauteur. Les instants de passage sont convertis en distance zénithale correspondante Z_1 et Z_2 et le semi-diamètre est alors : $|Z_1 - Z_2|/2$ (voir texte).

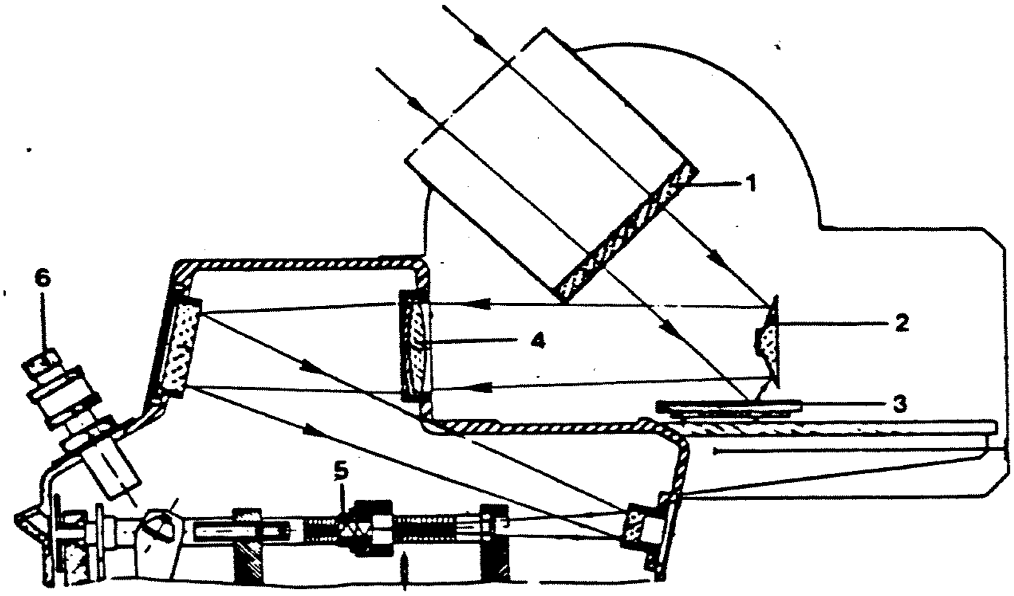


Figure 4.5: *Coupe de l'astrolabe du CERGA.*
En 1 se trouve la lame réfléchissante, en 2, le prisme réflecteur, en 3, le bain de mercure, en 4 l'objectif, en 5, le système micrométrique (prisme de Wollaston) et en 6, le réticule. Le trajet de la lumière est aussi indiqué. Deux images du Soleil sont observées sur l'objectif : l'une est directe, l'autre est réfléchie par le bain de mercure avant d'être projetée sur le prisme. L'instant de passage du bord solaire par le cercle de hauteur (ou almucantarat) déterminé par l'angle du prisme est défini comme l'instant de tangence des images directe et réfléchie.
Source : Sadsaoud 1986.

Impersonnalisation de l'instrument

Bien qu'un seul observateur (F. Laclare) ait assuré l'ensemble des mesures, il subsiste l'incertitude liée au caractère personnel qui affecte généralement les observations optiques. Afin de rendre les mesures exemptes de tout biais "personnel", et afin de mieux définir le diamètre solaire, un système d'acquisition utilisant un capteur C.C.D. a été mis en place en 1989 par F. Laclare et G. Merlin (1991). Dans un souci d'homogénéité, les mesures visuelles continuent en parallèle avec celles C.C.D. Si l'accord obtenu sur une durée suffisament longue (afin de détecter d'éventuelles dérives ou instabilités) est bon entre ces deux types de mesures, il est prévu de les raccorder.

Le capteur C.C.D. à transfert de trame a 699×580 pixels et un temps d'intégration de 0,02 s. Chaque pixel a une dimension d'environ 0,56". Un filtre situé sur le faisceau coupe la partie infrarouge, la bande passante est ramenée sensiblement à celle des observations visuelles. L'observation consiste donc à laisser défiler sur le plan de la matrice C.C.D. les images directes et réfléchies du limbe solaire pendant que le bord passe par le cercle de hauteur. L'instant de ce passage correspondra à l'intersection des trajectoires décrites par les deux images (voir Laclare et Merlin (1991) pour une description détaillée du principe des observations faites avec la caméra équipée d'un capteur C.C.D.). Chaque trame obtenue à partir de la commande d'acquisition donne une image du bord observé pendant la durée du balayage. Pour 40 acquisitions, la durée de l'enregistrement est de 20 s.

Pour la définition du bord solaire, Laclare et Merlin ont choisi de détecter en mode analogique le point d'inflexion sur chaque ligne balayée. Ce point est déterminé par le passage à zéro de la dérivée seconde de la fonction bord solaire. Le traitement numérique complet de l'image permettant une définition plus rigoureuse du limbe observé est en cours d'étude. La position des points d'inflexion sur chaque ligne est ajustée par un arc de parabole (figure 4.6). Le point de contact des images réfléchies et directes est donc le point d'abcisse respectivement minimale et maximale des deux paraboles correspondantes. L'observation d'un bord comprend donc deux ensembles de points définissant les trajectoires (figure 4.7). Leur intersection détermine l'instant de passage par le cercle de hauteur. L'écart-type des points à la droite ajustée varie avec l'agitation de l'atmosphère. Il est en moyenne de 1,5". Le passage de deux bords successifs par le même cercle de hauteur conduit au calcul du diamètre comme dans le cas des observations visuelles.

Un prisme d'angle variable a été réalisé à l'Observatoire de la Côte d'Azur. Ce prisme a déjà été qualifié par un millier de mesures. Il est actuellement en train d'être inséré définitivement dans l'astrolabe. Par ailleurs, l'angle variable se prête facilement à l'automatisation et permet de faire des mesures continues bien que la stabilité (entre deux bords du Soleil) ne soit pas aussi parfaite qu'avec un prisme à angle fixe. Sur 15 ans, l'angle fixe d'un prisme varie de un dizième de degré environ. Une automatisation poussée de l'instrument est en cours de réalisation.

Les mesures

Un article récent de Laclare *et al.* (1996) fait le point sur l'instrument, les mesures visuelles et C.C.D. Je me contenterai donc de mentionner quelques points importants.

Rappelons qu'au départ, l'instrument était dédié à la mesure de l'origine de l'ascension droite. Les premières campagnes d'observations correspondantes sont présentées en 1977 (Chollet et Laclare 1977). Elles sont faites pour une distance zénithale unique de 30°.

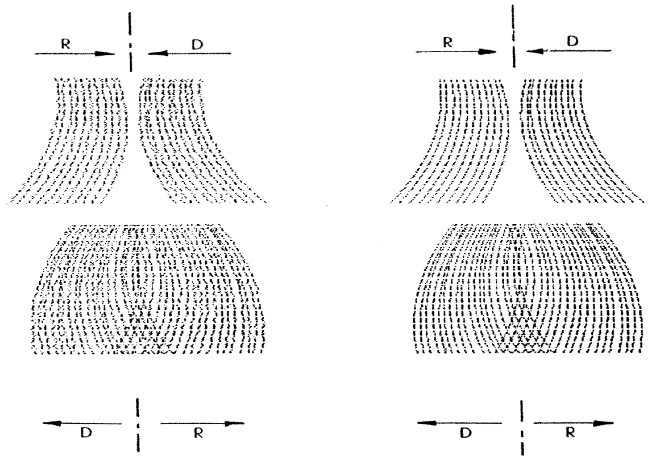


Figure 4.6: *Evolution des images directe et réfléchie pendant le passage.*
L'image réfléchie (R) se dirige vers la droite alors que l'image directe (D) se dirige vers la gauche. Les valeurs brutes des points d'inflexion sont représentées à gauche (11 enregistrements sont représentés) alors qu'à droite les points ont été ajustés par un arc de parabole. La dispersion des points autour de la parabole est d'environ 1,2". En haut, les images réfléchies et directes se rapprochent et en bas, elles s'éloignent la tangence étant passée.
Source : Laclare et Merlin (1991).

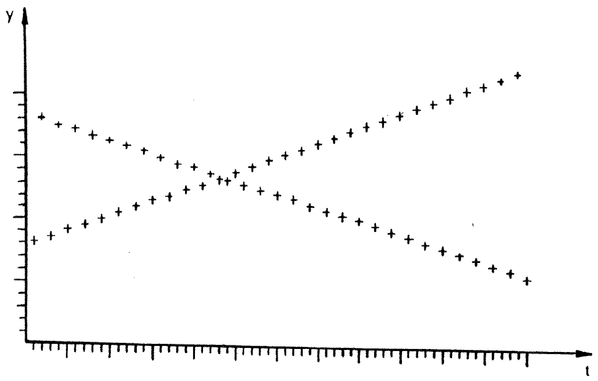


Figure 4.7: *Trajectoire des images directes et réfléchies.*
Le temps est compté en abcisses. Pour chaque parabole de la figure 4.6, le point correspondant à l'abcisse minimale (dans le cas de l'image réfléchie) et à l'abcisse maximale (dans le cas de l'image directe) est déterminé. Ces deux ensembles de points sont ceux représentés sur la figure. L'abcisse minimale augmente alors que l'abcisse maximale diminue du fait du mouvement respectif des deux images.
Source : Laclare et Merlin 1991.

Cela ne permet de couvrir que la période de mai à août pendant laquelle la déclinaison rend possible les observations à cette distance zénithale.
En 1980, une modification instrumentale permet d'obtenir le même jour des observations à deux distances zénithales supplémentaires (45° et 60°). La période d'observation couvre alors neuf mois environ. En 1983 F. Laclare publie les mesures secondaires du diamètre. Il précise que bien que ce paramètre n'ait pas été à l'origine de leurs recherches, la précision obtenue sur les autres inconnues lors des différentes campagnes de mesures les a conduit à chercher si ce type d'observation pouvait contribuer à la définition du diamètre solaire. L'existence d'un terme périodique de 900 jours et d'environ 0,5" d'amplitude est décelée.

Entre 1983 et 1987, 7 autres prismes sont introduits. Les distances zénithales possibles pour l'observation sont alors de : 30°, 34°, 37,5°, 41,5°, 45°, 49°, 52,5°, 56,5°, 60°, 65° et 70°. Les observations à grandes distances zénithales permettent de couvrir la totalité du mouvement apparent du Soleil. Ces onze prismes permettent de faire des mesures toutes les 20 minutes. Entre 1978 et 1994, 5000 mesures visuelles ont été faites (les mesures entre 1975 et 1978 ne sont pas prises en compte, à cause de leur faible couverture temporelle), et 1000 mesures C.C.D. (à partir de 1989). La dispersion jour à jour des mesures visuelles est de 0,18" à 0,20" (sur 5 à 6 mesures) alors que celle des mesures C.C.D. est de 0,10" (sur 4 à 5 mesures).

La valeur moyenne du rayon déduite des observations C.C.D. est voisine de celle obtenue par les observations visuelles. L'observateur F. Laclare apprécie donc en moyenne le voisinage du point d'inflexion de la fonction d'étalement du bord solaire. La dispersion des mesures C.C.D. (0,24" à 0,28") est un peu plus faible que celle des mesures visuelles (0,3").

Les effets de la turbulence atmosphérique sur la détermination du diamètre ont été quantifiés par Irbah *et al.* (1994). Ils expriment la qualité des observations à partir de l'ondulation observée sur la détermination de la trajectoire des images directes et réfléchies. Le paramètre de Fried (r_0) est ainsi déterminé à partir des images C.C.D. Ce paramètre donne une idée des zones planes sur la surface de l'onde. L'erreur sur la diamètre de même que la dispersion des mesures diminuent lorsque le paramètre de Fried augmente. La valeur maximale de ce dernier est de 6 cm (quelques rares mesures ont été faites pour un r_0 de 9 cm). Leur analyse statistique indique que l'erreur la plus faible sur le diamètre mesuré au plateau du Calern est de 0,26" (0,13" pour le semi-diamètre).

Les mesures faites à l'est et à l'ouest ne montrent pas de différence notable (Laclare *et al.* 1996) bien que les conditions atmosphériques ne soient pas les mêmes le matin et l'après-midi. L'échauffement de l'atmosphère est différent et donc les conditions du calcul de la réfraction le sont aussi. De plus la latitude héliographique du diamètre observé entre le matin et l'après-midi peut différer d'une dizaine de degré.

La valeur de l'écart au diamètre moyen est fonction de la distance zénithale. Il est de 0,05" pour des distances zénithales de l'ordre de 30°, nul pour des distances zénithales voisines de 50° et égal à -0,05" vers 70°. La variation est plus ou moins linéaire et F. Laclare conseille de ramener toutes les mesures à une distance zénithale de 50° environ avant toute analyse. Quant à la dispersion des mesures, elle augmente avec la distance zénithale c'est-à-dire lorsque l'observation est faite bas sur l'horizon. La dispersion varie entre 0,25" et 0,38" d'une façon non linéaire. Cette variation reflète le déplacement des points d'inflexion vers l'intérieur, ce qui arrive lorsque l'image du Soleil est déformée par la turbulence atmosphérique (Laclare *et al.* 1996).

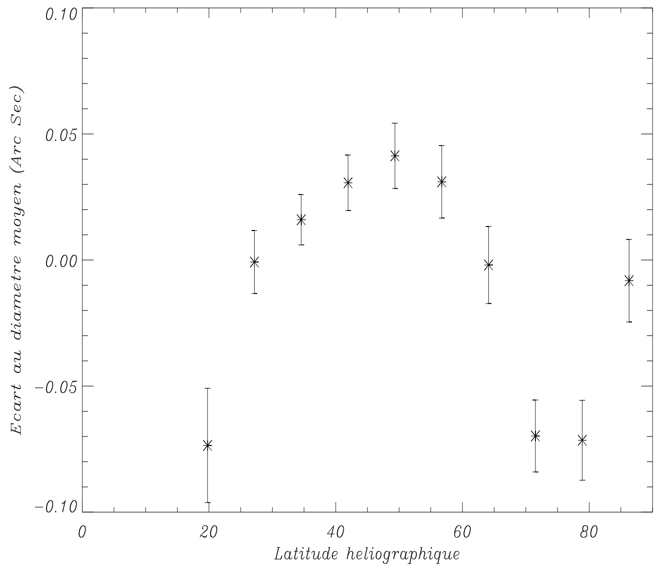


Figure 4.8: *Variation de l'écart au diamètre moyen en fonction de la latitude héliographique.*

4.5.2 Diamètre et latitude héliographique

Il a déjà été vu que la latitude héliographique du diamètre observé change durant l'année, à cause de l'inclinaison de l'orbite de la Terre sur le plan de l'écliptique et de l'inclinaison de l'axe de rotation solaire. Une observation méridenne couvre donc les latitudes héliographiques comprises entre ±30°. L'utilisation de plusieurs prismes permet de faire des mesures à différentes hauteurs le matin et l'après-midi et donc de couvrir toutes les latitudes. Cependant, le lieu géographique d'observation entre lui aussi en ligne de compte. Ainsi au CERGA, il est possible d'observer entre 15° et 90° de latitude. Les mesures correspondant à des observations de diamètre pour des latitudes inférieures à 15° sont très rares et demanderaient l'utilisation d'un prisme supplémentaire. Elles ne sont donc pas faites.

L'étude de l'écart au diamètre moyen (ramené à environ 50° de distance zénithale) en fonction de la latitude révèle l'existence d'une relation non triviale entre diamètre et latitude. Il s'avère en effet que l'écart atteint un maximum de 0,04" environ autour de 50° de latitude héliographique et un minimum de -0,07" autour de 70-80° de latitude. L'écart est pratiquement nul aux pôles et à 30° de latitude. La figure 4.8 montre ces variations, les mesures individuelles ayant été pondérées par leur barre d'erreur[9]. Laclare *et al.* (1996) n'interprètent pas ces variations en terme de changement dans la forme du Soleil, parce qu'ils estiment que la qualité des mesures est limitée et qu'elles ne sont pas simultanées. Il est cependant possible de faire quelques remarques.

D'abord, les variations sont à peu près constantes en fonction de la période du cycle solaire. La figure 4.9 représente les variations temporelles de l'écart au diamètre moyen pour 5 tranches de latitude héliographique. Pour chacune de ces tranches, seul le point correspondant aux mesures faites entre 1978 et 1980 semble avoir une valeur bien différente des autres. Cela peut être dû au nombre plus faible de mesures et à l'utilisation de 3 prismes qui réduit l'intervalle d'observation sur l'année. Les autres points sont en bon

[9]Les barres d'erreur sont déduites de la relation existant entre la dispersion des mesures et la distance zénithale.

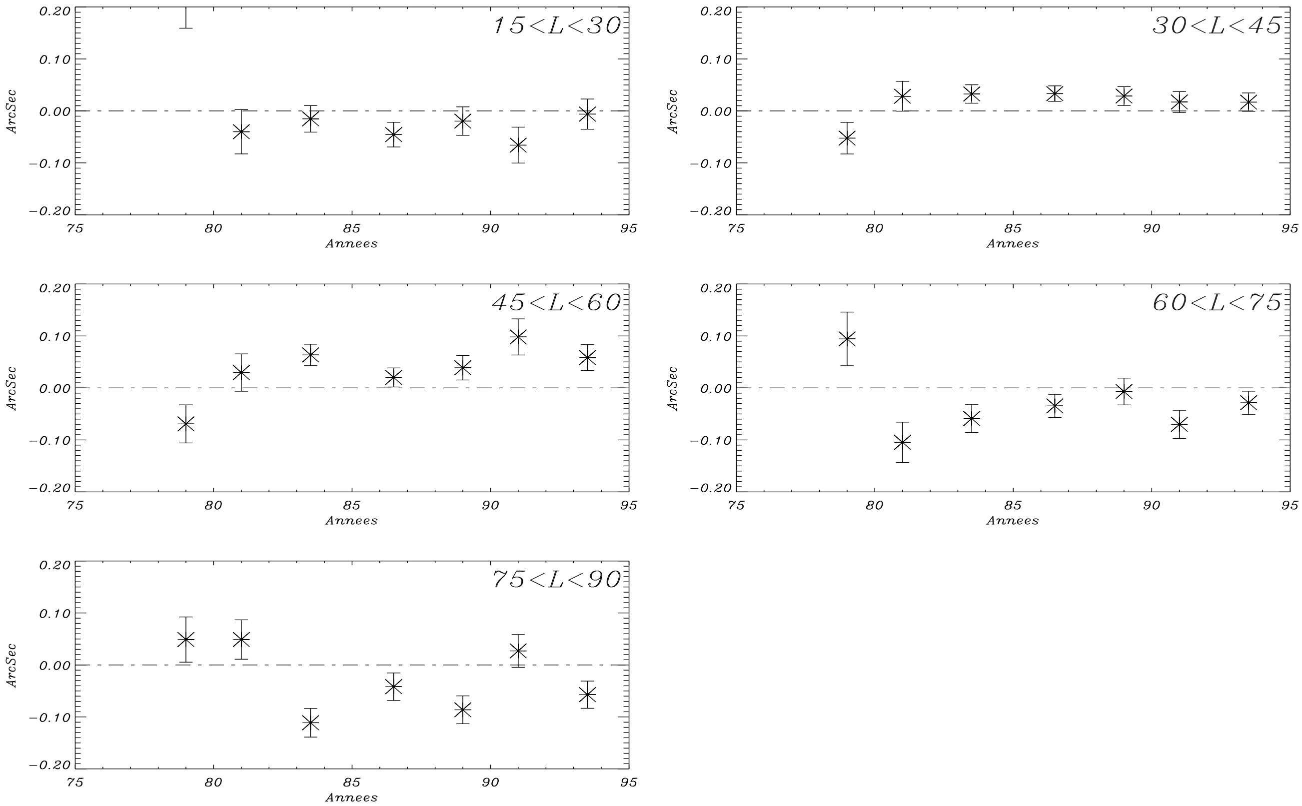


Figure 4.9: *Variation temporelle de l'écart au semi-diamètre pour cinq tranches de latitude héliographique.*
Le temps est porté en abcisse, la valeur en seconde d'arc de l'écart au semi-diamètre moyen est porté en ordonnée. Les différentes tranches de latitudes sont notées en haut à droite de la figure. L'écart au semi-diamètre moyen semble être constant, que le Soleil soit en période d'activité maximale (autour de 1981 et autour de 1990) ou minimale (autour de 1985).

accord avec la tendance générale donnée par la figure 4.8. Par exemple, pour des latitudes comprises entre 30 et 45°, l'écart au diamètre moyen est systématiquement plus grand quelque soit la période du cycle (minimum ou maximum de l'activité). Pour les latitudes supérieures à 75°, la dispersion est plus grande, probablement parce que le nombre de points de mesure pour ces latitudes est plus faible que pour les autres (figure 4.10). Une comparaison avec les mesures faites à l'astrolabe de l'Observatoire Abrahão de Moraes à Valinhos (Brézil, voir Leister et Benevides-Soares 1990) est en cours de réalisation, qui permettra de confirmer ou d'infirmer ces variations du diamètre en fonction de la latitude.

Il est aussi possible de comparer les variations de l'écart au diamètre avec celles d'autres indices tels par exemple le nombre de points brillants par unité de surface ou l'excès de température près du limbe.

Au chapitre 2, nous avions vu que le nombre de points brillants par unité de surface variait avec la latitude héliographique (figure 2.13) : les points brillants de la zone méridienne solaire sont plus nombreux aux pôles qu'à l'équateur et atteignent un minimum entre approximativement 20 et 40° de latitude, avec un petit pic quand même près des latitudes correspondant aux zones de localisation des régions actives (vers 30°). Etant donné que la comparaison se fait avec l'écart au diamètre moyen, il aurait été préférable

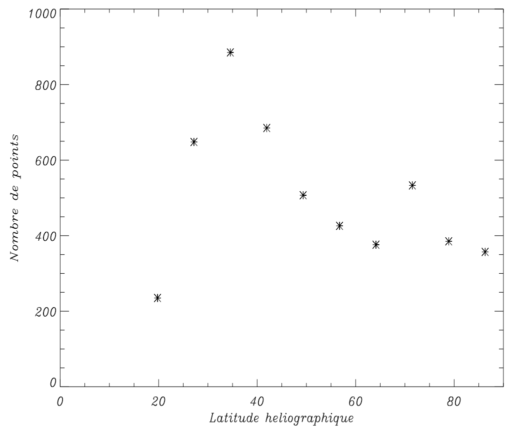


Figure 4.10: *Nombre de points de mesure en fonction de la latitude héliographique.* Le nombre de points est plus important vers les zones médianes du Soleil : cela est dû au fait que la position géographique du CERGA permet l'observation de ces zones plus souvent. Le nombre de points à 70° de latitude est assez grand, ce qui confirme la fiabilité de la décroissance observée de l'écart vers ces latitudes (figure 4.8). En revanche, le nombre de mesures est faible pour des latitudes inférieures à 30°. Ceci pourrait diminuer le degré de fiabilité de la valeur de l'écart au diamètre moyen pour des latitudes inférieures à 30°.

de savoir si cette dépendance du nombre de points brillants avec la latitude est uniforme sur toutes les longitudes ou pas. Nous avions aussi vu que le nombre de points brillants par unité de surface était anticorrélé avec le cycle solaire. Si une décroissance du nombre de points brillants est liée à une décroissance des champs magnétiques forts, alors ces derniers ne perturbent plus les petits tubes du flux restant qui peuvent s'étendre et occuper plus de place puisqu'ils sont moins concentrés. Cette hypothèse serait corroborée par Kariyappa et Pap (1996) qui trouvent que l'aire des éléments du réseau est anticorrélée avec leur intensité. Si l'aire des points brillants croît lorsque l'activité solaire diminue, alors il se pourrait que cette augmentation corresponde à une dilatation globale de la zone de convection ou peut-être uniquement de l'enveloppe externe.

La figure 4.11 montre quant à elle une intéressante corrélation entre l'opposé de l'écart au diamètre moyen et l'excès de température mesuré près du limbe dû aux facules et dû à la contribution du flux ne provenant pas des facules mais probablement du réseau actif. Ces mesures ont été faites par Kuhn *et al.* (1985) (voir aussi Kuhn et Libbrecht (1991), Kuhn *et al.* (1988)). Utilisant le "Solar Distorsion Telescope", originellement conçu pour mesurer l'aplatissement du Soleil, Kuhn *et al.* ont mesuré le flux du limbe sur les 20 dernières secondes d'arc du disque (cette mesure a été rendue possible par l'utilisation d'un disque d'occultation) en fonction de la latitude héliographique. En faisant la différence entre deux signaux de flux obtenus dans deux couleurs différentes, ils expriment leurs données comme un excès de température d'un corps noir équivalent en fonction de la latitude solaire. L'instrument permet de séparer les contributions provenant de la réfraction dans l'atmosphère et de l'aplatissement du signal provenant du flux. Durant une saison d'observation ils font à peu près 10000 intégrations de 6 minutes ce qui rend l'incertitude statistique des mesures faible. Ils séparent ensuite les données en une composante dite faculaire et une autre dite de température. Sur chaque point du limbe, la fonction de distribution montre en effet deux parties : la première est approximativement

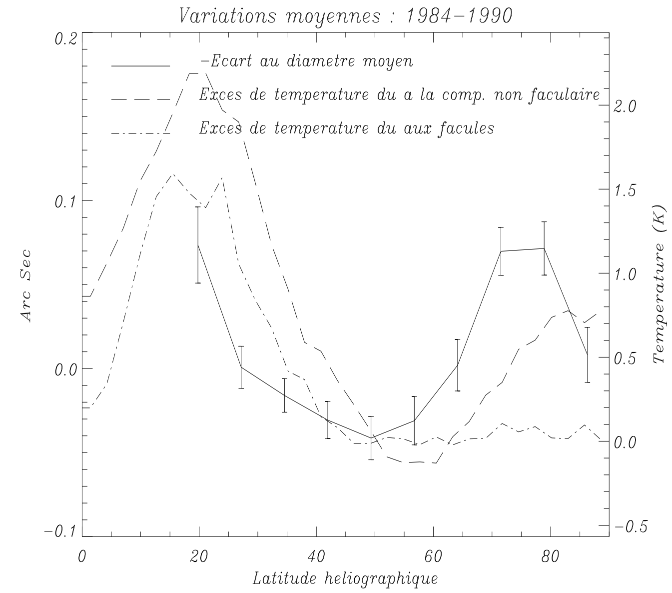


Figure 4.11: *Variations moyennes de l'opposé de l'écart au semi-diamètre et des paramètres de température en fonction de la latitude héliographique.*
(voir le texte).

une gaussienne de moyenne la valeur de l'excès de température effective ; la seconde est une sorte de large traine pour des températures plus élevées qui peut être associée au passage des facules sur le limbe. Le signal faculaire, extrait de la distribution, est dans une large mesure confiné près des zones de localisation des régions actives (entre 15° et 30° de latitude). Le signal d'excès de température effective montre un maximum près des hautes latitudes et un autre vers les zones de localisation des régions actives. Ribes *et al.* (1991) ont associé cet excès de température à un déplacement équivalent du limbe solaire. Si le limbe se déplace effectivement ou si une température plus élevée implique une modification de la pente de la fonction d'assombrissement, alors il serait possible que les mesures du diamètre en soit affecté. Or, d'après la figure 4.12, l'opposé de l'écart au diamètre moyen ne montre pas de variations temporelles (ou pratiquement pas) alors que cela n'est pas le cas de l'excès de température. C'est particulièrement visible sur les données de 1989 et de 1990. On pourrait alors supposer que l'excès de température n'implique pas forcément un déplacement du limbe. Kunh et Libbrecht (1991) ne s'expliquent pas la différence qui existe près du pôle entre les données de l'excès en température de 1989-1990 et celles des années précédentes.

D'autres mesures de localisation du point d'inflexion de la fonction d'assombrissement du bord solaire ont été faites par Kroll (1994). L'instrument utilisé est le télescope astrométrique du SCLERA (voir la définition au paragraphe 4.6.2). Il mesure l'intensité des radiations solaires à des latitudes héliographiques sélectionnées, en observant dans le continuum à 550 nm sur les 32 dernières secondes d'arc du disque. Le télescope est muni d'un détecteur composé de 6 fentes, chacune d'entre elles s'étend sur 5,7° de la circonférence du disque et sur 1" radialement. Ce détecteur peut s'orienter de façon à ce que les mesures couvrent toutes les latitudes d'un pôle à l'autre. A chaque position d'observation sur le limbe, la localisation du point d'inflexion est déterminée à partir des profils d'intensité en utilisant la FFTD (voir la note 2 de ce chapitre). Les résultats

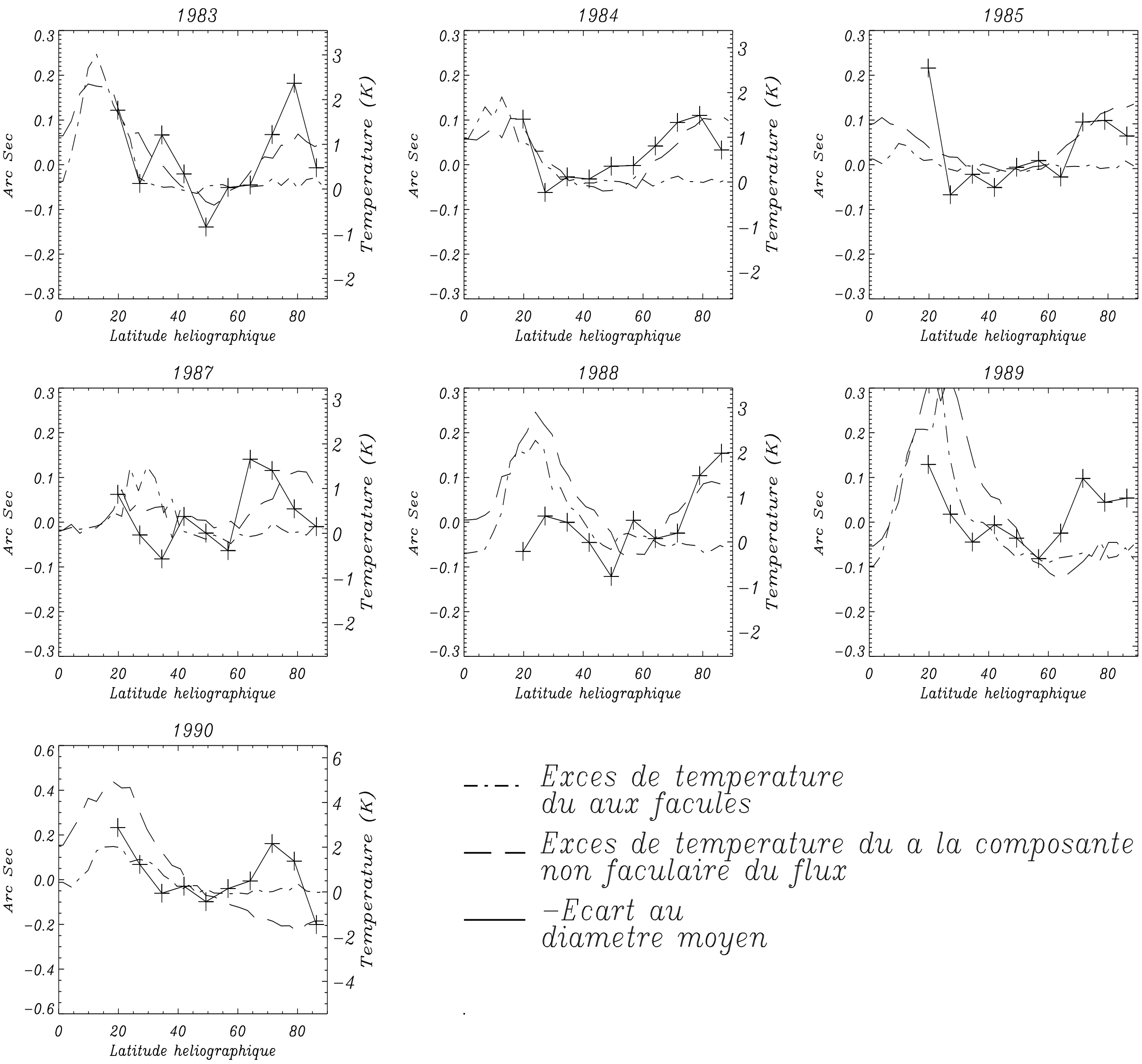


Figure 4.12: *Variations annuelles de l'opposé de l'écart au semi-diamètre et des paramètres de température en fonction de la latitude héliographique.*
L'excès de température dû aux facules, celui relatif à la composante non-faculaire du flux et l'opposé de l'écart au diamètre moyen sont représentés en fonction de la latitude héliographique année par année. On remarquera que la relation qu'il semblait y avoir entre l'excès de température relatif à la composante non faculaire du flux et l'opposé de l'écart au diamètre moyen disparaît en 1989 et 1990.
Source : les signaux de flux ont été aimablement fournis par Jeff Kuhn.

obtenus entre 1990 et 1992 indiquent que la fonction de l'assombrissement centre-bord n'est pas uniforme sur toutes les latitudes héliographiques. De plus, la localisation du bord peut différer du pôle Sud au pôle Nord. Par ailleurs, la valeur moyenne de la pente du limbe (ce qui est une autre façon de définir le point d'inflexion) à l'extrême bord croît régulièrement entre 1990 et 1992. Ces résultats confirmeraient ceux de Kuhn et Libbrecht (1991). Kuhn (1991) suggère que les champs magnétiques à la base de la zone de convection régulent le flux radiatif dans cette zone. Les résultats de modélisations indiquent qu'une variation de ce flux peut perturber le gradient de température dans une mince couche juste au-dessous de la photosphère. Cette perturbation de température peut modifier la fonction d'assombrissement du limbe, et pourrait donc donner lieu à des résultats d'observations tels ceux obtenus par Kroll. Kroll en déduit que les variations du diamètre observés pourraient n'être qu'un effet de ce changement dans la fonction d'assombrissement.

D'autres données, en particulier celles de l'expérience MDI (Michelson Doppler Imager) à bord du satellite SOHO (SOlar and Heliospheric Observatory), permettront de mieux comprendre les relations entre diamètre observé et forme géométrique du Soleil.

4.5.3 Analyses classiques de la série temporelle du CERGA

Des analyses par transformée de Fourier ont été effectuées sur les données du rayon mesuré visuellement par F. Laclare. Delache *et al.* (1985) révèlent ainsi la présence de plusieurs pics significatifs et qui ne sont pas dû à des artéfacts introduits par la fenêtre temporelle. Les pics détectés correspondent à des oscillations de périodes 9,6 ans (d'amplitude 0,16"), 972 jours (d'amplitude 0,18") et 330 jours (d'amplitude 0,17"). Quelques autres pics peuvent aussi être distingués : les périodicités relatives à ces pics sont 150 jours (d'amplitude 0,09") et 51 jours (d'amplitude 0,09"). Bien que la longueur de la série temporelle ne couvre que 9 ans, Delache *et al.* pensent que l'oscillation de périodicité 9,6 ans représente le cycle solaire. La périodicité à 1000 jours environ n'est que marginalement détectée dans d'autres indices de l'activité. On l'a retrouve dans l'aire des plages imagées dans la raie K du calcium ou encore dans le flux à 10,7 cm. Wolff (1992) donne une explication possible pour cette période : elle serait due à des battements de modes de gravité[10] situés sous l'enveloppe. Le magnétisme ne jouerait alors aucun rôle. Il y a deux battements possibles de modes g qui pourraient provoquer cet effet : l'un d'entre eux produirait une période de 911 jours, l'autre une période de 981 jours. L'oscillation à 911 jours est en phase avec celle à 981 jours tous les 35 ans seulement. Donc si le diamètre est également influencé par ces deux périodes, il devrait montrer des pics revenant à la même fréquence tous les 35 ans. Ensuite puisque les deux oscillations se déphasent, l'amplitude des pics correspondants diminue. Si la suggestion de Wolff s'applique, les 1000 jours devraient réapparaître en 2013. Laclare *et al.* (1996) signalent en effet une apparente disparition de cette périodicité (présente dès le début de la série temporelle en 1978) à partir de 1986. Il faudrait cependant expliquer pourquoi cette oscillation apparaîtrait dans certains indices uniquement. Par ailleurs, Ribes et Laclare (1988) trouvent que l'oscillation du rayon à 980 jours est en phase avec l'apparition de nouveaux rouleaux convectifs. Ils supposent que ces nouveaux rouleaux azimuthaux permettent la libération du flux magnétique en

[10] Les modes de gravité s'étendent du cœur jusqu'à la base de la zone convective. Ils sont évanescents dans la zone convective (qui est profonde, elle occupe le dernier du rayon) ce qui explique, entre autre, pourquoi ils n'ont pas encore été détectés.

surface et est donc accompagné d'une expansion du rayon ainsi que d'une augmentation de la brillance.
Cette périodicité à 1000 jours est aussi trouvée dans les données du diamètre obtenues à l'astrolabe de Valinhos au Brézil (Leister et Benevides-Soares 1990) avec une amplitude de 0,21", de même que dans les données du diamètre horizontal et vertical obtenues à partir de l'instrument méridien de l'Observatoire Astronomique de Belgrade (Ribes *et al.* 1988).

Laclare *et al.* (1996) observent que les périodicités à 11 ans et 1000 jours sont en phase et d'amplitude voisine quelque soit la distance zénithale considérée. Ils en concluent que cela pourrait impliquer que les variations du diamètre sont indépendantes de l'épaisseur de l'atmosphère traversée.

La périodicité à 330 jours se retrouve dans d'autres indices notamment le nombre de Wolf, l'irradiance totale, le champ magnétique intégré sur tout le disque, le flux à 10,7 cm, etc. Les oscillations de période correspondantes dans le nombre de Wolf et le rayon sont en phase (Delache *et al.* 1985). Delache *et al.* (1985) suggèrent que le diamètre augmenterait brusquement lorsque de nouvelles taches apparaissent et diminuerait lentement avant leur disparition.

L'oscillation à 150 jours environ se retrouve elle aussi dans plusieurs autres indices dont le champ magnétique intégré sur tout le disque. Cette périodicité a été découverte par Reiger en 1982 dans les données sur les éruptions solaires dans lesquelles elle n'apparaît que de temps à autre. Elle disparaît notamment au moment du minimum de l'activité pour réapparaître au moment du maximum mais avec une opposition de phase par rapport à sa précédente apparition. Pap *et al.* (1990) l'ont associée à l'évolution des complexes d'activité dans lesquels de nouveaux centres d'activité apparaissent de temps en temps. Wolff (1992) l'associe à un couplage intermittent entre des battements de modes de gravité et de modes r (associés aux oscillations toroïdales des mouvements horizontaux dans la zone de convection, Wolff et Hickey 1987). Enfin Bai et Sturrock (1991) suggèrent que c'est un harmonique d'une oscillation fondamentale de périodicité 25,8 jours, périodicité qu'ils affinent à 25,50 jours en 1993 (Bai et Sturrock 1993). Un autre harmonique de cette oscillation serait celle de période 51 jours trouvée elle aussi dans plusieurs indices de l'activité solaire.

En 1994, Gavryusev *et al.* analysent les variations du diamètre de la même façon qu'ils ont analysé celles du flux de neutrino (Gavryusev *et al.* 1991). Ils estiment le degré de confiance des différents pics obtenus par l'analyse de Fourier à l'aide de simulations du bruit inhérent aux données (voir aussi Delache *et al.* 1993, pour une discussion sur ce bruit). Les périodicités significatives sont, entre autre, de 11,4 ans (la longueur de la série temporelle est alors suffisante pour révéler ce terme) d'amplitude 0,12", 928 jours d'amplitude 0,033" (ce pic s'est nettement atténué depuis 1986), 350 jours d'amplitude 0,087".

Ces méthodes plus ou moins classiques d'études de séries temporelles sont cependant insuffisantes car elles sont uniquement basées sur une analyse fréquentielle ; l'information temporelle disparaît donc. Vigouroux et Delache (1993) ont développé une méthode prenant aussi en compte la dimension temporelle du signal. L'article est présenté dans les pages ci-après.

4.5.4 Application des ondelettes à la détection de variations

Les pages suivantes donnent une version un peu différente de l'article paru dans :
Astronomy and Astrophysics **278**, 607-616, en 1993

sous le titre :
Fourier versus wavelet analysis of solar diameter variability
A. Vigouroux et Ph. Delache

La version acceptée est différente de cette version longue qui introduit quelques compléments notamment dans la description de la simulation du bruit (paragraphe "simulation of pure noise") et dans la discussion sur la qualité de la reconstruction (paragraphe "discussion").

Jusqu'à présent, les données solaires avaient été analysées à l'aide de la transformée de Fourier. Nous avons appliqué aux mesures du diamètre l'analyse de Fourier classique et la technique des ondelettes. La comparaison des résultats obtenus avec chacune des méthodes a montré que la façon la plus simple de modéliser ces données, en tenant compte des incertitudes de mesures, consistait à les représenter comme une superposition d'ondelettes élémentaires. Une des originalités de cette méthode est de permettre de donner un degré de confiance précis au "modèle" que l'on déduit des observations.

Abstract. *Up to now, time dependence of solar radius measurements from the CERGA astrolabe has been analysed through spectral techniques. In the present paper, we compare results obtained in using "wavelet" instead of Fourier transform. We show that this particular data set should better be considered as a sum of wavelets rather than a superposition of stationary oscillations.*

Key words: Methods: data analysis – Methods: statistical – Sun: general

Introduction

Measurements of the solar radius have started at Observatoire de la Côte d'Azur in 1975 (Laclare, 1983). Originally, they were aimed at precise astrometric determination of the Sun's motion along the ecliptic. Observations have been obtained by a single observer, F. Laclare, through a visual Danjon astrolabe. Astrometrists are used to collect homogeneous daily data for many years, for they know how much routine observations can be rewarding. The solar diameter was obtained, in the beginning, as a by-product of observations reduction. Along the years, however, it became more and more evident that significant variations were detected in diameter observations. The problem soon arose of the degree of significance of these variations, together with the question of their physical origin(s). The first question has been addressed through several spectral techniques, from simple ones (Delache *et al.*, 1985) to sophisticated analysis such as Gavryusev *et al.* (1991) have applied. The second question is for the moment still unsolved. It should probably be considered in the wider scope of solar variability. For example, a recent paper (Delache *et al.*, 1993a) has shown that diameter measurement variations do correlate with structural global solar parameters, such as the p-mode fundamental frequency or the Cl^{37} neutrino flux.

The present paper describes an attempt to overcome an implicit limitation of spectral analysis interpretation: the assumption that the signal is validly represented by a superposition of standing waves. In other words, Fourier transform does not tell whether or not a piece of data finds its physical origin in superimposed constant amplitude sine waves. It only tells that IF it were built from such waves, THEN those waves would be entirely described by the complex amplitudes of spectral estimates.

Having noticed that the apparent behaviour of the diameter observations exhibit periods of fast variability, together with quieter ones, we propose to make use of "time and frequency" (also called "time and scale") analysis techniques: the wavelet transform. We want to stress at the beginning that this alternate view may also carry its implicit assumptions, namely that the signal is really made from a superposition of elementary wavelets of different scales: indeed, similar to the Fourier case, we can *a priori* be sure that, given an analysing wavelet and whatever the characteristics of the data, we shall always be able to compute a unique wavelet transform representing it. With an adequate choice of the wavelet, the transformation can also be inverted. In complete analogy with the Fourier transform method developed by Gavryusev *et al.* (1991), we shall define criteria for assessing significance levels of transformed quantities prior to inversion.

There will however be a question that we shall ultimately ask to our data: given a number of independent parameters, which representation of the time series has the highest quality ? Or alternately, prescribing a quality level (the definition will be precised in the paper), which representation needs the least number of independent parameters ? Answering this question is the main subject of this paper.

Building the time series

The numerical aspects of the methods that we are going to use are best treated when the number of points is an integer power of 2. With the solar radius measurements that we presently have at our disposal, it appears that there are only slightly more than 5000 days between the first and the last day of observation. Furthermore, previous studies have convinced us to use running mean averages over periods of the order of a few months. Thus, quite similarly to analysis presented recently by Gavryusev *et al.* (1994) we have built a 90-day running mean time series that merges all individual measurements, r_l, whatever the zenith angle where they have been obtained. In order to meet the "2^p" requirement, we keep one point every 9 days, so as to obtain of order 5000/9 values, a figure which is reasonably close to $q = 2^9 = 512$. Our basic data time series becomes then $\mathcal{R}_{i,i=1,512}$, corresponding to instants t_i, 9 days apart.

$\mathcal{R}_i$ being the average of all measurements taken between day $t_i - 45$ and day $t_i + 45$, we have now to assess a figure for the corresponding uncertainty σ_i. Each measurement r_l has its own uncertainty σ_l, from which we can compute the uncertainty σ_i for the 3-month average $\mathcal{R}_i$:

$$\sigma_i = \left[\sum_{t_l \in [t_i - 45, t_i + 45]} (\frac{1}{\sigma_l^2}) \right]^{-1/2}$$

A comparison between uncertainties of averages and measurement dispersions is discussed in Delache *et al.* (1993b). These uncertainties appear on Fig. 4.13 as 1-σ error bars. Some bars are larger, for example in the beginning of the time series where the number of individual observations was not as high as it became later. The error bars are also larger in periods where observations are scarce, which correspond essentially to winter measurements. Notice also that winter measurements are mostly obtained at larger zenith angle (low over the horizon) where images are more likely to be affected by seeing deterioration. In extreme cases, it may happen that no measurement is available for more than three consecutive months. Errors bars are then simply omitted. This is especially visible during the first years of measurements.

Fourier analysis

We have performed simple numerical finite Fourier transforms (FFT) over the 512 $\mathcal{R}_i$ values. We then obtained 512 numbers arranged as a complex series along increasing frequencies ν_k, from which we may deduce amplitudes of spectral estimates, and eventually recover the original time series exactly (within computer precision) by numerical inversion of the transform. We may also recover some "model" of it, retaining only parts of the spectrum, according to some selection criterium.

Our aim here is not to find very precise values for frequencies, phases, amplitudes of modes deduced from a spectral analysis, such as Gavryusev *et al.* (1991, 1994) have done in a number of cases. However we are going to make use of part of their convincing

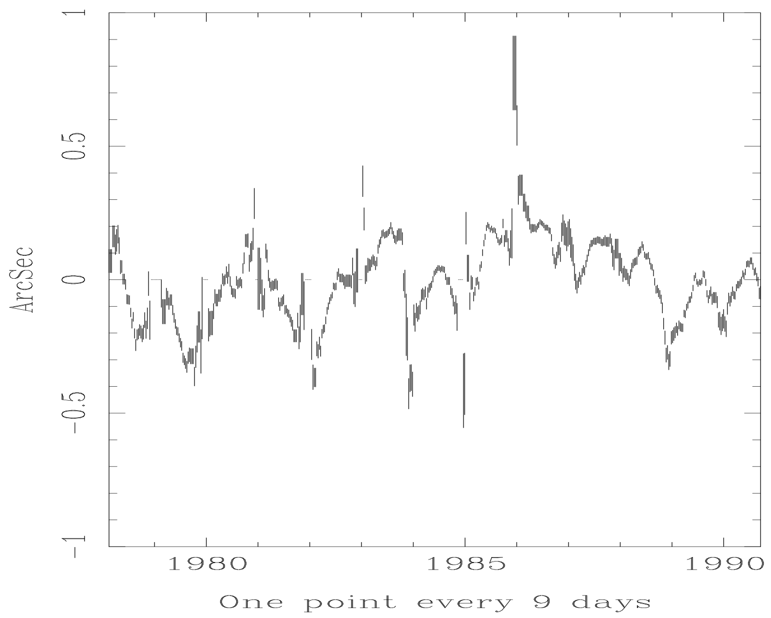


Figure 4.13: Solar data observations: 1-σ error bars. Notice larger error bars corresponding to winters, especially in early years.

technique for assessing confidence levels for selection of spectral estimates (Gavryusev *et al.*, 1991).

We describe now the four steps that we have followed.

Simulation of pure noise

First, we built 200 fake time series containing 512-points. Each individual point is randomly chosen at time t_i from a gaussian distribution of dispersion σ_i, *centered around zero*. In cases where there is no measurement in the original sequence, we set the value precisely equal to zero. We get then 200 possible realizations of observations having the original σ_i characteristics, but shifted as to simulate observing a constant quantity, the constant being zero. In other words we have 200 examples of null observations of the same precision as the real one. From them, we obtain 200 FFT values for the amplitudes a_k at each frequency ν_k. These $200 \times 512 = 102\,400$ points constitute a cloud which mimics the noise induced in the transform by the actual values of σ_i, and also by their temporal repartition. A representation of this cloud, limited to the lower part of the spectrum is shown on Fig. 4.14, together with the spectrum of the actual original R_i series, drawn to the same scale.

The cloud is adequately represented by a Rayleigh distribution, which is a consequence of the distribution of complex amplitudes being gaussian. Analysis of subsets from the lower to the higher part of the spectrum has not permitted to detect any significant variation of the standard deviation of the distribution. We then define a single σ by fitting all 51 200 amplitudes to the distribution:

$$D_{all}(a) = \lambda a \exp(-\frac{a^2}{2\sigma^2}).$$

We are then in a position to assess 3σ, 4σ, etc.. levels for distribution of amplitudes in any class of points that we would need. For example, from $D_{all}(a)$, assuming inde-

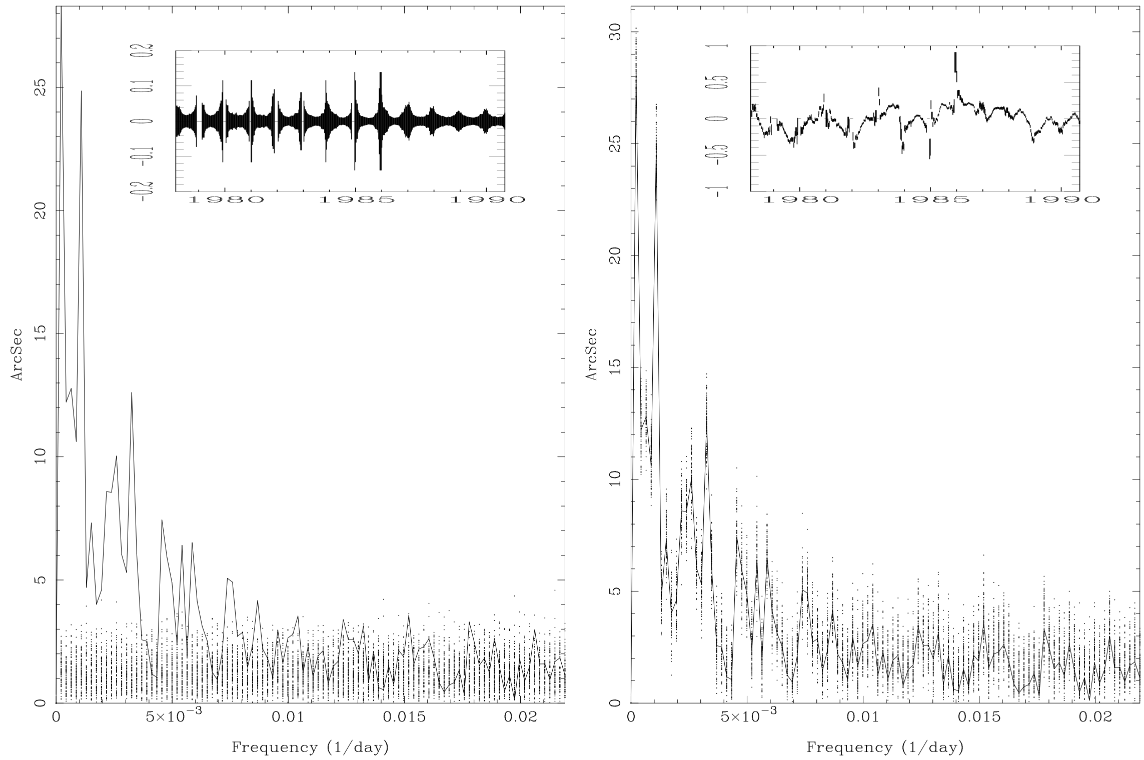


Figure 4.14: *Left:* FFT transforms of noise simulation compared to transform of the actual data.
insert: *actual* time series of errors bars centered around zero ; *dots*: low frequency part of 200 random spectra of *null* observations; no trend is visible (only 40% of them are represented here).
Right: FFT transforms of randomly simulated data (see text), compared to the transform of the actual data.
insert: *actual* time series of errors bars centered actual data ; *dots*: low frequency part of 200 spectra of simulated noisy observations; we have plotted only those points which that are local maximum (only 40% of them are represented here).
solid line: in both case, spectrum of the *original data*.

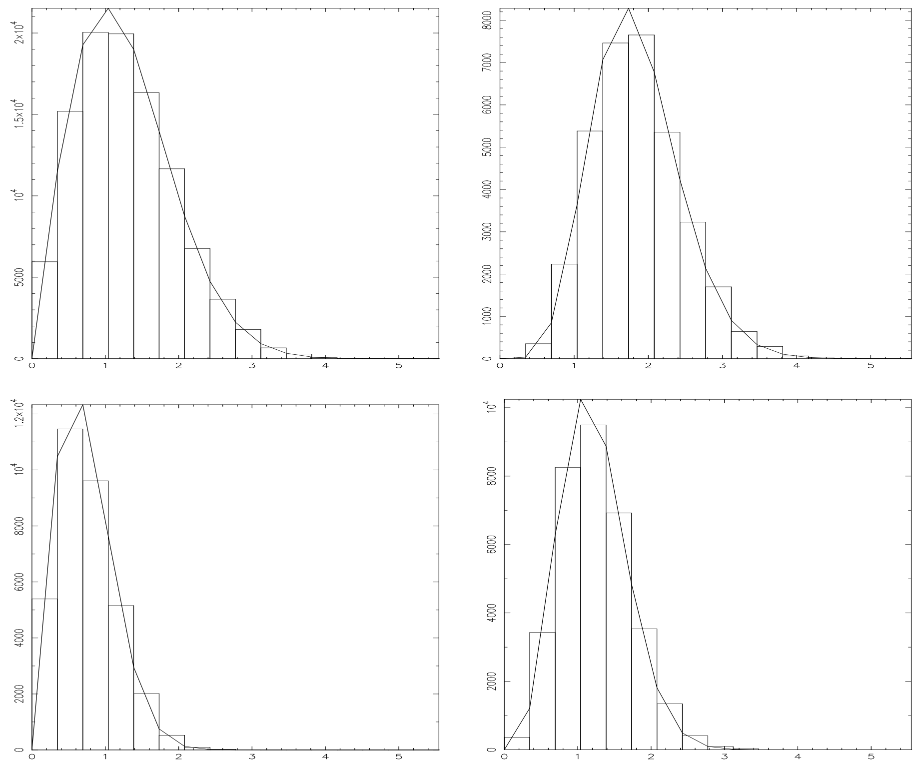


Figure 4.15: Distributions of spectral estimates amplitudes; the x-axis are labeled in unit of σ as deduced from the gaussian fit $D_{all}(a)$.
boxes: histogram of from 200 realizations
solid lines: functional fits
top: distributions $D_{all}(a)$ & $D_{\mathcal{M}}(a)$
bottom: distributions $D_m(a)$ & $D_{\mathcal{I}}(a)$
It can be verified that fits are as good for $D_{\mathcal{M}}(a)$, $D_m(a)$ and $D_{\mathcal{I}}(a)$ as for $D_{all}(a)$ from which σ has been deduced.

pendence of neighbouring points in the spectrum, we can deduce the distribution $D_{\mathcal{M}}(a)$ of amplitudes of points $\mathcal{M}$ whose two neighbours are smaller ("maximum"), the distribution $D_m(a)$ of points m whose two neighbours are higher ("minimum"), and also the distribution $D_{\mathcal{I}}(a)$ of points $\mathcal{I}$ which have altogether a smaller neighbour, and a larger one. These distributions are given by:

$$D_m(a) = \frac{\lambda^3(2\sigma^2)^2}{4} a \exp(-\frac{3a^2}{2\sigma^2}).$$

$$D_{\mathcal{M}}(a) = \frac{\lambda^3(2\sigma^2)^2}{4} a \exp(-\frac{a^2}{2\sigma^2})[1 - \exp(-\frac{a^2}{2\sigma^2})]^2.$$

$$D_{\mathcal{I}}(a) = \frac{\lambda^3(2\sigma^2)^2}{4} a \exp(-\frac{2a^2}{2\sigma^2})[1 - \exp(-\frac{a^2}{2\sigma^2})].$$

We have first computed σ through maximum likelyhood fitting of $D_{all}(a)$ to the actual distribution of amplitudes, and have further used it's value for the other three: $D_m(a)$, $D_{\mathcal{M}}(a)$, and $D_{\mathcal{I}}(a)$. All distributions are represented on Fig. 4.15.

