

Orsay

Saclay

UNIVERSITE DE PARIS-SUD
U.F.R. SCIENTIFIQUE D'ORSAY

THESE DE DOCTORAT

présentée
pour obtenir le grade de

Docteur ès Sciences de l'Université Paris XI ORSAY

par

Savita MATHUR

Sujet :

**A la recherche des modes de gravité :
étude de la dynamique du cœur solaire**

Soutenue le 18 décembre 2007 à 14h30 à l'amphithéâtre Claude Bloch devant la commission d'examen composée de :

Monsieur Antonio Eff-Darwich Examineur
Monsieur Gérard Grec Rapporteur
Monsieur John Leibacher Rapporteur
Monsieur Guillaume Pineau des Forêts Président
Madame Sylvaine Turck-Chièze Directrice de thèse

Service d'Astrophysique, DAPNIA/DSM/CEA – Saclay F – 91191 Gif-sur-Yvette Cedex

Orsay

Saclay

UNIVERSITE DE PARIS-SUD
U.F.R. SCIENTIFIQUE D'ORSAY

THESE DE DOCTORAT

présentée
pour obtenir le grade de

Docteur ès Sciences de l'Université Paris XI ORSAY

par

Savita MATHUR

Sujet :

**A la recherche des modes de gravité :
étude de la dynamique du cœur solaire**

Soutenue le 18 décembre 2007 à 14h30 à l'amphithéâtre Claude Bloch devant la commission d'examen composée de :

Monsieur Antonio Eff-Darwich Examineur
Monsieur Gérard Grec Rapporteur
Monsieur John Leibacher Rapporteur
Monsieur Guillaume Pineau des Forêts Président
Madame Sylvaine Turck-Chièze Directrice de thèse

Service d'Astrophysique, DAPNIA/DSM/CEA – Saclay F – 91191 Gif-sur-Yvette Cedex

ॐ भूर्भुवः स्वः ।
तत्सवितुर्वरेण्यं ।
भर्गो देवस्य धीमहि ।
धियो यो नः प्रचोदयात् ॥

The Gayatri Mantra, *The Rig Veda* (iii, 62, 10)

AUM BHOOR BHUWAH SWAHA,
TAT SAVITUR VARENYAM,
BHARGO DEVASYA DHEEMAHI,
DHIYO YO NAH PRACHODAYAT.

*We meditate on the Supreme Sun whose light pervades this world
and the next world. May thy light guide our intellect in the right direction.*

*Nous méditons sur le Soleil Suprême dont la lumière inonde le monde
et l'au-delà. Que cette lumière guide notre intellect sur le droit chemin.*

Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier ma directrice de thèse Sylvaine Turck-Chièze pour m'avoir permis de rentrer dans le monde de la recherche et pour avoir encadré ma thèse au sein du Laboratoire d'Astrophysique Nucléaire et de Physique Stellaire.

Je souhaite remercier Gérard et John pour avoir bien voulu être mes rapporteurs et pour leurs conseils et remarques constructives concernant mon manuscrit.

Je remercie également de tout mon cœur tous les membres de ma famille (ainsi que ma p'tite Sibelle) pour leur soutien, qu'ils soient en Inde, en Angleterre et en particulier mes parents qui m'ont donné ce prénom qui me reliera à tout jamais au Soleil. Je me dois de m'excuser auprès d'eux pour toutes mes humeurs qu'ils ont dû subir ces derniers mois très éprouvants. Je remercie mon père pour les conseils qu'il m'a donnés. Je remercie ma mère pour m'avoir fait aimer les sciences et pour m'avoir transmis son désir de mieux comprendre ce qui nous entoure. Je tiens à remercier ma sœur pour m'avoir fait découvrir l'astrophysique et pour avoir relu quelques uns de mes chapitres de manuscrit.

Je souhaite remercier le laboratoire d'Astrophysique Nucléaire et de Physique Stellaire dans lequel, j'ai été bien intégrée. Je remercie tout d'abord Rafa qui m'a fait découvrir le traitement de données ainsi que son île ;-). Il a été aussi présent quand je n'allais pas bien et je le remercie chaleureusement pour son aide, son soutien, sa bonne humeur et son humour canarien que j'ai cotoyé pendant plus d'un an où j'ai partagé son bureau !! Je tiens aussi à remercier très sincèrement Stéphane non seulement pour les pauses-café mais aussi pour ses multiples imitations qui m'ont fait retrouver le sourire. Je remercie Ana pour ses conseils et ses astuces pour passer de bonnes nuits. Je tiens aussi à remercier Laurène et Sandrine qui ont partagé leur bureau avec moi cette dernière année de thèse. Je remercie enfin Phi et Sacha pour les discussions de travail (ou pas) très intéressantes et instructives.

Je tiens également à remercier chaleureusement l'équipe de GOLF-NG : PH (ou Pierre-Henri), qui est un chef de projet exemplaire qui met une bonne ambiance dans l'équipe et dont l'aide m'a été précieuse. Je remercie aussi Caroline pour m'avoir aidé quand j'étais submergée de travail et pour son soutien moral. Je tiens aussi à remercier Philippe pour les quelques invitations à déjeuner quand j'avais besoin de me changer les idées et de m'avoir fait rire lors de mes moments "bas". Enfin, je remercie le reste de l'équipe : Rémi, Yves, Jean-Christophe, François et Denis sans qui ce projet n'aurait pas pu être si proche de la fin.

Je voudrais aussi remercier le chef de service Pierre-Olivier et le chef de service adjoint Michel Talvard pour m'avoir accueillie dans le Service d'Astrophysique. Je souhaite en particulier

remercier Pierre-Olivier et Doris pour leur écoute, leur soutien et leurs conseils.

Je tiens à remercier les personnes avec lesquelles j'ai pu collaborer : Sébastien qui m'a permis de prendre en main CESAM, Antonio qui m'a fait entrer dans le monde merveilleux des inversions avec une pointe d'humour, Janine et ses échanges très constructifs sur les modèles et les calculs de fréquences, Patrick qui nous a aidé pour les tests au laser à l'IAS et Jean-Maurice pour les longues discussions sur GOLF-NG et l'interprétation de certains résultats des tests.

Je remercie les anciens thésards : Cédric qui a été présent malgré la distance et qui a fait parti d'un de mes remonteurs de moral le plus important, et les autres avec lesquels j'ai partagé de bons moments lors de soirées (ou autre) Yann, Renaud, Nicolas, Samuel, Jérôme (et les bons moments passés à La Palma et à Ténérife), Pascal et Matthias.

Je remercie bien sûr tous les membres de A&A : Yohan, Fabio, Benoît, Clément, Alain, Vincent, Julio, Samuel et les doctorants de la même année Joel, Nicolas, Estelle, Médéric et Pierrick.

Je tiens à remercier Sandrine pour ses petits bavardages et les soirées de Noël et Merche et le petit Rafita qui ont contribué à égayer mes séjours à Ténérife. Je remercie de tout mon cœur Siham qui m'a sorti quand j'avais besoin de souffler et qui m'a permis de prendre l'air avec la salsa ;), les sketches d'impro ou encore avec les multiples concerts en France ou pas... Je remercie Stéphanie pour nos séances de piscine pas complètement hebdomadaires mais presque, Aurélia qui m'a permis de faire mes escapades à Grenoble, Anne, Adelita, Olivier, Igor et Vanessa pour leur amitié et leurs messages de soutien.

Enfin, je dis un grand merci à cette "présence" sans laquelle je n'aurais pas pu finir cette thèse, qui devra rester inconnue et que j'appellerai la "petite voix sur mon épaule gauche". Même quand je ne croyais plus en moi, elle était là pour me rappeler que je méritais cette thèse autant que n'importe qui. Elle m'a montré le chemin et je l'ai suivi. Sans elle, j'aurais tout abandonné. Sans elle, je n'aurais rien accompli. Je la garde à tout jamais dans mon cœur.

Table des matières

1	Introduction	1
	PARTIE I : Approche théorique	9
2	Prédiction des modes de gravité	11
2.1	Physique des modèles solaires	13
2.1.1	Comment fonctionne CESAM ?	13
2.1.2	Abondance des éléments chimiques et opacités	14
2.1.3	Diffusion microscopique	16
2.1.4	Diffusion dans la tachocline	16
2.1.5	Modèle sismique	17
2.2	Extraction des observables	18
2.2.1	Vitesse du son et densité	19
2.2.2	Calcul des fréquences des modes g	21
2.2.3	Comportement asymptotique	26
2.3	Conclusion	31
	PARTIE II : Observations des modes de gravité	45
3	Recherche des modes de gravité individuellement	47
3.1	Données GOLF	49
3.2	Analyse des données	51
3.2.1	Généralités sur la recherche des modes de gravité solaires	51
3.2.2	Ajustement du bruit convectif dans la DSP	54
3.2.3	Statistique du spectre	54
3.3	Calcul des seuils	54
3.3.1	La rotation solaire responsable de la levée de dégérescence des modes	56
3.3.2	Méthode de recherche de multiplets	57
3.4	Résultats : le candidat mode de gravité autour de 220 μHz	57
3.5	Conclusion	59
4	Basses Fréquences : recherche des propriétés globales	61
4.1	Conséquences du comportement asymptotique des modes g	62
4.2	Analyse des données	63

4.2.1	Spectre du spectre (ou encore Spectre du périodogramme)	63
4.2.2	Information contenue dans la phase	66
4.2.3	Quantification de la probabilité de détection de ce signal	68
4.2.4	Extraction de l'information sur la rotation	69
4.3	Influence des modèles solaires sur les résultats	70
4.4	Extraction des indications sur le temps de vie des modes de gravité	72
4.5	Conclusion	74
PARTIE III : Sonder la dynamique du coeur		93
5	Etude de la rotation interne du Soleil	95
5.1	Code d'inversion : principe et méthodologie	96
5.1.1	Méthodologie des inversions	96
5.1.2	Profils artificiels	98
5.2	Influence des modes p	98
5.2.1	Limitation de la détection des modes p	99
5.2.2	Inversions de données artificielles avec les barres d'erreur de Gar04	100
5.2.3	Amélioration des barres d'erreur	102
5.2.4	Inversion des données réelles	106
5.3	Ajout des modes de gravité	109
5.3.1	Différents ensembles de modes de gravité	109
5.3.2	Avec les données de Gar04	111
5.3.3	Données réelles	116
5.3.4	Amélioration des barres d'erreur des modes p de bas degré	116
5.4	Conclusion	120
PARTIE IV : Le prototype GOLF-NG		149
6	Le prototype GOLF-NG	151
6.1	Caractéristiques des instruments héliosismiques existants	153
6.1.1	Mesures en intensité	153
6.1.2	Mesures en vitesse	153
6.2	Objectifs scientifiques et cahier des charges de GOLF-NG	154
6.3	L'instrument GOLF-NG	156
6.3.1	Principe de fonctionnement d'un spectromètre à dispersion résonante	157
6.3.2	Description de l'instrument	157
6.3.3	Objectifs techniques	158
7	Etude du photodétecteur du prototype technologique GOLF-NG	169
7.1	Le photodétecteur	170
7.1.1	Principe d'une photodiode	170
7.1.2	Données constructeur	171
7.1.3	Sources de bruit	173
7.2	Caractérisation du photodétecteur	173

7.2.1	Objectifs	173
7.2.2	Description du banc de test de caractérisation des photodiodes	173
7.2.3	Recherche de la température optimale de fonctionnement	174
7.2.4	Détermination de la constante d'étalonnage des photodiodes	176
7.2.5	Méthode de caractérisation de la chaîne de photodétection	178
7.3	Etude du bruit de la chaîne de photodétection	179
7.3.1	Analyse du signal mesuré sur un pixel du photodétecteur	179
7.3.2	Combinaison de 4 pixels	185
7.3.3	Etude de l'indépendance des pixels	186
7.3.4	Homogénéité de la réponse de la matrice	188
7.4	Sensibilité des mesures de vitesse	190
7.5	Conclusion et perspectives sur le photodétecteur	192
7.6	Annexe	193
8	Réponse et calibration du spectromètre complet	195
8.1	Mise en place des différents sous-systèmes	196
8.1.1	Optique d'entrée : la polarisation	196
8.1.2	Les filtres NaD1 et Continuum	196
8.1.3	L'aimant	197
8.1.4	La thermique de la cellule	198
8.2	Préparation générale sur l'ensemble des tests	199
8.3	Vérification de la résonance	200
8.3.1	Mesures avec la LED	200
8.3.2	Bilan de puissance pour les mesures avec la LED	202
8.3.3	Mesures au Soleil	204
8.4	Analyse des canaux	205
8.4.1	Propriétés du laser à balayage	205
8.4.2	Balayage en longueur d'onde	207
8.5	Analyse détaillée du signal	208
8.5.1	Mesure de l'obscurité de photodétection	211
8.5.2	Contribution des parasites de réflexion	215
8.5.3	Contribution des parasites de diffusion	217
8.6	Conclusion et perspectives	220
9	Conclusions et perspectives	223
	Publications	227
	Bibliographie	230

Table des figures

1.1	Coupe du Soleil	3
1.2	Modes de pression et modes de gravité	5
1.3	Représentation des harmoniques sphériques des modes	6
1.4	Schéma du fil conducteur de mon travail	7
2.1	Différence relative du carré de la vitesse du son par rapport aux observations	20
2.2	Différence relative de densité par rapport aux observations	21
2.3	Comparaison des fréquences pour les modes $\ell=1$	23
2.4	Comparaison des fréquences pour les modes $\ell=2$	24
2.5	Comparaison des fréquences du modèles sismique avec les modèles S et de Nice	25
2.6	Différence de fréquences venant de deux codes d'oscillation	26
2.7	Séparation entre deux modes $\ell=1$ d'ordres successifs	29
2.8	Séparation entre deux modes $\ell=2$ d'ordres successifs	29
2.9	Représentation de $P\sqrt{\ell(\ell+1)}$ en fonction de $-n + \ell/2 - 1/4$	30
2.10	Kernels rotationels normalisés pour deux modes de gravité	32
2.11	Comparaison des périodes pour les modes $\ell = 1$	34
3.1	Principe de fonctionnement de GOLF	50
3.2	Evolution temporelle de la quantité X et de la vitesse résiduelle	51
3.3	Différence d'échantillonnage sur un profil en sinus cardinal	52
3.4	Densité spectrale de puissance pour 2 ans de données de GOLF	55
3.5	Candidat mode de gravité	58
4.1	Distance en période des modes d'ordres n consécutifs tenant compte de la rotation	63
4.2	Spectres de Puissance pour des données simulées	64
4.3	Spectre de Puissance de GOLF	65
4.4	Reconstruction de l'onde des simulations	67
4.5	Ondes reconstruites pour les données GOLF et pour le modèle seismic2	68
4.6	Taux de corrélation entre GOLF et 7 modèles solaires	71
4.7	Taux de corrélation sur différents intervalles	72
4.8	DSP simulée et son SP correspondant	73
5.1	Profils de rotation artificiels utilisés pour le calcul des données artificielles	98
5.2	Points de retournement internes des modes p $\ell=1$ à 3	99

5.3	Barres d'erreur des splittings des modes p	100
5.4	Inversions idéales des données artificielles avec les modes p	101
5.5	Inversions des données artificielles avec les modes p (Gar04)	102
5.6	Sensibilité des splittings des modes p de bas degré à la partie centrale du Soleil	104
5.7	Inversions idéales des données artificielles avec différents ensembles des modes p	105
5.8	Kernels de résolution des inversions idéales pour différents ensembles de modes p	106
5.9	Inversions des données artificielles avec les modes p (Gar07)	107
5.10	Kernels de résolution des données artificielles pour les modes p	108
5.11	Inversion des données réelles des modes p	108
5.12	Inversions des données réelles des modes p et les barres d'erreur de Gar07	110
5.13	Différences des splittings des modes g pour les données artificielles	111
5.14	Inversions idéales en introduisant un mode g	112
5.15	Inversions des données artificielles en introduisant un mode g	113
5.16	Kernels de résolution des données artificielles avec un mode g	114
5.17	Inversion des données artificielles avec un mode g et une autre réalisation de bruit	114
5.18	Inversions idéales en introduisant huit modes g	115
5.19	Inversions des données artificielles en introduisant huit modes g	117
5.20	Kernels de résolution des données artificielles avec huit modes g	118
5.21	Inversions en introduisant huit modes g $\ell = 1$ et 2 d'ordres différents	118
5.22	Inversions des données réelles avec le candidat mode g	119
5.23	Inversions des données réelles avec le candidat mode g et les données de Gar07	120
6.1	Comparaison mesures en vitesse et en intensité	154
6.2	Positions des 15 points de mesure sur la raie du sodium	156
6.3	Illustration de l'effet Zeeman et effet de la vitesse Doppler sur la raie du sodium	157
6.4	Schéma de principe de l'instrument GOLF-NG	158
6.5	Aimant de l'instrument GOLF-NG	159
6.6	Photo du banc de test du prototype GOLF-NG	160
7.1	Courbe de sensibilité de la matrice de photodiodes	171
7.2	Photodétecteur de GOLF-NG : matrice de photodiodes HAMAMATSU S6494	172
7.3	Evolution de la réponse du pixel 6 avec la température	174
7.4	Comparaison du bruit électronique au courant d'obscurité	175
7.5	Evolution du spectre du pixel 6 avec la température	176
7.6	Stabilité de la température du système	177
7.7	Comparaison des mesures brutes de la photodiode d'étalonnage et du pixel 6	180
7.8	Mesure différentielle du pixel 6	181
7.9	Représentation des différents écart-types pour $\delta t = 2,8s$	182
7.10	Représentation des différents écart-types pour $\delta t = 1s$	183
7.11	DSP d'un pixel pour différents flux et $\delta t = 1s$	184
7.12	Différence temporelle entre deux pixels	186
7.13	DSP de la différence entre deux pixels	189
7.14	Moyenne des pixels de la matrice sous obscurité	189
7.15	Pentes à basse fréquence des photodiodes	190

7.16	Durée nécessaire des mesures pour avoir une sensibilité de 1mm/s	192
7.17	Banc de tests	194
8.1	Profils des filtres de transmission NaD1 et Continuum	197
8.2	Champ magnétique dans l'entrefer de l'aimant	198
8.3	Simulation et réalisation de la cellule de sodium avec les chaufferettes	199
8.4	Schéma des canaux sur la cellule de sodium	200
8.5	Réponse des différents canaux en fonction de la température	201
8.6	Augmentation de la température et obtention de la résonance avec le filtre NaD1	201
8.7	Augmentation de la température avec le filtre Continuum	202
8.8	Mesures au Soleil	206
8.9	Réponse de chaque canal en fonction de la longueur d'onde pour NaD1, Polar A	207
8.10	Réponse de chaque canal en fonction de la longueur d'onde pour NaD1, Polar B	209
8.11	Réponses des huit canaux superposées pour le filtre NaD1	210
8.12	Filtrage passe-bas des mesures brutes sous obscurité	211
8.13	Evolution de l'obscurité comparé à la sonde MPT	211
8.14	Obscurité de photodétection avec l'aimant et à froid	212
8.15	Résonance de chaque voie corrigée de l'obscurité de photodétection à 185°C .	213
8.16	Chauffage de la cellule	214
8.17	Mesures à froid avec l'aimant corrigées de l'obscurité de photodétection	216
8.18	Mesures de résonance corrigées des mesures à froid pour cinq températures . .	217
8.19	Mesures avec aimant à 100°C corrigées de l'obscurité et des parasites de réflexion	218
8.20	Mesures de la résonance à 185°C corrigées des mesures à 100°C	219

C 1

Introduction

Depuis la nuit des temps, l'Homme observe le ciel. Que ce soient la Lune, les étoiles, les planètes, le Soleil ou encore le fin fond de l'univers, la technique la plus simple est d'observer les objets directement pour en tirer le plus d'information possible. Mais comment faire pour scruter l'intérieur de ces objets, en particulier quand leur distance ou d'autres obstacles ne nous le permettent pas ?

Un des objets dont l'intérieur a interpellé les hommes est la Terre. En effet, les phénomènes tels que les tremblements de Terre ou les éruptions volcaniques, se produisant à la surface de la Terre sont liés à ce qui se produit à l'intérieur. Les vibrations sont donc utiles pour examiner l'intérieur caché des objets. Les géophysiciens sondent la structure de l'intérieur de la Terre grâce aux sismographes qui enregistrent les vibrations créées lors des tremblements de Terre.

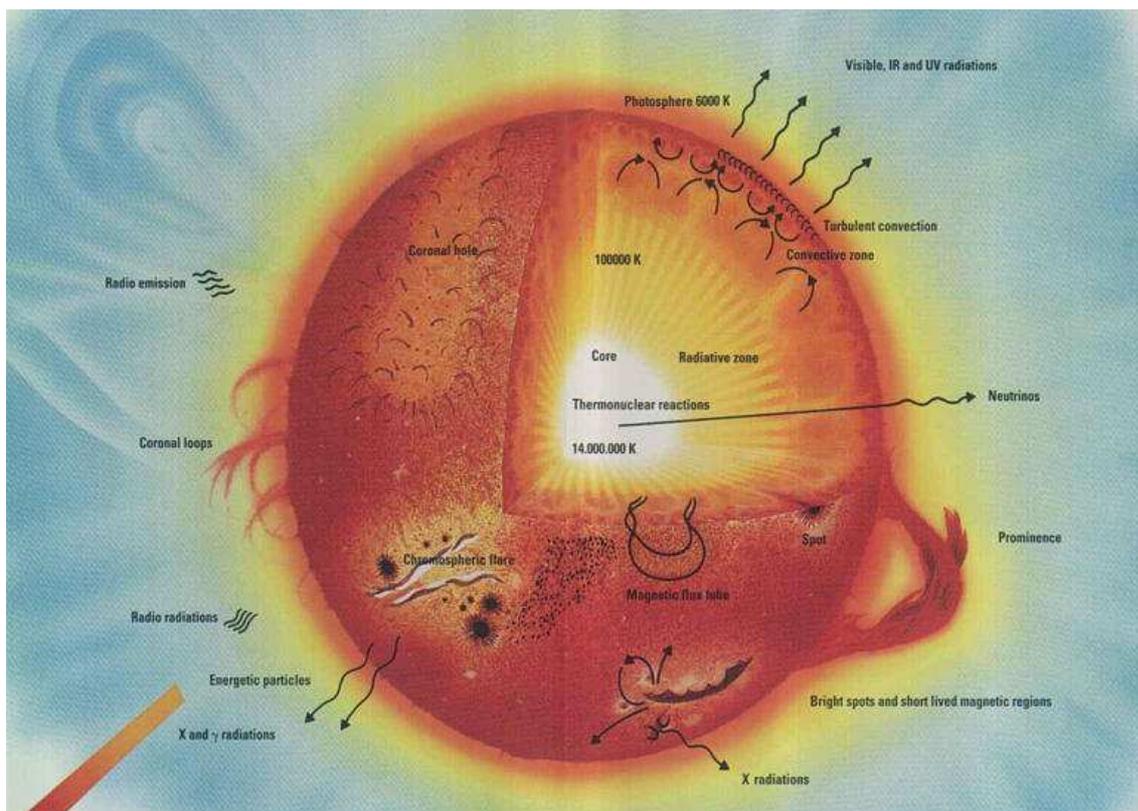
La même méthode d'analyse est aussi appliquée au Soleil. Ce sont ces ondes sismiques que nous étudions pour mieux connaître l'intérieur du Soleil.

Description du Soleil :

Mais avant de parler du thème principal de cette thèse (les modes de gravité), arrêtons-nous tout d'abord sur une brève description du Soleil. Le Soleil, comme toute étoile, est une sphère de plasma en équilibre hydrostatique. Alors que la force de gravitation tend à attirer la masse de l'étoile en son centre, la force de pression compense cet effet en étendant le gaz.

Une étoile comme le Soleil est constituée d'un cœur nucléaire (25% du rayon solaire (R_{\odot}), soit $\sim 50\%$ de la masse solaire) où se produisent les réactions nucléaires grâce aux conditions extrêmes qui y règnent. Les réactions de fusion nucléaire de l'hydrogène se déclenchent à des températures frôlant les dizaines de millions de Kelvin (15 millions de Kelvin pour le Soleil) produisant entre autre des photons et des neutrinos. Ce sont ces photons qui mettront près d'1 million d'années pour arriver à la surface du Soleil alors que les neutrinos mettent à peine 2 secondes pour s'échapper du Soleil. De plus, il faut noter que la densité est très grande dans le cœur, atteignant 150 g/cm^3 . La température du Soleil décroît du cœur à la surface. On parle alors d'équilibre thermique. L'énergie créée lors des réactions nucléaires est transportée vers sa surface. Trois moyens de transport existent : la conduction, la radiation et la convection. A l'intérieur du Soleil, seuls les deux derniers sont importants. Les photons provenant des réactions nucléaires transportent tout d'abord l'énergie par rayonnement. Ils sont absorbés puis réémis par les atomes et les électrons se trouvant dans le plasma de l'étoile. C'est la zone radiative qui s'étend jusqu'à $\sim 0,71 R_{\odot}$ et qui contient 98% de la masse solaire. Puis, l'opacité devenant trop grande, le transport de l'énergie se fait par des mouvements convectifs de la matière circulant entre des régions chaudes et froides. Le gaz chaud monte à la surface alors que le gaz froid descend vers le centre de l'étoile. Ces mouvements se produisent dans la zone convective du Soleil. Ces derniers se manifestent à la "surface" du Soleil (qui est à une température d'environ 5800 K) par la formation de granules. A cet endroit, la densité chute à une valeur quasiment nulle et la luminosité solaire est de $3,9 \cdot 10^{26} \text{ W}$. Puis, les photons arrivent dans l'atmosphère solaire constituée de la photosphère, la chromosphère et la couronne solaire.

Des observations directes du Soleil ne nous permettent d'avoir accès qu'à sa température,



F . 1.1 – Coupe du Soleil montrant les différentes couches (Source : Stanford).

sa luminosité, sa masse. Les neutrinos et la sismologie sont de très bons moyens de connaître l'“anatomie” du Soleil et de comprendre ce qui se passe à l'intérieur.

Historique jusqu'à la découverte des modes d'oscillation du Soleil :

Les premières observations des phénomènes se produisant à la surface du Soleil n'ont été faites qu'au début du XVII^{ème} siècle, en particulier quand Galilée a mis en évidence les taches solaires avec sa lunette en 1613. Puis en 1672, Isaac Newton observe pour la première fois le spectre solaire à l'aide d'un prisme, ce même spectre qui va permettre à Joseph von Fraunhofer d'observer les raies d'absorption du Soleil. Ces raies nous renseignent directement sur la composition chimique de l'atmosphère du Soleil. Dans les années 1920, Arthur Stanley Eddington émet l'hypothèse que l'énergie des étoiles serait d'origine nucléaire.

C'est dans les années soixante qu'une équipe d'astronomes solaires (en particulier Robert Leighton, 1962) a pour la première fois observé les oscillations de la surface du Soleil. Lors d'observations spectroscopiques du disque solaire, dont le but était d'étudier la photosphère, ils ont mis en évidence des oscillations de faible amplitude d'une période d'environ 5 minutes. Pensant tout d'abord qu'il s'agissait d'une période caractéristique des mouvements convectifs, il a fallu dix ans pour comprendre que ces mouvements de surface étaient liés à la propagation d'ondes sonores dans le Soleil.

Le Soleil oscille : il est semblable à une cavité résonante de 700000 km de rayon et dont la fréquence fondamentale est de 0,003 Hz. Il existe plusieurs types d'ondes ou modes dépendant de la force qui est à leur origine :

- les modes de pression (aussi appelés *modes p*, Fig. 1.2 gauche) : ce sont des ondes acoustiques. Leur force de rappel est la force de pression du gaz. Ces mouvements sont créés dans la zone convective par la convection turbulente de surface. Puis, ils se propagent à travers le Soleil.
- les modes de gravité (aussi appelés *modes g*, Fig. 1.2 droite) : la force de rappel de ces modes est la poussée d'Archimède. Ils sont donc liés à une inhomogénéité de densité. Générés à la base ou dans la zone convective, ils sont confinés dans la zone radiative et évanescents dans la zone convective. Ils arrivent à la surface du Soleil avec de faibles amplitudes. Ces modes sont intéressants puisqu'ils peuvent nous apporter de l'information sur la partie centrale du Soleil. En particulier, une onde de gravité de surface est appelée mode “f” qui est semblable à une vague de la mer.

Le Soleil étant assimilé à une sphère, ces modes sont projetés sur les harmoniques sphériques. Ils sont alors caractérisés par trois nombres quantiques : le degré ℓ , l'ordre radial n et l'ordre azimutal m . Le degré ℓ et l'ordre azimutal m représentent le nombre de lignes à la surface solaire, où ℓ est le nombre de lignes total et m , le nombre de lignes passant par les pôles. Quant à l'ordre radial, il représente le nombre de noeuds le long du rayon. La Fig. 1.3 montre des exemples de représentation des harmoniques sphériques de ces modes. Ces ondes sont réfléchies à la surface du Soleil. Puis la densité et la température augmentant dans le cœur du Soleil, elles forcent ces ondes à se courber et à revenir à la surface. Des millions d'ondes se propagent ainsi et font résonner notre Soleil.

Les premières découvertes des oscillations de bas degré ont été faites sur un ou deux jours

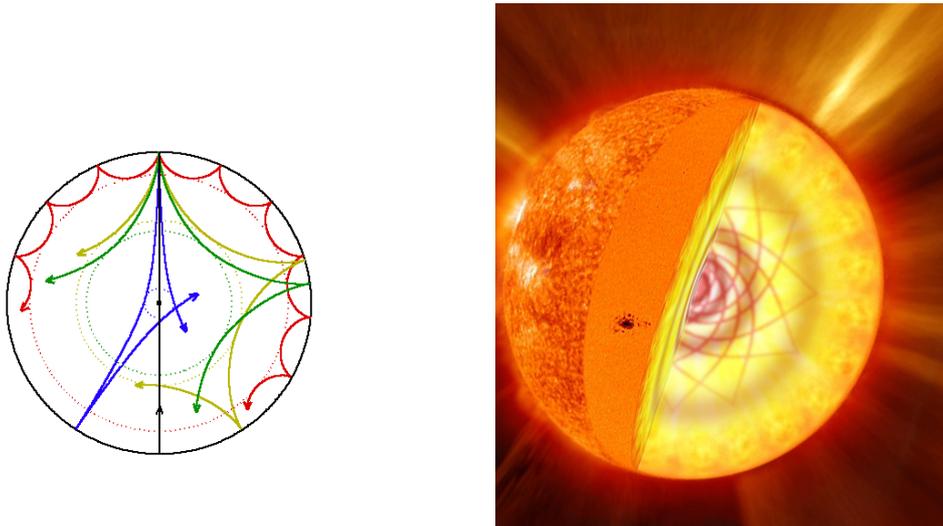


Fig. 1.2 – Pour les modes acoustiques la figure de gauche montre que pour une fréquence donnée, plus le degré est élevé (courbe rouge), plus l'onde est localisée à la surface alors que les modes de bas degré (courbe bleue) pénètrent plus profondément. Les modes de gravité (droite) sont quant à eux confinés dans la zone radiative et transportent donc de l'information sur cette région (crédits à l'IAC).

de données (Claverie et al. 1979). Des signaux mesurés sur cinq jours ont révélé la multitude et la finesse des pics dans le spectre d'oscillation de bas degré dans le Soleil (Grec et al. 1983).

