

# Chapitre 1 Observations et modèles de la photosphère solaire

*When this work started, we hoped to write the definitive life history of a typical granule. We now know that this is not possible.*

A. M. Title et al., The Astrophysical Journal, 1989

## 1.1 Introduction

Le seul exemple observationnel de convection dans un système astrophysique nous est donné par la surface solaire. Les télescopes solaires nous révèlent en effet au premier coup d'œil le motif de la granulation, qui pave la surface de notre étoile. Au-delà de la granulation, un vaste ensemble de processus magnétohydrodynamiques plus ou moins reliés à la convection forment un continuum d'échelles spatiales et temporelles. Les mesures photométriques, vélocimétriques, mais aussi magnétiques, réalisées depuis plus d'un siècle en attestent. Des plus petites échelles résolues observationnellement aux plus grandes, on peut citer la mésogranulation, la supergranulation, les cellules géantes. Les taches solaires offrent quant à elles un exemple excitant de la diversité des échelles de temps : leur durée de vie peut être importante, et elles présentent des oscillations à courte période.

Dans ce chapitre, nous nous proposons de présenter une partie des très nombreux résultats relatifs à ces phénomènes (la plupart d'entre eux ont été obtenus dans la deuxième moitié du XX<sup>e</sup> siècle) et de les analyser dans une perspective de dynamique des fluides. L'objectif est d'obtenir un état des lieux de ces phénomènes astrophysiques fondamentalement complexes, pour lesquels les principes de simplicité s'appliquent malheureusement fort difficilement.

Pour parvenir à nos fins, nous suivrons deux directions : d'une part, les ob-

servations de la dynamique photosphérique, riches et variées en contenu, pas toujours conciliables. D'autre part, les simulations numériques, en plein essor, mais malheureusement toujours limitées à des régimes de paramètres hydrodynamiques astrophysiquement irréalistes. Nous verrons malgré tout à cette occasion les perspectives que l'outil numérique a ouvertes au cours des dernières années.

Avant toute chose, il nous semble indispensable de donner une image générale de l'unité de lieu de ce manuscrit, à savoir la zone convective solaire. Les paragraphes suivants sont consacrés à un compte-rendu des observations puis des simulations qui ont contribué à la construction de cette image. Une synthèse des différents renseignements obtenus par la littérature est entreprise en fin de chapitre.

## 1.2 Phénoménologie de la zone convective du Soleil

### 1.2.a Convection en profondeur

À l'intérieur du Soleil, le transport de l'énergie libérée au centre par les processus nucléaires est assuré par radiation. La zone radiative s'arrête à une profondeur d'environ 200 000 km ( $0.713 R_{\odot}$ ), qui marque le début de la zone convective<sup>1</sup> (Christensen-Dalsgaard et al. 1991, Basu et Antia 1997). En-deçà de cette profondeur, les recombinaisons successives de  $\text{He}^{++}$ , de  $\text{He}^+$  et de l'hydrogène ionisé font augmenter l'opacité du milieu et l'énergie latente du gaz. Le transport radiatif cède alors progressivement sa place à la convection au fur et à mesure qu'on se rapproche de la surface.

Remarque

Le coefficient de diffusion radiative augmente considérablement dans un milieu complètement ionisé. Dans l'approximation de diffusion, le flux radiatif est donné par

$$F_{\nu} = -\kappa_{\nu} \nabla T, \quad (1.1)$$

avec  $\kappa_{\nu} \sim T^3 / K_{\nu}$  où  $K_{\nu}$  est l'opacité (en général l'opacité est notée  $\kappa$  mais cette notation est souvent utilisée en convection pour le coefficient de diffusion thermique). Dans un gaz ionisé, l'opacité est régie par des transitions libre-libre (opacité de Kramers) et est alors proportionnelle à  $T^{-3.5}$ . Pour un gradient de température donné, le flux radiatif varie alors comme  $T^{6.5}$  (Kippenhahn et Weigert 1994), et diminue donc vers l'extérieur de l'étoile.

<sup>1</sup>Une telle précision n'a été atteinte que très récemment grâce à l'avènement de l'héliosismologie, qui a également permis de déterminer le profil de rotation différentielle au sein de la zone convective (Kosovichev et al. 1997).

La recombinaison des ions abaisse significativement le gradient adiabatique et favorise le développement de l'instabilité convective au sens du critère de Schwarzschild ( $\nabla > \nabla_{\text{ad}}$ ). On estime d'autre part à  $10^{23}$  le nombre de Rayleigh dans la zone convective (rapport entre l'intensité de la force d'Archimède, le moteur de la convection, et la diffusion de quantité de mouvement et de chaleur, les freins), ce qui signifie que la convection est extrêmement efficace et génère un profil thermodynamique vertical quasi-isentropique, correspondant à un gradient de température très proche du gradient adiabatique. Le temps de parcours d'une bulle de gaz chaude depuis la base de la zone convective jusqu'à la surface est de l'ordre du mois (voir par exemple Brandenburg et al. 2000).

### 1.2.b Convection photosphérique

Contrairement aux profondeurs de la zone convective, la photosphère (« l'extérieur immédiat » du Soleil) est par définition un milieu optiquement transparent dans lequel le transport de l'énergie s'effectue grâce à la lumière. On observe donc une transition au niveau de cette surface entre le régime convectif et le régime radiatif. Ceci se traduit par le spectaculaire effet de la granulation solaire (figure 1.1) : la radiation refroidit brutalement le gaz chaud et montant dans la zone convective et donne ainsi une vigueur très importante à la convection, qui se manifeste sous la forme d'un ensemble de cellules au centre desquelles le gaz chaud et brillant monte, puis s'étend horizontalement, avant de redescendre, après refroidissement, de manière très turbulente dans les zones sombres dites intergranulaires (*intergranular lanes*). La diffusion radiative à la surface est le principal obstacle à la convection, dans le sens où la photosphère supérieure est un milieu stablement stratifié, mais c'est aussi un moteur, puisque le refroidissement rend la convection très active à la surface.

À la granulation se superposent la supergranulation (figure 1.2), à laquelle on attribue habituellement une échelle horizontale de l'ordre de 30 000 km et (peut-être) la mésogranulation (figure 1.3), qui aurait une échelle intermédiaire entre granulation et supergranulation. Ces deux structures sont entre autres responsables de l'advection du motif de la granulation. Finalement, il est possible que des écoulements à plus grande échelle encore existent, comme par exemple les cellules géantes (résultats observationnels marginaux).

## 1.3 Une (brève) histoire de l'observation de la dynamique photosphérique

Dans ce paragraphe, nous proposons un panorama des observations de la surface solaire, et tout particulièrement des structures comme la granulation, la mésogranulation, la supergranulation ainsi que des structures magnétiques associées. Pour commencer nous donnons une description sommaire des différentes



FIG. 1.1 – Cliché de la granulation solaire telle qu'elle apparaît en lumière visible, mettant en évidence des zones sombres et étroites correspondant au gaz froid descendant et des panaches clairs et chauds montants. L'échelle caractéristique des granules est de l'ordre de 1 000 km (paragraphe 1.3.b). Image réalisée avec le réflecteur de 48 cm de la coupole tourelle du Pic du Midi.

méthodes utilisées et des informations physiques auxquelles elles permettent de remonter.

### 1.3.a Méthodes d'observation et d'analyse

#### Photométrie

Les images en lumière blanche ou dans l'infrarouge constituent la plus ancienne technique d'observation de la surface solaire. Elles permettent d'étudier des structures thermiques et vélocimétriques. Le suivi (*tracking*) des structures apparentes (comme les granules) par corrélation d'images successives permet alors de calculer les champs de vitesse horizontaux responsables de l'advection de ces structures. On peut citer dans ces méthodes la LCT (*Local Correlation Tracking*) et la CST (*Coherent Structure Tracking*). Les avantages et inconvénients de ces différentes méthodes sont détaillés dans Roudier et al. (1999), Rieutord et al. (2000).

#### Dopplergrammes

Les dopplergrammes permettent uniquement d'obtenir des informations sur les champs de vitesse, puisque par définition, le signal qu'ils renvoient est directement proportionnel au champ de vitesse suivant la ligne de visée. Ils ont entre autres permis de découvrir la supergranulation (Hart 1954). L'instrument

## Average Dopplergram Minus Polynomial Fit

45 images averaged (30-Mar-96 19:26 to 30-Mar-96 20:17)



FIG. 1.2 – Visualisation du motif de la supergranulation solaire à partir d'un dopplergramme obtenu par l'instrument MDI sur le satellite SOHO, mettant en évidence une circulation de gaz à l'échelle de 30 000 km (paragraphe 1.3.c), responsable de l'advection des granules solaires.

MDI (Scherrer et al. 1995) à bord de SOHO a notamment permis ces dernières années d'obtenir des informations détaillées sur la structure des champs de vitesse par cette technique. La LCT est couramment utilisée pour analyser des dopplergrammes, mais de nouvelles méthodes d'héliosismologie locale comme l'analyse « temps-distance » (Duvall et al. 1997) ont vu le jour avec SOHO. L'analyse temps-distance permet entre autres de déterminer des champs de vitesses moyens à la surface en calculant la différence de temps de parcours entre deux points pour deux ondes sonores se propageant en sens opposé.