Simulation of uncertain data

We then calculate another similar 200 random time series, but this time the gaussian distribution is centered *around the actual values* $\mathcal{R}_i$. Examination of the distribution of representative points in individual spectra, especially in the lower part of them where amplitudes are much larger than 3σ shows that maximum (and minimum) do not always appear at the exact frequency where the spectrum of the original data would have shown them (Fig. 4.14).

We could imagine various reasons for it: a real standing wave is present in the physical phenomenon from which we have obtained measurements, in the vicinity of the frequencies under consideration. Only uncertainties in the observations makes those points flip from one frequency ν_k to a neighbouring one in different realizations. Alternatively, it may be that, if we have had more precision and extended observational length, the spectrum would still exhibit the same wide feature, such as a dampen harmonic oscillation or very close standing waves could produce; then flip of the same kind could happen, induced also by uncertainties in the observations - but smaller ones could then suffice. As we have already said in the introduction, the data cannot decide, and we shall not decide either. We shall instead concentrate only on the statistical information. At this point, our analysis differs from Gavryusev *et al.* (1991) "cluster" procedure. Let us briefly comment their approach. When one has the *a priori* idea of searching for standing sinusoidal waves, then the Fourier analysis is the ideal tool. Instead of taking in the spectra the points $\mathcal{M}$, $\mathcal{I}$ and m they have done their work on, first, local maximum points $\mathcal{M}$, and second, on those points $\mathcal{N}$ which have altogether a smaller neighbour, and a larger one which is a local maximum $\mathcal{M}$. They have oversampled the spectrum around points $\mathcal{M}$ and $\mathcal{N}$ where there is some significant power. Some organisation of several subsets of the cloud shows up, which are the Gavryusev *et al.* "clusters". They proceed then to a more refined analysis of the structures, eventually leading to improved values of amplitudes, frequencies and phases. Our aim is different here, since we want to produce and test *a model, reconstructed from that part of the transformed data which we find to be significant.*

Thresholding

We then fix a "$n\sigma$" level for the spectral amplitudes above which we shall retain the information. For each frequency ν_k, we have 200 spectral estimates. We select all of them which are $\mathcal{M}$, and keep them if their average passes the $n\sigma$-maximum test in the $D_{\mathcal{M}}$ distribution. We then select all of the m (respectively $\mathcal{I}$) amplitudes and submit them to the same test in the D_m (respectively $D_{\mathcal{I}}$) distribution. Then we compute, for each frequency, how many of the 200 spectra would contribute significantly, either as $\mathcal{M}$, or as m or as $\mathcal{I}$. Fair enough, it appears that the result is very clear: very often (of order 75% of the cases), we find zero, or 200: this means that, given a σ level, when amplitudes at a given frequency ν_k are significant, it happens most of the time that they keep their significance, even if from one random realization to another they evolve between $\mathcal{M}$, m and $\mathcal{I}$ types. So we feel entitled to strengthen even more our selection criterion by taking as significant only those frequencies ν_k where all 200 spectra contribute. This defines a set $\mathcal{K}(\sigma)$ of the selected indexes k. We then take the (complex) average of the 200 values as a good representation of the complex amplitude c_k at the frequencies $\nu_{k,\, k\in\mathcal{K}}$. We consider the amplitudes c_k at other frequencies $\nu_{k,\, k\notin\mathcal{K}}$ to be insignificant and set them equal to zero.

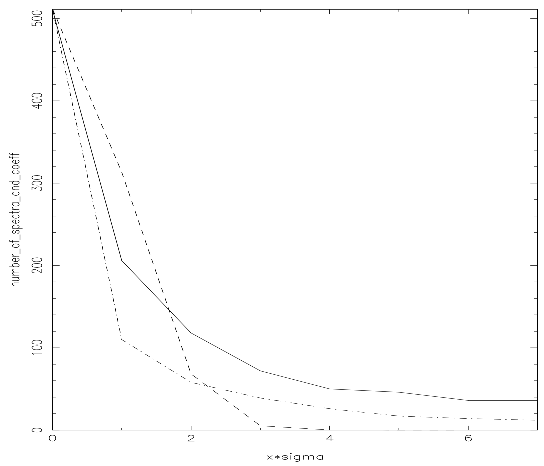


Figure 4.16: *solid line*: number $F(\sigma)$ of spectral estimates from actual data, passing a given σ-level significance test;
dashed line: the same for data built from pure noise; *dashed-dot line*: number $F'(\sigma)$ of coefficients estimates passing a given σ-level significance test, in wavelet analysis.

We consider now the number $F(\sigma)$ of (complex) elements in $\mathcal{K}$ that we have retained for reconstructing the signal as a function of the σ value defining our selection level. Figure 4.16 presents a graph of $F(\sigma)$. We notice that, after a sharp decrease, F is leveling towards a plateau, which it reaches around 5σ. For reference, the same figure shows also the behaviour of F when calculated from purely random realizations of null observations. We may notice that below the 2σ level, more elements are selected from the null realizations than from the actual data realizations. This simply reflects the highest severity of our selection criterion which was described in the beginning of this section. The leveling above 2σ is thus a clear signature of the progressive encounter of significant frequencies surviving the increase in the discriminating level.

Recovering significant part of the original data

We now apply FFT inversions to various sets $\mathcal{K}(\sigma)$ of c_k complex frequencies, selected from different σ-level discriminations. As an example, Fig. 4.17 shows the result of the inversion (model) that we obtain at the 4.5σ level.

We notice, first, that the model try to reach all points, whatever their intrinsic precisions. This is quite normal, since the σ-level is not frequency dependant, and is thus determined by the *averaged* distribution of uncertainties over the entire series. Second, we may see the effect of imposing a representation built from standing waves: oscillating behaviours appear in places where the original data do not really show them. This is particularly obvious in locations where, with little or no measurements at all, the reconstructed model sometimes exhibits unexpected short period oscillations. One may also notice the inadequacy of the representation in the 10% ultimate part of the series, where data are numerous and of good, homogeneous quality. Obviously, this comes from behaviours imposed by the previous 90% pieces of data.

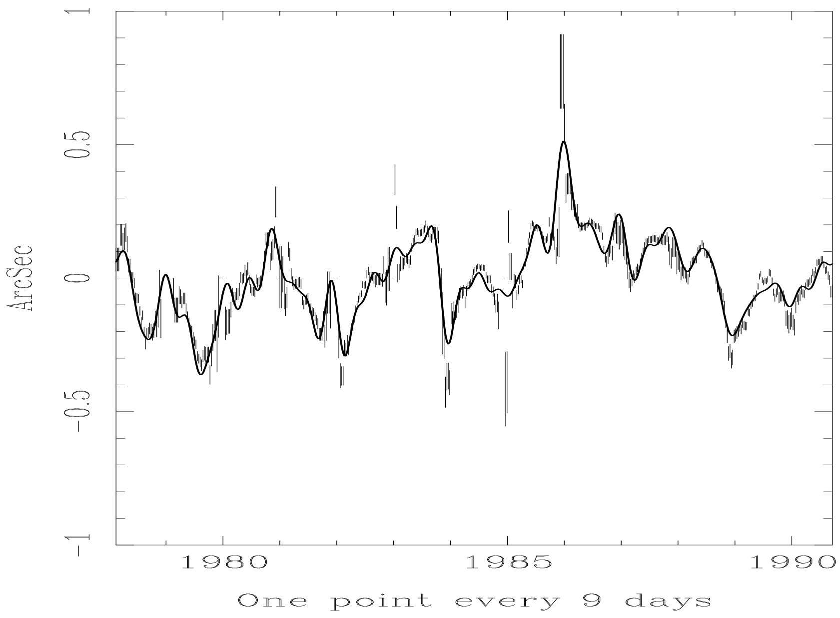


Figure 4.17: Result of the FFT inversion with 4.5σ-level in *solid line* with the original data error bars.

Wavelet analysis

As we have already seen from the above discussion, we suspect that a representation of the radius data in terms of standing sine waves may not be appropriate. Several sudden increases or decreases in the signal, or some wave packets well localized in time could indeed be spotted on the original $\mathcal{R}_i$ series. We thus need a tool for analysing simultaneously both aspects: time and frequency. But Heisenberg's uncertainty principle tells us that we cannot simultaneously extract precise information on time and frequency of any given "event". The wavelet analysis provides an adequate tool for compromising between time and frequency accuracies.

Wavelet transform in brief

Let us briefly summarize signal processing by wavelet transform (one can find more information in Grossmann *et al*, 1987, Meyer, 1987, Daubechies, 1987, Bijaoui, 1990, 1991). Whereas Fourier analysis consists in projecting the time series on cosine and sine basis (unlimited in time), wavelet analysis, on the contrary, makes use of a set of "wavelets" which *are localized* in time. The wavelets which form then the basis for projecting the temporal signal are successively generated from the initial one by time translation (which corresponds to time information) and time dilation (which corresponds to frequency information).

The essential idea of the wavelet analysis consists in searching for structures appearing locally similar to one of the translated/expanded original analysing wavelet. In other words, given a wavelet basis, we search for amplitudes of structures obtained from $\mathcal{R}_i$ projected on this basis.

We may associate a frequency band to each dilating step of our wavelet series. Expansion will progressively yields us towards lower frequencies, simultaneously sharpening

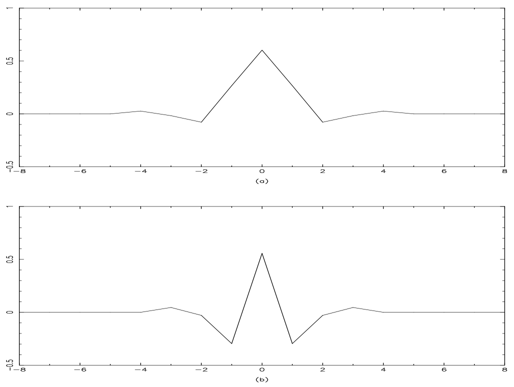


Figure 4.18: Shape of the filters used in wavelet analysis.
(a): filter used to calculate the blurred signals;
(b): filter used to calculate the coefficients of the wavelet transform.

the frequency band. We shall use the word *scales* to denote the frequency bands associated to each step. Because of the uncertainty principle, time information will accordingly deteriorate: quite naturally, the information pertaining to the lower frequencies will not be attached to a very precise location in time.

In practice, the original data will be decimated from one scale to the next. Starting with our original signal made from 512 equidistant samples, the first step is a projection on a series of translated original wavelets. It provides us with 256 wavelet coefficients of the first kind and leaves a blurred signal of 256 points. The next projection from this blurred 256 points signal on the second scale makes use of a dilated wavelet, and will give us 128 new wavelet coefficients and a further blurred signal of 128 points. And so on, until the last scale where we will obtain a single point signal and the last wavelet coefficient.

As a result, we will have represented our initial $\mathcal{R}_i$ series by it's wavelet coefficients and one ultimate blurred version of it.

Algorithms for wavelet transforms and processing

We have compared two algorithms for wavelet transform. One of them is known as "algorithm à trou" (hole-algorithm). From the $q = 512$ samples $\mathcal{R}_i$, it provides $q \log_2 q$ wavelet coefficients. It has the advantage of high sensitivity to "events" or well localized discontinuities, which, however, may not be the case for our radius time series. It has the drawback of being sensitive to boundary effects which introduce noise in the reconstruction, which furthermore is not an exact one. So we have preferred using an algorithm which allows exact reconstruction, being a biunivocal relation between the original signal and its wavelet transform; it shares this property with the Fourier transform, thus permitting to follow similar lines in the analysis. It is derived from Mallat, 1989, and has been kindly provided to us by A. Bijaoui. Those filters are associated to the bi-orthogonal wavelet basis, and are represented on Fig. 4.18. The computation begins, as in the FFT case, with the 512 values R_i. Performing a wavelet transform of this signal yields 9 frequency scales, containing wavelet coefficients plus the last "blurred" signal. From these, it is possible to run the process backwards, thus performing an exact inversion and recovering the original time series.

We now proceed, as we did in the previous section, from the same 200 fakes 512-point time series, representing 200 realizations of a null observation. We compute the 200 wavelet transforms of those 200 signals. Figure 4.19 shows coefficients of the first, second and third projections on successive wavelet basis: contrary to the FFT situation, we can readily see the effect of the larger uncertainties σ_i, which induce highest amplitude coefficients. Representing the cloud of points for each wavelet coefficient by a gaussian distribution will permit us to deduce 3σ,..., $n\sigma$ thresholds. It is clear, from the figure, that the assessment of discriminating levels for retaining significant coefficients will be more severe in the vicinity of those points where data are intrinsically more uncertain. We expect then that sorting signal from noise will be more efficient in wavelet space than in Fourier space. The superposed coefficients of the $\mathcal{R}_i$ wavelet transform (solid line) indeed shows that, in several places, those coefficient are buried in the clouds of the random null realizations, in spite of their apparent large amplitudes. This is particularly true in the first scales, which is quite natural, since those scales correspond to the noisier frequency bands.

We then proceed to the computation of the wavelet transforms of the 200 random realizations of the actual $\mathcal{R}_i$ time. On Fig. 4.20, are plotted the first (256+128+64) coefficients of the first, second and third scales.

Along our previous line, we can now evaluate the 511 discriminating levels, and retain from the 511 coefficients of the wavelet transform of the 200 simulated noisy observations only those which pass the $n\sigma$ tests. The other ones will be set to zero. The effect of such settings is easier to understand in the wavelet space than in the Fourier space: a wavelet coefficient equal to zero means that we choose to consider that no significant "event" is happening around some definite time and some characteristic frequency; whereas in Fourier space, a spectral estimate which is set equal to zero imposes that no standing wave of some definite frequency is significantly fitting the whole series.

Discussion

Similar to our Fourier analysis, we define the number $\mathcal{F}'(\sigma)$ of surviving coefficients for each threshold. The $\mathcal{F}'(\sigma)$ function is shown on Fig. 4.16. We notice a faster decrease than in the FFT analysis, but the plateau is also reached around 5σ.

From the average of each selected coefficients taken over the 200 realizations, added to the average of the 200 last blurred signals, we may reconstruct a "filtered" signal, solely built from significant coefficients. The result of an inversion performed through a 3σ-level selection is shown on Fig. 4.21.

Remembering our considerations on the Fourier reconstruction, we may now consider in some details Fig. 4.21. We recall first that time uncertainty increases as the frequency band sharpens; second, as we have already noticed, the first scales of the wavelet transform will be the most affected by the $n\sigma$ discrimination. So, it is to be expected that we shall somehow loose the precise temporal information which is recorded in the first scales of the wavelet transform. The Fig. 4.21 indeed shows this effect: the reconstructed curve follows on the whole correctly the original data, but we can nevertheless notice here and there some imprecision in the location of some rapid variations. As we anticipated, we notice that this reconstruction procedure is efficient in automatic recognition that measurements having large uncertainties should be given little weights.

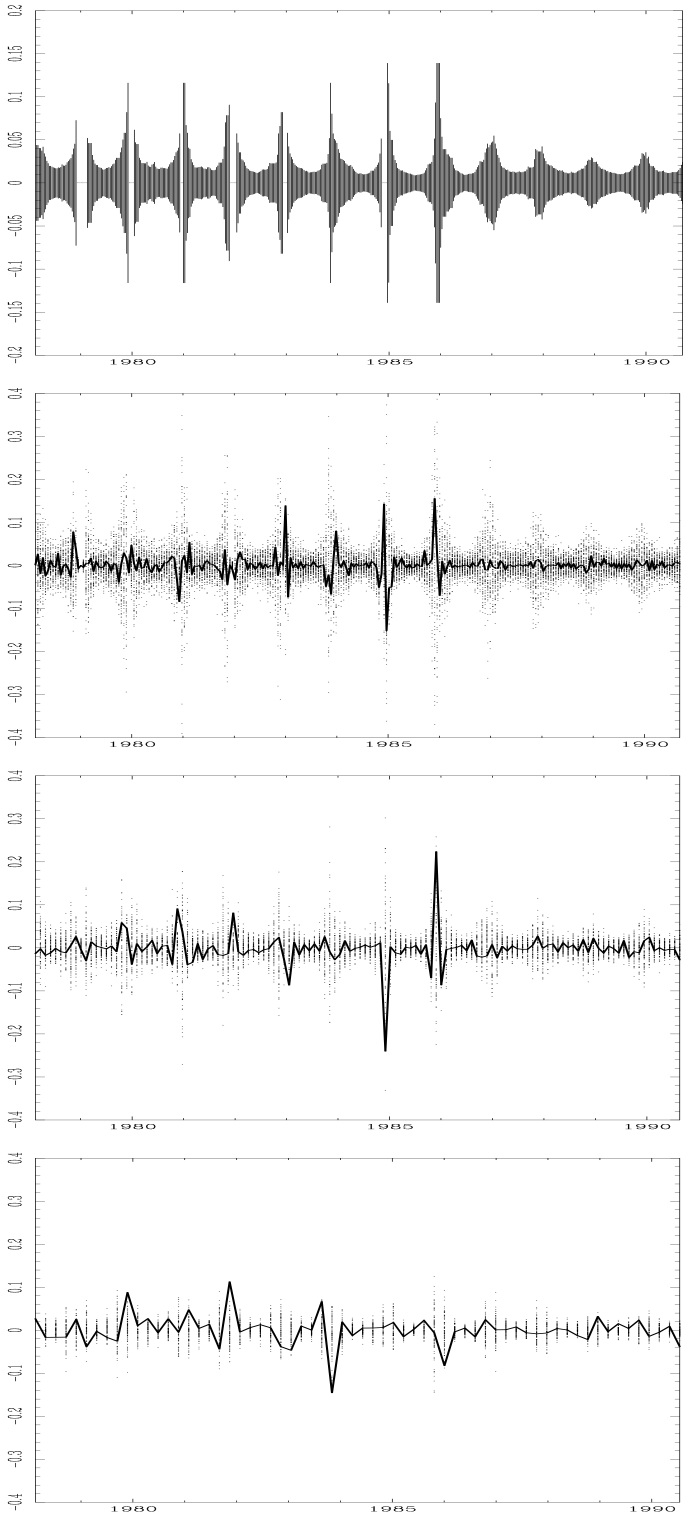


Figure 4.19: Wavelet transform of noise simulation compared to transform of the actual data in frequency bands corresponding to the first, second and third scales.
top graph: *actual* times series of errors bars centered around *zero*
following graphs: coefficients of wavelet transforms of 200 random signals corresponding of *null* observations (*dots*) – only 40% being represented here – and coefficients of wavelet transform of $\mathcal{R}_i$ (*solid line*).

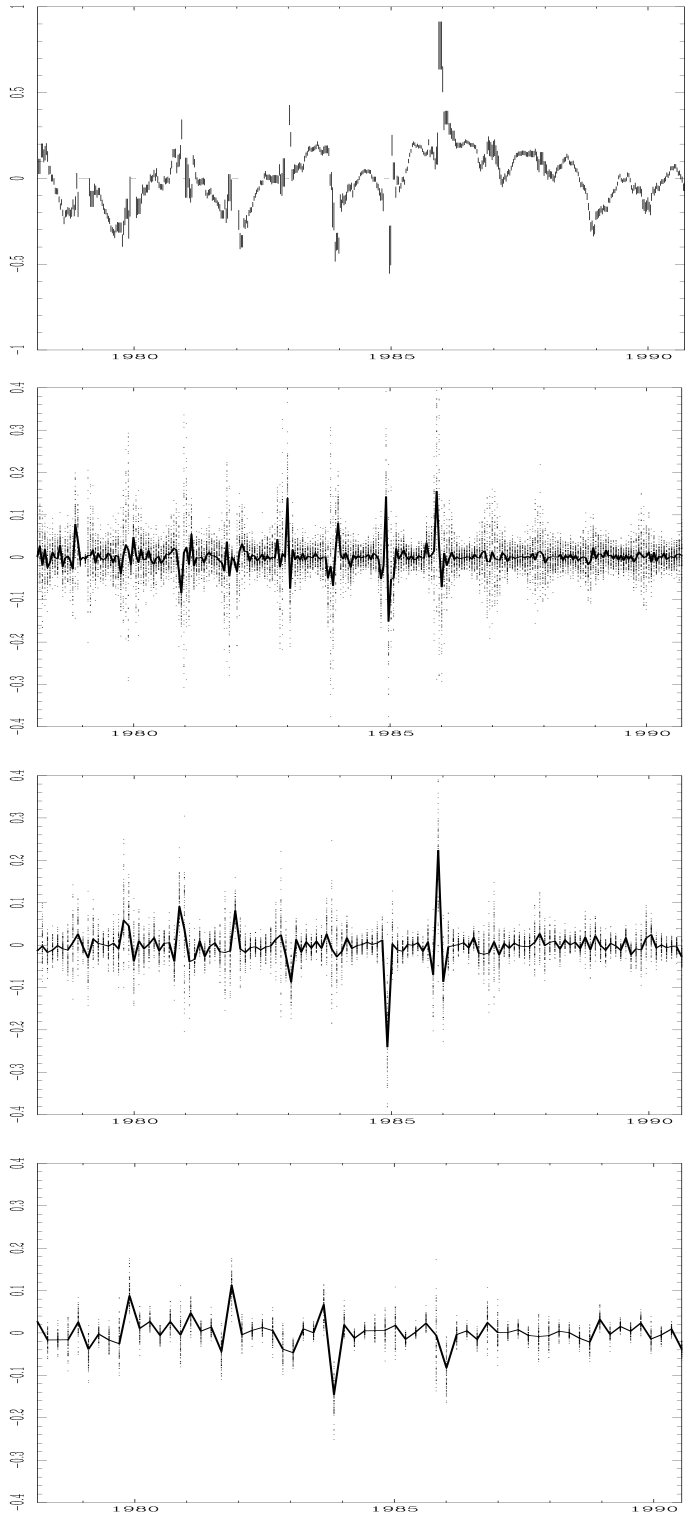


Figure 4.20: Wavelet transform of randomly simulated data compared to transform of the actual data in frequency bands corresponding to the first, second, third scales.
top graph: *actual* time series of errors bars centered around *actual* measurements, i.e. same as Fig. 4.13
following graphs: coefficients of wavelet transform of 200 simulated noisy observations *(dots)* – only 40% being represented here – and coefficients of wavelet transform of $\mathcal{R}_i$ (*solid line).*

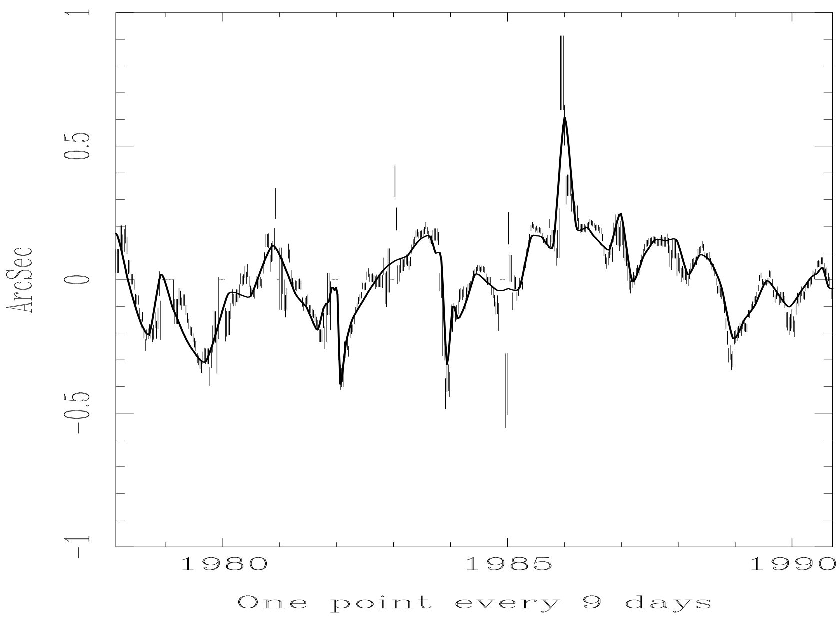


Figure 4.21: Result of the wavelet transform inversion with 3σ-level in *solid line* with the errors bars of the original data.

Discussion.

Overall comparison of merits

We are now able to compare semiquantitatively the two techniques of reconstructing models from the initial time series.

The first, striking property of the wavelet transform technique is its ability to efficiently and automatically recognize the locations where little weight is to be given to imprecise data, which the Fourier scheme is unable to achieve.

Next, and this was of course expected, wavelet transform is able to recognize and reconstruct wave trains, well localized in time. On the contrary, when Fourier analysis is able to do the same, it needs some selection of adjacent frequencies, so as to obtain wave trains by mode beating. This yields to spurious appearance of oscillations in places where obviously they do not represent the original data, or even in places void of data. This can eventually be observed when we apply the wavelet reconstruction technique to the already Fourier-reconstructed time series. Actually, we have done the exercise, in using a 3σ-level discrimination; indeed, we find that the third scale, corresponding to the frequency band $0.0277 day^{-1} - 0.0138 day^{-1}$ now selects as being "significant" several coefficients which were not present in the direct analysis, and which correspond precisely to the spurious wave packets mentioned above.

Finally, as shown on Fig. 4.16, a comparison of $\mathcal{F}(\sigma)$ with $\mathcal{F}'(\sigma)$ shows that for the time series that we have considered, identical discriminating levels imply significantly less parameters for wavelet reconstruction than for the FFT process.

Evaluation of the reconstructed models quality

We may also directly compare both reconstructed models with our original data. To this end, we have computed histograms of distances between them at each point t_i where

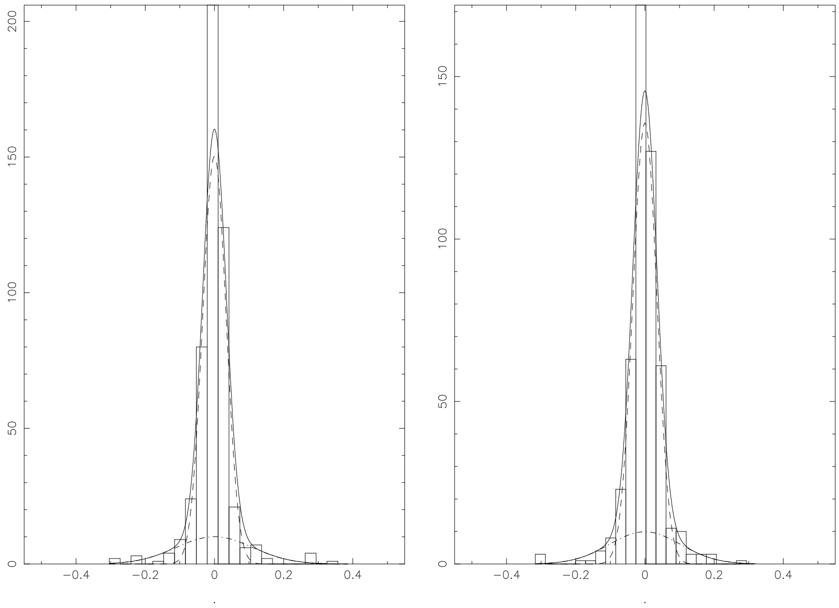


Figure 4.22: Histograms of gaps between original data and reconstructed models discriminated at the 3σ-level.
top: Fourier, *bottom*: wavelet
boxes: histograms of data such that $\sigma_i \in \mathcal{S}$
dashed lines: gaussian model for those data such that $\sigma_i \in \mathcal{S}1$
dot-dash-dotted lines: gaussian model for those data such that $\sigma_i \in \mathcal{S}2$
solid lines: gaussian model for those data such that $\sigma_i \in \mathcal{S}$, i.e. sum of the two previous gaussian.

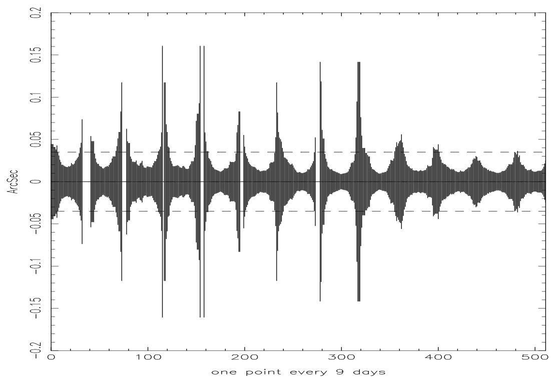


Figure 4.23: Actual time series of errors bars centered around zero. Notice the large variety of σ_i's amplitudes and the signature of seasons; the dotted lines correspond to separations between subsets $\mathcal{S}1$ and $\mathcal{S}2$.

measurements are available. They are shown in Fig. 4.22. It is immediately visible that gaussian adjustments of these histogram are not suited for fitting altogether the central part and the extended wings. This can easily be interpreted as follow:

At a given σ-level, both techniques try to fit best the original data. Still, one may notice that several points lie far away from the model. These are responsible for the extended wings of the distributions of distances. Increasing the σ-level will leave out higher frequencies in the FFT spectrum (Fig. 4.14) or wavelet coefficients lying in the finest scale (Fig. 4.20). In both cases this has the effect of neglecting small groups of points away from a smoothed curve. This also explains why the extended wings are slightly larger in the wavelet-reconstructed model.

Let us try to quantify, and model this effect. For this purpose, we go back to errors bars of the original time series, as they appear in Fig. 4.23.

We observe that from point zero to about point 340 errors bars are larger, particularly in winter periods. This is a consequence of the scarcity of measurements and also of the astrolabe adjustment in the early years of operation. The last period (from about point 340) is characterized by significantly smaller errors bars: it comes essentially from having increased the number of prisms and consequently the number of measurements, even in winter periods. Distribution of the σ_i, let us call it $\mathcal{S}$, is plotted in Fig. 4.24. As a simple test, we shall split this distribution into two sets, a first one for the biggest σ_i, corresponding to winter seasons in early years and a second set for the other, smaller σ_i. Let us take 90-day winters, along about 12 years of measurements, and remembering that we keep one point every 9 days, we arrive at around 120 "winter" points among our 512 points series. Out of those 120 points, 23 of them correspond to no observation at all. They should thus not be considered; so, finally, it remains $120 - 23 = 97$ "winter-like" points. If, starting backwards from the largest uncertainties, we count 97 points in the histogram $\mathcal{S}$, we arrive at the desired value of σ_i for splitting the distribution $\mathcal{S}$ into two sets: $\sigma_i = 0.07$. Let us denote the two subsets of $\mathcal{S}$ by $\mathcal{S}1$ for $\sigma_i < 0.07$ & $\sigma_i \neq 0$ and $\mathcal{S}2$ for $\sigma_i \geq 0.07$ (& $\sigma_i = 0$).

It remains now to evaluate the rms of data-to-model distances sorted according to their σ_i belonging either to $\mathcal{S}1$ or to $\mathcal{S}2$. From these rms, we may calculate the gaussian distributions which are suited to both subsets. The results are shown on Fig. 4.22, for

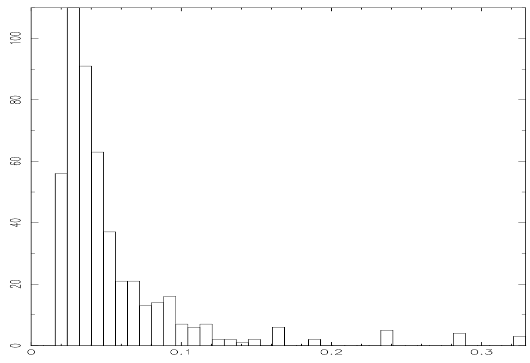


Figure 4.24: Distribution $\mathcal{S}$ of data errors bars in the running mean time series of solar radius data.

the Fourier and for the wavelet models. It can be seen that adding the "winter-type", large gaussian essentially provides the extended wings to the inner distribution which goes with the more precise points. The sum is clearly an adequate representation of the entire histogram, as was expected.

We find that the $\mathcal{S}1$ rms calculated for Fourier and wavelet models are quite similar in both cases, which is visible in Fig. 4.22. Nevertheless, if one weights the data-to-model distances by $1/\sigma_i^2$, we find that the ratio (Fourier width)/(wavelet width) for $\mathcal{S}1$ points is equal to 3.71 in favor of the wavelet method. Careful examination of Fig. 4.17 & 4.21 can explain it: in the first period, where the data are less precise, wavelet makes less effort to fit them. In other words, the 3σ-level is less severe than in the last period. The Fourier model cannot make any distinction between periods. It thus provides uniform quality of fits whatever the data uncertainties. That is why we find a ratio which is so in favour of the wavelet transform.

Conclusion

As we have seen, *for the specific time series that we have analysed, and with the error bars that go with this series*, the model that we have obtained through wavelets is to be preferred. First because it automatically leaves out large error bars, as a very efficient razor; and second, because the number of independent parameters being smaller, the representation is simpler, as Occam's razor principle would recommend!

In our opinion, this does not imply that the underlying physics consists of localized wave packets, and not of standing waves. As has been stressed many times, there are numerous solar surface phenomenons which could impinge on the astrolabe solar radius measurements. The corresponding modelizations go from periodical to quasi-periodical, even to chaotic ones. In order to disentangle the possible intrinsic solar radius variations from other effects, one may consider, for example, performing multivariate or correlation analysis between solar radius measurements and other relevant global solar parameters that are currently available. In this respect, we are convinced that such analysis would benefit from being made in the time-frequency plane. In particular, if some time lags would exist between independent sets of data, they would be easy to trace in this plane. This will be the subject of a forthcoming study.

Acknowledgements: We wish to thank especially F. Laclare for having made his precious measurements available to us, and for fruitful discussion during the completion of this work. A. Bijaoui deserves, too, a special mention for his kind advice in wavelet analysis theory and practice, and for his constant interest during completion of this work.

Bijaoui, A., 1990, internal report.

Bijaoui, A., 1991, Ecoles CEA-EDF-INRIA, Rocquencourt, France, June 17-21, 1991.

Daubechies, I., 1987, Proceedings of the International Conference, Marseille, France, December 14-18, 1987, 38, 66.

Delache, Ph., Laclare, F., 1985, Nat, 6036, 416.

Delache, Ph., Laclare, F., Gavryusev, V.& Gavryuseva, E., Regulo C. & Roca Cortes, T. 1993a, ApJ, 407, 801.

Delache, Ph., Laclare, F., Gavryusev, V.& Gavryuseva, E. 1993b, Mem. Soc. Astron. Ital., 64, 237.

Gavryusev, V., Gavryuseva, E., Roslyakov, A., 1991, Sol. Phys., 133, 161.

Gavryusev, V., Gavryuseva, E., Delache, Ph. & Laclare, F., 1994, A&A, 286, 305.

Grossmann, A., Kronland-Martinet, R., Morlet, J., 1987, Proceedings of the International Conference, Marseille, France, December 14-18, 1987, 2, 20.

Laclare, F., 1983, A&A, 125, 200.

Mallat, S.G. 1989, A Theory of Multiresolution Signal Decomposition: The Wavelet Representation, IEEE Transf. on Pattern Anal. and Machine Intell., Vol. 11, No. 7, pp. 674-693.

Meyer, Y., 1987, Proceedings of the International Conference, Marseille, France, December 14-18, 1987, 21, 37.

4.6 Autres mesures récentes du diamètre

4.6.1 Le "Solar Diameter Monitor" (SDM)

De 1981 à 1986, le diamètre a été mesuré au "High Altitude Observatory" à Boulder dans le Colorado. Le SDM est un instrument photoélectrique entièrement automatisé (Brown *et al.* 1982). Chaque jour des mesures du diamètre horizontal (par mesure du temps de passage du Soleil au méridien), du diamètre vertical (par mesure de la taille de l'image solaire) et de quelques paramètres de la fonction d'assombrissement du limbe, telles sa pente et la pente au point d'inflexion, sont effectuées. L'information sur le limbe est nécessaire afin de distinguer les variations du diamètre de celles de la forme de la fonction d'assombrissement. La définition du bord solaire, donnée par la technique de la FFTD (Brown 1982), est pratiquement insensible à la turbulence et dispersion atmosphérique. De plus, l'instrument mesure ces paramètres atmosphériques de façon à corriger les effets résiduels. La turbulence atmosphérique peut en effet perturber la position du point d'inflexion du limbe (voir Neckel 1995, pour une discussion sur le limbe solaire).

L'incertitude sur une mesure du diamètre est d'environ 0,14" (Ribes *et al.* 1991) et la dispersion d'un jour à l'autre sur quelques mois est de 0,23". Il est très probable que le bruit soit entièrement dû aux effets des mouvements atmosphériques sur l'image. Le diamètre horizontal analysé sur 5 années de mesures (de 1981 à 1986) ne montre pratiquement aucune variation. Les moyennes annuelles diffèrent de moins de 0,05" de l'une à l'autre. Le diamètre vertical varie un peu plus, probablement parce qu'il est d'avantage soumis à des erreurs systématiques. Depuis 1986, l'intérêt porté à l'observation du diamètre a quelque peu diminué du fait de son apparente constance temporelle.

La pente de la fonction d'assombrissement près de l'extrémité du bord varie quant à elle beaucoup. Les variations se font sur des échelles de temps de l'ordre de l'année et leur amplitude décroit d'un facteur 2 près du minimum du cycle solaire. Les mesures de cette pente étant faites sur le diamètre horizontal, les positions du bord sont celles pour des latitudes comprises entre $\pm 30°$ de latitude héliographique, c'est-à-dire que les mesures sont faites à l'intérieur des zones d'activité. Les variations de cette pente sont donc très certainement connectées à l'activité bien que la nature de cette connection soit encore inconnue (Brown 1988, Ribes *et al.* 1991). Ces résultats sont en bon accord avec ceux de Kroll (1994) qui observe que la fonction d'assombrissement varie et que pour certaines années, elle est fonction de la latitude héliographique. La non-uniformité du limbe serait alors compatible avec des perturbations dans le gradient de température confiné dans une couche sub-photosphérique relativement fine. On peut aussi citer les résultats de Kuhn *et al.* (1988), qui définissent le bord solaire par une distribution apparente de température et qui montrent la variation de la position du bord ainsi défini non seulement avec la latitude héliographique mais aussi avec le cycle solaire.

Le paramètre donnant l'état de turbulence de l'atmosphère terrestre (c'est-à-dire la pente du limbe au point d'inflexion) montre une forte corrélation avec le flux à 10,7 cm, indice de l'activité solaire lui-même fortement corrélé au nombre de taches. Ceci indique clairement que l'assombrissement du limbe change avec l'activité solaire indépendemment de l'état de l'atmosphère. Ce lien implique qu'une sur-correction est faite sur les données du diamètre. Une procédure visant à décorréler le paramètre de turbulence de l'activité solaire a donc été appliquée.

4.6.2 Mesures photoélectriques

L'instrument photoélectrique du SCLERA (Santa Catalina Laboratory for Experimental Relativity by Astrometry) est capable de mesurer continuement jusqu'à 700000 profils du bord solaire en 12 heures d'observation. Ces profils sont localisés à des latitudes héliographiques, relativement exemptes de régions actives, typiquement près des pôles, vers l'équateur et à ±45°. La FFTD permet ensuite de calculer une moyenne du rayon pour chaque latitude solaire. Cette détermination du rayon fait que ce dernier est en fait proche du paramètre donnant la pente du bord solaire, mesuré par le SDM (voir le paragraphe précédent). Bien que les données du SCLERA soient disponibles depuis 1973 et jusqu'à 1988, elles ne sont pas distribuées régulièrement. Les mesures ont principalement été faites en 1973, 1979, 1981, 1983, 1984 et plus continuement à partir de 1986. Une telle répartition est cependant suffisante pour déceler visuellement la présence d'une variation de 22 ans dans les données relatives au diamètre équatorial (Ribes *et al.* 1991). Le maximum détecté est obtenu autour d'un des maximums du cycle de 11 ans, c'est-à-dire autour de 1980.

D'autres mesures photoélectriques ont été effectuées au "Mount Wilson Observatory" (LaBonte et Howard 1981) au cours d'un programme d'observations journalières des champs de vitesses du Soleil. En effet une partie de la réduction des magnétogrammes du disque solaire consiste à déterminer le diamètre des images. Le bord solaire est défini comme le point d'inflexion de la fonction d'assombrissement du limbe. LaBonte et Howard estiment que cette définition correspond à un contour de l'image d'intensité 25 % celle du centre du disque, étant donnée la longueur de 525 nm à laquelle les images sont obtenues. Analysant le diamètre ainsi défini, ils ne décèlent aucune variation temporelle. Ils déplorent cependant que les effets systématiques sur leurs données après correction soient encore importants. Ces erreurs systématiques proviendraient selon eux de l'instrument ou de la procédure d'observation.

Ulrich et Bertello (1995) reprennent les données. Des améliorations dans le système d'optique faites en 1982 ont permis de réduire les effets instrumentaux. Leur étude du diamètre apparent à une longueur d'onde de 525 nm (correspondant à une hauteur de quelques centaines de mètres au-dessus de la photosphère) révèle l'existence d'une variation à 11 ans d'amplitude totale de 0,4" corrélée avec le cycle solaire. Ce résultat surprenant[11] peut être dû à leurs techniques d'observation (dans une raie spectrale et pas en lumière blanche), à leur façon de déterminer le bord (pris égal à 25 % de l'intensité centrale) et enfin au fait que c'est un diamètre global et donc s'appliquant sur le disque entier alors que les autres mesures donnent plutôt un diamètre fonction de la latitude héliographique. Ils estiment que l'interprétation la plus probable de leur résultat doit se faire en terme de changements dans le profil de température de l'atmosphère solaire. Leur étude serait donc, d'une certaine façon, à relier à celle de Kuhn *et al.* (1988).

4.6.3 Le sextant du disque solaire

Cet instrument est décrit dans Sofia *et al.* (1984). Il est désigné à la mesure, à partir de l'espace, de la forme et de la taille du Soleil. Deux images du Soleil sont formées et leurs bords opposés sont séparés par une petite distance. De cette façon, un réel changement

[11] Toutes les analyses avaient jusqu'à présent montré que si le rayon variait avec une périodicité de 11 ans, alors l'oscillation associée à cette dernière était anticorrélée avec le cycle des taches.

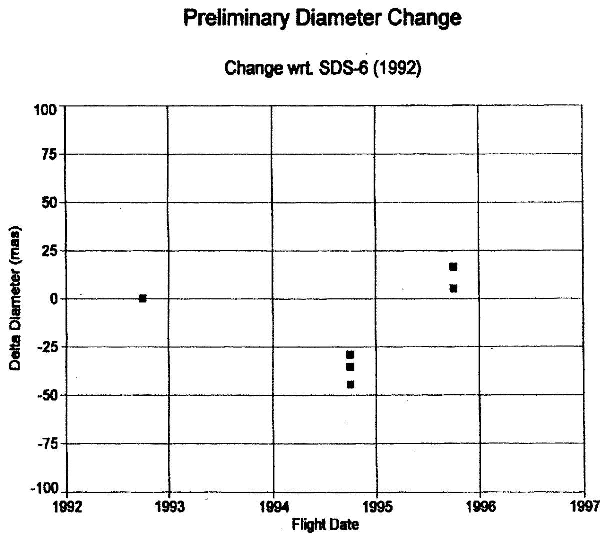


Figure 4.25: *Résultats des mesures de l'écart au diamètre moyen mesuré par Sofia et ses collaborateurs à partir du sextant.*
Source : par courtoisie du Pr. S. Sofia.

dans la taille du Soleil affecte la taille des deux images mais pas la position de leur centre. Cet effet se distingue alors d'un changement dans la calibration de l'instrument car dans ce cas ce sont les centres qui se déplacent. Le diamètre de chaque image est de 10 cm environ et la séparation des deux images de l'ordre de quelques millimètres. Des détecteurs sont placés à cheval sur les deux bords opposés des images. Ainsi le diamètre solaire est déterminé pour différentes orientations par rapport à l'axe polaire. Le bord solaire est défini en terme de profil d'intensité photosphérique. Cet instrument a été testé à trois reprises à bord de ballons (Maier *et al.* 1992, Sofia *et al.* 1994a, 1994b). La précision absolue des mesures est meilleure que 0,2" alors que la sensibilité de l'instrument est approximativement de 1 à 2 millisecondes d'arc. L'aplatissement déterminé est de (8,63 $\pm$ 0,88).10^{-6}. Les mesures sont cependant trop dispersées dans le temps pour que l'on puisse en tirer une quelconque conclusion quant à une variation significative du diamètre ou de l'aplatissement du Soleil. Etant donnés leurs résultats (figure 4.25) Sofia *et al.* considèrent cependant que le diamètre ne varie pas.

4.7 Diamètre et activité solaire

En 1979, Sofia *et al.* définissent un rapport permettant d'estimer les variations relatives de la constante solaire[12] ($S_\odot$) et du rayon ($R_\odot$) :

$$W = \frac{\Delta R_\odot / R_\odot}{\Delta S_\odot / S_\odot}$$

La valeur de W dépend en général de la nature du changement dans la structure du Soleil qui donne lieu à une variation de $S_\odot$, qui implique à son tour une variation de $R_\odot$ de

[12]Pour des raisons historiques, l'irradiance totale, qui est le flux solaire reçu par unité de surface à une unité astronomique et hors de l'atmosphère terrestre, est souvent désignée sous le nom de constante solaire. Le chapitre 6 est consacré à son étude.

façon à ce que l'équilibre hydrostatique global soit maintenu. Cependant le mécanisme physique responsable de ces variations n'étant pas connu, Sofia *et al.* (1979) proposent à la place de spécifier la profondeur dans le Soleil à laquelle les perturbations se produisent et l'échelle de temps des variations. Ils ont estimé la valeur de W par des modèles solaires en équilibre hydrostatique (mais pas thermique) dans lesquels ils ont fait varier l'efficacité de la convection. Ils trouvent $W \simeq 0,075$ pour des modèles dont l'efficacité de la convection est perturbée sur des échelles de temps inférieures à 1000 ans.

En 1984, Fröhlich et Eddy déterminent la valeur de W à partir de l'irradiance observée et du rayon apparent mesuré[13]. Leur étude mène à $W = 0,078 \pm 0,026$ avec un intervalle de confiance de 95 %. La valeur observée de W est un paramètre important permettant de tester les modèles de l'intérieur du Soleil. Le calcul théorique de W est en revanche difficile car la relation entre $\Delta \log R_{\odot}$ et $\Delta \log L_{\odot}$ dépend du mécanisme physique qui les lie. Un changement concommittant du rayon et de la luminosité pourrait être induit par une variation dans l'efficacité de la convection, provoquée par l'inhibition magnétique du transport convectif de chaleur. En se basant sur de tels modèles, la théorie prédit une valeur de W largement inférieure à celle déduite des observations. Par exemple, Gough (1981) donne une valeur maximale de W de 5.10^{-4}. Mais il montre aussi que la valeur de W peut augmenter avec la profondeur. La valeur importante trouvée par Fröhlich et Eddy indiquerait alors que les perturbations liées aux fluctuations du rayon et de la luminosité se trouveraient plus profond dans la zone de convection, peut-être à la limite entre zone convective et radiative, là où, on l'a vu, se situerait la dynamo solaire. Spruit (1982) donne quant à lui une valeur de W de l'ordre de 2.10^{-4}.

Une étude simultanée de ΔL et de ΔR permettrait de voir si ces deux paramètres sont réellement liés et, s'ils le sont, d'élucider les mécanismes responsables de leur variation commune. Ceci pourra être fait à partir d'instruments tels LOI ou MDI (Luminosity Oscillation Imager et Michelson Doppler Imager) embarqués à bord du satellite SOHO.

D'autres études des relations existant entre des paramètres globaux du Soleil et le rayon ont été faites. Delache *et al.* (1988) trouvent des périodicités à 320 jours et 1000 jours dans les mesures de l'irradiance totale (observée par ACRIM sur le satellite SMM). Ces oscillations sont de plus en phase avec celles correspondantes du diamètre apparent observé par F. Laclare à l'astrolabe du CERGA. En 1993, Delache *et al.* présentent une analyse de la corrélation temporelle entre les mesures du rayon (observé à l'astrolabe du CERGA), les données sur le flux de neutrino et celles sur le décalage des fréquences acoustiques. Ils trouvent une anticorrélation significative des deux premières quantités avec la dernière. Des variations sont détectées pour des périodes de l'ordre du cycle de 11 ans et plus courtes. Ils suggèrent que les variations du flux de neutrino pourraient correspondre à de petites variations dans la génération de l'énergie dans le noyau. Pour des périodes de l'ordre du mois et plus longues, il est possible de supposer que le Soleil est dans un équilibre quasi-hydrostatique. Ils en déduisent donc que les variations dans la génération de l'énergie impliquent des variations dans le rayon (avec une phase identique). Ces dernières induisent des changements dans les tailles des cavités résonnantes dans lesquelles les modes acoustiques sont piégés impliquant une diminution dans le décalage en fréquence.

---

[13]Leur étude s'effectue sur des données disponibles de 1967 à 1983. Les mesures de l'irradiance utilisées sont une compilation de différentes sources, incluant les mesures en ballon, à partir de fusée, d'avions, etc. Pour le rayon, ils utilisent les données du diamètre horizontal déduites de mesures du temps de passage du Soleil au méridien de Greenwich.

Les variations du rayon constituent donc un sujet encore très controversé : les différentes mesures ne donnent pas les mêmes résultats mais les théories, bien que leurs prédictions dépendent du modèle utilisé et du phénomène mis en jeu pour expliquer les variations, s'accordent à dire qu'une modification observée (tendance séculaire et/ou variations pério–diques) du rayon serait de la première importance et remettrait en cause certaines parties de la théorie de la physique solaire.

Le nombre de taches sur le Soleil, est quant à lui un indice beaucoup plus fiable (les taches sont bien visibles) et a été mesuré depuis très longtemps. La variation à 11 ans de ce nombre impose des contraintes à la théorie : il faut en effet expliquer l'apparente différence entre les cycles eux-mêmes, leur dyssimétrie, etc. Il faudrait aussi pouvoir prédire les prochains cycles, et jusqu'à présent, malgré de nombreuses tentatives, les essais furent infructueux. Ces “échecs” montrent que même un nombre de taches bien mesuré et observé de façon quotidienne peut avoir une évolution en apparence simple mais intrinsèquement complexe voire impossible à modéliser. Ce nombre de taches est le sujet du prochain chapitre.

Chapitre 5

Étude du nombre de Wolf

En 1848, Heinrich Schwabe (1789-1875) annonça pour la première fois que le nombre de taches solaires qu'il observait depuis 1826, variait avec une périodicité probable de 10 ans. Rudolph Wolf (1816-1893) confirma la découverte de Schwabe en étudiant toutes les données disponibles sur les taches. Il affina la période moyenne du cycle à 11 ans et en 1848, il introduisit le nombre relatif de taches (plus connu sous le nom de nombre de Wolf ou de Zürich), R_z, qu'il définit ainsi :

$$R_z = K(10g + f)$$

où g est le nombre de régions perturbées (soit par des groupes, soit par des taches individuelles), f le nombre de taches individuelles et K un coefficient personnel. La valeur de ce coefficient dépend de la méthode de l'observateur pour le comptage des taches et leur subdivision en groupes, de la taille du télescope, du grossissement employé, des conditions d'observation, etc. Pour ses observations, Wolf lui attribua une valeur de 1, puis en 1882, ses successeurs, introduisant un changement dans la méthode de comptage, lui donnent une valeur de 0,6. Actuellement, le centre de Zurich qui reprend l'ensemble des données des différents observatoires, attribue à chacun d'eux une valeur pour K de façon à rendre les mesures homogènes. Wolf a multiplié le nombre de groupes par 10 afin de donner plus d'importance à l'apparition d'un nouveau groupe qu'à celle d'une nouvelle tache dans un groupe. La séparation des taches en groupes peut être difficile en période de forte activité, lorsque plusieurs groupes apparaissent les uns à côté des autres ou lorsqu'ils dessinent des structures complexes. Dans ce cas, des règles (données par Künzel), spécifiant quelques caractéristiques des groupes et taches, peuvent aider à leur classification.

La valeur journalière de R_z ne donne qu'une indication quant au nombre de taches présentes sur l'hémisphère visible. Du fait de la rotation solaire cette valeur varie d'un jour à l'autre. De plus, le facteur 10 attribué au nombre de régions perturbées peut augmenter considérablement la valeur de R_z simplement par l'apparition d'une tache isolée supplémentaire d'un jour à l'autre. Une moyenne annuelle du nombre de Wolf constitue donc une meilleure représentation du niveau d'activité.