Enfin, il y a les *ondes de gravité*. Alors que les modes de gravité sont des ondes stationnaires se propageant et se réfléchissant, les ondes de gravité se propagent dans une direction et leur amplitude s'atténue lors de leur propagation dans la zone radiative. Ces ondes sont intéressantes car elles transportent du moment cinétique et jouent donc un rôle dans l'histoire de la rotation de l'étoile.

Ces différents modes et ondes dépendent des caractéristiques du milieu, en particulier de la fréquence de Brunt-Väissälä qui est liée aux variations de pression et de densité.

La détection des modes p et g nous fournit les fréquences des oscillations. Ces fréquences sont ensuite comparées à celles provenant de modèles solaires et permettent de mieux contraindre les simulations et donc de mieux comprendre la physique du Soleil (structure et dynamique). C'est pourquoi, théories et observations vont de paires.

Mon travail :

Mon travail se place dans un contexte où l'interaction entre les observations et la théorie devient de plus en plus importante. Le schéma 1.4 montre les différents thèmes abordés lors de cette thèse ainsi que le fil conducteur qui a guidé mon travail pendant ces 3 ans : étudier la zone radiative du Soleil par le biais de modes de gravité.

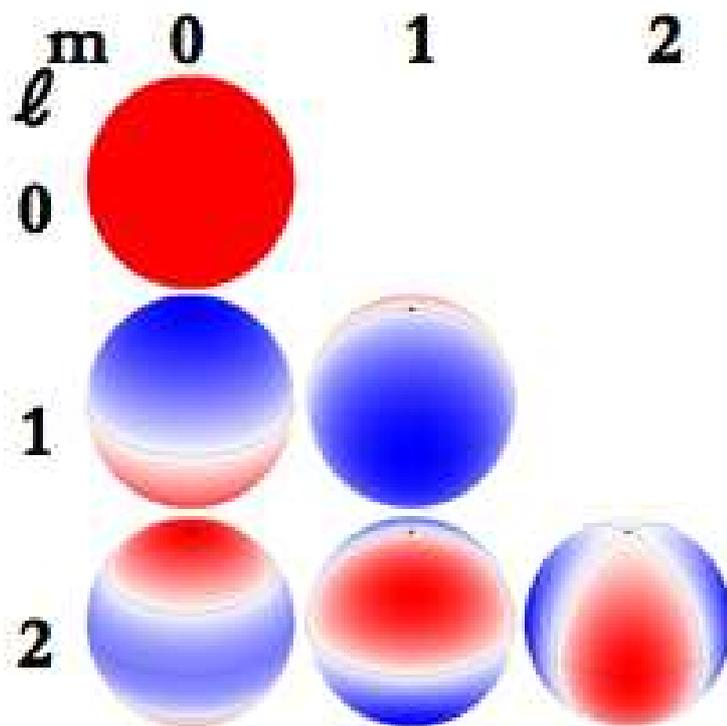
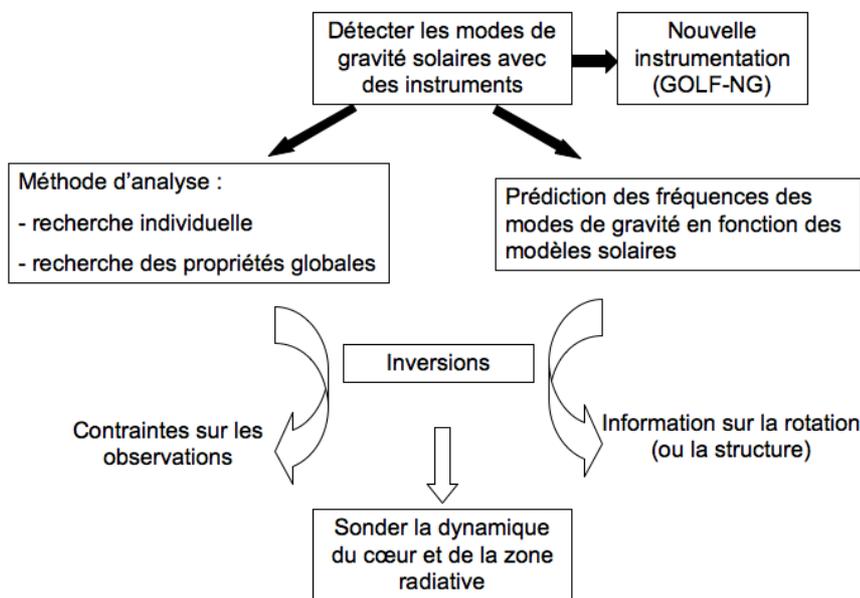


Fig. 1.3 – Représentation des harmoniques sphériques des modes selon le degré ℓ et l'ordre azimutal m . La couleur rouge signifie que la surface s'éloigne de l'observateur alors que la couleur bleue signifie que la surface se rapproche de lui (Crédits à J. Ballot).

Pendant cette thèse, j'ai calculé plusieurs modèles solaires afin d'en sortir des prédictions des fréquences des modes de gravité et étudier leur variation en fonction de différents processus et quantités physiques pris en compte. J'ai participé à la détection du candidat mode de gravité en calculant les seuils de détection. De plus, à partir de mon travail sur les modèles solaires, j'ai analysé la sensibilité des propriétés asymptotiques des modes de gravité à la structure et à la dynamique. Une partie importante de mon travail est dédiée à l'étude du profil de rotation de la zone radiative. J'ai analysé l'influence de l'ajout d'un et plusieurs modes de gravité dans les données, sur les profils de rotation extraits des inversions. Enfin, j'ai caractérisé le photodétecteur de l'instrument GOLF-New Generation et développé une étude qui pourra être reprise pour étudier un quelconque détecteur. J'ai également analysé les mesures de la résonance de l'ensemble de l'instrument.



F . 1.4 – Schéma du fil conducteur de mon travail

Dans un premier temps, je développerai une partie de mon travail sur les contraintes que nous avons sur les fréquences théoriques des modes de gravité (chapitre 2 ou partie I) en me concentrant sur différents modèles solaires. Cette étude permet de faire une réflexion sur l'influence de divers processus physiques sur les fréquences des modes de gravité.

La partie II montre l'analyse des données de l'instrument GOLF (Global Oscillation at Low Frequency) et qui s'appuie en partie sur les résultats de l'approche théorique précédente. Deux méthodes de recherche des modes de gravité ont été développées au Service d'Astrophysique. La première consiste à rechercher des pics individuels pour des fréquences élevées supérieures à $150 \mu\text{Hz}$ (chapitre 3) alors que la seconde est plus adaptée pour les modes de basses fréquences

en étudiant leurs propriétés en terme de période (chapitre 4). J'exposerai les résultats obtenus en appliquant ces deux moyens de recherche des modes de gravité.

La partie III aborde le sujet brûlant de la rotation interne du Soleil. En utilisant un code d'inversion 2D, je montrerai le profil de rotation du Soleil, obtenu avec les données actuelles (chapitre 5). Nous avons voulu voir quels modes contribuaient à améliorer le profil de rotation et dans quelle région de meilleurs résultats peuvent être obtenus selon les modes utilisés. Nous nous sommes interrogé sur les contraintes nécessaires sur les observations des modes afin d'améliorer le profil de rotation du cœur solaire grâce à la détection de modes de gravité.

La partie IV concerne une grande partie de mon travail de suivi instrumental. Nous arrivons à la fin de la vie du satellite SoHO (Solar Heliospheric Observatory) dont les douze instruments ont permis de faire des avancées spectaculaires sur la physique solaire. Se trouvent à son bord trois instruments de sismologie : MDI/SOI (Michelson Doppler Imager/Solar Oscillations Investigation), VIRGO (Variability IRadiance and Gravity Oscillations) et GOLF. Deux réseaux de sismologie solaire sont en fonctionnement. Nous avons commencé à croire à la détection des modes de gravité ouvrant une porte sur une dynamique complète de l'intérieur solaire. Pour aller encore plus loin et détecter ces modes de façon individuelle, de nouveaux instruments et missions sont nécessaires. La succession de MDI/SOI est assurée avec la mission SDO (Solar Dynamics Observatory). Le lancement de PICARD est prévu en 2009. Cette thèse se place dans le cadre du développement du prototype technologique GOLF-NG (Global Oscillation at Low Frequency- New Generation), successeur de GOLF pour progresser sur la dynamique du cœur où, comme nous l'avons vu, se situe plus de la moitié de la masse solaire. Dans le chapitre 6, je décris les améliorations attendues pour ce nouvel instrument et son cahier des charges. Je donnerai les résultats des analyses faites sur le photodétecteur de ce spectromètre (chapitre 7). Je terminerai cette partie en exposant les résultats de l'instrument actuel complet (chapitre 8).

PARTIE I : Approche théorique

C 2

Prédiction des modes de gravité

De nombreuses tentatives ont été menées ces trente dernières années, pour parvenir à détecter les modes de gravité. Des travaux sur les amplitudes des modes de gravité (Kumar et al. 1996, Andersen 1996) ont montré que celles-ci subissent une forte décroissance pour des fréquences inférieures à $150 \mu\text{Hz}$. Avec les données de SoHO, deux types de recherche des modes de gravité ont été développées et concernent alors des intervalles de fréquence différents :

- la recherche à hautes fréquences ($> 150 \mu\text{Hz}$) où l'on recherche des pics (singulets ou multiplets) (voir Chapitre 3),
- la recherche à basses fréquences ($< 150 \mu\text{Hz}$) où l'on se base sur le comportement asymptotique des modes de gravité (voir Chapitre 4).

D'autres techniques ont également été utilisées comme la détection de signal cohérent en phase ou encore en utilisant des modèles numériques (Grec et Renaud 2003, Grec et al. 2004).

Ces recherches se basent sur une forte interaction entre observations et théorie. Parallèlement aux efforts observationnels, les modèles solaires ont été améliorés afin de modéliser le mieux possible ce qui se passe réellement dans les étoiles, et en particulier dans la nôtre. Cet essor permet de donner de meilleures contraintes aux observateurs dans leur quête des modes de gravité. En effet, une des grandes difficultés provient du fait que ces modes ont des fréquences très proches et leur détermination par les modèles demande de plus en plus de précision.

Ce chapitre concerne mon travail se basant sur les modèles solaires nécessaires pour prédire les fréquences des modes de gravité. Il permet d'estimer les incertitudes liées aux fréquences prédites par les modèles. En effet, en calculant un ensemble de fréquences correspondant à différents modèles, nous pouvons voir la marge de manœuvre applicable aux observations. J'ai calculé plusieurs modèles solaires et les fréquences des modes de gravité correspondants (fréquences allant jusqu'à quelques $10 \mu\text{Hz}$).

Le but de ce travail a été de voir l'impact de différents processus physiques inclus dans les modèles solaires sur les fréquences des modes de gravité (Mathur et al. 2007). Cette étude a montré en particulier que la sensibilité des modes de gravité à haute fréquence est plus facilement exploitable. Concernant les modes de gravité à basse fréquence dont on doit étudier leur comportement asymptotique, leur période caractéristique, P_0 lié à la fréquence de Brunt-Väissälä, s'avère varier peu d'un modèle à l'autre. Avant le lancement de SoHO, P_0 était estimé entre 30 et 60 minutes (Hill et al. 1991). Des études montrant l'évolution de P_0 selon les modèles solaires ont été menées depuis (Provost et al. 2000, Zaaatri et al. 2007). Dans ce chapitre, je montre que nous avons besoin de calculer les basses fréquences avec précaution en augmentant la résolution des codes. Nous allons voir que les différents processus étudiés ici, induisent des variations de P_0 dans un intervalle d'environ une minute. D'autre part, selon les processus physiques inclus dans le modèle solaire, il peut y avoir jusqu'à $5 \mu\text{Hz}$ de différences entre les fréquences. Les fréquences calculées dans ce chapitre sont comparées aux données observationnelles concernant la recherche des propriétés asymptotiques des modes de gravité (chapitre 4).

Je vais tout d'abord revenir brièvement sur le code d'évolution stellaire utilisé ainsi que les processus et ingrédients physiques pris comme paramètres. Puis, je comparerai les différents observables de plusieurs modèles solaires (vitesse du son, densité, fréquence des modes de gravité). Je finirai par étudier le comportement asymptotique des modes de gravité.

2.1 Physique des modèles solaires

Le développement des codes d'évolution stellaire consiste à introduire proprement des processus physiques microscopiques et maintenant à rajouter ceux qui avaient été précédemment négligés, à en comprendre et à valider l'impact en confrontant les modèles obtenus aux observations. Un certain nombre de codes 1D sont aujourd'hui accessibles, qui diffèrent principalement par la diversité des processus physiques et dynamiques qu'ils incluent. Ces processus tels que la rotation, les ondes internes de gravité ou encore le champ magnétique sont multidimensionnels (r, θ, ϕ). Leur traitement nécessite la résolution d'équations scalaires (par exemple la chaleur) et vectorielles (par exemple les équations de la dynamique). Afin de les inclure de manière cohérente dans les codes 1D de structure et d'évolution stellaire, ces dernières ainsi que l'ensemble des grandeurs physiques associées sont développées de manière modale sur les harmoniques sphériques. Pour chaque mode de chaque grandeur physique, on résout des équations d'évolution (fonction du temps t) qui ne dépendent que du rayon r (Zahn 1992, Maeder et Zahn 1998, Mathis et Zahn 2005; 2007). Cette méthode permet de traiter les processus de transport sur des échelles de temps séculaires (temps évolutifs \approx temps nucléaires). Cependant, il existe des processus dont les échelles de temps sont courtes, comme la convection, les instabilités ou la turbulence, et qui sont pour la plupart du temps hautement non axisymétriques et non linéaires. Ceux-ci peuvent être traités à l'aide de prescriptions provenant de raisonnements phénoménologiques ou d'expériences de laboratoire (Richard et Zahn 1999) et prochainement avec des simulations numériques lourdes. Dans la suite, nous n'allons pas tenir compte de ces processus dont les temps d'évolution sont courts, mais plutôt de l'évolution sur de grandes échelles de temps.

Il est à constater qu'aujourd'hui, les codes d'évolution du Soleil existant, ont principalement permis de progresser sur la physique microscopique grâce à la connaissance des modes p détectés au cours des trois dernières décades. Quant aux processus dynamiques, ils ont été développés dans les codes décrivant les étoiles massives. Aujourd'hui, nous sommes dans une période de transition où l'on doit aussi introduire les processus dynamiques dans les codes d'évolution du Soleil. Comme ce n'est pas encore le cas, nous avons déduit la sensibilité des modes de gravité en faisant varier des ingrédients plus classiques.

2.1.1 Comment fonctionne CESAM ?

Pour générer les modèles solaires présentés dans cette thèse, nous utilisons le code d'évolution stellaire CESAM (Code d'Evolution Stellaire Adaptatif et Modulaire) développé par Morel (1997). Les modèles ont été calculés avec la version 4.0.0.0 dans laquelle on résout les cinq équations de l'évolution de la structure stellaire, qui sont la version statique des équations de la dynamique d'un plasma stellaire :

1. la conservation de la masse :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla(\rho \mathbf{v}) = 0 \quad (2.1)$$

avec ρ la masse volumique d'un élément de fluide ayant une vitesse \mathbf{v} .

2. la conservation de la quantité de mouvement pour un fluide non visqueux (ou équation d'Euler) :

$$\rho \left(\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} \right) = \rho \mathbf{g} - \nabla P \quad (2.2)$$

où $\mathbf{g} = -\nabla\Phi$ est le champ de gravitation et P est la pression totale contrainte par l'équation d'état du plasma $P(\rho, T, \mu)$ (où T est la température et μ est le poids moléculaire moyen).

3. la conservation de l'énergie :

$$\rho T \left(\frac{\partial S}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) S \right) = \rho \epsilon_{prod} - \nabla \cdot \mathbf{q} \quad (2.3)$$

où S est l'entropie spécifique, ϵ_{prod} est le taux spécifique de production d'énergie de l'étoile (positif dans le cas des réactions thermonucléaires ϵ_{nuc} ou négatif pour la production de neutrinos ϵ_ν). \mathbf{q} est le flux de chaleur. On peut l'écrire sous la forme de la loi de Fourier (généralisée) $\mathbf{q} = -\lambda \nabla T$ avec λ le tenseur de conductibilité thermique.

4. le transport de l'énergie :

$$\frac{d \ln T}{d \ln P} = \nabla \quad (2.4)$$

où le transport d'énergie s'exprime en fonction du gradient de température qui dépend du type de transport : conduction, radiation ou convection.

5. l'évolution de l'abondance des espèces chimiques dues aux réactions nucléaires :

$$\frac{\partial X_i}{\partial t} = f(X_i, X_j) \quad (2.5)$$

où $\{X_i\}$ est la fraction de masse de l'élément i .

CESAM est un des codes d'évolution stellaire qui inclut des processus tels que la diffusion microscopique, la diffusion dans la tachocline et qui suit l'évolution temporelle et spatiale d'un certain nombre d'éléments chimiques. Je vais développer plus en détail ces caractéristiques dans les sections suivantes.

2.1.2 Abondance des éléments chimiques et opacités

L'un des ingrédients fondamentaux des codes d'évolution stellaire est l'abondance relative des éléments chimiques. La composition chimique est donnée en terme d'abondances relatives par rapport à un élément de référence qui est par convention, l'hydrogène. L'estimation de ces abondances se fait à partir de mesures spectroscopiques à la fois dans les météorites et au niveau de la photosphère solaire, qui donnent des résultats en bon accord en général. Ces estimations reposent sur des modèles de l'atmosphère solaire, et ont donc une précision limitée, de l'ordre de 10%.

L'opacité dépend du libre parcours moyen d'un photon. La composition chimique est un paramètre important puisqu'il joue un rôle dans la détermination de l'opacité du plasma solaire.

Plusieurs processus physiques différents interviennent lors de l'interaction des photons avec la matière : transition lié-lié, transition lié-libre, libre-libre (ou Bremstrahlung inverse) et la diffusion Compton. La plupart des éléments (sauf des éléments comme le Fe, Ni et Mn) sont considérés comme complètement ionisés dans le cœur et l'opacité κ est très faible. La base de la zone convective correspond au début de l'ionisation partielle de l'oxygène qui contribue à la forte augmentation de l'opacité (Turck-Chièze et al. 2005).

Les abondances des éléments non volatils sont déterminées à partir des météorites. En revanche, pour les éléments volatils (tels que C, N, O ou Ne), leurs abondances sont beaucoup plus difficiles à mesurer. La connaissance de leurs abondances est un point clé puisque ces éléments contribuent à la métallicité solaire et à l'opacité et jouent donc un rôle important dans les modèles des couches internes du Soleil.

Dans CESAM on suit l'évolution des 13 éléments suivants : ^1H , ^2H , ^3He , ^4He , ^7Li , ^9Be , ^{12}C , ^{13}C , ^{14}N , ^{15}N , ^{16}O , ^{17}O . Les autres éléments plus lourds que l'oxygène sont regroupés sous forme d'un élément fictif : Ex. Nous définissons donc X, la fraction en masse d'hydrogène, Y, la fraction en masse d'hélium et Z celle des métaux lourds.

Les tables d'opacité dans CESAM sont tabulées et proviennent de deux sources selon le domaine de température : à haute température et jusqu'à 5623K, on utilise les opacités OPAL (Iglesias et Rogers 1996) du Lawrence Livermore National Laboratory qui sont raccordées aux tables Alexander et Ferguson (1994) utilisées pour les basses températures.

Les abondances chimiques utilisées auparavant étaient basées sur les résultats de Grevesse et Noels (1993) (appelé dans la suite GN93). Cependant, certaines anomalies avaient été trouvées dans leurs estimations. La volonté de faire des modèles 3D a eu un impact sur les abondances photosphériques. En effet, de nouvelles abondances ont vu le jour grâce à l'utilisation de modèles atmosphériques 3D et dans des conditions où il n'y a pas d'Equilibre Thermodynamique Local (Asplund et al. (2005), appelé As05 dans la suite). Jusqu'alors, des codes 1D et des hypothèses sur le milieu considéré en Equilibre Thermodynamique Local (ETL) ne représentaient pas correctement la photosphère. Ces nouveaux calculs devraient être beaucoup plus proches de la réalité étant donné que les collisions ayant lieu dans les atmosphères stellaires ne dominent pas les taux de radiation correspondants. La nouvelle étude menée par Asplund et al. (2005) qui est faite de façon plus précise trouve une meilleure cohérence entre les raies et conduit à une baisse de la quantité en CNO. On a donc Z_0 , la fraction de masse initiale de métaux lourds, qui passe de 0.0195 pour les anciennes abondances à 0.014. Ces nouvelles abondances affectent fortement le profil de la vitesse du son. Elles ont été à l'origine de nombreux travaux, notamment sur le néon qui pourrait être mal estimé et donnant des résultats contradictoires (Drake et Testa 2005, Antia et Basu 2006, Bahcall et al. 2005a). Le néon a un niveau d'énergie trop élevé quand il est dans un état neutre, rendant l'estimation de sa quantité difficile.

Toutefois, avec les abondances As05, le Soleil qui semblait 15 ans plus tôt anormalement riche en oxygène par rapport à son environnement et aux nuages de Magellan, se retrouverait dans une situation comparable à ses voisines (Turck-Chièze et al. 2004a). Zaatari et al. (2007) ont également étudié les petites différences des modes acoustiques qui sont très sensibles à la métallicité des modèles.

2.1.3 Diffusion microscopique

La diffusion microscopique joue un rôle important pour expliquer la différence entre l'hélium de surface et l'hélium initial. La fraction de masse d' ^4He baisse d'environ 10% à la surface, par exemple. Elle explique donc la migration des éléments au cours du temps. Le processus de diffusion microscopique peut s'expliquer à l'aide de trois phénomènes :

la diffusion : due à l'inhomogénéité de concentration, de pression et de température et qui est à l'origine de la diminution des gradients d'abondances ;

la sédimentation gravitationnelle : (gravitational settling) liée à la force de gravitation qui ramène les éléments plus lourds que l'hydrogène vers le centre et qui est à l'origine de la ségrégation des métaux lourds dans le cœur solaire ;

l'accélération radiative : qui va à l'encontre des effets de gravité en repoussant les éléments vers la surface par le biais des opacités. Accélération différentielle qui pousse les métaux lourds vers la surface. Ce phénomène est négligeable pour le Soleil.

La diffusion microscopique modifie l'équation d'évolution des abondances comme suit (Michaud et Proffitt 1993) :

$$\frac{\partial X_i}{\partial t} = -\frac{\partial(4\pi\rho r^2 X_i V_i)}{\partial m} + \text{termes nucléaires} \quad (2.6)$$

$$V_i = -4\pi\rho r^2 (D_i + D_T) \frac{\partial \ln X_i}{\partial m} + v_i. \quad (2.7)$$

où V_i est la vitesse de diffusion d'une espèce i (dans le référentiel du centre de masse), m la masse, v_i est un terme de vitesse ne dépendant pas du gradient de concentration, D_i est le coefficient de diffusion microscopique et D_T celui de diffusion turbulente dans la tachocline (voir section suivante).

Ce processus lent a été introduit dans les modèles solaires et stellaires (par exemple Brun et al. 1998) grâce aux observations héliosismiques permettant ainsi d'expliquer les abondances observées à la surface du soleil.

2.1.4 Diffusion dans la tachocline

La tachocline représente la couche frontière entre la zone convective et la zone radiative. Elle correspond à un changement du profil de rotation passant de la rotation différentielle dans la zone convective à une rotation quasi-rigide dans la zone radiative. Le principe de la tachocline a été mentionné pour la première fois par Spiegel et Zahn (1992). La nécessité d'introduire les effets d'une tachocline turbulente dans les modèles solaires a très vite été montrée. En effet en prenant une viscosité turbulente isotrope ($\nu_H \approx \nu_V$), il s'avère que la rotation différentielle de la zone convective pénètre jusqu'à la moitié de la zone radiative ($0.3R_\odot$), ce qui n'est pas observé. Cela ne peut donc pas expliquer le confinement de cette couche très fine ($d \ll R_\odot$ ou $1/10^{\text{ème}}$ du rayon solaire).

C'est une région de fort cisaillement qui va contribuer en partie au mélange des éléments chimiques, appelé *mélange tachocline*. L'anisotropie de la viscosité permet un fort transport

horizontal et empêche la tachocline de s'élargir. Dans ce cas-là, la viscosité verticale est négligeable devant la viscosité horizontale ($\nu_V \ll \nu_H$). Le transport du moment cinétique se traduit par l'équation :

$$\rho r^2 (1 - x^2) \frac{\partial \widehat{\Omega}}{\partial t} + 2\widehat{\Omega} x \frac{\partial \Psi}{\partial x} = \rho \frac{\partial}{\partial x} \left(\nu_H (1 - x^2)^2 \frac{\partial \widehat{\Omega}}{\partial x} \right) \quad (2.8)$$

où $\widehat{\Omega}$ est la rotation différentielle dans la zone convective, $x = \cos \theta$ et θ est l'angle par rapport au pôle.

La tachocline est alors bloquée par la diffusion turbulente du gradient horizontal de rotation. La turbulence horizontale transforme l'advection-diffusion des éléments chimiques en une diffusion verticale qui est alors décrite par un coefficient de diffusion :

$$D_T(z) = \frac{1}{180} \frac{1}{4} \left(\frac{8}{3} \right)^2 \nu_H \left(\frac{d}{r_0} \right)^2 \mu_4^6 Q_4^2 \exp(-2z) \cos^2(z) + \text{des termes d'ordre plus élevé} \quad (2.9)$$

où z est une profondeur adimensionnée, qui devient négative quand on s'approche du cœur solaire en dessous de la base de la zone convective, située en r_0 . Comme précédemment, ν_H est la viscosité horizontale, d est la taille de la tachocline. Les paramètres μ_4 et Q_4 valent respectivement 4,933 et $-1,707 \times 10^{-2}$. De plus, Q_4 varie avec le taux de rotation et donc avec le temps.

Brun et al. (1999) ont introduit la turbulence horizontale dans le code CESAM. Il s'agit alors d'une façon de modéliser, selon Spiegel & Zahn (1992), un phénomène dynamique interne dans un code 1D et qui est traité comme un transport diffusif dans le sens vertical. De plus, Corbard et al. (1998) ont contraint la taille de la tachocline à $0,05 \pm 0,03 R_\odot$ en utilisant les données de GONG¹, BBSO² et LOWL³.

2.1.5 Modèle sismique

Dans la suite, nous utiliserons le modèle sismique (Turck-Chièze et al. 2001, Couvidat et al. 2003b) qui se base sur les observations héliosismiques des modes acoustiques pour contraindre la structure interne du Soleil. Ce modèle est spécifiquement construit pour produire un bon accord entre les profils de vitesse du son théoriques et observés dans la zone radiative. Nous pouvons le considérer comme un pas intermédiaire entre le modèle standard qui néglige toute la dynamique interne et le modèle dynamique qui est loin d'être complet. Le modèle sismique a pour but d'améliorer la prédiction d'observables comme les flux de neutrino (Turck-Chièze et al. 2005) ou les fréquences des modes de gravité qui sont tous les deux très sensibles à la zone radiative. Ce modèle a un avantage par rapport au modèle standard puisqu'il produit des prédictions de fréquence stables tout en évitant les variations de ces prédictions qui résultent de mises à jour dans les entrées qui peuvent être incertaines ou incomplètes (Turck-Chièze et al. 2004a,

¹Global Oscillations Network Group

²Big Bear Solar Observatory

³Low L

Turck-Chièze et Talon 2007, Turck-Chièze et al. 2005). Ce modèle peut inclure les nouvelles abondances solaires pour les éléments CNO d'As05 si les coefficients d'opacité correspondants sont réduits en conséquence (environ 10-15%) pour compenser les modifications de vitesse du son, sans générer de détérioration des prédictions neutrino. Dans notre cas, le modèle sismique est un modèle évolutif qui tient compte du rôle respectif de chaque élément dans les coefficients d'opacité. Il diffère du modèle "sismique" de Shibahashi et Tamura (2006) qui est directement déduit des contraintes d'observation actuelles (le rayon, la luminosité et le profil de vitesse du son) et des équations de base sans tenir compte de la dépendance d'opacité Z spécifique à la valeur de nombre de proton de chaque espèce le long de la zone radiative (Turck-Chièze et al. 2005). La table 2.1 contient quelques valeurs caractéristiques du modèle sismique.

T . 2.1 – Valeurs de quantités caractéristiques du modèle sismique : T_c est la température du cœur, T_s est la température de surface, X_0 est la fraction de masse initiale en hydrogène, Y_0 est la fraction de masse initiale en hélium, X_c (resp. Y_c) est la fraction de masse en hydrogène (resp. hélium) dans le cœur à l'âge actuel du Soleil et $(Z/X)_s$ est le rapport entre la métallicité et l'hydrogène à la surface.

T_c	15,75.10 ⁶ K
T_s	5777,5K
X_0	0,7042
Y_0	0,2755
X_c	0,3339
Y_c	0,6445
$(Z/X)_s$	0,026

2.2 Extraction des observables

Dans cette partie, nous allons voir l'impact des processus physiques sur les observables tels que les fréquences des modes de gravité mais aussi sur la vitesse du son et la densité qui proviennent de l'inversion de données obtenues grâce à l'observation des modes acoustiques.

La table 2.2 décrit les différents modèles qui seront utilisés dans la suite. Tout d'abord un modèle sans diffusion microscopique est étudié. Ce modèle a été calculé par Brun et al. (1998). Quant aux autres modèles, ils contiennent tous ce processus. Les deux autres différences sont la diffusion dans la tachocline et les abondances de Grevesse et Noels (1993) et Asplund et al. (2005). Les modèles "std" ne traitent pas la diffusion dans la tachocline alors que les modèles "tacho" ont ce processus inclus. Les modèles incluant l'ancienne composition GN93 (resp. la nouvelle composition As05) sont notés "93" (resp. "05").

Tous ces modèles calculés sont calibrés en rayon et en luminosité à 10^{-5} . Pour cela, on modifie à la fois Y_0 , la fraction en masse d'hélium, et α , le paramètre de mélange dans la zone convective. Ils sont calculés jusqu'à l'âge actuel du Soleil de 4,5 milliards d'années. Pour les modèles avec la turbulence dans la tachocline, la fréquence de Brunt-Väissälä a été fixée à 25

T . 2.2 – Description des différents modèles utilisés lors de ce travail.