### Magnétogrammes et spectrohéliogrammes associés

En parallèle des observations photométriques et vélocimétriques se situent les observations des structures magnétiques. Plusieurs approches sont utilisées. Celles basées sur la polarisation associée à l'effet Zeeman (par exemple sur la raie FeI à 525 nm) donnent la composante suivant la ligne de visée des champs d'intensité importante (de l'ordre de quelques dizaines de Gauss au minimum). Des spectrohéliogrammes utilisant la signature des ions  $\text{Ca}^+K$  ( $\lambda = 393.3$  nm)

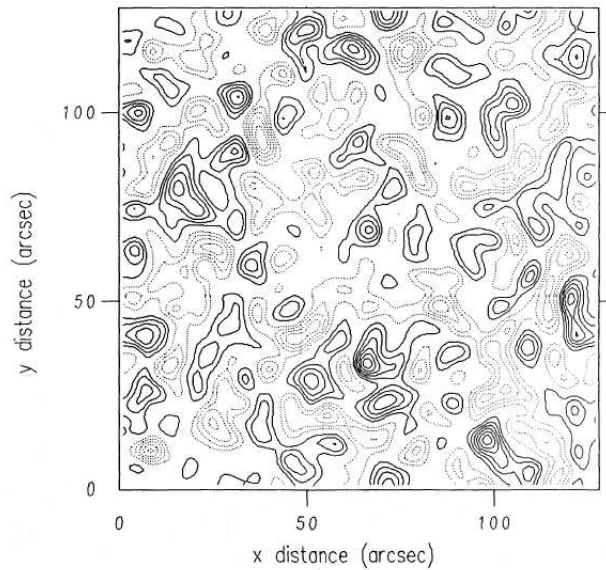


FIG. 1.3 – Carte de divergence horizontale du champ de vitesse moyenné sur plusieurs dizaines de minutes, obtenue par November et Simon (1988) par *local correlation tracking*. L'échelle caractéristique des motifs obtenus est de l'ordre de 8 000 km, ce qui correspond à la mésogranulation (voir paragraphe 1.3.d).

piégés par le champ magnétique quelques milliers de kilomètres au-dessus de la photosphère permettent de leur côté de remonter à la distribution spatiale de champs magnétiques (voir par exemple Schrijver et al. (1997)). À partir de cartes de ces structures magnétiques, il est également possible d'utiliser les techniques de corrélation évoquées plus haut (voir par exemple Lisle et al. 2000).

### 1.3.b Données relatives à la granulation

On connaît depuis longtemps la taille caractéristique des granules. Historiquement, c'est W. Herschel, en 1801, qui le premier donna une description du phénomène qu'il présenta comme un ensemble de « grains de riz ». Janssen (1896) estima la taille de ces grains entre 750 et 1 500 km. Chevalier (1908) donna ensuite une valeur remarquable pour la durée de vie des granules de cinq minutes (un historique intéressant de l'évolution des mesures de la granulation est présenté dans Spruit et al. (1990)). Les observations vélocimétriques et photométriques de la deuxième moitié du XX<sup>e</sup> siècle, plus fiables, n'ont pas contredit ces résultats, bien au contraire (voir par exemple Bray et al. 1984). Le groupe de Princeton a évalué la durée de vie moyenne à 8 minutes (Bahng et Schwarzschild 1961) et dans une revue sur le phénomène, Leighton (1963) a conclu à des cellules de taille 2 000 km, avec des bords sombres de l'ordre de 300 km, mettant en évidence l'asymétrie entre les écoulements montant et descendant.

Il serait possible de donner des centaines de références d'observations sur la granulation, tant ce phénomène a été étudié. Dans ce domaine (et contrairement

au cas des phénomènes qui seront décrits plus loin), les différents observateurs s'accordent plutôt bien. Nous nous contenterons donc de citer une dernière étude assez récente, celle de Title et al. (1989). Leurs observations aboutissent à des vitesses granulaires entre  $0.5$  et  $1.4 \text{ km s}^{-1}$ , à des tailles de  $1\,000 \text{ km}$ , et à des durées de vie de  $10$  minutes.

Remarquons au passage qu'il existe une dispersion importante dans les différentes mesures, qui nous montre de toute évidence le rôle fondamental de la turbulence dans ce milieu.

### 1.3.c La dynamique de la supergranulation

#### Observations historiques

Après que la granulation eut été identifiée comme un processus convectif distinct, l'augmentation dans la précision des mesures permit de mettre en évidence de nouveaux phénomènes à la surface<sup>2</sup>. Hart (1954) fut la première à mettre en évidence ce qui est désormais connu sous le nom de supergranulation. Par des techniques de corrélation de mesures Doppler, elle donna une taille caractéristique pour les supergranules de  $75\,000 \text{ km}$ , avec des vitesses horizontales de l'ordre de  $170 \text{ m s}^{-1}$ . Dans Hart (1956), une valeur plus précise de  $26\,000 \text{ km}$  fut proposée, mais l'auteur insista sur la grande dispersion autour de cette valeur. Sa découverte fut alors étudiée par Leighton et al. (1962) puis Simon et Leighton (1964) qui confirmèrent les résultats et donnèrent des valeurs de  $32\,000 \text{ km}$  et une vitesse horizontale de  $300 \text{ m s}^{-1}$ . Leur analyse se basait à la fois sur la corrélation de dopplergrammes, sur l'analyse de la répartition des champs magnétiques dans le Soleil calme, et sur l'observation du réseau chromosphérique  $\text{Ca}^+\text{K}$ . La conclusion de ces articles fondateurs est la remarquable coïncidence entre ces différents phénomènes. En outre, ces auteurs affirmèrent que la supergranulation pavait complètement la surface du Soleil, et soulignèrent que le motif vélocimétrique était principalement horizontal (cette observation est renforcée par le fait que le signal issu des dopplergrammes devient insignifiant à proximité du centre du disque solaire (visible sur figure 1.2), là où le décalage spectral est principalement dû à la vitesse verticale).

Dans les années 1970, magnétogrammes et vélocimétrie furent utilisés de manière complémentaire pour déterminer les propriétés de la supergranulation. Citons les travaux de Worden et Simon (1976) qui proposèrent une durée de vie (basée sur des corrélations d'images Doppler) proche de  $36$  heures et déterminèrent des champs de vitesse verticaux seulement en bordure des supergranules, tout comme Frazier (1970).

Comme le souligna Worden (1975b), il n'existe quasiment pas de traces photométriques de la supergranulation. Diverses tentatives durant cette période n'aboutirent pas de manière convaincante : les contrastes de lumière entre périphé-

---

<sup>2</sup>Même si elles ne concernent pas directement ce travail, on peut donner l'exemple des oscillations sonores de cinq minutes du Soleil, si bien connues aujourd'hui. Cette découverte a été publiée par Leighton et al. (1962).

rie et centre des supergranules ne semblent pas dépasser 5 % (Worden 1975a), du moins dans l'infrarouge, alors que des variations d'intensité r.m.s. propres à la granulation de l'ordre de 20 % ont été observées par l'instrument SOUP (Spruit et al. 1990).

### Histoire contemporaine

Notre connaissance des propriétés de la supergranulation (et des échelles supérieures à celle de la granulation en général) a considérablement évolué au cours des vingt dernières années. Dans les années 1980, des techniques de suivi des granules (November 1986) ont vu le jour, qui permettent de déterminer le champ de vitesse responsable de l'advection des granules<sup>3</sup>. Enfin, les récentes observations de l'instrument MDI ont apporté leur lot de nouvelles interrogations sur l'origine physique du phénomène.

Wang et Zirin (1989) ont montré que la durée de vie d'un supergranule était fortement dépendante de la méthode utilisée pour la calculer. Dans cet article, une détermination basée sur le suivi de structures magnétiques aboutit à une dizaine d'heures, le temps de corrélation issu des dopplergrammes à 20 heures, tandis que les comptages directs de supergranules s'accordent plutôt sur deux jours. En outre, une borne supérieure sur la vitesse verticale du plasma dans les supergranules de  $0.1 \text{ km s}^{-1}$  est avancée, tandis que la taille caractéristique de ces structures  $y$  est estimée à 31 000 km, avec des champs de vitesse horizontaux compris entre  $0.3$  et  $0.5 \text{ km s}^{-1}$  (Title et al. (1989) ont donné une valeur de  $370 \text{ km s}^{-1}$ ). Hagenaar et al. (1997) ont obtenu la même taille par des mesures de corrélation mais ont trouvé un diamètre plus proche de 16 000 km grâce à des observations du réseau chromosphérique, confirmant encore la dépendance entre le résultat obtenu et la méthode utilisée. Notons que cette disparité des résultats, que l'on retrouve d'un auteur à l'autre, est en partie responsable de notre mauvaise compréhension du phénomène, puisqu'ils ne permettent pas d'infirmer ou de confirmer les différentes théories.

De leur côté, Hathaway et al. (2000, 2002), en calculant le spectre de puissance en harmoniques sphériques des dopplergrammes (figure 1.5) de MDI, ont mis en évidence l'existence de deux pics d'énergie cinétique, un à l'échelle de la granulation ( $\ell > 1\,000$ ) et un autre à l'échelle de la supergranulation ( $\ell = 120$ , 30 000 km). Hathaway et al. (2002) ont par ailleurs donné une nouvelle estimation des vitesses verticales associées aux supergranules de  $30 \text{ m s}^{-1}$ , contre  $300 \text{ m s}^{-1}$  pour le champ de vitesse horizontal.