La définition de R_z est par ailleurs assez arbitraire : même dans des conditions d'observations similaires, plusieurs observateurs peuvent obtenir des valeurs de g et de f différentes. La mesure de l'aire occupée par les taches est par conséquent plus objective. Elle a été mesurée photographiquement à l'observatoire royal de Greenwich depuis 1876. Le nombre de Wolf a cependant l'avantage considérable de la longueur de la série temporelle (figure 5.1) puisque les taches ont été répertoriées régulièrement depuis le tout début du XVIII^e

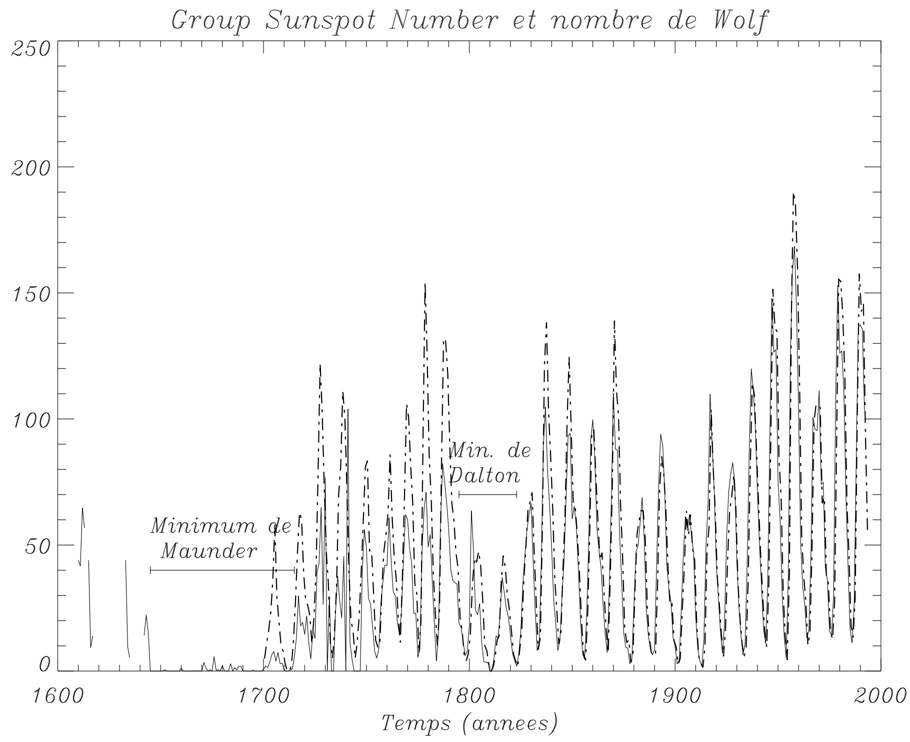


Figure 5.1: ***Nombre de Wolf et Group Sunspot Number.***
Le Group Sunspot Number a été défini par Hoyt, Schatten et Nesme-Ribes en 1994 (voir texte et Hoyt *et al.* 1994). Par comparaison le nombre de Wolf est aussi tracé en ligne pointillée. Les deux série temporelles ne sont en accord qu'à partir du milieu du XIX^{e} siècle.
Source : données annuelles sur le Group Sunspot Number fournies par courtoisie de E. Nesme-Ribes ; nombre de Wolf fourni gracieusement par le National Geophysical Data Center de Boulder (Colorado).

siècle.

Le nombre de Wolf est un indicateur partiellement quantitatif reflétant généralement l'activité globale sur le Soleil. Il permet de tester des modèles théoriques sur des échelles de temps relativement grandes. L'activité solaire ayant un impact certain sur l'atmosphère terrestre, il est aussi possible qu'elle en est un sur l'évolution du climat. Les analyses actuelles du cycle solaire révélées par le nombre de Wolf se tournent donc vers les études des relations entre données climatiques et données solaires. Si de telles relations existent, les modélisations de la variation du nombre de Wolf pouvant conduire à des simulations du niveau de l'activité solaire dans le futur ou dans le passé, il serait, théoriquement, possible de reconstruire l'évolution climatique passée et de la prédire. Nous pourrions alors savoir si le Soleil a réellement eu un rôle important lors de la période de refroidissement terrestre qui fut répertoriée sur les régions de l'Atlantique Nord. Rappelons que simultanément à ce "petit âge glaciaire" (de 1640 à 1705), peu de taches furent visibles sur le Soleil (minimum de Maunder, de 1645 à 1715).

Récemment, Hoyt *et al.* (1994) ont introduit un nouvel indicateur de l'activité qu'ils ont appelé le Group Sunspot Number[1]. Leur série temporelle est une reconstruction ob-

[1] Hoyt *et al.* projettent de mettre les données dans le domaine public une fois que leur série temporelle sera complétée par d'autres données qu'ils doivent encore "acquérir". Je laisse la dénomination

jective et homogène du nombre de Wolf [2], basée uniquement sur des nombres de groupes. En effet, Hoyt et Schatten (1992) ont montré que 90 % de la variabilité du nombre de Wolf était attribuable aux variations dans le nombre de groupes. Par ailleurs, Schaefer (1993) a montré que le nombre de Wolf pouvait être égal à un multiple du nombre de groupes.
Le nombre de groupe de taches (à partir duquel est calculé le Group Sunspot Number) a été calculé à partir de 349000 observations journalières obtenues par plus de 350 observateurs entre 1610 et 1993. Afin de rendre les mesures homogènes, Hoyt *et al.* utilisent les données de l'observatoire royal de Greenwich comme référence (disponibles de 1874 à 1976 et considérées comme les plus fiables) et normalisent toutes les autres observations à cette série temporelle. Ils obtiennent donc un ensemble de données qui aurait été identique à celui de Greenwich si Greenwich avait observé continuellement entre 1610 et 1993. Ils déduisent de cette série le Group Sunspot Number en égalant la moyenne de leur nombre de groupes entre 1874 et 1991 avec celle du nombre de Wolf pour la même période. Pour que les moyennes soient identiques, il est nécessaire de multiplier leur nombre de groupes par 11,93. Leur Group Sunspot Number (voisin en moyenne du nombre de Wolf) est alors ainsi défini : $R_g = 11,93 G_{RGO}$ où G_{RGO} est le nombre de groupes de taches qui aurait été compté si Greenwich avait observé. Le nombre de Wolf R_z et leur Group Sunspot Number R_g est à peu près identique à partir de 1870 environ. Il y a en revanche de sérieuses différences pour les décades antérieures, R_g étant systématiquement plus petit que le nombre de Wolf. R_g est représenté sur la figure 5.1 (en trait continu) de même que le nombre de Wolf (en traits pointillés) par comparaison.

Sur la figure 5.2 sont représentées les transformées de ces deux indicateurs de l'activité : en trait continu est dessinée la transformée de Fourier du Group Sunspot Number et en trait pointillé, celle du nombre de Wolf. Les séries temporelles ont été découpées en quatre parties qui se chevauchent. Cela permet de constater que l'amplitude du pic correspondant à l'oscillation de 11 ans ou à celle du cycle de Gleissberg (80 ans environ) varie avec le temps. Ce n'est que sur les données récentes que le cycle de 11 ans est le plus actif. Les différences entre les analyses spectrales des deux séries temporelles sont appréciables pour les deux graphiques du haut et s'atténuent considérablement à partir de 1891.

5.1 Quelques particularités du nombre de Wolf

5.1.1 Variations temporelles

La variation du nombre de Wolf est assez régulière pour que l'on puisse la qualifier de cyclique. Chaque cycle est assorti d'un numéro. Le cycle numéro 0 est celui qui commence en 1745 et prend fin en 1755. Nous en sommes actuellement (août 1996) au tout

anglaise de leur indice car Hoyt et ses collaborateurs font une distinction entre le Group Sunspot Number (par analogie avec le Wolf Sunspot Number) et le sunspot group number, distinction difficile à faire en français.

[2] Au début des années 1850, Rudolf Wolf (de Bern puis de Zürich) commença une recherche des nombres de taches relevés par le passé. Il réunit donc des milliers de données obtenues par des centaines d'observateurs, et construisit à partir de toutes ces mesures une série temporelle, appelée encore aujourd'hui le nombre de Wolf (ou le nombre de taches de Zürich). Cette série débute en 1600, mais n'est fiable qu'à partir de 1848, lorsque l'étude du nombre de taches devint systématique. Hoyt et ses collaborateurs ont donc voulu reconstruire un indicateur de l'activité solaire, très important lors des études de cette dernière, qui soit fiable, homogène et objectif.

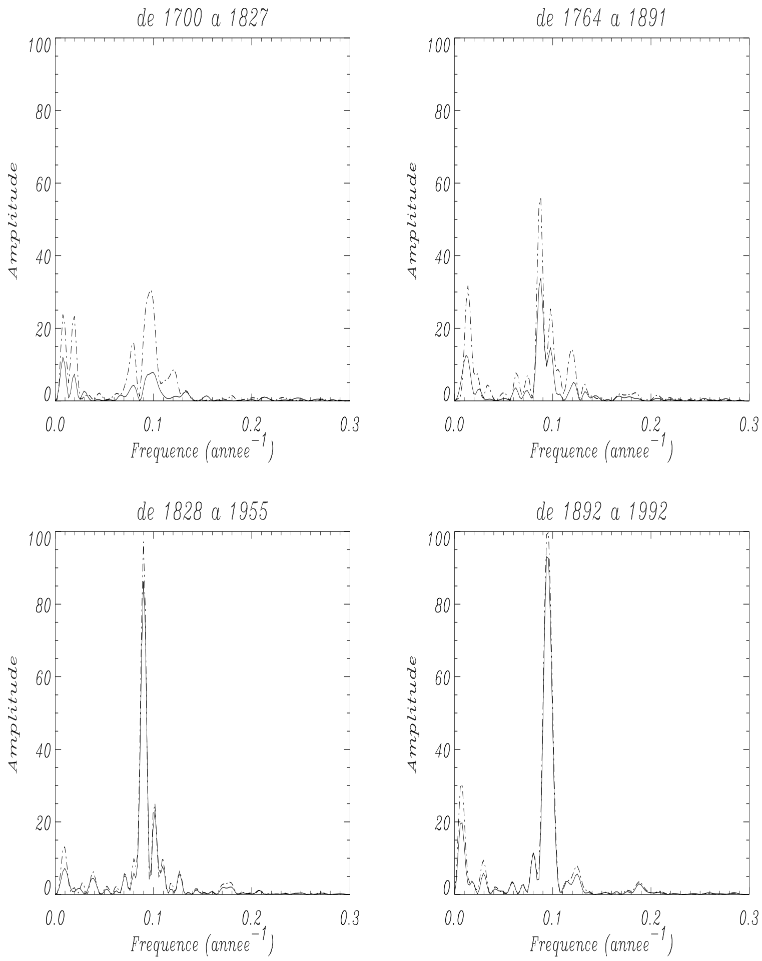


Figure 5.2: *Analyse spectrale du Group Sunspot Number et du nombre de Wolf.*
Les deux séries temporelles ont été découpées en quatre parties égales se chevauchant. Les transformées de Fourier des quatre tranches du Group Sunspot Number sont représentées en traits continus alors que celles du nombre de Wolf sont dessinées en pointillés.

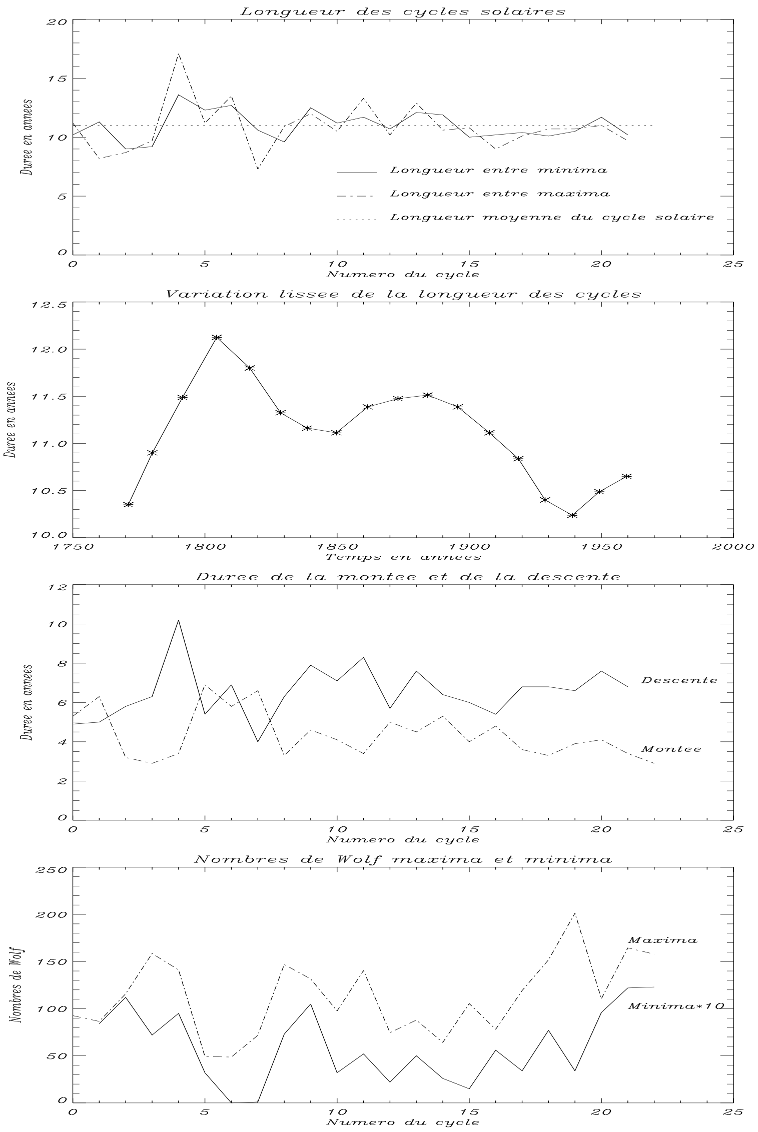


Figure 5.3: *Particularités des cycles solaires.*
La longueur du cycle calculée entre deux maximums successifs et entre deux minimums successifs est tout d'abord représentée. En abscisse est porté le numéro du cycle et en ordonnée la durée du cycle correspondant en années. La ligne pointillée schématise la moyenne de la longueur des cycles (11 ans). La longueur du cycle, obtenu entre les minimums, lissée par le filtre [1,2,2,2,1] est schématisée sur la seconde figure. Sur la troisième figure sont dessinées les durées de montées et de descentes de chacun des cycles. Enfin, sur la dernière figure sont représentées les valeurs des nombres de Wolf maximums et minimums en fonction du numéro du cycle correspondant (les valeurs pour les minimums ont été multipliée par 10 afin que leurs variations soient plus visibles).
Source : figures obtenues à partir de valeurs données dans une table (Beck *et al.* 1994).

début du cycle 23. Il faut préciser que la fin du cycle 22 n'est pas encore définitivement déterminée. Par ailleurs, nous avons vu au chapitre 2 que la définition d'un cycle était quelque peu arbitraire puisque d'après le diagramme de papillon les cycles se chevauchent. La figure 5.3 montre que chaque cycle est différent. La longueur des cycles varie, ainsi que leur maximum et minimum, de même que la durée de la montée et de la descente. Les variations de la longueur du cycle sont plus grandes si la longueur est estimée entre deux maximums que si elle est calculée entre deux minimums. La longueur du cycle est en général déterminée entre deux minimums car ceux-ci sont plus stables que les maximums (lorsque l'activité est à son maximum, la variation du nombre de Wolf est très importante). La longueur du cycle ainsi calculée varie entre 9 et 13,6 ans. Si cette longueur est lissée par le filtre [1,2,2,2,1] (introduit par Gleissberg), on note que la longueur des cycles a une tendance nette à décroître. Par ailleurs, plus la montée du cycle est rapide et plus le nombre de Wolf maximum sera grand. En moyenne, la durée de l'ascension est de 4,4 ans, celle de la descente est de 6,5 ans. De plus, une activité importante implique en moyenne un cycle court alors que les cycles solaires longs sont représentatifs d'un faible activité. Gleissberg en 1852 montra que la variation de la longueur du cycle (ou du nombre maximal de Wolf) était systématique et qu'elle évoluait avec une période comprise entre 80 et 90 ans (cycle de Gleissberg). Ces caractéristiques des cycles peuvent permettre de prédire le niveau de l'activité solaire. Par ailleurs, Friis-Christensen et Lassen (1991, 1994) ont montré que la longueur des cycles était corrélée avec l'anomalie (relative à l'intervalle 1951-1980) de température terrestre (au sol) de l'hémisphère Nord (figure 5.4) qui semble être l'indicateur de température globale le plus fiable car c'est le plus grand ensemble de mesures systématiques disponibles. Butler (1994) confirme cette corrélation en prenant comme indicateur global, les températures moyennes obtenues continuemment à l'observatoire d'Armagh (Irlande du Nord). Cette corrélation permet d'étudier l'influence de l'activité solaire sur le climat terrestre. C'est une autre raison d'étude du nombre de Wolf : une prédiction de ce dernier et/ou une meilleure compréhension des phénomènes qui régissent ses variations pourraient permettre de prédire en conséquence l'évolution climatique.

A l'aide d'une analyse en ondelettes, Ochadlick *et al.* (1993) ont étudié la variation de la période du cycle solaire ainsi que celle du cycle de Gleissberg. Ils trouvent effectivement que la période du cycle n'est pas constante et suggèrent de plus que le cycle de Gleissberg peut également varier dans le temps. Leur analyse révèle aussi l'existence d'une oscillation de période comprise entre 50 et 70 ans présente entre 1700 et 1800 puis entre 1860 et 1930.

5.1.2 Le minimum de Maunder

La théorie dynamo du cycle solaire est confrontée à de nombreuses difficultés pour l'explication du comportement observé de l'activité des taches. Nous venons de voir en particulier l'existence d'une irrégularité dans la séquence des cycles de 11 ans. Mais le fait observationel le plus impressionnant est la soudaine disparition des taches durant la période 1645-1715 (minimum de Maunder). La meilleure confirmation de l'existence du minimum de Maunder est donnée par l'évolution temporelle de l'abondance passée du ^{14}C assimilé dans les troncs d'arbre. L'évolution temporelle de ce radio-isotope montre de plus que ce minimum n'est pas unique : il y a eu le minimum de Spörer (1420-1530), le minimum de Wolf (1280-1340) et le minimum de Oort (1010-1050). La distance moyenne entre ces minimums est de 190 ans, mais elle n'est pas caractéristique d'une période ou

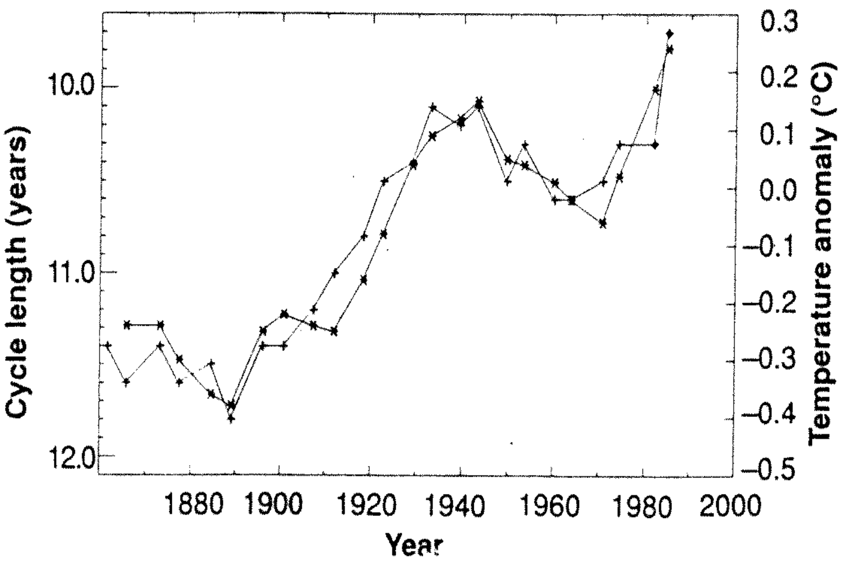


Figure 5.4: *Longueur du cycle et température globale.*
Les variations lissées de la longueur du cycle solaire (+) sont représentées ainsi que les anomalies de température dans l'hémisphère Nord (*).
Source : Friis-Christensen et Lassen 1991.

quasi-période puisqu'il n'y a pas de grand minimum en 1880 (Ruzmaikin 1981). Cette suppression de l'activité (sous forme de taches) doit cependant être une caractéristique naturelle de l'évolution temporelle de l'étoile puisque non seulement elle apparaît de temps à autre, mais de plus environ 10 à 15 % des étoiles de type solaire ne montrent pas d'activité (dans les raies H et K du calcium) (Baliunas 1991). Selon les séries temporelles d'indices terrestres de l'activité solaire, telles celles du ^{14}C ou du ^{10}Be, les cycles solaires de période de 11 ans survivent durant les grands minimums mais avec une faible amplitude, c'est-à-dire que peu d'évênements dus aux champs magnétiques forts apparaissent à la surface. Nous avons vu au chapitre 3 qu'en revanche, les variations du rayon étaient bien plus prononcées qu'elles ne le sont actuellement. De plus des aurores boréales ont été observées durant le minimum de Maunder ce qui aurait tendance à montrer que l'activité magnétique était toujours présente bien que faible.

La disparition des taches sur le Soleil fut un phénomène remarquable et remarqué par les scientifiques de l'époque. Il est en effet bien établi à présent que l'absence de taches n'est pas due à une absence d'observation puisqu'on compte plus de 8000 jours d'observations sur la période de 70 ans du minimum de Maunder (Hoyt *et al.* 1994, Ribes *et al.* 1988a). Weiss et Weiss (1979) notent de plus qu'il semblerait que même les non-astronomes aient été au courant de cette disparition des taches puisque Marwell[3] dans un poème satirique adressé au roi y fait allusion.

Les observations montrant une irrégularité dans les cycles solaires et l'apparition soudaine de minimums prolongés de l'activité, ne peuvent s'expliquer ni par une périodicité régulière ni par une séquence de fluctuations aléatoires. L'explication de ces phénomènes requière une théorie de la dynamo non linéaire. Le champ magnétique global solaire (champ poloïdal) peut être très schématiquement représenté par un dipôle. Dans un régime non linéaire, un champ magnétique azimuthal peut être généré par un dipôle do-

[3] qui n'a rien d'un scientifique puisqu'il compare le Soleil à une planète !

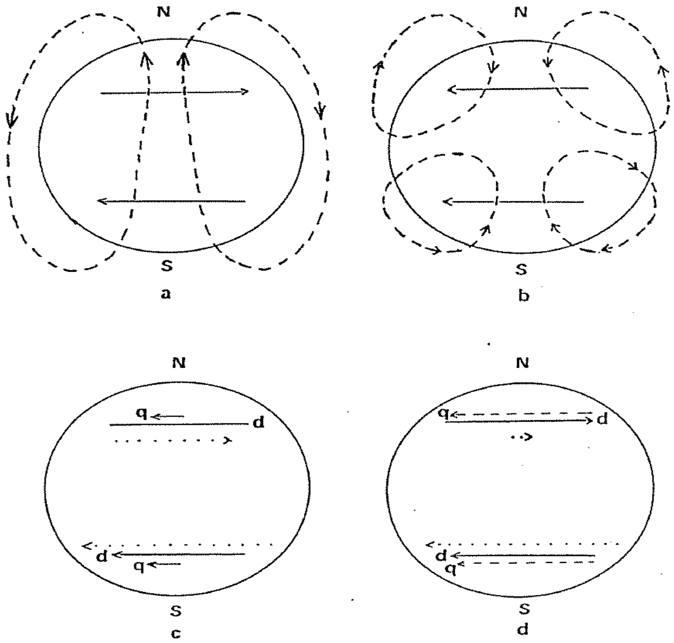


Figure 5.5: *Dipôle et quadripôle solaire.*
En (a), le champ magnétique (ligne continue) généré à partir du champ dipolaire (tirets) a une direction opposée dans les hémisphères Sud et Nord. En (b), le champ magnétique azimuthal généré par un champ quadripolaire a la même direction dans les deux hémisphères. En (c), est représentée la première solution d'une dynamo non linéaire dans laquelle le champ dipolaire est prédominant (cas des cycles actuels). Le champ azimuthal résultant est représenté en pointillé pour chaque hémisphère et reflète une asymétrie Nord-Sud. En (d), les champs quadripolaires et dipolaires sont de force comparables (cas du minimum de Maunder). Le champ magnétique azimuthal résultant est supprimé dans l'hémisphère Nord.
Source : Sokoloff et Nesme-Ribes 1993.

minant et un quadripôle faible. Ceci pourrait expliquer l'existence d'une asymétrie entre le nombre de taches de l'hémisphère Nord et de l'hémisphère Sud. Un aspect très intéressant de cette dynamo non linéaire est l'existence d'une autre solution pour laquelle le quadripôle et le dipôle ont des forces comparables (figure 5.5). Ce cas implique l'absence de tache dans un hémisphère entier et un diagramme de papillon réduit à l'autre hémisphère. Une telle situation a pu survenir durant le minimum de Maunder, puisque les seules rares taches observées (une centaine) le furent dans l'hémisphère Sud uniquement et qu'elles étaient de plus confinées dans une zone proche de l'équateur (Sokoloff et Nesme-Ribes 1994 et références internes).

Par ailleurs, certains auteurs tentent d'expliquer l'irrégularité des cycles solaires par des modèles chaotiques de faible dimension (Feynman et Gabriel 1990, Mundt *et al.* 1991, Morfill *et al.* 1991, Pavlos *et al.* 1992, Carbonell *et al.* 1994). Un chaos de faible dimension (les différentes analyses mènent à des valeurs pour la plupart comprises entre 2 et 3) est un compromis entre la périodicité à 11 ans du nombre de Wolf et l'irrégularité visible dans la séquence des maximums et dans la période des cycles. Des modèles chaotiques reproduisent assez bien ce comportement sans permettre toutefois une représentation fidèle de tout ce qui est observé.

5.2 Étude de la dispersion journalière des mesures

L'étude du rayon solaire mesuré au CERGA (Vigouroux et Delache 1993, voir le chapitre 4)) ayant prouvé la supériorité de l'analyse en ondelettes par rapport à l'analyse de Fourier, nous avons décidé d'appliquer la même technique au nombre de Wolf. Nous avions à notre disposition le nombre de Wolf journalier (de janvier 1874 à décembre 1982) et le nombre de Wolf mensuel[4] (de janvier 1749 à décembre 1992). Une analyse de Fourier des données mensuelles révèle l'existence d'un battement à 11 ans. Ce battement est visible si l'on a suffisamment de cycles de 11 ans. La première périodicité étant de 11,01 ans, la seconde de 10,03 ans, le nombre de périodes nécessaires pour voir le battement est donné par : $\nu/\Delta\nu$ où $\Delta\nu$ est la résolution en fréquence c'est-à-dire 2/4096 [5] et ν l'inverse de 11 ans exprimé en mois^{-1}. Le calcul conduit à $\nu/\Delta\nu \simeq 15$ périodes c'est-à-dire qu'il faut un minimum de 165 ans de données si l'on veut voir le battement à 11 ans. Pour cette raison, nous avons choisi de travailler avec le nombre de Wolf mensuel (244 ans de données).

L'objectif de l'étude était d'affecter un degré de confiance aux éléments significatifs contenus dans le plan de la transformée en ondelettes ou de Fourier compte tenu des propriétés statistiques des données. Il est ensuite possible de reconstruire les données originales à partir uniquement des éléments significatifs par une transformation de Fourier ou en ondelettes inverse.

Il n'y a cependant *a priori* pas d'incertitudes affectées au nombre de Wolf mensuel. Toutefois, le Soleil peut montrer en un mois une variabilité journalière très grande (en particulier lors du maximum de l'activité solaire). Par conséquent, les variations journalières peuvent ne pas être entièrement déterministes. Dans un certain sens, il est donc possible de considérer que le nombre de Wolf mensuel a sa propre incertitude liée aux variations jour-à-jour à l'intérieur d'un mois. Nous avons donc dans un premier temps cherché à associer à chaque valeur mensuelle, une dispersion calculée à partir des valeurs journalières pour le mois correspondant. Il fallait aussi tenter de trouver une relation entre les valeurs moyennes (mensuelles) et les dispersions de façon à pouvoir associer par la suite à chaque valeur du fichier mensuel (depuis 1749) une dispersion correspondante.

Nous avons donc dans un premier temps effectué une moyenne glissante sur 30 jours ($\mathcal{M}_w$) du fichier des valeurs journalières (disponibles depuis 1874) et nous avons calculé la dispersion ($\mathcal{D}_w$) de ces valeurs journalières pour chaque moyenne. La représentation graphique des dispersions en fonction des valeurs moyennes (figure 5.6) montre l'existence d'une relation entre ces deux quantités. Si l'on dessine la dispersion en fonction de la racine carrée de la valeur moyenne, cette relation devient évidente et peut se trouver sous la forme : $\mathcal{D}_w = a_w + b_w\sqrt{\mathcal{M}_w}$. Les paramètres a_w et b_w se calculent par la méthode des moindres carrés[6]. Mais la corrélation entre le modèle et les valeurs originales est seulement de 0,954. Nous avons donc choisi de répartir les points originaux en un certain nombre de classes d'activité, de façon à calculer le modèle sur un nombre de points plus faible, ce qui a pour effet d'augmenter la précision du calcul des paramètres. A chaque classe d'activité correspondra donc une valeur moyenne des $\mathcal{M}_w$, et une valeur moyenne

[4]Ces deux ensembles de mesures sont disponibles grâce au National Geophysical Data Center de Boulder, Colorado

[5]2 est la plus petite périodicité détectable, 4096 est le nombre de points de la transformée de Fourier réalisée.

[6]Les moindres carrés désignent une méthode de calcul des paramètres d'un modèle qui cherche à minimiser l'écart entre le modèle et les points expérimentaux.

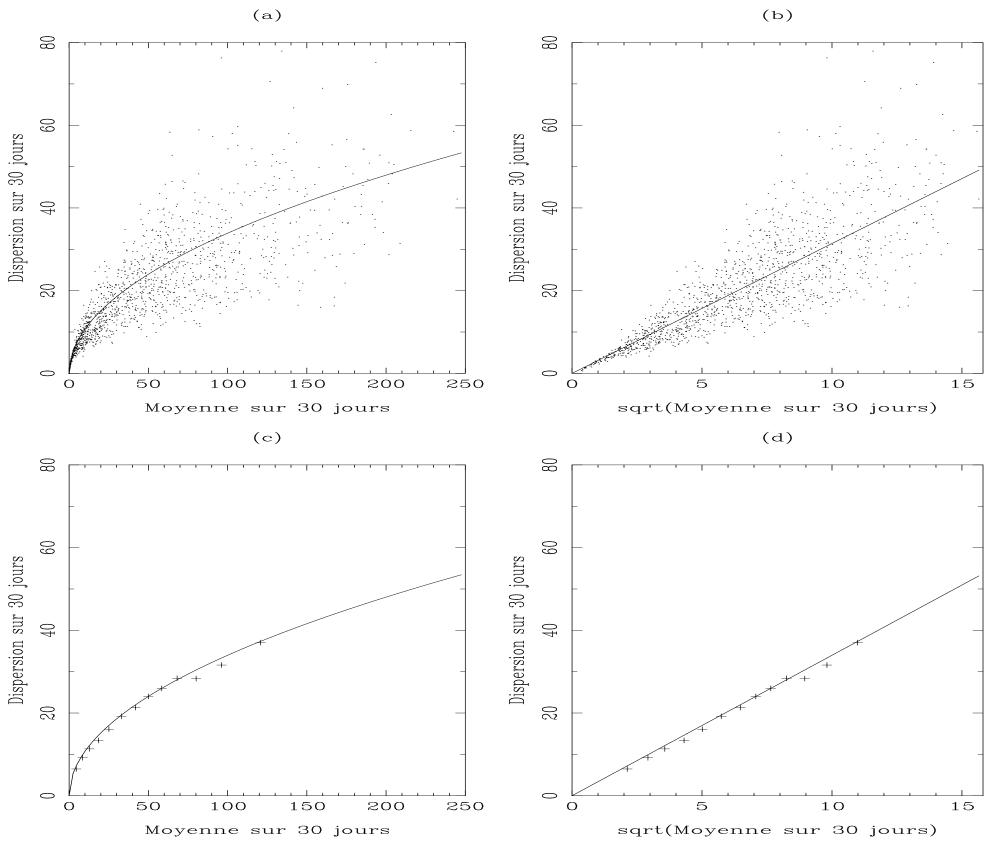


Figure 5.6: *Dispersion et valeur moyenne sur 30 jours pour le nombre de Wolf.*
La dispersion sur 30 jours des valeurs journalières du nombre de Wolf est représentée en fonction de la moyenne (1 point sur 30 est dessiné) en (a) et en fonction de la racine carrée de la moyenne en (b). La dispersion moyenne des 15 classes d'activité (voir texte) est représentée en fonction de la moyenne des moyennes sur 30 jours pour les 15 classes en (c) et en fonction de la racine carrée de cette dernière en (d). Les lignes continues sont toutes tirées du même modèle calculé par la méthode des moindres carrés à partir des points de la figure (d).

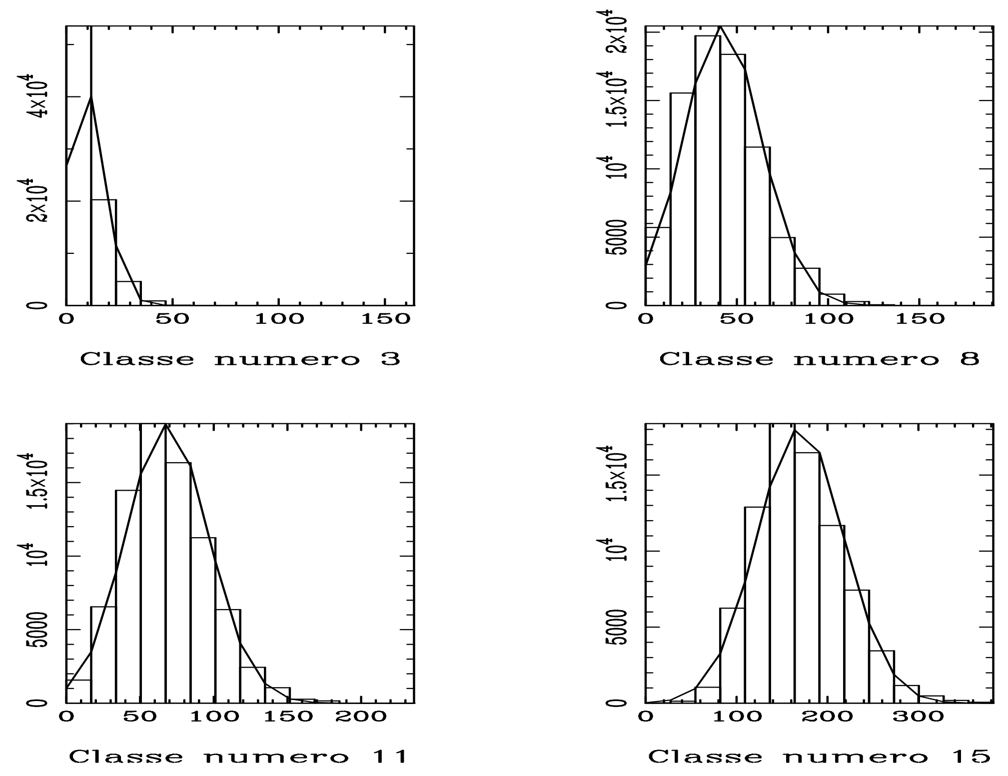


Figure 5.7: *Densité de probabilité.*
La densité de probabilité des valeurs journalières du nombre de Wolf a été représentée pour 4 classes d'activité (voir texte). La courbe représente le modèle poissonnien de ces histogrammes.

des $\mathcal{D}_w$. Les classes d'activité C_i doivent contenir approximativement le même nombre de points et doivent satisfaire deux conditions :

le nombre de points de chaque classe doit être suffisamment grand de façon à assurer la validité de la description statistique ;

l'écart moyen entre deux classes successives doit être plus petit que la valeur des dispersions de chaque classe, sinon la dispersion moyenne associée à chaque classe refléterait trop l'écart entre les valeurs moyennes des classes.

De ce compromis résulte la classification en 15 tranches des nombres de Wolf moyennés sur 30 jours. Le coefficient de corrélation entre le modèle calculé à partir de ces classes et les points correspondant à ces dernières est à présent égal à 0,998. La valeur de a_w (ordonnée à l'origine) est approximativement nulle, celle de b_w est de 3,39. Une telle relation entre moyenne et dispersion est typique d'une distribution de Poisson. Pour s'en convaincre il suffit de calculer la densité de probabilité P_i (i variant de 1 à 15) des valeurs journalières pour chaque classe d'activité C_i. Chaque P_i peut être modélisée par une distribution de Poisson[7] si cette distribution est calculée sur une quantité égale à $b_w^2 P_i$

[7] Une distribution de Poisson est donnée par :

$$P(R = r) = \frac{\lambda^r}{r} e^{-\lambda}$$

avec $E(R) = \lambda$ et $var(R) = \lambda$ où $E(R)$ désigne la moyenne d'ensemble et $var(R)$ la variance.

Nom du graphe	nb points	moyenne	dispersion
Classe 3	79350	8.52	9.17
Classe 8	79830	41.81	21.33
Classe 11	79470	68.13	28.39
Classe 15	79620	169.91	47.92

Table 5.1: *Paramètres des 4 classes dessinées sur la figure 5.7.*
La deuxième colonne donne le nombre de points journaliers dont la moyenne sur 30 jours appartient à la classe donnée dans la première colonne. La troisième et quatrième colonne donnent respectivement la moyenne de ces points journaliers et leur dispersion par rapport à cette moyenne.

(figure 5.7 et table 5.1). On notera que le coefficient $b_w^2 = 11,44$ est le même pour toutes les classes.

Cette étude confirme le modèle d'apparition des taches sur le Soleil proposé par Morfill *et al.* (1991). Ces auteurs avaient effectivement suggéré qu'une distribution de Poisson pouvait simuler le comportement de l'activité solaire sur des durées de l'ordre d'une rotation solaire, ce qui correspond assez bien au mois sur lequel ont été moyennées les valeurs journalières du nombre de Wolf.

Lors de la rédaction de l'article relatif à ce travail (Vigouroux et Delache 1994), nous n'avions pas d'explication pour la valeur de b_w. Un travail ultérieur sur le nombre de groupes de taches m'a cependant permis d'en trouver une. Le nombre de groupe de taches journaliers, fourni simultanément avec le nombre de Wolf, couvre la période comprise entre 1874 et 1982. Pour l'étude de ce nombre de groupes, j'ai suivi la même procédure que pour l'analyse du nombre de Wolf journalier. Une moyenne glissante sur 30 jours ($\mathcal{M}_g$) a d'abord été calculée ainsi que les dispersions ($\mathcal{D}_g$) correspondantes des valeurs journalières sur 30 jours. La même procédure de réduction des données originales en 15 classes d'activité a ensuite été suivie. Le calcul par moindres carrés du modèle de l'ensemble des 15 points donnant la dispersion en fonction de la racine carrée de la moyenne a cependant donné une valeur du paramètre b_g de 0,98 (le paramètre a_g étant pratiquement nul). Ce n'est donc pas le nombre de Wolf ou de taches qui varie selon une loi de Poisson sur des durées de l'ordre du mois, mais le nombre de groupes. Or, nous avons vu plus haut que Hoyt *et al.* (1994) avaient calculé un nouvel indicateur de l'activité appelé le Group Sunspot Number. Rappelons que la moyenne de cet indicateur est égale à celle du nombre de Wolf sur la période 1874-1991. De plus, le Group Sunspot Number (R_g) est égal à 11,93 fois le nombre de groupe de taches reconstruit par Hoyt *et al.*. En estimant que le nombre journalier de Wolf est approximativement égal au Group Sunspot Number, alors si la relation pour le nombre de groupe entre dispersion et moyenne est : $\mathcal{D}_g = 0,98\mathcal{M}_g$, la relation entre dispersion et moyenne pour le nombre de Wolf s'écrit : $\mathcal{D}_w = 0,98 * \sqrt{11,93}\mathcal{M}_w$ avec : $0,98 * \sqrt{11,93} = 3,38$ qui est la valeur trouvée pour le paramètre b_w. La valeur de b_w (reliant le nombre moyen de Wolf sur trente jours à la dispersion des valeurs journalières correspondantes) est donc parfaitement expliquée.

Nous disposons à présent d'une relation entre les valeurs moyennées sur 30 jours du nombre de Wolf et leur dispersion correspondante. Il est donc possible d'associer à chaque valeur mensuelle disponible de 1749 à 1992, une valeur correspondante de la dispersion sur le mois, en sachant que les valeurs journalières sur cette durée sont représentatives d'une distribution de Poisson.

5.3 Analyse du cycle solaire

La série temporelle analysée est celle des valeurs mensuelles disponibles de janvier 1749 à décembre 1992. Dans l'article relatif à cette étude (Vigouroux et Delache 1994) nous n'avions pris que les 2048 derniers points de cette série. J'ai donc repris l'analyse de la série complète. Afin de conserver les bénéfices de la FFT (Fast Fourier Transform), j'ai complété par des zéros la série temporelle jusqu'à avoir au total 2^{12}=4096 points.

Il s'agit donc de comparer les mérites de la transformée de Fourier et de celle en ondelettes lorsque l'on ne veut garder qu'un certain nombre de paramètres significatifs. Les détails de cette analyse comparatives peuvent se trouver au chapitre 4 puisqu'il s'agit de la même méthode que celle appliquée à la série temporelle du rayon solaire.

Dans un premier temps, plusieurs séries temporelles aléatoires (200) ont été construites : chacune d'entre elle contient le même nombre de points que la série originale (4096). À chaque point i, la valeur est tirée aléatoirement à partir d'une distribution de Poisson dont la dispersion est celle prévalant au point i, mais la distribution est centrée autour d'une constante (choisie égale à 0 par des raisons de facilité). Il est alors possible d'estimer l'amplitude du bruit dans le plan de Fourier ou dans celui des ondelettes en faisant la transformée de Fourier ou en ondelettes des 200 signaux aléatoires qui ne transportent aucun signal. À chaque point de la transformée (de Fourier ou en ondelettes), on peut alors calculer un seuil statistique au-dessus duquel une amplitude peut être considérée comme significative.

Dans un second temps, 200 autres séries temporelles aléatoires ont été construites de façon identique aux précédentes, mais cette fois, à chaque point i des différentes séries, la valeur est tirée aléatoirement à partir d'une distribution de Poisson centrée autour de la valeur du signal original au point i (la dispersion est toujours celle prévalant au point i). On dispose ainsi de 200 signaux bruités de même allure générale que le signal original du nombre de Wolf mensuel. Le seuillage à x-σ des transformées (en ondelettes et de Fourier) de ces 200 signaux permettra de ne retenir que les parties significatives des transformées. L'inversion de la transformée moyenne (de Fourier ou en ondelettes) des éléments significatifs fournira une reconstruction "lissée" du signal original.

L'algorithme choisi pour la transformée en ondelettes est le même que celui utilisé pour l'analyse de la série temporelle du rayon solaire : il s'agit de l'algorithme de Mallat et l'on se sert des filtres miroirs quadratifs (voir les chapitres 3 et 4 pour plus de détails).

La figure 5.8 représente quelques quantités obtenues en sélectionnant les éléments significatifs des transformées pour des seuils compris entre 1σ et 6σ. De même que dans le cas de l'analyse du rayon (et que dans le cas de l'analyse des 2048 derniers éléments du fichier mensuel original), pour un même seuil, la transformée en ondelettes nécessite moins de paramètres que la transformée de Fourier pour représenter le signal (voir le premier graphe de la figure 5.8). Cette particularité des ondelettes est cependant moins prononcée dans le cas du nombre de Wolf que dans celui du rayon probablement parce que le cycle de 11 ans est de nature quasi-périodique.

La représentation optimale du signal original sera obtenue lorsque les résidus seront de l'ordre de grandeur du nombre de degrés de liberté $\mathcal{F}$ (qui est égal à la différence entre

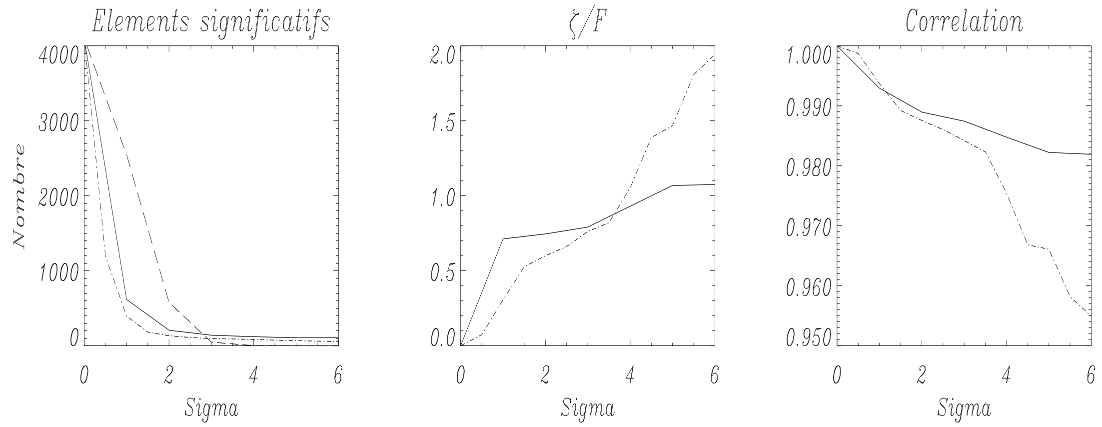


Figure 5.8: *Qualité des seuillages par ondelettes et Fourier.*
Les abscisses de chacun de ces trois graphiques représentent les valeurs des différents seuils appliqués dans le plan des ondelettes et dans celui de Fourier. Ces seuils sont compris entre 1σ et 6σ. Les traits continus donnent l'évolution des quantités obtenues par l'analyse de Fourier et les tiret-point-tiret, celles obtenues par l'analyse en ondelettes.
Le premier graphe représente le nombre de paramètres significatifs retenus par Fourier et par les ondelettes. La ligne en tirets schématise le seuillage du bruit : à partir de 4 à 5 σ environ, il n'y a statistiquement plus de bruit. Le second graphe donne l'évolution du rapport ζ/F (voir texte) et le troisième, celle du coefficient de corrélation entre les données originales et les reconstructions obtenues pour chaque σ.

le nombre de points de la transformée, soit 4096, et le nombre de paramètres significatifs). Le résidu entre la série originale et la reconstruction est défini comme étant :

$$\zeta = \sum_{k=1}^{2928} (R_k - \tilde{R}_k)^2 \times W_k$$

où les R_k sont les données originales, les $\tilde{R}_k$ sont les points reconstruits correspondants et les W_k sont les inverses des carrés des dispersions, fournissant ainsi un poids adéquat à chaque point (2928 points mensuels). Le deuxième graphe de la figure 5.8 montre l'évolution du rapport $\zeta/\mathcal{F}$ (multiplié par 4096/2928 pour tenir compte du fait que les transformées ont été faites sur 4096 points) en fonction du seuil. La valeur optimale (égale à 1) est obtenue à $3{,}75\sigma$ pour l'analyse en ondelettes et à $4{,}5\sigma$ pour celle par Fourier. Cela est probablement dû au fait que la transformée de Fourier a besoin d'un critère plus sévère dans son processus de sélection des éléments significatifs. En effet, à chaque fréquence retenue est associée une sinusoïde qui peut correspondre à ce qui existe dans les données originales à certains endroits mais ne plus correspondre à d'autres. Notons par ailleurs que le nombre de paramètres retenus par les ondelettes à $3{,}75\sigma$ (2,12 %) est encore plus petit que celui obtenu par l'analyse de Fourier à $4{,}5\sigma$ (2,78 %).

La qualité de la reconstruction est donnée par le calcul du coefficient de corrélation entre les données originales et les reconstructions :

$$\rho = \frac{\sum_{k=1}^{2928} R_k \times \tilde{R}_k \times W_k}{\sqrt{\sum_{k=1}^{2928}(R_k^2 \times W_k) \times \sum_{k=1}^{2928}(\tilde{R}_k^2 \times W_k)}}$$

Transformée	σ	nb. paramètres retenus	$\zeta/\mathcal{F}$	ρ
Ondelettes	3,75	86	0,971	0,977
Fourier	4,5	113	1.062	0,982

Table 5.2: *Paramètres des reconstructions de la figure 5.9* (voir texte).

Le troisième schéma de la figure 5.8 représente l'évolution de ce coefficient de corrélation pour des seuils compris entre 1σ et 6σ. Les valeurs sont toutes plus ou moins du même ordre de grandeur jusqu'à un σ de 3,75. Le coefficient de corrélation calculé pour la reconstruction en ondelettes diminue beaucoup à partir de $3{,}75\sigma$. Parallèlement, le rapport $\zeta/\mathcal{F}$ augmente et devient nettement supérieur à 1 alors que le nombre de paramètres significatifs pour des σ supérieurs à 3,75 n'évolue pas beaucoup. Cela veut dire qu'après $3{,}75\sigma$, le seuillage supprime des éléments nécessaires à la reconstruction, ce qui a pour effet d'augmenter les résidus par rapport au nombre de degré de liberté (ceux-ci sont en nombre insuffisant pour bien représenter le signal) et de diminuer le coefficient de corrélation (il n'y a plus d'adéquation entre signal original et signal reconstruit). En revanche, le rapport $\zeta/\mathcal{F}$ et le coefficient de corrélation obtenus par analyse de Fourier atteignent un pallier à 5σ. Il faut en effet que le seuil soit plus sévère que 5σ pour que des paramètres nécessaires à la représentation du signal soient supprimés bien que le processus de seuillage continue de fonctionner et donc d'enlever quelques pics. Ceci indique que le processus de seuillage de la transformée de Fourier retient plus de paramètres que ceux nécessaires à la stricte reconstruction du signal.

Les reconstructions par Fourier et ondelettes ont été faites à un seuil de, respectivement, $4{,}5\sigma$ et $3{,}75\sigma$. La table 5.2 donne les quantités $\zeta/\mathcal{F}$, ρ et le nombre de paramètres retenus à ces seuils et la figure 5.9 représente les signaux obtenus et le signal original des nombres mensuels de Wolf. La qualité de reconstruction du zéro est importante : la transformée de Fourier détériore le zéro des 1118 derniers points (de 2928 à 4096) alors que la transformée en ondelettes le reproduit presque fidèlement. La transformée de Fourier n'a en effet pas la notion de ce qu'est une constante (qui ne peut être représentée qu'à partir d'un nombre infini d'oscillations et donc de fréquences) parce qu'elle n'a pas celle du temps. La transformée en ondelette procède en revanche à une analyse localisée dans le temps de structures de différentes tailles : elle peut donc constater une absence de variations qui se traduit par des coefficients en ondelettes nuls. La série temporelle du nombre de Wolf contient tous les numéros de cycle entre 0 et 22. Il est intéressant de remarquer que le processus de seuillage de la transformée en ondelette a gardé quelques structures sur de faibles échelles temporelles (cycle 11, minimum du cycle 20 et cycle 22) qui sont inexistantes dans la reconstruction par Fourier. Le processus de seuillage de cette dernière a cependant retenu des oscillations de faibles périodes qui donnent lieu à de petits écarts par rapport à la reconstruction par ondelettes notamment durant les cycles 6, 7 et 13.

La quasi-périodicité à 11 ans est visible dans les spectres des reconstructions aussi bien que dans celui du signal original (figure 5.10). Pour les deux reconstructions, tous les pics du spectre correspondant à des fréquences inférieures à $(0{,}018 \text{ mois})^{-1}$ (c'est-à-dire à des périodicités supérieures à 5 ans) sont considérés comme significatifs. Par

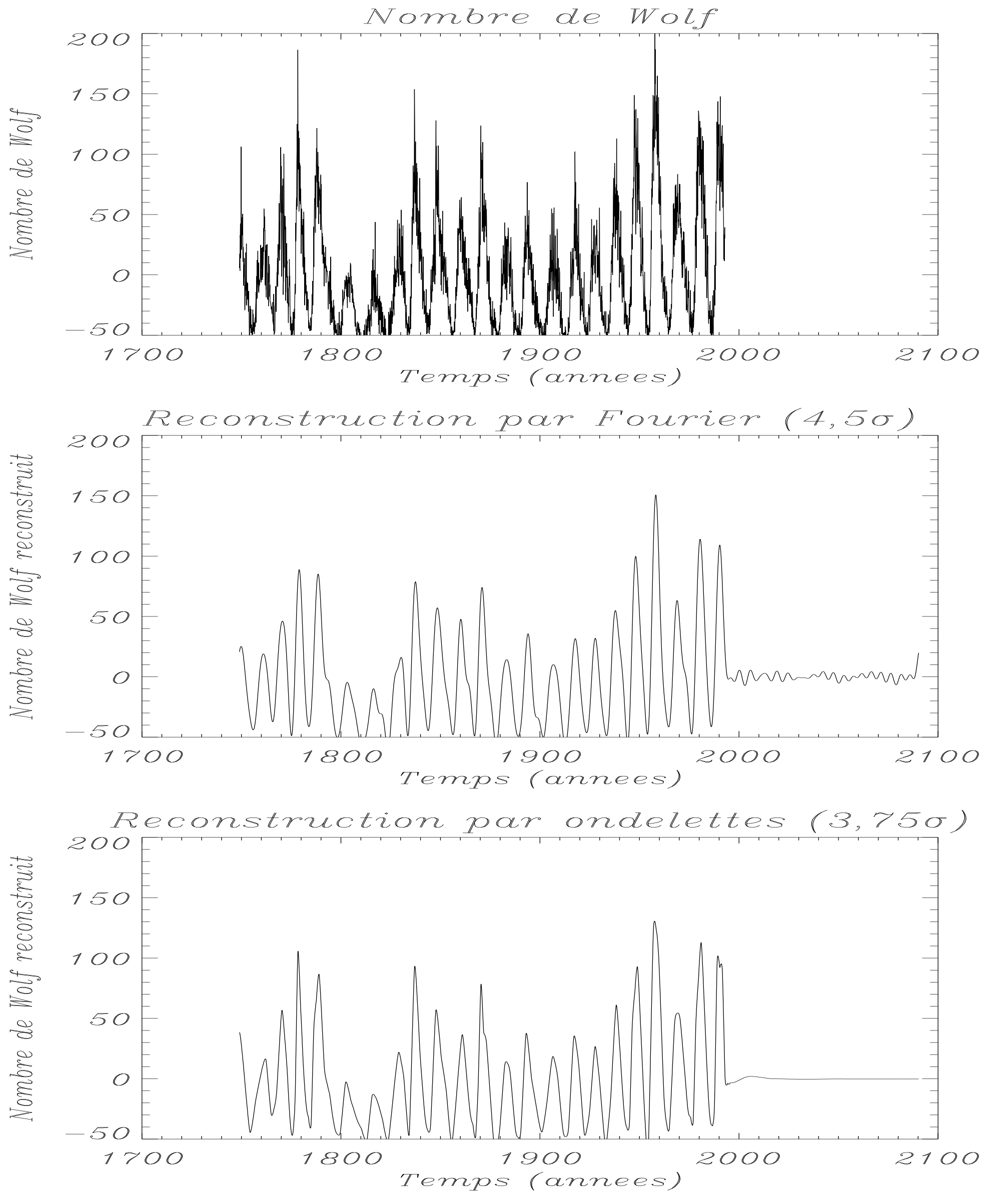


Figure 5.9: *Résultats des analyses par Fourier et ondelettes.*
Le nombre de Wolf mensuel est dessiné en haut, avec pour comparaison la reconstruction donnée par l'analyse de Fourier à un seuil de 4,5σ (graphe du milieu) et celle obtenue par l'analyse en ondelettes à un seuil de 3,75σ (graphe du bas). La transformation de Fourier n'est évidemment pas une transformation locale puisqu'elle ne peut pas reconstruire les zéros de la série temporelle (rappelons que 1118 zéros avaient été ajoutés à la fin des 2928 valeurs mensuelles de façon à ce que le signal ait une longueur totale de 4096 points).
Le décalage apparaissant en ordonnées (nombre de Wolf négatif) est tel que la moyenne des séries temporelles est nulle.