	Diffusion microscopique	Diffusion dans la tachocline	Composition Grevesse et Noels 1993	Composition Asplund et al. 2005
no diffusion			+	
std93	+		+	
std05	+			+
tacho93	+	+	+	
tacho05	+	+		+
seismic	+	+	+	

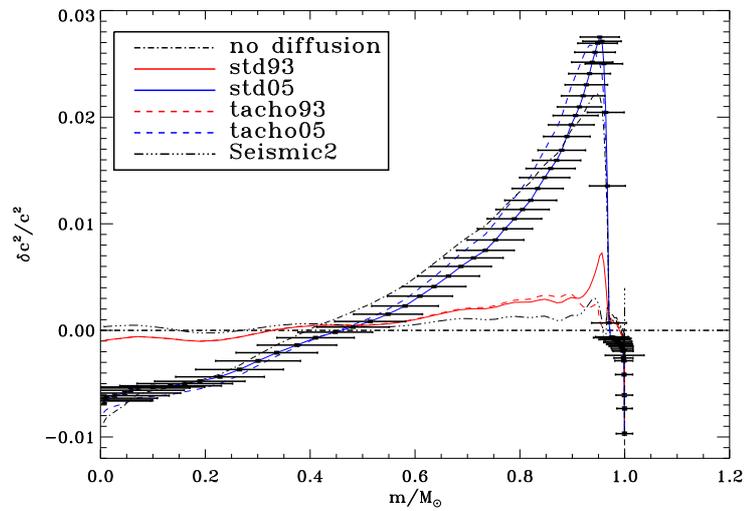
μHz et la taille de la tachocline est prise égale à $0,05R_{\odot}$.

2.2.1 Vitesse du son et densité

Les instruments d'héliosismologie GOLF et MDI ont permis d'obtenir les fréquences des modes p utilisées dans cette thèse et à partir desquelles les profils de vitesse du son et de densité ont été calculés (Turck-Chièze et al. 2004a, Bahcall et al. 2005b, Guzik et al. 2005). Ces observations ont ensuite été utilisées pour comparer les modèles solaires entre eux. De plus, étant donné que la zone radiative représente 98% de la masse du Soleil, les profils de vitesse du son et de densité sont représentés ici, en fonction de la masse afin d'agrandir cette région. Ainsi cette représentation est mieux adaptée et donne une meilleure vision de notre connaissance de la zone radiative.

La Fig.2.1 représente la différence relative des vitesses du son au carré entre les différents modèles listés plus haut et les observations des instruments héliosismiques. La première remarque concerne la différence entre la nouvelle composition et l'ancienne composition. Cette différence (qui atteint 3% à $\sim 0,95 M_{\odot}$) est directement lié l'impact des éléments CNO responsables de l'opacité dans cette partie de la zone radiative. Concernant le modèle sans diffusion microscopique, il est très proche des modèles avec les abondances As05 car l'absence de diffusion microscopique a un effet similaire sur l'opacité que la diminution de la métallicité. Enfin, le modèle sismique est par définition, celui qui reproduit le mieux les observations.

La force de rappel donnant naissance aux modes de gravité est la poussée d'Archimède, ces modes sont donc particulièrement sensibles à la densité dans la région où ils se propagent c'est-à-dire dans la zone radiative. La Fig.2.2 représente la différence relative de densité pour ces 6 modèles par rapport aux observations héliosismiques. Encore une fois, les modèles avec les nouvelles abondances présentent une plus grande différence par rapport aux observations pouvant atteindre 10% au-dessus de $0,95 M_{\odot}$. Pour les autres modèles incluant les abondances de GN93, le profil de densité est autour de 2%. Nous avons donc encore du mal à contraindre le profil de densité. De plus, les grandes barres d'erreur en abscisse qui sont liées à la zone de sensibilité, montrent que la résolution en masse des observations n'est pas encore suffisante pour



F . 2.1 – Différence relative du carré de la vitesse du son en fonction de la masse solaire pour 6 modèles solaires : le modèle sans diffusion microscopique (no diffusion), le modèle sans turbulence horizontale (ligne continue) et avec turbulence horizontale (ligne pointillée) et le modèle avec les anciennes abondances (93 ou courbe rouge) et avec les nouvelles abondances (05 ou courbe bleue) et enfin le modèle sismique (Seismic2). Les barres d'erreur (ou résolution) qui sont liées aux techniques d'inversion sont représentées sur le modèle std05.

obtenir un profil de densité correct. Une amélioration devrait être obtenue en ajoutant des modes de gravité dans les inversions de structure.

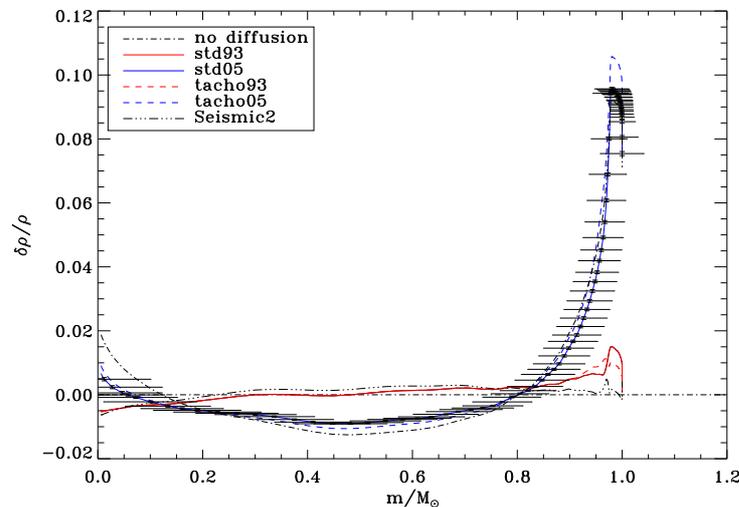


Fig. 2.2 – Différence relative de densité par rapport aux observations en fonction de la masse solaire pour les 6 modèles. Même légende que la figure précédente (Fig.2.1).

2.2.2 Calcul des fréquences des modes g

A partir des modèles qui ont été décrits précédemment, j'ai calculé les fréquences des modes de gravité à l'aide du code d'oscillation adiabatique d'Aarhus (Christensen-Dalsgaard 1997) pour les modes $\ell=1$ et $\ell=2$ et $n=-1$ à -60 en utilisant l'extrapolation de Richardson. Afin d'obtenir la fréquence des modes de gravité d'ordre élevé qui sont très sensibles aux propriétés de la partie centrale du Soleil, il faut augmenter la résolution des variables de sortie de CESAM dans le cœur solaire en dessous de $0,05R_{\odot}$ et traiter proprement la résolution des équations de structure en-dessous de $0,005R_{\odot}$. Ensuite, une grille spécifique de 2400 points est utilisée dans le code d'oscillation adiabatique permettant d'avoir une bonne résolution dans le cœur solaire. Pour les modes $\ell=1$, cela permet d'avoir des fréquences dans l'intervalle 10-260 μHz et pour les modes $\ell=2$, les fréquences sont dans l'intervalle 20-300 μHz .

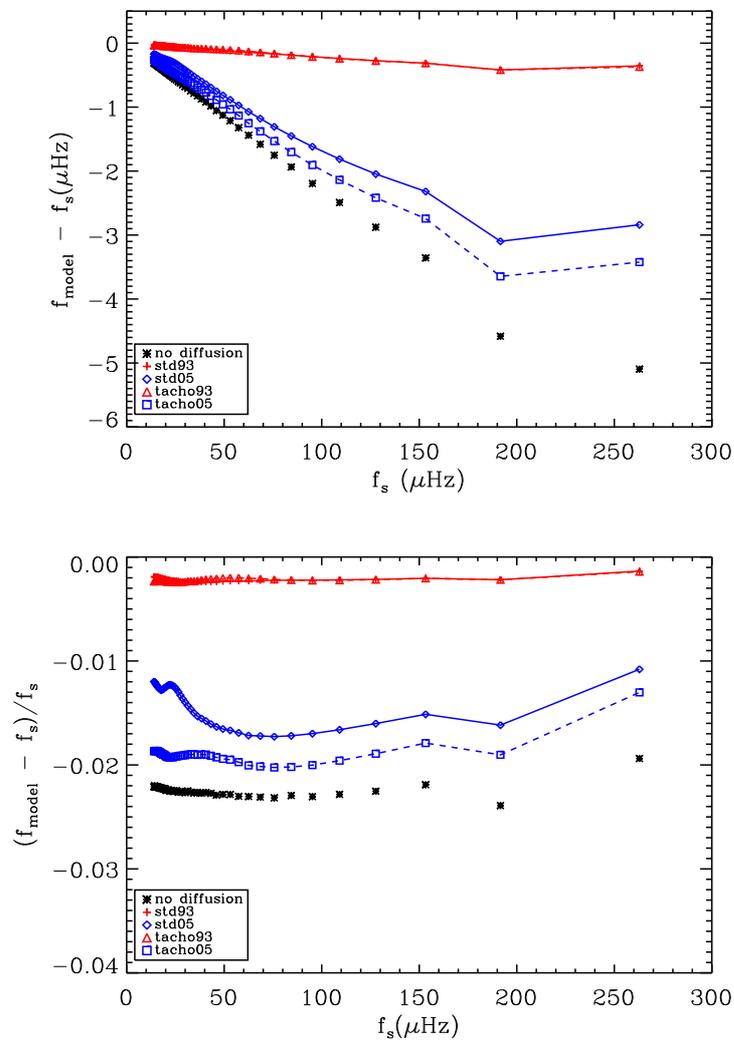
Dans la suite, le modèle sismique a été pris comme référence. Les fréquences des 5 autres modèles seront comparées à celles de ce dernier.

Les Fig. 2.3 et 2.4 représentent ces différences de fréquences absolues et relatives respectivement pour les modes $\ell=1$ et $\ell=2$. Ces courbes sont compatibles avec les profils de vitesse du son et de densité vus plus haut (Fig.2.1 et 2.2). Elles montrent qu'à haute fréquence en absolu, les différences de fréquences peuvent aller jusqu'à quelques μHz pour les modèles avec les nouvelles abondances. En revanche, en relatif ces différences sont inférieures à 2% et la différence

ℓ	n	f_s (μHz)	n	f_s (μHz)	ℓ	n	f_s (μHz)	n	f_s (μHz)
1	-46	14.6	-22	30.0	2	-46	24.9	-22	50.6
	-45	14.9	-21	31.4		-45	25.5	-21	52.8
	-44	15.3	-20	32.9		-44	26.0	-20	55.3
	-43	15.6	-19	34.5		-43	26.6	-19	58.0
	-42	16.0	-18	36.3		-42	27.2	-18	60.9
	-41	16.4	-17	38.4		-41	27.9	-17	64.3
	-40	16.8	-16	40.6		-40	28.5	-16	67.9
	-39	17.2	-15	43.2		-39	29.2	-15	72.0
	-38	17.7	-14	46.1		-38	29.9	-14	76.6
	-37	18.1	-13	49.3		-37	30.8	-13	49.3
	-36	18.6	-12	53.1		-36	31.6	-12	87.8
	-35	19.1	-11	57.4		-35	32.5	-11	94.6
	-34	19.7	-10	62.5		-34	33.4	-10	102.5
	-33	20.2	-9	68.5		-33	34.3	-9	111.7
	-32	20.9	-8	75.7		-32	35.4	-8	122.6
	-31	21.5	-7	84.4		-31	36.5	-7	135.6
	-30	22.2	-6	95.2		-30	37.6	-6	151.3
	-29	22.9	-5	109.1		-29	38.9	-5	170.5
	-28	23.8	-4	127.7		-28	40.2	-4	194.2
	-27	24.6	-3	153.3		-27	41.6	-3	222.1
-26	25.5	-2	191.6	-26	43.2	-2	256.2		
-25	26.5	-1	262.9	-25	44.8	-1	296.4		
-24	27.6			-24	46.6				
-23	28.7			-23	48.5				

T . 2.3 – Liste des fréquences des modes g $\ell=1$ et 2 extraites du modèle sismique de $n=-46$ à -1 .

reste à peu près constante dans l'intervalle de fréquences 10-250 μHz . Un autre point à noter est la similarité des modèles utilisant As05 et le modèle sans diffusion, similarité qui avait été remarquée dans le profil de la vitesse du son. Ceci s'explique par le fait que la conséquence de la diminution de la métallicité sur les opacités est proche de celle de l'absence de diffusion microscopique. Ces figures montrent que les différences de fréquences des modes de gravité entre les modèles augmentent avec les fréquences illustrant la sensibilité des différents modes à la physique incluse dans les modèles. D'autre part, pour des fréquences décroissantes (correspondant à des ordres élevés en valeur absolue), les modes sont de plus en plus sensibles à la partie centrale de la zone radiative. Mais les processus que nous avons inclus semblent avoir moins d'influence sur cette zone du Soleil en valeur absolue (mais pas en relatif). Enfin, il apparaît également un changement de pente sur les courbes correspondant aux nouvelles abondances et à l'absence de diffusion microscopique. Ce changement montre la différence entre les modes mixtes et les modes de gravité purs.



F . 2.3 – Comparaison des fréquences pour les modes $\ell=1$ avec celles du modèle sismique : le modèle sans diffusion microscopique (no diffusion), le modèle sans turbulence horizontale (ligne continue) et avec turbulence horizontale (ligne pointillée) et le modèle avec les anciennes abondances (93 ou courbe rouge) et avec les nouvelles abondances (05 ou courbe bleue). Sur la figure du haut, ce sont les différences absolues et sur la figure du bas, ce sont les différences relatives.

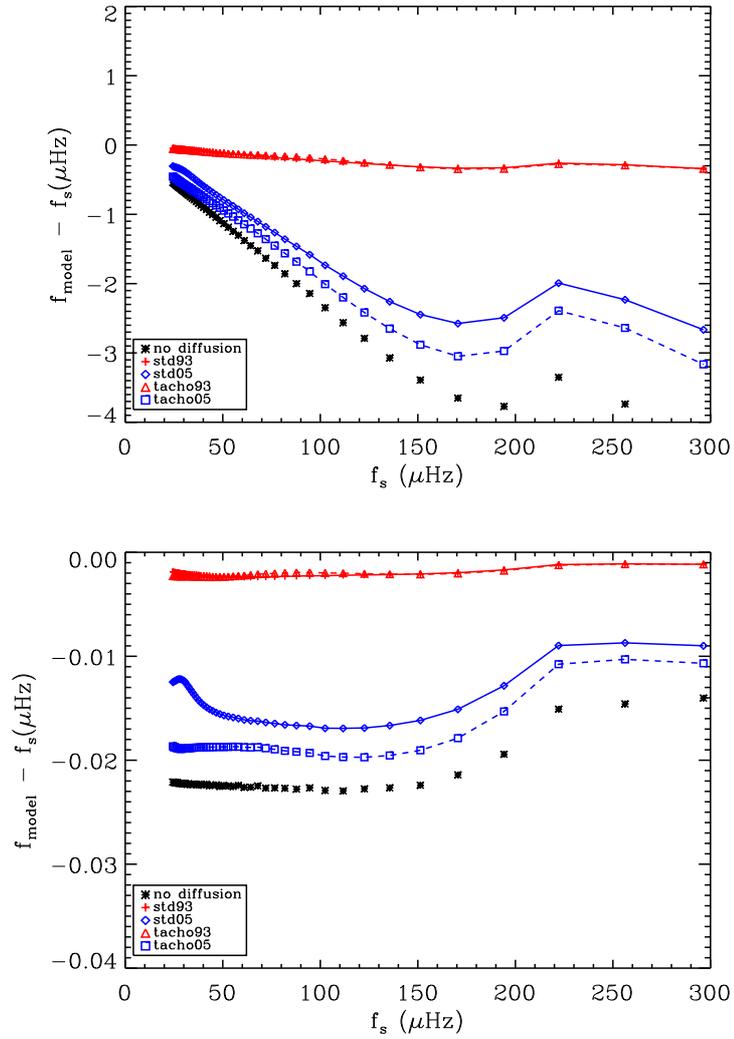
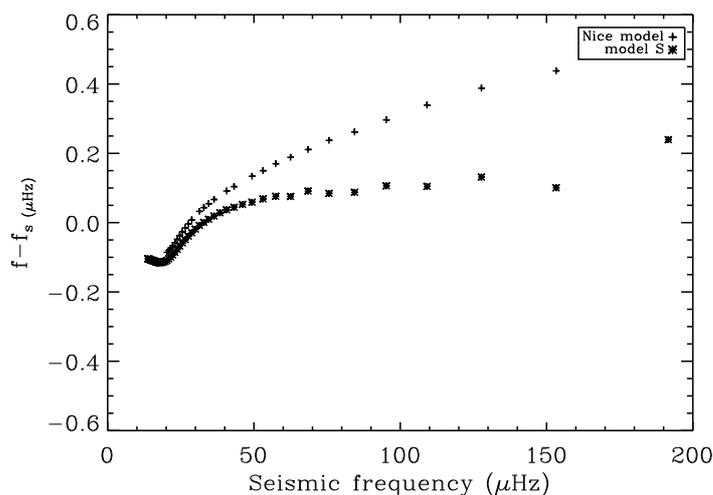


Fig. 2.4 – Comparaison des fréquences pour les modes $\ell=2$ avec celles du modèle sismique. Même légende que pour la figure précédente (Fig.2.3).

Il existe une différence de comportement entre le modèle incluant le traitement de la turbulence horizontale dans la tachocline et le modèle sans ce traitement selon l'utilisation des nouvelles et anciennes abondances. Les fréquences ont des écarts inférieurs à quelques dixièmes de μHz alors qu'avec les abondances de Asplund et al. (2005), les écarts de fréquences sont d'environ $1 \mu\text{Hz}$.

Ces prédictions peuvent être utilisées pour des comparaisons avec les observations. Par exemple pour les données de GOLF qui sont prises sur 10 ans, la résolution dans le spectre de puissance est de $1/T=1/10 \text{ ans}=3,17 \text{ nHz}$. Par conséquent, si les barres d'erreur observationnelles sont de cet ordre-là, il serait possible de distinguer un modèle ayant les nouvelles d'un modèle ayant les anciennes abondances par des comparaisons directes. Les barres d'erreur provenant d'un ajustement de modes peuvent être typiquement de l'ordre de 10 nHz ou inférieures à la résolution selon la méthode utilisée. Par conséquent, il serait possible de discerner un modèle avec les nouvelles abondances et sans la tachocline du modèle avec la tachocline si les barres d'erreur sont inférieures à $1 \mu\text{Hz}$. En revanche, pour les anciennes abondances, les fréquences étant tellement proches, il serait difficile de distinguer le modèle traitant la tachocline d'un modèle ne la traitant pas.



F . 2.5 – Comparaison des fréquences du modèle sismique avec les modèles S et de Nice.

Deux autres modèles solaires sont couramment utilisés dans la littérature : le modèle S (Christensen-Dalsgaard et al. 1996) et le modèle de Nice (Provost et al. 2000) (Fig.2.5). Il est donc possible de comparer les fréquences de ces modèles au modèle sismique. Le modèle de Nice est calculé avec CESAM alors que le modèle S est calculé avec un autre code d'évolution. Les fréquences du modèle S sont calculées avec le code d'oscillation Aarhus alors que celles du modèle de Nice sont calculées avec un autre code d'oscillation (NOSC ou Nice code, Provost 2007). Ces différences sont inférieures à $0,5 \mu\text{Hz}$. Il semblerait aussi que les décalages de fréquences changent de signes autour de $30 \mu\text{Hz}$. Des écarts pour des modes de si basses fréquences

peuvent être liés à des différences dans les profils de densité des modèles mais aussi à l'utilisation de codes différents. En effet, il semblerait que les fréquences calculées par le code d'Aarhus soient différentes par rapport à celles calculées pour le modèle de Nice. Ceci est illustré par la Fig. 2.6 qui montre la différence de fréquences pour un même modèle mais calculées avec les deux codes d'oscillation. Nous observons qu'il peut y avoir des différences de fréquences pouvant aller jusqu'à quelques $0,15 \mu\text{Hz}$ pour les modes de haut ordre en valeur absolue. Cet écart est d'autant plus grand que l'ordre n en valeur absolue augmente (la fréquence diminue). Nous ne pouvons donc pas conclure sur la différence des modèles à partir des fréquences puisque les écarts entre les modèles sont du même ordre de grandeur que ceux obtenus pour un même modèle et deux codes d'oscillation.

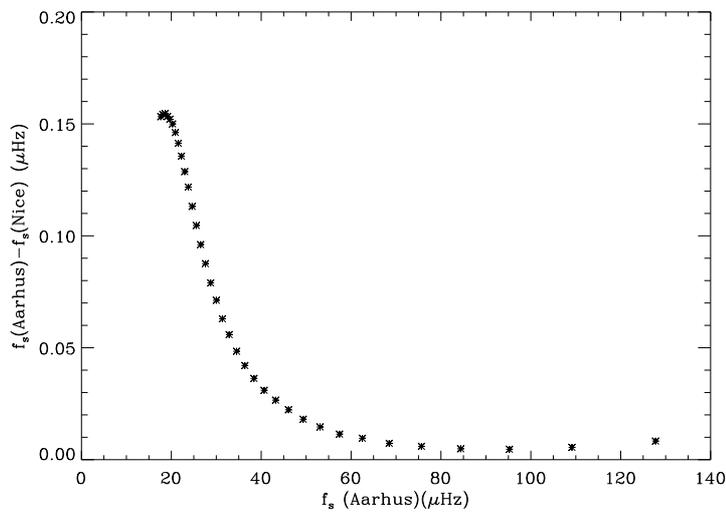


Fig. 2.6 – Différence de fréquences des modes de gravité $\ell=1$, pour le modèle sismique en utilisant deux codes d'oscillation différents.

Pour résumer la discussion sur la comparaison des modèles, et en guise de conclusion sur cette partie, il faudrait des barres d'erreur inférieures à quelques μHz pour pouvoir distinguer certains des modèles lors de comparaison directes sur les spectres de puissance.

2.2.3 Comportement asymptotique

Les modes de gravité ont pour propriété d'être périodiquement espacés dans la Densité Spectrale de Puissance exprimée en période, d'une période ΔP_ℓ qui dépend donc du degré du mode. Cette étude a été initiée par Ledoux (1962) et les développements ont été effectués par (Tassoul 1980).

En prenant l'approximation du second ordre, on définit $P_{n,l}$ selon Tassoul (1980), Provost et Berthomieu (1986) :

$$P_{n,\ell} = \frac{P_0}{\sqrt{2\ell(\ell+1)}}(2n + \ell + \phi) + \frac{P_0^2}{P_{n,\ell}} W_\ell \quad (2.10)$$

avec

$$P_0 = 2\pi^2 \left(\int_0^{r_c} \frac{N}{r} dr \right)^{-1} \quad (2.11)$$

$$W_l = V_1 + \frac{V_2}{\sqrt{\ell(\ell+1)}} \quad (2.12)$$

où N est la fréquence de Brunt-Väissälä et r_c est le rayon de la base de la zone convective. ϕ est le terme de phase qui dépend de n et ℓ , respectivement l' order radial et le degré du mode. V_1 dépend de N et V_2 est un terme complexe.

Approximation du 1er ordre

En utilisant le terme du premier ordre, ΔP_1 et ΔP_2 peuvent s'écrire :

$$\Delta P_1 = P_{n+1,1} - P_{n,1} = \frac{P_0}{\sqrt{2}} \quad (2.13)$$

$$\Delta P_2 = P_{n+1,2} - P_{n,2} = \frac{P_0}{\sqrt{6}} \quad (2.14)$$

La Table 2.4 montre les valeurs analytiques pour la période caractéristique des modes g ($P_{0(an)}$) et les valeurs approximatives de $\Delta P_{1(an)}$ et $\Delta P_{2(an)}$ pour les différents modèles. J'appelle valeurs théoriques les valeurs calculées directement à partir de la variable N des modèles (formule 2.12). Puis $\Delta P_{1(an)}$ et $\Delta P_{2(an)}$ sont respectivement déduites des formules (2.14) et (2.15).

Modèle	$P_{0(an)}$ (min)	$\Delta P_{1(an)}$ (min)	$\Delta P_{2(an)}$ (min)
no diffusion	36,7	25,9	15
std93	36,4	25,8	14,86
tacho93	36,5	25,8	14,9
std05	37,1	26,2	15,15
tacho05	37	26,2	15,1
Seismic2	36,4	25,8	14,86

T . 2.4 – Valeurs analytiques de P_0 , ΔP_1 et ΔP_2 selon les formules (2.12), (2.14) et (2.15).

On voit que globalement les valeurs de P_0 varient entre 36,4 et 37,1 minutes et que ΔP_1 est autour de 26 minutes et ΔP_2 est autour de 15 minutes. La table 2.5 contient les valeurs numériques de P_0 , ΔP_1 et ΔP_2 obtenues d'après la formule suivante :

$$\Delta P_\ell = \frac{1}{f_{n+1,\ell}} - \frac{1}{f_{n,\ell}} \quad (2.15)$$

ΔP_1 est la moyenne de la courbe de la Fig. 2.7 entre 7h et 20h, alors que ΔP_2 est la moyenne de la courbe de la Fig. 2.8 entre 5h et 12h. La différence entre les valeurs théoriques et les valeurs numériques sont dues au fait que ϕ dépend de ℓ et n . L'approximation du 1er ordre ne tient pas compte des valeurs de V_1 et V_2 .

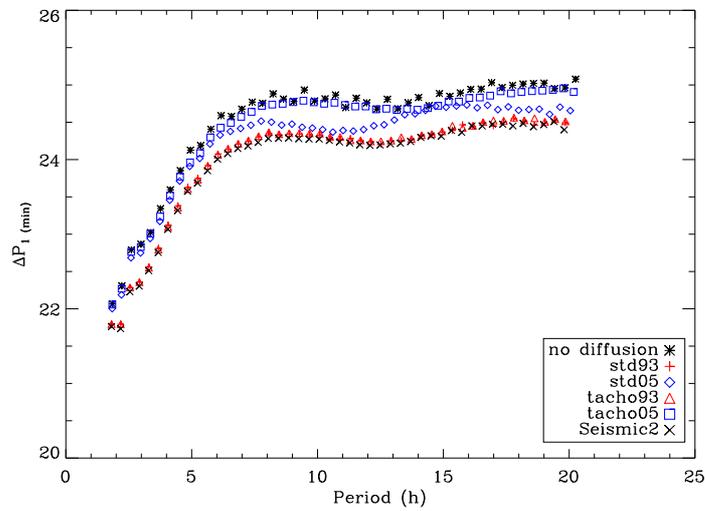
<i>Modèle</i>	$P_{0(osc)}$ (min)	$\Delta P_{1(osc)}$ (min)
no diffusion	34.7	24.6
std93	34.5	24.4
tacho93	34.5	24.4
std05	34.7	24.6
tacho05	35.1	24.8
Seismic2	34.4	24.3
Nice model	34.4	24.3
Model S	34.4	24.6

T . 2.5 – Valeurs de $P_{0(osc)}$ et $\Delta P_{1(osc)}$ pour différents modèles solaires. $\Delta P_{1(osc)}$ est la valeur moyenne de ΔP_1 calculée avec les fréquences numériques obtenues avec le code d'oscillation, et $P_{0(osc)}$ provient de l'Eq. 2.14 et 2.15.

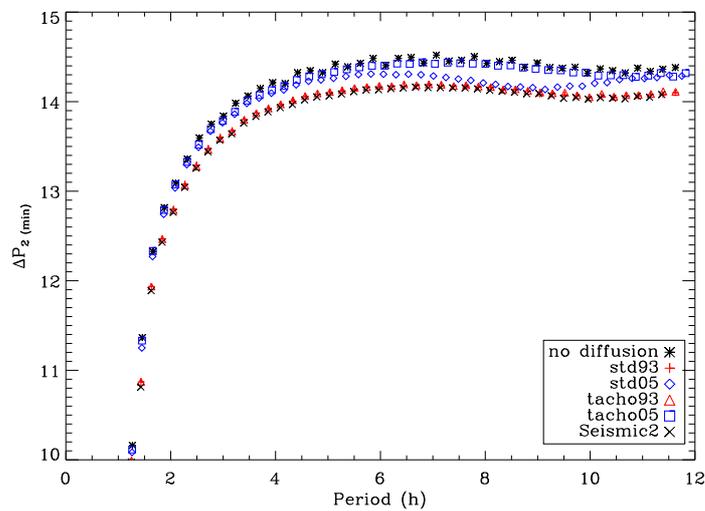
Les Fig.2.7 et 2.8 représentent ΔP_1 et ΔP_2 en fonction de la période, calculées à partir des fréquences obtenues avec le code d'oscillation selon la formule (2.16). Ces courbes sont tracées dans le cas où il y a absence de rotation. Dans le chapitre 4, l'étude sera généralisée avec l'introduction de la rotation du Soleil.

On constate que pour chaque modèle, le régime asymptotique est atteint autour de la même période 7h et 5h, respectivement pour les modes $\ell=1$ et 2. En allant plus loin dans la comparaison des différents modèles, nous pouvons dire que pour des périodes supérieures à 7h pour les $\ell=1$, les valeurs asymptotiques varient dans un intervalle inférieur à la minute pour les modes $\ell=1$ et 2. Le modèle sismique et les modèles avec les anciennes abondances sont très semblables pour tous les modes $\ell=1$ et 2. En revanche, par rapport aux modèles avec les nouvelles abondances et le modèle sans diffusion, les écarts sont nettement plus visibles. Il est possible de distinguer les modèles avec tachocline des modèles sans tachocline pour les nouvelles abondances comme dans la section précédente sur les fréquences. Concernant les modèles sans diffusion et tacho05, ils ne sont pas discernables en termes de période.

Par conséquent, en revenant au calcul de la résolution en termes de période on a $\delta P = \delta \nu \times P^2$. La résolution varie donc en fonction de la période. Ce qui donne, pour 10 ans de données : 0,27 min pour 20h ou 0,06 min pour 10h. Donc pour des périodes supérieures à 5h, il serait possible, par des comparaisons directes, de distinguer les anciennes abondances des nouvelles ou tacho05 de std05, mais pas tacho93 de std93.



F . 2.7 – Séparation entre deux modes $\ell=1$ d'ordres successifs en fonction de leurs périodes pour les six modèles solaires : sans diffusion (astérisques), *std93* (plus), *tacho93* (triangle), *std05* (losange), *tacho05* (carré) et sismique (croix).



F . 2.8 – Séparation entre deux modes $\ell=2$ d'ordres successifs en fonction de leurs périodes pour les six modèles solaires. Même légende que pour la Fig.2.7.