DeRosa et al. (2000) et DeRosa (2001), en utilisant une méthode d'identification directe des supergranules basée sur la mesure de la divergence du champ de vitesse, ont obtenu de nouveaux résultats. Ils soulignent une nouvelle fois que les supergranules sont avant tout des structures vélocimétriques, et proposent un temps de vie de 20 heures en moyenne, avec des structures persistantes à des

---

<sup>3</sup>Ces techniques, par rapport aux dopplergrammes, permettent de reconstruire les champs de vitesse horizontaux même au centre du disque solaire.



temps de 36 heures. Mais, de manière similaire à Hagenaar et al. (1997), le résultat semble dépendre de l'algorithme de réduction utilisé. Selon eux, des diamètres supergranulaires de 13 000 à 18 000 km peuvent également être obtenus, avec des temps de vie associés de 16 heures. Shine et al. (2000) ont confirmé grâce à MDI la persistance de supergranules à des temps supérieurs à 45 heures.

En parallèle de ces recherches, les techniques d'héliosismologie locale ont fait leur apparition dans les années 1990. Duvall et Gizon (2000) ont montré en particulier grâce à l'analyse temps-distance de modes  $f$  (modes de gravité de surface) que la distribution méridienne de vorticité associée aux échelles supergranulaires ( $\ell = 120$ )  tait clairement influencée par la force de Coriolis. La problématique de l'interaction entre rotation et supergranulation avait déjà été évoquée par Snodgrass et Ulrich (1990) qui avaient trouvée que le motif supergranulaire tournait environ 2 % plus vite que le réseau magnétique qui est structuré à des échelles similaires (voir paragraphe 1.3.e), ce qu'ont confirmé Duvall et Gizon (2000). Enfin Gizon et al. (2003) ont mis récemment en évidence une composante ondulatoire dans le champ de vitesse de la supergranulation, avec un excès de puissance dans la direction prograde, expliquant ainsi le taux de rotation anormalement élevé de la supergranulation. La période de cette onde serait d'environ sept jours, bien plus longue que la durée de vie du supergranule en lui-même. Ils ont alors envisagé que la supergranulation soit une manifestation de la convection oscillante, caractéristique des systèmes affectés par un champ magnétique ou par la rotation, bien que la taille caractéristique et la durée de vie caractéristique des supergranules, elle, ne semble pas influencée par la rotation (Beck 1997). Le résultat de Gizon et al. (2003) a cependant été remis en cause très récemment par Rast et al. (2004), qui proposent une explication alternative à un phénomène ondulatoire. Finalement, comme le montre la figure 1.4, l'héliosismologie locale semble montrer que la supergranulation n' st pas observable à des profondeurs supérieures à 2 000 km (Duvall et al. 1997) et serait donc essentiellement un écoulement de surface.

### 1.3.d Le problème de la mésogranulation

Avant de refermer cet historique des mesures vélocimétriques, remontons légèrement le temps pour revenir au début des années 1980. La polémique scientifique qui est n e à cette époque à propos de la mésogranulation solaire (et qui est toujours d'actualité) est en effet un réservoir potentiel de renseignements susceptibles de nous aider à mieux appréhender ces différents phénomènes.

November et al. (1981), grâce à la technique d'autocorrélation d'images Doppler, ont mis en évidence un nouveau phénomène dynamique dans la photosphère, la mésogranulation, avec une échelle horizontale de 8 000 km environ, qui semblait faire le lien entre la granulation et la supergranulation, et consacrait les théories convectives de la supergranulation (cf. paragraphe 1.5.b). De nouvelles mesures ont ensuite été effectuées à partir des données de l'instrument SOUP sur Spacelab 2, en utilisant la technique de *tracking*, qui ont renforcé cette découverte

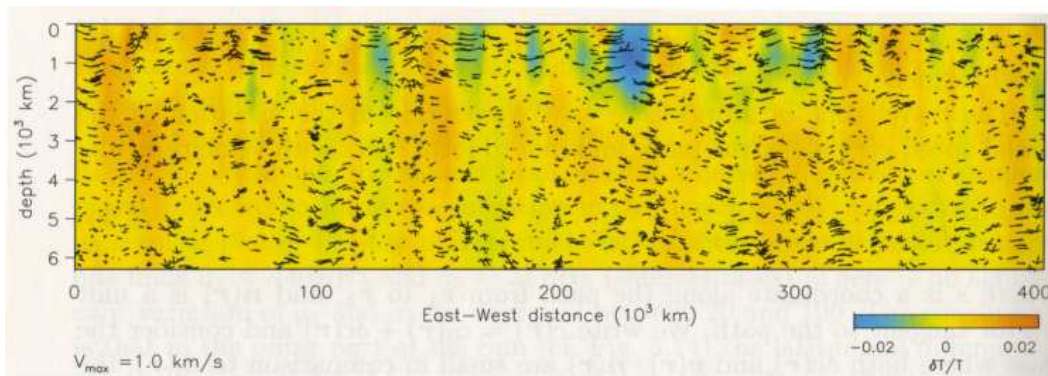


FIG. 1.4 – Perturbations de température et écoulement à l'échelle supergranulaire dérivés en utilisant la méthode temps-distance. Le motif de la supergranulation est visible principalement dans les 2 000 premiers kilomètres sous la surface (image tirée de Stix (2002), travail publié initialement par Duvall et al. (1997)).

(November et Simon 1988, Title et al. 1989). Une séquence de trois heures réalisée au Pic du Midi et analysée par Muller et al. (1992) a donné une durée de vie de l'ordre de trois heures pour ces structures qui semblent advectées par le champ de vitesse supergranulaire. Des modèles cinématiques ont été proposés par Simon et Weiss (1989), Simon et al. (1991) pour explorer les relations entre les granules dits explosifs (granules d'intensité anormale) et la mésogranulation. Cette approche a alors montré que les mésogranules ne pouvaient pas émerger d'une assemblée décorrélée de granules explosifs, mais qu'en revanche, une succession d'explosions corrélées permettait en partie de reconstruire le champ de vitesse « mésogranulaire » (là encore, soulignons la forte relation avec l'image classique de la turbulence). Par la suite, November (1994) a affirmé que la mésogranulation correspondait en fait au champ de vitesse vertical de la supergranulation. De son côté, Wang (1989) a avancé que le spectre de puissance ne présentait pas de maximum à une telle échelle. Chou et al. (1991) ont présenté des résultats similaires, avant d'affirmer qu'un pic était bel et bien présent sur des données avec un meilleur seeing (Chou et al. 1992).

Comme nous l'avons évoqué plus haut, les spectres de puissance de la surface solaire réalisés par Hathaway et al. (2000) à partir des images de MDI, ont mis en évidence une continuité dans les échelles dynamiques. En particulier, la figure 1.5 tirée de Hathaway et al. (2000), n'exhibe pas de pic d'énergie cinétique à l'échelle de la mésogranulation. Un modèle simple à deux composantes (granules et supergranules) présenté dans cet article permet d'autre part de reproduire le spectre observé. Straus et Bonaccini (1997) ont également étayé par des analyses spectrales ce qu'on pourrait appeler la « théorie du continuum » (*i. e.* la mésogranulation en tant qu'extension turbulente de la granulation), puis Roudier et al. (1999), Rieutord et al. (2000) ont suggéré que le phénomène de la mésogranulation était en fait un artefact de la méthode de *tracking* utilisée, ce qu'ont contesté partiellement Shine et al. (2000). En utilisant la LCT sur un grand champ filmé

pendant 45 heures par MDI, ils ont trouvé que des mésogranules de taille comprise entre 4 000 et 7 000 km étaient advectés à des vitesses proches de  $700 \text{ m s}^{-1}$ . Leur durée de vie serait alors de 3 à 6 heures. Lawrence et al. (2001) ont tenté d'utiliser une nouvelle technique par analyse en ondelettes des images de MDI et ont trouvé deux pics d'énergie à des échelles granulaires (2 000 km) et mésogranulaires (4 000 km) similaires à celles obtenues par les techniques de *tracking*, ainsi qu'une composante vélocimétrique turbulente « non cellulaire » plus conforme aux spectres de puissance calculés et aux arguments de Rieutord et al. (2000). Selon Lawrence et al. (2001), les techniques spectrales ne sont pas adéquates pour identifier la mésogranulation car elles ne prennent pas en compte la « forme » des structures observées, un argument déjà évoqué par Nordlund et al. (1997) dans un autre contexte.

Enfin, une analyse récente de Roudier et al. (2003) a mis en évidence que les mésogranules semblaient en réalité être la manifestation de la corrélation temporelle de granules explosifs (*trees of fragmenting granules*) de divergence plus puissante que la moyenne des granules. Faut-il alors parler d'échelles privilégiées dans le spectre ? Les tenants de la thèse de la turbulence et ceux de la thèse des échelles discrètes semblent aujourd'hui se diriger vers un compromis bien illustré par les résultats de Lawrence et al. (2001).