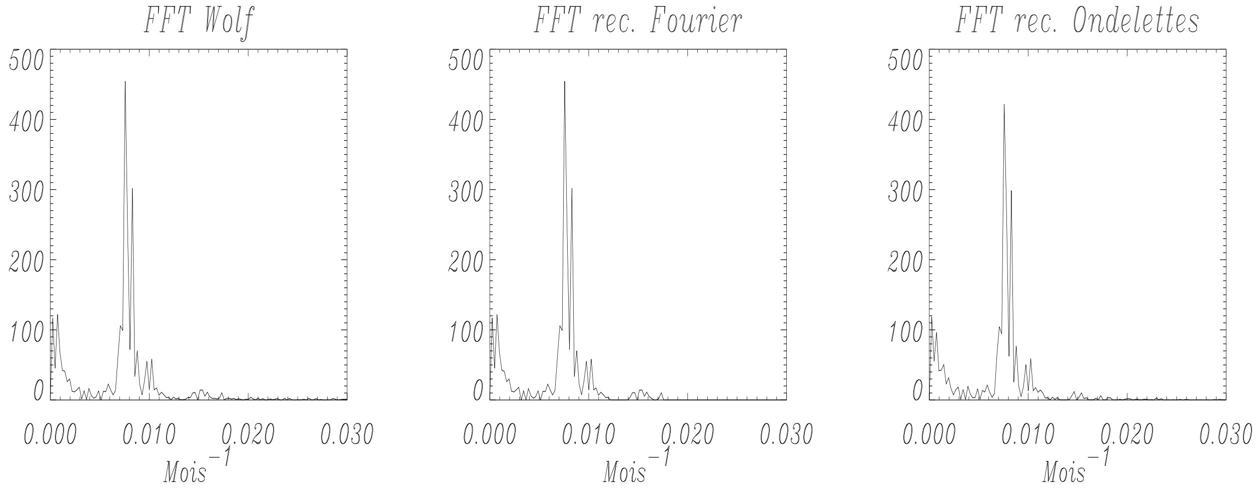


Figure 5.10: *Comparaison de l'information spectrale retenue.*
A gauche, est représentée la transformée de Fourier du signal original, au milieu, celle de la reconstruction par Fourier (à 4,5σ) et à droite, celle de la reconstruction par ondelettes (à 3,75σ). L'information pertinente du signal se réduit à une large bande de fréquences correspondant à des périodes supérieures à 5 ans.

conséquent, les deux analyses (de Fourier et en ondelettes) montrent que dans le cas du nombre de Wolf, l'information pertinente est contenue dans une large bande de fréquences (sans oublier les informations liées à la phase des oscillations correspondantes). Une description purement modale des données comme des interférences entre des oscillations stables constitue donc une sélection biaisée de l'information réelle contenue dans le signal. En ce qui concerne le cycle de 11 ans, il est préférable d'abandonner la représentation en terme de modes indépendants et de passer à une description dans un plan temps-fréquence ou une description incluant une large bande spectrale. Les données disponibles ne nous permettent pas de décider entre ces deux représentations. Elles sont probablement équivalentes si tous les éléments significatifs sont retenus.

Nous avons vu dans ce chapitre que l'étude du nombre de Wolf peut révéler l'existence d'un système dynamique sinon complexe du moins non trivial. Ces études sont importantes non seulement pour mieux comprendre les mécanismes qui régissent l'activité solaire mais aussi pour permettre de vérifier ou d'infirmer une relation entre activité solaire et climat terrestre. Ce dernier évoluant sur des échelles de temps très grandes, il est nécessaire de comparer ses variations avec une série temporelle solaire elle aussi très longue que seul le nombre de Wolf (ou plus tard, le Group Sunspot Number) peut fournir. Ce n'est bien évidemment pas le nombre de Wolf lui-même qui pourrait influencer les variations climatiques mais plutôt le flux lumineux solaire reçu sur Terre. Une mesure de ce flux lumineux par unité de surface et à une distance moyenne Terre-Soleil est disponible sous le nom d'irradiance solaire depuis 1978. Les variations de cette dernière sont pour une part dues aux taches solaires (qui réduisent le flux lumineux sur des échelles de temps de l'ordre de quelques jours) et pour une autre part dues aux éléments brillants (qui augmentent le flux lumineux sur des échelles de temps de l'ordre de quelques mois). Cette constation a conduit certains auteurs (Foukal et Lean 1990) à estimer l'irradiance à partir du nombre de Wolf (globalement représentatif de l'activité des facules) et de l'aire des taches (approximant l'effet de ces dernières). Cette approximation pourrait alors permettre la détermination de la valeur de l'irradiance lors du minimum de Maunder, et de chercher si la diminution correspondante durant cette époque avait impliqué une diminution de température sur la surface terrestre (Lean *et al.* 1995a). L'irradiance solaire est par conséquent un indicateur "clé" dans les problèmes inhérents aux relations Terre-Soleil. Cette série temporelle contemporaine de l'activité solaire est l'objet du prochain chapitre.

Chapitre 6

Étude de l'irradiance totale

La variabilité apparente du Soleil est aisément détectable (ne serait-ce qu'en observant le nombre de taches sur le disque) et est connue depuis près de deux siècles et demi. En revanche, des mesures directes de sa variabilité au sens stellaire (c'est-à-dire des variations de sa luminosité) n'ont été obtenues que depuis un peu plus d'une décade. L'irradiance totale, indicateur de la luminosité, est définie comme étant *l'énergie rayonnante émise par le Soleil dans toutes les longueurs d'onde arrivant chaque seconde sur une surface de un mètre carré à l'extérieur de l'atmosphère terrestre.* En effet, cette dernière absorbe une partie des longueurs d'ondes. En pratique les mesures se font sur le domaine spectral compris entre 200 nm et 5 μm, qui contient 99,9 % de l'irradiance totale. Cette mesure du flux d'énergie solaire s'exprime en Watt par mètre carré (W/m^2). Plusieurs instruments embarqués à bord de satellites ont mesuré l'irradiance totale. L'étude des données qui en résultent montre que les variations sont de l'ordre du μW/m^2 sur des échelles de temps de quelques minutes, qu'elles peuvent atteindre 0,2 % sur des échelles de temps de quelques jours et enfin qu'elles sont en phase avec le cycle solaire de 11 ans, avec une amplitude relative de 0,1 % (Willson et Hudson 1991).

6.1 Importance des observations

La variabilité de l'irradiance totale n'implique pas forcément celle de la luminosité. Cependant, ainsi qu'on le verra dans le paragraphe 6.3, si l'irradiance totale est très fortement influencée par les phénomènes de surface, telles les taches et plages, ceux-ci n'expliquent pas toute sa variabilité en particulier sur des échelles de temps de l'ordre du cycle solaire. On se sait pas encore si cela est dû aux incertitudes de mesures des différents indices de l'activité solaire ou si c'est représentatif d'une variabilité solaire réelle qui serait à relier à des effets globaux tels les mouvements convectifs à grandes échelles (Ribes *et al.* 1985), les variations du rayon (Fröhlich et Eddy 1984, Delache *et al.* 1988, Ulrich et Bertello 1995) et/ou celles de la température photosphérique (Kuhn *et al.* 1988, Kuhn et Libbrecht 1991). La théorie de la structure et de l'évolution des enveloppes stellaires prédit que les variations de la luminosité sont principalement dues aux champs magnétiques de surface. Les variations du rayon sont théoriquement très faibles (et inobservables) et les estimations de la contribution des mouvements convectifs à la variabilité de l'irradiance (qu'ils soient à petite ou grande échelle) donnent des valeurs beaucoup trop faibles pour qu'ils aient une quelconque influence (Spruit 1994). Il est possible que les champs magnétiques à petite échelle affectent la luminosité solaire et qu'ils aient un effet dominant sur les vari-

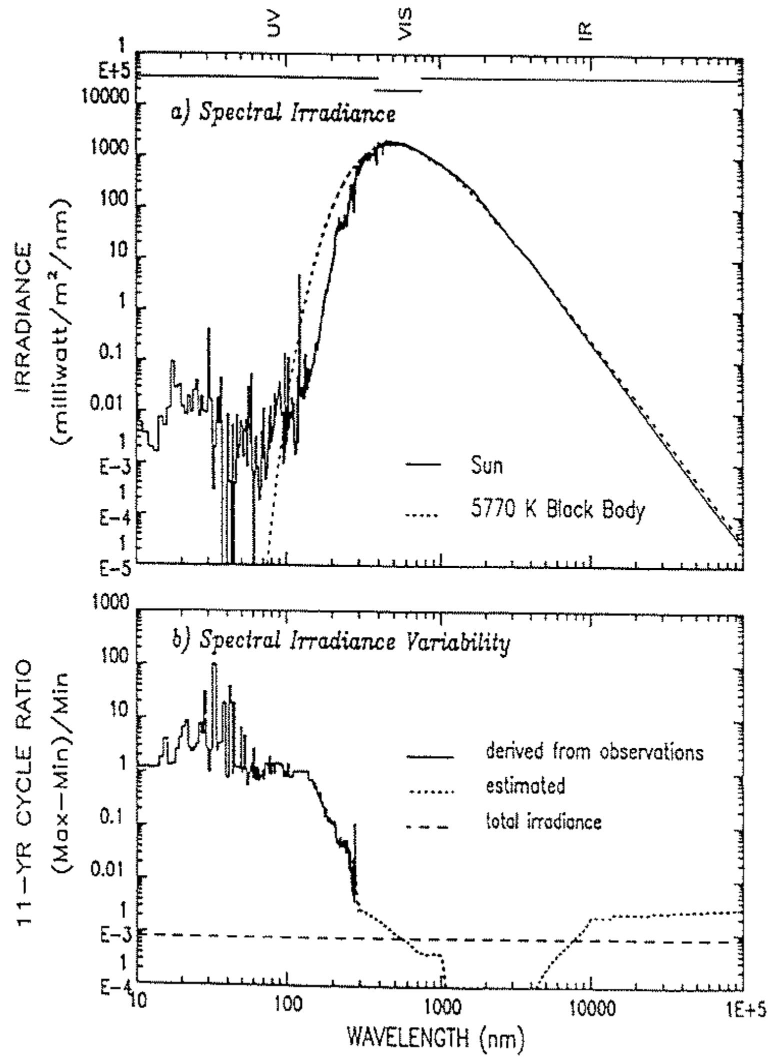


Figure 6.1: *Spectre de l'irradiance totale.*
Le spectre de l'irradiance, typique des conditions d'activité solaire minimale, est comparé avec le spectre d'un corps noir à 5770 K. Sur le graphe du haut, sont indiquées les bandes spectrales de l'ultraviolet, du visible et de l'infrarouge. L'amplitude relative des variations de l'irradiance spectrale entre le minimum et le maximum d'un cycle de 11 ans est représentée sur le graphe du bas (voir texte).
Source : Lean 1991.

ations à long terme (Solanki 1994). Les observations de l'irradiance et de sa variabilité sont donc particulièrement significatives des processus physiques de transport de l'énergie solaire.

Si la vie s'est développée sur la Terre c'est parce que cette planète possède une atmosphère qui filtre certaines longueurs d'onde du spectre solaire. Les radiations absorbées par l'atmosphère influencent les processus physiques à l'intérieur de cette dernière et parce que l'irradiance varie au cours d'un cycle solaire, l'état de l'atmosphère n'est pas le même entre le minimum et le maximum du cycle de 11 ans. Cette influence solaire a des répercutions sur la propagation des ondes radio-électriques utilisées dans les télécommunications et sur les temps de vie et vitesses des satellites (White *et al.* 1994). Par ailleurs, certaines études tendraient à montrer l'existence d'une connection entre activité solaire et climat terrestre, relation qui serait étayée par la coïncidence entre la très faible activité solaire au XVII^{e} siècle (minimum de Maunder) et le refroidissement observé en Europe à la même époque (Nesme-Ribes *et al.* 1993c, Sadourny 1994a). Il est cependant difficile d'établir l'existence d'une influence directe du Soleil sur le climat. R. Sadourny (1994) remarque par exemple que durant le petit âge glaciaire, il n'y a pas de données concernant la quantité d'aérosols volcaniques ou la profondeur de la circulation océanique qui peuvent aussi avoir une influence sur les mécanismes de perturbations induisant un refroidissement. De plus, les relevés de températures sont assez rares et espacés dans le temps. Par ailleurs, R. Sadourny ajoute qu'il est relativement facile (pour des climatologues certainement) de faire des calculs d'équilibre climatique qui simulent la réponse du climat terrestre aux variations à long terme de l'irradiance solaire. Je ne parlerai donc pas de ce sujet qui donne lieu à un vif débat à l'intérieur de la communauté scientifique (Roederer 1993). Je me contenterai de parler des effets directs de l'irradiance sur la composition chimique de l'atmosphère.

Le premier graphe de la figure 6.1 représente le spectre de l'irradiance obtenu dans des conditions d'activité minimale. La ligne pointillée schématise le spectre d'un corps noir à 5770 K (Lean 1991). Le second graphe de cette même figure représente l'estimation de la variation de l'irradiance spectrale entre le minimum et le maximum d'un cycle solaire de 11 ans. La ligne continue (jusqu'à λ <300 nm) est déduite d'observations par satellites durant le cycle solaire 21. Les variations pour des longueurs d'onde supérieures sont estimées à partir des variations des régions actives et de leurs contrastes au cours d'un cycle solaire. Entre 1000 nm et 3500 nm, l'amplitude prédite de la variation est négative ce qui signifie que les variations ne seraient pas en phase avec le cycle des taches. Le trait pointillé (horizontal) indique la valeur moyenne des variations de l'irradiance totale (c'est-à-dire intégrée sur tout le spectre).

Les radiations comprises entre 300 et 1000 nm atteignent la surface terrestre en étant modérément atténuées par l'atmosphère terrestre. Cependant, l'oxygène atomique, la molécule d'oxygène, l'azote et l'ozone absorbent une grande partie de l'énergie du Soleil pour les longueurs d'onde inférieures à 300 nm. Ces radiations ultraviolettes, bien qu'elles ne représentent qu'environ 1 % de la production radiative solaire, contrôlent donc les processus chimiques, radiatifs et dynamiques qui déterminent l'état de la moyenne et haute atmosphère terrestre. Ces émissions variant d'un facteur 1 à 100, suivant la longueur d'onde, au cours du cycle de 11 ans (voir le deuxième graphe de la figure 6.1), elles impliquent aussi des variations de l'état de la composition chimique de l'atmosphère terrestre.

La figure 6.2 montre les différentes couches de l'atmosphère terrestre déterminées,

comme pour le Soleil, par les inflexions du profil de température. La table 6.1 présente, d'une façon approximative, les différentes couches atmosphériques, le domaine de longueurs d'onde des radiations solaires qui y sont absorbées et les couches atmosphériques solaires correspondant à ces domaines spectraux.
L'énergie reçue au niveau de la troposphère est d'environ 1370 W/m^2. Elle varie de ± 3 % durant le cycle annuel de la rotation de la Terre autour du Soleil (la Terre est plus proche du Soleil en janvier qu'en juillet). La diminution de la densité atmosphérique avec l'altitude et la plus grande variabilité de l'énergie solaire qui y est absorbée font qu'il peut y avoir une influence directe des radiations solaires sur la stratosphère. Dans cette couche, l'équilibre énergétique se fait entre le réchauffement dû à l'absorption des radiations ultraviolettes par l'ozone et le refroidissement causé par l'émission infrarouge de cette même ozone, du dioxyde de carbone, de l'eau et des CFC (chlorofluorocarbones). Puisque c'est dans la stratosphère que réside la mince couche d'ozone, il est important de séparer les variations naturelles résultant de la variabilité solaire de celles résultant de la destruction catalytique de l'ozone par les CFC qui perturbe l'équilibre énergétique (Soon *et al.* 1996). Dans les couches supérieures de l'atmosphère, ce sont les radiations solaires inférieures à 170 nm qui sont principalement absorbées par excitation, dissociation et ionisation des principaux composants atmosphériques (molécules d'oxygène, molécules d'azote, et oxygène atomique). Le rayonnement solaire maintient donc l'ionosphère (couche atmosphérique située entre 80 et 500 km environ) dans un état d'ionisation partielle, les électrons étant séparés des atomes sous l'effet des rayonnements ultraviolets. Le cycle solaire faisant varier le flux ultraviolet par un facteur 2 environ module aussi l'ionisation de cette couche atmosphérique, modifiant ainsi les conditions de propagation des ondes radio-électriques. L'absorption de l'extrême ultraviolet par l'atmosphère a des effets plus globaux. Une augmentation de la température d'environ 500 K au cours du cycle solaire (entre le minimum et le maximum du cycle) est par exemple constaté (figure 6.2). Ce chauffage dilate l'atmosphère neutre, augmentant la densité à toutes les altitudes supérieures (figure 6.2). Un satellite, orbitant autour la Terre, parce qu'il est freiné (augmentation de la densité), aura une durée de vie plus courte en période de maximum d'activité qu'en période de minimum. Des variations journalières de l'altitude du satellite SMM (Solar Maximum Mission) au cours de sa descente dans l'atmosphère terrestre, assez semblables aux variations journalières du flux solaire à 10,7 cm (très bon indicateur de l'activité solaire) ont aussi été observées. En effet, lorsque les radiations ultraviolettes sont plus importantes (visibles sur l'augmentation concomitante du flux à 10,7 cm), l'atmosphère terrestre se dilate, et la vitesse de descente du satellite augmente (Lean 1991 et références internes).

6.2 Les campagnes de mesures

Le premier programme d'observation de ce qui était alors appelé la constante solaire fut lancé en 1922 lors de la première assemblée générale de l'Union Astronomique Internationale. Le président de la dixième commission (qui était alors celle de l'étude des radiations solaires), Abbot, prit la décision de la mesurer quotidiennement à partir de différents sommets choisis pour la qualité de leur *seeing*. Ces mesures devaient être faites durant environ 30 ans. L'objectif était de valider la mesure de la variabilité de l'irradiance en terme d'activité solaire. Cependant les résultats n'allèrent pas au-delà de leurs espérances

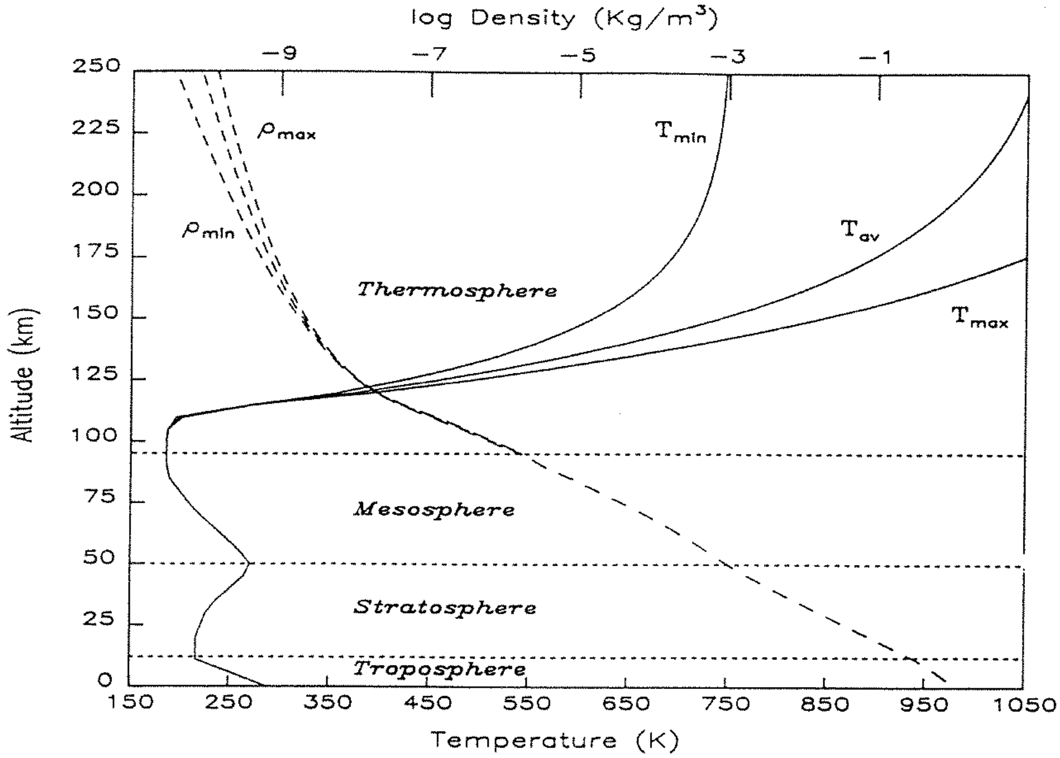


Figure 6.2: *Les différentes couches de l'atmosphère terrestre.*
La température T et le logarithme de la densité ρ de l'atmosphère terrestre sont représentées en fonction de l'altitude. Les séparations entre les différentes couches sont basées sur les inflexions du profil de température déterminé, dans une large mesure, par l'échauffement des radiations solaires. Dans l'ionosphère (de 80 à 500 km d'altitude), température et densité varient beaucoup en fonction du niveau de l'activité solaire à cause de la variabilité des longueurs d'onde absorbées à ces altitudes. Les profils sont dessinés pour le maximum, minimum et la moyenne de l'activité solaire.
Source : Lean 1991.

Couche atm. terrestre	Domaine spectral des λ absorbées	Couche atm. solaire
Ionosphère	10 nm $< \lambda <$ 175 nm	couronne et chromosphère
Mésosphère	$\lambda <$10 nm (rayons X)	couronne
Stratosphère	175 nm $< \lambda <$ 300 nm	photosphère
Troposphère	300 nm $< \lambda <$ 800 nm	photosphère

Table 6.1: *Émission solaire et absorption terrestre.*
Les différentes couches de l'atmosphère terrestre ainsi que les domaines de longueurs d'onde qu'elles absorbent sont approximativement données dans la première et deuxième colonne respectivement. La couche atmosphérique solaire d'où proviennent les radiations absorbées est notée dans la troisième colonne. Les principaux absorbants sont O_2, N_2, O_3 (ozone), O, H_2O, ainsi que des composés carbonés, azotés et chlorés.
Source : d'après le tableau I de Lean 1991.

Nom du satellite	Nom de l'instrument	Période couverte
Nimbus-7	ERB	16 nov. 1978 au 13 déc. 1993
SMM	ACRIM I	16 fév. 1980 au 1 juin 1989
ERBS	ERBE	25 oct. 1984 au 31 déc. 1005
NOAA-9	ERBE	23 jan. 1985 au 20 déc. 1989
NOAA-10	ERBE	22 oct. 1986 au 1 avr. 1987
UARS	ACRIM II	5 oct. 1991 au 31 déc. 1993
EURECA	PMO6	août 1992 à avril 1993

Table 6.2: *Les différentes séries temporelles de mesures de l'irradiance totale.*
SMM : Solar Maximum Mission ; ACRIM : Active Cavity Radiometer Irradiance Monitor ; ERBS : Earth Radiation Budget Satellite ; ERBE : Earth Radiation Budget Experiment ; NOAA : National Oceanic and Atmospheric Administration ; UARS : Upper Atmospheric Research Satellite ; EURECA : EUropean Retrievable CArrier ; PMO : Physikalisch-Meteorologisches Observatorium.

puisqu'en 1925 Abbot écrit que des mesures précises sont extrêmement difficiles du fait de la fluctuation dans la transmission atmosphérique (Gaizauskas 1994). La précision à long terme de leur instrument était limitée à 1 % et les mesures ne fournirent aucune évidence de la variabilité de l'irradiance. À cette époque, certains scientifiques ne croyaient pas à la variation de l'irradiance. Au cours des 30 années qui suivirent, des expériences ayant le même objectif furent conduites à bord de fusées, d'avions, de ballons et de plate-formes spatiales. Aucune d'entre elles ne fut capable de détecter des variations de l'irradiance totale qui soient, sans ambiguïté, d'origine solaire. Les mesures faites à partir de ballons, fusées ou avions étaient en effet affectées par l'absorption sélective de l'atmosphère terrestre. Les mesures hors atmosphère étaient limitées par l'insuffisante précision et le manque de sensibilité des instruments.

Le développement de pyrhéliomètres auto-calibrés électriquement commença à la fin des années 60 et fournit la base technologique d'expériences destinées à la détection de la variabilité de l'irradiance totale. Ces instruments perfectionnés et la possibilité de s'affranchir de l'absorption atmosphérique en les installant sur des satellites permirent enfin l'accès aux premières observations directes de l'irradiance totale et à sa variabilité. La table 6.2 donne les noms des principaux instruments ayant concouru à la détection de la variabilité de l'irradiance totale.

6.2.1 L'instrument ACRIM

Ce système fait parti de la nouvelle génération de cavités auto-calibrées électriquement développées par le JPL (Jet Propulsion Laboratory) dans le milieu des années 60 (pour une revue du développement de cette génération d'instruments et des résultats obtenus voir Willson 1984).

L'instrument ACRIM est constitué de trois cavités radiométriques (ou pyrhéliométriques) indépendantes, électriquement auto-calibrées, qui absorbent l'irradiance solaire sur un domaine du spectre allant de l'ultraviolet lointain à l'infrarouge lointain avec une efficacité uniforme (Willson et Hudson 1988). La valeur mesurée du coefficient d'absorption est : (0,99942 $\pm$ 0,00002) (Stix 1991). La chaleur générée par l'absorption de radiations solaires dans la cavité est comparée à celle produite par la dissipation d'une quantité de puissance électrique connue. Les trois radiomètres opèrent à des fréquences différentes : le premier suit le Soleil de façon continue, le second calibre la dégradation du premier environ une fois par mois et le troisième est utilisé de temps en temps en comparaison des deux premiers et fournit ainsi un dernier contrôle de la dégradation des instruments. Les mesures se font sur un temps de base de 131,072 s, 50 % de ce temps étant consacré à une observation solaire. Durant chaque orbite de 96 minutes, 55 minutes continues de données sont ainsi acquises, ce qui fournit de l'ordre de 400 valeurs moyennes par jour (Fröhlich *et al.* 1991). Cet instrument fournit la valeur de l'irradiance totale avec une précision absolue de l'ordre de 0,2 % mais sa sensibilité, c'est-à-dire sa capacité à détecter des variations, est bien supérieure. La précision absolue de ces radiomètres dépend de la précision sur l'aire de l'ouverture (par laquelle les radiations solaires pénètrent dans la cavité) et du nombre de déviations possibles par rapport à un comportement idéal telles que la non équivalence entre le chauffage radiatif et électrique, l'absorption de la cavité, l'influence de la dispersion lumineuse et de la diffraction, et enfin la linéarité et calibration des mesures de la puissance électrique. La déviation standard de chaque moyenne orbitale peut être aussi faible que $\pm$0,001 % et la précision d'une mesure journalière est inférieure à $\pm$0,002 % (Willson 1984).

Le satellite Solar Maximum Mission était stabilisé sur trois axes et pointait par conséquent vers le Soleil avec une remarquable précision jusqu'à ce que ce système de pointage tombe en panne à peine un an après les premières mesures (en décembre 1980). SMM fut alors placé dans un mode de rotation tel que la ligne de visée précise fut remplacée par un cône, aux bords mal définis, de 10° autour de celle-ci (Willson et Hudson 1988). L'instrument ne mesurait que lorsque le Soleil passait dans son champ de vision. Ce mode d'opération diminua la quantité des mesures à une centaine par jour et la sensibilité de l'instrument fut réduite à 0,01 %. Par ailleurs, l'altération du mode opératoire produisit un décalage des résultats de 0,12 %. L'amplitude de ce décalage peut être évalué par comparaison avec les données précédent et suivant ce mode anormal de fonctionnement. En mai 1984, le système de pointage fut réparé par des astronautes de la navette spatiale Challenger et l'instrument retrouva dès lors sa sensibilité originale.

6.2.2 L'instrument ERB

L'instrument ERB est multi-fonction puisqu'il mesure l'irradiance solaire, les radiations solaires réfléchies par l'atmosphère terrestre et les radiations de grandes longueurs d'onde émises par la Terre. Les 10 canaux du télescope solaire étaient désignés à la mesure de l'irradiance totale ainsi qu'à celle dans diverses bandes spectrales. L'instrument de mesure de l'irradiance totale est une cavité radiométrique, dite de type Hickey-Frieden (H-F), électriquement auto-calibrée. L'élément de base du radiomètre est une thermopile à laquelle la cavité réceptrice est fixée. La cavité est composée d'un cône inversé à l'intérieur d'un cylindre dont les parois sont enduites d'une peinture noire. Le radiomètre a un champ de visée de 10°. Le satellite Nimbus-7 ayant une orbite polaire, les mesures solaires se font donc lorsque le satellite est dans l'extension sud de son orbite c'est-à-dire toutes les 104 minutes environ et sont effectuées durant les 3 minutes du passage du Soleil dans le champ de vision. L'évaluation précise du décalage du zéro est fournie 13 minutes avant et après chaque mesure en observant une région en dehors du Soleil (Hickey *et al.* 1989).

La précision absolue (avant le lancement) était de 0,5 % et la sensibilité est de 0,02 % (Hoyt *et al.* 1992).

Jusqu'en 1983, les mesures solaires étaient faites 3 jours sur 4, l'instrument opéra ensuite tous les jours. Dans un mode normal d'opération, c'est-à-dire si aucune valeur orbitale n'était rejetée, 14 valeurs journalières, moyennes de quelques 150 mesures individuelles, sont disponibles.

6.2.3 Les instruments ERBE et PMO6

L'instrument ERBE (voir Lee *et al.* 1987 pour une description) est un radiomètre à cavité active similaire dans son concept à ACRIM. Comme pour ERB, les mesures sont faites lorsque le Soleil passe dans le champ de vue de 13,6°. Le couvercle de l'instrument est normalement fermé et ne s'ouvre que durant les 32 s de mesures. Les mesures sont obtenues tous les 14 jours au cours d'une seule orbite. Chaque mesure représente une moyenne de 2 à 10 valeurs instantanées de l'irradiance obtenues sur des durées de l'ordre de 3 à 10 minutes. La précision absolue du radiomètre est de 0,2 % et la sensibilité de l'ordre de 0,02 % (Lee *et al.* 1995) mais Fröhlich *et al.* (1991) observent que la précision absolue ne doit pas être atteinte en orbite à cause de contraintes opérationnelles. Sur les trois satellites sur lesquels cet instrument est installé, les mesures se font deux fois par mois environ.

L'instrument PMO6 est un radiomètre à cavité active calibré électriquement. Deux instruments de ce type sont en fait à bord du satellite EURECA, l'un servant à mesurer la dégradation de l'autre. La précision absolue de ces radiomètres est de 0,15 % et la sensibilité de 0,005 % (Roméro *et al.* 1994).

6.3 Comment expliquer les variations de l'irradiance

Les valeurs de l'irradiance totale telles que l'ont mesuré les instruments SMM/ACRIM I et UARS/ACRIM II, Nimbus-7/ERB et ERBS/ERBE sont représentées sur la figure 6.3. Les différences entre les valeurs moyennes des séries temporelles reflètent l'imprécision de la calibration absolue des instruments (relative à la précision absolue). L'instrument ERBE n'observant que deux fois par mois, le nuage de points correspondant a des bords assez flous. L'évolution des valeurs de l'irradiance totale est en phase avec le cycle solaire représenté en haut de la figure par le nombre de Wolf. Entre le minimum et le maximum du cycle, l'irradiance varie de 0,1 %, ce qui suggère une corrélation directe entre l'irradiance et les régions solaires actives.

Sur des échelles de temps relatives à l'évolution des régions actives (c'est-à-dire de l'ordre de quelques jours au mois), les taches et facules de ces dernières sont considérées comme étant des facteurs prépondérants dans les variations de l'irradiance totale. L'effet dominant et nettement visible (figure 6.5) est la diminution de l'irradiance lors du passage d'une tache sur le disque solaire. Les forts champs magnétiques des taches bloquent en effet l'énergie solaire. L'effet des facules s'observe aisément dans les résidus résultant de la simple correction du déficit provoqué par les taches (Willson 1982, Willson et Hudson 1988).

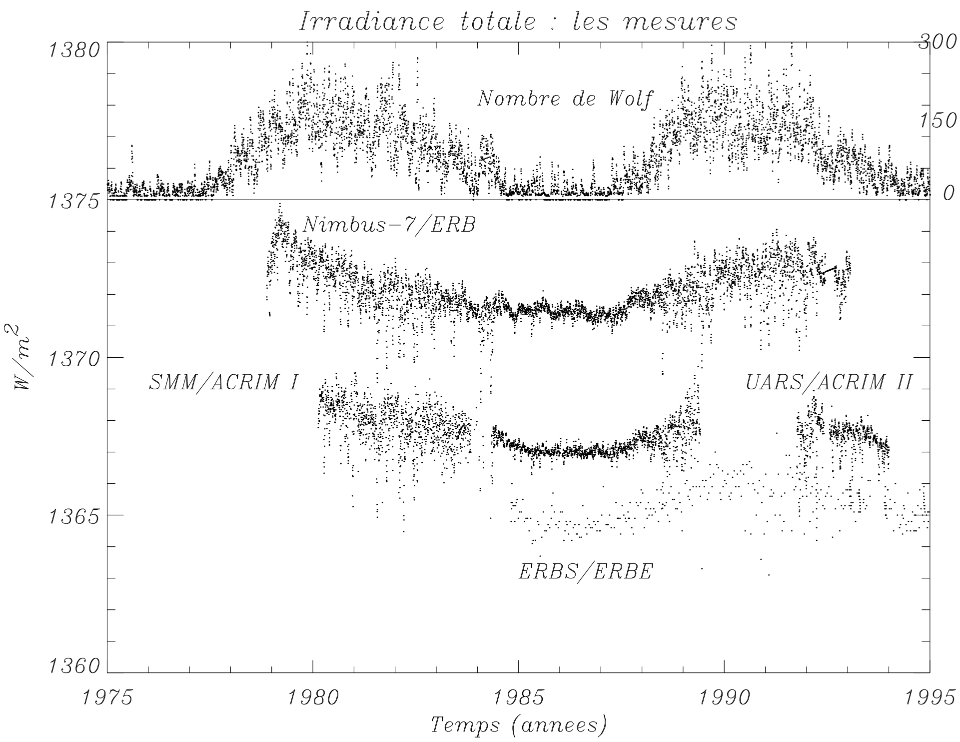


Figure 6.3: *Résultats des mesures de l'irradiance totale.*
Les valeurs obtenues par les instruments ACRIM I et II, ERB et ERBE sont représentées sur la figure du bas. Le nombre de Wolf pour la même période est dessiné en haut. Sur la série temporelle de valeurs mesurées par ACRIM I, il est facile de noter la période durant laquelle le satellite ne pointait plus le Soleil précisément (entre 1981 et mai 1984). Les valeurs des mesures faites par ACRIM II ont été ramenées à celles mesurées par ACRIM I (les valeurs originales sont au niveau de celles de ERBE). Les ordonnées de gauche donnent les valeurs de l'irradiance totale en W/m^2, celles de droite (dans la partie haute du graphe) donnent les valeurs du nombre de Wolf.

6.3.1 Influence des taches

Jusqu'à 80 % de la variance totale observée sur des moyennes journalières de l'irradiance peut être expliquée par l'effet des taches. En principe, le déficit dû aux taches devrait être déterminé par une photométrie précise pour une tache donnée. Mais en pratique c'est très difficile de le faire pour chaque tache sur tout le disque solaire. Hudson *et al.* (1982) ont donc utilisé leur aire projetée sur le disque, un contraste approprié et la loi d'assombrissement centre-bord afin de calculer un indice permettant d'estimer le déficit en irradiance dû aux taches. Ils ont appelé cet indice le PSI : Photometric Sunspot Index. Les approximations faites pour ce calcul sont les suivantes :

- les régions sombres des taches ont la même température
- les pénombres des taches ont la même température
- le rapport entre l'aire de l'ombre et l'aire de la pénombre est considéré comme constant
- la fonction de visibilité pour les variations du nombre de taches du centre au bord est négligeable dans ce contexte.
- la fonction d'assombrissement du limbe est la même pour les taches et pour le Soleil calme et est approximée par la fonction d'Eddington : $f(\mu) = (3\mu{+}2)/5$ où $\mu = \cos\theta$ avec θ angle entre la position de la tache et la perpendiculaire au disque solaire.
- le fonction de visibilité des taches près du bord est négligeable

Ils ont donc supposé que l'atmosphère des taches est d'une structure similaire à celle de la photosphère mais avec une température différente et que par ailleurs, toutes les taches sont identiques et qu'elles ont la même température. Cependant, des mesures photométriques directes ont montré que le contraste entre la tache et la photosphère environnante est fonction de la taille de la tache (Steinegger *et al.* 1990). De plus, Chapman *et al.* (1993) ont montré que le contraste dépendait fortement du rapport entre l'aire de l'ombre et l'aire totale de la tache. Les valeurs du contraste thermique et du rapport de l'aire de la pénombre à celle de l'ombre ne semblent pas dépendre du taux de complexité de la tache, ni de la force des champs magnétiques, ni du temps (Beck et Chapman 1993).

Fröhlich *et al.* (1994) redéfinissent un nouveau PSI en introduisant la variation du contraste en fonction de l'aire projetée de la tache. De plus, ils moyennent une observation, faite à un temps donné, sur 24 heures en intégrant sur le mouvement rotationel (et donc différentiel suivant la position de la tache) du groupe de tache durant un jour. Enfin, ils améliorent la qualité des données en éliminant les mauvaises mesures. La comparaison de leur nouvel indice avec l'irradiance mesurée par ACRIM I montre que le PSI dépend fortement de la fonction utilisé pour estimer l'assombrissement du centre au bord. Cela pourrait suggérer que l'influence d'une tache dépend effectivement de sa position mais d'une façon qui n'est pas complètement décrite par la fonction d'assombrissement du limbe du Soleil calme. Le PSI est représenté sur la figure 6.4.

Cependant, parce que l'irradiance croît lorsque l'activité solaire augmente, la contribution des taches n'est certainement pas l'effet magnétique dominant la variation de l'irradiance.

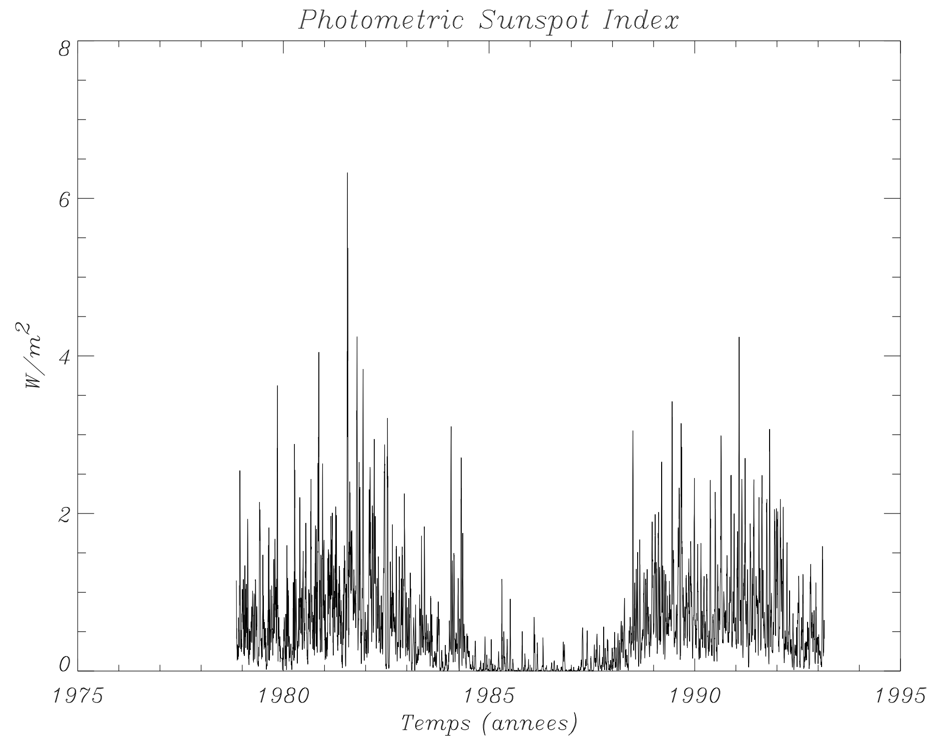


Figure 6.4: *Évolution temporelle du PSI.*
Cet indice calculé par Fröhlich *et al.* (1994) représente le déficit en irradiance dû aux taches. Il est déterminé à partir de l'aire des taches, de leur position sur le disque et de leur contraste par rapport à la photosphère non perturbée environnante.

6.3.2 Influence des facules

Les facules, éléments de la photosphère composées des petits tubes de flux de champs magnétiques de l'ordre du kGauss, ont un effet inverse de celui des taches puisqu'elles augmentent l'irradiance. Foukal et Lean (1986) montrent en effet que l'irradiance corrigée de l'effet des taches est en relativement bon accord avec l'évolution temporelle de l'aire des facules représentée par l'aire des plages observées dans la raie K du calcium II pondérées par une fonction du contraste des facules près du limbe. L'étude de leur contribution à la variation de l'irradiance est cependant difficile en particulier parce que le contraste des facules par rapport à la photosphère non perturbée est fonction de leur distance au centre du disque et parce que cette relation est mal connue. La valeur du contraste est comprise entre 3 % au limbe d'après les observations de Chapman et Ziegler (1993) et de 11 % d'après celles de Foukal *et al.* (1993). Tous s'accordent à peu près pour dire que le contraste est très faible (inférieur à 1 %) au centre du disque. Par ailleurs, ce contraste varie avec la longueur d'onde. C'est pourquoi il est relativement difficile de construire un indice tel que le PSI pour estimer l'effet des facules.

Sur des échelles de temps de l'ordre de l'évolution des régions actives (6 mois environ), la réduction de l'irradiance par les taches est comparable à l'excès de flux provenant des facules (Foukal et Lean 1986, Lawrence et Chapman 1990). En effet, si le contraste des taches par rapport à la photosphère est environ 10 fois celui des facules (Lean 1991), ces dernières couvrent au moins 10 fois plus de surface que les taches (Chapman *et al.* 1993) et restent 2 à 4 fois plus longtemps sur le disque que les taches. Notons cependant que Chapman *et al.* (1993) ont montré que le rapport entre l'aire des taches et des facules n'était pas constant et qu'il augmentait entre 1988 et 1994 (intervalle de temps sur lequel a porté leur étude). Foukal et Lean (1986) ont suggéré que cet équilibre entre taches et facules n'était qu'apparent et qu'il n'impliquait pas que le flux bloqué par les taches ressortait par les facules. Leur résultat est en contradiction avec celui de Chapman *et al.* (1986). Ces derniers, en étudiant, d'une part, l'irradiance photométrique[1] mesurée à l'observatoire de San Fernando, et d'autre part, les contributions des taches (représentées par leurs aires) et celles des facules (représentées par l'aire des plages dans la raie K du calcium II), trouvent qu'une majeure partie du flux bloqué par les taches ressurgit dans les facules. La théorie prédit cependant que seulement 5 % du flux bloqué par les taches réappatraît à la surface sur des échelles de temps inférieures à 10^5 ans, si le blocage du flux se fait sur des profondeurs supérieures à 1000 km (Spruit 1982). De plus, la faible partie du flux qui atteint la surface le fait près de la tache ou des facules avoisinantes. C'est donc le flux bloqué par les taches il y a quelques cent mille ans, qui ressurgit aujourd'hui, possiblement sous des formes non magnétiques (Spruit 1994).

Ainsi que cela est mis en évidence sur la figure 6.5, l'irradiance corrigée de l'effet des taches est en relativement bon accord avec l'évolution temporelle de différents indices tels celui de la raie K du calcium II (393,2 nm), de la raie de l'hélium neutre (1083 nm), de celui du rapport centre-bord du magnésium II (280 nm, voir paragraphe 6.4) ou encore de la raie Lyman-α (121,6 nm). Ces indices de l'activité, bien qu'ayant une origine chromosphérique, sont d'assez bons indicateurs des éléments brillants photosphériques. Cet accord entre les séries temporelles, valables pour des échelles de temps de l'ordre de l'évolution des régions actives, ne l'est plus dès lors que l'on s'intéresse au cycle de 11 ans. Les maximums et le minimum de l'irradiance corrigée par le PSI sont en effet mal représentés par les indicateurs de facules (Livingston 1992, Pap *et al.* 1994, Fröhlich 1994, figure 6.6). Donc, si facules et taches ont des contributions du même ordre de grandeur sur des échelles de temps de quatre à neuf mois et si elles n'expliquent pas toute la variation de l'irradiance sur 11 ans, c'est qu'il existe une autre composante influençant l'irradiance à long terme.

6.3.3 La troisième composante

En 1988, Foukal et Lean montrent que la moitié des variations de l'irradiance causées par les éléments brillants de la photosphère est à imputer aux facules des régions actives et que l'autre moitié est due au réseau photosphérique (voir le chapitre 2 pour plus de détails sur ce réseau photosphérique). Ils ont utilisé pour leur étude, l'irradiance mesurée par ACRIM et ERB (corrigée de l'effet des taches par un PSI similaire mais pas identique à celui de Hudson *et al.* (1982)), l'index de la raie de l'hélium neutre comme un indicateur de l'ensemble des éléments brillants photosphériques et l'index des plages dans la raie K du calcium II comme un indicateur des régions actives faculaires uniquement (le premier index est en effet une intégration du flux sur tout le disque alors que le second ne prend en compte que les aires des plages chromosphériques). Ils déduisent de leurs résultats

[1] Leurs mesures ont été faites sur une région solaire où apparaissait un complexe d'activité important, restant actif durant 3 mois. Il leur a donc été possible de séparer l'effet des taches et des facules sur ces trois mois. Ils ont ensuite (pendant deux mois) utilisés le PSI et un indicateur de facules pour estimer les contributions respectives de ces éléments.

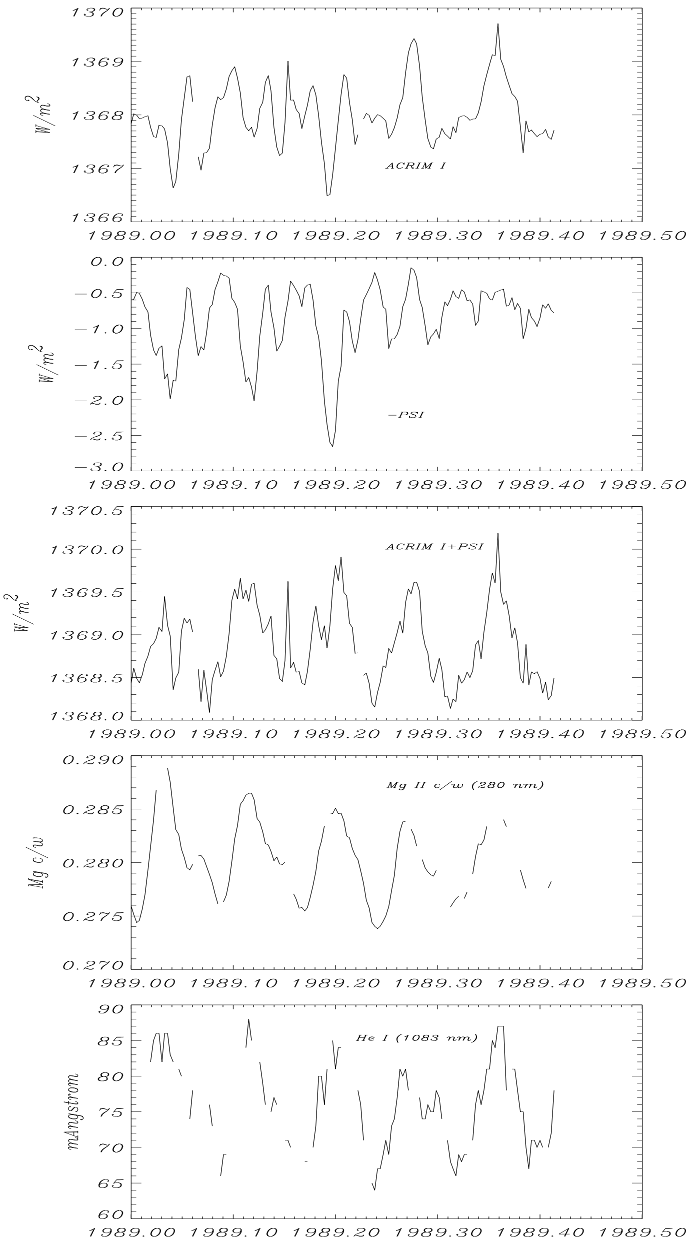


Figure 6.5: *Évolution temporelle de l'irradiance et autres indicateurs de l'activité.*
Pour chaque indice, l'évolution temporelle est représentée pour la période comprise entre janvier 1989 et juin 1989. Les valeurs de l'irradiance mesurée par ACRIM I sont portées sur le premier graphe. Sur le second sont dessinées les valeurs du PSI indiquant l'amplitude du déficit en irradiance dû au passage de taches sur le disque. L'irradiance corrigée de cet effet est représentée sur le troisième graphe et les variations du rapport centre-bord du magnésium II sont dessinées sur le quatrième graphe. Sur le dernier graphe est dessinée l'évolution de la largeur à mi-hauteur de l'hélium à 1083 nm.

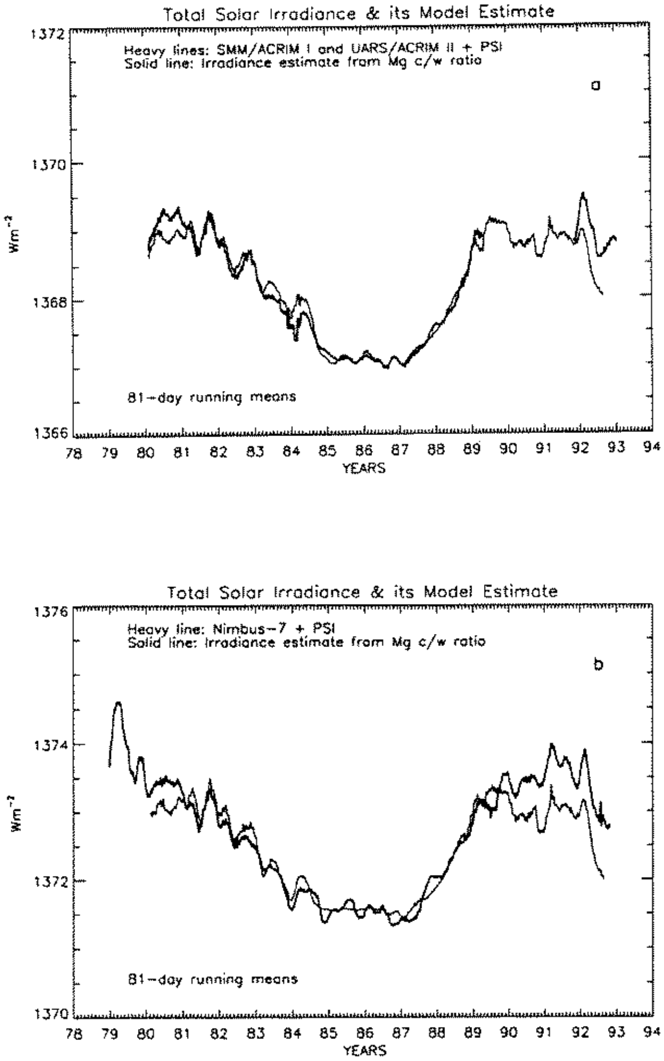


Figure 6.6: *Modélisation de l'irradiance.*
(a) La ligne en traits épais représente une moyenne glissante sur 81 jours de l'irradiance mesurée par ACRIM I et ACRIM II et corrigée de l'effet des taches et une estimation de l'irradiance calculée à partir du Mg II c/w.
(b) Même chose qu'en (a) mais pour l'irradiance mesurée par ERB.
Les estimations ont été calculées pour les différentes périodes du cycle solaire, maximum du cycle 21 (et 22 pour ERB), les portions descendantes et ascendantes des cycles 21 et 22 et pour le minimum du cycle 21. Les coefficients de régression entre les données de l'irradiance corrigées de l'effet des taches et l'index du magnésium sont en effet fonction de la phase du cycle solaire.
Source : Pap *et al.* 1994.

que la décroissance de l'irradiance entre 1981 et 1986 est due au déclin de l'intensité du réseau photosphérique durant cette même période. En 1991, Foukal *et al.* estiment que l'aire couverte par le réseau photosphérique en dehors des taches varie de 15 % à 21 % entre le minimum et le maximum de l'activité solaire (pour des latitudes comprises entre ±30°). Ils estiment aussi le contraste des éléments du réseau par rapport à la photosphère environnante et trouvent qu'il est 0,22 fois inférieur à celui des facules. Ils déduisent donc de ces deux estimations que l'écart correspondant en terme d'irradiance doit être 0,043 % ce qui est comparable à la différence observée entre le minimum et le maximum des données obtenues avec ACRIM I lorsque l'effet des régions actives est supprimé. Selon ces auteurs, le contraste photométrique et la variation de l'aire des éléments du réseau suffisent probablement pour expliquer la composante manquante dans les variations à 11 ans de l'irradiance totale.