Approximation du 2nd ordre

L'approximation du second ordre a été développée afin de mieux respecter la physique des modes. Elle ne tient pas compte de la perturbation du potentiel gravitationnel (on parle de l'approximation de Cowling) qui donne alors une approximation d'ordre 3. La formule donnant $P_{n,\ell}$ peut aussi s'écrire :

$$\overline{P_{n,\ell}} = \frac{\overline{P_0}}{\sqrt{\ell(\ell+1)}} \left(k + \frac{\ell}{2} - \frac{1}{4} - \theta_0 \right) + \frac{\overline{P_0}^2}{\overline{P_{n,\ell}}} \frac{V_\ell}{\ell(\ell+1)} \quad (2.16)$$

où $k = |n|$ et $V_\ell = \ell(\ell+1)\overline{V_1} + \overline{V_2}$ et θ_0 est comme un facteur de phase qui est défini par exemple dans Provost et Berthomieu (1986). Le calcul dans l'approximation du second ordre sous-entend l'estimation des paramètres V_1 et V_2 de la formule (2.13). Cette méthode consiste à faire une minimisation par la méthode des moindres carrés de la fonction (2.17) et de trouver l'estimation des paramètres $\overline{P_0}$, θ_0 et V_ℓ pour les modes $\ell=1$ à 4.

$$\min \left(\sum_{n,\ell} (P_{n,\ell} - \overline{P_{n,\ell}})^2 \right) \quad (2.17)$$

On en déduit alors les valeurs de V_1 et V_2 . Le but est de déterminer les paramètres et de les comparer aux valeurs de P_0 , θ_0 provenant des formules analytiques. Dans cette partie, les calculs et ajustements ont été faits uniquement pour le modèle sismique et sur un nombre d'itérations suffisant pour avoir un χ^2 faible ($< 0,01$). La Fig. 2.9 représente $P\sqrt{\ell(\ell+1)}$ en fonction de $-n + \ell/2 - 1/4$.

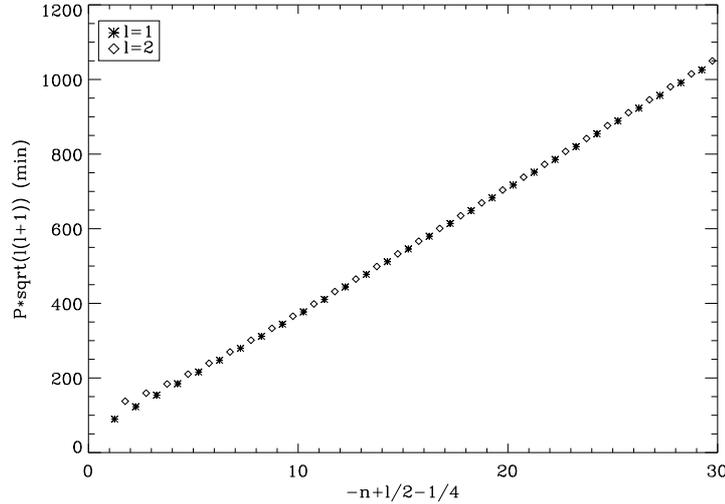


Fig. 2.9 – $P\sqrt{\ell(\ell+1)}$ en fonction de $-n + \ell/2 - 1/4$ pour les modes $\ell=1$ et 2.

Pour ces calculs, d'après Provost et Berthomieu (1986), j'ai pris l'ensemble de modes pour lesquels n est compris entre -27 et -10. La Table 2.6 montre les résultats des ajustements de $P\sqrt{\ell(\ell+1)}$ que j'ai obtenus.

T . 2.6 – Estimation des paramètres d'ajustement par la méthode des moindres carrés.

	$\overline{P_0}(\min)$	θ_0	V_ℓ
$\ell=1$	34,65	-0,23	4,31
$\ell=2$	35,08	0,08	7,74
$\ell=3$	35,12	0,08	10,14
$\ell=4$	35,10	0,05	13,18

Puis, en prenant les modes $\ell=1$ à 4, il est possible de calculer $\overline{P_0}$, θ_0 , $\overline{V_1}$ et $\overline{V_2}$. Pour le modèle sismique, nous obtenons :

$$\begin{aligned}\overline{P_0} &= 35,14 \text{ minutes,} \\ \theta_0 &= 0,15, \\ \overline{V_1} &= 0,46 \text{ et} \\ \overline{V_2} &= 5,65.\end{aligned}$$

Tous ces paramètres sont dans les intervalles calculés dans Provost et Berthomieu (1986) qui avaient cherché dans quelle gamme se trouvaient $\overline{P_0}$, θ_0 , $\overline{V_1}$ et $\overline{V_2}$ pour différents types d'ajustements.

Cependant, ces valeurs dépendent des fréquences et donc du code d'oscillation donnant ces fréquences. En particulier, le fait que $\overline{P_0}$ varie avec ℓ n'est pas observé en utilisant les fréquences calculées avec un autre code d'oscillation.

D'autre part, on devrait avoir des valeurs plus proches de $P_{0(an)}$. Nous avons vu qu'il est important d'avoir une bonne résolution des variables des modèles (comme la fréquence de Brunt-Väissälä ou la densité), c'est pourquoi nous avons amélioré leur extrapolation en-dessous de $0,005 R_\odot$. Ceci peut aussi être vu avec les kernels rotationnels (Fig. 2.10) qui montrent la sensibilité de ces modes en dessous de $0,1 R_\odot$. Plus l'ordre est élevé en valeur absolue, plus le mode est sensible à une région plus profonde dans le Soleil. Nous avons fait un ajustement par un polynôme d'ordre 3 des variables en-dessous de cette limite. Le calcul de la période de $P_{0(an)}$ avec ces nouvelles variables donne alors 35,43 minutes (voir Table 2.7). Ainsi, nous pouvons dire que $\overline{P_0}$ est en meilleur accord avec $P_{0(an)}$ que $P_{0(osc)}$. De plus, ce résultat est plus proche des valeurs calculées par Zaatari et al. (2007) qui sont estimées entre 35,03 et 35,69 minutes selon la composition chimique utilisée.

2.3 Conclusion

Nous avons vu dans ce chapitre que la résolution des équations de structure stellaire en-dessous de $0,05 R_\odot$ demande un maillage adapté si l'on souhaite prédire les modes d'ordre

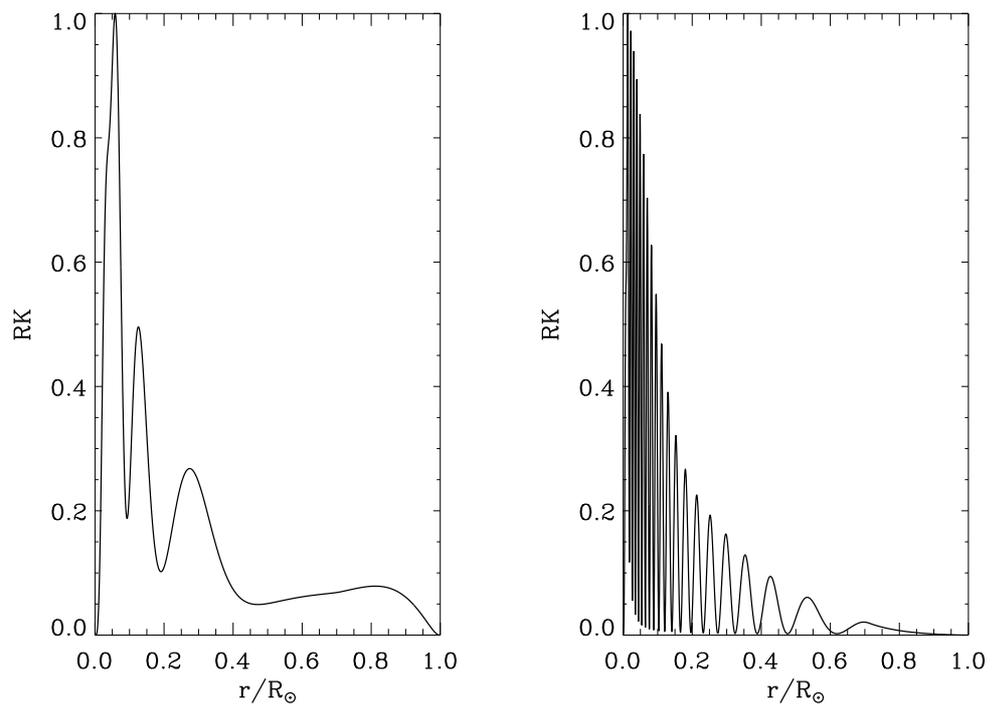


Fig. 2.10 – Kernels rotationnels normalisés pour un mode de gravité $\ell=2$, $n=-3$ (à gauche) et $\ell=2$, $n=-20$ (à droite). Plus l'ordre du mode est élevé, plus on aura une meilleure résolution dans la zone radiative.

<i>Modèle</i>	$P_{0(an)} (min)$	$\Delta P_{1(an)}(min)$	$\Delta P_{2(an)}(min)$
no diffusion	36,90	26,09	15,06
std93	35,38	25,01	14,44
tacho93	35,46	25,07	14,48
std05	35,94	25,41	14,67
tacho05	36,02	25,47	14,70
Seismic2	35,43	25,05	14,46

T . 2.7 – Valeurs analytiques de P_0 , ΔP_1 et ΔP_2 selon les formules (2.12), (2.14) et (2.15) après avoir affiné la résolution dans le cœur.

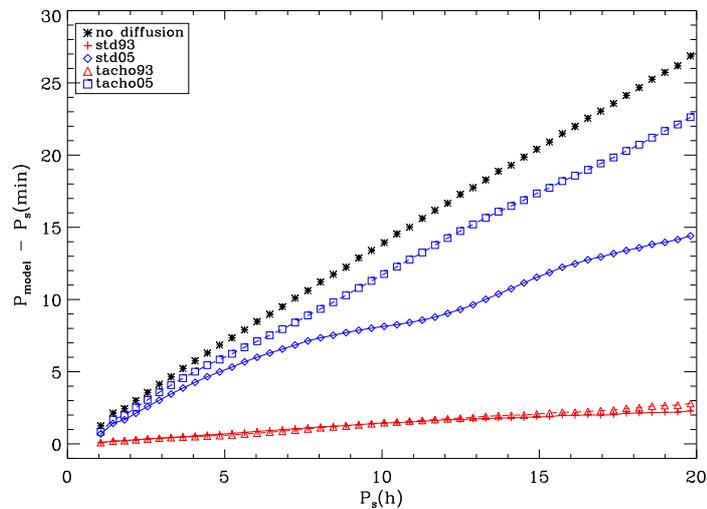
élevé. De plus, la dépendance des fréquences des modes de gravité à certains processus physiques (diffusion microscopique, diffusion turbulente horizontale dans la tachocline, différentes abondances chimiques) peut générer des différences pouvant atteindre jusqu'à $5 \mu\text{Hz}$ pour des modes de gravité ayant des fréquences supérieures à $150 \mu\text{Hz}$. En revanche, pour des fréquences plus petites que cette valeur, ces différences deviennent plus faibles. Dans ce domaine de fréquences, le régime asymptotique est en outre atteint et la différence entre deux modes de même degré et d'ordre consécutifs est de plus en plus petite puisque ces modes sont équidistants en période. Il convient donc, pour mieux étudier les modes de gravité de basse fréquence, de les représenter en fonction de cette variable. Tant que le rapport signal-à-bruit est faible, nous nous contentons de chercher ces propriétés asymptotiques (différences de période des modes d'ordres consécutifs). Si le rapport signal-à-bruit est suffisamment grand, il sera possible de mesurer les périodes des modes individuellement. Dans ce chapitre, nous avons aussi vu que la sensibilité des modes de gravité à basse fréquence aux processus physiques ($< 150 \mu\text{Hz}$) semble moins marquée. Nous verrons dans le chapitre 4 qu'elle existe néanmoins.

D'autre part, les modèles tenant compte de la nouvelle composition chimique (Asplund et al. 2005) donnent de plus grands écarts que ceux correspondant aux observations (vitesse du son) et par rapport aux anciennes abondances (Grevesse et Noels 1993). Ces écarts peuvent être liés au fait que ces nouvelles abondances ne sont pas correctes. Mais ils pourraient être expliqués par l'absence de certains processus dynamiques déjà identifiés (comme la rotation, le champ magnétique ou les ondes internes) ou non qui pourraient compenser cette différence ou par le fait que certains processus microscopiques (comme les opacités) sont encore insuffisamment connus.

En revanche, dans le futur, on pourrait envisager de chercher les modes en fonction de leur période étant donné que la différence en période des modes de basse fréquence est plus marquée d'un modèle à l'autre. La Fig. 2.11 montre qu'entre différents modèles, les périodes varient jusqu'à ~ 20 minutes pour les modes d'ordre élevé.

Comme cela a été mentionné au début de ce chapitre, nous avons utilisé un code d'évolution n'incluant pas de processus dynamiques. Les travaux de Rashba et al. (2007) ont montré des décalages de fréquences des modes de gravité, liés au champ magnétique, de l'ordre de quelques μHz ou quelques pour-cent.

L'utilisation d'un modèle dynamique sera nécessaire dans le futur afin d'obtenir une



F . 2.11 – Différence entre les périodes des modes de gravité $\ell = 1$, des différents modèles et celles du modèle sismique.

meilleure estimation des fréquences des modes de gravité, une fois que ce dernier sera mis au point. Pour le moment, de nombreux efforts sont mis en œuvre pour inclure des phénomènes dynamiques (tels que la circulation méridienne, la dynamo de Spruit, les ondes internes) dans les modèles solaires avec des codes tels que le code genevois (Talon 1997, Maeder et Meynet 2001, Eggenberger et al. 2007), STAREVOL (Siess et al. 2000, Palacios et al. 2006; 2003, et ses références) ainsi que CESAM. Les deux premiers ne produisent pas encore un modèle solaire correct alors que le dernier est en phase de test et de validation concernant l'introduction de la rotation. Enfin le champ magnétique et les ondes internes sont en cours d'implémentation dans CESAM.

Je reporte ici notre article *On the characteristics of the solar gravity mode frequencies* (S. Mathur, S. Turck-Chièze, S. Couvidat et R. A. García), publié dans *Astrophysical Journal*, Volume 668, page 594.

ON THE CHARACTERISTICS OF THE SOLAR GRAVITY MODE FREQUENCIES

S. MATHUR,^{1,2} S. TURCK-CHIÈZE,^{1,2} S. COUVIDAT,³ AND R. A. GARCÍA^{1,2}

Received 2007 April 17; accepted 2007 June 15

ABSTRACT

Gravity modes are the best probes for studying the dynamics of the solar radiative zone, and especially the nuclear core. This paper shows how specific physical processes influence the theoretical g -mode frequencies for the $\ell = 1$ and $\ell = 2$ modes over a large range of radial orders n from -46 to -1 , corresponding to potential *SOHO* observations. To this end, we compute different solar models, and we calculate the corresponding theoretical g -mode frequencies. These frequencies are sensitive to the physical inputs of our solar models in the high-frequency range of the oscillation power spectrum. At low frequency, we demonstrate that the periodic spacing (ΔP_0) between two g -modes with consecutive orders n and with the same angular degree ℓ does not vary significantly from one model to the other. For all the models considered, including models based on recent solar chemical abundances, the value of the characteristic quantity P_0 , the fundamental period of the g -modes, is constant within a 1 minute range (between 34 and 35 minutes). This result is in sharp contrast to the situation before the launch of the *SOHO* spacecraft, when the dispersion for P_0 was large (with values ranging from 29 to 60 minutes). Then, we estimate the sensitivity of the oscillation frequency splittings to the solar core rotation. Finally, we review some features of the g -mode observations obtained with the GOLF instrument and based on an almost complete solar cycle. Some of these help us constrain the excitation mechanisms of g -modes.

Subject headings: Sun: helioseismology — Sun: interior — Sun: oscillations

Online material: color figures

1. INTRODUCTION

Gravity modes are a unique tool to constrain the rotation and density profiles of the solar core. In this paper, we attempt to develop theoretical bases to determine their intrinsic properties. These modes have been researched for more than 20 years (Hill et al. 1991; Turck-Chièze 2006, and references therein) and are still actively looked for in the data produced by the instruments located on board the *SOHO* spacecraft (Appourchaux et al. 2000; Gabriel et al. 2002). Recent analyses of these data unraveled g -mode candidates with a confidence level greater than 98% (Turck-Chièze et al. 2004a, 2004c), and detected a signature associated with their dipolar asymptotic properties with an even higher confidence level (García et al. 2007). These works stimulated the present paper, a dedicated theoretical study of g -mode properties.

In parallel with observational efforts, the quality of solar models has been improved during the last two decades thanks to tighter helioseismic constraints derived from p -mode detection. Major progress has been achieved in the description of the microscopic physics such as the opacities, the equation of state, and the nuclear reaction rates (Rogers & Iglesias 1994; Iglesias & Rogers 1996; Adelberger et al. 1998). The introduction of microscopic diffusion and of turbulence in the tachocline has significantly reduced the discrepancy between solar models and the observed solar sound-speed and density profiles (Christensen-Dalsgaard et al. 1993; Thoul & Bahcall 1994; Brun et al. 1998, 1999). Several works have been dedicated to modeling the radiative zone through combined seismic measurements (Turck-Chièze et al. 2001; Couvidat et al. 2003a), resulting in a solar model in good agreement with the helioseismic observations,

commonly referred to as the seismic model. It was specifically constructed so that its sound-speed profile would match the observed solar profile in the radiative interior (i.e., the radiative zone including the nuclear core). This seismic model must be considered an intermediate step between a standard model (SSM), which neglects the dynamics of the solar interior, and a dynamic model (SDM), which is not yet complete. The dynamic model is expected to include both the effects of gravity waves and magnetic field, and to take into account the evolution of the internal radial rotation and its impact on the transport of angular momentum (Mathis & Zahn 2004, 2005; Charbonnel & Talon 2005; Brun & Zahn 2006; Palacios et al. 2006).

The seismic model slightly improves the prediction of the values of the neutrino fluxes (Turck-Chièze 2005a, 2005b) and of the g -mode frequencies, which are both sensitive to the structure of the radiative interior. Advantageously, this model produces theoretical g -mode frequencies that do not vary significantly with reasonable changes in the model inputs (Turck-Chièze et al. 2004b; Turck-Chièze 2005a, 2005b; Turck-Chièze & Talon 2007). The seismic model was based on the solar chemical abundances of Grevesse et al. (1993). In principle, it is possible to include more recent solar abundances for the CNO elements, as prescribed by Asplund et al. (2005). However, the resulting sound-speed profile is significantly altered by this change in abundances, and we need to decrease the opacities of the CNO elements to reduce the discrepancy between the model and the observed sound-speed profiles. When these two procedures (the new abundances and the reduced opacities) are combined, the neutrino fluxes remain unchanged. The seismic model was developed by the CEA/Saclay team and is an evolutionary model. It takes into account the impact of each chemical element on the opacity coefficients. Therefore, it differs from the seismic model of Shibahashi & Tamura (2006), which was directly derived from the observational constraints (solar radius, luminosity, and the seismic sound-speed profile) and from the basic stellar structure equations, without

¹ DAPNIA/CEA/CE Saclay, FR-91191 Gif-sur-Yvette Cedex, France.

² AIM—Unité Mixte de Recherche CEA-CNRS—Université Paris VII—UMR 7158, FR-91191 Gif-sur-Yvette, France.

³ HEPL, 455 via Palou, Stanford University, CA 94305-4085.

taking into account the dependence of the opacity coefficients on the proton number of each chemical species across the radiative interior (Turek-Chièze et al. 2005a).

Here we study the impact of the microscopic diffusion, the turbulence in the tachocline, and the chemical composition on the prediction of g -mode frequencies. This study helps to interpret the different observations of *SOHO*. We compute the theoretical g -mode frequencies between 10 and 250 μHz , which correspond to radial orders in the range $n = -46$ to -1 for modes with an angular degree $\ell = 1$ and 2. Indeed, our work focuses on the low-degree g -modes that have been searched for with the *SOHO* mission. These g -mode frequencies are obtained for different solar models, which we compare with the seismic one.

Section 2 describes these different solar models. Sound-speed and density profiles are compared to results derived from inversions of seismic observations. In § 3, we analyze how each physical process influences the predictions of g -mode frequencies, and we compare our results to other works of the helioseismology community. In § 4, we derive the sensitivity of different g -modes to the solar core rotation. In § 5, we discuss the recent detection of g -mode candidates in the light of this theoretical approach, and we comment on the g -mode excitation mechanisms. Finally, we summarize our results in § 6.

2. DESCRIPTIONS OF THE DIFFERENT SOLAR MODELS

Six models are computed using the CESAM code (Code d'Evolution Stellaire Adaptatif et Modulaire) developed by P. Morel (Morel 1997). This one-dimensional code solves the classical equations describing the stellar structure for a quasi-static stellar evolution. The solar models are computed for an age of 4.6 Gyr, including the pre-main sequence (starting 50 Myr before the Sun reached the zero-age main sequence). We use the recent OPAL equation of state, including relativistic effects for the electrons. The nuclear reaction rates result from the compilation of Adelberger et al. (1998) and include intermediate screening (Dzitzko et al. 1995) when needed. The models are calibrated in luminosity, in radius, and in Z/X with a 10^{-5} relative accuracy (Z is the metal mass fraction, and X is the hydrogen mass fraction). The models using the Grevesse et al. (1993) composition are calibrated at $Z/X = 0.0245$ at the solar age, whereas the models with the new abundances of Asplund et al. (2005) are calibrated at $Z/X = 0.0172$. Here is the list of models produced for this paper:

1. A standard model without microscopic diffusion (hereafter the no-diffusion model).
2. A standard model including microscopic diffusion, without diffusion in the tachocline, and with the composition of Grevesse et al. (1993) (the std93 model).
3. A standard model with microscopic diffusion, without diffusion in the tachocline, and with the composition of Asplund et al. (2005) (the std05 model).
4. A standard model with microscopic diffusion, with diffusion in the tachocline (Brun et al. 1999), and with the composition of Grevesse et al. (1993) (the tach93 model).
5. A standard model with microscopic diffusion, with diffusion in the tachocline, and with the composition of Asplund et al. (2005) (the tach05 model).
6. The seismic model Seismic₂ from Couvidat et al. (2003a) (the seismic2 model), which includes relativistic effects for the electrons in the equation of state.

The prescription of Michaud & Proffitt (1993) is used for the treatment of microscopic diffusion. Some models include horizontal diffusion in the tachocline, as established by Spiegel &

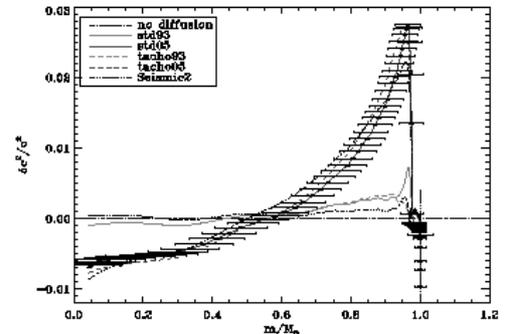


FIG. 1.— Difference in the squared sound-speed profiles between observations (Turek-Chièze et al. 2001; Couvidat et al. 2003a) and models, as a function of the solar mass. Gray curves and black solid and dashed curves correspond to the Grevesse et al. (1993) and Asplund et al. (2005) chemical compositions, respectively. The solid lines correspond to a model without horizontal diffusion in the tachocline, whereas the dashed lines correspond to a model with horizontal diffusion. The dot-dashed line is the model without microscopic diffusion, and the double-dash-dotted line is the seismic model. For clarity, the error bars have been plotted only on one model. [See the electronic edition of the Journal for a color version of this figure.]

Zahn (1992). This diffusion process was first introduced in solar models by Brun et al. (1999), and then updated by Piau & Turek-Chièze (2002) with an improved description of the solar rotation profile in the pre-main sequence. The Brunt-Väissälä frequency is set at 25 μHz in the tachocline for the models tach93 and tach05, and the width of the tachocline is set at $0.05 R_{\odot}$. In the two models based on the new solar abundances from Asplund et al. (2005), the opacities of the external layers (the atmosphere) had to be modified to account for this new chemical composition (following Turek-Chièze et al. 2004b). The new determination of the solar chemical composition is based on nonlocal thermodynamic equilibrium models of the solar atmosphere, three-dimensional simulations of stellar convection, and a better determination of the peaks in the solar spectrum. A major change accompanying this new composition is the reduction of the mass fraction of the CNO elements by about 30% in the Sun.

All our solar models are one-dimensional, and therefore they do not take into account the dynamics of the solar interior. Also, we use the seismic model as a reference model, as it is halfway between the classical standard model and the dynamic model of the Sun. It is only a first step, however, before the development of a more sophisticated model that takes into account all the dynamic processes contributing to the solar internal rotation profile at 4.6 Gyr.

2.1. Sound-Speed Profile

For a study of the gravity-mode properties, the mass $m(r)$ seems to be the natural variable to use (instead of the radial distance to the solar center, r). In fact 98% of the total mass of the Sun is concentrated in the radiative interior. This choice of variable especially highlights the nuclear core, which makes up 60% of the mass of the Sun. Figure 1 shows the relative difference between the observed solar squared sound-speed profile (obtained from seismic data) and the theoretical one for our different solar models as a function of $m(r)$. This figure can be compared to the results already obtained by Turek-Chièze et al. (2004b), and Mathur et al. (2006). The large uncertainty in the radial location is due to the intrinsic properties of acoustic modes. We notice a

difference as large as about 0.7% between the standard model std93 and the seismic observations in the vicinity of the tachocline. If we add horizontal diffusion in the tachocline, we manage to reduce this discrepancy (tacho93).

Solar models computed with the new chemical composition of Asplund et al. (2005) present a larger discrepancy between the observed sound speed and the sound speed derived from these models. This discrepancy is significant in the radiative zone and mainly reflects the role of the CNO elements in the opacity coefficients (in the range $r = 0.2-0.7 R_{\odot}$). This discrepancy is even larger than the one obtained with our solar model without microscopic diffusion (the no-diffusion model), which is based on the abundances of Grevesse et al. (1993). Moreover, models with the abundances of Asplund et al. (2005) also exhibit a large discrepancy in the region below $0.15 R_{\odot}$ as a consequence of the change in the CNO opacities and the slight variation in the Z/X ratio used for the calibration and in the CNO-cycle reaction rate in the solar core; both lead to a slight modification of the initial hydrogen mass fraction after calibration of the models. Finally, the seismic model exhibits, by definition, the best agreement with the observations.

2.2. Density Profile

If acoustic modes are adequate for determining the solar sound-speed profile, gravity modes are best used for determining the density profile in the radiative interior. Figure 2 (*top*) shows the relative difference in the solar density between observations and models as a function of $m(r)$. For the models using the abundances of Grevesse et al. (1993) this difference is lower than 2%, whereas for the models including the abundances of Asplund et al. (2005), this difference reaches 10% at $0.9 M_{\odot}$. Moreover, the profiles for the std05 and tacho05 models seem to show a less dense core. A small density variation in the interior has a strong impact on the upper solar layers, because of the sharp drop in the density in the convection zone and because of the requirement that our models have solar mass. We notice that the resolution in mass is very poor for the observed solar density profile. It is likely to be improved only by the introduction of some g -mode frequencies in the inversion procedure.

Figure 2 (*bottom*) displays the difference between the density of the first five solar models listed in § 2 and the density of the seismic model for a radius r in the range $r = 0-0.2 R_{\odot}$. This figure shows that the no-diffusion model without microscopic diffusion presents the largest discrepancy. Conversely, the models with the Grevesse et al. (1993) abundances exhibit the smallest discrepancy, confirming what was seen with the sound-speed profiles.

3. INFLUENCE OF PHYSICAL INPUTS ON THE g -MODE FREQUENCIES

In this section, we show the sensitivity of the g -mode frequencies to physical processes in the models described previously and their asymptotic properties.

3.1. Gravity-Mode Frequencies

We derive the g -mode frequencies for the modes $\ell = 1$ and 2, from $n = -46$ to -1 , for the seismic model. We use the adiabatic oscillation code of Aarhus University.⁴ Obtaining accurate values for the g -mode frequencies over the large range $10-300 \mu\text{Hz}$ requires that our solar model have enough layers sampling the nuclear core. Indeed, the high-order gravity modes are very sen-

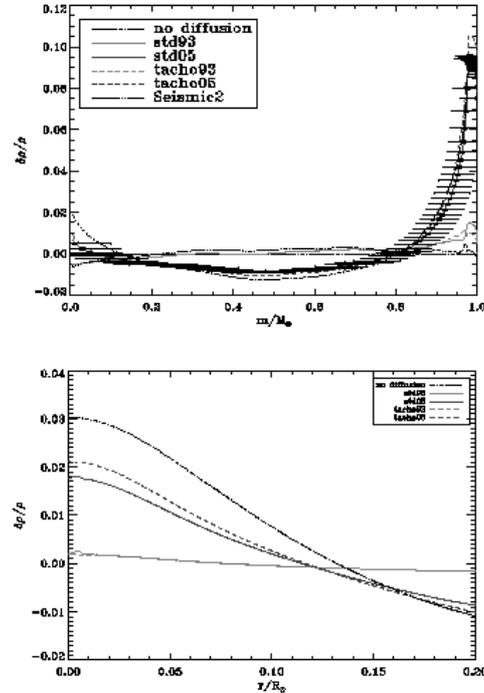


FIG. 2.— *Top*: Difference in the density profiles between observations (Cauvidal et al. 2003a) and models, as a function of the mass. Same legend as Fig. 1 for the different lines. *Bottom*: Close-up of the nuclear region for the difference in the density profiles between the different models and the seismic model. [See the electronic edition of the Journal for a color version of this figure.]

sitive to the structure of this core. Also, we choose a fine radial grid for seismic2 in order to properly sample the inner 5% in radius. Once this step is performed, we apply the oscillation code on a 2400 point grid, using the Richardson extrapolation to calculate the g -mode frequencies. These frequencies for the model seismic2 are listed in Table 1. This table illustrates the presence of a large number of modes at low frequency, which explains why it is difficult to label any potential g -mode candidate. Therefore, there is probably little hope to detect low-frequency g -modes individually, except with a very specific treatment. Moreover, even if these modes are detected, their amplitude might be too small for them to be useful. This is why it is better to look for the g -mode asymptotic behavior in this frequency range, as was done by Garcia et al. (2007). We will discuss this point further in § 4.

The same g -mode frequency calculation was performed for the different solar models. The differences between the frequencies of the five models and the frequencies of the seismic model are shown in Figure 3 for $\ell = 1$ (*top*) and $\ell = 2$ (*bottom*). The main result is a conspicuous dependence of these differences on the mode frequency. In absolute value, these differences increase when the frequency increases. Therefore, the high-frequency g -modes are useful for discriminating between solar models. On the other hand, low-frequency modes (modes with a large radial order n in absolute value) are more sensitive to the physics of the inner core than high-frequency modes, as seen by their

⁴ See the notes on the adiabatic oscillation programme by J. Christensen-Dalsgaard (<http://www.phys.au.dk/~jcd/adipack.n/>).