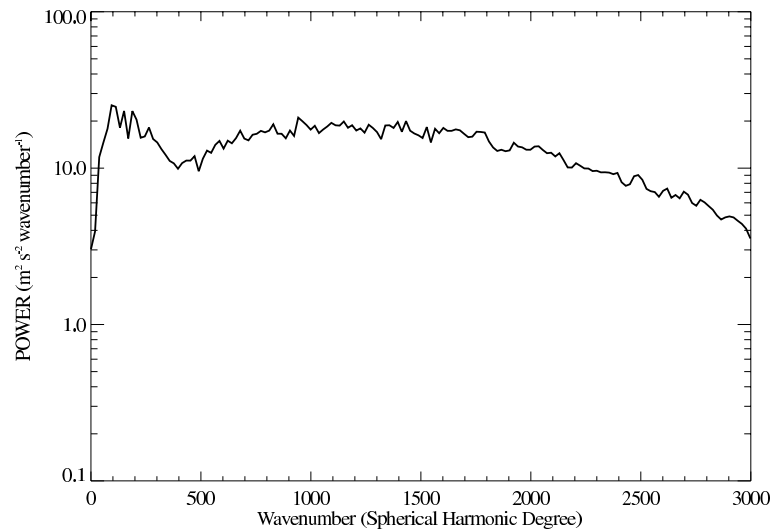


FIG. 1.5 – Spectre de puissance de la convection solaire réalisé à partir de mesures Doppler (Hathaway et al. 2000). Le motif principal centré sur  $\ell = 1\,500$  est dû à la granulation. Le pic secondaire à  $\ell = 120$  correspond quant à lui à la supergranulation.

### 1.3.e Magnétisme et dynamique dans la photosphère

Moins polémique que la mésogranulation mais tout aussi intéressant est le problème de la distribution des champs magnétiques dans la photosphère. Nous

allons ici tenter de décrire les relations observées entre structures magnétiques et dynamique photosphérique, déjà évoquées dans les paragraphes précédents pour déterminer la taille des supergranules. De telles informations peuvent en effet nous éclairer sur le rôle du champ magnétique dans la structuration de la dynamique, en particulier aux grandes échelles. Les deux points qu'il nous paraît important de souligner dans ce paragraphe sont les suivants : l'étude des champs qui composent le réseau magnétique et la mesure des champs dits intra-réseau.

La découverte du réseau chromosphérique  $\text{Ca}^+\text{K}$  (spectrohéliogrammes) date de Deslandres (1899). Leighton et al. (1962), Simon et Leighton (1964), en menant une étude comparée entre magnétogrammes, spectrohéliogrammes et dopplérogammes, ont mis en évidence une forte relation entre ce réseau, la distribution des champs magnétiques, et leur supergranulation. Les observateurs étudient attentivement les similarités entre ces structures, mais aussi leurs différences. Si les relations entre réseau magnétique et réseau chromosphérique semblent bien établies (ce qui fait qu'on les utilise tous deux de manière complémentaire comme traceurs de la supergranulation), les interactions entre le champ magnétique et la supergranulation elle-même sont certainement complexes.

Le réseau magnétique est un ensemble de points « brillants », identifiés comme des tubes de flux de plusieurs centaines de Gauss (Zwaan 1987, Martin 1988, Solanki 1993), qui se regroupent principalement en périphérie des supergranules (Simon et al. 1988), dans les zones d'écoulement descendant. L'hypothèse émise par Simon et Leighton (1964) selon laquelle les champs sont passifs au niveau de la dynamique permet de rendre compte en première approximation des observations. Cependant, plusieurs auteurs ont également insisté sur le comportement non cinématique de ces champs et sur leurs effets coercitifs à l'échelle des supergranules (Zwaan 1987, November et Simon 1988).

Certaines différences sont visibles entre supergranulation et réseau magnétique, en particulier l'écart de 2 % entre les taux de rotation de ces deux structures. Il faut souligner aussi que le réseau magnétique ne permet pas de « dessiner » complètement la périphérie des supergranules, se concentrant préférentiellement dans les vertex intenses. Enfin, les mesures de durée de vie et de taille de supergranules dérivées à partir de magnétogrammes ou du réseau chromosphérique (voir plus haut Wang et Zirin (1989), Schrijver et al. (1997), Hagenaar et al. (1997)) ne sont pas complètement compatibles avec celles basées sur les observations vélocimétriques, puisqu'elles semblent donner des valeurs plus petites pour ces deux observables.

Lisle et al. (2000) ont cependant montré en utilisant MDI que les techniques de *tracking* pouvaient être adaptées aux éléments du réseau magnétique, alors qu'elles étaient principalement utilisées au préalable sur des structures vélocimétriques de type granule/mésogranule. Leurs résultats sont en très bon accord avec les résultats de *tracking* traditionnel, avec des vitesses horizontales pour les points du réseau de  $350 \text{ m s}^{-1}$ . Krijger et Roudier (2003) ont obtenu des résultats similaires avec les données du satellite TRACE, mettant en évidence la formation du réseau par l'intermédiaire de l'écoulement dans les supergranules.

Les champs intra-réseau peuplent l'intérieur des supergranules. Leur intensité, faible, est difficile à mesurer par effet Zeeman, puisque la séparation des raies n'est pas assurée pour les champs faibles. Ils ont été découverts par Livingston et Harvey (1975). Des valeurs caractéristiques pour ces champs sont de l'ordre de quelques dizaines de Gauss (Martin 1988, Keller et al. 1994, Lin 1995). Leur structure spatiale consiste de polarités mixtes réparties avec une échelle caractéristique de quelques milliers de kilomètres. Enfin, très récemment, les travaux de Domínguez Cerdeña (2003), Roudier et Muller (2004) et des observations réalisées sur le télescope solaire de La Palma ont mis en évidence une distribution de champs magnétiques à des échelles mésogranulaire et même granulaire.

Ce rapide tour d'horizon des propriétés magnétiques de la dynamique photosphérique conclut notre étude des observations de la surface du Soleil. Dans le paragraphe qui suit, nous tentons de faire le point sur les simulations numériques réalisées au cours des trente dernières années en complément de ces observations.

## 1.4 Expériences numériques sur la convection turbulente

En dépit des limitations techniques évidentes de l'outil informatique, l'ensemble des études numériques a tout de même permis d'améliorer considérablement notre compréhension de la convection solaire. Avant de nous intéresser aux expériences à grand rapport d'aspect<sup>4</sup> directement reliées à ce travail de thèse, nous effectuons un relevé des connaissances acquises sur la physique de la convection en milieu fortement stratifié par l'intermédiaire de simulations à rapport d'aspect petit ou modéré. Un tel exercice est à la fois nécessaire pour obtenir l'état de l'art dans ce domaine et utile pour le développement « concret » d'un code de simulations comme celui présenté en annexe A.

### 1.4.a Les pionniers

Les premières simulations numériques de mécanique des fluides (et plus particulièrement de convection, champ auquel nous nous limiterons ici), ont vu le jour dans les années 1970, et elles ont rapidement commencé à être utilisées dans le cadre astrophysique. Graham (1975), Graham et Moore (1978) ont été les premiers à effectuer des simulations bidimensionnelles de convection en milieu stratifié (leur code a par la suite été réutilisé et développé par d'autres chercheurs). Ils ont montré que les rouleaux de convection dans un tel milieu présentaient une asymétrie haut-bas, avec en particulier un décalage du centre des rouleaux vers le bas de l'atmosphère. Le nombre de Rayleigh était dix fois supercritique dans

---

<sup>4</sup>on définit le rapport d'aspect d'une simulation comme étant le rapport entre les dimensions horizontale et verticale du domaine étudié.

leurs expériences. Massaguer et Zahn (1980) puis Toomre et al. (1982) ont ensuite tenté une résolution numérique d'un modèle d'atmosphère anélastique tronqué à deux ou trois modes horizontaux, avec un certain succès, puisqu'ils ont mis en évidence le phénomène d'inversion de densité (en anglais, *buoyancy braking*). Mentionnons également les simulations 2D de Chan et al. (1982) assez similaires à celles de Graham (1975).

Les travaux cités ci-dessus ne permettaient pas d'obtenir des modèles « réalistes » de convection turbulente, en raison des régimes de paramètres explorés. En effet, que conclure d'une simulation avec un nombre de Rayleigh dix fois critique, ou d'un modèle à trois modes, lorsqu'on regarde la richesse d'un spectre réel de turbulence ?

Deux voies ont alors été explorées : la première, principalement suivie par le groupe de Nordlund à Copenhague, s'est attachée à pousser le réalisme des ingrédients physiques au maximum. La seconde, dans l'esprit des simulations de Graham (1975), s'est limitée à des modèles d'atmosphère simplifiés (principalement des polytropes) avec des conditions aux limites idéalisées. C'est la voie choisie par les groupes américains de Chicago et Boulder, et par le groupe de Cambridge. Le tableau 1.1 donne une liste représentative des efforts engagés par la communauté astrophysique dans la modélisation numérique de la convection.

### 1.4.b Propriétés des modèles détaillés de la granulation

Certaines simulations prennent aujourd'hui en compte transfert de rayonnement, ionisation, équations d'état réalistes, lois de comportement fluides non triviales, ainsi que des conditions aux limites pertinentes (parois ouvertes, refroidissement radiatif, etc.). Une première approche 3D ( $32 \times 32 \times 32$ ) a été réalisée par Nordlund (1982), prolongée par Stein et Nordlund (1989) avec une résolution double, sur une zone convective de rapport d'aspect 2.5. Ils ont observé que le motif de la granulation apparaissait avant tout à la surface où un refroidissement radiatif important était imposé, alors que l'explication classique considérait ces cellules comme des modes de convection similaires aux hexagones de Rayleigh-Bénard. En profondeur, leurs panaches convectifs se collent entre eux pour donner naissance à des structures de taille croissante. Cette observation est à noter dans le contexte de la génération des grandes échelles de la turbulence.