Par ailleurs, Kuhn *et al.* (1991)[2] ont mesuré les variations de l'excès de flux en fonction du temps et de la latitude héliographique et ont isolé l'excès de flux dû aux facules. S'ils ne prennent en compte que ce dernier et qu'ils l'extrapolent au reste du disque solaire en utilisant la fonction d'assombrissement du centre au bord et la fonction exprimant la dépendance du contraste des facules avec leur position sur le disque, ils ne peuvent pas expliquer toute la variation de l'irradiance corrigée des taches. Si en revanche ils prennent aussi en compte l'excès de flux près du limbe dû aux composantes non faculaires et qu'ils l'extrapolent sur tout le disque solaire (en utilisant uniquement une fonction appropriée d'assombrissement du centre au bord), toutes les variations de l'irradiance sont relativement bien expliquées (voir figure 6.7). La nécessité de prendre en compte une troisième contribution est donc évidente. La figure 6.7 montre de plus que l'irradiance corrigée de l'effet des taches et l'irradiance estimée à partir de l'excès du flux total atteint son maximum un an après le nombre de taches. Apparemment, l'évolution temporelle de la composante non faculaire est différente de celle des taches ou de la composante faculaire (c'est aussi visible sur la figures 4.12). Kuhn *et al.* remarquent que si le champ magnétique du réseau actif résulte de la diffusion du flux des régions actives, il est relativement étrange que le signal relatif aux composantes non faculaires (et donc peut-être au réseau actif) atteigne son maximum un an après celui des régions actives.

Nous avons vu au chapitre 2 que le nombre de points brillants par unité d'aire augmente lors du minimum de l'activité (Muller et Roudier 1984, 1994). Estimant la taille moyenne des points brillants à 0,33" et leur brillance moyenne à 1,08 par rapport à la photosphère, Muller et Roudier (1994) donnent un excès de brillance, attribuée au réseau photosphérique, de 0,01 % de la luminosité solaire et une amplitude de la variation entre le minimum et le maximum de l'activité solaire du même ordre de grandeur. Ils remarquent que cette variation serait cependant anticorrélée avec le cycle solaire, mais il faut noter qu'ils ne prennent en compte pour la calculer que la variation du nombre de points brillants par unité d'aire ; le contraste peut lui aussi varier, ce qui modifierait leur résultat.

Pour expliquer toutes les variations de l'irradiance sur des échelles de temps allant du jour au cycle de 11 ans, il faut donc prendre en compte non seulement le champ magnétique à grande échelle (visible sous la forme de taches) mais aussi et surtout le champ magnétique à petite échelle (visible à la fois sous la forme de facules et sous la forme du réseau photosphérique ou réseau actif). Cependant, des études détaillées du champ magnétique et de quelques indices intégrés sur tout le disque suggèrent que les

[2] Voir aussi le chapitre 4 pour plus de détails sur la méthode de mesure et les résultats.

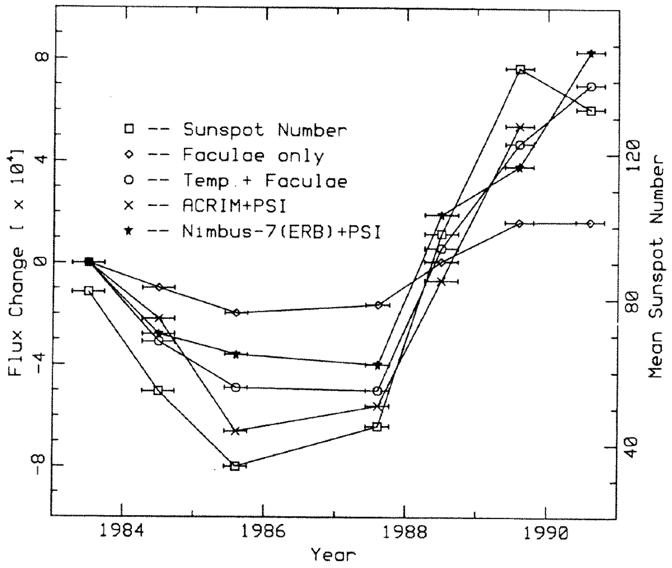


Figure 6.7: *"Modèle" à trois composantes pour l'irradiance totale observée.*
Les croix et étoiles montrent les mesures de l'irradiance obtenues avec, respectivement, ACRIM et ERB, et corrigées de l'effet des taches (seules les mesures correspondant aux jours d'observations du limbe par Kuhn *et al.* (voir texte) ont été prises en compte). Les cercles montrent la variation obtenue en intégrant sur le disque les observations des facules et des composantes non faculaires mesurées près du limbe. Les losanges montrent les variations si seule la composante faculaire du limbe est prise en compte. Les carrés représentent les variations des moyennes mensuelles du nombre de taches durant les saisons d'observation correspondantes.
Source : Kuhn *et al.* 1991.

variations de l'irradiance totale ne sont peut-être pas uniquement liées à la quantité de flux magnétique solaire mais qu'elles pourraient être aussi reliées à la concentration des champs magnétiques, à leur complexité et à leur évolution à long terme (Harvey 1992). Le paramètre de base déterminant la brillance des structures de champs magnétiques à petites échelles est en effet la taille de ces structures (Solanki 1994). Puisque la taille moyenne des structures magnétiques croît avec le champ magnétique, leur luminosité moyenne diminue lorsque le champ magnétique augmente. Il s'ensuit qu'il est nécessaire de connaître la distribution du champ pour pouvoir estimer les variations de l'irradiance.

6.4 Indicateur de l'irradiance dans l'ultraviolet

Bien que les longueurs d'onde inférieures à 300 nm ne constituent que 1 % de la production de radiations solaires, l'observation de l'irradiance dans l'ultraviolet est importante parce que d'une part elle a des effets certains sur la photochimie de l'atmosphère terrestre et que d'autre part elle permet de voir ce qui se passe dans la chromosphère solaire. Sa variabilité est plus de 10 fois supérieure à celle de l'irradiance à des longueurs d'onde plus grandes : elle contribue donc d'une façon significative à la variation de l'irradiance totale malgré son faible apport énergétique. Schématiquement on peut dire que plus les longueurs d'onde sont formées haut dans l'atmosphère solaire, plus elles sont variables et plus elles sont absorbées à haute altitude dans l'atmosphère terrestre (Lean 1991). La

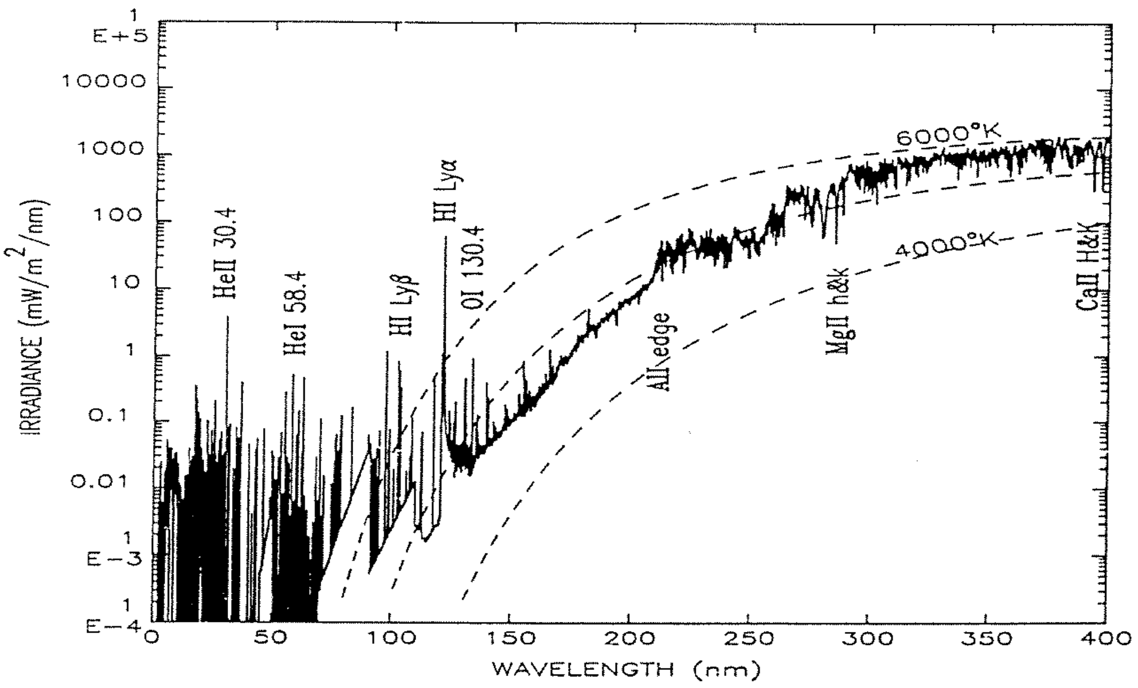


Figure 6.8: *Spectre de l'irradiance dans l'ultraviolet.*
Les principales raies sont notées, en particulier celles du doublet du magnésium II à 280 nm, du doublet du calcium II à 393,2 nm, et la raie Lyman-α de l'hydrogène à 121,6 nm.
Source : Lean 1991.

figure 6.8 montre les principales raies formées aux longueurs d'onde de l'ultraviolet.

Des modèles théoriques montrent que les raies H et K du Ca II et Mg II se forment à peu près à la même altitude, entre 1700 et 1900 km au-dessus de la photosphère, c'est-à-dire au milieu de la chromosphère (Avrett 1992, Fredga 1971).

Parce que la plupart des radiations ultraviolettes sont absorbées par l'atmosphère terrestre, les instruments doivent mesurer le flux ultraviolet au-dessus de l'atmosphère et donc être installés à bord de fusées ou de satellites. Les mesures par satellites ont l'avantage de la continuité et sont plus précises que celles faites à bord de fusées. L'instrument Solar Backscatter Ultra Violet (SBUV, voir table 6.3) mesure le flux ultraviolet solaire entre 160 nm et 300 nm. Aux grandes longueurs d'onde, les caractéristiques les plus évidentes sont celles des raies H et K du Ca II et du Mg II. Dans la bande passante de l'instrument (1,1 nm), le doublet du magnésium n'est pas résolu et l'irradiance aux longueurs d'onde centrales du Mg II et Ca II inclue la contribution des ailes originaires de la haute photosphère et celle du centre d'origine chromosphérique. Pour SBUV-1 installé à bord de Nimbus-7, les mesures sont généralement faites une fois par jour. Une mesure inclue normalement 3 scans continus. Les mesures sont effectués durant 3 jours sur 4 jusqu'en 1985, puis tous les jours par la suite. Pour les instruments à bord des satellites de la NOAA, les mesures sont faites tous les jours et la moyenne journalière est calculée sur 8 à 9 scans lorsque les acquisitions se font en mode discret (à partir de mai 1986 pour NOAA-9 et février 1989 pour NOAA-11) et sur 2 scans lorsqu'elles se font en mode continu.

Les mesures de l'irradiance absolue dans l'ultraviolet se sont révélées difficiles car des variations significatives dans la réponse de l'instrument sont observées. Au lieu de

Nom du satellite	Nom de l'instrument	Période couverte
Nimbus-7	SBUV-1	nov. 1978 à sept. 1986
NOAA-9	SBUV-2	depuis mars 1985
NOAA-11	SBUV-2	depuis déc. 1988

Table 6.3: *Les différentes séries temporelles de mesure d'indicateurs de l'irradiance dans l'ultraviolet.*
Les instruments à bord de NOAA-9 et 11 continuent de fonctionner.

mesurer directement la variabilité de l'irradiance dans l'ultraviolet, des indicateurs de cette variabilité sont donc utilisés. Un de ces indicateurs est celui du doublet du magnésium à 280 nm, utilisé parce qu'il est assez représentatif de ce qui se passe aux différentes longueurs d'onde de l'ultraviolet.

Heath et Schlesinger (1986) ont calculé l'index du magnésium à partir des mesures de SBUV-1. Ils utilisent le doublet non résolu du magnésium car le rapport entre le minimum et le maximum de l'amplitude des différentes raies sur tout le spectre et sur une rotation solaire, est maximum pour ce doublet (figure 6.9). Afin d'éliminer les effets de la dérive de l'instrument, le doublet du magnésium est représenté par le rapport de l'irradiance près du centre à celui d'un continuum proche interpolé à la même longueur d'onde. La valeur de l'irradiance du centre est prise égale à la moyenne de trois longueurs d'onde ; le continuum interpolé est calculé en moyennant deux valeurs de l'irradiance sur chacune des ailes du doublet à une distance équivalente de chaque côté (figure 6.9). Le nom de l'index "Mg II core-to-wing" dérive de cette représentation. Celle-ci n'est pas sensible à la position des points pris pour faire le rapport. Un autre rapport (pour le doublet du magnésium) calculé avec d'autres points fournit une même représentation qui est cependant plus bruitée. De plus, la comparaison avec un autre rapport situé près du bord de la raie de l'aluminium ($\lambda \simeq$200 nm) donne une série temporelle pratiquement identique, dans le sens où les évolutions à moyen et long termes (respectivement de l'ordre de la rotation solaire et de celui du cycle de 11 ans) sont présentes. Le doublet du magnésium est par conséquent un bon indicateur de l'irradiance à des longueurs d'onde de 200 nm.

L'indicateur de l'irradiance dans l'ultraviolet ainsi construit évolue sur des échelles de temps de l'ordre de la rotation à celles du temps de vie des régions actives (environ 6 mois). L'amplitude des variations atteint 9 à 10 %.

Donnelly (1988), à partir des données obtenues en mode discret des deux instruments SBUV-2, construit deux nouveaux index du magnésium basés sur le rapport entre deux longueurs d'onde prises sur les bords de la raie et une longueur d'onde prise au centre (figure 6.9). Les index montrent moins de variations journalières que celui de Heath et Schlesinger à cause de l'amélioration du rapport entre le signal et le bruit. Mais, parce que les longueurs d'onde représentatives du continuum sont prises relativement près du centre de la raie, l'amplitude des variations d'origine solaire diminue elle aussi puisque les longueurs d'onde des ailes sont à présent plus sensibles aux variations chromosphériques[3].

[3]Rappelons que le centre de la raie est d'origine chromosphérique. Par conséquent, si le continuum est estimé pour des longueurs d'onde proches du centre, il variera plus (et le rapport centre-continuum variera moins) que s'il est estimé pour des longueurs d'onde proches des ailes originaires de la photosphère et soumises à moins de variations.

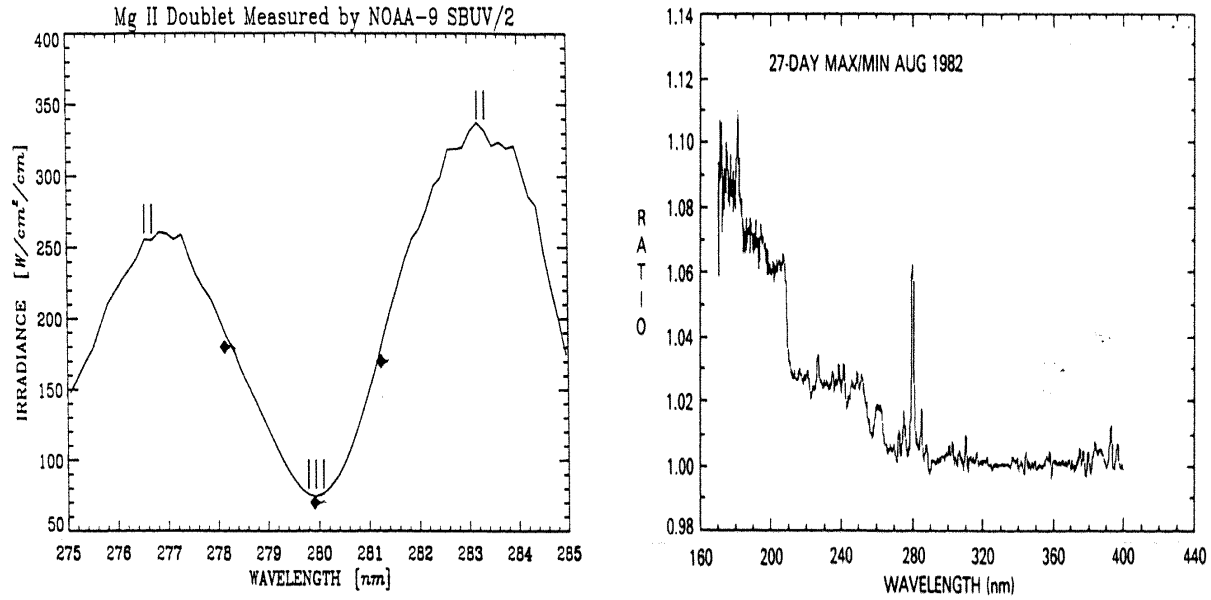


Figure 6.9: *Le doublet du magnésium.*
A gauche est représenté le doublet du magnésium. Les positions des sept longueurs d'onde utilisées pour construire l'index du magnésium sont représentées par des traits verticaux (4 sur les ailes et 3 au centre). Les triangles donnent les positions des trois longueurs d'onde utilisées par Donnelly (1988) pour la construction de l'index à partir des mesures effectuées en mode discret de SBUV-2 sur NOAA-9 et 11. À droite, est représenté le rapport entre le maximum et le minimum des différentes raies du spectre sur une rotation solaire (août 1982). La raie du magnésium est celle qui a le plus d'amplitude dans sa variation sur 27 jours.
Source : Deland et Cebula 1994 (figure de gauche) ; Heath et Schlesinger 1986 (figure de droite).

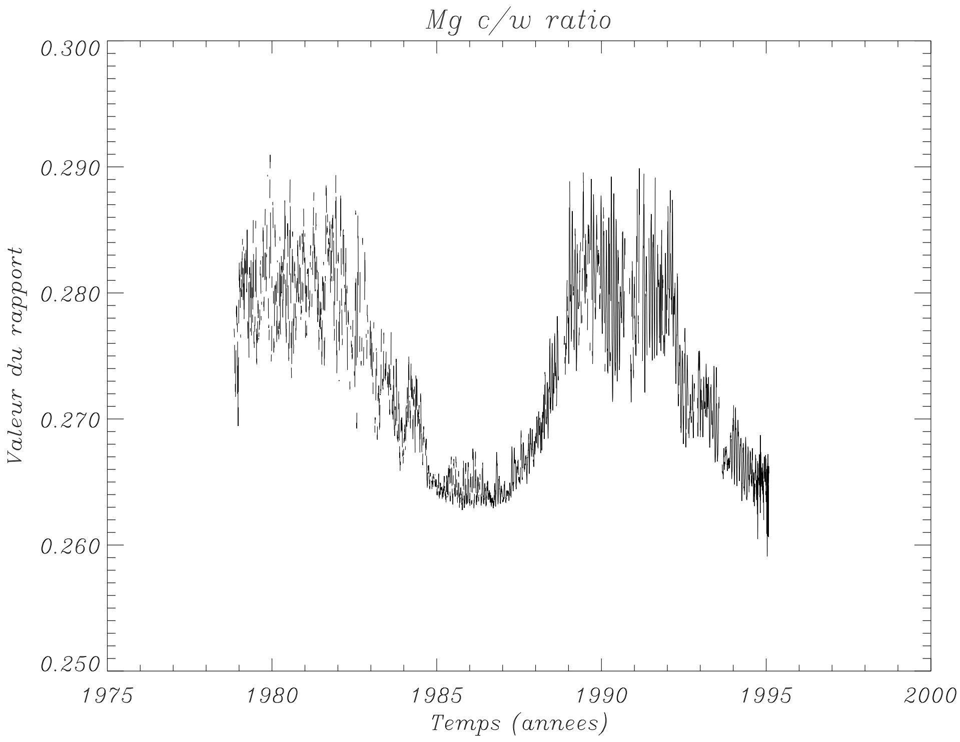


Figure 6.10: *Série temporelle de l'index du magnésium II.*
Les ensembles de mesures obtenues avec SBUV-1 à bord de Nimbus-7 et SBUV-2 à bord de NOAA-9 ont été raccordés par l'intermédiaire de l'index de la raie K du calcium II.

Deland et Cebula (1994) introduisent donc un index utilisant les données obtenues en mode discret et l'algorithme de construction de l'index de Heath et Schlesinger. Le bruit statistique, du fait de la meilleure qualité des mesures effectuées en mode discret, est réduit par rapport à l'index construit à partir des données obtenues en mode continu par les deux SBUV-2, et les variations en période de faible activité sont bien visibles.

Donnelly *et al.* (1994) construisent un index du magnésium composé des séries temporelles déduites des mesures de Nimbus-7/SBUV-1 et de celles de NOAA-9/SBUV-2. Ces deux ensembles de données se recouvrent en effet durant les mois de mai 1986 à septembre 1986 (ils utilisent les données de SBUV-2 obtenues en mode discret). De façon à calibrer les deux séries temporelles, ils font une régression linéaire pour chacune d'entre elles avec l'index de la raie K du calcium II (obtenu au National Solar Observatory à Kitt Peak en Arizona). Cette dernière représente l'intensité sur tout le disque intégré comme une fonction de la longueur d'onde sur un intervalle de 1Å autour du centre de la raie et divisé par l'intensité du continuum par Å mesuré à deux longueurs d'onde de référence (White et Livingston 1981). Le coefficient de corrélation entre les données de Mg II et celles de l'index du Ca II K est de 0,976 pour les mesures de SBUV-1 et de 0,99 pour l'instrument NOAA-9/SBUV-2. La série temporelle ainsi obtenue est représentée sur la figure 6.10.

6.5 Analyse des fluctuations intermédiaires

L'article suivant est paru dans :
Solar Physics **167**, 125-143, en 1996
sous le titre :

Study of the distribution of daily fluctuations in observed solar irradiances and other full disk indices of solar activity

J. Pap, A. Vigouroux et Ph. Delache[4]

Les séries temporelles utilisées sont celles de l'irradiance totale mesurée par les instruments SMM/ACRIM I et Nimbus-7/ERB, du rapport centre-bord du doublet non résolu du magnésium II, du PSI (indicateur du déficit en irradiance dû aux taches) et du champ magnétique intégré sur tout le disque. Nous avons tout d'abord calculé les dispersions des valeurs journalières des différents indices sur un mois. La représentation, pour chacun de ces indices, des valeurs dispersions en fonction des moyennes correspondantes, a montré, sans surprise, que les fluctuations des valeurs journalières étaient plus grandes en période de forte activité. Ces diagrammes permettent aussi de localiser précisément la période pendant laquelle l'activité solaire est à son minimum. Nous avons ainsi pu déterminer les dates de début et de fin de minimum pour chacun des indices utilisés. Ainsi défini, la longueur du minimum détecté dans l'irradiance totale et dans l'index du magnésium est différente de celle des minimums du champ magnétique intégré sur tout le disque et du PSI. Par ailleurs, nos résultats ont montré que l'irradiance totale corrigée de l'effet des taches et l'index du magnésium commencent la montée du cycle suivant 8 à 10 mois plus tôt que les indices relatifs aux champs magnétiques. Nous ne savons pas encore si ce décalage est lié à un couplage non linéaire existant entre les différentes couches de l'atmosphère solaire ou si c'est parce que le champ magnétique intégré sur tout le disque (et *a fortiori* le PSI) ne tient pas compte des éléments magnétiques à petites échelles et/ou à faible champ qui influencent directement l'irradiance totale et dans l'ultraviolet.

[4]Décédé le 13 octobre 1994. C'est Philippe Delache, qui, ayant invité Judit Pap en juin 1994 à venir passer un mois à l'observatoire de la Côte d'Azur, a permis que ce travail voit le jour et qu'une collaboration naisse entre Judit Pap et moi-même.

Abstract. *Analyses based on irradiance observations from space within the last one and a half decades have discovered variations in the entire solar spectrum and at UV wavelengths on time scales of minutes to decades. In this paper we analyze the distribution of the measuring uncertainties and daily fluctuations in total solar irradiance measured by the Nimbus-7/ERB and SMM/ACRIM I radiometers as a function of solar cycle. Changes in solar total irradiance and its surrogates shorter than the solar rotation have also been considered as "noise" and have been removed from the data. Our results show that the noise (both instrumental and solar noise) changes as a function of the solar cycle, being higher during high solar activity conditions. The analysis of the scatter plot diagrams between the data and their standard deviation, the so-called "dispersion diagrams", provides a useful tool to estimate and predict the time of solar maximum and minimum activity conditions.*

Introduction

For more than one and a half decades, solar irradiance (both bolometric and at different wavelengths) has been observed from different satellites. It has been shown that total solar and UV irradiances vary in parallel with the solar magnetic activity cycle, being higher during maximum solar activity conditions (e.g. Hudson, 1988). The long-term irradiance variations over the solar cycle are attributed to the changing emission of bright faculae and the magnetic network (e.g. Lean, 1987). The short-term irradiance changes (on the time scale of solar rotation) are directly related to the effect of active regions as they evolve and move across the solar disk (Lean, 1987) and to a lesser extent to the bright magnetic network (Pap, Marquette and Donnelly, 1991). Although considerable information exists on solar irradiance variability, the underlying physical mechanisms are not well understood as yet (see summary by Pap and White, 1994). Because of the lack of quantitative physical models of the solar radiative output, the current irradiance "models" have been developed with linear regression analysis, which provides only a general information about the observed irradiance changes. While there is a reasonably good agreement between measured total solar and UV irradiances and their regression estimates calculated from observations of dark sunspots, bright faculae and the magnetic network during the declining portion of solar cycle 21 and the rise of solar cycle 22, there is a breakdown between the observed and estimated irradiance values during maximum and minimum solar activity conditions.

It has been shown that the calculated total irradiance values underestimate the observed changes at the maximum of solar cycle 21 (Foukal and Lean, 1988; Willson and Hudson, 1991) and solar cycle 22 (Pap *et al.*, 1994; Brandt, Stix and Weinhardt, 1994). In the case of UV irradiance, the calculated irradiance values cannot account for the slow decrease in UV irradiance during solar minimum activity conditions (Donnelly, 1989; Barth *et al.*, 1990; Pap, London and Rottman, 1991). Furthermore, the "remaining part" of the irradiance power spectra after removing the effect of sunspots and bright magnetic features, including faculae, plages and the magnetic network, has peaks at periods of 9, 13.5, 27 and 300 days (Fröhlich and Pap, 1989; Pap and Fröhlich, 1992; Pap, 1992), and the amplitude of this residual variability depends on the phase of the solar cycle (Pap and Fröhlich, 1992).

It has not been clarified yet whether these discrepancies between the observed and calculated irradiance data are simply related to measuring uncertainties (in both irradiance and ground-based surrogates) or they characterize a real solar variability that may be related to global effects, such as large scale motions (Ribes, Mein and Mangeney, 1985), radius changes (Ulrich and Bertello, 1995) and/or photospheric temperature changes (Kuhn, Libbrecht and Dicke, 1988). Considering that the radiative output of the Sun is the main driver of the physical processes in the Earth's atmosphere and its climate system, this problem has become one of the most important issues in solar-terrestrial physics.

The main objective of this paper is to (1) separate the observational uncertainties and physical fluctuations in total solar irradiance and (2) determine the amplitude of the real fluctuations in the examined time series over the solar cycle. In order to interpret the results gained from various types of statistical analyses, it is essential to understand and evaluate the uncertainties in the data. Identification of random fluctuations in the data sets provide an important clue to estimate the signal-to-noise ratio and to clarify whether the observed small residual variability in solar irradiance is simply determined by a noise component in the data or whether it clearly represents a real solar variability. The corresponding results on the distribution of daily fluctuations (related to both instrumental and solar noise) of solar irradiance and its ground-based surrogates are described in this paper.

Description of the data

Total solar irradiance, the integrated solar flux over the entire solar spectrum, has been measured from space for over a decade. The direct space observations of total solar irradiance began in late November of 1978 by the Earth Radiation Budget (ERB) experiment on board the Nimbus-7 satellite that was terminated in January of 1993 (Kyle *et al.*, 1993). The ERB experiment was a multipurpose experiment that included an electrically self-calibrating active cavity radiometer with an estimated at-launch accuracy of $\pm 0.5\%$ (Hickey *et al.*, 1988). Limitations imposed on the ERB solar observations by the absence of solar pointing on the Nimbus platform sustained a noise level in the ERB results which was estimated as $\pm 0.03\%$ (Hoyt *et al.*, 1992) and this low precision inhibited the recognition of intrinsic solar variability until subsequent detection by the Active Cavity Radiometer Irradiance Monitoring (ACRIM) experiment on board the SMM satellite (Willson *et al.*, 1981). The irradiance observations of the SMM/ACRIM radiometer started in February 1980. During the first 10 months of the ACRIM observations the measuring precision was so high ($\pm 0.002\%$) that each observed event had a solar, rather than an instrumental, origin (Willson, 1984). The high precision and accuracy of the ACRIM I observations are attributed to the phased operation of its three independent ACR sensors and the full time solar pointing of the SMM satellite (Willson and Hudson, 1991). Unfortunately, in December 1980 the solar-pointing system of the SMM satellite failed and it was placed into the so-called "spin-mode". During this operational mode until May 1984, when the SMM was repaired during a Space Shuttle Mission, the measuring precision decreased by about a factor of 5 (from 0.002% to 0.01%) (Willson, 1984). After May 1984 the original measuring precision was restored and the original high quality ACRIM I total irradiance data were collected through November 1989 when the operation of the SMM satellite was terminated.

Extensive measurements of the solar ultraviolet irradiance have been made by the

Solar Backscatter Ultraviolet (SBUV1) experiment on the Nimbus-7 satellite between 160–400 nm from November 1978 through 1987 (Schlesinger and Cebula, 1992; Cebula, Hilsenrath and Deland, 1994) and by the NOAA9 and NOAA11/SBUV2 instruments since 1985 (Donnelly, 1991; Donnelly, White and Livingston, 1994). Although the SBUV experiments suffer from a significant degradation in its diffuser reflectivity, the ratio of the irradiance in the core of the Mg 280 nm line to the irradiance at the neighboring continuum wavelengths (Mg II h & k core-to-wing ratio) can be used as an index of solar variability (Heath and Schlesinger, 1986). It has been demonstrated that the Mg II index is capable of measuring solar rotational modulation on both 27 and 13.5 days time scales and solar cycle variability on the 11-year time scale (Donnelly and Puga, 1990; Pap, Tobiska and Bouwer, 1990). Since the UV irradiance plays a significant role in the dynamics of the middle atmosphere of the Earth and establishing its chemical composition through photodissociation and photoionization processes, it is highly desirable to develop a proxy indicator for these variations. Heath and Schlesinger (1986) have derived "scale factors" to relate the Mg II index variations to changes at other UV wavelengths. The Nimbus-7 and NOAA9 Mg core-to-wing ratios (Mg c/w) were made consistent by means of their overlapping observational time period in 1986, and also by means of the full disk Ca II K index (Donnelly, 1991; Donnelly, White and Livingston, 1994). Two sets of the Mg c/w index have been available, derived at The NASA/Goddard Space Flight Center (GSFC) (Cebula, Hilsenrath, and Deland, 1994) and at the NOAA/Space Environment Laboratory (SEL) (Donnelly, White, and Livingston, 1994), respectively. In this paper the NOAA/SEL Mg c/w ratio has been used as a measure of UV irradiance.

In order to directly compare the variations in total solar irradiance with the changes in the UV irradiance at 280 nm represented by the Mg c/w, the effect of sunspots have been removed from total irradiance by means of the Photometric Sunspot Index (Hudson *et al.*, 1982; Fröhlich, Pap and Hudson, 1994). The Photometric Sunspot Index (PSI) relates the observed sunspot areas and their contrast to a net effect on the radiative output of the observed solar hemisphere and it is corrected for the photospheric limb darkening. The original PSI function (Hudson *et al.*, 1982) was calculated on the assumption that the area and temperature ratio of the umbra and penumbra are constant and therefore the PSI function was calculated on the basis of a constant contrast value of sunspots (details on the calculation of PSI are given by Hudson et al., 1982 and Fröhlich, Pap and Hudson, 1994). However, results of the photometry of sunspots have demonstrated that the contrast of sunspots is not a constant value: it changes as a function of their area (Steinegger *et al.*, 1990) and the solar cycle (Maltby *et al.*, 1986). Based on the results of photographic photometry published by Steinegger *et al.* (1990), the PSI function, used in this study, has been recalculated by Fröhlich, Pap and Hudson (1994). Since the solar magnetic activity is assumed to be the driving force for irradiance variability (e.g. Harvey, 1994), the full disk magnetic flux measured at the National Solar Observatory at Kitt Peak is included in our analysis and it has been directly compared to the irradiance data.

Time series and their uncertainties

Study the daily standard deviations of total solar irradiance

The SMM/ACRIM I daily mean values with their standard deviations (thereafter STD) are plotted in Figure 6.11a for the time interval of 1980 to 1989. The vertical error bars in Figure 6.11a indicate the standard deviations of the mean of the irradiance samples obtained within a day. To study the relation between the data and their uncertainty, the STD of the SMM/ACRIM I data versus their daily means are presented in Figure 6.11b. As can be seen from Figure 6.11a, total solar irradiance continuously decreased from the maximum of solar cycle 21 (1980) towards solar minimum and started to rise in early 1987 with the ascending phase of solar cycle 22 (Willson and Hudson, 1988). The increased measuring uncertainty during the spin operational mode of the SMM satellite is clearly seen in Figure 6.11a. In order to study the variability of STD in more detail, the normal operational and spin-mode data have been separated and their STD has been plotted against the daily mean values in Figures 6.12a,b, respectively. While no particular structure can be seen in the case of the spin-mode data (Figure 6.12b), the ACRIM I data during the normal operational mode (Figure 6.12a) form a certain pattern on the scatter plot diagram of their standard deviation. Most of the irradiance values (95%) are concentrated below 0.05 W/m^2 STD, whereas the outliers from that main cluster (STD>0.05) tend to be distributed around two vertical lines.

To further investigate the physical nature of the pattern observed in the normal mode of ACRIM I data, the quiet- and active-Sun irradiance values and their standard deviations have been separated. The quiet-Sun irradiance values have been choosen for the time interval of July 1, 1984 to September 30, 1986, when total solar irradiance showed only a small variability around its mean value. There was an obvious decline in solar activity in July 1984 and after this time only small sunspots occurred on the Sun. Although the magnetic solar minimum occurred in September 1986, in October large active regions, already belonging to solar cycle 22, were formed on the Sun and caused significant variability in both UV and total solar irradiances (Pap, Marquette and Donnelly, 1991). Irradiance values between February and December 1980 and after October 1, 1986 have been identified as active-Sun values in this phase of our study.

The scatter plot diagram of the quiet-Sun irradiance values and their standard deviations are presented in Figure 6.13a. The vertical line represents the mean value of the quiet-Sun irradiance (1367.07 W/m^2). Figure 6.13b consists of a particular part of the quiet-Sun data with STD smaller than 0.06 W/m^2. Most of these data points ($\sim$74%) are concentrated between STD 0.004 and 0.005 W/m^2 and these numbers essentially represent the intrinsic precision of the ACRIM I data (corresponding to 0.0004%), in a good agreement with the published value for the average uncertainty of the ACRIM I data (better than $\pm$0.002%; Willson, 1984). The structures seen in Figures 6.13a,b represent a Gaussian distribution of the data around their mean value. Since during solar minimum only small variability is observed in total irradiance, data points above 0.01 W/m^2 STD represent the random noise in the data. The active-Sun values and the corresponding standard deviations are plotted in Figure 6.13c and these data show a very similar pattern to that seen in Figure6.12a (data points plotted for the whole normal operational time interval). Namely, data points with STD larger than 0.05 are again distributed around two vertical lines. The first vertical line is drawn at the mean irradiance value (M = 1367.36 W/m^2) for the rising portion of solar cycle 22 between October 1, 1986 and June 2, 1989, the end

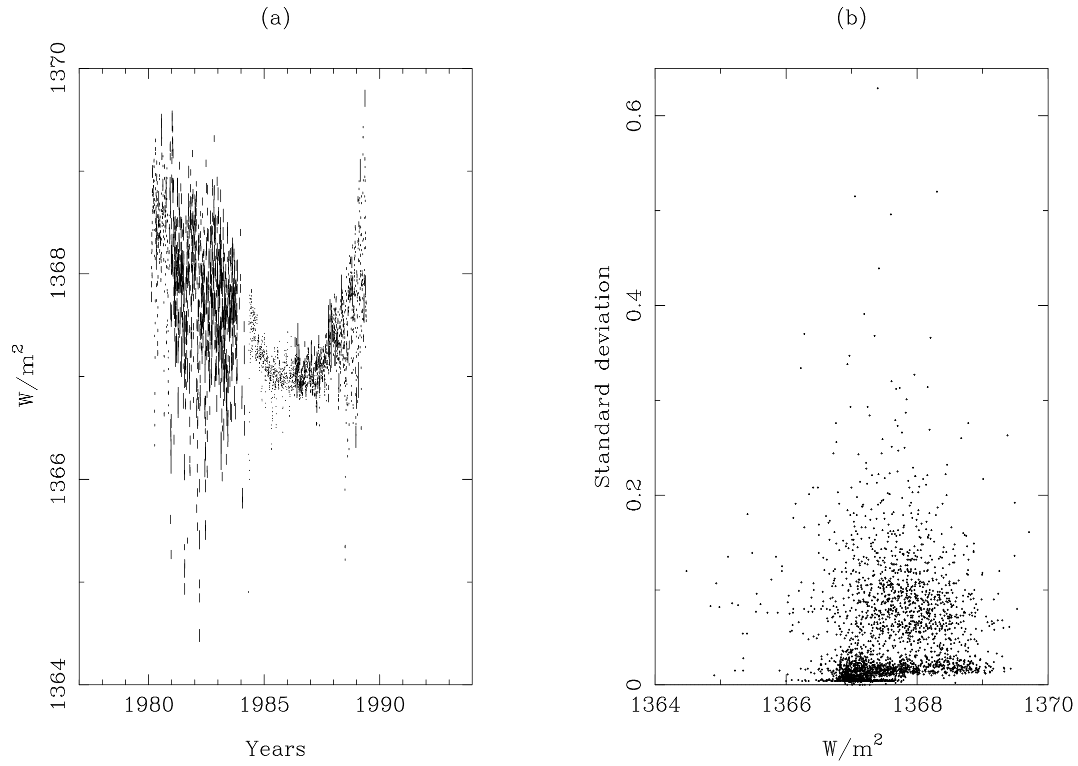


Figure 6.11: The daily mean values of the SMM/ACRIM I total solar irradiance are plotted (a). Each data point represents the daily mean values; the associated vertical bars represent the standard deviations of the daily means ($\pm 1\sigma$). The standard deviations versus the daily ACRIM I total irradiance data are given in (b).

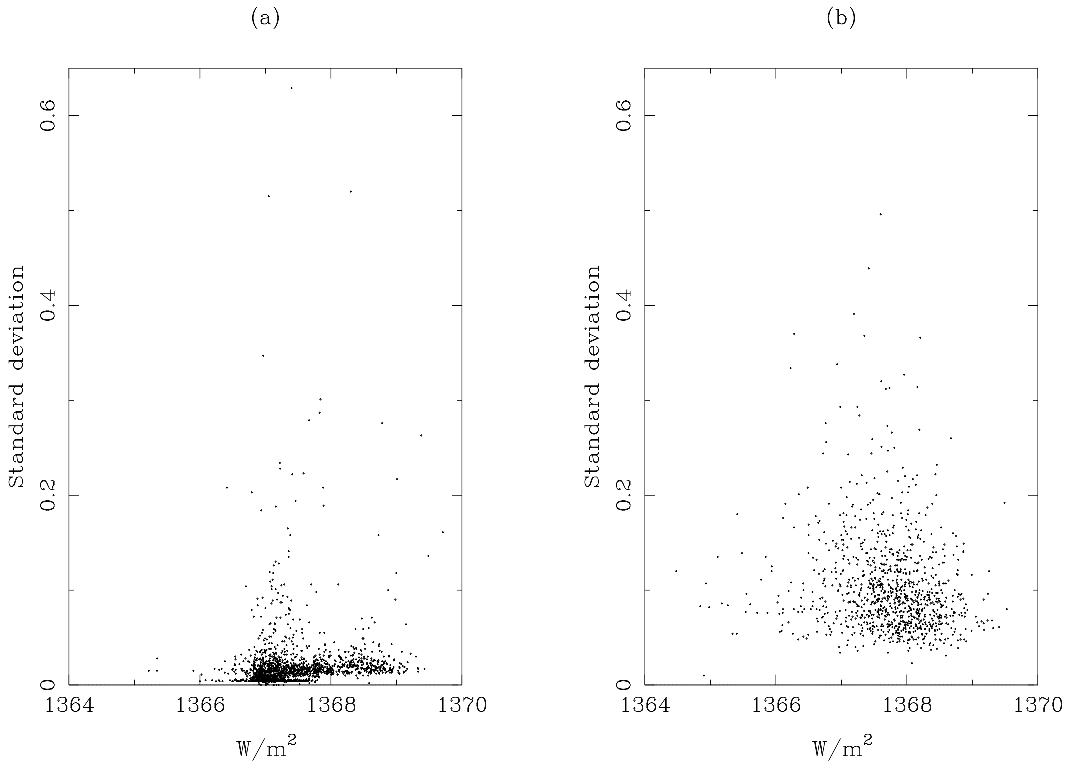


Figure 6.12: The standard deviations of the ACRIM I data versus the daily irradiance values during the normal operational mode of the satellite (from February to December 1980 and from May 1984 to June 1989) are plotted in (a); the same is shown for the spin operational mode (from December 1980 to May 1984) (b).

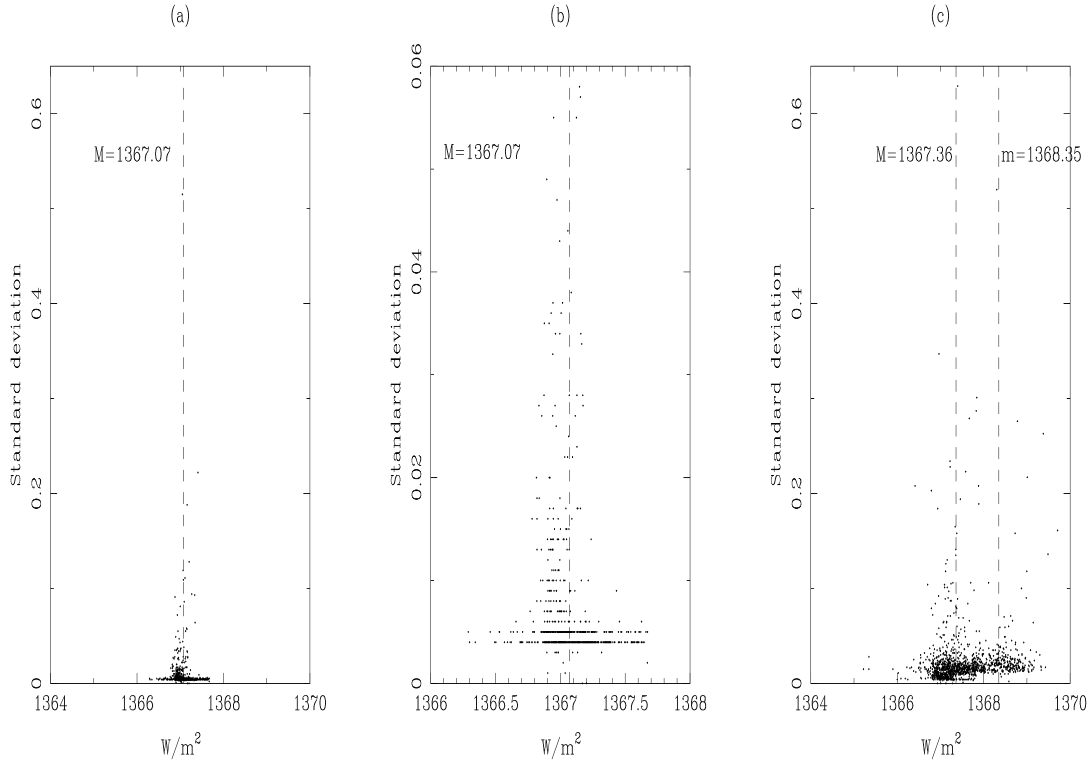


Figure 6.13: The standard deviations of the normal operational mode of ACRIM I data versus the daily quiet-Sun irradiance values (between July 1, 1984 and September 30, 1986) are given in (a). In (b), the plot indicates the same data with STD less than 0.06 W/m^2. (c) shows the STD against the daily active-Sun irradiance values (for the time interval of February to December 1980 and October 1, 1986 to June 2, 1989). The vertical lines represent the mean irradiance values, for the rising portion of solar cycle 22 from October 1, 1986 (M = 1367.36 W/m^2) and for 1980, the maximum of solar cycle 21 (m = 1368.35 W/m^2), respectively.

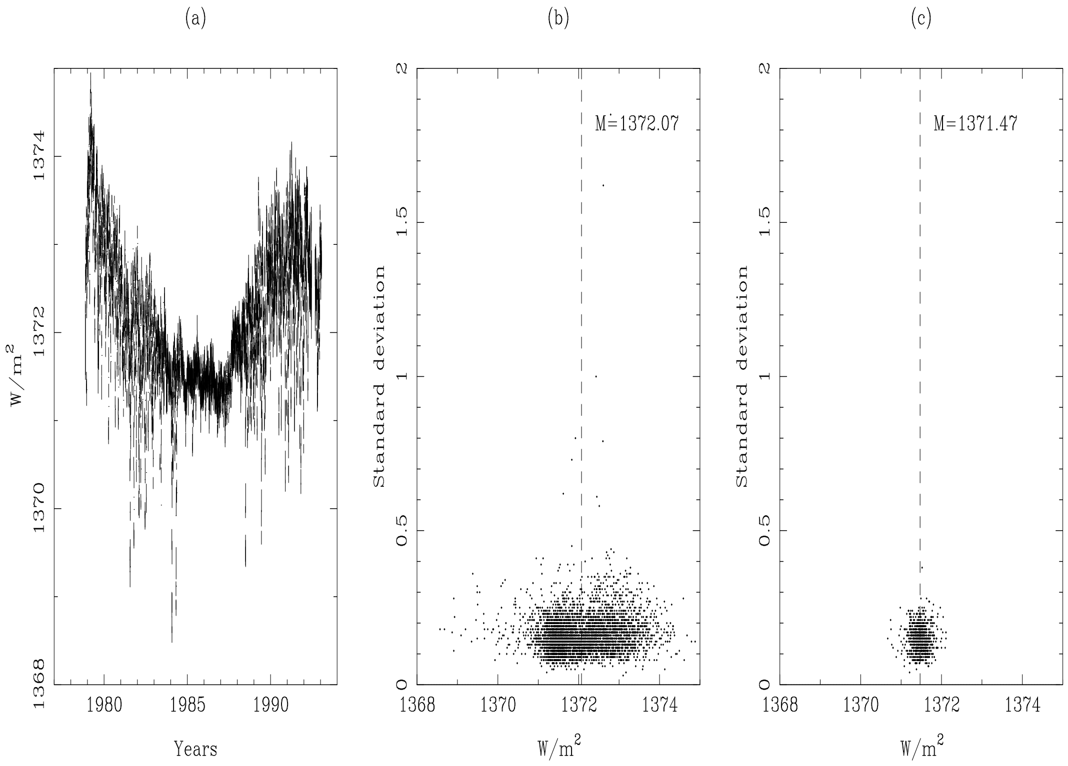


Figure 6.14: The daily mean values of the Nimbus-7/ERB total irradiance with their standard deviations are presented in (a). The corresponding scatter plot diagram between the STD and irradiance values is plotted in (b). The scatter plot in (c) represents the minimum of solar cycle 21.

of the ACRIM I data set. The second vertical line represents the mean irradiance value for the maximum of solar cycle 21 in 1980 (M = 1368.35 W/m^2). These two distributions represent most closely Gaussian distributions and these data (STD>0.05) can again be regarded as random fluctuations in the data.

Another interesting feature of Figures 6.12 and 6.13 is that the standard deviation less than 0.05 W/m^2 increases with the increasing daily mean values of total irradiance from minimum to maximum activity conditions. The higher irradiance values represent maximum solar activity conditions (Willson and Hudson, 1988; Foukal and Lean, 1988), when significant changes may occur within a day due to the effect of flares as well as the formation and evolution of active regions, especially sunspots. In contrast, during minimum activity conditions, when only a few and small active regions occur on the Sun, variations in total solar irradiance within a day are small, and this may explain the lower standard deviation of the ACRIM I total solar irradiance values during solar minimum.

The daily Nimbus-7/ERB irradiance values with their standard deviations are presented in Figure 6.14a. The ERB STD values versus the daily means are shown in Figure 6.14b. As can be seen from Figure 6.14, the uncertainty of the Nimbus data is much higher than that of the ACRIM I data (except for the spin-mode ACRIM I data) due to the lack of a solar pointing platform and the limited number of observations (Hickey *et al.*, 1988). While in the case of the normal operation of the ACRIM experiment more

data	min irrad	max irrad	mean irrad	mean STD	nb points
ACRIM I					
all	1364.479	1369.709	1367.501	0.047	3052
spin-mode	1364.479	1369.526	1367.730	0.104	1018
normal-mode	1365.219	1369.709	1367.387	0.018	2034
active Sun	1365.219	1369.709	1367.577	0.024	1262
quiet Sun	1366.290	1367.672	1367.075	0.009	771
Nimbus					
all	1368.57	1374.88	1372.07	0.16	4515
active Sun	1368.57	1374.88	1372.20	0.16	3723
quiet Sun	1370.67	1372.11	1371.47	0.15	792

Table 6.4: The minimum, maximum and mean irradiance values for the SMM/ACRIM I and Nimbus-7/ERB irradiance values are listed together with the mean standard deviation and number of data points for the whole observing time intervals as well as for the quiet- and active-Sun periods.

than 800 observations were taken within a day (Willson, 1984), the ERB experiment had a 3-day-on and 1-day-off operational mode through most of its operation and the number of observations was limited to less than a dozen per day (Hickey *et al.*, 1988). The Nimbus-7/ERB irradiance values do not show the pattern seen in the case of the normal mode of ACRIM data, instead they form a large cloud and the data are evenly distributed between STD = 0.05 and 0.5 similar to the spin-mode ACRIM I data. Figure 6.14c represents the distribution of the quiet-Sun ERB values (for the same time interval as choosen for the ACRIM I data). Although higher irradiance values represent maximum activity conditions similar to the ACRIM I observations, the Gaussian distribution, that was clearly seen in the case of the normal mode of ACRIM I data, is not recognized in the ERB data because of their larger uncertainty. The mean STD values for both the ERB and ACRIM I total irradiance during the quiet- and active-Sun conditions are listed in Table 6.4. Table 6.4 also contains the maximum, minimum and mean quiet- and active-Sun irradiance values as well as the number of the corresponding data points.

Study of the monthly dispersion of the data

Since we are especially interested in the long-term irradiance variability and its relation to solar magnetic activity, any changes shorter than the solar rotational period have been considered as "noise" and removed from the data by calculating monthly averages in a similar way as published by Vigouroux and Delache (1994). This uncertainty of the monthly averages, called dispersion (DISP), is calculated from the corresponding daily values, analogue to the calculations of the STD standard deviations:

$$DISP = \sqrt{\frac{\sum (D_i - \bar{D})^2}{n-1}}$$

where D_i represents the daily data within 30 days and $\bar{D}$ their 30-day mean.

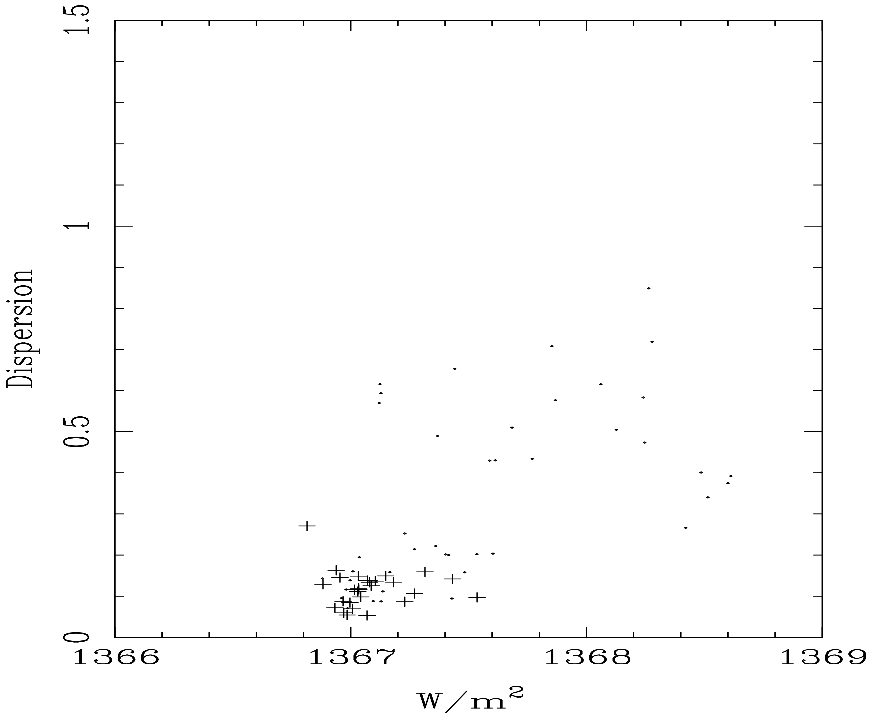


Figure 6.15: The dispersion values against the monthly means of the ACRIM I total irradiance. The crosses represent the minimum of solar cycle 21, whereas the dots refer to solar maximum activity in 1980 and the increasing solar activity conditions from October 1986 to June 1989.

According to the definition of the dispersion, its value represents the monthly variability of the data. The dispersion values versus the monthly total irradiance averages are plotted in Figure 6.15, where the quite-Sun values are represented by crosses and the active-Sun values by dots. Note that only the ACRIM I data have been used in the discussions to follow since they provide a more accurate measure of the total solar energy flux than the Nimbus-7/ERB irradiance values. The dispersion values were also calculated for the spin-mode data since the monthly averages smooth out the large daily fluctuations partly arising from measuring uncertainties related to the lack of proper solar pointing.

As can be seen, the dispersion values are higher during active-Sun conditions, similar to the scatter plot diagrams of the STD and ACRIM I daily irradiance values presented in Figure 6.12a and Figure 6.13c. Since in this case the "uncertainty", the calculated dispersion, means real solar variability, this confirms that the higher standard deviation of the ACRIM I data during higher solar activity is related more to solar effects than to instrumental uncertainties. Although the crosses, representing solar minimum activity values, are concentrated around the 1367 W/m^2 minimum irradiance value, the difference between their maximum and minimum values exceeds 0.5 W/m^2 (note that the full range of the observed solar cycle variability in the monthly averages of ACRIM total irradiance is about 1.8 W/m^2). To further examine the change of the dispersion over the solar cycle and to establish the real time of solar minimum for total solar irradiance, the dispersion diagrams have been plotted on a yearly basis (Figure 6.16).

As can be seen from Figure 6.16, there is an obvious pattern in the ACRIM I dispersion diagrams and this pattern changes as a function of the solar cycle. During solar minimum the dispersion values form a concentrated cluster of data, this feature is the most pronounced during 1986. It is interesting to note that towards maximum activity conditions this cluster is less and less compressed and the variability within the cluster shows a larger range between 0.5 and 1.4 W/m^2. Since the dispersion represents the daily fluctuation around the monthly mean value of the particular solar index, the variation within a particular cluster is related to the short-term variations, presumably due to aggregate fluctuation in radiances from all surface structures seen on the visible solar disk. Therefore, study of the shape and rate of compression of the dispersion clusters may provide an additional and useful tool to estimate and predict the time of maximum and minimum solar activity conditions for solar total and UV irradiances at various wavelengths as well as for additional solar parameters.