TABLE 1
LIST OF g -MODE FREQUENCIES FOR THE SOLAR MODEL seismic2

$\ell = 1$				$\ell = 2$			
n	ν (μHz)	n	ν (μHz)	n	ν (μHz)	n	ν (μHz)
-46	14.6	-22	30.0	-46	24.9	-22	50.6
-45	14.9	-21	31.4	-45	25.5	-21	52.8
-44	15.3	-20	32.9	-44	26.0	-20	55.3
-43	15.6	-19	34.5	-43	26.6	-19	58.0
-42	16.0	-18	36.3	-42	27.2	-18	60.9
-41	16.4	-17	38.4	-41	27.9	-17	64.3
-40	16.8	-16	40.6	-40	28.5	-16	67.9
-39	17.2	-15	43.2	-39	29.2	-15	72.0
-38	17.7	-14	46.1	-38	29.9	-14	76.6
-37	18.1	-13	49.3	-37	30.8	-13	81.7
-36	18.6	-12	53.1	-36	31.6	-12	87.8
-35	19.1	-11	57.4	-35	32.5	-11	94.6
-34	19.7	-10	62.5	-34	33.4	-10	102.5
-33	20.2	-9	68.5	-33	34.3	-9	111.7
-32	20.9	-8	75.7	-32	35.4	-8	122.6
-31	21.5	-7	84.4	-31	36.5	-7	135.6
-30	22.2	-6	95.2	-30	37.6	-6	151.3
-29	22.9	-5	109.1	-29	38.9	-5	170.5
-28	23.8	-4	127.7	-28	40.2	-4	194.2
-27	24.6	-3	153.3	-27	41.6	-3	222.1
-26	25.5	-2	191.6	-26	43.2	-2	256.2
-25	26.5	-1	262.9	-25	44.8	-1	296.4
-24	27.6			-24	46.6		
-23	28.7			-23	48.5		

NOTE.— Values calculated for modes $\ell = 1$ and $\ell = 2$ and for $n = -46$ to -1 .

eigenfunctions. Figure 3 mirrors the result of the comparison between models shown in Figures 1 and 2 in the nuclear core (see the bottom panel of Fig. 2 for the density profile). The change in slope of the curves in the two panels of Figure 3 highlights the difference between “pure” g -modes and mixed modes: mixed g -modes are also sensitive to the external solar layers, unlike pure g -modes. Almost all our solar models produce g -mode frequencies that agree at low frequency to within $0.5 \mu\text{Hz}$, while at high frequency the largest difference reaches $5 \mu\text{Hz}$.

To generalize this discussion, we compared our results with the results of other solar physics groups. Two comparisons were performed: first with a standard solar model, the widely used model S of Christensen-Dalsgaard et al. (1996), computed with a different stellar evolution code and an extraction of the g -mode frequencies based on the same pulsation code that we used; and second with the model M1 from Nice (Provost et al. 2000), which is rather similar to our standard model std93 because it is calculated with the same CESAM code. The g -mode frequencies for M1 were derived with a different pulsation code. Figure 4 of Mathur et al. (2006) illustrates the frequency differences for these models (compared to model seismic2) and for modes $\ell = 1$. This difference ranges from -0.1 to $0.45 \mu\text{Hz}$ for model M1 and from -0.1 to $0.2 \mu\text{Hz}$ for model S. Similar differences are observed for the modes $\ell = 2$. It is difficult to be specific regarding the origin of such differences; they are small and of the same order of magnitude as the differences we observe between our standard model and seismic2. We can nevertheless mention some small differences. The model from Nice is a calibrated model with a solar age of 4.65 Gyr and has no turbulent mixing below the convective zone. In the model S, relativistic effects were not yet introduced in the equation of state, and the nuclear processes are not treated in exactly the same way.

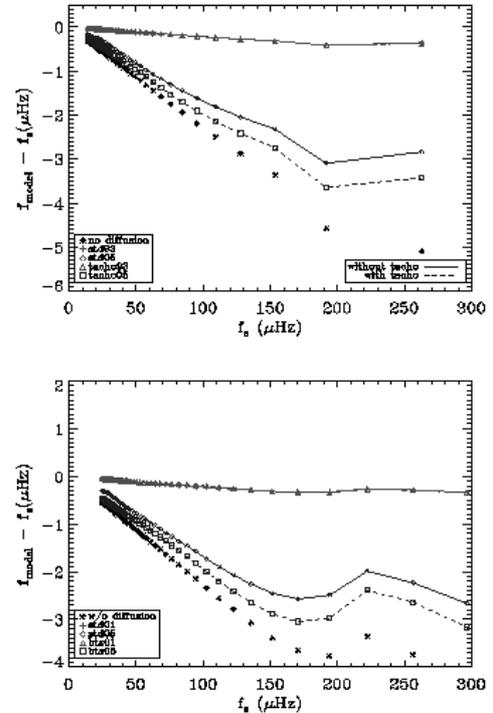


FIG. 3.— Difference between the g -mode frequencies from the five different solar models and the frequencies derived from the seismic model for $\ell = 1$ (top) and $\ell = 2$ (bottom). The solid line corresponds to a model without horizontal diffusion in the tachocline, whereas the dashed line corresponds to a model with horizontal diffusion. [See the electronic edition of the *Journal* for a color version of this figure.]

So far, the scope of this study has been limited to solar models based on the same physical hypotheses. Also, it seems useful to discuss the implementation of dynamic effects involving rotation, magnetic field, and gravity waves in the solar models. We mentioned in the introduction that these models are not yet available, even though some preliminary works already include some dynamic effects: transport of momentum by rotation and gravity waves (Talon & Charbonnel 2005; Charbonnel & Talon 2005) or the effect of the internal magnetic field on the internal rotation profile (Eggenberger et al. 2005), but these models are not sufficiently accurate to be compared in detail to the different helioseismic indicators. Therefore, gravity-mode frequencies have not been extracted from these models. Another approach followed by, e.g., Rashba et al. (2007) is to attempt to analytically estimate the direct effect of the rotation and of the magnetic field in the radiative region on the g -mode frequencies. For the specific cases studied in their paper, the authors found that the change in g -mode frequency is small and probably lower than $2 \mu\text{Hz}$ for high-frequency modes. Preliminary studies show that the effects of momentum transport on the g -mode frequencies might be a little bit larger than the effects studied by Rashba et al. (2007), with the condition that these models must still reproduce the observed solar sound-speed profile. Therefore, the present study and the g -mode frequency differences are as realistic as possible and as

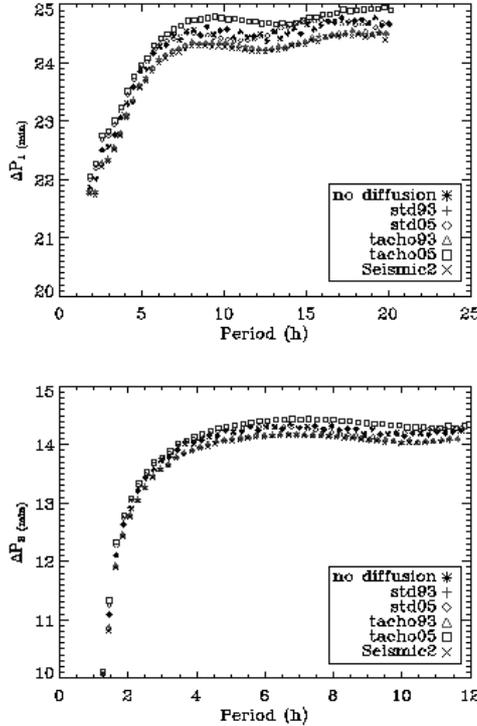


FIG. 4.— Comparison of the difference of P_1 between two g -modes of successive radial order (eq. [5]) derived with the oscillation code for the different solar models and for $\ell = 1$ (top) and $\ell = 2$ (bottom). Same legend as previous figures. The asymptotic value is between 24 and 25 minutes for the modes $\ell = 1$ and between 14 and 15 minutes for the modes $\ell = 2$. [See the electronic edition of the Journal for a color version of this figure.]

representative as possible of the uncertainties which are still present in the internal structure.

3.2. The Asymptotic Properties

In this section we study the asymptotic behavior of the g -modes for the different solar models listed in § 2. We base our calculations on Provost & Berthomieu (1986), who generalized the second-order asymptotic approximation to the solar case derived by Tassoul (1980). They showed that the g -mode frequencies are periodically spaced with the period ΔP_ℓ . In this approximation, we define the period $P_{n,\ell}$ of a mode of degree ℓ and radial order n as:

$$P_{n,\ell} = \frac{P_0}{2\sqrt{\ell(\ell+1)}}(2n + \ell + \phi) + \frac{P_0}{P_{n,\ell}} W_\ell, \quad (1)$$

with

$$P_0 = 2\pi^2 \left(\int_0^{r_c} \frac{N}{r} dr \right)^{-1} \quad (2)$$

and

$$W_\ell = V_1 + \frac{V_2}{\ell(\ell+1)}, \quad (3)$$

TABLE 2
VALUES OF $P_{0(asym)}$ AND $\Delta P_{1(asym)}$ FOR DIFFERENT SOLAR MODELS

Solar Model	$P_{0(asym)}$ (minutes)	$\Delta P_{1(asym)}$ (minutes)
No diffusion	36.7	25.9
Std93	36.4	25.8
Tacho93	36.5	25.8
Std05	37.1	26.2
Tacho05	37	26.2
Seismic2	36.4	25.8

NOTE.— $\Delta P_{1(asym)}$ was obtained with eq. (4) and $P_{0(asym)}$ was derived with eq. (2).

where N is the Brunt-Väissälä frequency, r_c is the radius of the convective zone, ϕ is a phase factor that depends on n and ℓ , V_1 depends on N , and V_2 is a complex term. Using only the first order of equation (1), ΔP_1 (ΔP_ℓ for $\ell = 1$) is given by the relation

$$\Delta P_1 = P_{n+1,1} - P_{n,1} \simeq \frac{P_0}{\sqrt{2}}. \quad (4)$$

The top and bottom panels of Figure 4 show these temporal differences ΔP_1 and ΔP_2 , respectively, between two consecutive frequencies f for the solar models listed in § 2, where ΔP_1 was calculated as follows (instead of using eq. [4]):

$$\Delta P_1 = \frac{1}{f_{n+1,1}} - \frac{1}{f_{n,1}}. \quad (5)$$

For all the models studied here, we notice that ΔP_1 reaches the asymptotic regime for g -mode periods greater than 5 hr (frequencies smaller than $55 \mu\text{Hz}$), and it varies between 24 and 25 minutes, while ΔP_2 varies between 14–15 minutes for g -modes with a period greater than 4 hr (frequencies smaller than $70 \mu\text{Hz}$).

Then we determined the theoretical values of P_0 (based on eq. [2]) and ΔP_1 (based on eq. [4]), which we called $P_{0(asym)}$ and $\Delta P_{1(asym)}$, respectively, and we compared these values with the ones derived from the frequencies returned by the adiabatic oscillation code (using eq. [5]). These different values are shown in Table 2 (for $P_{0(asym)}$ and $\Delta P_{1(asym)}$) and Table 3 (for $P_{0(osc)}$ and $\Delta P_{1(osc)}$). The difference between these two tables is of the order of 1–2 minutes and is due to the simplification of the expression in the calculation of Table 2. The major result of this study is that the values of ΔP_1 , like those of P_0 , are very similar for all our solar models: they agree to within a 1 minute range (even when models with the recent chemical composition are included). This

TABLE 3
VALUES OF $P_{0(osc)}$ AND $\Delta P_{1(osc)}$ FOR DIFFERENT SOLAR MODELS

Solar Model	$P_{0(osc)}$ (minutes)	$\Delta P_{1(osc)}$ (minutes)
No diffusion	34.7	24.6
Std93	34.5	24.4
Tacho93	34.5	24.4
Std05	34.7	24.6
Tacho05	35.1	24.8
Seismic2	34.4	24.3
Nice model	34.4	24.3
Model S	34.4	24.6

NOTE.— $\Delta P_{1(osc)}$ is the mean value of ΔP_1 calculated with the numerical frequencies returned by the adiabatic oscillation code, and $P_{0(osc)}$ is derived with eq. (4).

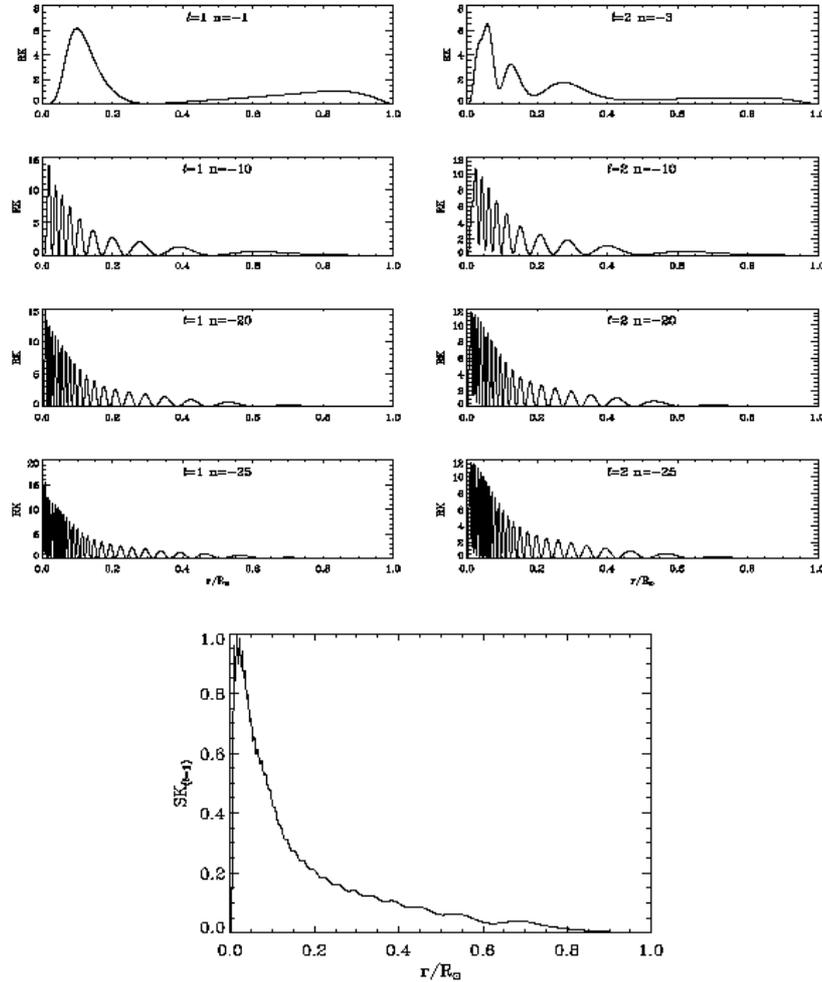


FIG. 5.—*Top*: Rotational kernels for a few $\ell = 1$ g -modes. These kernels were computed with the adiabatic oscillation code from Aarhus University. *Bottom*: Cumulative effect of the rotational kernels for $\ell = 1$, and for $n = -25$ to -4 .

is a very significant improvement compared to the situation prior to the launch of the *SOHO* spacecraft, when variations of P_0 were in the range of 30 to 60 minutes (Hill et al. 1991). This improvement can mainly be traced to significant updates in the physics of the stellar models over the last 20 years. It also results from many comparisons between different solar evolution codes and from the incidence of helioseismic data on the quality of the solar models.

4. THE SENSITIVITY OF g -MODES TO THE ROTATION OF THE SOLAR CORE

The dynamics of a star manifests itself first through the stellar rotation profile. In the solar radiative zone, this profile is now known down to $0.3 R_\odot$ thanks to the detection of low-order acoustic modes (Thompson et al. 2003; Couvidat et al. 2003b; Garcia

et al. 2004; Eff-Darwich et al. 2006). Gravity modes are needed if we want to infer the rotation profile closer to the solar center. Here we examine the sensitivity of different g -modes to the rotation of the nuclear core.

The perturbation in the mode frequency, $\Delta\nu_{n,\ell,m}$ (the rotational part of the frequency splitting between the mode components of azimuthal order $\pm m$ and of order n and degree ℓ), induced by the rotation of the Sun, $\Omega(r, \theta)$, is given by Thompson et al. (2003):

$$\Delta\nu_{n,\ell,m} = m \int_0^R \int_0^\pi K_{n,\ell,m}(r, \theta) \Omega(r, \theta) dr d\theta, \quad (6)$$

where $K_{n,\ell,m}(r, \theta)$ is the rotational kernel, and θ is the colatitude.

We first compute some kernels $K_{n,\ell,m}(r, \theta)$ for the model seismic2. Figure 5 (*top*) shows the sensitivity of these kernels to

the rotation of the nuclear core (except in the case $\ell = 1$, $n = -1$), and how it increases with n . Moreover, when we consider the cumulative effect of the dipolar modes with a radial order ranging from $n = -25$ to -4 (bottom panel of Fig. 5), as was done by Garcia et al. (2007), we find that the influence of the inner core is increased. Indeed, we estimate that 65% of the rotational splitting of these modes come from the region below $0.2 R_{\odot}$. This has to be compared with, e.g., the mode $\ell = 2$, $n = -3$, for which we also notice a great influence of the core rotation rate on the splitting, but this influence is more localized above $0.05 R_{\odot}$, with 53% of the rotational splitting coming from the region between 0 and $0.2 R_{\odot}$ and only 34% coming from the very inner core (below $0.1 R_{\odot}$). One can infer the solar rotation profile as a function of radius and latitude from a set of observed rotational frequency splittings. This work is in progress and will be published soon.

5. ON THE g -MODE OBSERVATIONS

A breakthrough in the physics of the radiative interior should come from the detection of gravity modes. In the previous sections we identify several characteristics of g -modes which are useful in interpreting the recent potential g -mode observations. To date, two methods resulted in the detection of g -mode candidates with the GOLF instrument.

The first method, described in Turek-Chièze et al. (2004a, 2004c), consists of searching for multiplets (several components equally spaced in frequency and belonging to the same mode) in the high-frequency domain of the gravity-mode power spectrum, where individual modes can be identified. By looking for multiplets instead of a single spike, the threshold of detection for a given statistical significance is decreased at a level compatible with the theoretical amplitude of the modes (Gough 1985; Andersen 1996; Kumar et al. 1996; Appourchaux 2003). Any dubious detection can be rejected by comparing the frequency of the detected pattern with the theoretical frequencies derived from solar models. In this method, it is often difficult to label the observed pattern without ambiguity.

The second method, described in Garcia et al. (2006, 2007), is adapted to the low-frequency range of the g -mode spectrum. Indeed, the expected mode amplitude is so small in this frequency range that any individual detection has been ruled out. Although this kind of individual search was favored in the past (Hill et al. 1991), it now seems that only an investigation of the general properties of the g -modes through their asymptotic behavior might produce some results and allow a proper labeling of the observed signature.

5.1. The High-Frequency g -Mode Range

The detection of high-frequency g -modes should improve the solar density profile and better constrain some physical phenomena that have not yet been included in the solar models. In the frequency range 150–450 μHz , several multiplet candidates have been identified, and their evolution over time has been followed. Figure 6 recalls the temporal evolution of the most interesting case, published in 2004. In a 10 μHz range, after 1290 days of observation, a triplet (three peaks) was detected with a confidence level of 98%. If we also consider the fourth peak visible to the left of the triplet as a part of the same mode, we can conclude that a quadruplet was detected. After 2975 days of observation, a peak emerged halfway between the two left peaks of this quadruplet (see bottom panel of Fig. 6); therefore this structure was considered a quintuplet with a confidence level higher than 98%. The simplest choice to label such a pattern (if it is a gravity mode) is to identify it with a mode $\ell = 2$, $n = -3$. Indeed, this g -mode candidate has a central frequency in agreement with the theoret-

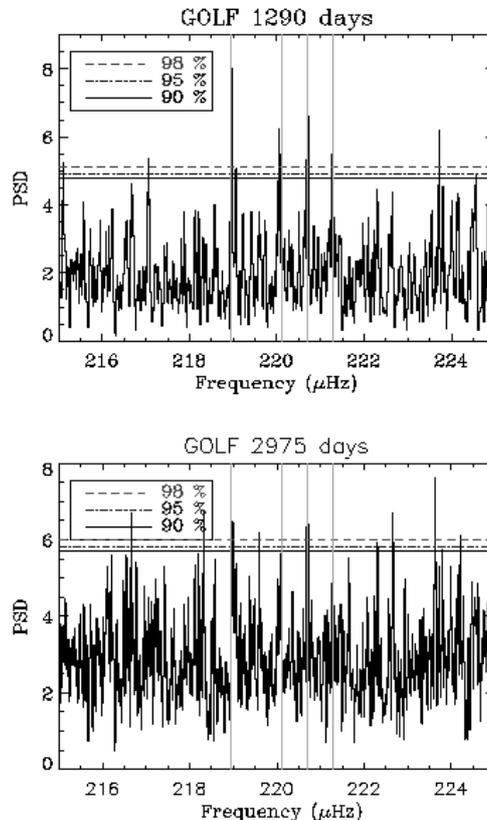


FIG. 6.—Quadruplet detected above the 98% confidence level inside a 10 μHz box (the confidence level is the probability for the structure not to be produced by pure noise) after 1290 days (*top*), and a quintuplet detected after 2975 days (*bottom*) with the same confidence level in the multiplet analysis. The peaks detected in the previous analysis of Turek-Chièze et al. (2004a) are superimposed on the two figures. [See the electronic edition of the *Journal* for a color version of this figure.]

ical frequency derived from seismic2 for $\ell = 2$, $n = -3$ within 2 μHz . This difference cannot be explained only by the presence of a magnetic field in the central region of the Sun, since the sign of this difference is opposite to what is expected, and the effect smaller (see Rashba et al. 2007), but the present study shows differences up to 5 μHz depending on the considered models. Only a complete solar dynamic model will finally decide this case. Indeed, the detection of a quintuplet for $\ell = 2$, $n = -3$ instead of the expected triplet could mean a different rotation axis for the central core of the Sun in comparison to the rest of the Sun, as well as a rapidly rotating core, due to the rotational splitting of 0.6 μHz that this quintuplet implies. The identification of the pattern as a mode $\ell = 2$, $n = -3$ is supported by the work of Cox & Guzik (2004) on the excitation of gravity modes. However, this identification remains uncertain due to the theoretical prediction of modes $\ell = 3$ and 5 in the vicinity of the $\ell = 2$; therefore, the detection of a mixture of modes cannot be excluded. If the pattern is a triplet mixed with other modes, this would favor a flat rotation

profile in the solar core, in apparent contradiction to the detections at low frequency (see below).

5.2. The Low-Frequency Range

In § 3 we emphasized that the gravity modes have a specific asymptotic behavior in the low-frequency range. We showed that below 100 μHz , the absolute frequency of the g -modes is not significantly influenced by the physics of the solar core included in our solar models. This is likely to be an asset, because it makes it possible to label any signal detected with the expected frequency without ambiguity. The second method to search for g -modes uses their asymptotic property: looking for differences between modes of consecutive radial orders n and using the cumulative effect of a large number of radial orders. With this method, García et al. (2007) detected a signature of dipolar gravity modes. Although this frequency range is not currently very useful for improving the solar density profile, we pointed out in § 4 that these modes are very interesting in that they can constrain the rotation rate of the very inner core, which has been estimated to be greater than that of the rest of the Sun.

A preliminary study of the rotational splittings of several modes with different rotation profiles that are expected to have a realistic trend, i.e., with a core rotating faster than the rest of the radiative region, shows that the two g -mode detection methods at low and high frequencies produced results that agree with each other if the rotation of the core below 0.15 R_{\odot} is 3 to 5 times larger than the rest of the radiative zone.

5.3. The Excitation of the Observed Gravity Modes

To date, the excitation characteristics of the gravity modes have not been clearly established. It was generally thought that these modes are excited by the granulation pattern of the convective zone, in a fashion similar to the acoustic modes (Goldreich & Kumar 1990). As a consequence, their lifetime was supposed to be very long (several years and even millions of years) and their amplitude very small (making them theoretically undetectable with the instruments on board *SOHO*). More recently, another hypothesis was suggested by García-López & Spruit (1991) and Dintans et al. (2005): these modes could be excited by some penetrative convective plumes at the base of the convective zone. As a consequence, their lifetime would be reduced, and their amplitude might be different from what was expected. Neither of our two g -mode detection methods favors pure stable modes, which are expected to have a very thin line width and an amplitude increasing with time, as observed for the low-order acoustic modes such as the case $\ell = 0$ and $n = 6$. So far, the results of these two methods are compatible with g -modes whose power is distributed among several components. The asymptotic analysis would suggest a rather high signal-to-noise ratio, which is not observed, and the detected signature can be explained only if the power of the modes is dispersed in different spikes. Such behavior may be due to the re-excitation of the modes. For the candidate around 220 μHz , several spikes are clearly visible in the Fourier transform spectrum (and also in the multitaper analysis shown in Fig. 6). We examined whether such a hyperfine structure could be provoked by surface solar cycle effects (the analysis is done over 8 years). We computed the g -mode frequencies for solar models whose radius varies (according to what the f -mode data suggest). A relative change in the solar radius by about 10^{-4} during the solar cycle influences the gravity modes in the high-frequency range by no more than 10 nHz. Therefore, this effect appears too small to explain the observed hyperfine structure. So, if one can confirm that this candidate is a gravity mode, such behavior could provide important information about the existence of a magnetic

field in the solar core (Goode & Thompson 1992; Rashba et al. 2007; Turek-Chièze et al. 2005b), or about the fact that the cavity where the mode is trapped slightly changes with time.

6. CONCLUDING REMARKS

This paper shows the respective interest of the different frequency ranges where gravity modes could be detected. We computed solar models with different combinations of physical processes. For each model we calculated g -mode frequencies for modes with $\ell = 1$ and 2 and $n = -46$ to -1 . The comparison of these frequencies with a reference solar model (seismic2) showed the importance of the high-frequency modes, which have a sizable sensitivity to the physics of the solar core. Moreover, an analysis of the asymptotic behavior of g -modes at low frequency made it possible to conclude that the different solar models constrain the asymptotic value of ΔP_{ℓ} to within a 1 minute range.

The analysis of the rotational kernels of seismic2 also showed at which level the g -modes are sensitive to the rotation rate of the solar regions below 0.2 R_{\odot} , and how the two-frequency range analysis could be coherent.

The g -modes in the high-frequency range are mainly influenced by the density and the sound speed in the solar core. This core makes up almost 60% of the solar mass. If we ever manage to determine the precise central frequency of one or two g -modes, this information will help us constrain the additional physical phenomena that we would like to introduce in a dynamic solar model. A measure of the frequency splitting of these individual modes should be useful to probe the solar core. The high density of modes of different angular degrees in a small range of frequencies (typically within 10 μHz) favors the development of masks in front of the next generation of helioseismic instruments, in order to avoid dubious identifications (Turek-Chièze et al. 2006). This study emphasizes the importance of the identification of the pattern observed in this range of frequencies (if attributed to g -modes).

In the low-frequency range of the power spectrum, the physics of the solar models seems rather well constrained, making it possible to identify the angular degree ℓ of the modes that might be detected without ambiguity (by looking at the separation between adjacent radial orders n). Consequently, the signature of the dipolar gravity modes with the GOLF instrument seems well established. Moreover, we can potentially constrain the innermost rotation rate. Such an analysis at low frequency will be pursued not only for $\ell = 1$, but also for $\ell = 2$, to derive a realistic rotation profile inside the solar core.

An important issue is the understanding of how such modes are excited: the power of the g -mode candidates we detected seems distributed over several bins, a fact difficult to explain by the presence of a central magnetic field or by fluctuations of the solar outer layers. This power distribution favors the idea that the modes are excited at the base of the convective zone, and that this turbulent layer could spread the signal into several spikes or re-excite the g -modes.

Here we show several interesting characteristics of gravity modes. Combined with the unambiguous detection of some of these gravity-mode properties, this paper favors further works to finally derive the dynamics of the nuclear core.

We would like to thank Janine Provost and Jorgen Christensen-Dalsgaard for giving us access to their gravity-mode predictions in the range of frequencies we studied. Sébastien Couvidat was supported for his contribution by NASA grant NNG05GH14G (SOI/MDI).