Plus récemment, Stein et Nordlund (1998) ont confirmé ces résultats sur des résolutions bien plus importantes (cf. tableau 1.1). Dans cet article, de nombreux profils thermodynamiques illustrant très nettement la suradiabaticité de la couche de surface mettent en évidence la granulation comme un phénomène superficiel principalement relié au refroidissement radiatif, alors que les couches profondes fortement mélangées présentent un profil quasi-isentropique. Leurs résultats soulignent l'influence de la stratification sur l'extension horizontale des granules et la vitesse du fluide dans les granules (l'échelle de hauteur de densité est de l'ordre de 150 km immédiatement sous la surface, et l'extension horizontale des granules vaut environ 1 000 km).

Groupe	Type de simulation	Résolution	$A$
Chan et al. (1982)	Polytrophe (LES)	2D $52 \times 72$	2
Hurlburt et al. (1984)	Polytrophe	2D $41 \times 161$	6
Stein et Nordlund (1989)	Atmosphère détaillée (LES)	3D $63 \times 63 \times 63$	2.5
Chan et Sofia (1989)	Polytrophe (LES)	3D $46 \times 28 \times 28$	1.5
Cattaneo et al. (1990)	Polytrophe	2D $128 \times 512$	4
Malagoli et al. (1990)	Polytrophe (PPM)	3D $56 \times 96 \times 96$	4
Cattaneo et al. (1991)	Polytrophe	3D $96 \times 96 \times 96$	6
Porter et Woodward (1994)	Polytrophe (PPM)	2D $256 \times 1\,024$	4
Matthews et al. (1995)	Polytrophe avec $B$	3D $25 \times 16 \times 16$	2
Chan et Sofia (1996)	Polytrophe (LES)	3D $100 \times 137 \times 137$	1.5
Brummell et al. (1996)	Polytrophe	3D $130 \times 256 \times 256$	4
Stein et Nordlund (1998)	Atmosphère détaillée (LES)	3D $63 \times 253 \times 253$	3
Tao et al. (1998)	Polytrophe avec $B$	3D $82 \times 256 \times 256$	8
Elliott (2000)	Polytrophe (LES)	3D $64 \times 256 \times 256$	4
Cattaneo et al. (2001)	Boussinesq	3D $96 \times 1\,024 \times 1\,024$	20
Brummell et al. (2002)	Polytrophe	3D $575 \times 512 \times 512$	2.5
Weiss et al. (2002)	Polytrophe avec $B$	3D $82 \times 256 \times 256$	8
Rieutord et al. (2002)	Atmosphère détaillée (LES)	3D $82 \times 315 \times 315$	10
DeRosa et al. (2002)	Coquille sphérique (LES)	3D $128 \times 512 \times 1\,024$	75
Cattaneo et al. (2003)	Boussinesq avec $B$	3D $96 \times 1\,024 \times 1\,024$	20

TAB. 1.1 – Résumé des paramètres utilisés dans différentes simulations de convection astrophysique réalisées dans les vingt dernières années, avec ou sans champ magnétique (liste non exhaustive).  $A$  est le rapport d'aspect de la simulation. L'emploi de méthodes numériques « spéciales » est indiqué entre parenthèses (LES=*Large Eddy Simulations*, PPM=*Piecewise Parabolic Method*). En absence d'une telle mention, il s'agit de Simulations Numériques Directes (DNS).

À ce jour ces simulations constituent certainement le modèle le plus réaliste de convection photosphérique réalisé, puisqu'un excellent accord avec les observations est obtenu, que ce soit au niveau de la taille caractéristique des structures obtenues, de l'amplitude des fluctuations thermodynamiques, ou de la modification de certains profils de raies sous l'effet de la convection. Notons en revanche que la dynamique turbulente obtenue dans ces simulations est limitée, puisque les corrélations d'ordre élevé obtenues ne sont pas satisfaisantes. De l'article de 1982 au produit final publié en 1998, le groupe de Nordlund aura toutefois consacré seize ans à la compréhension détaillée de la granulation, ce qui montre à quel point les investigations numériques peuvent s'avérer délicates et complexes à mettre en œuvre.

### 1.4.c Propriétés des simulations d'atmosphères polytropiques

Parallèlement à ces investigations, d'autres groupes ont considéré des modèles « idéalisés » d'atmosphères polytropiques fortement stratifiées, dans l'approximation de diffusion (les équations utilisées dans ce type de simulation sont données au chapitre 2, paragraphe 2.3).

#### Inversion de densité, flux d'énergie

Hurlburt et al. (1984) ont confirmé les résultats de Graham (1975) et Massaguer et Zahn (1980) sur des simulations 2D avec des nombres de Rayleigh jusqu'à 1 000 fois critique, une résolution verticale de 41 points et horizontale de 161 points, et un rapport d'aspect 4. En plus de la confirmation du phénomène d'inversion de densité, ils ont obtenu des informations quantitatives sur l'asymétrie entre les panaches montants et descendants (voir plus bas), expliqué en détail l'équilibre des forces dans la dynamique de ces structures, et caractérisé l'influence précise de la stratification sur les flux énergétiques au travers de l'atmosphère. Parmi leurs résultats, soulignons la mise en évidence d'un flux cinétique net descendant (en relation avec la vigueur des panaches descendants) et d'un flux convectif total positif (grâce au flux d'enthalpie), ainsi que l'apparition d'un profil de température isentropique stationnaire dans le régime non-linéaire, relié à l'efficacité du mélange convectif. De ce point de vue, leurs simulations se rapprochent beaucoup de celles de Stein et Nordlund (1989).

Remarque

Inversion de densité (*buoyancy braking*)

Dans un milieu compressible, une perturbation de densité  $\delta\rho$  est la composition d'une perturbation de pression  $\delta p$  et de température  $\delta T$ . Pour un gaz parfait, on peut linéariser selon

$$\frac{\delta\rho}{\rho} = \frac{\delta p}{p} - \frac{\delta T}{T}, \quad (1.2)$$



Que ce soit au niveau des panaches montants ou descendants, la fluctuation de pression est toujours positive, puisque les rouleaux de convection « appuient » sur ces panaches sous l'effet de la force centrifuge. En revanche, la fluctuation de température peut être soit positive, soit négative, selon qu'il s'agit d'un panache montant (fluide plus chaud que la moyenne) ou descendant (fluide plus froid). Dans le cas d'un panache descendant, les deux fluctuations interfèrent positivement au sens où toutes deux accentuent la surdensité de la bulle. Dans le cas d'un panache montant, une fluctuation de densité initialement négative peut devenir positive si les effets de pression contrebalancent ceux de la température. On arrive à la conclusion qu'une bulle plus dense que son environnement peut monter si elle possède initialement une vitesse verticale suffisante. Les effets de pression agissent alors comme un frein à la poussée d'Archimède. Réciproquement, dans un tel milieu, les surdensités initiales sont accentuées par la pression, ce qui a pour conséquence d'accélérer le fluide et accroît la turbulence dans son voisinage. On explique ainsi l'asymétrie entre les panaches montants relativement laminaires et les écoulements descendants turbulents dans la convection compressible. Le rôle de la pression y est donc *dynamique*.

Dans le cas d'un milieu incompressible (un liquide s'écoulant à faible nombre de Mach par exemple), en revanche, la fluctuation de densité est simplement reliée à la fluctuation de température par un coefficient de dilatation  $\alpha$  tel que  $\delta\rho = -\alpha\rho\delta T$ . Aucune asymétrie comparable au cas compressible ne peut se manifester puisque la force centrifuge n'a pas d'influence sur les perturbations thermiques.

Les modèles polytropiques ont été largement étendus à des problèmes tridimensionnels plus réalistes. Chan et Sofia (1986, 1989), Cattaneo et al. (1991), Chan et Sofia (1996) ont ainsi étudié le transport de l'énergie dans une zone 3D fortement stratifiée. Selon Cattaneo et al. (1991), les flux enthalpique et cinétique liés aux écoulements descendants caractérisés par une échelle spatiale de l'ordre de l'épaisseur de la couche de fluide se compensent, si bien que ces structures ne contribuent pas en moyenne au transport convectif de l'énergie. Le transport est alors assuré par des structures turbulentes à plus petite échelle, contrairement aux résultats des simulations de Stein et Nordlund (1989) décrites précédemment. Nordlund et al. (1994), s'appuyant sur une série d'expériences menées par Rast et al. (1993), Rast et Toomre (1993), ont suggéré que cette différence pouvait s'expliquer par la prise en compte dans les modèles détaillés de convection granulaire de la chaleur latente d'ionisation du gaz, alors que les simulations polytropiques se limitent au gaz parfait.

## Chocs

Une autre propriété de ces flots, mise en évidence par Cattaneo et al. (1990), Malagoli et al. (1990), Porter et Woodward (1994), est l'existence de chocs dans le domaine supérieur de la boîte de simulation, lorsque le nombre de Rayleigh devient très important (de l'ordre de  $10^6$  pour des simulations dans un milieu fortement stratifié). Ces chocs existent aussi bien dans les modèles bidimensionnels que tridimensionnels et contribuent à la diminution de la vigueur de la turbulence, par transfert d'énergie cinétique en énergie thermique.