The dispersion values have also been calculated for the Mg c/w, PSI and magnetic flux values to clarify whether the cluster structure found in the case of the ACRIM data is a general pattern for other solar indices. To directly compare the temporal variation of total solar irradiance and the Mg c/w ratio, the effect of sunspots has been removed from total irradiance by means of the PSI function. The time series of total irradiance corrected for sunspot darkening (S_c = ACRIM I + PSI), the Mg c/w ratio, PSI and the full disk magnetic flux are presented in Figures 6.17(a) to (d). It is interesting to note that while the maximum activity level for the Mg c/w ratio is almost identical during solar cycles 21 and 22, the strength of the magnetic flux is much higher during the maximum of cycle 22 than during cycle 21. An additional difference is obvious from these time series: the Mg c/w ratio reaches maximum activity values before the magnetic flux during both solar cycles. In addition, both Mg c/w ratio and total irradiance corrected for sunspot darkening start to rise prior to the magnetic flux at the beginning of the ascending phase of solar cycle 22.

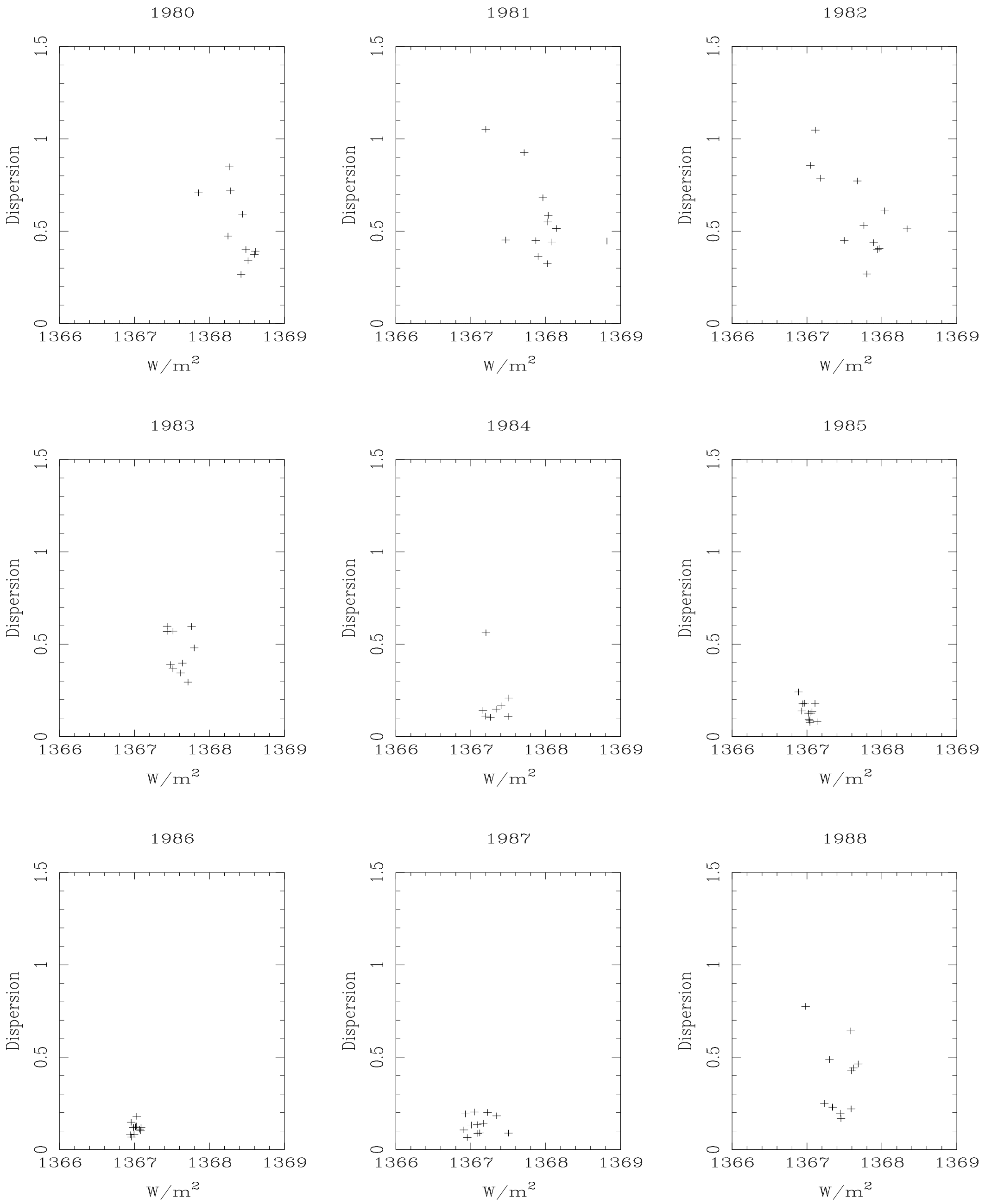


Figure 6.16: The yearly ACRIM I total solar irradiance dispersion diagrams between 1980 and 1989.

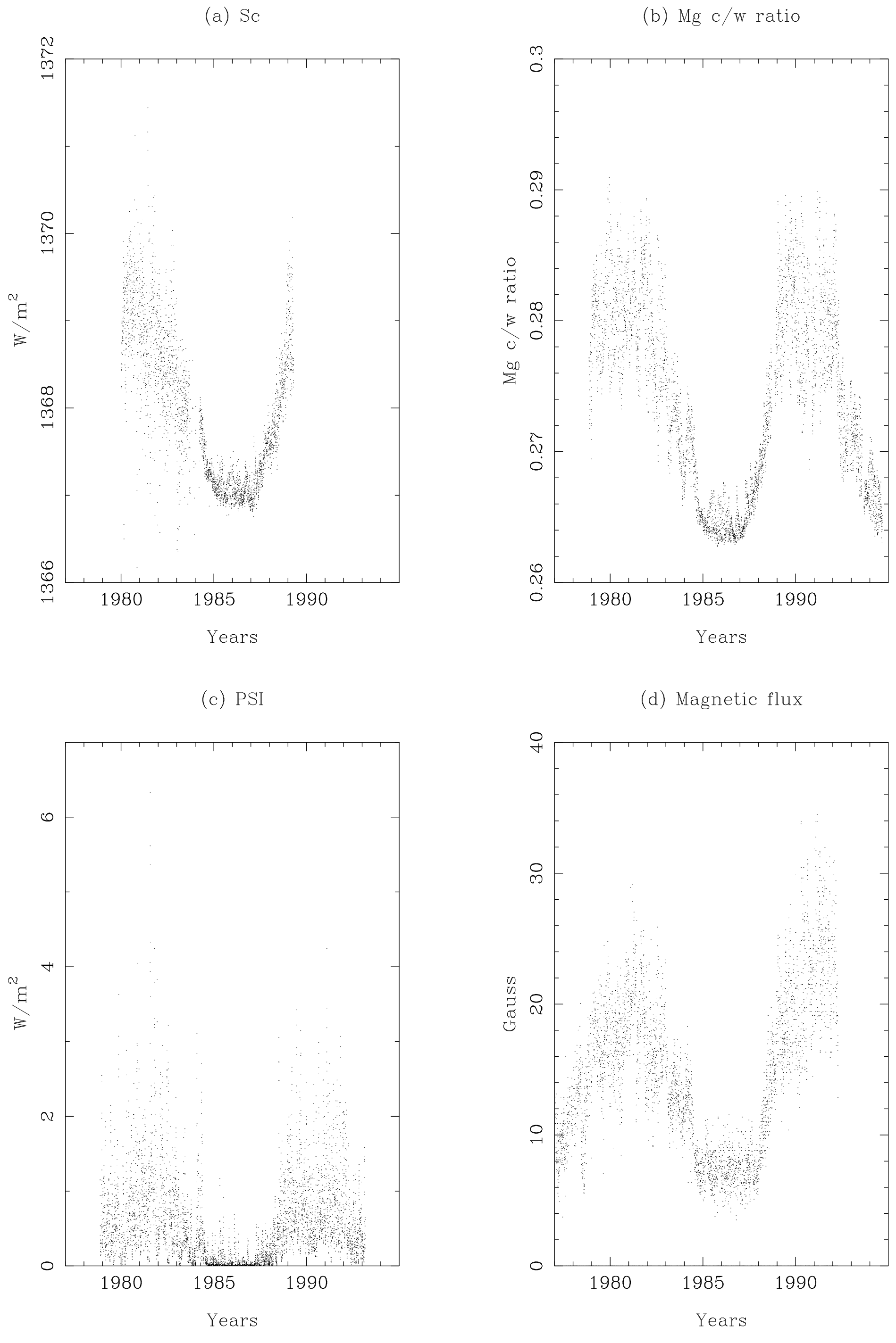


Figure 6.17: Time series of the ACRIM I + PSI (a), combined Nimbus-7/NOAA9 Mg c/w ratio (b), PSI (c), and the full disk magnetic flux (d).

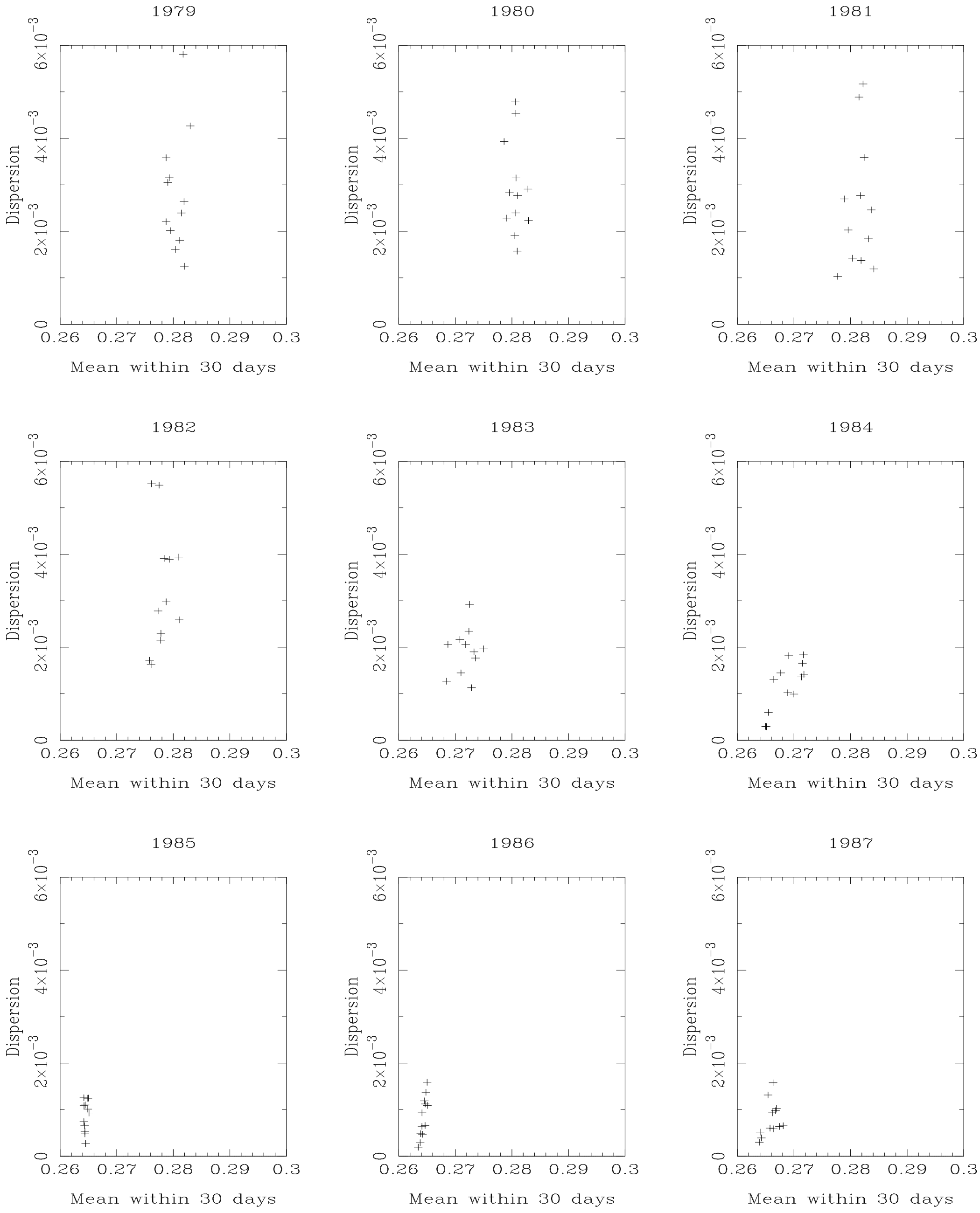


Figure 6.18: The yearly Mg c/w ratio dispersion diagrams (from 1979 to 1987).

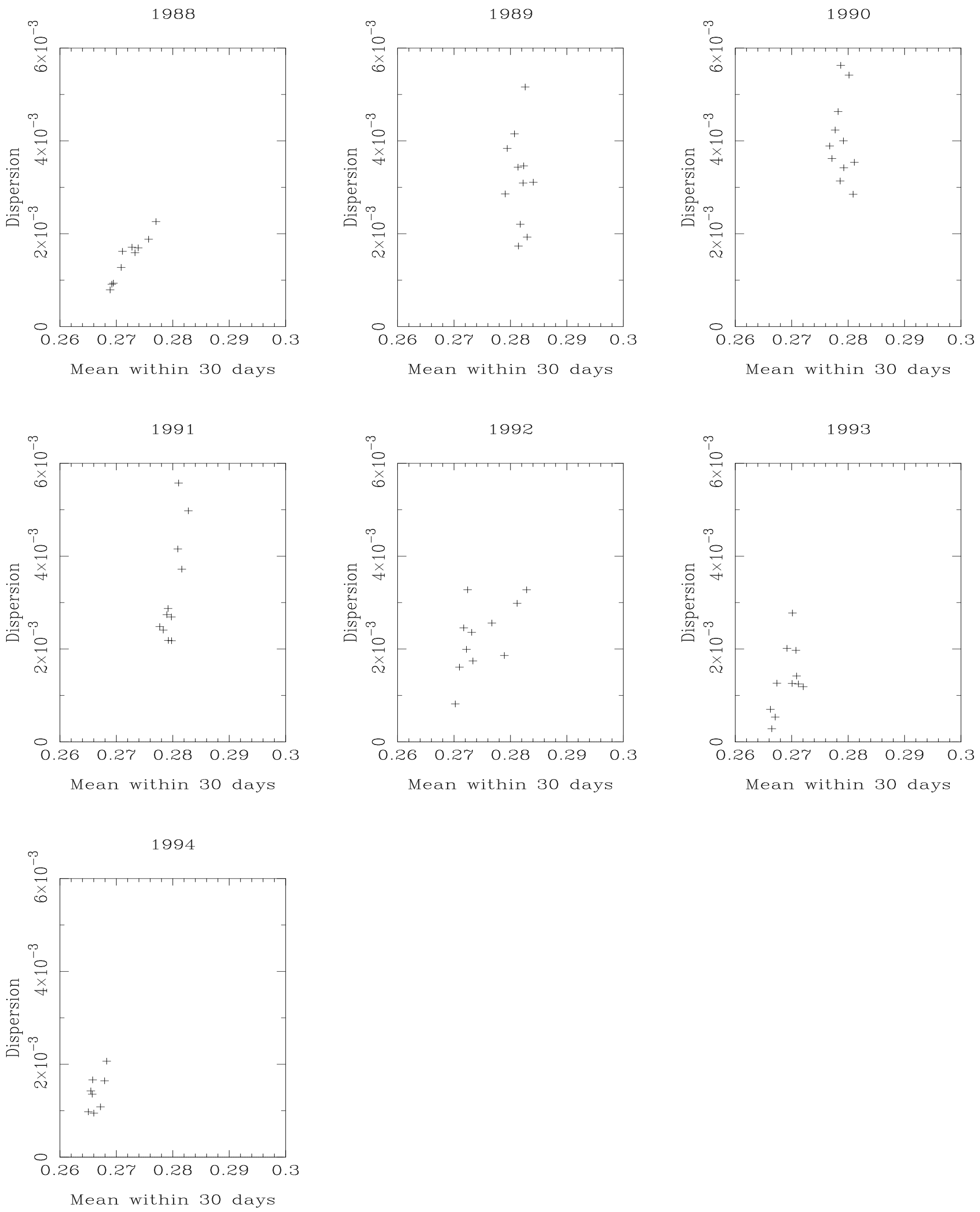


Figure 6.19: The yearly Mg c/w ratio dispersion diagrams (from 1988 to 1994).

The yearly dispersion diagrams of the Mg c/w ratio from 1979 to 1994 are presented in Figures 6.18 and 6.19. As can be seen, the dispersion of the Mg c/w data also forms a cluster structure, similar to total irradiance. It is interesting to note that between 1979 and 1981 the shape of these clusters is almost vertical and the data points fluctuate around 0.28. This structure demonstrates that the Mg c/w had about a 3-year-long flat maximum variability during solar cycle 21. The dispersion cluster started to move toward lower Mg c/w values in 1982, although the extended shape of the cluster indicates that the short-term variability still was significant at the beginning of the declining phase of solar cycle 21. The dispersion clusters had become more compressed by 1984, however these clusters were never as compressed as the ones for total irradiance during minimum activity conditions. This feature indicates that the short-term variability in UV irradiance at 280 nm (Mg c/w) is significantly higher during minimum activity condition than in the total solar flux. These dispersion diagrams place the minimum time of the Mg c/w ratio in 1985 and 1986, and as can be seen from Figure 6.18, a slight increase in the Mg c/w started in 1987. The pattern in the dispersion diagrams for 1989 to 1991 (see Figure 6.19) was very similar to that of the maximum of cycle 21, demonstrating that the two maxima of solar cycles 21 and 22 were almost identical in the case of the Mg c/w. The dispersion diagram for 1992 shows that a sudden decrease in the Mg c/w ratio occurred during this period and the amplitude of this decrease was as large as that of the observed decline between early 1982 and the end of 1983. This sudden decrease in the Mg c/w ratio (and at other UV wavelengths) happened between February and June of 1992 (White et al., 1994) and was caused by the disappearance of the magnetic activity in the southern solar hemisphere (Harvey, 1994).

We note that similar clusters have been found in the Nimbus-7/ERB total irradiance, the PSI and the full disk magnetic flux, indicating that the dispersion diagrams provide a helpful tool in studying long-term changes in various solar activity indices. In the discussion to follow we will examine the dispersion diagrams during minimum solar activity conditions to better estimate the minimum time of solar total irradiance, the Mg c/w ratio and the measures of the solar magnetic activity. Figure 6.20 shows the dispersion diagrams for the ACRIM I total irradiance (a), S_c (b), Mg c/w (c), PSI (d), and the magnetic flux (e). The dots represent data for 1984, crosses for 1985, diamonds for 1986, and stars for 1987. As the distribution of the dots (data for 1984) shows in Figure 6.20, part of 1984 belonged to the declining portion of solar cycle 21. The beginning of the minimum of solar cycle 21 has been determined for each data set by studying the distribution of the dots on a monthly basis. The ending date of solar minimum has been determined in a similar fashion: the distribution of stars (representing data points for 1987) made it possible to determine whether these data belonged to the cluster of minimum activity values. The estimated solar minimum intervals (beginning and ending dates) and the length of the minimum of solar cycle 21 for solar total irradiance, the Mg c/w ratio as well as for the magnetic surrogates are listed in Table 6.5. As can be seen from Table 6.5, the length of solar minimum is much shorter in the case of solar total and UV irradiance at 280 nm than in the case of solar indices representing strong magnetic field, such as the full disk magnetic flux and PSI.

Figures 6.21(a)-(e) show the dispersion diagrams of the ACRIM I (a), S_c (b), Mg c/w (c), PSI (d), and the magnetic flux (e), including both quiet- and active-Sun values. The crosses on each plot represent the minimum activity conditions for the time intervals shown in Table 6.5 and the dots indicate the active-Sun values including data for maximum

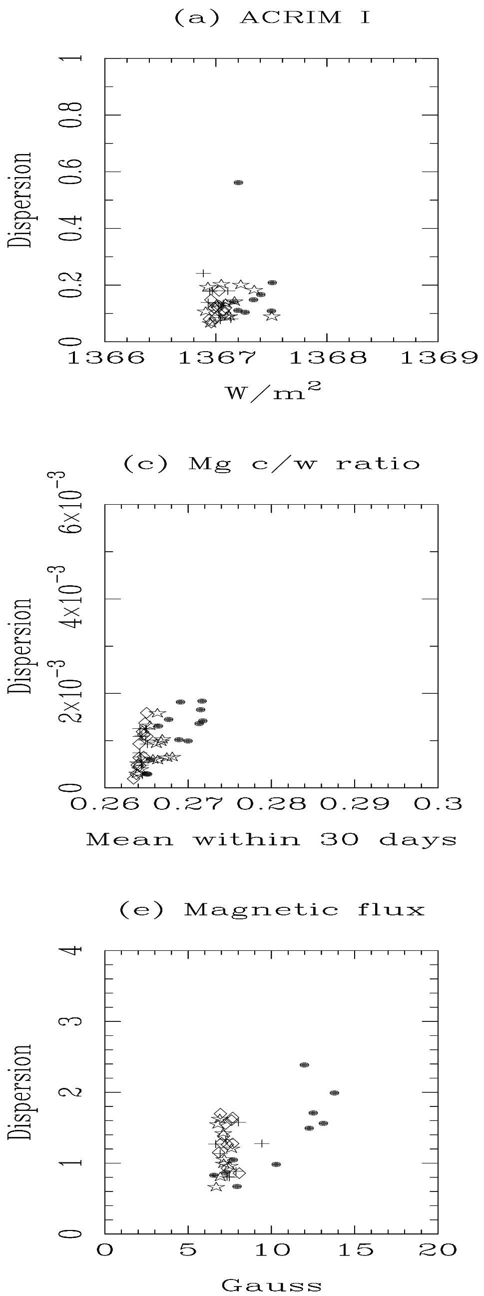


Figure 6.20: Dispersion diagrams for ACRIM I (a), S_c (b), Mg c/w ratio (c), PSI (d) and the full disk magnetic flux (e) for minimum solar activity conditions. The dots represents data for 1984, crosses for 1985, diamonds for 1986 and stars for 1987.

Time Series	Beginning of Minimum	End of Minimum	Length
ACRIM I	January 1985	August 1987	32 months
ACRIM I + PSI	January 1985	March 1987	27 months
PSI	August 1984	October 1987	39 months
Mg c/w	January 1985	March 1987	27 months
Magn. field	August 1984	December 1987	41 months

Table 6.5: The beginning and ending dates of minimum solar activity conditions during solar cycle 21 for the investigated time series. These dates were estimated from analyzing the time series as well as from the dispersion diagrams presented in Figure 10. The length of the estimated solar minimum is also given in months.

solar activity conditions as well as for the decline and rise of solar cycles 21 and 22. Note that the investigated time series cover different time intervals and this does not allow a detailed analysis of the dispersion diagrams for maximum solar activity. This is especially true for total solar irradiance, for which there are no high precision observations covering the whole time interval of the maxima of solar cycles 21 and 22.

As can be seen from Figures 6.21(a)-(e), the relation between the dispersion and the monthly averages of the data is quite different for solar minimum and active-Sun conditions. In the case of solar irradiance (both bolometric and the UV flux at 280 nm) as well as the magnetic flux data, the minimum values are concentrated along almost a vertical line indicating the fluctuations of these data around their mean at the time of solar minimum. In contrast, in the case of the PSI function the regression lines for both quiet- and active-Sun conditions converge towards zero because the value of PSI is always zero in the absence of sunspots, independent of the phase of the solar activity cycle. Another interesting feature can be recognized in these dispersion diagrams, namely the scatter of the data is much larger for higher data values. This arises from the larger variability in the data during solar maximum due to the changes on active region time scales. This feature is most obvious in the case of the Mg c/w. The distribution of the maximum values of the Mg c/w ratio is related to the several years long maximum activity of both solar cycles 21 and 22, as has already been seen in Figure 6.16.

Conclusions

In this paper we have applied a new method, following the original idea of Vigouroux and Delache (1994), to evaluate and understand the uncertainties in solar total and UV irradiance at 280 nm represented by the Mg c/w ratio, and magnetic activity indices, such as the PSI function and the full disk magnetic flux. It has been shown that study of the scatter plot diagrams between daily solar irradiance measurements and their standard deviations provides an important tool to separate the random fluctuations related to instrumental effects from real solar variations.

Our results show that the standard deviations of total solar irradiance depend on the phase of the solar cycle. We have found that the values of the standard deviations in the case of the Nimbus-7/ERB and SMM/ACRIM I total irradiances are larger during maximum solar activity conditions. In contrast, during solar minimum the standard de-

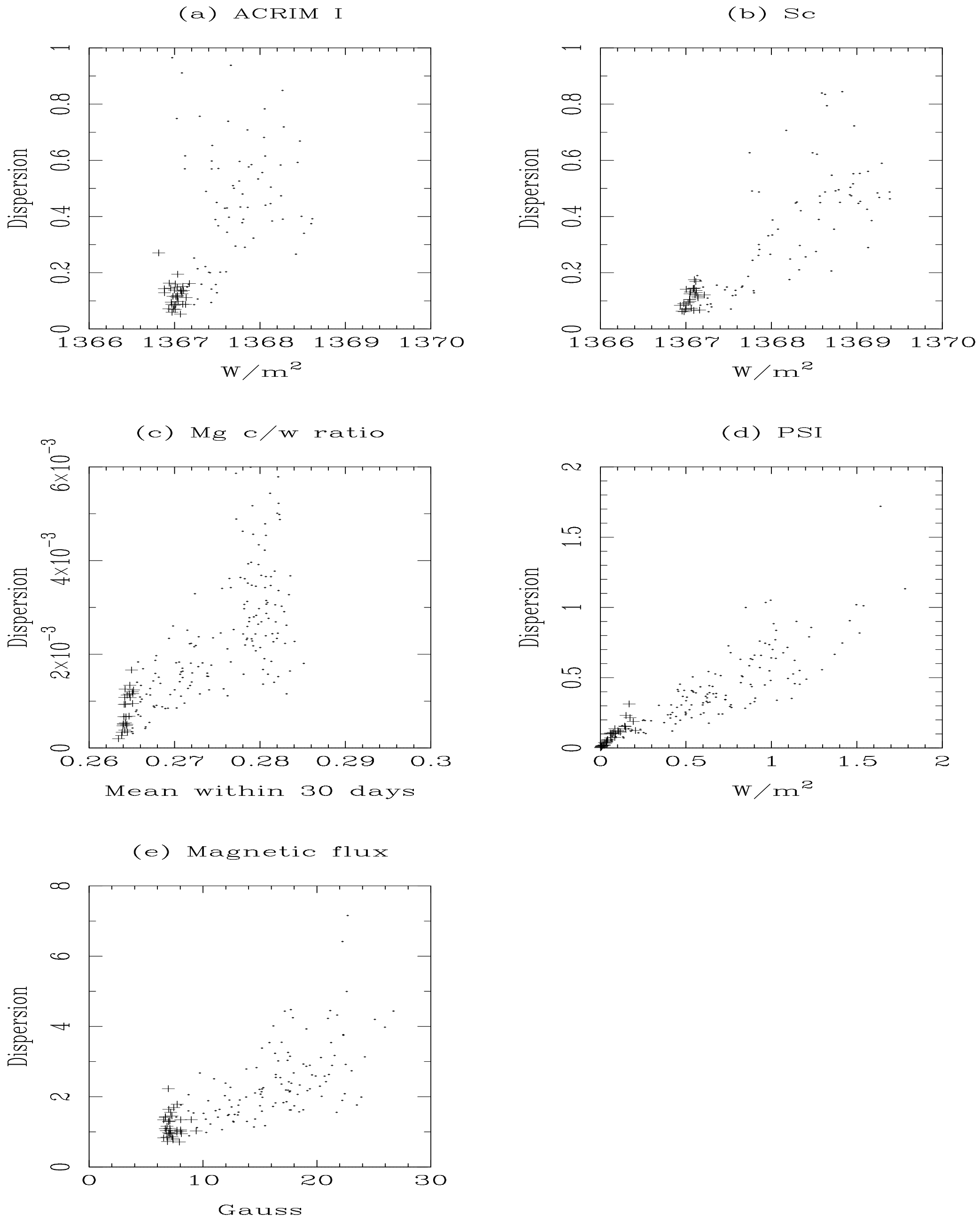


Figure 6.21: Dispersion diagrams for ACRIM I (a), S_c (b), Mg c/w ratio (c), PSI (d) and the full disk magnetic flux (e) For each figure the cloud of cross corresponds to the minimum of the cycle 21, as defined in Table 6.5, the cloud of points corresponds to the active phase of the Sun.

viations are small and their scatter represents the intrinsic precision of the measurements. The larger values of the standard deviations of total irradiance during solar maximum are attributed to the large daily irradiance fluctuations related to the evolution of active regions.

Our results show that the dispersion diagrams of total irradiance and its surrogates provide a new approach to study the long-term changes over the solar cycle. A cluster structure of these diagrams has been discovered and it is shown that the shape and the compression of these clusters change as a function of the solar cycle. These investigations may provide an important new technique in predicting the time behavior of solar activity indices and estimating the occurrence of the maximum and minimum of solar cycle.

Our results indicate that the length of the solar minimum is different for solar total irradiance and for the Mg c/w proxy of UV irradiance and various measures of solar magnetic activity, such as the full disk integrated magnetic flux and the Photometric Sunspot Index. It has been shown that there is a phase shift between the changes in the solar magnetic flux and solar irradiance at the beginning and the end of solar minimum. In addition, both total solar and UV irradiances start to rise about 8 to 10 months prior to the magnetic flux and PSI at the beginning of the ascending phase of solar cycle 22. The origin of this phase shift is not yet understood. It is an open question whether the current magnetic field measurements cannot recognize faint solar features, such as the network and intranetwork elements, or the discovered phase shift is related to non-linear coupling between the subphotospheric, photospheric and chromospheric layers.

Acknowledgements: The research described in this paper was carried out by the Jet Propulsion Laboratory, California Institute of Technology and University of California, Los Angeles, under a contract with the National Aeronautics and Space Administration (J.M. Pap) and by the laboratoire Cassini, associé au C.N.R.S. (U.R.A. 1362) of the Observatoire de la Côte d'Azur (A. Vigouroux). The SMM/ACRIM I data used in this study have been produced by the Active Cavity Radiometer Irradiance Monitoring Group at JPL. The Nimbus-7/ERB data were kindly provided by Dr. D. Hoyt. We acknowledge the NASA/GSFC Ozone Processing Team (OPT) for the Nimbus-7 SBUV/1 data and NOAA/NESDIS for the SBUV/2 data, which were kindly provided by L. Puga. The NSO/Kitt Peak magnetic data used here are produced cooperatively by NSF/NOAO, NASA/GSFC and NOAA/SEL and provided by courtesy of Dr. J. Harvey. The useful comments of Drs. R.F. Donnelly, E. Fossat, M. Neugebauer, L. Puga as well as an unknown referee are highly appreciated.

Barth, C.A., Tobiska, K. , Rottman, G.A. and White, O.R.: 1990, *Geophys. Res. Lett.* **17**, 571.

Brandt, P.N., Stix, M. and Weinhardt, H.: 1994, *Solar Phys.* **152**, 119.

Cebula, R.P., Hilsenrath, E. and Deland, M.T.: 1994, in *The Sun as a Variable Star: Solar and Stellar Irradiance Variations* (eds. J.M. Pap, C. Fröhlich, H.S. Hudson, and S.K. Solanki), Cambridge Univ. Press., 81.

Donnelly, R.F.: 1989, *Handbook*, for MAP (eds. J. Lastovicka, T. Miles, and A. O'Neill) **29**, 1.

Donnelly, R.F. and Puga, L: 1990, *Solar Phys.* **130**, 369.

Donnelly, R.F.: 1991, *J. Geomagnet. Geoelect.* **43 Suppl.**, 835.

Donnelly, R.F., White O.R. and Livingston, W.C.: 1994, *Solar Phys.* **152**, 69.

Foukal, P. and Lean, J.: 1988, *Ap.J.* **328**, 347.

Fröhlich, C. and Pap, J.: 1989, *Astron. Astrophys.* **220**, 272.

Fröhlich, C., Pap, J. and Hudson, H.S.: 1994, *Solar Phys.* **152**, 111.

Harvey, K.: 1994, in *The Sun as a Variable Star: Solar and Stellar Irradiance Variations* (eds. J.M. Pap, C. Fröhlich, H.S. Hudson, and S.K. Solanki), Cambridge Univ. Press., 217.

Heath, D. F. and Schlesinger, B.M.: 1986, *J. Geophys. Res.* **91**, 8672.

Hickey, J.R., Alton, B.M., Kyle, H.L. and Hoyt, D.V.: 1988, *Space Sci. Rev.* **48**, 321.

Hoyt, D.V., Kyle, H.L., Hickey, J.R. and Maschhoff, R.H.: 1992, *J. Geophys. Res.* **97**, 51.

Hudson, H.S.: 1988, *Ann. Revs. Astron. Astrophys.* **26**, 473.

Hudson, H.S., Silva, S., Woodard, M. and Willson, R.C.: 1982, *Solar Phys.* **76**, 211.

Kuhn, J., Libbrecht, K.G. and Dicke, R.: 1988, *Science* **242**, 908.

Kyle, H.L., Hoyt, D.V., Hickey, J.R., Maschhoff, R.H. and Vallete, B.J.: 1993, *NASA Reference Publ. 1316*, GSFC, Greenbelt.

Lean, J.: 1987, *J. Geophys. Res.* **92**, 839.

Maltby, P., Carlsson, M., Kjeldseth-Moe, O., Avrett, E.H., Kurucz, R.L.: 1986, *Ap.J.* **306**, 284.

Pap, J.: 1992, *Astron. Astrophys.* **264**, 249.

Pap, J. and Fröhlich, C.: 1992, in *Proc. Solar Electromagnetic Radiation Study for Solar Cycle 22*, (eds. R.F. Donnelly), SEL, NOAA/ERL, Boulder, 62.

Pap, J. and White, O.R.: 1994, in *Proc. of NATO Advance Research Workshop on the Solar Engine and its Influence on Terrestrial Atmosphere and Climate*, (eds. E. Ribes), NATO ASI Series, vol. I 25, Springer-Verlag, 235.

Pap, J., Marquette, W.H. and Donnelly, R.F.: 1991, *Adv. Space Res.* **11**, 271.

Pap, J., Tobiska, K. and Bouwer, D.: 1990, *Solar Phys.* **129**, 165.

Pap, J., London, J. and Rottman, G.A.: 1991, *Astron. Astrophys.* **245**, 648.

Pap, J., Willson, R.C., Fröhlich, C., Donnelly, R.F. and Puga, L.: 1994, *Solar Phys.* **152**, 13.

Ribes, E., Mein, P. and Mangeney, A.: 1985, *Nature* **318**, 170.

Schlesinger, B.M. and Cebula, R.P.: 1992, *J. Geophys. Res.* **97**, 10119.

Steinegger, M., Brandt, P., Pap, J. and Schmidt, W.: 1990, *Astrophys. Space Sci.* **170**, 127.

Ulrich, R. and Bertello, L.: 1995, *Nature* **377**, 214.

White, O.R., Rottman, G.J., Woods, T., Knapp, B.G.,Keil, S., Livingston, W.C., Tapping, K.F., Donnelly, R.F. and Puga, L.: 1994, *J. Geophys. Res.* **99**, 369.

Vigouroux, A. and Delache, Ph.: 1994, *Solar Phys.* **152**, 267.

Willson, R.C.: 1984, *Space Sci. Rev.* **38**, 203.

Willson, R.C. and Hudson, H.S.: 1988, *Nature* **332**, 810.

Willson, R.C. and Hudson, H.S.: 1991, *Nature* **351**, 42.

Willson R.C., Gulkis, S., Janssen, M., Hudson, H.S. and Chapman, G.A.: 1981, *Science* **211**, 700.

6.6 Analyse des variations de l'ordre du mois à celles du cycle

L'article suivant a été soumis à *Solar Physics* en juin 1996
sous le titre :

Estimating long-term solar irradiance variability: a new approach

A. Vigouroux, J. Pap et Ph. Delache

Une version écourtée de cet article est parue dans les comptes-rendus du workshop Solar drivers of interplanetary and terrestrial disturbances (16-20 octobre 1995, Sacramento Peak au Nouveau Mexique), édité par Balasubramaniam, Keil et Smartt (A.S.P. Conference Serie Vol. 95), 586-593.

L'objet de cette étude est la comparaison des variations à court terme (c'est-à-dire celles intervenant sur des échelles de temps comprises entre un mois et 8 ans) de différents indices relatifs à l'irradiance solaire. Les variations à court terme ont été sélectionnées par une analyse en ondelettes des séries temporelles. Nos résultats ont montré que l'irradiance totale et l'index du magnésium ont des variations similaires à celles du champ magnétique intégré sur tout le disque si l'on ne considère que les échelles de variations de l'ordre de 4 à 8 mois, représentatives du temps d'évolution des complexes d'activité. En revanche, sur des échelles de temps supérieures, des décalages systématiques ont été constatés entre les variations des indices relatifs à l'irradiance et ceux relatifs aux champs magnétiques, ces derniers étant en avance par rapport aux précédents. Par ailleurs, l'index du magnésium et l'irradiance totale corrigée de l'effet des taches sont fortement corrélés quelles que soient les échelles de variations considérées, mettant ainsi en évidence qu'ils sont tous deux fortement influencés par les mêmes mécanismes (principalement les champs magnétiques hors taches). Cependant, nos résultats révèlent aussi l'existence d'une corrélation pour un décalage de 10 mois entre l'index du magnésium et l'irradiance totale corrigée de l'effet des taches : ceci indique que, même si globalement la corrélation est forte entre les deux indices, la réponse des couches photosphériques aux variations du champ magnétique peut être différente de celle des couches chromosphériques. Ce résultat implique aussi que les indices d'origine chromosphériques ne sont pas de très bons indicateurs de l'effet à long terme des facules sur l'irradiance totale.

Abstract. *The detection of solar irradiance variations (both bolometric and at various wavelengths) by satellite-based experiments during the last one and half decades stimulated modelling efforts to help identify their causes and to provide estimates of irradiance data for those time intervals when no satellite observations exist. In this paper we present estimates of the long-term irradiance changes developed with Fourier and wavelet transforms. The short-term irradiance variations, after removing the solar cycle related long-term changes, are studied with cross-correlation technique. Results of the analysis reveal a significant phase shift at 3 months between the full disk magnetic field strength and total solar and UV irradiance, with irradiance leading the magnetic field variability. In addition to this time delay between the changes in solar irradiance and the magnetic field, a 10-month phase shift has been found between the UV flux at 280 nm and total solar irradiance corrected for sunspot darkening. The existence of these phase shifts suggests the possibility of a coupling between the physical processes taking place below, in, and above the photosphere.*

Introduction

The total radiation received from the Sun on the top of the Earth's atmosphere is called solar constant. Irradiance observations from space over the last 17 years demonstrated that its value changes with time as an effect of the waning and waxing solar activity (e.g. Fröhlich, 1994). Since the total energy flux of the Sun is one of the main natural driving forces of the Earth's atmospheric and climate system, it is essential to understand the observed irradiance changes. One of the main interests is to reconstruct the irradiance changes back to the time of the Maunder Minimum (1645 - 1705), when only little magnetic activity occurred on the Sun (Ribes and Nesme-Ribes, 1993). One very interesting aspect of this solar anomaly is its coincidence with a cold period in Europe and the Atlantic region, known as the Little Ice Age. Recent results have indicated that a change as little as 0.3% in total irradiance over several decades may have led to temperature anomalies observed during the Maunder Minimum (e.g. Lean *et al.*, 1994; Nesme-Ribes et al, 1994).

The detection of total irradiance variations by satellite-based experiments stimulated modelling efforts to help identify their causes and to provide estimates of irradiance data for time intervals when no satellite observations exist. Because of the lack of an adequate quantitative physical model of the variations in total irradiance, the current models are developed with linear regression analysis from proxy indicators of solar activity. However, the question is whether these empirical models can reasonably reconstruct and predict the changes in solar irradiance. It has been shown that the regression models of total irradiance underestimate the observed changes during solar maximum (Foukal and Lean, 1988; Fröhlich, 1994; Pap *et al.*, 1994) and the regression coefficients also change as a function of the solar cycle (Pap *et al.*, 1992; Fröhlich, 1994). In addition, the time series of solar irradiance, either space-borne or ground-based surrogates, can be regarded as "pseudo-periodic" signals with variable spectral properties (e.g. change of periods, amplitudes, and phases) (Lean and Repoff, 1987; Fröhlich and Pap, 1989; Bouwer, 1992). The currently used regression models of solar irradiance and its surrogates cannot distinguish between periodic or seasonal components and an error-term describing the essentially random fluctuations of the time series (Priestly, 1993). Therefore, instead of a standard regression model, special methods are required to determine the spectral properties of the investigated time series.

Fröhlich and Pap (1989) have demonstrated that it is more appropriate to study irradiance changes in the frequency domain than in the time domain. Results of multivariate spectral analysis show that considerable variation remains unexplained in both solar total and UV irradiance by the effect of sunspots and faculae and the amplitude of this residual variability changes as a function of the solar cycle (Pap and Fröhlich, 1992). It is not yet clear whether the unexplained variations are related to additional solar events, such as large scale motions (Ribes, Mein and Mangeney, 1985), temperature changes (Kuhn, Libbrecht, and Dicke, 1988) and radius changes (Delache, Laclare and Sadsaoud, 1988; Gavryusev *et al.*, 1994; Ulrich and Bertello, 1995), or whether they are associated with instrumental effects and/or limitation of the previously used analysis techniques.

The main goal of this paper is to use both Fourier transform and wavelet analysis, to study the temporal behaviour of total irradiance and its surrogates. For this purpose we use the irradiance observations of the ACRIM I radiometer on the Solar Maximum Mission (SMM) satellite (Willson and Hudson, 1991), the Nimbus-7/ERB radiometer (Hoyt *et al.*, 1992) and the calculated irradiance deficit due to sunspots, namely the Photometric Sunspot Index (Fröhlich, Pap and Hudson, 1994). The Mg II H & K core-to-wing ratio (Donnelly, White and Livingston, 1994), and the full disk magnetic field (Harvey, 1994) are used as proxy data for solar magnetic activity. Detailed description of these data is provided by Pap, Vigouroux and Delache (1996) (hereafter Paper I). In Paper I we analyzed the error distribution of total solar irradiance and its surrogates. Any changes shorter than the solar rotation were considered as "noise" and were filtered from the data by calculating monthly averages. The dispersion of the daily data within 30-days were calculated as standart deviations. In Paper I we have shown that the dispersion values change as a function of the solar cycle, being higher during maximum activity conditions. In this paper, using these time-dependent dispersion values as error-bars, we invert the Fourier and wavelet transforms to reconstruct the long-term changes in total irradiance and its surrogates. As a next step, we examine the residual time series between the monthly averages and the inverse Fourier/wavelet transforms by means of cross-correlation techniques.

The wavelet transform: short description and application

Signal processing is essential for many scientific studies. It allows us to describe the data we have from various kind of sources and to model the variations of the greatest interest. But for an optimal description, the reconstructed time series have to reproduce the main features of the original signals. In the case of studying non-stationary signals, when transient events appear which cannot even be predicted on a statistical basis, techniques other than the Fourier transform are desirable, as e.g. the wavelets. The numerous advantages of the wavelet technique versus the Fourier transform have already been described by Vigouroux and Delache (1993).

The wavelet transform can be defined as a time and scale transform and it consists of making successive projections on basis functions which are located in time. Each basis function is a time-dilation of the previous basis (and this corresponds to scale information which could be compared to the information contained in a frequency band). This is a good compromise to the Heisenberg's uncertainty principle which tells us that we cannot simultaneously extract precise information on both time and frequency. A simple analogy could be made between the wavelets and a magnifying glass through which we would look at the signal. At the first scale, we are very close to the signal and we are able to see very precisely all the small variations. But because we are too close to it, we do not have good precision on the scale of the structures we are observing. The next step is to move away from the signal, so that the localization of the sharp variations of the signal is less clear; but now the scale of the structures we are observing is more precise. And so on: at each step, the signal becomes more and more blurred (loosing time information) but the global structures are more and more visible (improvement of the scale information, or in other words, the width of the frequency band decreases). Finally, we are able to see the largest structure of the signal, but the window through which we are observing it is so wide that we have lost all the information about the temporal behaviour (see Meyer, 1993, for a complete description of the wavelet technique).

One of our goals is to find a more adequate way to represent the long-term variations in total solar irradiance and its surrogates than the classical Fourier transform can provide. As has been shown by Vigouroux and Delache (1993), in a study of changes of solar radius, the wavelet transform is more efficient than the Fourier one because wavelets are a superposition of waves localized in time. Indeed, for smoothing the wavelets can take care of unequal error bars and the thresholding procedure of the wavelet coefficients is more efficient for measurements having large uncertainties than for those with small uncertainties. Since we concentrate on long-term changes, monthly averages of each time series are calculated and the daily variations within a month are considered as "noise" and called dispersion. We first have simulated the "noise" induced in the Fourier or in the wavelet plane. Then we kept from the original data only those with amplitudes larger than a threshold level determined from the transform of simulated noise. In this way a relevant model of the signal can be determined, whereas the rest represents the "noise" which is in this particular case more of solar origin than instrumental (for more details on the method used see Vigouroux and Delache, 1993).

The wavelet algorithm is derived by Mallat (1989), using quadrative mirror filters which form an orthogonal basis for the transform. Since it is a bi-univocal relation between the original signal and its wavelet coefficients, the algorithm allows exact reconstruction. At each scale, the signal is broken up into the signal at the following scale and fluctuations (corresponding to the coefficients), using two filters. Between each scale the signal is decimated, that is to say that just one point over two is kept at each time, so that, at the last scale it remains only one point for the signal and one coefficient.

Study of long-term variations by the wavelet and Fourier techniques

Figures 6.22a-g represent the monthly averages of the examined time series with their respective error-bars: the full disk magnetic field in Figure 6.22a, the Photometric Sunspot Index (PSI) in Figure 6.22b, the combined Nimbus-7/NOAA9 Mg core-to-wing ratio (Mg c/w) in Figure 6.22c. Figures 6.22d-e show the Nimbus-7/ERB total irradiance and its corrected value for sunspot darkening (S_c), whereas the same is shown for the SMM/ACRIM I total irradiance in Figures 6.22f-g. The gaps in the data were filled by linear interpolation. The error-bars of the interpolated data points have been taken as the maximum

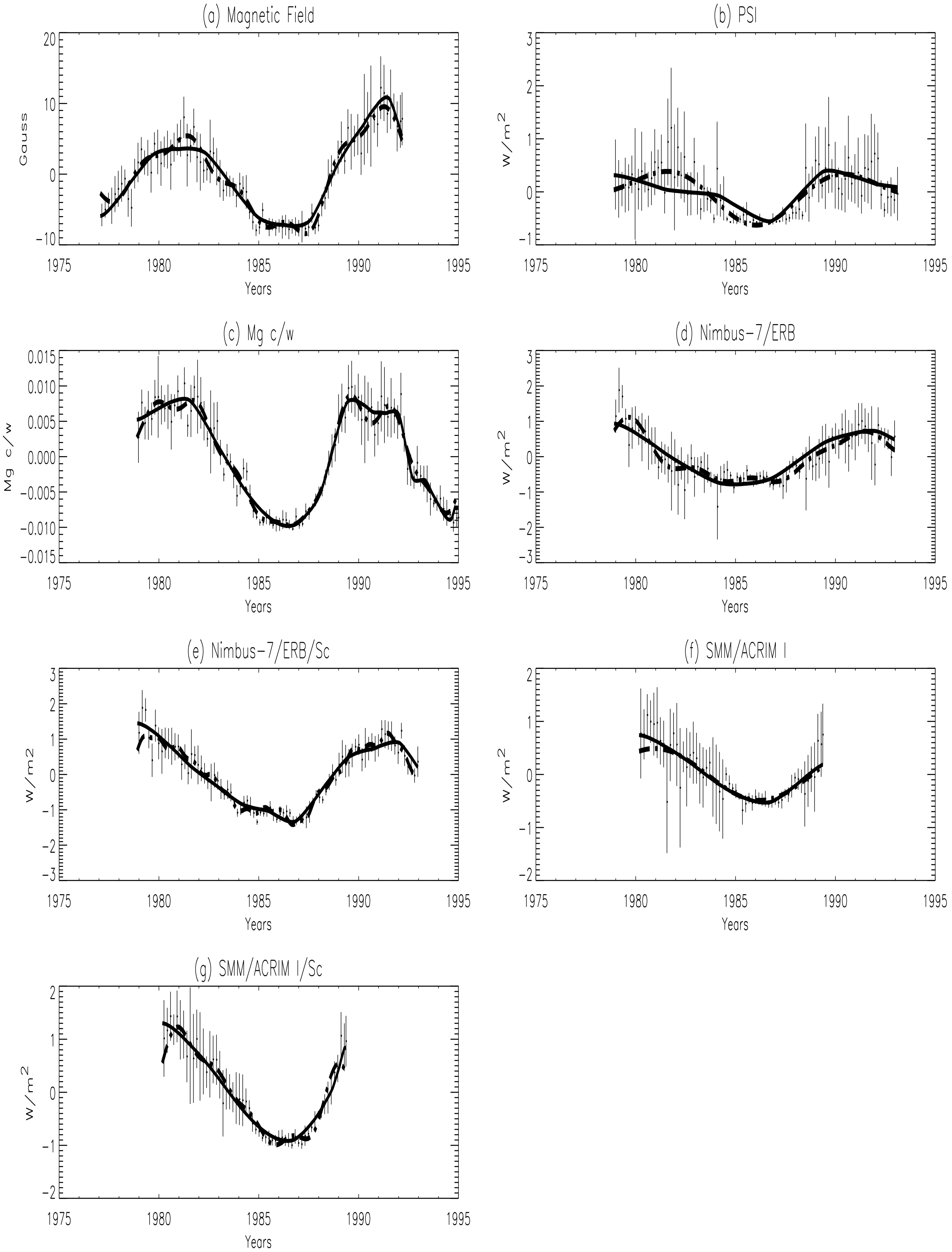


Figure 6.22: Long-term variations as revealed by the wavelet (solid lines) and Fourier (dot-dashed lines) techniques are presented. The monthly averages of the examined time series are plotted with their respective error-bars. For convenience, only one month over two is plotted here.

between the error-bars of the two neighboring points in order to avoid giving too much weight to the interpolated data. As a consequence, in the case of the ACRIM I total irradiance the error bars are rather large at the end of 1983 and at the beginning of 1984, when there was a big gap in the data. For both the Fourier and wavelet analyses, 256 points of each time series have been taken. Since the ACRIM I time series covers a much shorter time interval than the rest of the data, the number of the monthly averages treated at once has been reduced to 128 points.

The dot-dashed lines of Figures 6.22a-g show the inverse Fourier transforms, whereas the solid lines represent the corresponding inverse transforms of the wavelet processing. Results gained with both techniques are summarized in Table 6.6, where the number of original data points in each series is listed. The percentage of the Fourier and wavelet coefficients above the threshold is listed in column 4. To compare the Fourier and wavelet "models" with the monthly averages of the data, the coefficients of the cross-correlation between the reconstructed and original data have been calculated as:

$$\rho = \frac{\sum D_i * \bar{D}_i * W_i}{\sqrt{\sum D_i * W_i * \sum \bar{D}_i * W_i}}$$

where D_i are the monthly averages of the data and $\bar{D}_i$ represent the data reconstructed either with FFT or wavelet. The W_i weighting function is calculated as $W_i = 1/\delta_i^2$ where δ_i are the standard deviations of the monthly data.

As can be seen from Table 6.6, the number of coefficients above the threshold is smaller in the case of the wavelet processing than in the case of the Fourier transform (except for Mg c/w and ACRIM I total irradiance). This corresponds to the sensitivity of wavelets to unequal error bars. As can be seen from Figure 6.22, the error bars are much larger during solar maximum, due to the larger day-to-day variability, than during minimum activity (see also Paper I). Therefore, the wavelet transform takes less into account the variability during solar maximum than during solar minimum. In other words, the smaller error bars have much more weight than the larger ones, then, the wavelet will retain more coefficients during solar minimum. In contrast, the Fourier transform is not sensitive at all to the level of the error bars. Since the Fourier transform is a simple superposition of sinusoidal waves not localized in time, it can appear that the large variations in solar irradiance and its surrogates during solar maximum will also appear at the time of solar minimum after the inversion, although they are not present in the real time data. The appearance of these false oscillations introduced by the Fourier transform can be recognized in Figures 6.22a, 6.22d, 6.22e and 6.22g. These results clearly demonstrate that the irradiance reconstructions developed with the wavelet technique provide more accurate estimates of total solar irradiance than the inverse Fourier ones.

As can be seen from Figure 6.22, the maximum of solar cycle 21 occurred in 1981 in the monthly average values of the magnetic field, whereas total solar irradiance already started to decrease in 1979. We also note that the error-bars, representing the short-term changes within a month, are very similar between late 1978 and 1981. This indicates that the level of solar activity was already high at the beginning of the Nimbus-7/ERB irradiance observations. In addition, the wavelet reconstruction of PSI also shows a slow decrease from 1979. However, it is difficult to clarify whether the early maximum of total irradiance during solar cycle 21 is a real effect (e.g. Willson and Hudson, 1991) or it is related to instrumental drifts at the beginning of the operation of the radiometers (e.g. Foukal and Lean, 1988; Lee *et al.*, 1995).

data	nb of points	signal processing	nb coefficients (in %)	ρ
Mg c/w	197	FP	8.6	0.99
		WP	9.4	0.99
Mag. Field	185	FP	5.46	0.97
		WP	3.53	0.97
PSI	174	FP	2.34	0.99
		WP	1.17	0.99
Nimbus-7/ERB	172	FP	5.46	0.96
		WP	1.57	0.94
Nimbus-7/ERB/S_c	172	FP	6.25	0.98
		WP	4.31	0.98
SMM/ACRIM I	113	FP	1.56	0.96
		WP	2.36	0.97
SMM/ACRIM I/S_c	113	FP	7.81	0.99
		WP	5.51	0.99

Table 6.6: Table 6.6 contains the inverse Fourier and wavelet transformation characteristics. In Column 1 we list the examined datasets. Column 2 gives the number of data in the various time series. In column 3 we indicate the processing techniques used, FP stands for Fourier Processing, whereas WP means Wavelet Processing. Column 4 provides the percentage of Fourier and wavelet coefficients above the threshold. In column 5 ρ is the cross-correlation coefficient between the "models" and the original averaged data.