REFERENCES

- Adelberger, E., et al. 1998, *Rev. Mod. Phys.*, 70, 1265
- Andersen, B. 1996, *A&A*, 312, 610
- Appourchaux, T. 2003, in *Proc. SOHO 12/GONG+ 2002, Local and Global Helioseismology: The Present and Future*, ed. H. Sawaya-Lacoste (ESA SP-517; Noordwijk: ESA), 131
- Appourchaux, T., et al. 2000, *ApJ*, 538, 401
- Aplund, M., Grevesse, N., & Sauval, A. J. 2005, in *ASP Conf. Ser. 336, Cosmic Abundances as Records of Stellar Evolution and Nucleosynthesis in honor of David L. Lambert*, ed. T. G. Barnes III & F. N. Bash (San Francisco: ASP), 25
- Brun, A. S., Turk-Chièze, S., & Morel, P. 1998, *ApJ*, 506, 913
- Brun, A. S., Turk-Chièze, S., & Zahn, J. P. 1999, *ApJ*, 525, 1032
- Brun, A. S., & Zahn, J. P. 2006, *A&A*, 457, 665
- Charbonnel, C., & Talon, S. 2005, *Science*, 309, 2189
- Christensen-Dalsgaard, J., Proffil, C. R., Thompson, M. J. 1993, *ApJ*, 403, L75
- Christensen-Dalsgaard, J., et al. 1996, *Science*, 272, 1286
- Couvidal, S., Turk-Chièze, S., & Kosovichev, A. G. 2003a, *ApJ*, 599, 1434
- Couvidal, S., et al. 2003b, *ApJ*, 597, L77
- Cox, A., & Guzik, J. 2004, *ApJ*, 613, L169
- Dimitras, B., Brandenburg, A., Nordlund, Å., & Stein, R. F. 2005, *A&A*, 438, 365
- Dziłko, H., & Turk-Chièze, S. 1995, *ApJ*, 447, 428
- Eff-Darwich, A., Korzenik, S. G., Jiménez-Reyes, S., García, R. A. 2006, in *Proc. SOHO 18/GONG 2006/HELAS I, Beyond the Spherical Sun*, ed. K. Fletcher (ESA SP-624; Noordwijk: ESA), 84
- Eggenberger, P., Maeder, A., & Meynet, G. 2005, *A&A*, 440, L9
- Gabriel, A. H., et al. 2002, *A&A*, 390, 1119
- García, R. A., Jiménez-Reyes, S., Turk-Chièze, S., Ballot, J., & Henney, C. J. 2004, in *Proc. SOHO 14/GONG 2004, Helio- and Asteroseismology: Towards a Golden Future*, ed. D. Doney (ESA SP-559; Noordwijk: ESA), 436
- García, R. A., Turk-Chièze, S., Jiménez-Reyes, S., Ballot, J., Pallé, P. L., Eff-Darwich, A., Mathur, S., & Provost, J. 2006, in *Proc. SOHO 18/GONG 2006/HELAS I, Beyond the Spherical Sun*, ed. K. Fletcher (ESA SP-624; Noordwijk: ESA), 23
- . 2007, *Science*, 316, 1591
- García-Lopez, R. & Spruit, H. 1991, *ApJ*, 377, 268
- Goldreich, P., & Kumar, P. 1990, *ApJ*, 363, 694
- Goode, P. R., & Thompson, M. J. 1992, *ApJ*, 395, 307
- Gough, D. 1985, in *Future Missions in Solar, Heliospheric and Space Plasma Physics*, ed. E. Rolfe & B. Ballinck (ESA SP-225; Noordwijk: ESA), 183
- Grevesse, N., Noels, A., & Sauval, A. J. 1993, *A&A*, 271, 587
- Hill, F., Froehlich, C., Gabriel, M., & Kotov, V. A. 1991, in *Solar Interior and Atmosphere*, ed. A. N. Cox, W. C. Livingston, & M. S. Matthews (Tucson: Univ. Arizona Press), 562
- Iglesias, C. A., & Rogers, F. J. 1996, *ApJ*, 464, 943
- Kumar, P., Quartalet, E. J., & Bahcall, J. N. 1996, *ApJ*, 458, L83
- Mathis, S., & Zahn, J.-P. 2004, *A&A*, 425, 229
- . 2005, *A&A*, 440, 653
- Mathur, S., Turk-Chièze, S., Couvidal, S., García, R. A. 2006, in *Proc. SOHO 18/GONG 2006/HELAS I, Beyond the Spherical Sun*, ed. K. Fletcher (ESA SP-624; Noordwijk: ESA), 95
- Michaud, G., & Proffil, C. R. 1993, in *IAU Colloq. 137, Inside the Stars*, ed. W. W. Weiss & A. Baglin (San Francisco: ASP), 246
- Morel, P. 1997, *A&AS*, 124, 597
- Palacios, A., Talon, S., Turk-Chièze, S., & Charbonnel, C. 2006, in *Proc. SOHO 18/GONG 2006/HELAS I, Beyond the Spherical Sun*, ed. K. Fletcher (ESA SP-624; Noordwijk: ESA), 38
- Piau, L., & Turk-Chièze, S. 2002, *ApJ*, 566, 419
- Provost, J., & Berthomieu, G. 1986, *A&A*, 165, 218
- Provost, J., Berthomieu, G., & Morel, P. 2000, *A&A*, 353, 775
- Rashba, T. I., Semikoz, V. B., Turk-Chièze, S., & Valle, J. W. F. 2007, *MNRAS*, 377, 453
- Rogers, F. J., & Iglesias, C. A. 1994, *Science*, 263, 50
- Shibahashi, H., & Tamura, S., in *Proc. SOHO 18/GONG 2006/HELAS I, Beyond the Spherical Sun*, ed. K. Fletcher (ESA SP-624; Noordwijk: ESA), 81
- Spiegel, E. A., Zahn, J. P. 1992, *A&A*, 265, 106
- Talon, S., & Charbonnel, C. 2005, *A&A*, 440, 981
- Tassoul, M. 1980, *ApJS*, 43, 469
- Thompson, M. J., Christensen-Dalsgaard, J., Meech, M. S., Toomre, J., 2003, *ARA&A*, 41, 599
- Thoul, A., Bahcall, J. N. and Loeb, A. 1994, *ApJ*, 421, 828
- Turk-Chièze, S. 2005a, *NuPhS*, 143, 35
- . 2005b, *NuPhS*, 145, 17
- . 2006, *Adv. Space Res.*, 37, 1569
- Turk-Chièze, S., Couvidal, S., & Piau, L. 2005a, in *Element Stratification in Stars: 40 Years of Atomic Diffusion*, ed. G. Alecian, O. Richard, & S. Vaudclair (EAS Publ. Ser. 17; Les Ulis: EDP Sci.), 149
- Turk-Chièze, S., & Talon, S. 2007, *Adv. Space Res.*, in press
- Turk-Chièze, S., et al. 2001, *ApJ*, 555, L69
- . 2004a, *ApJ*, 604, 455 (erratum 608, 610)
- . 2004b, *Phys. Rev. Lett.*, 93, 1102
- . 2004c, in *Proc. SOHO 14/GONG 2004, Helio- and Asteroseismology: Towards a Golden Future*, ed. D. Doney (ESA SP-559; Noordwijk: ESA), 85
- . 2005b, in *Trends in Space Science and Cosmic Vision 2020*, ed. F. Favata et al. (ESA-SP 588; Noordwijk: ESA), 193
- . 2006, in *Proc. SOHO 18/GONG 2006/HELAS I, Beyond the Spherical Sun*, ed. K. Fletcher (ESA SP-624; Noordwijk: ESA), 24

PARTIE II : Observations des modes de gravité

C 3

Recherche des modes de gravité individuellement

Au début des années 80, après le début de l'héliosismologie, a commencé la recherche consacrée aux modes de gravité. Plusieurs groupes ont cherché aussi bien les modes individuels que la signature de leurs propriétés asymptotiques (voir par exemple : Delache et Scherrer 1983, Fröhlich et Delache 1984, Isaak et al. 1984, Pallé et Roca-Cortés 1988, Hill et al. 1991, Pallé 1991, et leurs revues). Malheureusement, aucune observation récente n'a pu confirmer que ces candidats étaient bien des modes de gravité. D'autres tentatives ont été faites pour mesurer des modes g en dehors de l'héliosismologie. En effet, Thomson et al. (1995) par exemple, ont trouvé des oscillations dans le vent solaire qui ont été interprétées comme des modes de gravité. Malheureusement, des calculs postérieurs ont montré que ces résultats pouvaient aussi être dûs au bruit (voir par exemple Denison et Walden 1999). De plus, au milieu des années 90, le déploiement complet des réseaux terrestres (c'est-à-dire BiSON¹, GONG²) mais aussi IRIS³, ECHO, LOWL⁴ et le lancement de SoHO⁵ (en particulier l'instrument GOLF⁶ consacré à la recherche des modes de très basse fréquence) ont permis de nouvelles observations. Avec le passage au nouveau millénaire, nous avons assisté au développement de la recherche des modes de gravité, basée sur la qualité et l'accumulation de données. En 2000, Appourchaux et al. ont cherché des pics individuels au-dessus de $150 \mu\text{Hz}$ dans le spectre de puissance avec un niveau de confiance supérieur à 90 % de ne pas être dus à du bruit. Bien qu'ils n'aient pas pu identifier la présence des modes de gravité, une limite supérieure de leurs amplitudes a pu être établie : à $200 \mu\text{Hz}$, ils seraient au-dessous de 10 mm/s en vitesse et au-dessous de 0.5 parties par million en intensité. Plus tard, en 2002, Gabriel et al., en utilisant la même sorte d'approche statistique a trouvé un pic qui pouvait être interprété comme une composante du $\ell=1, n=1$ qui est un mode mixte. Ce mode avait déjà été identifié en 2000 avec plus de 90% de confiance (García et al. 2001b;a).

Dès les années 1997, des recherches d'un ensemble de pics ou *multiplets* ont été entreprises (Turck-Chièze et al. 1998). Cette recherche a mené à deux structures - étudiées avec 2 ans de données et résumées dans Gabriel et al. (1999). Elles ont été mises en évidence grâce à leur persistance dans le temps au long de l'observation, prenant en compte la longévité des modes de gravité et une comparaison avec des valeurs théoriques de fréquences comme celles décrites dans le chapitre précédent. Une étude statistique a ensuite été mise en place en comparant plusieurs méthodes d'analyse (transformée de Fourier, *multitaper*, *zero-padding*...) (Couvidat 2002). Ces structures, dont l'une se trouve autour de $220,7 \mu\text{Hz}$, ont été attribuées à des candidats modes de gravité avec plus de 90% de confiance (Turck-Chièze et al. 2004c) puis avec plus de 98% de niveau de confiance dans une fenêtre de $10 \mu\text{Hz}$, en tant que quadruplet ou quintuplet (Turck-Chièze et al. 2004b, Turck-Chièze 2006). L'intérêt de rechercher un ensemble de pics est de réduire le seuil de détection en maintenant le niveau de confiance. Cox et Guzik (2004) ont parallèlement montré théoriquement que le mode g avec l'amplitude superficielle la plus haute serait le $\ell=2, n=-3$ attendu à la fréquence $222,145 \mu\text{Hz}$ (du modèle sismique calculé par Couvidat et al. 2003b).

Dans ce chapitre, je commencerai par des généralités sur les données de GOLF. Puis, je

¹Birmingham Solar Oscillation network (Chaplin et al. 1996)

²Global Oscillation Network Group (Leibacher 1999)

³International Research on the Interior of the Sun, (Fossat 1991)

⁴Low L

⁵Solar and Heliospheric Observatory, (Domingo et al. 1995)

⁶Global Oscillations at Low Frequency (Gabriel et al. 1995)

vais expliquer les méthodes utilisées pour chercher les modes de gravité avec des considérations statistiques. A partir de ces méthodes, j'ai calculé les niveaux de confiance pour près de 3000 jours de données. Enfin, je finirai par une discussion sur le candidat mode de gravité.

3.1 Données GOLF

Les données utilisées dans ce chapitre et le suivant proviennent de l'instrument GOLF à bord du satellite SoHO lancé en décembre 1995. Ce satellite comporte 3 instruments d'héliosismologie : GOLF, VIRGO ⁷ et MDI/SOI ⁸. Plus de précisions sur les techniques utilisées par ces instruments sont apportées dans le chapitre 6.

GOLF, en particulier, mesure des vitesses radiales par décalage Doppler sur le doublet du sodium (raies photosphériques D1 (596,8 nm) et D2 (596 nm)) en intégrant le disque solaire, ce qui signifie que la lumière du Soleil est concentrée sur un seul pixel. Cet instrument n'est donc sensible qu'aux modes de bas degré ($\ell \lesssim 3$) et aux composantes vérifiant $\ell + m$ pair.

Le principe de fonctionnement se base sur la mesure du décalage de ces raies par rapport à une référence donnée par la vapeur du sodium contenue dans une cellule qui se trouve dans l'instrument. La lumière solaire est absorbée par le gaz et réémise dans toutes les directions puis détectée de part et d'autre de la cellule par deux photomultiplicateurs. La cellule étant placée dans un champ magnétique, la raie réémise est divisée en deux composantes (σ_- et σ_+ qui correspondent à la polarisation circulaire gauche et droite de l'onde incidente) grâce à l'effet Zeeman. Une lame quart-d'onde aurait dû permettre de sélectionner la polarisation. Pour une description plus approfondie, voir Gabriel et al. (1995).

La Fig.3.1 a) représente la raie du sodium dans la photosphère solaire dans le cas où la vitesse de déplacement est nulle. La partie haute est le continuum solaire et les raies bleue et rouge sont les raies d'émission correspondant aux composantes σ_+ et σ_- , encore appelées "aile bleue" et "aile rouge". Quand la vitesse Doppler est nulle, les intensités mesurées sur chaque aile (I_1 et I_2) sont égales. En revanche, lorsque la raie se décale de $\Delta\lambda$ par effet Doppler à cause des oscillations de la surface du Soleil, I_1 et I_2 sont différentes (voir figure b)). La figure c) montre l'effet de la modulation du champ magnétique en l'absence de vitesse Doppler. En effet, sur GOLF, il est possible de moduler le champ magnétique autour de 5000 G, ce qui permet de se déplacer sur un flanc de la raie de B_+ à B_- (pour +100 G et -100 G). Enfin, la figure d) montre la raie et ses points de mesures avec le déplacement Doppler et la modulation magnétique. Le fonctionnement nominal de GOLF prévoyait la mesure de deux états de polarisation de la raie solaire. Les champs magnétiques présents dans la photosphère divisent la raie photosphérique en plusieurs composantes par effet Zeeman. Cependant, la panne du moteur permettant de changer l'état de polarisation de la raie solaire a limité les mesures qui ne sont faites que pour un état de polarisation. Il n'a donc été possible de faire des mesures de champ magnétique que pendant un mois (García et al. 1999).

Pour passer d'un comptage de photons à une vitesse, il faut tout d'abord corriger les mesures des variations de température, des sauts de tension électrique des tubes de photomultiplicateurs, de l'orbite du satellite ou du vieillissement des photodétecteurs (García et al. 2005). D'autre part,

⁷Variability of solar IRradiance and Gravity Oscillation, (Fröhlich et al. 1995)

⁸Solar Oscillations Investigations, (Scherrer et al. 1995)

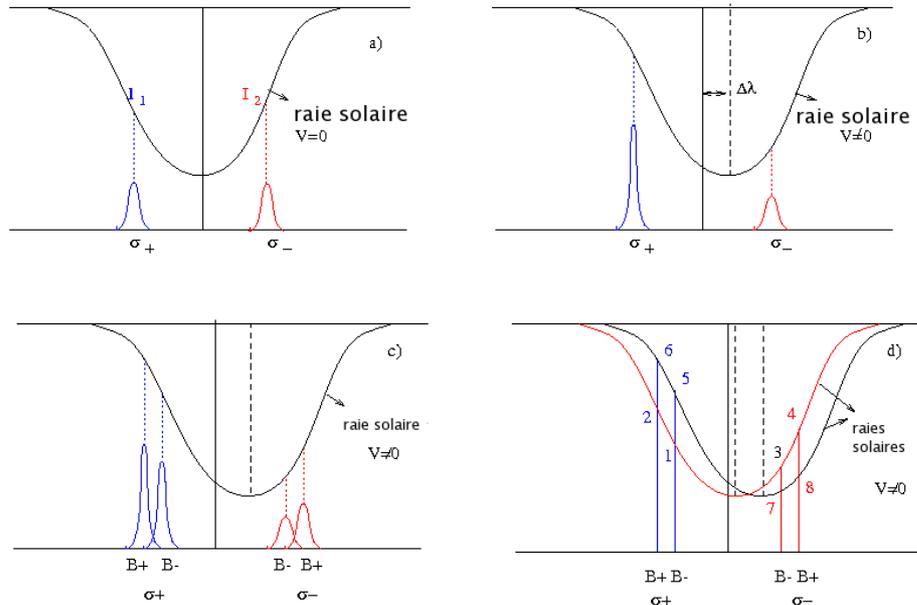


Fig. 3.1 – Raie de sodium selon différente configuration expliquant le fonctionnement de GOLF. Voir le texte. Figure extraite de García (1996).

nous avons vu que les mesures ne sont faites que sur un seul flanc de la raie solaire. Néanmoins, la modulation du champ magnétique de ± 100 G, permet de mesurer deux intensités différentes (I^+ et I^-) autour du point de mesure. Sur la Fig.3.1, ces deux points de mesure sont B_- et B_+ . La quantité notée X qui est proportionnelle à tout champ de vitesse est calculée selon (García et al. 2005) :

$$X = \frac{I^+ + I^-}{2 \langle I^+ - I^- \rangle} \quad (3.1)$$

Le dénominateur qui est une grandeur filtrée pour baisser le bruit de photons dans les mesures d'intensité et permet de calculer la pente de la raie. Au premier ordre, X peut s'écrire en fonction de la vitesse orbitale où le dénominateur a la forme d'un polynôme de puissance paire permettant de linéariser la réponse de la raie.

$$X \propto \frac{a + bV_{orb}}{1 + \alpha V_{orb}^2 + \beta V_{orb}^4} \quad (3.2)$$

La vitesse des oscillations de la surface du Soleil se calcule alors avec :

$$V_X = \frac{1}{b}(X(1 + \alpha V_{orb}^2 + \beta V_{orb}^4) - a) - V_{orb} \quad (3.3)$$

où V_{orb} est la vitesse orbitale du satellite, α , β , a et b sont des coefficients qui sont ajustés et relient V_{orb} et X . La Fig. 3.2 (haut) représente la variation temporelle de la quantité X (trait

plein) qui suit la vitesse orbitale (pointillés). Jusqu'à ~800 jours, les mesures ont été faites sur l'aile bleue, puis sur l'aile rouge. La Fig. 3.2 (bas) montre la variation temporelle de la vitesse résiduelle radiale corrigée de tous les paramètres mentionnés plus haut et filtrée sur soixante jours. Les petites oscillations sont liées au passage des régions actives sur le disque visible sur une durée de treize jours. On peut voir qu'elles augmentent avec le temps en raison de l'augmentation de l'activité solaire. Cette dernière contient alors la variation du cycle solaire.

GOLF fait des mesures d'intensité toutes les 5 s, par conséquent la mesure de la vitesse se fait sur 10 s (mesure des deux configurations magnétiques). Pour augmenter le taux de comptage mais aussi pour avoir de la redondance "chaude", GOLF comporte deux tubes de photomultiplicateur à partir desquels deux séries temporelles peuvent être obtenues. Dans la suite, nous étudions la moyenne de ces deux mesures.

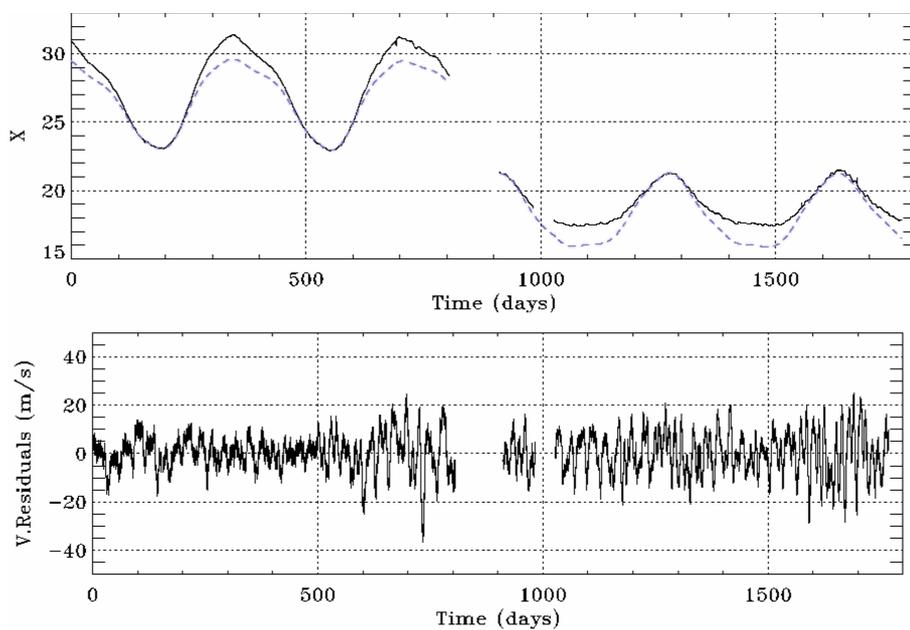


Fig. 3.2 – Evolution temporelle de la quantité X et de la vitesse résiduelle sur 1800 jours de données GOLF. Sur la figure du haut, la courbe en trait plein représente la variation temporelle de la quantité X et la courbe en pointillés représente la variation temporelle de la vitesse orbitale. Figure extraite de Garcia et al. (2004).

3.2 Analyse des données

3.2.1 Généralités sur la recherche des modes de gravité solaires

Dans cette section, je vais décrire rapidement les 3 principales méthodes de calcul de la Densité Spectrale de Puissance (DSP), utilisées pendant ma thèse. Gabriel et al. (2002) et

Turck-Chièze et al. (2004c) discutent les avantages et les inconvénients de ces différentes méthodes.

Le but ici est de chercher les modes de gravité en considérant la Transformée de Fourier Rapide (FFT pour Fast Fourier Transform) et de trouver des pics qui ne sont pas en accord avec le fond de spectre. Cependant, plusieurs problèmes apparaissent avec cette technique de calcul de la FFT, liés à la discrétisation en fréquence.

Un des inconvénients vient du fait que les séries temporelles qui sont utilisées ne sont pas infinies, mais bornées. Cela équivaut à avoir un signal infini multiplié par une fenêtre temporelle. Par conséquent, la transformée de Fourier du signal est convoluée par un sinus cardinal, provoquant une baisse du signal et un élargissement du pic principal (en ν_0 qui est la fréquence de la sinusoïde) en répartissant la puissance dans les lobes secondaires.

Cependant, il se peut que ν_0 ne coïncide pas avec la fréquence d'échantillonnage, ν_i . Si la puissance réelle du spectre est P_0 , la puissance du spectre discret varie entre P_0 et $(2/\pi)^2 P_0 \simeq 0,4P_0$, correspondant au cas où ν_0 est entre deux bins et dans le cas où il n'y a pas de bruit. La Fig. 3.3 montre comment le changement d'échantillonnage est important pour détecter les pics. Dans le cas des triangles, les points d'échantillonnage ne permettent pas de voir le pic à sa fréquence réelle. En revanche, les "diamants" représentent la situation optimale étant donné que le point d'échantillonnage se trouve sur le maximum du pic. C'est pourquoi, il est important d'améliorer l'échantillonnage soit en rallongeant la série temporelle (par *zero-padding*), soit en raccourcissant la série de quelques points afin d'avoir un nombre entier de périodes et pour que la fréquence coïncide avec le bin d'échantillonnage.

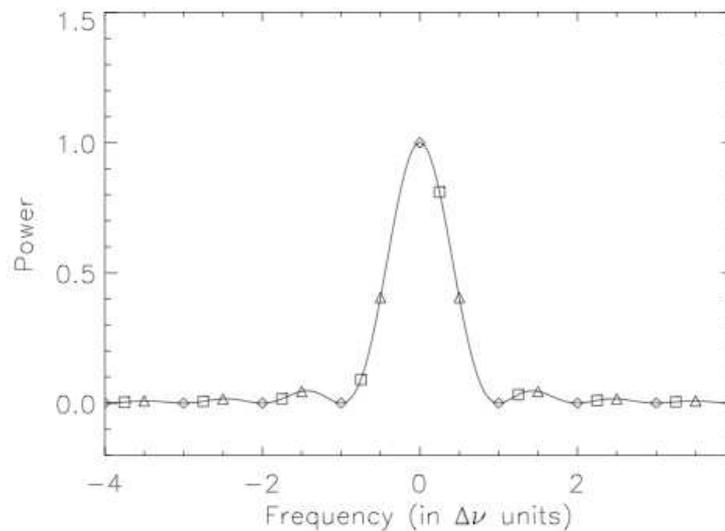


Fig. 3.3 – Différence d'échantillonnage sur un profil en sinus cardinal. Chaque type de point correspond à différentes configurations d'échantillonnage. Figure extraite de Gabriel et al. 2002.

Comme le rapport signal-à-bruit est faible, nous devons essayer de concentrer le maximum de puissance possible dans le lobe principal de la fonction sinus cardinal. Dans ce but, plusieurs

estimateurs ont été développés pour obtenir le périodogramme.

Périodogramme avec *zero padding* :

Cette technique a pour but de concentrer la puissance dans le lobe principal. Pour cela, il suffit de rajouter artificiellement un certain nombre de zéros à la fin de la série temporelle. En général, le nombre de points rajoutés est un multiple de la longueur de la série temporelle initiale ou jusqu'à 2^n points. Par exemple, en ajoutant quatre fois la longueur de la série temporelle, on parle de *zero-padding* d'ordre cinq. Ainsi, la résolution fréquentielle de la DSP est augmentée d'un facteur cinq et la puissance des pics est moins susceptible d'être répartie dans les bins voisins. En revanche, un nouveau problème intervient, dû à l'introduction d'une corrélation entre les points puisque cette technique fait une interpolation dans la DSP. En effet, les points voisins ne sont pas indépendants et leurs DSP sont corrélées (Gabriel et al. 2002).

Multitapering :

Pour finir, le *multitapering* (Fodor et Stark 1998, Komm et al. 1998) permet d'atténuer la répartition de la puissance d'un pic dans les lobes secondaires. Cela consiste à multiplier la série temporelle par plusieurs fenêtres ou pondérations. Soit $s(t)$ une série temporelle de N points séparés de δt . Sa DSP calculée par *multitapering* d'ordre K (on parle de MTK) est obtenue de la façon suivante :

$$DSP(\nu) = \frac{1}{K} \sum_{k=0}^{K-1} DSP_k(\nu) \quad (3.4)$$

où :

$$DSP_k(\nu) = \delta t \left(\sum_{n=0}^{N-1} h_k(t) s(t) e^{-2i\pi n \nu \delta t} \right)^2 \quad (3.5)$$

avec $h_k(t)$ la k^{ime} fenêtre utilisée sur les K fenêtres. Les fenêtres utilisées sont sinusoïdales et dont les périodes sont des multiples entre elles. Elles ont pour expression :

$$h_k(t) = \left(\frac{2}{N+1} \right)^{1/2} \sin \left(\frac{(k+1)\pi t}{N+1} \right) \quad (3.6)$$

En prenant la moyenne des périodogrammes de ces nouvelles séries temporelles, la puissance des pics est plus concentrée dans le lobe principal et elle est donc moins dispersée dans les lobes secondaires. D'autre part, l'amplitude du pic diminue beaucoup moins si la fréquence se trouve entre deux intervalles et à la réexcitation du mode. Néanmoins, un inconvénient de cette méthode est l'élargissement du pic principal. En effet, la transformée de Fourier du signal est convoluée par une fonction dont la largeur est plus grande qu'un sinus cardinal. Les pics de la DSP obtenue par *multitapering* sont par conséquent plus larges que dans un périodogramme. Les fenêtres (ou *tapers*) ont l'avantage d'être simples et présentent un bon compromis entre l'élargissement des pics et la baisse de la perte de puissance du lobe principal.

3.2.2 Ajustement du bruit convectif dans la DSP

Un des traitements les plus importants du spectre de puissance brut obtenu par une des techniques décrites plus haut est l'aplatissement du spectre par ajustement du bruit solaire convectif. La Fig. 3.4 représente la DSP pour 2 ans de données de GOLF. Elle illustre bien la puissance provenant des modes acoustiques, le bruit solaire (ou continuum solaire) et le bruit instrumental. A partir de 8 mHz, le bruit est dominé par le bruit de photons (Turck-Chièze et al. 2004c). Concernant le bruit solaire (en particulier le bruit de granulation), c'est celui qui est le plus gênant dans la région où sont censés se trouver les modes de gravité (entre 10 et 300 μ Hz selon le chapitre 2). Ce bruit est lié aux mouvements de la matière à la surface du Soleil : la matière chaude se trouvant à l'intérieur de la zone convective étant plus légère que la matière plus froide à la surface du Soleil, elle remonte à la surface. La taille de ces granules peut varier de quelques centaines de km à quelques centaines de milliers de km. Ce bruit solaire a été modélisé par Harvey (1985) comme une superposition de différents bruits : les régions actives, la granulation, la mésogranulation et la supergranulation. La formule générale modélisant le bruit solaire global est comme suit :

$$DSP_{continuum}(\nu) = \frac{4\sigma^2\tau}{1 + (2\pi\nu\tau)^2} \quad (3.7)$$

τ est le temps caractéristique qui correspond à la décroissance exponentielle du champ de vitesse du phénomène convectif considéré. σ est la vitesse *rms* de la surface solaire pour les observations en disque intégré. Le bruit solaire est ajusté par les composantes de la granulation et la supergranulation entre 50 et 1200 μ Hz. Enfin, la DSP calculée est divisée par l'ajustement du bruit permettant d'obtenir un spectre très semblable à celui qui serait obtenu pour un bruit blanc.

3.2.3 Statistique du spectre

La recherche des modes de gravité se base sur la statistique des pics et des multiplets. Il est donc important de connaître la distribution statistique du bruit dans les spectres calculés avec les différents estimateurs.

Après avoir aplati le spectre, il reste les fluctuations du bruit et le signal des modes d'oscillation recherchés.

Sur le périodogramme, la fluctuation du bruit solaire et instrumental suit une loi exponentielle ou loi en χ^2 à deux degré de liberté. Il en est de même pour le *zero-padding*. En revanche, pour le *multitaper* où une moyenne de N périodogrammes est calculée, la loi de probabilité est une loi Γ_N qui est difficile à simuler.

3.3 Calcul des seuils

La stratégie utilisée pour chercher les modes de gravité dans ce chapitre est celle utilisée dans Couvidat (2002), Turck-Chièze et al. (2004c). L'originalité de ce type de recherche est qu'elle tente d'identifier plusieurs composantes m d'un même mode (ℓ et n fixés) (appelés des multiplets) au lieu de chercher des pics individuels comme cela a été fait par exemple dans

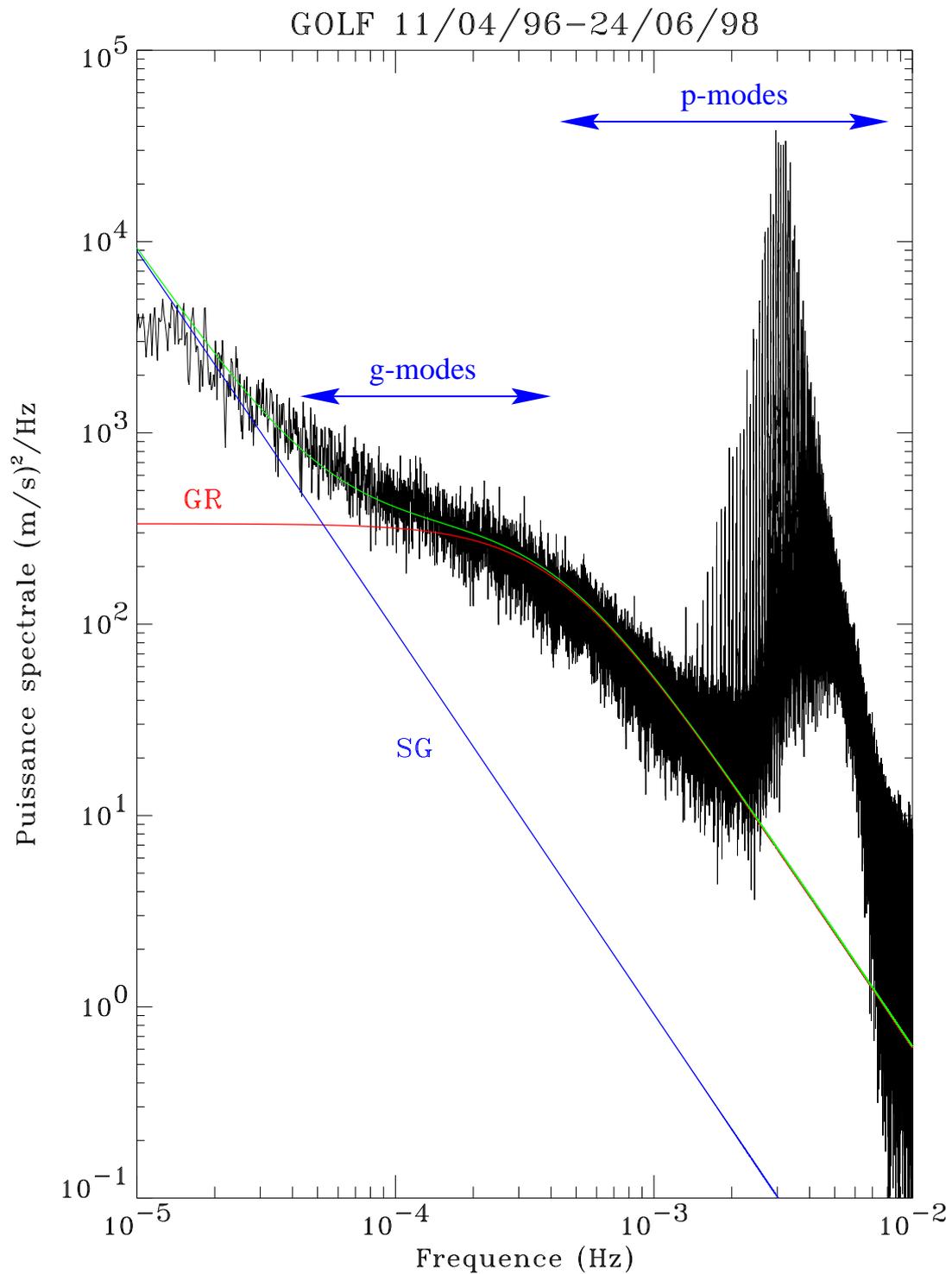


Fig. 3.4 – Moyenne de puissance spectrale (sur 100 jours) pour 2 ans de données de GOLF. Figure extraite de Garcia et al. (2004).