## Champs magnétiques

Hurlburt et Toomre (1988), Hurlburt et al. (1989) puis Weiss et al. (1990) se sont intéressés à des configurations 2D avec champ magnétique et ont mis en évidence l'apparition de nappes de champ magnétique intense entre les rouleaux de convection, conduisant à une forte diminution de la densité dans ces zones sous l'effet des fortes pressions magnétiques. Une étude exhaustive des différents régimes a également été menée dans ces articles. Selon le degré de suradiabaticité du système, l'intensité du champ magnétique, et la valeur relative des diffusivités dans le milieu, la convection peut se présenter sous forme stationnaire, d'ondes qui se propagent, d'ondes stationnaires ou d'un régime chaotique. Lorsque le champ magnétique initial est oblique, Matthews et al. (1992) ont montré que des ondes se propageant étaient favorisées. Nous nous sommes servis de certains de ces résultats pour valider quantitativement le comportement de notre code de simulations directes (cf. annexe A, paragraphe A.4.c).

Les aspects 3D de la magnétoconvection dans les polytropes en régime faiblement non-linéaire (ou avec un fort champ magnétique) ont été abordés par Matthews et al. (1995), Weiss et al. (1996), avec l'idée de l'appliquer aux taches solaires et aux champs intergranulaires. En champ faible, leurs simulations font apparaître des régimes pour lesquels le champ magnétique est évacué dans le réseau des panaches descendants et se déplace le long des interstices entre granules, où la pression magnétique peut devenir de l'ordre de la pression thermique. En champ fort, la convection et le réseau magnétique semblent plus stationnaires. Rucklidge et al. (2002) ont pour leur part mis en évidence les brisures de symétrie et la désorganisation des motifs de convection de l'écoulement lorsque le rapport d'aspect augmente.

Finalement, mentionnons brièvement les expériences récentes à haute résolution de Brummell et al. (1996, 1998, 2002), faisant intervenir la rotation et/ou la pénétration dans des zones stratifiées stables. Ces simulations ne sont pas en rapport direct avec le problème abordé dans ce travail<sup>5</sup>, mais représentent aujourd'hui ce qui se fait de plus abouti dans le domaine.

---

<sup>5</sup>Rappelons malgré tout que la rotation semble avoir un rôle perturbatif au niveau de la supergranulation.

### Influence des conditions aux limites

Un point soulevé par Nordlund et al. (1994) est l'influence des conditions aux limites sur la vitesse et la différence entre des frontières de type « mur », souvent employées dans les simulations de polytropes, et des conditions de type « pénétratif ». Ces conditions ont évidemment une influence sur la topologie de la convection. En effet, le retournement du fluide descendant sur une paroi inférieure rigide réinjecte des fluctuations d'énergie et donc de la turbulence dans les panaches *ascendants*. Ils soulignent que le choix d'une stratification importante permet d'atténuer cet effet de bord, puisque celle-ci accentue le degré de turbulence des panaches *descendants*.

Malgré les quelques différences évoquées ci-dessus, les simulations de Stein et Nordlund (1989) et de polytropes se rejoignent sur un grand nombre de points. Ceci laisse à penser qu'une modélisation détaillée de tous les effets physiques présents dans la photosphère n'est pas forcément nécessaire pour étudier les mécanismes d'instabilité (magnéto)hydrodynamiques, puisque la morphologie générale des écoulements semble peu dépendante de l'intégration de ces processus. En particulier, l'approximation de diffusion permet de reproduire qualitativement le motif de la granulation en surface, comme le montrent par exemple les expériences de Cattaneo et al. (2001). En pratique, elle s'avère d'autre part bien plus simple à mettre en œuvre que le transfert de rayonnement dans la zone convective. Nous reviendrons en détail sur ces comparaisons au chapitre 4.

#### 1.4.d Simulations à grands rapports d'aspects

Après cet aperçu des propriétés de la convection turbulente compressible étudiée par l'intermédiaire de simulations à faible rapport d'aspect, abordons à présent le domaine encore peu exploré des expériences à grande échelle. À l'heure actuelle, les résultats de ces simulations restent très préliminaires.

L'intérêt des simulations de convection stellaire à grande échelle est multiple. Il peut s'agir d'expliquer les propriétés globales de la convection dans une enveloppe stellaire sphérique en rotation (rotation différentielle, circulation méridienne, cellules géantes, transfert de moment cinétique), de caractériser la distribution et la génération des champs magnétiques (dynamos locales, globales, réseau magnétique) sous l'effet de la convection, et bien sûr de déterminer les relations entre granules, mésogranules, supergranules.

Soulignons tout de suite les limites auxquelles les numériciens sont confrontés aujourd'hui. Deux approches géométriques sont possibles pour ces simulations : une approche cartésienne, et une approche sphérique. Dans le premier cas, les simulations les plus récentes ne permettent d'accéder qu'à des structures dynamiques de taille caractéristique horizontale inférieure ou égale à 10 000 km, puisqu'on souhaite conserver un nombre de points suffisant pour résoudre les petites échelles de la convection photosphérique (typiquement les granules). Dans le deuxième cas, une approche de champ moyen est implicitement adoptée. Le problème est le suivant : sachant que dans ces simulations la plus grande échelle

correspond à l'étoile dans sa globalité, quelle est la plus petite échelle horizontale *inertielle* que l'on puisse simuler sans trop d'erreur ? La réponse, dans le cas du Soleil, est environ 30 000 km, compte-tenu des ressources informatiques existantes. Ceci correspond à l'échelle de la supergranulation. Autrement dit, on voit que la bande du spectre de la convection allant de 10 000 km à 30 000 km n'est pas correctement couverte par les simulations actuelles, ce qui ne permet pas d'étudier les interactions non-linéaires entre petites et grandes échelles. Si on ajoute à cette remarque les difficultés observationnelles à caractériser la mésogranulation et la supergranulation, on obtient certainement une partie de l'explication de notre mauvaise compréhension de ces phénomènes.

### Géométrie sphérique

L'intérêt pour la simulation des échelles globales date d'une trentaine d'années, quand Gilman (1975) a élaboré un modèle numérique de convection Boussinesq 2D dans une coquille sphérique pour étudier l'influence de la rotation sur la convection et les profils radiaux de taux de rotation. Gilman et Glatzmaier (1981), Glatzmaier (1984) ont poursuivi ce travail dans le cadre de l'approximation anélastique. Le problème analogue pour des milieux complètement compressibles a été abordé par Valdetaro et Meneguzzi (1990). Compte-tenu de la résolution utilisée, seules des structures laminaires de l'ordre de 100 000 km pouvaient être identifiées dans ces simulations.

Des simulations numériques intensives sont aujourd'hui menées avec le code anélastique américain ASH (Anelastic SHell) développé à Boulder (Clune et al. 1999). L'utilisation de ce programme pour l'étude de la supergranulation est assez récente. DeRosa (2001), DeRosa et al. (2002) ont mené des simulations 3D dans des coquilles sphériques minces. La résolution utilisée permet en théorie d'observer des structures d'extension horizontale supérieure à 10 000 km et leur travail a mis en évidence de la convection à l'échelle supergranulaire. Une critique peut cependant être émise à propos de la validité « dynamique » de ces échelles dans leurs simulations. Les auteurs reconnaissent eux-mêmes que le modèle de sous-maille qu'ils utilisent ne prend certainement pas bien en compte toute la dynamique aux échelles plus petites (et en particulier à l'échelle granulaire). Le mécanisme de formation de la supergranulation reste donc encore largement indéterminé si on se limite à l'analyse de ces travaux. On voit en particulier mal pourquoi une échelle de l'ordre de 30 000 km serait favorisée spécialement dans leur simulation si ce n'est que cette longueur correspond également à la profondeur de la zone convective choisie<sup>6</sup>.

Malgré tout, ces études présentent un intérêt important, puisque l'apparition d'échelles supergranulaires permet de caractériser l'influence de ces structures à des échelles globales (et d'étudier en particulier leur interaction avec la zone de cisaillement sous la surface solaire). La prochaine génération de travaux de ce

---

<sup>6</sup>Ce groupe a depuis refait des simulations avec une meilleure résolution et les motifs « supergranulaires » ont semble-t-il disparu.

type sera de toute évidence très instructive.

### Géométrie cartésienne

Nous venons de soulever le problème de la modélisation des échelles non résolues par la maille dans les simulations en géométrie sphérique. Une réponse à cette question ne peut être apportée que par une étude détaillée de la dynamique et des transferts d'énergie aux échelles intermédiaires entre granulation et supergranulation. Des simulations de convection à grand rapport d'aspect en géométrie cartésienne sont donc nécessaires pour combler ce « trou de résolution ». Comme il a été évoqué en introduction, de telles expériences sont également soumises à des problèmes de résolution, mais dans la direction opposée, à savoir que la taille maximale des boîtes de simulation peut difficilement excéder 10 000 km avec la technologie actuelle.