In addition to the controversy of the time of solar maximum of total irradiance during solar cycle 21, we have no adequate knowledge about the real changes in total irradiance during the maximum of solar cycle 22. As can be seen from Figure 6.22, the Nimbus-7/ERB total irradiance and the full disk magnetic field show a similar pattern during the rising portion of solar cycle 22. Namely, both indices reached a small maximum in 1989 and they continued to rise and reached the maximum values in late 1991 (see also Harvey, 1994). In contrast, both PSI and the Mg c/w ratio (and other solar indices which are not presented in this paper) show that the maximum time of cycle 22 already occurred in late 1989 and a secondary maximum took place in 1991. Unfortunately, the SMM/ACRIM I observations were terminated before the primary maximum of solar cycle 22 and the UARS/ACRIM II observations started two years later, in October 1991. An additional set of total solar irradiance is provided by the ERBE program on the NOAA9 and ERBS satellites. Although these observations have been taken only once in every two weeks, the long-term profile of the ERBE data also indicates that the maximum of total solar irradiance occurred in late 1989 (Lee *et al.*, 1995).

To examine the linear association between the changes in total irradiance and its surrogates during solar cycles 21 and 22, we present the scatter plot diagram between the ERB total irradiance corrected for sunspot darkening and the Mg c/w ratio for (Figure 6.23a). The same is shown for the ACRIM I values in Figure 6.23b. The asterisks indicate the values for the declining portion of solar cycle 21, whereas the triangles show them for the rise of cycle 22. The crosses represent the maxima of cycles 21 and 22 and the

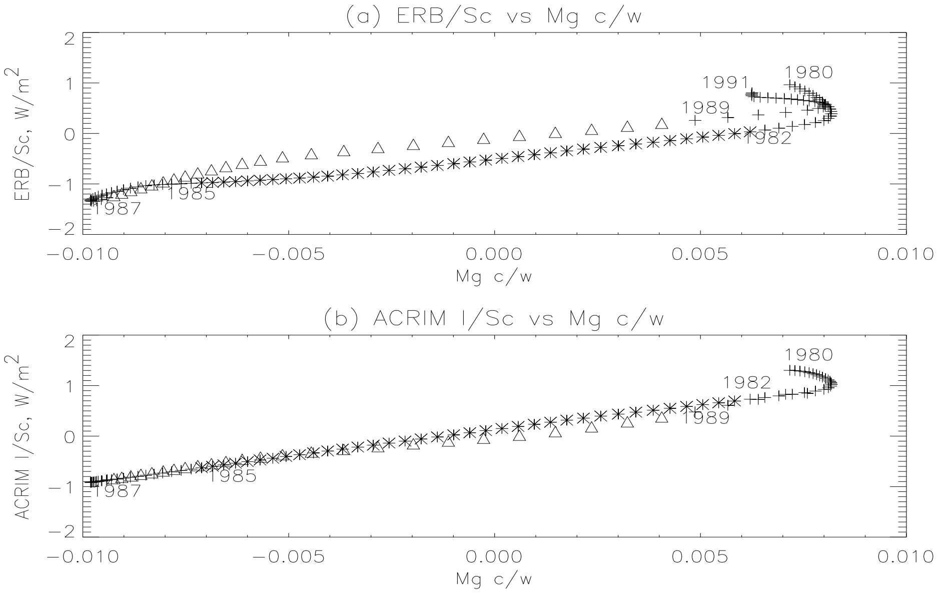


Figure 6.23: Scatter plot diagram between the Nimbus-7/ERB total irradiance corrected for sunspots darkening and Mg c/w for solar cycles 21 and 22 is plotted in (a) and the same is shown for the SMM/ACRIM I data (b). Data for the declining portion of cycle 21 are plotted with asterisks, whereas the triangles represent data for the rising portion of cycle 22. The crosses represent the minimum of solar cycle 21 and the maxima of cycles 21 and 22.

minimum of cycle 21. As can be seen, there is a clear hysteresis in the case of the Nimbus-7/ERB data. This indicates that the decrease of the ERB total irradiance corrected for sunspot darkening and the Mg c/w ratio was in phase during the decline of solar cycle 21, but the Mg c/w ratio increased much faster than the ERB total irradiance during the ascending phase of cycle 22. In contrast, this hysteresis is not seen in the case of the ACRIM I irradiance. It is not clear as yet whether the hysteresis in the case of the ERB data is a real effect or it is related to a possible yet uncorrected instrument degradation caused by the rapid rise in the energetic particle and UV fluxes during the rising portion of cycle 22 and/or to other instrumental effects (Lee *et al.*, 1995). It should be underscored that from climate point of view, the most important task is to estimate correctly the amplitude of the relative changes between the maximum and minimum times of the solar activity cycle.

Study of the short-term changes in total irradiance and its surrogates on monthly time scales

In the discussion to follow we compare time series with the same length, namely between January 1, 1980 and March 31, 1992, except for the ACRIM I data which are available only from February 16, 1980 to June 1, 1989. In order to remove the long-term variations over the solar cycle, the appropriate Fourier and wavelet reconstructions have been subtracted from the observed data. The residual time series, representing the month-to-month variability, are plotted in Figures 6.24a-g. The dashed lines show the residuals after removing the Fourier reconstructions, whereas the solid lines represent the residuals after removing the long-term trend by means of the wavelet reconstructions. As can be seen from Figure 6.24, there is no significant difference between the Fourier and wavelet residuals during high solar activity conditions. In contrast, the difference between the Fourier and wavelet residuals is more pronounced for solar minimum. As can be seen, there are peaks in the various datasets during the declining portion of cycle 21 with decreasing amplitudes toward solar minimum, and the larger monthly variability returns during the rise of cycle 22.

Power Spectral Density of the residuals

In order to further examine the month-to-month variability in various data-sets, the power spectral densities (PSD) have been calculated and shown in Figures 6.25a-g. The PSD values represent the power spectra estimated by means of the Fourier transform of the auto-correlation of the residuals weighted with a Hanning window to avoid giving too much weight to data points which are far from the center of the auto-correlation. The dot-dashed lines represent the PSD of the Fourier residuals and the solid lines show the PSD of the wavelet residuals. Except for the periodicities longer than 20 months, the PSDs are almost the same for both the Fourier and wavelet residuals.

The periodicities longer than 20 months are more pronounced in the wavelet residuals than in the Fourier ones.

In the case of total irradiance measured by the Nimbus-7/ERB radiometer there are two periodicities with high amplitudes at 85.3 and 32 months. In the case of PSI the main periods are found at 85.3 and 42.7 months. This latter periodicity is also found in ACRIM I total irradiance (together with a period at 51.2 months). Note that the 32 months periodicity is also present in the full disk magnetic field and it is about 28.5 months in Mg c/w. We note here that a periodicity around 30 months has also been found in the solar diameter (Delache, Laclare and Sadsaoud, 1985 and Gavryusev *et al.*, 1994) as well as in the neutrino flux (Gavryusev and Gavryuseva, 1994) with a high confidence level. Wolff and Hickey (1987) have proposed that a periodicity around 30 months could be found in global, long-period solar oscillations caused by interferences of internal gravity modes.

In the case of the ERB total solar irradiance corrected for sunspot darkening, the wavelet residuals show a large peak again at 32 months (Figure 6.25e). It is interesting to note that the PSDs of the ACRIM I and ERB total irradiances corrected for sunspot darkening are quite different. The Fourier residuals show a big peak, in fact the most significant one, in the ACRIM I/S_c data around 20 months period which is completely missing in the ERB/S_c data. The wavelet residuals of the ERB/S_c signal reveal the most significant period around 42 months. This period is missing in the ACRIM I/S_c but two smaller peaks are seen around 85 and 21 months. Part of the discrepancies between the ERB and ACRIM I total irradiance corrected for sunspot darkening may result from the different length of the time series, especially from the fact that the Nimbus data and the used solar activity indices cover the maximum of solar cycle 22 as well.

It is interesting to note that the PSD of all the examined time series show some energy around 5 and 10 months periodicities. These periodicities have been shown in various solar events, such as flares, proton events, the CaK plage index, 10.7 cm radio flux, and solar radius, (Rieger et al., 1985; Bai and Sturrock, 1991; Pap, Tobiska and Bouwer, 1990; Gavryusev *et al.*, 1994), but their origin is not yet well understood. Pap,

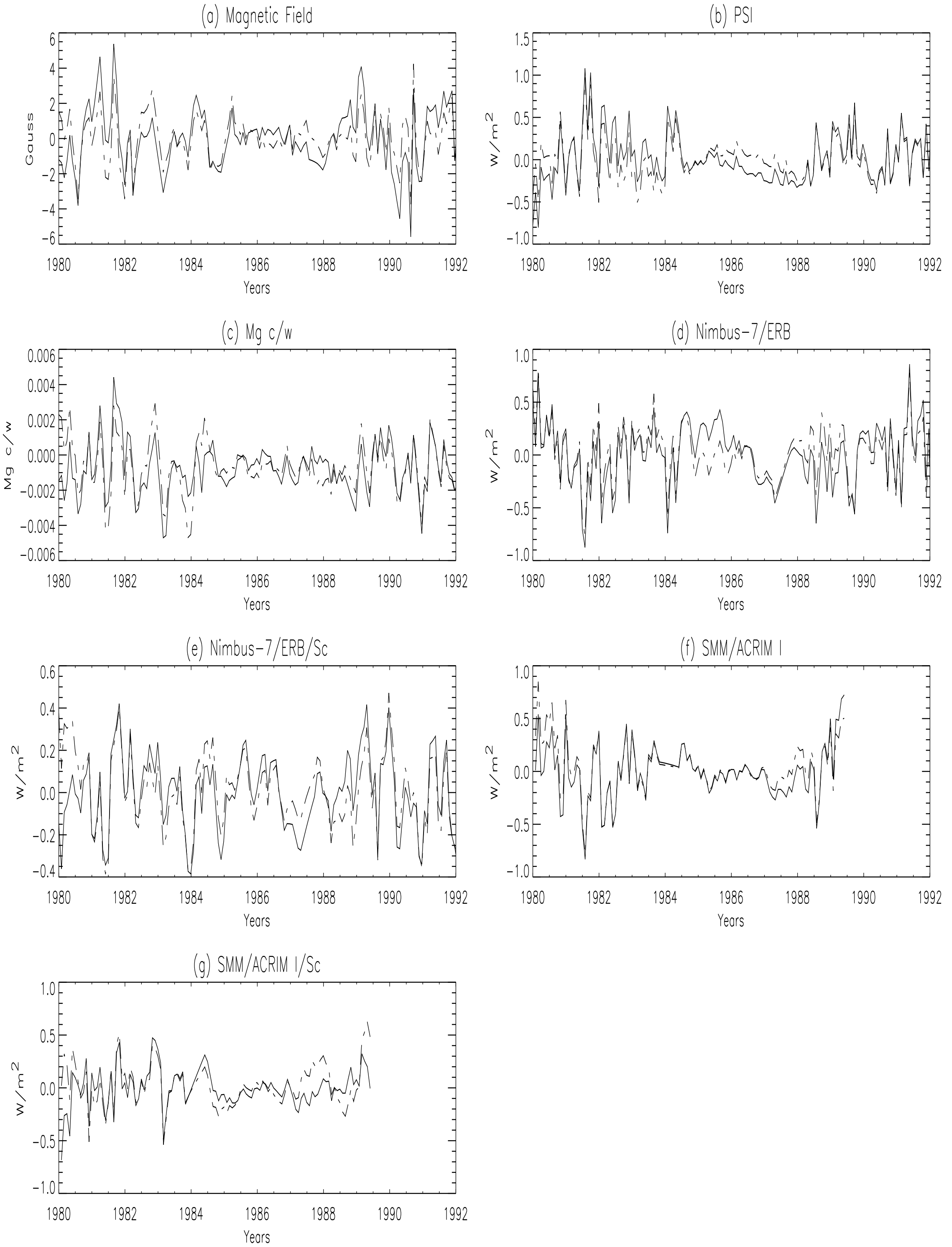


Figure 6.24: The wavelet (solid lines) and Fourier (dot-dashed lines) residuals of the time-series are plotted after removing the long-term trends.

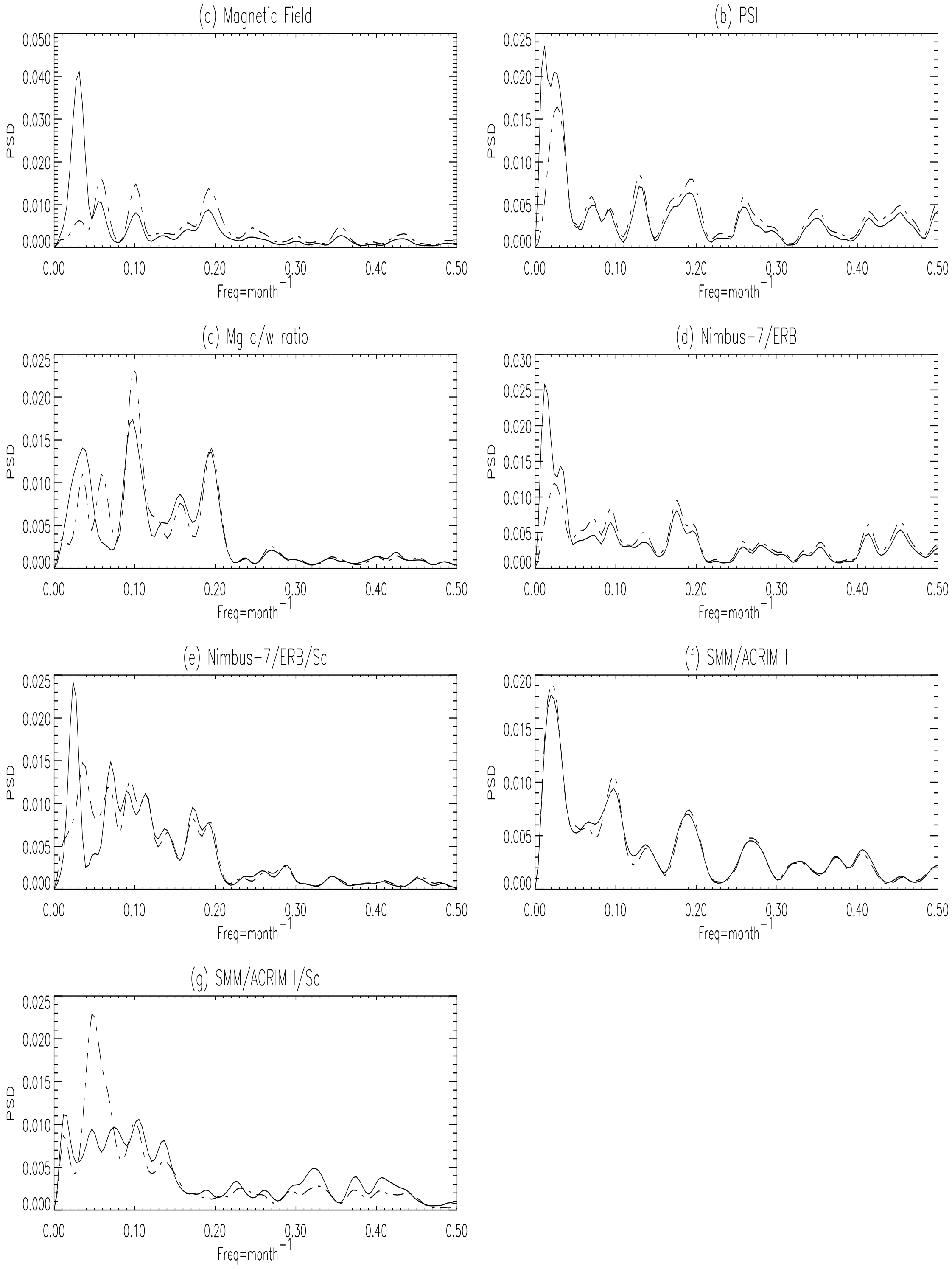


Figure 6.25: Power Spectral Densities of the wavelet (solid lines) and Fourier (dot-dashed lines) residuals of the examined time-series are presented.

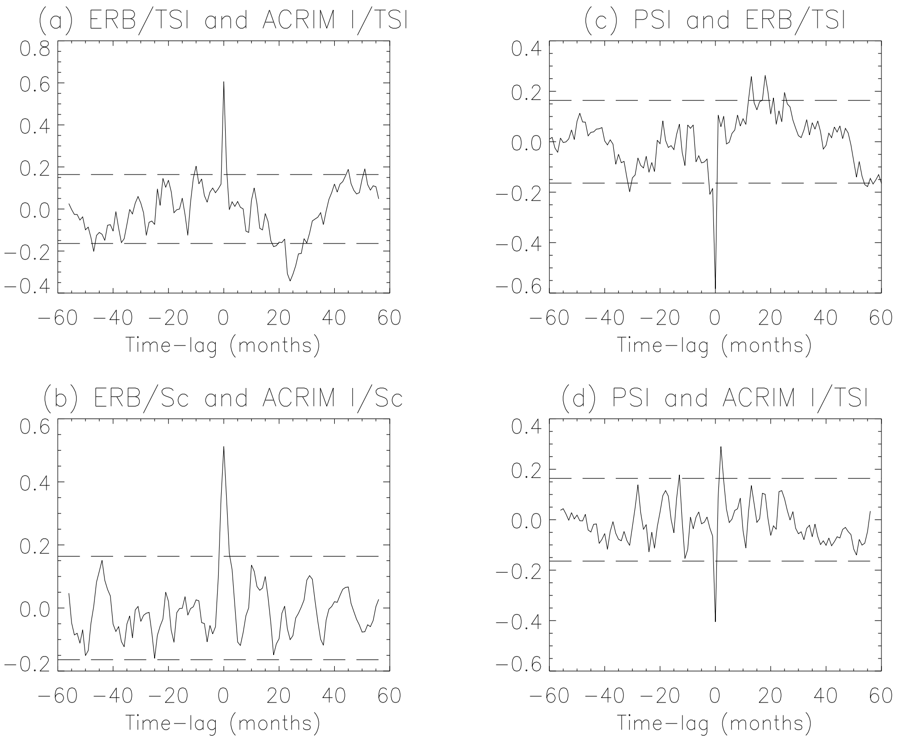


Figure 6.26: Cross-correlation between the wavelet residuals of the Nimbus-7/ERB and SMM/ACRIM I total solar irradiance time-series as well as their corrected values for sunspot darkening are plotted in t 6.26a and 6.26b, respectively. Fig. 6.26c and d show the results of cross-correlation between the PSI wavelet residual time-series and the wavelet residuals of the Nimbus-7/ERB and SMM/ACRIM I, respectively. The horizontal dashed lines represent the significance level of the cross-correlation coefficients.

Tobiska and Bouwer (1990) have suggested that the periodicity around 150 days may be related to complexes of activity, in which new activity appears from time to time. On the other hand, Bai and Sturrock (1991; 1993) consider the 154-day periodicity as one of the subharmonics of a fundamental period of 25.8 days.

Cross-correlation between the residuals time series

To further study the linear association between the month-to-month changes in various datasets, we have performed a cross-correlation analysis. Since the wavelet transforms follow much closer the original signals, we have analyzed in detail only the wavelet residuals of total irradiance and its surrogates after removing the long-term trends. The horizontal dashed lines (in Figures 6.26 to 6.29) represent the significance level of the cross-correlation coefficients. It has been shown that for a random time series, which has the same number of data as the residuals, 95% of the values of the cross-correlation lie between $\pm 2/\sqrt{N}$, where $N = 149$ (Chatfield, 1984). Positive lags indicate that the first time series, as shown in the main title of the appropriate plots, is leading the second one. Summary of the main characteristics of the results of the cross-correlation (Figures 6.26 to 6.29) are presented in Tables 6.7 to 6.9.

Ref. of the figure	cross-corr. between	main peak at	value	secondary peaks at	value
6.26a	ERB–ACRIM I	0	0.6	-	-
6.26b	ERB/S_c–ACRIM I/S_c	0	0.52	-	-
6.26c	PSI–ERB	0	-0.58	13	0.25
	–			18	0.26
6.26d	PSI–ACRIM I	0	-0.38	2	0.29

Table 6.7: Results of cross-correlation between PSI and irradiance indices are summarized. Column 1 refers to the corresponding Figure. Column 2 shows the times series used in the cross-correlation analysis. Columns 3 and 4 give the time lag at which the main peak has been found and the cross-correlation coefficients, respectively. Columns 5 and 6 provide the same as Columns 3 and 4 for the significant secondary peak(s), if there is any.

Cross-correlation between total irradiance and PSI The cross-correlation between the Nimbus-7/ERB and SMM/ACRIM I total irradiances as well as between their values corrected for sunspot darkening are presented in Figures 6.26a and 6.26b, respectively. As can be seen, the maximum correlation occurs at zero time lag in both cases, however the correlation is rather low (see Table 6.7). The correlation has been calculated between the ERB and ACRIM I total irradiances as a function of time and it has been found that there is a reasonably good correlation during the years of high solar activity. The correlation between the ERB and ACRIM I data decreases significantly during the time interval of the spin operational mode of the SMM satellite. The lowest correlation is found at the time of solar minimum when the ERB data show considerably larger variations than the ACRIM I data (see also Fröhlich, 1994). The discrepancies between the ERB and ACRIM total solar irradiance measurements are currently being examined and the results will be published elsewhere.

Figures 6.26c-d (see also Table 6.7) show the results of the cross-correlation between the residuals of the PSI function and both Nimbus-7/ERB (Figure 6.26c) and SMM/ACRIM I (Figure 6.26d) total solar irradiance. As can be seen, the two cross-correlations are quite different. There is a negative correlation at zero time lag in both cases, indicating that sunspots reduce total irradiance.

Cross-correlation between total irradiance and the Mg c/w ratio The cross-correlation result between the Mg c/w ratio and PSI is presented in Figure 6.27a. In this case the maximum correlation was found at 1 month time lag (see Table 6.8). Donnelly et al. (1983) have also reported that peaks in solar indices related to strong magnetic fields of sunspots occur about a month prior to the Mg c/w enhancements. This 1 month time lag has been attributed to the evolution of active regions. Namely, at the beginning of the formation of active regions, the effect of sunspots are dominant and dips occur in total irradiance. As the active regions evolve and age, the plages spread over large areas causing peaks in both Mg c/w and total solar irradiance.

The cross-correlation between the Mg c/w ratio and the ERB total irradiance is shown in Figure 6.27b. The maximum of the cross-correlation occurs at 1 month time lag. But, when the effect of sunspots is removed from total irradiance (see Figure 6.27c), the

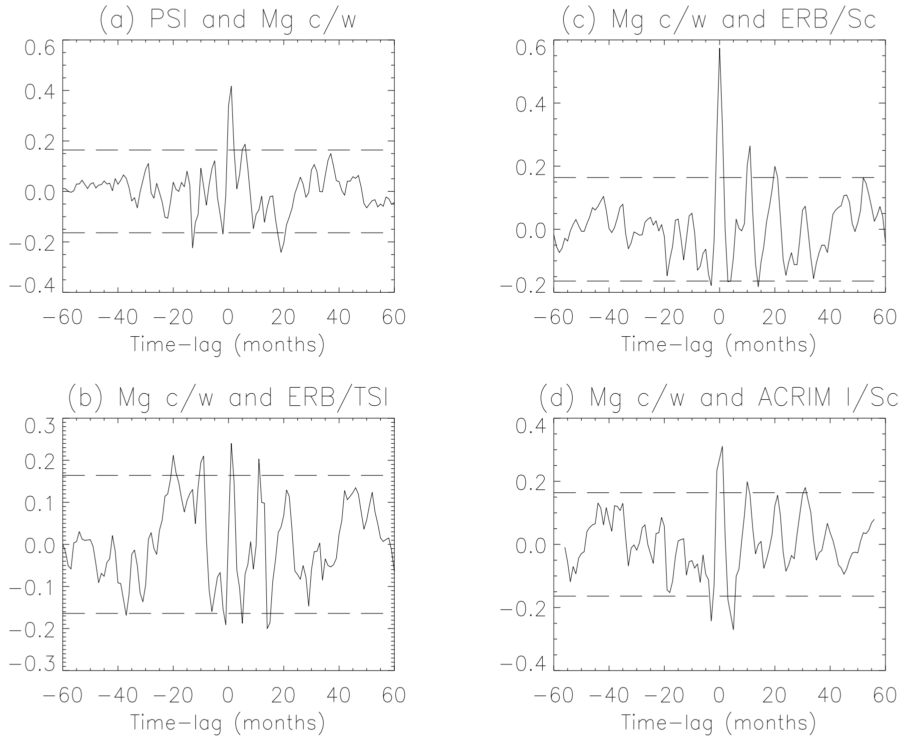


Figure 6.27: Cross-correlation between the PSI and Mg c/w wavelet residual time-series (a) and Mg c/w and the Nimbus-7/ERB total solar irradiance wavelet residual time-series (b) are plotted. Fig. 6.27c shows the cross-correlation between the Mg c/w and ERB/S_c, whereas results of cross-correlation between Mg c/w and ACRIM I/S_c) wavelet residual time-series are presented in Fig. 6.27d. The horizontal dashed lines represent the significance level of the cross-correlation coefficients.

Ref. of the figure	cross-corr. between	main peak at	main peak value	secondary peaks at	secondary peaks value
6.27a	Mg c/w–PSI	1	0.42	6	0.19
6.27b	Mg c/w–ERB	1	0.24	11	0.2
	–			-9	0.2
	–			21	0.12
	–			-20	0.21
6.27c	Mg c/w–ERB/S_c	0	0.58	11	0.26
6.27d	Mg c/w–ACRIM I/S_c	1	0.32	10	0.2

Table 6.8: Results of cross-correlation between the Mg c/w and irradiance indices are summarized. Column 1 refers to the corresponding Figure. Column 2 shows the times series used in the cross-correlation analysis. Columns 3 and 4 give the time lag at which the main peak has been found and the cross-correlation coefficient, respectively. Columns 5 and 6 provide the same as Columns 3 and 4 for the significant secondary peak(s), if there is any.

maximum of the cross-correlation is found for 0 lag, with a high value of the correlation. However, the maximum of the cross-correlation with ACRIM+PSI (Figure 6.27d) occurs at 1 month lag, with a smaller value.

The secondary peaks seen in Figure 6.27 (see also Table 6.8) for time lag around ±10 months may be due to the corresponding periodicity detected in the PSD of the investigated time-series (see Figure 6.25).

Cross-correlation between solar irradiance and the magnetic field strength Since the solar irradiance changes are driven by the magnetic activity, we have also compared the wavelet residuals of the full disk magnetic field values with the residuals of total and UV irradiance, the latter one represented by the Mg c/w. The results of the cross-correlation between the magnetic field and the ERB and ACRIM I total irradiance are presented in Figures 6.28a-b, respectively.

As can be seen, there is a slight anti-correlation (see Table 6.9) between the magnetic field and total irradiance at zero and -1 month time lags. Although the magnetic field is the strongest in sunspots, its value is also enhanced in the presence of bright magnetic features which increase total irradiance. Therefore, the anti-correlation between the magnetic field and irradiance deficits due to sunspots is less visible than in the case of the cross-correlation between total irradiance and PSI (Figure 6.26c-d). We note that this anti-correlation is less obvious from the ACRIM I data, which covers only the maximum of solar cycle 21. In contrast, the Nimbus-7/ERB operation includes also the maximum time of cycle 22, increasing the number of irradiance events. It is interesting to note that a significant positive correlation has been found around -10 months lag in both cross-correlation results, which seems to be associated with the sunspot-related irradiance dips and the peaks in the magnetic field.

The cross-correlation between S_c and the magnetic field is presented in Figure 6.28c (ERB/S_c) and Figure 6.28d (ACRIM I/S_c). The same is plotted for the Mg c/w in Figure 6.28e. The magnetic field and PSI are directly compared, the results of their cross-correlation are presented in Figure 6.28f. As can be seen from Figures 6.28c-d and 6.28e, the results of the cross-correlation are rather similar for the ERB/S_c (Figure 6.28c) and Mg c/w, when positive correlations are found at 0-1, 5, and 10 months time lags. In the case of the ACRIM I/S_c data, the only significant correlation coefficient is seen at 1 month lag. In the case of the ERB/S_c as well as Mg c/w, there is a negative correlation at -3 months time lag, which may be associated with the 5-6 month periodicities found in each data set, as can be seen in Figure 6.25. The positive correlation at zero and 1 month time lags indicate that the magnetic fields of plages and the network increase both total and UV irradiances represented by the Mg c/w ratio. The cross-correlation between the magnetic field and the PSI (Figure 6.28f) shows correlation for time lags of 0 and 5 months and a weaker peak at time lag of 10 months.

Cross-correlation between individuals scales of the wavelet transforms of the examined time series To further study some of the time delays found between the time series, the cross-correlation has also been calculated between the individual scales of the wavelet transforms of the various residuals corresponding to different frequency bands. The solid lines in Figures 6.29a-b show the results of the cross-correlation calculated between the wavelet transform of the residuals of the magnetic field and Mg c/w for scale 2 (periodicities between 4 and 8 months) and scale 3 (periodicities between 8 and 16

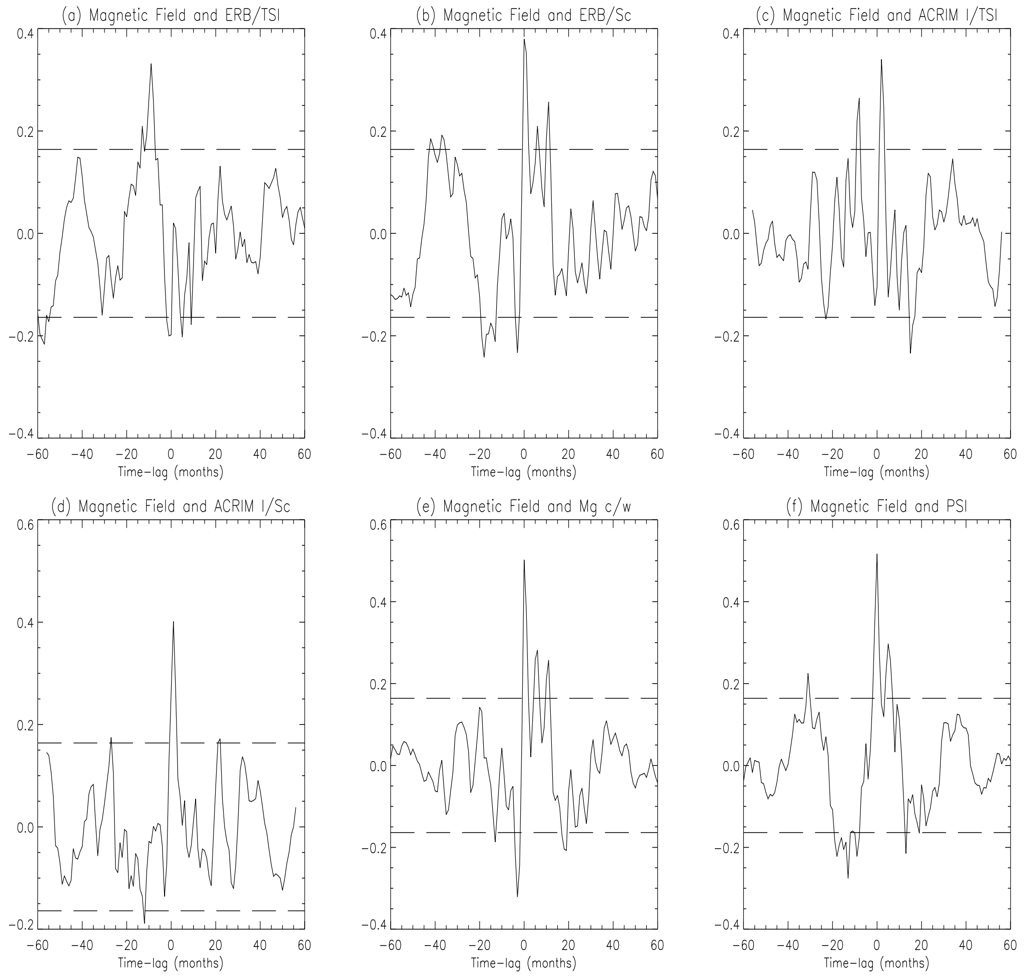


Figure 6.28: Figs. a and b show the cross-correlation between the magnetic field and Nimbus-7/ERB as well as the SMM/ACRIM I (b) total irradiance wavelet residuals. The cross-correlation between the magnetic field and total irradiance corrected for sunspot darkening is shown in Fig. c (Nimbus-7/ERB) and Fig. d (SMM/ACRIM I). Cross-correlation between the magnetic field and Mg c/w wavelet residual time-series (e) and the magnetic field and PSI wavelet residual time-series (f) is also presented. The horizontal dashed lines represent the significance level of the cross-correlation coefficients.

Ref. of the figure	cross-corr. between	main peak at	main peak value	secondary peaks at	secondary peaks value
6.28a	mag. field–ERB	0	-0.2	-9	0.33
6.28b	mag. field–ACRIM I	-1	-0.14	-9	-0.22
6.28c	mag. field–ERB/S_c	0	0.38	6	0.2
	–			11	0.25
	–			-3	-0.23
6.28d	mag. field–ACRIM I/S_c	1	0.4	-	-
6.28e	mag. field–Mg c/w	0	0.5	6	0.28
	–			11	0.25
	–			-3	-0.32
6.28f	mag. field–PSI	0	0.51	5	0.3
	–			9	0.15

Table 6.9: Results of cross-correlation between the magnetic field strength and irradiance indices are summarized. Column 1 refers to the corresponding Figure. Column 2 shows the times series used in the cross-correlation analysis. Columns 3 and 4 give the time lag at which the main peak has been found and the cross-correlation coefficient, respectively. Columns 5 and 6 provide the same as Columns 3 and 4 for the significant secondary peak(s), if there is any.

months), respectively. The same is shown in Figures 6.29d-e between the ERB/S_c and Mg c/w. Figure 6.29c shows the results of the cross-correlation between the magnetic field and Mg c/w for scale 5 (periodicities between 32 and 64 months) of the wavelet transforms. To better understand the results of the cross-correlation, the auto-correlation of the magnetic field and the ERB total solar irradiance corrected for sunspot darkening have also been calculated. The dashed lines of Figures 6.29a-c represent the auto-correlation for the magnetic field. The results of the auto-correlation of the ERB/S$_c$ are plotted in Figures 6.29d and e. The horizontal lines of Figure 6.29 show the 95% significance level of the cross-correlation.

As can be seen from Figure 6.29a, the short-term variations (between 4 and 8 months) in the magnetic field and Mg c/w are almost identical. The correlation at zero time lag is 0.74. Furthemore, there is a strong phase coherence for the 5 months periodicity. In contrast, on longer time scales, between 8 and 64 months (Figures 6.29b-c) the variations in the magnetic field and Mg c/w are quite different. As Figure 6.29b demonstrates, there is a strong negative correlation (r = -0.6) at -4 months time lag, whereas slight positive correlations are seen at time lags of 1-2, +10, and -10, -20, and -30 months. In the case of the 5th scale of the wavelet transform, the only peak is seen at +5 months time lag with r = 0.6. One can note that the shift between auto and cross-correlation becomes bigger with the increasing scale. Although we do not understand the mechanism behind it we note that the same behaviour could be obtained with two signals for which the relative phase is a function of frequency.

As can be seen from Figure 6.29d, the changes in the ERB total irradiance corrected for sunspot darkening and Mg c/w are almost identical for time scales of 4 to 8 months (wavelet scale 2), but there is a 10 month delay between them, as also can be seen on the plot of the cross-correlation at scale 3 (Figure 6.29e). We note that this 10 months time delay mostly appears during solar cycle 21, when a 10 months periodicity in the Mg c/w ratio was more visible than during cycle 22. Furthemore, the phase coherence for the 5 months periodicity is not so strong in Figure 6.29d than in Figure 6.29a even if for 0 month lag the value of the cross-correlation is the same in both case.

Discussions and Conclusions

The linear association between the variations observed in total solar irradiance, PSI, Mg II h & k core-to-wing ratio, and full disk magnetic field has been examined in this paper. One of our goals was to estimate the long-term irradiance changes above the noise level of the data. Since we are especially interested in studying long-term irradiance changes, the day-to-day variability has been removed from the data by creating monthly averages. Therefore, the "noise" in the data represents both instrumental and solar noise. It has been demonstrated that the wavelet technique provides a more powerful method in estimating long-term irradiance changes than the regularly used linear regression analysis or even the Fourier transform. While the Fourier transform cannot distinguish between unequal error bars, the wavelet processing is capable accounting for smaller error bars, which have been found in the data during solar minimum. In contrast, during solar maximum the error bars in the data are much higher due to the strong day-to-day variability (Pap, Vigouroux and Delache, 1996).

It has been shown that the wavelet reconstructions of total irradiance and the Mg c/w ratio are very similar during solar minimum, whereas the magnetic field shows a longer time interval of solar minimum. While the sunspot maximum was placed in late 1980 and early 1981, total solar irradiance decreased slowly from 1979, similar to the wavelet reconstruction of PSI. Our results indicate that the differences between the measured irradiance and its regression models (e.g. Foukal and Lean, 1988) depend on the empirical modelling techniques used. Considering the climate significance of total solar irradiance variations, further studies are required to clarify whether the early maximum observed in total irradiance during solar cycle 21 is a real effect (e.g. Willson and Hudson, 1991) or if it is related to instrumental drifts at the beginning of the operation of the radiometers (e.g. Foukal and Lean, 1988; Lee et al., 1995). In addition, it is essential to clarify the maximum time of total solar irradiance during solar cycle 22 and to determine correctly the amplitude of the changes in total irradiance from the minimum of cycle 21 to the maximum of cycle 22 as well as the change from the maximum to the minimum time of solar cycle 22.

The short-term changes on monthly time scales in total irradiance and its surrogates has been studied with cross-correlation techniques, after subtracting the long-term wavelet reconstructions from the data. Prominent periodicities at 5 and 10 months have been recognized in each dataset. The 5-month ($\sim$154-day) periodicity has been attributed to long-lived flow patterns (Sturrock, 1995). The physical origin of the 10-month variability is not yet understood. Significant delays have been found in the cross-correlation of total irradiance at periods of 1, 3, 5, 10, and 20 months. The cross-correlation between solar irradiance and the magnetic field is very similar to the autocorrelation of the data on time scales less than 8 months, but the time delays on time scales of 10 months become evident when we study higher scales of the wavelet transforms (corresponding to time intervals larger than 8 months). It has also been shown that there is a 10-month long phase shift

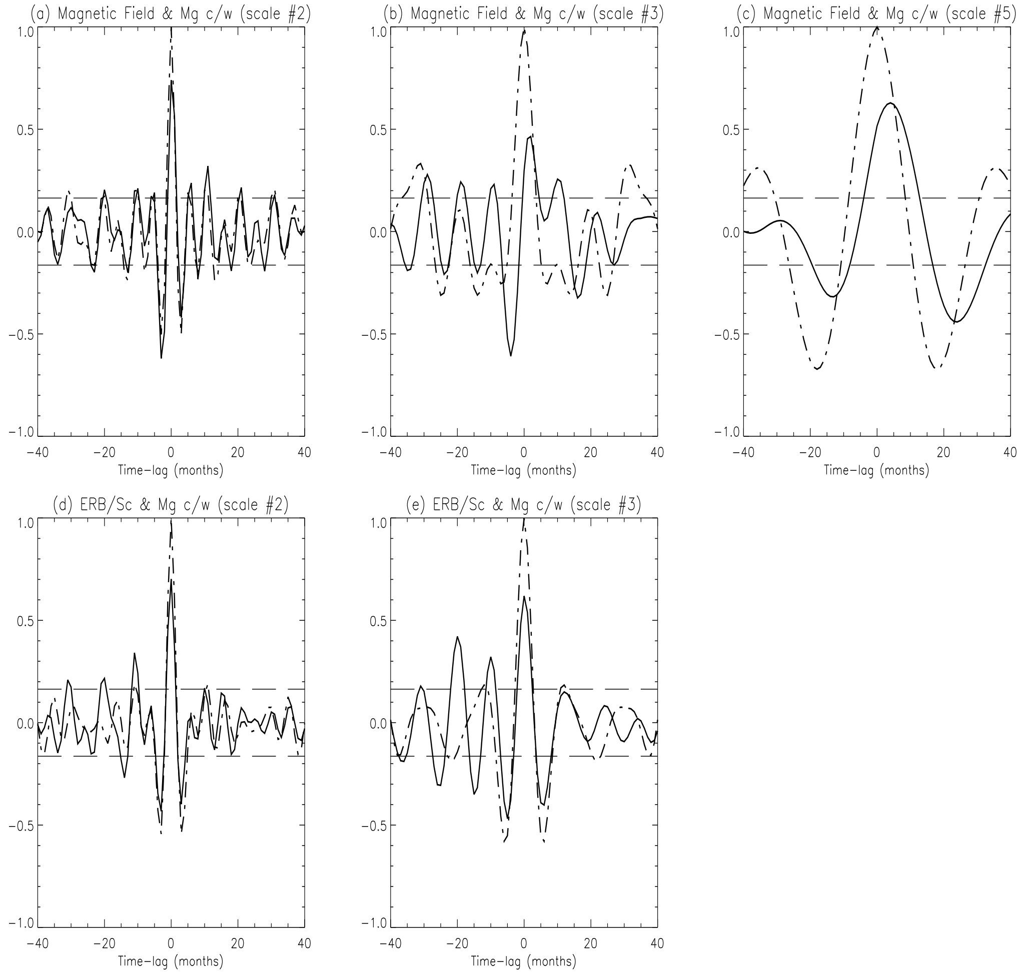


Figure 6.29: Cross-correlation between scale 2 (periodicities between 4 and 8 months) of the wavelet transform of the wavelet residuals of the magnetic field and Mg c/w (a) is presented. The same is shown in Fig. b for scale 3 (periodicities between 8 and 16 months) and in Fig. c for scale 5 (periodicities between 32 and 64 months). Figs. d, e show the cross-correlation between scale 2 (d) and between scale 3 (e) of the wavelet transform of the wavelet residuals of the Nimbus-7/ERB total irradiance corrected for sunspot darkening and Mg c/w. The horizontal dashed lines represent the significance level of the cross-correlation coefficients. In Figs. a, b, and c the dot-dashed lines represent the auto-correlation of the magnetic field for scales 2, 3 and 5, respectively. In Figs. d and e the dot-dashed lines represent the auto-correlation of the ERB/S_c total solar irradiance for scales 2 and 3, respectively.

between the changes in total irradiance corrected for sunspot darkening and the Mg c/w ratio, used as a proxy for bright magnetic features.

The observed time delays between various datasets representing photospheric and chromospheric conditions indicate that the response of the chromospheric layers to the magnetic field variations is quite different than that of the photosphere. Therefore, using chromospheric indices to estimate the effect of photospheric faculae on total irradiance, especially on long time scales, is not adequate. In order to understand the observed phase shifts between photospheric and chromospheric data, detailed studies of spatially resolved data covering long time intervals are needed. Analysis of high resolution solar images has been in progress in various observatories, such as the National Solar Observatories at Sacramento Peak and Kitt Peak, Big Bear, High Altitude and Mt. Wilson Solar Observatories. The observations of the Michelson Doppler Imager on the SOlar Helioseismology Observatory (SOHO) satellite will dramatically improve our knowledge and capability of interpreting the results described in this paper. One must emphasize that analysis and interpretation of the time-delays found between the magnetic field and solar radiation emitted from different layers of the solar atmosphere will lead to a better understanding of the dynamics taking place below, in, and above the photosphere and will lead to a better understanding of the basic mechanism governing solar variability.

Acknowledgements: The research described in this paper was carried out by the Laboratoire Cassini associe au C.N.R.S. (U.R.A. 1362) of the Observatoire de la Côte d'Azur and the Jet Propulsion Laboratory, California Institute of Technology under a contract with the National Aeronautics and Space Administration. The SMM/ACRIM I data used in this study have been produced by the Solar Irradiance Monitoring Group at JPL. The Nimbus-7/ERB data were kindly provided by Dr. D. Hoyt. We acknowledge the NASA/GSFC Ozone Processing Team (OPT) for the Nimbus-7/SBUV1 data and the NOAA/NESDIS for the SBUV2 data. The NSO/Kitt Peak magnetic data used here are produced cooperatively by NSF/NOAO, NASA/GSFC and NOAA/SEL. We are grateful to Claus Fröhlich Eric Fossat for their comments.

Bai, T. and Sturrock, P.A.: 1991, *Nature* **350**, 141.

Bai, T. and Sturrock, P.A.: 1993, *Astrophys. J.* **409**, 476.

Bouwer, S.D.: 1992, *Solar Phys.* **142**, 365.

Chapman, G.: 1987, *Rev. Astron. Astrophys.* **25**, 633.

Chatfield, C.: 1984, *The analysis of time series*, Chapman and Hall (eds.), p. 25.

Delache, Ph., Laclare F. and Sadsaoud, H.: 1985 *Nature* **317**, 416.

Delache, Ph., Laclare F. and Sadsaoud, H.: 1986, in J. Christensen-Dalsgaard and S. Frandsen (eds.) *Advance in Helio- and Asteroseismology*, IAU press, p. 223.

Donnelly, R.F., Heath, D.F., Lean, J. and Rottman, G.J.: 1983, *J. Geophys. Res.* **88**, 9883.

Donnelly, R.F., White, O.R. and Livingston, W.C.: 1994, *Solar Phys.* **152**, 69.

Foukal, P. and Lean, J.: 1988, *Astrophys. J.* **328**, 347.

Fröhlich, C. and Pap, J.: 1989, *Astron. Astrophys.* **220**, 272.

Fröhlich, C., Foukal, P.V., Hickey, L.R., Hudson, H.S. and Willson, R.C.: 1991, in C.P. Sonett, M.S. Giampapa and M.S. Matthews (eds.) *The Sun in Time*, University of Arizona Press, p. 11.

Fröhlich, C., Pap, J. and Hudson, H.S.: 1994, *Solar Phys.* **152**, 111.

Fröhlich, C.: 1994, in J. Pap, C. Fröhlich, H.S. Hudson and S.K. Solanki (eds.), *The Sun as a Variable Star: Solar and Stellar Irradiance Variations*, Cambridge Univ. Press, p. 28.

Gavryusev, V., Gavryuseva, E., Delache, Ph. and Laclare, F.: 1994, *Astron. Astrophys.* **286**, 305.

Gavryusev, V. and Gavryuseva, E.: 1994, *Astron. Astrophys.* **283**, 978.

Harvey, K.: 1994, in J.M. Pap, C. Fröhlich, H.S. Hudson and S.K. Solanki (eds.), *The Sun as a Variable Star: Solar and Stellar Irradiance Variations*, Cambridge Univ. Press, p. 217.

Heath D.F. and Schlesinger, B.M.: 1986, *J. Geophys. Res.* **91**, No. D8, 8672.

Hoyt, D.V., Kyle, H.L., Hickey, J.R. and Maschhoff, R.H.: 1992, *J. Geophys. Res.* **97**, 51.

Kuhn, J., Libbrecht, K.G. and Dicke, R.: 1988, *Science* **242**, 908.

Lean, J. and Repoff, T.P.: 1987, *J. Geophys. Res.* **92 D5**, 5555.

Lean, J., Skumanich, A., White, O.R. and Rind, D.: 1994, in J.M. Pap, C. Fröhlich, H.S. Hudson and S.K. Solanki (eds.), *The Sun as a Variable Star: Solar and Stellar Irradiance Variations*, Cambridge Univ. Press, p. 236.

Lee III, R.B., Gibson, M.A., Wilson, R.S. and Thomas, S.: 1995, *J. Geophys. Res.* **???**, 1667.

Mallat, S.G.: 1989, *IEEE Transf. on Pattern Anal. and Machine Intell.* **11**, No. 7, 674.

Meyer, Y.: 1993, it Wavelets, algorithms and applications, SIAM (eds.), Philadelphia.

Nesme-Ribes, E., Sokoloff, D. and Sadourney, R.: 1994, in J.M. Pap, C. Fröhlich, H.S. Hudson and S.K. Solanki (eds.), *The Sun as a Variable Star: Solar and Stellar Irradiance Variations*, Cambridge Univ. Press, p. 244.

Pap, J., Tobiska, W.K. and Bouwer, S.D.: 1990, *Solar Phys.* **129**, 165.

Pap, J. and Fröhlich, C.: 1992, in R.F. Donnelly (eds.), *Proc. Solar Electromagnetic Radiation Study for Solar Cycle 22*, SEL, NOAA/ERL, Boulder, p. 62.

Pap, J., Willson, R.C., Frohlich, C., Donnelly, R.F. and Puga, L.: 1994, *Solar Phys.* **152**, 13.

Pap, J., Vigouroux, A. and Delache, Ph.: 1995, *Solar Phys.*, **167**, 125.

Priestly, M.B.: 1993, paper presented at the International Conference on Applications of Time Series Analysis in Astronomy and Meteorology, Padua, Italy, Sept. 1993.

Ribes, J.C. and Nesme-Ribes, E.: 1993, *Astron. Astrophys.* **276**, 549.

Ribes, E., Mein, P. and Mangeney, A.: 1985, *Nature* **318**, 170.

Rieger, E., Kanbach, G., Reppin, C., Share, G.H., Forrest, D.J. and Chupp, E.L.: 1984, *Nature* **312**, 623.

Ulrich, R. and Bertello, L.: 1995, *Nature* **377**, 214.

Vigouroux, A. and Delache, Ph.: 1993, *Astron. Astrophys.* **278**, 607.

Vigouroux, A. and Delache, Ph.: 1994, *Solar Phys.* **152**, 267.

Willson, R.C. and Hudson, H.S.: 1988, *Nature* **332**, 810.

Willson, R.C. and Hudson, H.S.: 1991, *Nature* **351**, 42.

Wolff, C.L. and Hickey, J.R.: 1987, *Sciences* **235**, 1631.

Conclusion

Martin Schwarzschild (1961), dans un article de revue sur la convection dans les étoiles, écrivait :

> *The more we learn about the actual state of a complex physical entity such as a star, the messier the picture gets.*

Cette remarque reflète assez bien la difficulté que nous avons, encore actuellement, de relier toutes les pièces du puzzle "Soleil". Nous disposons en effet de nombreuses séries de mesures temporelles et spatiales de différents indicateurs de l'activité solaire. Parfois ces séries temporelles sont très longues et peuvent même couvrir quelques siècles comme celle relative au nombre de taches qui sont observées depuis le début du XVII^e siècle. Les diverses observations nous renseignent sur l'état de l'activité solaire et, indirectement (par comparaison avec les résultats théoriques), sur les mécanismes qui sont à la base de cette activité. Afin d'extraire le maximum de renseignements des séries de mesures, il est nécessaire de les analyser et de les comparer. J'ai développé dans cette thèse des méthodes d'analyse liées à ces deux concepts.
Je récapitule les résultats obtenus puis exposerai les perspectives.

L'analyse

L'analyse doit se faire à l'aide de méthodes appropriées qui n'impliquent pas d'hypothèses sur les données. La méthode classique d'analyse par Fourier véhicule avec elle une pétition de principe, qui n'est d'ailleurs pas toujours bien consciente : l'hypothèse que le signal soit réellement constitué d'ondes stationnaires. Si l'on a affaire, par exemple, à un signal qui par intermittence présente des paliers constants, on voit qu'une superposition d'un nombre fini de sinusoïdes pures ne saurait le représenter convenablement lors de ces paliers. De même, une onde amortie demandera que l'on prenne en compte tout le spectre, au voisinage de la fréquence de l'onde, y compris l'information de phase. On voit donc l'intérêt qu'il peut y avoir à chercher à s'affranchir des limitations intrinsèques de l'analyse de Fourier, et à la remplacer dans certains cas par une analyse à la fois temporelle et fréquentielle. De telles méthodes ont été développées ; une analyse très efficace est connue sous le nom d'analyse par ondelettes et date du début des années 1980.

Sous la direction de Philippe Delache, j'ai développé des algorithmes, mettant en œuvre l'analyse en ondelettes et celle par Fourier (Vigouroux et Delache, 1993, 1994), qui permettent d'extraire le signal utile des données originelles, par une méthode basée sur des simulations du bruit et des données bruitées.

L'analyse en ondelettes a révélé sa supériorité lors de l'étude de la série temporelle du diamètre solaire apparent mesuré à l'astrolabe du CERGA (Vigouroux et Delache 1993). Cette étude a aussi permis de montrer que le diamètre apparent variait même s'il est encore difficile de relier ces variations à celles du diamètre réel. Une étude parallèle des différents diamètres apparents obtenus à différentes latitudes héliographiques suggère qu'il existe un écart systématique au diamètre moyen apparent, fonction de la latitude héliographique. Cette variation sera vraissemblablement confirmée l'étude du diamètre apparent mesuré avec un astrolabe à l'observatoire de Valinhos au Brézil (travail en collaboration avec P. Cesar, F. Laclare et N. Leister). Quelques hypothèses concernant les mécanismes liés à ces écarts au diamètre moyen ont été données au chapitre 4.

Une analyse similaire à celle effectuée sur la série temporelle du diamètre apparent a été faite sur le nombre de Wolf disponible depuis 1749 (Vigouroux et Delache 1994). Cette étude a montré qu'une description purement modale des données comme des interférences entre des oscillations stables constituait une information biaisée de l'information réelle contenue dans le signal. Le cycle de 11 ans doit, de préférence, être décrit dans un plan temps-fréquence ou dans un plan de Fourier en prenant en compte une large bande spectrale.

La comparaison

Les différentes séries de mesures utilisées au cours de cette thèse, et pour lesquelles des comparaisons ont été effectuées, sont :

le champ magnétique intégré sur tout le disque : de janvier 1977 à avril 1992
le PSI (Photometric Sunspot Index) : de novembre 1978 à février 1993
l'irradiance totale mesurée par ERB : de novembre 1978 à janvier 1993
l'irradiance totale mesurée par ACRIM I : de février 1980 à mai 1989
le rapport centre-bord du doublet du magnésium non résolu : de novembre 1978 à août 1994
l'hélium neutre : de janvier 1960 à janvier 1993 de novembre 1978 à août 1994
le flux radio à 10,7 cm : de janvier 1960 à septembre 1992

Les deux premières séries temporelles sont directement relatives à l'activité magnétique, la seconde étant cependant un indice calculé, destiné à estimer le déficit en irradiance dû aux taches. Ces indicateurs sont donc originaires de la photoshère, mince couche de la surface du Soleil. L'irradiance totale représente le flux total (intégré sur tout le spectre des longueurs d'onde) émis par la couche photosphérique et reçu à une unité astronomique du Soleil, en-dehors de l'atmosphère terrestre (qui absorbe une bonne partie des radiations solaires). Les raies h et k du magnésium se forment dans la chromosphère, à 800 km environ de la surface ; elle est généralement considérée comme un bon indicateur de l'irradiance dans l'ultraviolet. La raie de l'hélium se forme plus haut dans l'atmosphère et sa variabilité est due à l'activité chromosphérique et coronale. Le flux radio à 10,7 cm est originaire de la basse couronne.
La comparaison des variations de ces différents indices peut par conséquent fournir des indications précieuses quant aux mécanismes de base les générant et à leur influence sur les diverses couches atmosphériques solaires.