Appourchaux et al. (2000) et Gabriel et al. (2002). L'avantage de cette méthode est liée au fait que la probabilité que du bruit présente des structures complexes de pics ayant certaines caractéristiques est faible par rapport à la présence de pics individuels et isolés. Cela permet donc de baisser le seuil de détection de cet ensemble de pics.

3.3.1 La rotation solaire responsable de la levée de dégénérescence des modes

Afin de chercher un ensemble de composantes (m) d'un mode, il faut définir une distance caractéristique entre celles-ci en terme de fréquence, distance que nous appelons *splittings rotationnels* de fréquence ou plus simplement *splittings*.

Jusqu'à maintenant, nous n'avons pas tenu compte de la rotation solaire dans le calcul des fréquences. L'introduction de ce phénomène dynamique est à l'origine d'une levée de dégénérescence au niveau des modes d'oscillation. En effet, en l'absence de rotation, les fréquences des modes de degré ℓ , d'ordre radial n et qui ont des ordres azimutaux différents, sont identiques. Ces modes sont dégénérés. En revanche, en tenant compte de la rotation, pour un mode de degré ℓ et d'ordre radial n , il existe $2\ell + 1$ composantes de fréquences différentes correspondant aux m ordres azimutaux. De plus, le champ magnétique peut également contribuer à une autre levée de dégénérescence, qui n'a pas été étudiée ici. Par convention, le *splitting rotationnel*, $\delta\nu_{n\ell m}$, pour la composante m (de fréquence $\nu_{n\ell m}$) est calculé par rapport au mode zonal $m=0$ (de fréquence $\nu_{n\ell 0}$) en utilisant le principe variationnel (Corbard et al. 1998, Kosovichev 1999) :

$$\delta\nu_{n\ell m} = \frac{1}{2\pi I_{n\ell}} \int_V \left(\overrightarrow{\xi_{n\ell m}^*} \cdot (m\Omega \overrightarrow{\xi_{n\ell m}}) + i \overrightarrow{\xi_{n\ell m}^*} \cdot (\overrightarrow{\Omega} \wedge \overrightarrow{\xi_{n\ell m}}) \right) \rho dV + O(\Omega^2) \quad (3.8)$$

ρ est la densité. V est le volume de l'étoile. Ω est la vitesse angulaire dépendant de r et de la colatitude θ . $I_{n\ell}$ est l'inertie du mode. Et $\overrightarrow{\xi_{n\ell m}}$ la fonction propre de déplacement de ce mode. L'inertie peut s'exprimer en fonction des déplacements radiaux, $\xi_{n\ell r}$ et verticaux, $\xi_{n\ell h}$:

$$I_{n\ell} = 4\pi \int \rho r^2 (\xi_{n\ell r}^2 + \ell(\ell + 1)\xi_{n\ell h}^2) dr \quad (3.9)$$

Ce principe s'applique dans le cas où l'étoile ne se déforme pas (donc pas aux rotateurs rapides. Ce phénomène de levée de dégénérescence observé sur le Soleil permet d'extraire la rotation solaire. Nous verrons cela dans le chapitre 5. Dans ce chapitre nous allons donner des contraintes sur les valeurs des *splittings* afin de donner une gamme de fréquences pouvant séparer les différentes composantes d'un mode, tout en laissant une marge de manœuvre étant donné que le champ magnétique ou la variabilité de la tachocline pourraient aussi modifier ces valeurs. Les *splittings* pris dans ce travail (correspondant à ceux utilisés dans Turck-Chièze et al. (2004c)) sont compris entre 0,2 et 0,6 μHz (Provost et al. 2000). D'autre part, une certaine dissymétrie en fréquence entre les différentes composantes m d'un mode est autorisée (par exemple liée à la présence d'un champ magnétique) et la différence de séparation entre trois composantes contigües pourrait atteindre $\pm 0,075 \mu\text{Hz}$.

3.3.2 Méthode de recherche de multiplets

La recherche individuelle consiste à chercher dans les spectres, les pics individuels dont l'amplitude dépasse un certain seuil donné. Ce seuil est appelé seuil de détection et il est en général choisi supérieur à 90% de niveau de confiance (Gabriel et al. 2002).

Turck-Chièze et al. (2004) ont développé la recherche de multiplets au-dessus de 150 μHz qui introduit plus de critères. Le fait de rajouter des contraintes ou critères supplémentaires sur la structure des multiplets (au lieu de chercher des pics isolés, on cherche une structure plus complexe), permet de baisser le seuil de détection en maintenant le niveau de confiance.

La taille minimale de la fenêtre de recherche peut être fixée comme suit : comme d'un modèle à l'autre, il peut y avoir jusqu'à $\sim 3 \mu\text{Hz}$ de différence pour des modèles raisonnables (voir chapitre 2) et l'on peut supposer que ce décalage peut se faire de part et d'autre d'une fréquence de référence. En incluant, les erreurs liées aux calculs numériques, disons que cette différence peut atteindre 3,2 à 3,4 μHz . A cela, il faut rajouter les splittings pouvant aller de 0,2 à 0,6 μHz (dans le cas d'une rotation rigide) pour les modes de gravité recherchés. Par exemple, pour des modes $\ell=3$, cela signifie que nous tolérons des écarts maximaux entre les composantes $m=-3$ et $+3$ de 3,6 μHz . Enfin, il faut tenir compte de la tolérance sur les composantes de $\pm 0,075 \mu\text{Hz}$. Par conséquent cela définit des tailles minimales de fenêtres autour de 10 μHz .

Outre la recherche de doublets et de triplets, des probabilités de trouver des quintuplets et des sextuplets ont également été calculées. Mais pour ces structures, aucune supposition n'a été faite concernant leur appartenance à une combinaison de modes. Seule des contraintes sur les distances entre les pics (de 0,4 à 1,2 μHz) ont été imposées.

3.4 Résultats : le candidat mode de gravité autour de 220 μHz

Nous avons vu que le périodogramme des données de GOLF suit une loi χ^2 à deux degrés de liberté. Cependant, avec les deux autres estimateurs (le *zero-padding* et le *multitaper*), une corrélation des points est introduite et le spectre suit alors une loi Γ . C'est pourquoi, on préfère le calcul des seuils de détection avec des simulations Monte Carlo. De plus, les points sont corrélés les uns aux autres (Appourchaux et al. 2000, Gabriel et al. 2002, Turck-Chièze et al. 2004d, Couvidat 2002). A chaque réalisation, un bruit aléatoire différent est généré. Puis, une recherche des pics vérifiant les différentes caractéristiques énumérées plus haut, est réalisée. Chaque calcul de seuil a été fait avec 10000 réalisations donnant une incertitude de 1% sur la valeur des seuils. De plus, le seuil dépend à la fois de la taille de la série temporelle, de la taille de la fenêtre (du nombre de points) et de l'estimateur utilisé.

En 2004, Turck-Chièze et al. ont trouvé un candidat autour de 220 μHz à 90% de confiance en utilisant un MT d'ordre 4. Ce candidat est un quintuplet qui correspond à une recherche dans une fenêtre de 20 μHz . Etant donné que GOLF fait des mesures sur disque intégré (voir chapitre 6), la visibilité des modes $\ell > 3$ est très faible. Cette structure de pics peut donc difficilement être expliquée par des modes $\ell > 3$. En revanche, nous avons vu au chapitre 2 que les modes de gravité ont des fréquences très proches et certains modes de degrés différents sont séparés par un intervalle plus petit que l'incertitude que nous avons dans le calcul de fréquences provenant de différents modèles ayant différents processus physiques. Par conséquent, tant que le rapport signal-à-bruit est faible, il est difficile d'identifier un mode en terme de ℓ , n et m . Dans le cas

particulier de la structure mentionnée, le modèle sismique nous fournit un $\ell=2$, $n=-3$ à 222,145 μHz , un $\ell=3$, $n=-5$ à 217,171 μHz et un $\ell=5$, $n=-8$ à 222,241 μHz . Or ce dernier est censé être observé avec une très faible amplitude par GOLF. Néanmoins, il pourrait subir des interférences constructives avec les autres modes nous permettant de l'observer. C'est pourquoi plusieurs scénarios ont été proposés pour expliquer la présence de ce quintuplet.

Un premier scénario serait l'observation de cinq composantes d'un même mode $\ell=2$, $n=-3$. Dans ce cas, GOLF observerait les composantes paires et impaires de ce mode et cela pourrait dire que le cœur du Soleil a un axe de rotation incliné par rapport au reste de la zone radiative. Le *splitting* venant de ce scénario est d'environ 600 nHz.

Un autre de ces scénarios serait l'observation des composantes du mode $\ell=2$, $n=-3$ et $\ell=3$, $n=-5$. Ce qui donnerait un *splitting* de 300 nHz.

Compte tenu de notre connaissance du Soleil et de la qualité statistique des données qui augmente avec la durée d'observation, une analyse sur 10 μHz (limite calculée dans la section 3.3.2) est tout à fait justifiée. Celle-ci a été faite pour 2975 jours de données et à titre comparatif sur 1290 jours de données (Turck-Chièze et al. 2004b). Un nouveau calcul de seuils a alors été fait pour une fenêtre de 10 μHz à la fois pour 1290 jours et 2975 jours de données. La Fig. 3.5 (gauche) montre les quatre composantes dépassant le niveau de confiance de 98%. En considérant le pic le plus à gauche comme faisant parti du même mode que les trois autres composantes, cela signifierait qu'il s'agirait d'un quadruplet. Mais à partir de 2975 jours d'observation (Fig. 3.5 à droite), une cinquième composante apparaît au centre des deux composantes de gauche (et aussi avec un zoom sur l'analyse de Fourier) donnant lieu à un quintuplet (Turck-Chièze et al. 2004b, Turck-Chièze 2006, Mathur et al. 2007).

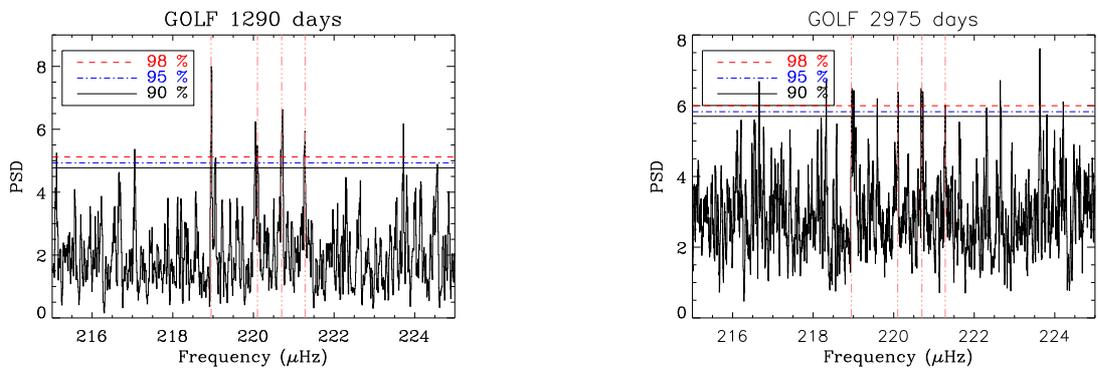


Fig. 3.5 – DSP calculées avec un MT8 pour 1290 jours (gauche) et 2975 jours (droite). Différentes valeurs de seuils ont été tracées correspondant à 90, 95 et 98% de niveau de confiance. On voit ressortir le cinquième pic (A) Autour de 219,5 μHz entre les deux durées d'observation constituant le quintuplet correspondant au candidat mode de gravité (Turck-Chièze et al. 2004b, Mathur et al. 2007).

3.5 Conclusion :

Nous avons donc vu dans ce chapitre comment s'est effectué la recherche des modes de gravité de haute fréquence avec les données de GOLF ainsi que le traitement pour aplatir la Densité Spectrale de Puissance en ajustant le bruit convectif. L'analyse statistique sur près de 3000 jours de données a mis en évidence un candidat mode de gravité $\ell=2$, $n=-3$ avec plus de 98% de niveau de confiance, confirmant les précédentes études. Cependant, l'identification du mode et de ses composantes étant difficile, plusieurs scénarios ont été proposés pour expliquer la structure observée. C'est pourquoi différentes valeurs de splittings peuvent être attribuées aux composantes détectées, résultats qui seront utilisés par la suite dans les inversions des données réelles du chapitre 5.

C 4

Basses Fréquences : recherche des propriétés globales

Jusqu'à maintenant, nous avons parlé de la recherche des modes de gravité de façon individuelle, comme c'est le cas pour les modes acoustiques. Connaissant les caractéristiques en amplitude et en fréquence de ces modes de gravité, cela revient à mesurer des mouvements de la surface solaire de quelques millimètres par seconde sur plusieurs heures au milieu du bruit et de la turbulence solaire. Cependant, à basse fréquence, cette technique s'avère beaucoup moins efficace. En effet, d'après la prédiction des amplitudes des modes (Gough 1985, Kumar et al. 1996, Andersen 1996, Elsworth et al. 2006), ces dernières sont inférieures à quelques mm/s en surface, pour les modes en-dessous de 100 μHz . D'autre part, le bruit convectif en vitesse est plus élevé dans cette région de fréquences et les fréquences des différents modes très proches. Par conséquent, cela rend très difficile la recherche individuelle des modes. Une autre méthode est alors utilisée qui consiste à rechercher la signature d'un ensemble de modes au lieu de chercher les pics individuellement. On peut comparer cette méthode au fait de chercher une note, un Do par exemple, dans le son émis par toutes les touches d'un piano en même temps. Au lieu d'essayer de distinguer un seul Do, on utilise la propriété de périodicité de l'octave de l'instrument, c'est-à-dire que l'on veut détecter l'ensemble des Dos présents dans le piano. On voit l'intérêt de cette technique car l'amplitude de tous les Dos s'additionnent et les rend plus facilement discernables.

Dans García et al. (2007b), nous montrons qu'un signal attribuable aux modes de gravité a été détecté.

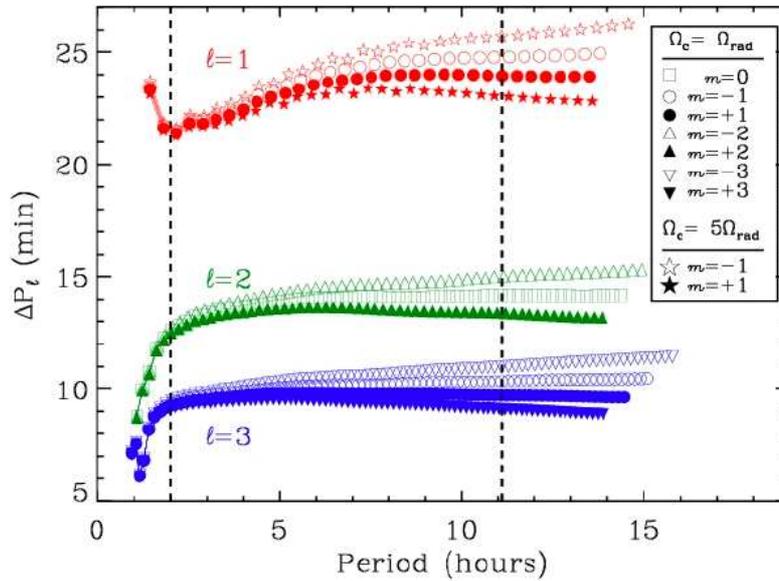
Dans ce chapitre, je vais revenir tout d'abord sur le comportement asymptotique des modes de gravité. Je vais brièvement expliquer la méthode de recherche de ces propriétés asymptotique que nous avons utilisée. Je donnerai les résultats obtenus concernant la dynamique du cœur solaire. Ma contribution dans ce travail est l'ensemble des fréquences des modes de gravité que j'ai calculées dans le chapitre 1. Je développerai ensuite un nouveau travail que nous avons entamé, suite aux résultats précédents en essayant de voir la sensibilité de la technique utilisée selon les intervalles de fréquences pris en compte.

4.1 Conséquences du comportement asymptotique des modes g

Nous avons vu dans le chapitre 1 que la séparation des modes de gravité de même degré ℓ a comme particularité d'être périodique dans la Densité Spectrale de Puissance (DSP) exprimée en période (quand $n \gg \ell$) en faisant une approximation du premier ordre (cf Chapitre 6). Ceci est une conséquence des propriétés asymptotiques.

Pour un modèle solaire donné, nous obtenons la Fig. 4.1 qui représente ΔP_ℓ en fonction de la période $P_{n,\ell}$ pour les modes de degrés $\ell = 1, 2$ et 3. Ce régime asymptotique est atteint à environ de 6h pour les modes $\ell = 1$, 4h pour les modes $\ell = 2$ et 2h pour les modes $\ell = 3$. La période asymptotique pour les modes $\ell = 1$ est autour de 24 minutes, pour les $\ell = 2$, autour de 15 minutes et enfin pour les $\ell=3$, autour de 10 minutes.

Par rapport aux figures 2.8 et 2.9 du chapitre 2, nous avons introduit l'effet de la rotation sur le comportement asymptotique. Nous savons que la rotation est à l'origine d'une levée de dégénérescence des composantes m . La valeur des *splittings* dépend du profil de rotation (comme nous allons le voir dans le chapitre 5). En particulier, plus la vitesse de rotation du cœur est grande, plus le *splitting* sera important. Pour illustrer cet effet, nous avons utilisé un profil dit "rigide"



F . 4.1 – Distance en période des modes d'ordres n consécutifs pour les modes $\ell = 1, 2$ et 3 . Les fréquences ont été calculées pour le modèle sismique. Les barres verticales représentent la région d'étude (entre 2h et 11h).

pour lequel le cœur nucléaire tourne à la même vitesse que la zone radiative et un autre profil où le cœur tourne 5 fois plus vite que le reste de la zone radiative. Ce dernier profil est représenté uniquement pour les modes $\ell=1$, pour une question de lisibilité. Les seuls modes qui ne se voient pas affectés par la rotation sont les modes zonaux ($m = 0$). Puisque GOLF ne permet d'observer que les composantes $\ell+m$ pair (si l'axe de rotation est perpendiculaire à la ligne de visée), les seuls modes a priori détectables et non perturbés par la rotation sont les modes $\ell = 2, m = 0$. En ce qui concerne les autres composantes des modes $\ell = 1, 2$ et 3 , leur comportement s'éloigne d'un comportement purement asymptotique, sous l'effet de la rotation. C'est une des raisons pour laquelle nous devons limiter l'analyse jusqu'à une limite supérieure en période.

4.2 Analyse des données

4.2.1 Spectre du spectre (ou encore Spectre du périodogramme)

L'instrument GOLF permet de mesurer des vitesses Doppler que nous utilisons pour calculer une DSP qui est donc fonction de la fréquence f . Nous exprimons cette DSP(f) en fonction de la période $P = \frac{1}{f}$ que nous appelons DSP(P). Comme les modes g ont une signature périodique dans la DSP(P), le meilleur moyen de faire ressortir cette périodicité est d'analyser son spectre de puissance. Cependant, l'algorithme de la *Fast Fourier Transform* (FFT), communément utilisé, ne convient pas pour ce type de spectre parce que le taux d'échantillonnage n'est plus régulier à cause du passage en période. Par conséquent, nous utilisons une autre technique

de calcul de spectre, la *Sine-Wave Fitting* (SWF) (Pallé 1986), qui consiste à faire un ajustement par la méthode des moindres carrés de fonctions sinusoïdales (dans l'intervalle 25-140 μHz , correspondant à des périodes entre 2h et 11h choisi par des contraintes sur les données GOLF que je vais développer plus tard). Cette méthode fournit pour chaque fréquence (ou période) et phase utilisées dans la sinusoïde une amplitude associée. On trace alors l'amplitude en fonction de la période. Le spectre obtenu (appelé SP pour Spectre du Périodogramme ou Spectre de Puissance) est représenté sur la Fig. 4.2 pour des simulations d'un modèle (seismic2) avec des modes $\ell=1$, 2 et 3.

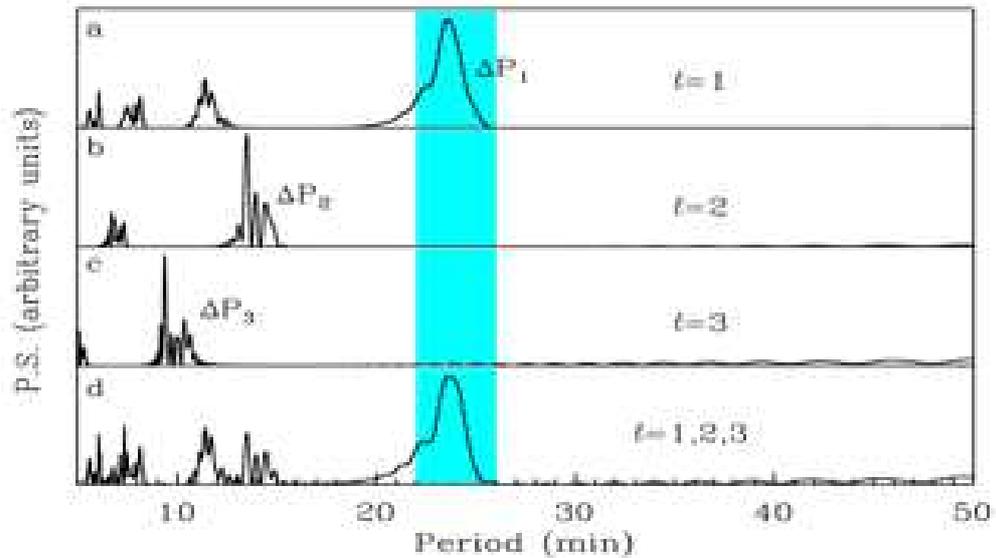


Fig. 4.2 – Spectres de Puissance calculés à partir de données simulées basées sur un modèle théorique. a) SP pour les modes $\ell=1$, b) SP pour les modes $\ell=2$, c) SP pour les modes $\ell=3$ et d) SP pour les modes $\ell=1, 2$ et 3.

Pour comprendre cela, revenons sur la Fig. 4.1. Il faut voir cette transformation en SP comme un empilement des modes. Si tous les modes d'un degré donné, avaient exactement le même ΔP_ℓ et la même amplitude, la SP contiendrait un Dirac centré sur ce ΔP_ℓ . Cependant, nous pouvons voir par exemple pour $\ell=1$ que ΔP_1 se trouve entre 21 et 25 minutes, ce qui nous mène à l'obtention d'une large structure sur le PS car les modes ne sont pas parfaitement équidistants. On observe le même type de phénomène pour les deux autres ℓ . Pour voir la position de chaque pic, le SP a été calculé à partir de DSP simulées. Les simulations de DSP sont basées sur les fréquences théoriques de modèles solaires comme ceux calculés dans le chapitre 2 ainsi que de la valeur des splittings, correspondant à différents profils de rotation. Pour chaque ℓ , il apparaît un pic principal ainsi que ses harmoniques. Cependant, pour les ℓ croissants, les amplitudes des modes deviennent de plus en plus petites. De plus, il s'avère que le pic des modes $\ell=2$ est proche de la première harmonique du pic de ΔP_1 (cf. Fig. 4.2). Par conséquent, si nous parvenons

à mesurer un signal correspondant aux modes $\ell > 1$, l'interprétation risque d'être biaisée par la présence de ces autres harmoniques. Ceci explique pourquoi l'interprétation des modes $\ell=2$ et suivants est plus difficile : on ne peut pas distinguer le pic provenant du mode principal, des harmoniques des autres modes. Donc finalement, c'est le pic correspondant au mode $\ell = 1$ qui est le plus facilement interprétable.

Pour résumer, à basses fréquences, la détection des pics correspondant à l'équidistance des modes pour chaque ℓ est une propriété plus facile à mettre en évidence qu'une détection des multiplets individuels. Cependant, l'existence d'harmoniques est à l'origine de chevauchement des structures liées aux périodicités des modes et de leurs harmoniques pour les $\ell > 1$ engendrant un obstacle supplémentaire quant à leur interprétation. Seul le pic pour les modes dipolaires (ΔP_1) est facilement interprétable.

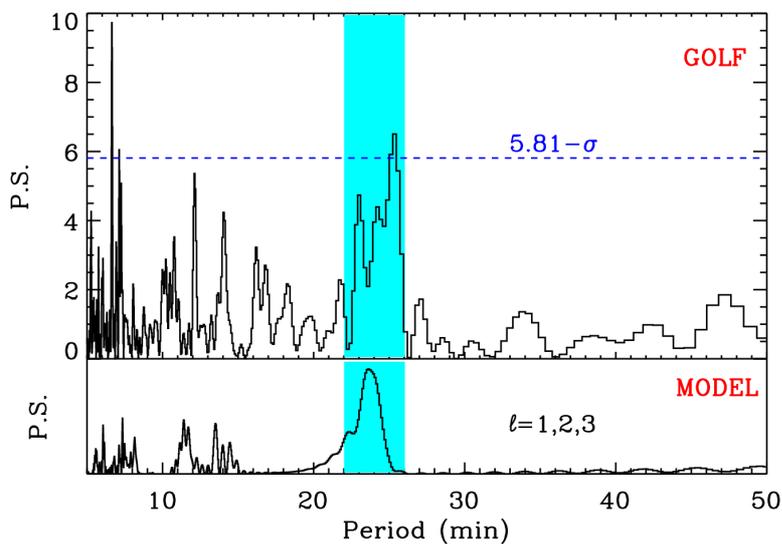


Fig. 4.3 – Spectre de Puissance pour les 9,5 années de données réelles de GOLF comparé au Spectre simulé d'un modèle (seismic2) avec les modes $\ell=1, 2$ et 3 . La partie bleue correspond à la région 22-26 minutes où nous cherchons le ΔP_1 .

Ce procédé a été appliqué à 9,5 années de données réelles de GOLF, représenté sur la Fig. 4.3 qui met en évidence une large structure autour d'une période de 24 minutes. Pour traiter ces données, il a fallu tout d'abord ajuster le bruit solaire, provenant en particulier de la région convective (principalement des mouvements granulaires et supergranulaires). Comme pour toute analyse spectrale, afin d'avoir la meilleure résolution possible, l'intervalle dans le domaine de mesure doit être le plus étendu possible. L'idéal serait de travailler sur toute la région correspondant aux modes de gravité, c'est-à-dire entre ~ 1 et $\sim 300 \mu\text{Hz}$ pour les modes dipolaires.

Cependant, dans le choix de cet intervalle, le problème est double :

- à hautes fréquences (au-dessus de 140 μHz), la densité des modes est très faible : par conséquent, l’extension de la région d’étude vers ces hautes fréquences ne permet de gagner que quelques modes tout en rajoutant beaucoup de points de bruit. D’autre part, comme montré dans la Fig. 4.1, les modes à basse période ne sont pas asymptotiques.
- à basses fréquences (en-dessous de 25 μHz), le bruit convectif mesuré par GOLF change de forme. Il faut le modéliser d’une autre façon pour pouvoir l’enlever avant de calculer la SWF (voir García et al. 2007, Supplement material pour les détails de l’analyse). De plus, comme nous l’avons dit dans la partie 4.1, pour des grandes périodes, les modes perdent leur comportement asymptotique à cause de la rotation.

Il a fallu trouver un compromis entre la taille de l’intervalle de l’analyse et ces inconvénients à haute et basse fréquence. La région de 25 à 140 μHz a donc été choisi.

4.2.2 Information contenue dans la phase

Pour confirmer l’hypothèse que cette structure est due à la présence d’une périodicité dans la DSP, nous avons reconstruit les ondes qui ont été ajustées dans le DSP par la SWF et dont les périodes sont comprises entre 22 et 26 minutes, c’est-à-dire un intervalle centré sur le pic fondamental de ΔP_1 et sur le premier harmonique entre 11 et 13 minutes. Ainsi, l’onde reconstruite (qui est une somme de sinusoïdes) devrait avoir ses maxima autour des fréquences théoriques prédites par les modèles (dont j’ai déjà parlé dans le chapitre 2). Ceci devrait se produire si la structure que nous observons est bien générée par les modes de gravité. En quoi consiste cette méthode de reconstruction de l’onde ? La reconstruction se fait à l’aide de l’expression suivante pour l’onde :

$$\sum_{i|P_i \in [a;b]} A_i \sin\left(\frac{2\pi t}{P_i} + \Phi_i\right) + \sum_{i|P_i \in [a/2;b/2]} A_i \sin\left(\frac{2\pi t}{P_i} + \Phi_i\right) \quad (4.1)$$

où t est le temps, A , l’amplitude, P , la période et Φ la phase de l’onde ajustée. Le premier terme concerne le pic fondamental alors que le second terme est calculé pour la première harmonique. Le résultat de la reconstruction des ondes pour les modes $\ell=1$, dans l’intervalle de périodes entre 22 et 26 minutes est représenté sur la Fig. 4.4. Le modèle solaire utilisé est le modèle sismique. Deux lois de rotation ont été utilisées pour calculer les *splittings* associés à chaque mode : une rotation rigide dans le cœur et une rotation 5 fois plus grande en-dessous de $0.1 R_\odot$ par rapport à celle dans le reste de la partie radiative. On voit bien que les maxima de l’onde reconstruite se placent bien sur les valeurs centrales des fréquences théoriques pour les modes simulés avec un cœur ayant une rotation rigide (Fig. 4.4 a)). Quant à la simulation avec un cœur tournant 5 fois plus vite (Fig. 4.4 c)), nous pouvons observer que l’effet de la rotation commence à se faire sentir pour des périodes autour de 5h sous la forme des *splittings* : les composantes $m=-1$ et $m=+1$ sont clairement visibles. La reconstruction de l’onde est une méthode puissante pour diagnostiquer la vitesse de rotation du cœur car nous pouvons voir que l’onde reconstruite est capable de suivre non seulement les maxima des modes dipolaires mais aussi de leurs composantes m , pour des taux de rotation élevés et des périodes supérieures à environ 4h.