Récemment, Cattaneo et al. (2001) ont présenté des simulations dans l'approximation de Boussinesq pour un rapport d'aspect allant jusqu'à 20 et un nombre de Rayleigh élevé ( $5 \cdot 10^5$ ). Celles-ci semblent mettre en évidence un champ de vitesse advectif à l'échelle de la mésogranulation. Un argument intéressant pour caractériser l'existence effective d'un tel écoulement est l'estimation de son temps de corrélation. En effet, il est possible qu'une distribution aléatoire de « fontaines » à petite échelle fasse apparaître transitoirement des motifs plus grands, sans véritable origine dynamique. Cattaneo et al. (2001) estiment ce temps de corrélation à environ trente temps de retournement convectif pour leurs mésogranules, ce qui exclut un simple artefact stochastique. Les auteurs penchent en faveur d'une explication dynamique du phénomène, *i. e.* d'une interaction collective entre les granules, et concluent à la non-plausibilité d'un tel mécanisme dans le cadre de la supergranulation, affirmant que celle-ci trouve probablement sa source en profondeur. Récemment, Rast (2003a), se basant sur les dernières observations disponibles, a au contraire argumenté en faveur d'une interaction collective de panaches granulaires comme origine commune à la mésogranulation et à la supergranulation. Cattaneo et al. (2001) suggèrent également que la formation de mésogranules ne requiert pas la présence d'une stratification importante (puisque'il s'agit d'une simulation en milieu incompressible), par opposition au scénario de « collage » de panaches évoqué paragraphe 1.4.b, qui est précisément lié à cette physique. Tout comme Cattaneo et al. (2001), Spruit et al. (1990) avaient argumenté qu'il est difficile de favoriser une échelle particulière comme la mésogranulation par un tel processus.

Rieutord et al. (2002) ont eux aussi réalisé une simulation cartésienne à grande échelle, en utilisant le code de Nordlund et Stein décrit plus haut, pour un rapport d'aspect 10. Ils n'ont pas réussi à mettre en évidence des modes à grande échelle et attribuent ceci soit à une turbulence insuffisamment vigoureuse dans leur expérience, soit à un domaine de simulation trop restreint.

Du côté des simulations avec champ magnétique, Tao et al. (1998) ont été les premiers à envisager des rapports d'aspects importants ( $A = 8$ ) et à étudier la

distribution des champs dans un polytrope fortement stratifié. Rucklidge et al. (2002), Weiss et al. (2002) ont poursuivi ces simulations et montré que dans un régime de champs modérés avec  $A > 6$ , le flux magnétique peut dans certains cas se séparer des mouvements convectifs, les lignes de champs se concentrant fortement sur un réseau à grande échelle entourant des « cellules » de convection. Un enseignement important à tirer de leurs expériences est l'apparition de structures de plus en plus grandes lorsque le rapport d'aspect augmente, illustrant le fait qu'avec les résolutions envisageables aujourd'hui, il est difficile de générer des structures à grande échelle indépendantes de la taille de la boîte. Finalement, Cattaneo (1999), Emonet et Cattaneo (2001), Cattaneo et al. (2003) ont réalisé le même genre d'expériences dans le cadre de l'approximation de Boussinesq et ont discuté la transition entre un régime de dynamo turbulente à petite échelle apparaissant lorsqu'aucun champ magnétique initial n'est imposé et un régime de type magnétoconvection pour lequel un champ magnétique de plus en plus fort imposé au début de l'expérience structure progressivement l'écoulement.

## 1.5 Une tentative de synthèse

Ce tour d'horizon des observations et des simulations de convection turbulente étant terminé, nous pouvons à présent dresser un premier bilan de nos connaissances actuelles sur la convection photosphérique et apprécier le rôle que peuvent jouer les simulations numériques pour l'amélioration de notre compréhension de ces phénomènes.

### 1.5.a Granulation solaire

Comment caractériser quantitativement les propriétés de la convection photosphérique en termes de dynamique des fluides, en se basant sur les observations et les simulations ? Diverses estimations s'avèrent utiles pour la compréhension de ces processus physiques. La valeur de la diffusivité thermique<sup>7</sup> à proximité de la surface est  $\kappa \simeq 2 \cdot 10^8 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ . Cette donnée permet de calculer :

- le temps de thermalisation d'un granule,

$$\tau_{\text{th}} = \frac{L_g^2}{\kappa} \simeq 10^3 \text{ s} ; \quad (1.3)$$

- le temps dynamique d'un granule, qui correspond au temps mis par une particule fluide pour parcourir  $L_g$ ,

$$\tau_{\text{dyn}} = \frac{L_g}{V_g} \simeq 10^3 \text{ s} . \quad (1.4)$$

---

<sup>7</sup>On suppose que l'approximation de diffusion est valable dans le domaine considéré. Cette hypothèse, est de toute évidence mis en défaut dans les zones supérieures de la photosphère solaire où le libre parcours moyen des photons est important.

On voit que ces deux temps sont du même ordre de grandeur, et proches du temps de vie caractéristique d'une structure granulaire. Cela se traduit par

$$\text{Pe} \equiv \frac{\tau_{\text{th}}}{\tau_{\text{dyn}}} = \frac{L_g V_g}{\kappa} = \mathcal{O}(1), \quad (1.5)$$

en introduisant le nombre de Peclet. Lorsque  $\text{Pe} < 1$ , la turbulence n'est pas assez vigoureuse pour « apporter » des fluctuations de température en un point, celles-ci étant rapidement atténuées par la diffusion thermique. Au contraire, pour  $\text{Pe} > 1$ , la diffusion thermique agit sur des échelles de temps trop importantes pour gommer les fluctuations turbulentes de température ( $\text{Pe}$  est l'analogue thermique du nombre de Reynolds). Autrement dit, le granule est avant tout une structure issue de l'équilibre entre les processus de diffusion et la force d'Archimède, qui assure l'interface entre le transport convectif et le transport radiatif. La plus petite échelle de longueur à laquelle il est possible d'observer des fluctuations de température significatives est donc de l'ordre de  $L_g = \kappa/V_g$ .

De manière analogue, on peut former le nombre de Reynolds d'un granule, en utilisant la viscosité du gaz, estimée à  $\nu \sim 1 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$  en surface. On a

$$\text{Re} = \frac{L_g V_g}{\nu} \simeq 10^9 \quad (1.6)$$

Autrement dit, la granulation est laminaire du point de vue radiatif mais extrêmement turbulente du point de vue purement hydrodynamique. Le nombre de Prandtl, défini par

$$\text{Pr} = \frac{\nu}{\kappa} \quad (1.7)$$

est de l'ordre de  $10^{-9}$  en surface<sup>8</sup>.

Remarque	Le nombre de Peclet est proche de 1 à la surface, mais augmente dès qu'on pénètre à $\tau > 1$ , pour atteindre des valeurs de l'ordre de $10^7$ dans les profondeurs de la zone convective où le transfert radiatif redevient prédominant et les échelles de vitesse et de longueur caractéristique sont très grandes, contrairement à la surface (Brandenburg et al. 2000). En profondeur on a simultanément $\text{Pe} \gg 1$ et $\text{Re} \gg 1$ , tandis que le nombre de Prandtl reste très petit (environ $10^{-6}$ ).
----------	--

### 1.5.b Le modèle standard de la convection à la surface du Soleil

Les observations des années 60 ont conduit Simon et Leighton à proposer le modèle physique « historique » de la supergranulation (Simon et Leighton 1964). Dans ce modèle, la granulation est identifiée à la profondeur de recombinaison de  $\text{H}^+$ , tandis que la supergranulation trouve son origine dans la recombinaison en

---

<sup>8</sup>On peut noter que ce paramètre différencie complètement les comportements de la convection solaire et de la convection dans le manteau terrestre, caractérisée par  $\text{Pr} \rightarrow \infty$ , puisque le fluide qui compose celui-ci est hypervisqueux.

profondeur de  $\text{He}^{++}$ . Dans le cadre de l'étude linéaire de l'instabilité convective, des cellules peuvent en effet se développer sur des échelles horizontales du même ordre de grandeur que la hauteur de la couche de fluide. Demeure alors la question de la profondeur intermédiaire de recombinaison de  $\text{He}^+$ , qui devrait elle aussi faire émerger une échelle distincte à la surface (figure 1.6). La découverte de la mésogranulation par November et al. (1981), avec une échelle horizontale de 8 000 km, a donné un argument aux défenseurs de cette théorie, qui y ont vu la manifestation de la recombinaison de l'hélium ionisé une fois.

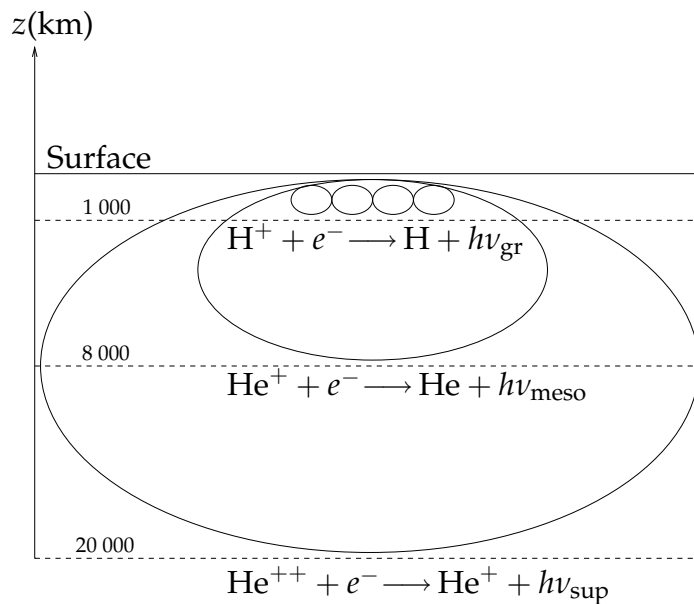


FIG. 1.6 – Modèle standard de la convection photosphérique. Ce scénario est principalement basé sur une relation linéaire (*i. e.* une superposition) entre les différentes échelles observées.