J'ai étudié ces différents indices dans le plan temps-fréquence (par transformation en ondelettes) en m'intéressant particulièrement au domaine fréquentiel comprenant l'inverse de la période de rotation solaire. Les résultats ont montré que, sur des échelles de temps de l'ordre de la rotation, tous ces indicateurs sont influencés par le même phénomène physique (l'activité magnétique) et que leurs réactions à ce phénomène sont à peu près semblables

(les détails de l'étude sont donnés au chapitre 3). Les diagrammes temps-fréquence de ces différents indices ont de plus montré que la période de rotation solaire évoluait au cours d'un cycle de 11 ans, passant de 30 jours environ au maximum de l'activité solaire à 26 jours environ en fin de cycle (c'est-à-dire au minimum de l'activité). Cette évolution de la période illustre le déplacement des centres actifs des latitudes médianes vers l'équateur au cours d'un cycle solaire ainsi que les effets de la rotation différentielle.
J'ai aussi effectué une simulation empirique des variations du rapport centre-bord du doublet du magnésium non résolu. Cette simulation a été basée sur une étude approfondie des renseignements que peuvent fournir plusieurs diagrammes en ondelettes, calculés avec différentes résolution, de cet indice. La comparaison des résultats de la simulation avec les données réelles est très encourageante (voir la fin du chapitre 3).

Une autre type de comparaison des cinq premiers indices de la liste a été effectué en collaboration avec Judit Pap. Nous avons tout d'abord calculé les dispersions des valeurs journalières des différents indices sur un mois (Pap, Vigouroux et Delache 1996). La représentation, pour chacun de ces indices, des valeurs dispersions en fonction des moyennes correspondantes, a montré, sans surprise, que les fluctuations des valeurs journalières étaient plus grandes en période de forte activité. Ces diagrammes permettent aussi de localiser précisément la période pendant laquelle l'activité solaire est à son minimum. Nous avons ainsi pu déterminer les dates de début et de fin de minimum pour chacun des indices utilisés. Ainsi défini, la longueur du minimum détecté dans l'irradiance totale et dans l'index du magnésium est différente de celle des minimums du champ magnétique intégré sur tout le disque et du PSI. Par ailleurs, nos résultats ont montré que l'irradiance totale corrigée de l'effet des taches et l'index du magnésium commencent la montée du cycle suivant 8 à 10 mois plus tôt que les indices relatifs aux champs magnétiques. Nous ne savons pas encore si ce décalage est lié à un couplage non linéaire existant entre les différentes couches de l'atmosphère solaire ou si c'est parce que le champ magnétique intégré sur tout le disque (et *a fortiori* le PSI) ne tient pas compte des éléments magnétiques à petites échelles et/ou à faible champ qui influencent directement l'irradiance totale et dans l'ultraviolet.

Nous avons aussi comparé dans une autre étude (Vigouroux et Pap 1995, Vigouroux, Pap et Delache, soumis) les variations à court terme (c'est-à-dire celles intervenant sur des échelles de temps comprises entre un mois et 8 ans) de ces différents indices. Les variations à court terme ont été sélectionnées par une analyse en ondelettes des séries temporelles. Nos résultats ont montré que l'irradiance totale et l'index du magnésium ont des variations similaires à celles du champ magnétique intégré sur tout le disque si l'on ne considère que les échelles de variations de l'ordre de 4 à 8 mois, représentatives du temps d'évolution des complexes d'activité. En revanche, sur des échelles de temps supérieures, des décalages systématiques ont été constatés entre les variations des indices relatifs à l'irradiance et ceux relatifs aux champs magnétiques, ces derniers étant en avance par rapport aux précédents. Par ailleurs, l'index du magnésium et l'irradiance totale corrigée de l'effet des taches sont fortement corrélés quelles que soient les échelles de variations considérées, mettant ainsi en évidence qu'ils sont tous deux fortement influencés par les mêmes mécanismes (principalement les champs magnétiques hors taches). Cependant, nos résultats révèlent aussi l'existence d'une corrélation pour un décalage de 10 mois entre l'index du magnésium et l'irradiance totale corrigée de l'effet des taches : ceci indique que, même si globalement la corrélation est forte entre les deux indices, la réponse des couches photosphériques aux variations du champ magnétique peut être différente de celle des couches chromosphériques. Ce résultat implique aussi que les indices d'origine chromosphériques ne sont pas de très bons indicateurs de l'effet à long terme des facules sur l'irradiance totale.

Les perspectives

Afin de comprendre l'origine des décalages entre les différentes séries temporelles, il est nécessaire de travailler sur des images haute résolution du Soleil prises dans les différentes couches de l'atmosphère solaire au même moment. L'analyse de telles images est actuellement en cours de réalisation (White 1995, Kariyappa et Pap 1996). Ces analyses sont cependant très longues car les objectifs à atteindre requièrent la séparation des différents éléments magnétiques en terme du flux convoyé et par conséquent de l'impact différent qu'ils peuvent avoir sur l'irradiance totale. Il est aussi nécessaire d'estimer la contribution des régions solaires hors champ magnétique. Différentes techniques comme l'intelligence artificielle et/ou la reconnaissance de forme peuvent considérablement aider à la détection et à la séparation des différentes structures présentes sur le disque solaire. Malheureusement les séries temporelles existantes, bien qu'elles aient l'avantage de couvrir plusieurs cycles solaires, ne sont pas d'une précision suffisante pour une bonne estimation des effets induits sur l'irradiance totale. Les observations à haute résolution faites par le Michelson Doppler Imager (à bord de SOHO[5]) vont, par conséquent, considérablement améliorer notre connaissance et notre habileté à interpréter les résultats décrits dans Vigouroux, Pap et Delache (1996). Il sera en effet possible de séparer avec précision les contributions des différentes régions du Soleil aux variations de l'irradiance. Notons aussi qu'il sera possible à l'aide des données de cet instrument de mesurer le diamètre solaire et d'estimer les effets sur le rayon dus aux passages de taches et de facules sur le bord du disque.
Par ailleurs, les analyses des premières données des trois radiomètres de l'instrument VIRGO (Variability of solar IRradiance and Gravity Oscillations installé à bord de SOHO) montrent que l'influence des taches sur l'irradiance relève d'un phénomène assez complexe : Claus Fröhlich a en effet montré, au cours du worskhop SOLERS22[6], que le passage d'une petite tache sur le disque solaire avait d'abord augmenté l'irradiance totale avant de la diminuer. De plus, cette variation est différente suivant la longueur d'onde du radiomètre. La reconstruction d'un PSI tenant compte de tous ces effets sera par conséquent nécessaire.

Un programme d'observation photométrique à haute résolution du Soleil a récemment été mis en place. Le Precision Solar Photometric Telescope Program (PSPT) fait parti du projet RISE (Radiative Inputs of the Sun to Earth) d'observation des variations de l'irradiance totale. Le PSPT sera constitué à terme de trois télescopes identiques observant dans la raie K du calcium ionisé à 393,3 nm et dans le continuum. La localisation de ces télescopes à des endroits différents sur le globe permettra d'obtenir une série temporelle qui sera le moins possible perturbée par l'interruption jour-nuit. Les images du disque solaire auront une précision photométrique de 0,1% et permettront l'étude détaillée de l'assombrissement centre-bord du disque, des structures photosphériques (telles les facules et les taches) et des chromosphériques (telles les plages). Les images fourniront aussi des mesures précises des coordonnées des taches, de leur ombre et pénombre ainsi que de leur

[5]SOlar and Heliosysmology Observatory.

[6]SOLar Electromagnetic Radiation Study for solar cycle 22, ce colloque s'est tenu à Sacramento Peak (Sunspot, Nouveau Mexique) du 17 au 21 juin 1996.

contraste. Ce projet concerne une étude à long terme de l'influence de différents éléments photosphériques sur l'irradiance totale contrairement aux instruments du satellite SOHO qui n'opèreront "que" pour une durée maximale de 6 ans. Un premier instrument est installé à l'observatoire de Rome et fournit déjà des images. Un second télescope est en cours de construction et sera installé à l'observatoire de Sacramento Peak.

N'oublions pas que le principal vecteur de la variation des différents indices de l'activité solaire, dont l'irradiance totale, est le champ magnétique. Le télescope franco-italien THEMIS (Télescope Héliographique pour l'Etude du Magnétisme et des Instabilités Solaires), inauguré il y a peu de temps sur le site de l'observatoire de Tenerife (Canaries), a été conçu pour l'observation des structures fines du champ magnétique et des mouvements de la matière dans l'atmosphère solaire. Il va donc fournir des données quantitatives sur le vecteur champ magnétique à diverses altitudes et des informations sur la concentration du champ magnétique à très petites échelles. Sachant que ces structures magnétiques à très petites échelles peuvent avoir une influence non négligeable sur les variations de l'irradiance solaire (Solanki 1994), les résultats des analyses de données de ce télescope seront eux aussi de la première importance pour la compréhension des mécanismes gouvernant la variabilité de l'irradiance totale.

Nous entrons actuellement dans une période au cours de laquelle des données à haute résolution du Soleil seront disponibles en abondance. L'interprétation des décalages que nous avons trouvés entre les séries temporelles relatives aux champs magnétiques et celles relatives aux radiations émises par les différentes couches du Soleil sera alors possible. La poursuite de ce travail permettra de mieux comprendre la dynamique de la zone convective, photosphérique et chromosphérique et les mécanismes qui sont à la base de la variabilité du Soleil.

Annexe

Copie de l'article paru dans :
Compte Rendu de l'Académie des Sciences, tome **321**, série II b, p 525-532, en 1995
sous le titre :

Wavelet analysis of the Maunder minimum as recorded in solar diameter data

Nesme-Ribes, E., Frick, P., Sokoloff, D., Zakharov, V., Ribes, J. C., Vigouroux, A. et Laclare, F.

.

Références bibliographiques

Albregtsen et Maltby, P. : 1981, "Solar cycle variations of sunspot intensity", *Solar Phys.* **71**, 269-283.

Audic, S., Guillot T. et Weiss, N. : 1992, "Structures des champs magnétiques solaires et stellaires", adaptation du cours de N. Weiss donné à l'école d'Aussois à l'automne 1992, *Cours de structure interne, 4° session, production et rôle du champ magnétique*, 1-50.

Auwers, A. : 1891, *Astr. Nachr.* **128**, 361-365.

Avrett, E. H. : 1992, "Temporal variations of near-UV, visible, and infrared spectral irradiance from a theorical view point", dans *Proceedings of the workshop on the Solar Electromagnetic Radiation Study for Solar cycle 21*, ed. R.F. Donnelly, publié par le Space Environment Laboratory, NOAA ERL, 20-42.

Bai, T. et Sturrock, P. A. : 1991, "The 154-day and related periodicities of oslar activity as subharmonics of a fundamental period", *Nature* **350**, 141-143.

Bai, T. et Sturrock, P. A. : 1993, "Evidence for a fundamental period of the Sun and its relation to the 154 day complex of periodicities", *Astrophys. J.* **409**, 476-486.

Balthazar, H. et Wöhl, H. : 1983, "On the determination of heliographic positions and rotation velocities of sunspots: II. Systematic effects caused by the Wilson depression", *Solar Phys.* **88**, 71-75.

Baliunas, S. L. et Jastrow, R. : 1990, "Evidence for long-term brightness changes of solar-type stars", *Nature* **348**, 520-523.

Baliunas, S. L. : 1991, "The past, present and future of solar magnetism: stellar magnetic activity", dans *The Sun in time*, eds. C.P. Sonett, M.S. Giampapa et M.S. Matthews, University of Arizona Press, Tucson, 809-831.

Baliunas, S. L., Donahue, R. A., Soon, W. H., Horne, J. H., Frazer, J., Woodard-Eklund, L, Bradford, M., Rao, L. M., Wilson, O. C., Zhang, Q., Bennett, W., Briggs, J., Carroll, S. M., Duncan, D. K., Figueroa, D., Lanning, H. H., Misch, A., Mueller, J., Noyes, R. W., Poppe, D., Porter, A. C., Robinson, C. R., Russel, J., Shelton, J. C., Soyumer, T., Vaughan, A. H. et Whitney, J. H. : 1995, "Chromospheric variations in main-sequence stars. II", *Astrophys. J.* **438**, 269-287.

Beck, J. G. et Chapman, G. A. : 1993, "A study of the contrast of sunspots from photometric images", *Solar Phys.* **146**, 49-60.

Beck, R., Gericke, V., Hilbrecht, H., Jahn, C. H., Junker, E., Reinsch, K., Völker, P. : 1994, "The Sun", dans *Compendium of practical astronomy. Volume 2: Earth and* *solar system*, ed. G. D. Roth, traduit et révisé par H. J. Augensen et W. D. Heintz, Springer, Berlin, 1-83.

Beer, J., Raisbeck, G. M. et Yiou, F. : 1991, "Time variations of ^{10}Be and solar activity", dans *The Sun in time*, eds. C.P. Sonett, M.S. Giampapa et M.S. Matthews, University of Arizona Press, Tucson, 343-359.

Braun, D. C., Duvall Jr., T. L. et LaBonte, B. J. : 1988, "The absorption of high-degree p-mode oscillations in and around sunspots", *Astrophys. J.* **335**, 1015-1025.

Bogdan T. J. et Zweibel, E. G. : 1987, "Propagation of compressive waves through fibril magnetic field", *Astrophys. J.* **312**, 444-456.

Brooks, R. C. : 1988, "Errors in measurements of the solar diameter in the seventeenth and eighteenth centuries", dans *Journal for the history of astronomy* **19** part 4, *n^o* 59, 239-255.

Brown, T. M. : 1982, "Seeing-independent definitions of the solar limb position", *Astron. Astrophys.* **116**, 260-264.

Brown, T. M., Elmore, D. F., Lacey, L. et Hull, H. : 1982, "Solar diameter monitor: an instrument to measure long-term changes", *Applied Optics* **21**, 3588-3596.

Brown, T. M. : 1988, "Ground-based observations relating to the global state of the Sun", dans *Solar radiative output variation*, ed. P. Foukal, Cambridge, 176-188.

Brown, T. M., Christensen-Dalsgaard, J., Dziembowski, W. A., Goode, P., Gough, D. O. et Morrow, C. A. : 1989, "Infering the Sun's internal angular velocity from observed p-mode frequency splittings", *Astrophys. J.* **343**, 526-546.

Butler, C. J. : 1994, "Maximum and minimum temperatures at Armagh observatory, 1844-1992, and the length of the sunspot cycle", *Solar Phys.* **152**, 35-42.

Carbonell, M., Oliver, R. et Ballester, J. L. : 1994, "A search for chaotic behaviour in solar activity", *Astron. Astrophys.* **290**, 983-994.

Chapman, G. A., Cookson, A. C. et Dobias, J. J. : 1993, "Changes in bolometric contrast of sunspots", *Bull. American Astron. Soc.* **183**, ?-?.

Chapman, G. A. et Ziegler, B. : 1993, "Analysis of 1983 observations with an extreme limb photometer", *Solar Phys.* **?**, ?-?.

Chapman, G. A., Cookson, A. C. et Dobias, J. J. : 1994, "On the ratio of facular area to sunspot area", *Bull. American Astron. Soc.* **185**, ?-?.

Chollet, F. et Laclare, F. : 1977, "Observations expérimentales du Soleil à l'astrolabe du CERGA", *Astron. Astrophys.* **56**, 207-210.

Chou, D.-Y. et Wang, H. : 1987, "The separation velocity of emerging magnetic flux", *Solar Phys.* **110**, 81-99.

Christensen-Dalsgaard, J., Gough, D. O. et Thompson, M. J. : 1991, "The depth of the solar convection zone", *Astrophys. J.* **378**, 413-437.

Cowling, T. G. : 1934, "The magnetic field of sunspots", *Mon. Not. R. Astr. Soc.* **94**, 39-48.

Cowling, T. G. : 1946, "The growth and decay of the sunspot magnetic field", *Mon. Not. R. Astr. Soc.* **106**, 218-224.

Cowling, T. G. : 1976, *Magnetohydrodynamics*, Adam Hilger, Bristol.

Damon, P. E. et Sonett, C. P. : 1991, "Solar and terrestrial components of the atmospheric ^{14}C variations spectrum", dans *The Sun in time*, eds. C.P. Sonett, M.S. Giampapa et M.S. Matthews, University of Arizona Press, Tucson, 360-388.

Dawes, W. R. : 1864, "Results of some recent observations of the solar surface, with remarks", *Mon. Not. R. Astr. Soc.* **24**, 161-165.

Deubner, F. L. : 1972, "Some properties of velocity fields in the solar photosphere", *Solar Phys.* **22**, 263-275.

Delache, Ph. et Scherrer, P. H. : 1983, "Detection of solar gravity mode oscillation", *Nature* **306**, 651-653.

Delache, Ph., Laclare, F. et Sadsaoud, H. : 1985, "Long period oscillations in solar diameter measurements", *Nature* **317**, 416-418.

Delache, Ph. : 1986, "Long period variations in solar diameter", dans *Seismology of the Sun and the distant stars*, ed. D.O. Gough, publié par R. Reidel, 305-308.

Delache, Ph., Laclare, F. et Sadsaoud, H. : 1988, "Long periods in diameter, irradiance and activity of the Sun", dans *Advances in helio-asteroseismology*, eds. J. Christensen-Dalsgaard et S. Frandsen, 223-226.

Delache, Ph., Gavryusev, V., Gavryuseva, E., Laclare, F., Régulo, C. et Roca Cortés, T. : 1993a, "Time correlation between solar structural parameters: *p*-mode frequencies, radius, and neutrino flux", *Astrophys. J.* **407**, 801-805.

Delache, Ph., Laclare, F., Gavryusev, V. et Gavryuseva, E. : 1993b, "Signal and noise in long duration solar radius observations", *Mem. Soc. Astron. It.* **64**, 237-244.

Deland, M. T. et Cebula, R. P. : 1994, "Comparisons of the Mg II index products from the NOAA-9 and NOAA-11 SBUV/2 instruments", *Solar Phys.* **152**, 61-68.

DeLuca, E. E. et Gilman, P. A. : 1991, "The solar dynamo", dans *Solar interior and atmosphere*, eds. A.N. Cox, W.C. Livingston et M.S. Matthews, University of Arizona Press, Tucson, 275-303.

Dicke, R. H., Kuhn, J. R. et Libbrecht, K. G. : 1987, "Is the solar oblateness variable ? measurements of 1985", *Astrophys. J.* **318**, 451-458.

Donnelly, R. F. : 1988, "The solar UV Mg II core-to-wing ratio from the NOAA9 satellite during the rise of solar cycle 22", *Adv. Space Res.* **8**, 77-80.

Donnelly, R. F., White, O. R. et Livingston, W. C. : 1994, "The solar Ca II K index and the Mg II core-to-wing ratio", *Solar Phys.* **152**, 69-76.

Dunham, D. W., Sofia, S., Fiala, A. D., Herald, D. et Muller, P. M. : 1980, "Observations of a probable change in the solar radius between 1715 and 1979", *Science* **210**, 1243-1243.

Eddy, J. A. : 1975, "The Maunder minimum", *Science* **236**, 92-99.

Eddy, J. A. et Boornazian, A. A. : 1979, *Bull. American Astron. Soc.* **11**, 437-437.

Feynman, J. et Gabriel, S. B. : 1990, "Period and phase of the 88-year solar cycle and the Maunder minimum: evidence for a chaotic Sun", *Solar Phys.* **127**, 393-403.

Foukal, P. et Lean, J. : 1986, "The influence of faculae on total solar irradiance and luminosity", *Astrophys. J.* **302**, 826-835.

Foukal, P. et Lean, J. : 1988, "Magnetic modulation of solar luminosity by photospheric activity", *Astrophys. J.* **328**, 347-357.

Foukal, P. et Lean, J. : 1990, "An empirical model of total solar irradiance variation between 1874 and 1988", *Science* **247**, 556-559.

Foukal, P., Harvey, K. et Hill, F. : 1991, "Do changes in the photospheric magnetic network cause the 11-year variation of total solar irradiance", *Astrophys. J. Lett.* **383**, L89-L92.

Frazier, E. N. et Stenflo, J. O. : 1972, "On the small-scale structure of solar magnetic field", *Solar Phys.* **27**, 330-346.

Fredga, K. : 1971, "A comparaison between Mg II and Ca II spectroheliogram', *Solar Phys.* **21**, 60-81.

Friis-Christensen, E. et Lassen, K. : 1991, "Length of the solar cycle: an indicator of solar activity closely associated with climate", *Science* **254**, 698-700.

Friis-Christensen, E. et Lassen, K. : 1994, "Solar activity and global temperature", dans *The Sun as a variable star. Solar and stellar irradiance variations*, eds. J.M. Pap, C. Fröhlich, H.S. Hudson et S.K. Solanki, Cambridge University Press, 339-347.

Fröhlich, C. et Eddy, J. A. : 1984, "Observed relation between solar luminosity and radius", *Adv. Space Res.* **4**, 121-124.

Fröhlich, C., Foukal, P. V., Hickey, J. R., Hudson, H. S. et Willson, R. C. : 1991, "Solar irradiance variability from modern measurements", dans *The Sun in time*, eds. C.P. Sonett, M.S. Giampapa et M.S. Matthews, University of Arizona Press, Tucson, 11-29.

Fröhlich, C., Pap, J. M. et Hudson, H. S. : 1994, "Improvement of the photometric sunspot index and changes of the disk-integrated sunspot contrast with time", *Solar Phys.* **152**, 111-118.

Fröhlich, C. : 1994, "Irradiance observations of the Sun", dans *The Sun as a variable star. Solar and stellar irradiance variations*, eds. J.M. Pap, C. Fröhlich, H.S. Hudson et S.K. Solanki, Cambridge University Press, 28-36.

Gaizauskas, V., Harvey, K. L., Harvey, J. W. et Zwaan, C. : 1983, "Large-scale patterns formed by solar active regions during the ascending phase of cycle 21", *Astrophys. J.* **265**, 1056-1065.

Gaizauskas, V. : 1994, "A historical perspective in measurements of solar irradiance", dans *The Sun as a variable star. Solar and stellar irradiance variations*, eds. J.M. Pap, C. Fröhlich, H.S. Hudson et S.K. Solanki, Cambridge University Press, 1-3.

Galloway, D. J. et Weiss, N. O. : 1981, "Convection and magnetic fields in stars", *Astrophys. J.* **243**, 945-953.

Gavryusev, V., Gavryuseva, E. et Roslyakov, A. : 1991, "Statistical analysis of time variations of ^{37}Ar production rate in chlorine solar neutrino experiment", *Solar Phys.* **133**, 161-175.

Gavryusev, V., Gavryuseva, E., Delache, Ph. et Laclare, F. : 1994, "Periodicities in solar radius measurements", *Astron. Astrophys.* **286**, 305-308.

Gialanella, L. : 1943, *Contr. Sci. Oss. Roma* **109**, 1139-1139.

Gilliland, R. L. : 1981, "Solar radius variations over the past 265 years", *Astrophys. J.* **248**, 1144-1155.

Gilman, P. A. et Howard R. : 1984, "Variations in solar rotation with the sunspot cycle", *Astrophys. J.* **283**, 385-391.

Gilman, P. A., Morrow, C. A. et DeLuca, E. E. : 1989, "Angular momentum transport and dynamo action in the Sun: Implications of recent oscillation measurements", *Astrophys. J.* **338**, 528-537.

Glatzmaier, G. A. : 1985, "Numerical simulations of stellar convective dynamos: II. Field propogation in the cinvective zone", *Astrophys. J.* **291**, 300-307.

Golub, L., Davis, J. M. et Krieger, A. S. : 1979, "Anticorrelation of X-ray bright points with sunspot number, 1970-1978", *Astrophys. J. Lett.* **229**, L145-L150.

Gough, D. O. : 1981, "On the seat of the solar cycle", dans *Variations of the solar constant*, ed. S. Sofia, NASA report CP-2191.

Gouguenheim, L. : 1981, *Méthodes de l'astrophysique : comment connaitre et comprendre l'univers*, collection liaisons scientifiques aux éditions Hachette.

Hale, G. E. : 1908, "On the probable existence of a magnetic field in sun-spots", *Astrophys. J.* **28**, 315-343.

Harvey, K. L. : 1992, "Measurements of solar magnetic fields as an indicateur of solar activity evolution", dans *Proceedings of the workshop on the Solar Electromagnetic Radiation Study for Solar cycle 21*, ed. R.F. Donnelly, publié par le Space Environment Laboratory, NOAA ERL, 113-129.

Harvey, K. L. et Martin, S. F. : 1973, "Ephemeral active regions", *Solar Phys.* **32**, 389-402.

Heath, D. F. et Schlesinger, B. M. : 1986, "The Mg 280-nm doublet as a monitor of changes in solar irradiance", *J. Geophys. Research* **91**, 8672-8682.

Hickey, J. R., Alton, B. M, Kyle, H. L et Hoyt, D. : 1988?9, "Total solair irradiance measurements by ERB/Nimbus-7. A review of nine years", *Space Science Revue* **48**, 321-342.

Hill, H. A., Stebbins, R. T. et Oleson, J. R. : 1975, "The Finite Fourier Transform Definition of an edge on the solar disk", *Astrophys. J.* **200**, 484-498.

Hoyt, D. V. et Schatten, K. H. : 1992, "New information on solar activity, 1779-1818, from Sir William Herschel's unpublished notebooks", *Astrophys. J.* **384**, 361-384.

Hoyt, D. V., Kyle, H. L., Hickey, J. R. et Maschhoff, R. H. : 1992, "The Nimbus-7 solar total irradiance: a new algorithm for its derivation", *J. Geophys. Research* **97**, 51-63.

Hoyt, D. V., Schatten, K. H. et Nesme-Ribes, E. : 1994, "The one hundredth year of Rudolf Wolf's death: Do we have the correct reconstruction of solar activity", *Geophys. Res. Letters* **21**, 2067-2070.

Howard, R. et LaBonte, B. J. : 1981, "Surface magnetic fields during the solar activity cycle", *Solar Phys.* **74**, 131-145.

Howard, R. : 1984, "Solar rotation", *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **22**, 131-155.

Hudson, H. S., Silva, S., Woodard, M. et Willson, R. C. : 1982, "The effects of sunspots on solar irradiance", *Solar Phys.* **76**, 211-219.

Iben Jr., I. : 1967, "Stellar evolution. VI. Evolution from the main sequence to the red-giant branch for stars of mass 1 $M_\odot$, 1.25 $M_\odot$, and 1.5 $M_\odot$", *Astrophys. J.* **147**, 624-649.

Irbah, A., Laclare, F., Borgnino, J. et Merlin, G. : 1994, "Solar diameter measurements with Calern Observatory astrolabe and atmospheric turbulence effects", *Solar Phys.* **149**, 213-230.

Kariyappa, R. et Sivaraman, K. R. : 1994, "Variability of the solar chromospheric network over the solar cycle", *Solar Phys.* **152**, 139-144.

Kariyappa, R. et Pap, J. M. : 1996, "Contribution of chromospheric features to UV irradiance variability from spatially resolved CaII K spectroheliograms. I. A new method of analysis and preliminary results", *Solar Phys.* **167**, 115-123.

Kitai, R. et Muller, R. : 1984, "On the relation between chromospheric and photospheric fine structure in an active regions", *Solar Phys.* **90**, 303-314.

Kleeorin, N., Mond, M. et Rogachevskii : 1996, "Magnetohydrodynamic turbulence in the solar convective zone as a source of oscillations and sunspots formation", *Astron. Astrophys.* **307**, 293-309.

Kuhn, J. R., Libbrecht, K. G. et Dicke, R. H. : 1985, "Observations of a solar latitude-dependent limb brightness variation", *Astrophys. J.* **290**, 758-764.

Kuhn, J. R., Libbrecht, K. G. et Dicke, R. H. : 1988, "The surface temperature change of the Sun and changes in the solar constant", *Science* **242**, 908-911.

Kuhn, J. R. : 1991, "Inferring solar structure variations from photospheric amd helioseismic observations", *Adv. Space Res.* **11**, 171-184.

Kuhn, J. R., Libbrecht, K. G. : 1991, "Nonfacular solar luminosity variations", *Astrophys. J. Lett.* **381**, L35-L37.

Kroll, R. J. : 1994, "The observed spatial non-uniformity and temporal variability of the solar limb-darkening function", dans *The solar engine and its influence on terrestrial atmosphere and climate*, ed. E. Nesme-Ribes, NATO A.S.I. Series **25**, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 185-191.

LaBonte, B. J. et Howard, R. : 1981, "Measurement of solar radius changes", *Science* **214**, 907-909.

Laclare, F. : 1975, "Solar observations carried out with the astrolabe of Danjon",*C. R. Acad. Sc. série B* **280**, 13-15.

Laclare, F., Demarcq, J. et Chollet, F. : 1980, "The realization of a solar astrolabe at the Centre d'Etudes et de Recherches Géodynamiques et Astronomiques", *C. R. Acad. Sc. série B* **291**, 189-192.

Laclare, F. : 1983, "Mesures du diamètre solaire à l'astrolabe", *Astron. Astrophys.* **125**, 200-203.

Laclare, F. et Merlin, G. : 1991, "L'astrolabe solaire impersonnalisé par l'emploi d'une caméra C.C.D. Application à la mesure du diamètre solaire", *C. R. Acad. Sc. série II* **313**, 323-330.

Laclare, F., Delmas, C., Coin, J. P. et Irbah, A. : 1996, "Measurements and variations of the solar diameter", *Solar Phys.* **166**, 211-230.

Lang, K. R. : 1995, *Sun, Earth and Sky*, aux éditions Springer, Berlin.

Leawrence, J. K. et Chapman, G. A. : 1990, "Photometric observations of the energetics of small solar active regions", *Astrophys. J.* **361**, 709-717.

Lazrek, M., Pantel, A., Fossat, E., Gelly, B., Schmider, F. X., Fierry-Fraillon, D., Grec, G., Loudagh, S., Ehgamberdiev, S., Khamitov, I. Hoeksema, J. T., Pallé, P. L. et Régulo, C. : 1996, "Is the solar core rotating faster or slower than the envelope ?", *Solar Phys.* **166**, 1-16.

Lean, J. : 1991, "Variations in the Sun's radiative output", *Review of Geophysics* **29**, 505-535.

Lean, J. L., Skumanich, A. et White, O. R. : 1992, "Estimating of the Sun's radiative output during the Maunder minimum", *Geophysical Res. Letters* **19**, 1591-1594.

Lean, J. L., Beer, J. et Bradley, R. : 1995a, "Reconstruction of solar irradiance since 1610: implications for climate change", *Geophysical Res. Letters* **22**, 3195-3198.

Lean, J. L., White, O. R. et Skumanich, A. : 1995b, "On the solar ultraviolet spectral irradiance during the Maunder Minimum", *Global Biogeochemical Cycles* **9**, No. 2, 171-182.

Lebovitz, N. R. : 1966, "On the necessity of Schwarzschild's criterium for stability", *Astrophys. J.* **146**, 946-949.

Lee, R. B., III, Barkstrom, B. R. et Cess, R. D. : 1987, "Characteristics of the Earth Radiation Budget Experiment solar monitors", *Applied Optics* **26**, 3090-3096.

Lee, R. B., III, Gibson, M. A., Wilson, R. S. et Thomas, S. : 1995, "Long-term total solair irradiance variability during sunspot cycle 22", *J. Geophys. Research* **100**, 1667-1675.

Leighton, R. B., Noyes, R. W. et Simon, G. W. : 1962, "Velocity fields in the solar atmosphere: I, preliminary report", *Astrophys. J.* **135**, 474-499.

Leister, N. V. : 1977, thèse, Université de Sao Paulo, Brézil.

Leister, N. V. et Benevides-Soares, P. : 1990, "Variations du diamètre solaire", *C. R. Acad. Sc. série II* **311**, 399-404.

Livingston, W. : 1994, "Surrogates for total solar irradiance", dans *The solar engine and its influence on terrestrial atmosphere and climate*, ed. E. Nesme-Ribes, NATO A.S.I. Series **25**, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 145-162.

Maier, E., Twigg, L. W. et Sofia, S. : 1992, "Preliminary results of a balloon flight of the solar disk sextant", *Astrophys. J.* **389**, 447-452.

Martin, S. F. : 1990, "Small-scale magnetic features observed in the photosphere", dans *Structure, convection and magnetic fields*, ed. J.O. Stenflo, 129-146.

Maunder, E. W. : 1894, "A prolonged sunspot minimum", *Knowledge* **17**, 173-176.

Moreno-Insertis, F. : 1986, "Nonlinear evolution of kink-unstable magnetic flux tubes in the convection zone of the Sun", *Astron. Astrophys.* **166**, 291-305.

Morfill, G. E., Scheingraber, H., Voges, W. et Sonett, C. P. : 1991, "Sunspot number variations: stochastic or chaotic", dans *The Sun in time*, eds. C.P. Sonett, M.S. Giampapa et M.S. Matthews, University of Arizona Press, Tucson, 30-58.

Morrison, L. V. et Ward, C. G. : 1975, "An analysis of the transits of Mercury: 1677-1973", *Mon. Not. R. Astr. Soc.* **173**, 183-206.

Muller, R. et Keil, S. K. : 1983, "The characteristic size and britghtness of facular bright point in the quiet photosphere", *Solar Phys.* **87**, 243-250.

Muller, R. et Roudier, Th. : 1984, "Variability of the quiet photospheric network", *Solar Phys.* **94**, 33-47.

Muller, R. et Roudier, Th. : 1994, "Latitude and cycle variations of the photospheric network", *Solar Phys.* **152**, 131-137.

Muller, R., Roudier, Th. et Hulot, J-C : 1989, "Perturbation of the granular pattern by the presence of mangetic flux tubes", *Solar Phys.* **119**, 229-243.

Muller, R., Roudier, Th. et Vigneau, J. : 1990, "The large-scale pattern formed by the spatial distribution of granules", *Solar Phys.* **126**, 53-67.

Mundt, M. D., Maguire II, W. B. et Chase, R. R. P. : 1991, "Chaos in the sunspot cycle: analysis and prediction", *J. Geophys. Research* **96**, 1705-1716.

Neckel, H. : 1995, "The solar radius derived from limb-darkening scans obtained in 1981 and from 1986 to 1990", *Solar Phys.* **156**, 7-16.

Nesme-Ribes, E., Ferreira, E. N. et Mein, P. : 1993, "Solar dynamics over solar cycle 21 using sunspots as tracers: I. Sunspot rotation", *Astron. Astrophys.* **274**, 563-570.

Nesme-Ribes, E., Ferreira, E. N. et Vince, I. : 1993, "Solar dynamics over solar cycle 21 using sunspots as tracers: II. Meridional motions and covariance", *Astron. Astrophys.* **?**, ?-?.(publié ?)

Nesme-Ribes, E., Ferreira, E., Sadourny, R., Le Treut, H. et Li, Z. X. : 1993c, "Solar dynamics and its impact on solar irradiance and the terrestrial climate", *J. Geophys. Research* **98**, 18923-18935.

Nesme-Ribes, Frick, R., Sokoloff, D., Zakharov, V., Ribes, J. C., Vigouroux, A. et Laclare, F. : 1995, "Wavelet analysis of the Maunder minimum as recorded in solar diameter data", *C. R. Acad. Sc. série II* **321**, 525-532.

Nordlund, Å. : 1982, "Numerical simulation of the solar granulation", *Astron. Astrophys.* **107**, 1-10.

Nordlund, Å. et Stein R. F. : 1995, "Convection: significance for stellar structure and evolution", dans *Stellar evolution: what should be done*, 32ᵉ colloque de l'institut d'astrophysique de Liège.

November, L. J., Toomre, J., Gebbie, K. B., Simon, G. W. : 1981, "The detection of meso-granulation on the Sun", *Astrophys. J. Lett.* **245**, L123-L126.

Noyes, R. W., Hartmann, L. W., Baliunas, S. L., Duncan, D. K. et Vaughan, A. H. : 1984, "Rotation, convection, and magnetic fields in the solar photosphere: IV. Adiabatc cooling and concentration in downdrafts", *Astrophys. J.* **279**, 763-777.

Noyes, R. W., Baliunas, S. L. et Guinan, E. F. : 1991, "What can other stars tell us about the Sun", dans *Solar interior and atmosphere*, eds. A.N. Cox, W.C. Livingston et M.S. Matthews, University of Arizona Press, Tucson, 1161-1185.

Ochadlick, A. R., Kritikos, H. N. et Giegengack, R. : 1993, "Variations in the period of the sunspot cycle", *Geophysical Res. Letters* **20**, 1471-1474.

O'Dell, C. R. et Van Helden, A. : 1987, "How accurate were seventeenth-century measurements of solar diameter ?", *Nature* **330**, 629-631.

Pap, J. M., Tobiska, K. W. et Bouwer, S. D. : 1990, "Periodicities of solar irradiance and solar activity indices, I", *Solar Phys.* **129**, 165-189.

Pap, J. M., Willson, R. C., Fröhlich, C., Donnelly, R. F. et Puga, L. : 1994, "Long-term variations in total solar irradiance", *Solar Phys.* **152**, 13-21.

Pap, J. M. et White, O. R. : 1994, "Panel discussions on total solar irradiance variations and the Maunder minimum", dans *The solar engine and its influence on terrestrial atmosphere and climate*, ed. E. Nesme-Ribes, NATO A.S.I. Series **25**, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 235-258.

Pap, J. M., Vigouroux, A. et Delache, Ph. : 1996, "Study of the distribution of daily fluctuations in observed solar irradiances and other full disk indices of solar activity", *Solar Phys.* **167**, 125-143.

Parker, E. N. : 1955, "Hydromagnetic dynamo models", *Astrophys. J.* **122**, 293-314.

Parker, E. N. : 1974, "The nature of the sunspot phenomenon: I. Solutions of the heat transport equation", *Solar Phys.* **36**, 249-274.

Parker, E. N. : 1975a, "The nature of the sunspot phenomenon: IV. The intrinsic instability of the magnetic configuration", *Solar Phys.* **40**, 291-301.

Parker, E. N. : 1975b, "The generation of magnetics fields in astrophysical bodies. X. Magnetic buoyancy and the solar dynamo", *Astrophys. J.* **198**, 205-209.

Parker, E. N. : 1978, "Hydraulic concentration of magnetic fields in the solar photosphere: IV. Adaibatic cooling and concentration in downdrafts", *Astrophys. J.* **221**, 368-377.

Parker, E. N. : 1987, "The dynamo dilemna", *Solar Phys.* **110**, 11-21.

Parkinson, J. H., Morrison, L. V. et Stephenson, F. R. : 1980, "The constancy of the solar diameter over the past 250 years", *Nature* **288**, 548-551.

Pavlos, G. P., Rigas, A. G., Dialetis, D., Sarris, E. T., Karakatsanis, L. P. et Tsonis, A. A. : 1992, "Evidence for chaotic dynamics in the outer solar plasma and the Earth magnetosphere", dans *Chaotic dynamics: theory and practice*, ed. T. Bountis, Plenum Press, New-York, 327-339.

Pecker, J.-C. : 1991, "The global Sun", dans *Solar interior and atmosphere*, eds. A.N. Cox, W.C. Livingston et M.S. Matthews, University of Arizona Press, Tucson, 1-30.

Rhodes Jr., E. J., Cacciani, A., Korzennik, S., Tomczyk, S. Ulrich, R. K. et Woodard M. F. : 1990, "Depth and latitude dependance of the solar internal angular velocity", *Astrophys. J.* **351**, 687-700.

Ribes, E. : 1986a, "Etude de la dynamique de la zone convective solaire et ses conséquences sur le cycle d'activité", *C. R. Acad. Sc. série II* **302**, 871-876.

Ribes, E. : 1986b, "Structures magnétiques et convection dans le Soleil", dans La vie des Sciences, *Comptes Rendus série générale* **tome 3**, *n*° 3, 305-326

Ribes, E., Ribes, J. C. et Barthalot, R. : 1987, "Evidence for a larger Sun with a slower rotation during the seventeenth century", *Nature* **326**, 52-55.

Ribes, E. et Laclare, F. : 1988, "Toroidal convection rolls in the Sun", *Geophys. Astrophys. Fluid Dynamics* **41**, 171-180.

Ribes, E., Ribes, J. C., Vince, I. et Merlin, Ph. : 1988a, "A survey of historical and recent solar diameter observations", *Adv. Space Res.* **8**, 129-132.

Ribes, E., Ribes, J. C., Vince, I. et Merlin, Ph. : 1988b, "On the oscillation of the solar diameter", *C. R. Acad. Sc. série II* **307**, 1195-1201.

Ribes, E., Merlin, Ph., Ribes, J. C. et Barthalot, R. : 1989, "Absolute periodicities in the solar diameter, derived from historical and modern data", *Ann. Geophysicae* **7**, 321-330.

Ribes, E., Beardsley, B., Brown, T. M., Delache, Ph., Laclare, F., Kuhn, J. R. et Leister, N. V. : 1991, "The variability of solar diameter", dans *The Sun in time*, eds. C.P. Sonett, M.S. Giampapa et M.S. Matthews, University of Arizona Press, Tucson, 59-97.

Ribes, J. C., Ribes, E. et Barthalot, R. : 1987, "The solar envelope has expanded during the Maunder minimum: by how much ?", dans *Past, present and future trends in geophysical research*, proceedings de Vancouver.

Ribes, J. C. et Nesme-Ribes, E. : 1993, "The solar sunspot cycle in the Maunder minimum AD 1645 to AD 1715", *Astron. Astrophys.* **276**, 549-563.

Richard, O., Vauclair, S., Charbonnel, C. et Dziembowski, W. A. : 1996, "New solar models including helioseismological constraints and light-element depletion", soumis à *Astron. Astrophys.*.

Richardson, R. S. et Schwarzschild, K. : 1950, "On the turbulent velocities of solar granules", *Astrophys. J.* **111**, 351-361.

Roederer, J. G. : 1993, "Solar variability effects in climate: a review of traditional criticisms, recent results and proposed mecanisms", dans *Solar output and climate in the holocene*.

Roméro, J., Wehrli, Ch. et Fröhlich, C. : 1994, "Solar total irradiance variability from SOVA 2 on board EURECA", *Solar Phys.* **152**, 23-29.

Rösch, J., Rozelot, J. P., Deslandes, H. et Desnoux, V. : 1996, "A new estimate of the quadripole moment of the Sun", *Solar Phys.* **165**, 1-11.

Rüedi, I., Solanki, S. K., Livingston, W. et Stenflo, J. O. : 1992, "Infrared lines as probes of solar magnetic features: III. Strong and waek magnetic fields in plages", *Astron. Astrophys.* **263**, 323-338.

Rozelot, J. P. : 1995, "Solar diameter variations and Earth climate connections", dans *Solar drivers of interplanetary and terrestrial disturbances*, A.S.P. Conference Series **95**, eds. K.S. Balasubramaniam, S.L. Keil et R.N. Smartt, 568-575.

Ruzmaikin, A. A. : 1981, "The solar cycle as a strange attractor", *Comments on astrophysics* **9**, 85-96.

Sadourny, R. : 1994a, "Climate sensitivity, Maunder minimum and little ice age", dans *Impact of a long-term variation of the solar flux on the energy and water cycle*, NATO A.S.I. Series, ed. J. C. Duplessy, Springer-Verlag.

Sadourny, R. : 1994b, "Sensitivity of clomate to long-term variations of the solar output", dans *The solar engine and its influence on terrestrial atmosphere and climate*, ed. E. Nesme-Ribes, NATO A.S.I. Series **25**, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 479-491.

Sadsaoud, H. : 1986, "Etude des variations du diamètre du Soleil observé à l'astrolabe du CERGA", Thèse de doctorat, Université de Nice-Sophia Antipolis.

Schaefer, B. E. : 1993, "Visibility of sunspots", *Astrophys. J.* **411**, 909-919.

Schüssler, M. et Solanki, S. K. : 1988, "Continuum intensity of magnetic flux concentrations : are magnetic elements bright points ?", *Astron. Astrophys.* **192**, 338-342.

Schröder, W. : 1988, "Aurorae during the Maunder minimum", *Meteorol. Atmos. Phys.* **38**, 246-251.

Schwarzschild, K. : 1906, *Nach. Kön. Gesellsch. d. Wiss., Göttingen* **1**

Schwarzschild, M. : 1959, "Photographs of the solar granulation taken from the stratosphere", *Astrophys. J.* **130**, 345-363.

Schwarzschild, M. : 1961, "Convection in star", *Astrophys. J.* **134**, 1-8.

Secchi, A. : 1872, *C. R. Acad. Sc. série II* **75**, 606-?.

Shapiro, I. I. : 1980, "Is the Sun shrinking ?", *Science* **208**, 51-53.

Sheeley, N. R., Jr. : 1964, "Polar faculae during the sunspot cycle", *Astrophys. J.* **140**, 731-735.

Skumanich, A., Smythe, C. et Frazier, E. N. : 1975, "On the statistical description of inhomogeneities in the quiet solar atmodphere: I. Linear regression analysis and absolute calibration of multichannel observations of the Ca^+ emission network", *Astrophys. J.* **200**, 747-764.

Sofia, S., O'Keefe, J., Lesh, J. R. et Endal, A. S. : 1979, "Solar constant: constraints on possible variations derived from solar diameter measurements", *Science* **204**, 1306-1308.

Sofia, S., Chiu, H-Y, Maier, E., Schatten, K. H., Minott, P. et Endal, E. S. : 1984, "Solar disk sextant", *Applied optics* **23**, 1235-1237.

Sofia, S. Heaps, W. et Twigg, L. W. : 1994, "The solar diameter and oblateness measured by the solar disk sextant on the 1992 Spetember 30 balloon flight", *Astrophys. J.* **427**, 1048-1052.

Sofia, S. Heaps, W. et Twigg, L. W., Lydon, T. J. et Sofia, U. J. : 1994, "Results of the September 26, 1994 balloon flght of the solar disk sextant: implications for the variability of the solar diameter and oblateness", *Bull. American. Astron. Soc.* **185**, *n°* 44.07

Sokoloff, D. et Nesme-Ribes, E. : 1994, "The Maunder minimum: a mixed-parity dynamo mode ?", *Astron. Astrophys.* **288**, 293-298.

Solanki, S. K. : 1994a, "Irradiance effects of small-scale magnetic fields on the Sun", dans *The Sun as a variable star. Solar and stellar irradiance variations*, eds. J.M. Pap, C. Fröhlich, H.S. Hudson et S.K. Solanki, Cambridge University Press, 226-235.

Solanki, S. K. : 1994n, "Photospheric processes I: convection", transparents de cours donnés lors de l'école d'été "Solar terrestrial relations", Alpbach, Autriche, 26 juillet-4 août 1994.

Solanki, S. K. et Stenflo, J. O. : 1984, "Properties of solar magnetic flux tubes as revealed by FeI lines", *Astron. Astrophys.* **140**, 185-198.

Solanki, S. K., Zufferey, Z., Lin, H., Rüedi, I. et Kuhn, J. R. : 1996, "Infrared lines as probes of solar magnetic features. XII. Magnetic flux tubes: Evidence of convective collapse ?", *Astron. Astrophys.* sous presse.

Soon, W. H., Posmentier, E. S. et Baliunas, S. L. : 1996, "Influence of solar irradiance variability from terrestrial temperature changes, 1880-1993: an astrophysical application of the Sun-climate connection", *Astrophys. J* à paraitre dans le volume du premier décembre 1996.

Spiegel, E. A. et Weiss, N. O. : 1980, "Magnetic acitivty and variations in solar luminosity", *Nature* **287**, 616-617.

Spruit, H. C. : 1982, "Effect of spots on a star's radius and luminosity", *Astron. Astrophys.* **108**, 348-355.

Spruit, H. C., Nordlund, Å. et Title, A. M. : 1990, "Solar convection", *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **28**, 263-301.

Spruit, H. C., Schüssler, M. et Solanki, S. K. : 1991, "Filigree and flux tube physics", dans *Solar interior and atmosphere*, eds. A.N. Cox, W.C. Livingston et M.S. Matthews, University of Arizona Press, Tucson, 890-910.

Spruit, H. C. : 1994, "Theories of radius and luminosity variations", dans *The solar engine and its influence on terrestrial atmosphere and climate*, ed. E. Nesme-Ribes, NATO A.S.I. Series **25**, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 107-131.

Stein, R. F. et Nordlund, Å, : 1989, "Topology of convection beneath the solar surface", *Astrophys. J. Lett.* **342**, L95-L98.

Steinegger, M., Brandt, P. N., Pap, J. et Schmidt, W. : 1990, "Sunspot photometry and the total solar irradiance deficit measured in 1980 by ACRIM", *Astrophys. Space Science* **170** 127 133

Stenflo, J. O. : 1988, "Global wave patterns in the Sun's magnetic field", *Astrophys. Space Sci.* **144**, 321-336.

Stenflo, J. O. et Güdel, M. : 1988, "Evolution of solar magnetic fields: modal structure", *Astron. Astrophys.* **191**, 137-148.

Stenflo, J. O. et Vogel, M. : 1986, "Global resonnances in the evolution of solar magnetic fields", *Nature* **319**, 285-290.

Stenflo, J. O. : 1991a, "Weak solar magnetic fields", dans *Proceedings of Electromechanical Coupling of the Solar Atmosphere workshop*, ed. D.S. Spicer, publié par Amer. Inst. Phys.

Stenflo, J. O. : 1992, "On the validity of the Babcock-Leighton approach to modeling the solar cycle", dans *The solar cycle*, ed. K.L. Harvey, A.S.P. Conference Series **27**.

Stix, M. : 1991, *The Sun*, aux éditions Springer, Berlin.

Title, A. M., Tarbell, T. D., Topka, K. P., Ferguson, S. H., Shine, R.A. et l'équipe SOUP : 1989, *Astrophys. J.* **336**, 475-494.

Thomas, J. H. : 1979, "Variations of the Sun's radius and temperature due to magnetic buoyancy", *Nature* **280**, 662-663.

Thompson, M. J. : 1990, "A new inversion of solar rotational splitting data", *Solar Phys.* **125**, 1-12.

Toulmonde, M. : 1995, "Etude comparative de diamètres solaires observés à partir d'instrument astrométriques", thèse de doctorat, Observatoire de Paris.

Ulrich, R. K. : 1970, "The five-minute oscillations on the solar surface", *Astrophys. J.* **162**, 993-1002.

Ulrich, R. K. et Bertello, L. : 1995, "Solar-cycle dependance of the Sun's apparent radius in the neutral iron spectral line of 525.0 nm", *Nature* **377**, 214-215.

Vasilyev, O. B. et Makarov, V. I. : 1996, "On the 22-year oscillations. I. Hysteresis of the solar diameter", *Solar Phys.* **163**, 249-258.

Vigouroux, A. et Delache, Ph. : 1993, "Fourier versus wavelet analysis of solar diameter variability", *Astron. Astrophys.* **278**, 607-616.

Vigouroux, A. et Delache, Ph. : 1994, "Sunspot numbers uncertainties and parametric representations of solar activity variations", *Solar Phys.* **152**, 267-274.

Vigouroux, A. et Pap, J. M. : 1995, "Studying solar irradiance variability with wavelet technique", dans *Solar drivers of interplanetary and terrestrial disturbances*, A.S.P. Conference Series **95**, eds. K.S. Balasubramaniam, S.L. Keil et R.N. Smartt, 586-593.

Vigouroux, A., Pap, J. M. et Delache, Ph. : 1996, "Estimating long-term solar irradiance variability: a new approach", soumis à Solar Physics

Wang, J., Wang, H., Tang, F., Lee, J. W. et Zirin, H. : 1995, "Flux distribution of solar intranetwork magnetic fields", *Solar Phys.* **160**, 277-288.

Wang, Y.-M, Nash, A. G. et Sheeley Jr., N. R. : 1989a, "Magnetic flux transport on the Sun", *Science* **245**, 712-718.

Wang, Y.-M, Nash, A. G. et Sheeley Jr., N. R. : 1989b, "Evolution of the Sun's polar fields during sunspot cycle 21: poleward surges and long-term behavior", *Astrophys. J.* **347**, 529-539.

White, O. R. et Livingston, W. C. : 1981, "Solar luminosity variation. III - Calcium K variation from solar minimum to maximum in cycle 21", *Astrophys. J.* **249**, 798-816.

White, O. R., Rottman, G. J., Woods, T. N., Knapp, B. G., Keil, S. L., Livingston, W. .C, Tapping, K. F., Donnelly, R. F. et Puga, L. C. : 1992, "Change in the radiative output of the Sun in 1992 and its effect in the thermosphere", *J. Geophys. Research* **99**, 369-372.

White, O. R. : 1995, "Determination of contributions to irradiances from plages, network, and the quiet solar atmosphere", dans *Solar drivers of interplanetary and terrestrial disturbances*, A.S.P. Conference Series **95**, eds. K.S. Balasubramaniam, S.L. Keil et R.N. Smartt, 598-599.

Willson, R. C., Gulkis, S., Janssen, M., Husdon, H. S. et Chapman, G. A. : 1981, "Observations of solar irradiance variability", *Science* **211**, 700-702.

Willson, R. C. : 1984, "Measurements of total solar irradiance and its variability", *Space Science Revue* **38**, 203-242.

Willson, R. C. et Hudson, H. S. : 1988, "Solar luminosity variations in solar cycle 21", *Nature* **332**, 810-812.

Wilson, P. R. : 1991, *Solar and stellar activity cycles*, aux éditions Cambridge University Press.

Wittmann, A. : 1977, "The diameter of the Sun", *Astron. Astrophys.* **61**, 225-227.

Wolff, C. L. : 1992, "Intermittent solar periodicities", *Solar Phys.* **142**, 187-195.

Wolff, C. L. et Hickey : 1987, "Solar irradiance change and special longitudes due to r-modes", *Science* **235**, 1631-1633.

Yoshimura, H. : 1983, "Solar cycle dynamo wave origin of sunspot intensity and X-ray bright point number variation", *Solar Phys.* **87**, 251-259.

Zirin, H. : 1987, "Weak solar fields and thier connection to the solar cycle", *Solar Phys.* **110**, 101-107.