### 1.5.c Le modèle en question : et la turbulence ?

Plusieurs ombres viennent cependant noircir ce tableau. Les travaux de Beckers (1968), Worden et Simon (1976), Lin et Kuhn (1992), pour ne citer que ceux-ci, montrent que les faibles fluctuations de température observées s'identifient surtout au réseau magnétique et peuvent difficilement être attribuées à une structure convective transportant un flux d'énergie significatif. Rast (2003b) soutient également que les profondeurs d'injection d'énergie ne sont pas aussi nettes que dans la description du modèle standard et que dans tous les cas cet apport d'énergie tendrait plutôt à destabiliser des structures cohérentes et à faire apparaître des petites échelles.

En réalité, la description classique fait totalement abstraction de la nature turbulente de la convection photosphérique et des interactions entre les diverses échelles qui font partie d'un *continuum*, comme le montre le spectre de puissance de la figure 1.5. Nous avons vu au paragraphe 1.5.a que l'échelle de la granulation



est intrinsèquement liée au processus de convection et au refroidissement radiatif. En utilisant des arguments généraux de turbulence, il est alors tout à fait possible de faire apparaître les bons ordres de grandeurs pour les grandes échelles (Rieutord et al. 2000) en utilisant la granulation pour normaliser le spectre turbulent. Par exemple, la durée de vie caractéristique d'une échelle  $k$  varie comme

$$\tau \sim k^{\frac{\alpha-3}{2}}, \quad (1.8)$$

en faisant l'hypothèse de similarité pour le spectre de puissance de la turbulence  $E(k) \sim k^{-\alpha}$ . Sachant que pour une turbulence 3D on doit avoir  $\alpha < 3$ , les grandes structures doivent vivre plus longtemps. On peut ainsi estimer la valeur de l'échelle supergranulaire pour  $\alpha = 5/3$  (turbulence universelle tridimensionnelle homogène et isotrope), connaissant les temps caractéristiques de la granulation et de la supergranulation. On trouve

$$L_{sg} \simeq L_g \left( \frac{\tau_{sg}}{\tau_g} \right)^{3/2} \simeq 10^8 \text{ m}, \quad (1.9)$$

Cet exemple n'a bien sûr pas valeur de référence en lui-même, il montre simplement qu'une alternative à l'explication historique de Simon et Leighton (1964) et November et al. (1981), basée sur des hypothèses de dynamique des fluides plus réalistes, est possible et doit être considérée attentivement, au regard des observations et simulations récentes : les études de Rieutord et al. (2000), Ploner et al. (2000), Cattaneo et al. (2001), Roudier et al. (2003), Rast (2003b) suggèrent majoritairement des mécanismes d'interactions non-linéaires entre granules pour expliquer l'émergence de structures de taille supérieure.

Le scénario turbulent possède malgré tout ses propres inconvénients, le premier d'entre eux étant qu'il n'explique pas actuellement le maximum de puissance observé à l'échelle supergranulaire, et dans une moindre mesure à l'échelle mésogranulaire. Pour éviter de pécher par naïveté dans ce sens et illustrer la complexité du problème, rappelons simplement quelques arguments qui suggèrent qu'un spectre en  $k^{-5/3}$ , par exemple, n'est pas approprié à la convection photosphérique, et que l'image de la turbulence universelle doit être utilisée avec précaution pour un tel écoulement.

Au vu de la figure 1.5, il est difficile d'identifier le spectre de la convection solaire avec le spectre universel de Kolmogorov de la turbulence homogène isotrope avec une pente en  $k^{-5/3}$ . Nordlund et al. (1997) soulignent que la granulation apparaît à la fois observationnellement et numériquement comme un écoulement laminaire, en particulier dans sa partie montante, et relèvent que les hypothèses d'isotropie et d'homogénéité utilisées en turbulence classique sont complètement violées dans le cadre de la photosphère, puisque l'échelle de hauteur de densité au niveau de la surface ne constitue qu'un dixième de la taille caractéristique d'un granule.

Finalement nous concluerons ce paragraphe par une question : comment définir la zone inertielle de la convection photosphérique ? Si la granulation s'identifie à l'échelle d'injection d'énergie dans la turbulence, la mésogranulation et la

supergranulation n'appartiendraient pas à la zone inertielle, dont les propriétés constituent, avec l'échelle de dissipation de Kolmogorov, les principales prédictions de la théorie K41. Constatant ainsi que la dynamique au-delà de l'échelle d'injection est largement inconnue, la quête d'une explication simple à l'existence des mésogranules et des supergranules basée uniquement sur des arguments académiques de stabilité linéaire ou de turbulence semble malheureusement partiellement compromise...

### 1.5.d Que nous apportent les simulations numériques ?

Le problème complet de la convection photosphérique, au vu de l'ensemble des observations que nous avons décrites précédemment, ne possède pas de solution analytique. En fait, l'inclusion d'un ingrédient aussi « simple » que la stratification fait que toute tentative dans cette direction est vouée à l'échec (mentionnons les efforts méritoires de Spiegel (1965) qui a cherché une solution exacte au problème linéaire de l'instabilité convective en milieu compressible !). En revanche, la stratification se traite plutôt bien avec une simulation numérique. De manière générale, cet outil se prête très bien à l'incorporation de nombreux ingrédients (nous avons déjà évoqué les résultats de Stein et Nordlund (1998)) et permet une compréhension poussée des mécanismes physiques à l'œuvre dans le Soleil. Malheureusement, il montre très vite ses limites dès lors que l'on s'intéresse aux problèmes fondamentaux de la turbulence, qui font intervenir une grande disparité d'échelles.

Avec les ordinateurs de la génération actuelle, il est toutefois envisageable de résoudre une partie de nos problèmes, le nombre de degrés de liberté des systèmes étudiés n'étant pas forcément aussi important qu'il n'y paraît. Par exemple, Stein et Nordlund (1998) ont pu reproduire une bonne partie des observations relatives à la granulation sans pour autant résoudre toutes les échelles de la turbulence, du centimètre au mégamètre. Il se pourrait également que, de manière générale, les éléments cohérents (filaments tourbillonnaires, *worms*) de la turbulence soient responsables de l'essentiel de la structure des écoulements bien qu'ils se concentrent uniquement dans des petites zones (Vincent et Meneguzzi 1994, Moffatt et al. 1994, Frisch 1995). Si tel était le cas, il suffirait de savoir les décrire pour obtenir toute l'information importante sur la turbulence (et cela ne demanderait pas forcément autant de points de grille  $N$  que la déprimante évaluation  $N \sim Re^{9/4}$  en trois dimensions). La suggestion récente de Cattaneo et al. (2001) que l'essentiel de l'écoulement aux échelles supérieures à celle de la granulation puisse être gouverné par des structures vorticales intenses laisse à penser que ce cas de figure ne peut pas être exclu et que même une résolution modérée peut permettre de trouver une explication aux grandes échelles de la convection turbulente. Si celles-ci sont issues d'une interaction collective de structures comme les granules, alors une simulation reproduisant ne serait-ce que grossièrement les structures granulaires devrait pouvoir nous aider à progresser. Des simulations à  $N$  corps (Rast 2003b) pourraient également débloquent en partie la situation. Ce

sont de toute façon les seules solutions qui s'offrent aujourd'hui aux numériciens.

## 1.6 Conclusion

La convection solaire telle que nous l'observons au niveau de la photosphère trouve son apparence granulaire dans un équilibre entre dynamique et refroidissement radiatif. De nombreuses simulations ont permis d'étudier en détail ces structures et d'obtenir des résultats importants à ce sujet. Au-delà de la granulation, il existe cependant un *continuum* d'échelles.

Parmi celles-ci, la supergranulation et peut-être la mésogranulation se voient attribuer un rôle particulier. Malheureusement, nous avons vu au cours de cette exploration les difficultés à expliquer l'existence de ces phénomènes, en dépit des progrès considérables effectués ces dernières années dans la caractérisation observationnelle des écoulements photosphériques à grande échelle.

Nous avons tenté d'identifier les raisons de cette mauvaise compréhension. Elles sont de plusieurs types : tout d'abord, le nombre d'ingrédients qu'il serait possible d'incorporer dans les modèles est très important : turbulence, stratification, champ magnétique, rotation, cisaillement, etc. L'espace des paramètres associé est immense et personne ne semble avoir véritablement trouvé un effet déterminant parmi les autres, même si depuis quelques années, les scénarii d'interactions non-linéaires semblent prendre de l'importance.

Ensuite, les théories actuelles ne sont pas suffisamment abouties pour prédire l'émergence de structures à grande échelle dans la convection hautement non-linéaire, même si elles permettent d'obtenir des informations qualitatives. Les explications historiques de la supergranulation semblent pour leur part en partie dépassées.

Enfin, comme nous l'avons montré quantitativement, l'apport des simulations numériques dans le domaine des grandes échelles n'a pas pu être décisif jusqu'à aujourd'hui pour des raisons principalement matérielles. Si la génération actuelle de calculateurs peut aider à lever une partie du mystère, il n'en reste pas moins que les temps et les quantités de calculs nécessaires pour simuler des structures comme la supergranulation ne permettent pas dans l'immédiat d'explorer l'espace des paramètres de manière exhaustive : comme nous le verrons au chapitre 4, toute tentative de modélisation numérique devra présenter des compromis entre le réalisme physique et les ressources disponibles.