Dans la partie 4.2.1, nous avons vu que la SWF permet d’obtenir cet ensemble de données

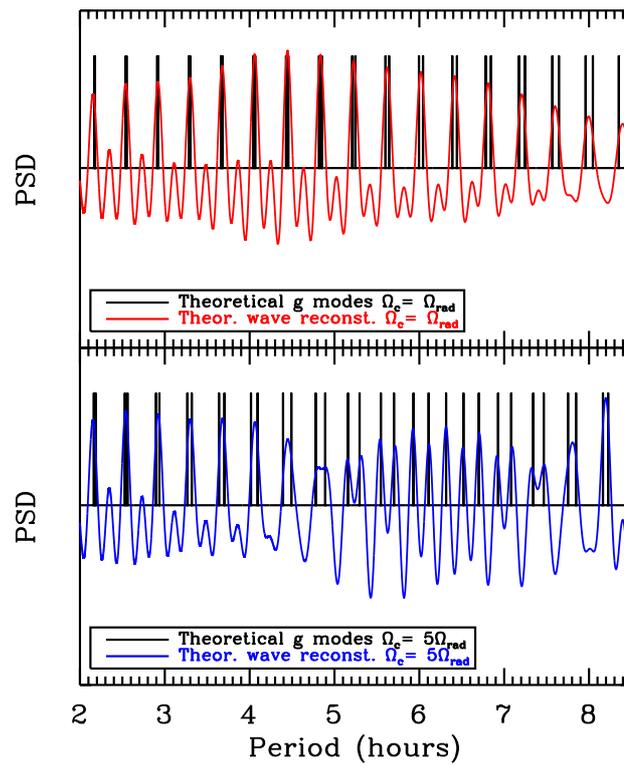


Fig. 4.4 – Ondes reconstruites pour des simulations de DSP, à partir des fréquences du modèle sismique pour les modes $\ell = 1$ et avec 2 lois de rotation : a) rotation rigide du cœur et c) rotation 5 fois plus rapide dans le cœur que dans le reste de la zone radiative.

(A, P et Φ). Ensuite, une comparaison entre les pics de l'onde reconstruite pour les données réelles de GOLF et l'onde reconstruite pour les différents modèles est effectuée, étant donné que la reconstruction de l'onde pour un modèle est directement liée aux fréquences prédites par ce modèle. Pour différentes séries de fréquences provenant de plusieurs modèles solaires et utilisant différents profils de rotation du cœur pour calculer les *splittings*, nous avons évalué des corrélations entre la reconstruction de l'onde des données (simulées et réelles) et celle des modèles, qui ont donné des valeurs comprises entre 20 et 50 % (voir Fig. 4.5). Que pouvons-nous dire de ces valeurs ? Il faut savoir que si nous utilisons des simulations de bruit uniquement, les corrélations avec les fréquences théoriques sont de l'ordre du pour-cent. Par conséquent, ces valeurs sont révélatrices de la présence d'une structure qui serait liée aux modes de gravité.

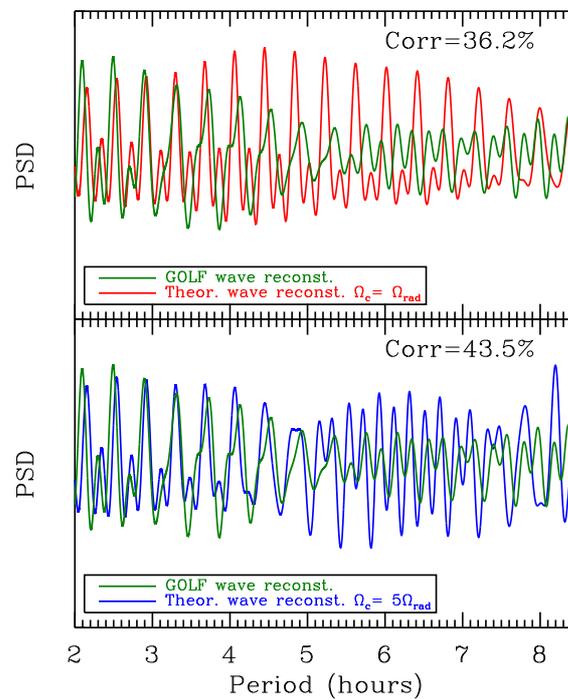


Fig. 4.5 – Corrélations entre l'onde reconstruite pour les données réelles de GOLF (en vert) et l'onde reconstruite pour le modèle seismic2 (en rouge ou bleu) pour deux profils de rotation : une rotation rigide (figure du haut) et un taux de rotation plus élevé dans le cœur que dans le reste de la zone radiative (figure du bas).

4.2.3 Quantification de la probabilité de détection de ce signal

Le calcul du SP met à jour une large structure proche de la valeur théorique venant des modèles solaires pour les modes $\ell = 1$. De plus, la reconstruction de l'onde dans la DSP conduit

à des maxima aux positions où des pics sont prédits par les modèles solaires. Mais quelle est la probabilité que cette structure soit due à du signal et non à du bruit ?

Pour calculer cette probabilité, 6.10^5 simulations Monte Carlo avec différentes réalisations de bruit ont été réalisées. Une simulation Monte Carlo consiste à répéter un nombre N fois un modèle de bruit qui a les mêmes propriétés que le signal que nous observons (hypothèse H_0 donnant la probabilité que le pic est dû à du bruit) (Press et al. 1992). Ainsi, cela permet de compter le nombre de réalisations qui donnent ce résultat (un pic, une structure,...) de façon aléatoire. Nous obtenons alors le niveau de confiance (ou de vraisemblance) concernant le résultat. Le fait d'utiliser un grand nombre de simulations donne une incertitude qui se calcule en \sqrt{N} . Pour 6.10^5 réalisations, l'incertitude vaut 0,13%. En effet, nous savons que le spectre de GOLF a une statistique en χ^2 à deux degrés de liberté. Pour 6.10^5 réalisations de bruit ayant cette statistique, nous nous fixons deux critères pour trouver le degré de confiance pour obtenir une structure telle que celle qui est apparue dans le SP des données de GOLF :

- la puissance maximale de la structure ($> 6.5 \sigma$)
- le rapport de la puissance moyenne à l'intérieur de ce large pic sur la puissance moyenne dans le reste du SP (2.5 Puissance moyenne).

On trouve alors une probabilité de 99,49% que ce pic ne soit pas dû à du bruit.

De même, en prenant les mêmes simulations Monte Carlo, l'onde est reconstruite selon la technique décrite précédemment mais un critère supplémentaire est rajouté selon lequel, la corrélation entre les pics des simulations et les modèles solaires doit être supérieure à 20 %. Des valeurs entre 99,85 et 99,99% ont été obtenues selon la vitesse de rotation dans la partie la plus interne du soleil. En revanche, si nous prenons comme critère des corrélations supérieures à 50%, seules 43 réalisations sur les 6.10^5 y répondent soit quelques $10^{-3}\%$. Ce qui montre l'ampleur du résultat.

4.2.4 Extraction de l'information sur la rotation

La méthode pour sortir de l'information sur le taux de rotation du cœur du soleil a consisté en une comparaison des taux de corrélation du signal reconstruit à partir des données de GOLF avec le signal reconstruit en utilisant des modèles solaires et avec différents taux de rotation dans le cœur solaire. Les meilleurs résultats sont obtenus pour les différents modèles, dans le cas, où la vitesse rotation est plus élevée dans le cœur ($< 0.2 R_{\odot}$) par rapport à la vitesse de rotation entre 0.2 et $0.7 R_{\odot}$. Ce travail semble encourager l'hypothèse que le cœur tournerait de 3 à 5 fois plus vite en moyenne que le reste de la partie radiative (voir Chapitre 5). Pour obtenir ce résultat, on se base sur la corrélation entre la reconstruction de l'onde des données GOLF et les modèles théoriques utilisant différents profils de rotation en particulier différentes vitesses de rotation de la partie centrale du soleil.

Ce résultat va être utilisé dans le chapitre 5 consistant à étudier les inversions pour obtenir des profils de rotation solaires. Cependant, il faut bien voir que l'information sur les splittings provient d'une comparaison avec les modèles et aucunement à partir d'observations directes.

4.3 Influence des modèles solaires sur les résultats

Comme il a été dit dans les sections précédentes, les fréquences théoriques calculées pour différents modèles ont été utilisées. Tout d’abord, ces fréquences ont joué un rôle pour simuler des données avec les modes $\ell=1$ et 2 lors du calcul des SP, mais aussi dans la reconstruction de l’onde menée pour vérifier que le signal mesuré était bien lié aux modes de gravité. Lors de cette étude, 3 modèles solaires ont été soumis à cette vérification : le modèle de Nice (Provost et Berthomieu 1986), le modèle S (Christensen-Dalsgaard et al. 1996) et le modèle seismic2 (Couvidat et al. 2003b). Le chapitre 2 a montré qu’en fonction des processus physiques inclus dans les modèles, il peut y avoir un décalage des fréquences des modes pouvant atteindre 2-3 μHz pour les plus hautes fréquences considérées dans cette analyse (entre 50 et 140 μHz).

Nous avons ensuite essayé de voir dans quelle mesure cette étude consistant à évaluer les corrélations entre l’onde reconstruite des données réelles et celle des modèles, est sensible à la physique de l’intérieur solaire. J’ai repris les 6 modèles solaires du chapitre 2, incluant différents processus physiques afin d’évaluer les corrélations correspondant à chaque modèle (donc à ces processus physiques), ainsi que le modèle S. Outre les processus physiques, un second paramètre intervient : le profil de rotation pour calculer les splittings. Sept profils de rotation ont été utilisés ; ils sont décrits dans la table 4.1. Il y a tout d’abord un profil de rotation rigide dans toute la zone radiative. Les autres sont des profils en forme de marche d’escalier. La marche a lieu soit à $0.1 R_{\odot}$, soit à $0.15 R_{\odot}$, soit à $0.2 R_{\odot}$. Le taux de rotation dans cette zone centrale est fixé à 3 ou 5 fois le taux de rotation dans le reste de la zone radiative.

T . 4.1 – Différents profils de rotation utilisés pour le calcul des splittings.

0	Rotation rigide à 433 nHz dans la zone radiative
1	3×433 nHz pour $r < 0.1 R_{\odot}$
2	5×433 nHz pour $r < 0.1 R_{\odot}$
3	3×433 nHz pour $r < 0.15 R_{\odot}$
4	5×433 nHz pour $r < 0.15 R_{\odot}$
5	3×433 nHz pour $r < 0.2 R_{\odot}$
6	5×433 nHz pour $r < 0.2 R_{\odot}$

La Fig. 4.6 illustre les différents taux de corrélation trouvés entre les données de GOLF et les 7 modèles solaires avec 7 profils de rotation.

Nous retrouvons les résultats du chapitre 2 : il y a deux groupes dans les valeurs de corrélations. D’une part, les modèles avec les anciennes abondances ont des corrélations positives et d’autre part, les modèles avec les nouvelles abondances et le modèle sans diffusion présentent des corrélations plus faibles, voire négatives. Le fait d’obtenir des corrélations négatives signifie uniquement que les fréquences théoriques se retrouvent entre celles “observées” avec les données de GOLF.

En nous appuyant sur les résultats du chapitre 2, nous pouvons dire que plus les fréquences

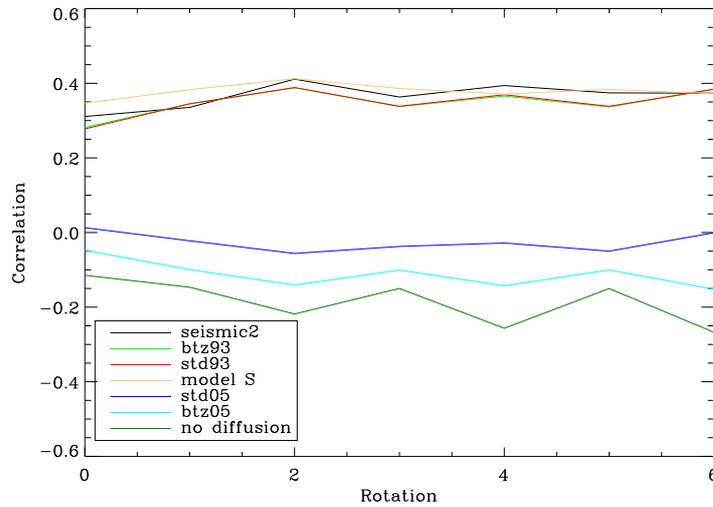


Fig. 4.6 – Taux de corrélation pour les différents profils de rotation de la Table 4.1 entre l'onde reconstruite à partir des données de GOLF et celle à partir des 7 modèles solaires : seismic2, std93, btz93, std05, btz05, no diffusion, model S. Seuls les modes $\ell = 1$ sont pris en compte.

sont décalées vers les fréquences plus petites, plus les corrélations sont faibles. Il semblerait donc que les données de GOLF favorisent des fréquences plus élevées. Quelque soit le profil de rotation pour les modèles std01, btz01, seismic2 ou S, les corrélations obtenues sont supérieures à 25%. Un autre résultat concerne les modèles avec les nouvelles abondances et sans diffusion pour lesquels les accords avec les observations de GOLF sont faibles et pour la plupart négatives. De plus, une faible différence de fréquences (entre std01 et btz01), modifie très faiblement les corrélations.

En regardant la Fig. 2.3 du chapitre 2, nous pouvons voir que pour des fréquences supérieures à $50 \mu\text{Hz}$, les différences entre les fréquences des six modèles par rapport au modèle sismique, sont supérieures à $1 \mu\text{Hz}$. Nous pouvons alors nous demander si cette étude des corrélations est plus sensible à un certain intervalle de fréquences et si une étude sur deux régions du spectre peut fournir plus d'information sur la rotation. C'est pourquoi, nous avons calculé d'une part les corrélations en ne prenant que les modes ayant des fréquences comprises entre 25 et $50 \mu\text{Hz}$ et d'autre part pour des fréquences entre 50 et $140 \mu\text{Hz}$.

A première vue, la Fig. 4.7 (gauche), semble montrer des résultats aléatoires alors que la Fig. 4.7 (droite) est très similaire à la Fig. 4.6. Cela signifie que les taux de corrélation trouvés précédemment sont en grande partie liés à ce qui se passe entre 50 et $140 \mu\text{Hz}$. Nous pouvons chercher à voir pour quel profil de rotation les corrélations sont à la fois élevées dans les deux domaines de fréquences. Cela signifierait que tel modèle avec tel profil de rotation donne des fréquences et des splittings en accord avec les deux intervalles de fréquences. C'est ce que nous observons, par exemple, pour le modèle std01 (et btz01) et le profil 4. Les taux de corrélation dans les deux intervalles de fréquence sont autour de 40%. En revanche, le modèle std05 a un

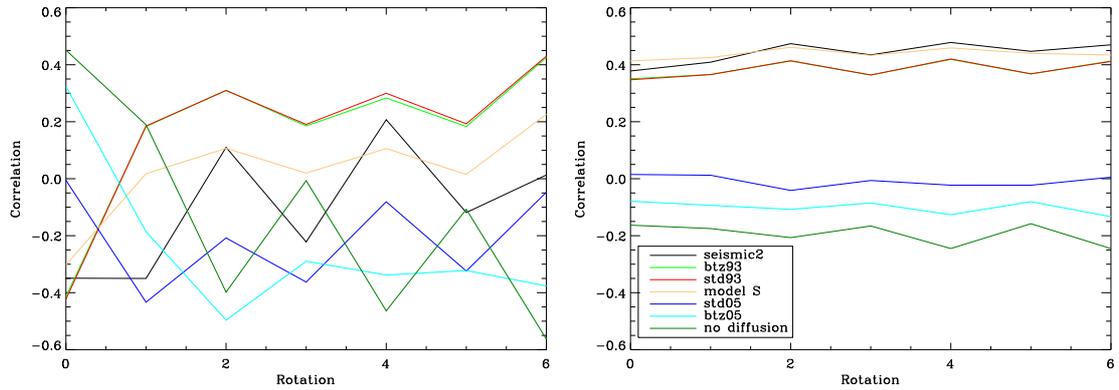


Fig. 4.7 – Taux de corrélation entre les données de GOLF et les 7 modèles solaires sur l'intervalle 25-50 μHz (à gauche) et sur l'intervalle 50-140 μHz (à droite) en utilisant les modes $\ell = 1$.

taux de corrélation de quelques pour-cents pour le profil 0.

Cette étude montre comment la physique des modèles et la dynamique (la rotation dans ce cas précis) sont liées. De plus, ce travail montre que les propriétés asymptotiques sont sensibles à ces processus physiques. En effet, le taux de corrélation sur l'intervalle 25-50 μHz varie énormément d'un modèle à l'autre et surtout d'un profil de rotation à l'autre, alors que sur l'intervalle 50-140 μHz la sensibilité à la dynamique est plus faible.

4.4 Extraction des indications sur le temps de vie des modes de gravité

Le problème de la durée de vie des modes de gravité a suscité de nombreuses publications (parmi les derniers travaux, on peut citer Dintrans et al. 2005, Rogers et Glatzmaier 2005). En effet, Dintrans et al. 2005 ont montré que des panaches convectives pénétrant dans la zone radiative pouvaient être responsables de l'excitation stochastique des ondes de gravité internes. Cela peut avoir des conséquences sur leurs durées de vie mais aussi sur leur amplitude. Le temps de vie de ces ondes dans les simulations est pour le moment de l'ordre de leur période.

Nous avons donc simulé des DSP pour deux durées de vie des modes : infini et fini. De plus, deux différents Rapports Signal-à-Bruit (RSB) ont été utilisés dans ces simulations. Dans le cas, où le temps de vie est infini et le RSB élevé (~ 30), nous obtenons une structure beaucoup plus compliquée (Fig. 4.8 a) et c)) par rapport à la Fig. 4.3. Cependant, pour pouvoir l'observer, un RSB supérieur à celui obtenu avec GOLF, est nécessaire. En revanche, pour des modes ayant un temps de vie fini (de quelques mois) (Fig. 4.8 b) et d)), un faible RSB permet de détecter la structure. Cette analyse favorise donc le fait que les modes de gravité ont des temps de vie finis.

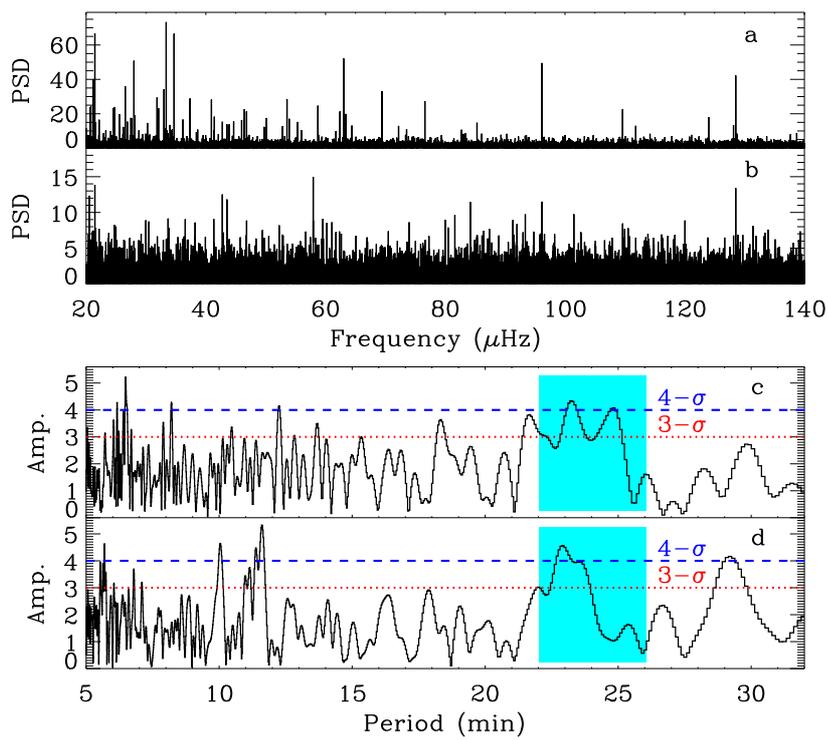


Fig. 4.8 – DSP simulée et son SP correspondant pour un temps de vie infini et un $\text{RSB}=30$ (a et c). DSP simulée et son SP correspondant pour un temps de vie fini et un $\text{RSB}=5$ (b et d).

4.5 Conclusion

Nous avons donc vu que la signature des propriétés asymptotiques des modes de gravité a été détectée pour les modes $\ell=1$ avec plus de 99% de confiance. D'autre part, cette étude a montré qu'un taux de rotation dans le cœur de 3 à 5 fois plus élevée en moyenne que dans le reste de la zone radiative, serait favorisé.

Le calcul du taux de corrélation entre l'onde reconstruite à partir des données de GOLF et celle reconstruite à partir des différents modèles solaires est un moyen de mesurer la ressemblance entre les spectres. En calculant ces taux de corrélation sur deux intervalles de fréquences distincts, nous avons pu voir que pour des fréquences inférieures à $50 \mu\text{Hz}$, le résultat est sensible à la fois aux processus physiques et au profil de rotation alors que pour des fréquences plus grandes, les taux de corrélation dépendent surtout des processus physiques. De plus, les modèles avec les nouvelles abondances sont ceux qui présentent le plus faible taux de corrélation avec les données de GOLF, quelque soit le taux de rotation dans le cœur. Cette cohérence avec les résultats obtenus sur la vitesse du son confirme que le signal détecté semble bien venir du Soleil.

Enfin, le temps de vie des modes de gravité semble être fini.

Je rapporte ici notre article *Tracking Solar Gravity Modes : The Dynamics of the Solar core*, (R. A. García, S. Turck-Chièze, S. J. Jiménez-Reyes, J. Ballot, P. L. Pallé, A. Eff-Darwich, S. Mathur, J. Provost), Volume 316, page 1591. Ma contribution dans ce papier était essentiellement l'apport des fréquences des modes de gravité au modèle sismique mais aussi de voir la part d'énergie contenue dans les modes $\ell = 1$ dans la région en-dessous de $0,2R_{\odot}$.

erochromatic genes. Based on cDNA-supported genes, it appears that euchromatin and heterochromatin genes have, on average, a similar number of exons and transcript variants per gene. In general, heterochromatin and euchromatic genes appear to encode a similar spectrum of functions, based on gene ontology (GO) analysis (Fig. 5). Some classes of genes are overrepresented in the heterochromatin, relative to the euchromatin. For example, heterochromatin genes are enriched 35-fold for putative membrane cation transporters domains (4 out of 308 heterochromatin domains versus 5 out of 13,500 euchromatin domains). Heterochromatin genes are also enriched for domains involved in DNA (53 domains) or protein binding (122 domains) that may regulate chromatin structure or function, including histone variants and proteins (Fig. 5, SOM text, and data) (17). This raises the intriguing possibility that heterochromatin may encode genes involved in its own establishment or maintenance.

Heterochromatin genes can reside in regions that approach 90% repeat content. Heterochromatin gene introns are usually composed of fragmented TE sequences (Fig. 1), are on average five times longer than euchromatin gene introns, and display less length conservation in interspecies comparisons. We found nine recursive splice site motifs nested in the long introns of heterochromatin genes, which may regulate splicing in repeat-rich regions. The underlying mechanisms that allow essential genes to be expressed and regulated in otherwise silent chromatin remain unknown. Studying heterochromatin in other species promises to shed light

on whether there are cis sequences that define or regulate boundaries between euchromatin and heterochromatin and if there are genic and non-genic regions of heterochromatin in other repeat-rich regions, including human euchromatin.

References and Notes

- R. A. Hoskins *et al.*, *Genome Biol.* 3, RESEARCH0085 (2002).
- The Arabidopsis Genome Initiative, *Nature* 408, 796 (2002).
- B. A. Sullivan, M. D. Blower, G. H. Karpen, *Nat. Rev. Genet.* 2, 584 (2001).
- J. Brennecke *et al.*, *Cell* 128, 1089 (2002).
- S. C. Elgin, S. I. Grewal, *Curr. Biol.* 13, R895 (2003).
- E. S. Lander *et al.*, *Nature* 409, 860 (2001).
- I. C. Venter *et al.*, *Science* 291, 1304 (2001).
- H. R. Carlson *et al.*, www.fruitfly.org/sequence/releaseGenomic.shtml (2006).
- R. Hoskins *et al.*, *Science* 316, 1625 (2007).
- Materials and methods are available as supporting material on Science Online.
- Supplemental data can be downloaded from [ftp://ftp.dhgp.org/pub/DHG/Science_2007_Supplemental_Data](http://ftp.dhgp.org/pub/DHG/Science_2007_Supplemental_Data). Future updates will be released through www.flybase.net.
- C. D. Smith *et al.*, *Gen* 389, 1 (2007).
- G. Benson, *Nucleic Acids Res.* 27, 573 (1999).
- M. Hild *et al.*, *Genome Biol.* 5, R3 (2003).
- Berkeley Drosophila Genome Project, www.fruitfly.org.
- C. Koczyński *et al.*, www.ncbi.nlm.nih.gov/entrez/Viewer.fcgi?db=nucleotide&val=54874298.
- K. P. O'Brien, M. Reimn, E. L. Sonhammer, *Nucleic Acids Res.* 33, D476 (2005).
- K. I. Peterson *et al.*, *Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A.* 101, 8534 (2004).
- S. Foret, R. Maleszka, *Genome Res.* 16, 1404 (2006).
- H. M. Robertson, K. W. Wanner, *Genome Res.* 16, 1395 (2006).
- Assembly, Alignment, and Annotation of Drosophila Genomes, http://rana.lbl.gov/drosophila/wiki/index.php/Main_Page.
- A. M. Reugek, R. Kurek, U. Lammermann, H. Bunemann, *Genetics* 154, 759 (2000).
- I. M. Burnette, E. Miyamoto-Sato, M. A. Schaub, I. Conklin, A. I. Lopez, *Genetics* 170, 861 (2005).
- I. R. Manak *et al.*, *Nat. Genet.* 38, 1151 (2006).
- P. M. Harrison, D. Milburn, Z. Zhang, P. Berline, M. Gerstein, *Nucleic Acids Res.* 31, 1033 (2003).
- D. Torrents, M. Suyama, E. Zdobnov, P. Bork, *Genome Res.* 13, 2559 (2003).
- R. A. Drysdale, M. A. Crosby, *Nucleic Acids Res.* 33, D390 (2005).
- A. F. A. Smit, R. Hubley, P. Green, RepeatMasker Open-3.0, www.repeatmasker.org.
- G. Benson, *Nucleic Acids Res.* 27, 573 (1999).
- I. S. Kaminker *et al.*, *Genome Biol.* 3, RESEARCH0084 (2002).
- H. Quesneville *et al.*, *PLoS Comput. Biol.* 1, e22 (2005).
- C. M. Bergman, H. Quesneville, D. Amalbahere, M. Ashburner, *Genome Biol.* 7, R112 (2006).
- E. E. Slawson *et al.*, *Genome Biol.* 7, R15 (2006).
- FlyBase, www.flybase.net.
- GenBank, www.ncbi.nlm.nih.gov.
- S. E. Lewis *et al.*, *Genome Biol.* 3, RESEARCH0082 (2002).
- We thank E. Frise for maintaining the hardware and software used in these studies; M. Vandell for providing the specialized comparative genomics library-based software used in our analyses; A. Dernburg, D. Acevedo, I. Carlson, S. Celmler, R. Hoskins, and C. Kennedy for their helpful comments on the manuscript and input on annotations; and the members of the BDGP for cDNA sequencing. This work was supported by the National Human Genome Research Institute grant R01-HG000747 to C.D.S. and G.H.K. and NIH grant U54 HG004028-01 to S.S. and C.I.M.

Supporting Online Material
www.sciencemag.org/cgi/content/full/316/5831/1586/DC1
 Materials and Methods
 SOM Text
 SOM Tables (D to F, I, and J)
 References

11 January 2007; accepted 7 May 2007
 10.1126/science.1139815

REPORTS

Tracking Solar Gravity Modes: The Dynamics of the Solar Core

Rafael A. García,^{1,2*} Sylvaine Turck-Chièze,^{1,2} Sebastian J. Jiménez-Reyes,³ Jérôme Ballot,^{2,4} Pere L. Pallé,³ Antonio Eff-Darwich,^{3,5} Savita Mathur,^{1,2} Janine Provost⁶

Solar gravity modes have been actively sought because they directly probe the solar core (below 0.2 solar radius), but they have not been conclusively detected in the Sun because of their small surface amplitudes. Using data from the Global Oscillation at Low Frequency instrument, we detected a periodic structure in agreement with the period separation predicted by the theory for gravity dipole modes. When studied in relation to simulations including the best physics of the Sun determined through the acoustic modes, such a structure favors a faster rotation rate in the core than in the rest of the radiative zone.

Heliostismology reveals the solar interior through surface observations of oscillation modes propagating inside the Sun (1, 2). Pressure-driven modes (p modes) provide a very detailed picture of the solar interior (3). Measurements of the position of the base of the convective zone (4) and the helium abundances (5) are some examples of the results achieved by the study of such modes. The structural in-

versions of the precise p-mode frequencies provide the stratification of crucial variables, such as the sound speed down to 0.05 solar radius (R_{\odot}) (6, 7). However, p modes are less sensitive to other structural variables such as density. There is less agreement between this parameter and the models in the deepest layers of the radiative zone. Moreover, the dynamical properties (β) of the solar interior (more than 60% of the total mass,

below $0.3R_{\odot}$) are not well defined. For example, large uncertainties still remain in the solar rotation profile below $0.2R_{\odot}$ (Fig. 1) because of the lack of sensitivity and the poor spatial resolution of the modes toward the deep interior (8).

To progress at greater depths and down into the solar core requires the study of another type of waves—the gravity-driven modes (g modes), for which the driving force is buoyancy. These modes are trapped within the radiative region of the Sun and become evanescent in the convective zone, reaching the solar surface with amplitudes that could be very small (10). Even considering their low surface amplitudes, g modes remain

¹DSM/DAPNIA/Service d'Astrophysique, CEA Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette Cedex, France. ²AIM—Unité Mixte de Recherche CEA—CNRS—Université Paris VII—UMR 7158, CEA Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette Cedex, France. ³Instituto de Astrofísica de Canarias (IAC), 38205 La Laguna, Tenerife, Spain. ⁴Max-Planck-Institut für Astrophysik, Karl-Schwarzschild-Str. 1, Postfach 1317, 85741 Garching, Germany. ⁵Departamento de Edafología y Geología, Universidad de La Laguna, Tenerife, Spain. ⁶Département Cassiopée, UMR CNRS 6202, Observatoire de la Côte d'Azur, BP 4229, 06304 Nice Cedex 4, France.

*To whom correspondence should be addressed. E-mail: rafael.garcia@cea.fr

REPORTS

the best probes to provide information from the solar core up to the top of the radiative region.

Solar g modes have been actively sought since 1976, without success (11). Recently, an upper limit of $\sim 1 \text{ cm s}^{-1}$ has been obtained by looking for relevant spikes in the Fourier spectrum of the observed signal above a given statistical threshold (typically 90% confidence level) and in the frequency region above $150 \mu\text{Hz}$ (12–14). A more sophisticated search of multiplets (instead of individual spikes) reduces the detection level to a few millimeters per second, yielding some g-mode candidates with a confidence level between 90% (15) and 98% (16). However, some ambiguity still surrounds their identification (attributed to quadrupole, $\ell = 2$, modes). Some scenarios have been studied explaining the visible peaks, which could constrain the physics and dynamics of the solar core. Here, we looked instead for the almost constant predicted separation (ΔP_ℓ , Fig. 2) between the periods of gravity modes with the same degree ℓ and consecutive radial order n . These separations are related to the structure and dynamics of the solar core (17). Indeed, this method is extremely sensitive to the rotation rate of the inner solar layers (18).

We used almost 10 years of velocity observations (11 April 1996 to 21 October 2005) from the Global Oscillation at Low Frequency (GOLF) instrument aboard the ESA/NASA Solar and Heliospheric Observatory (SOHO) mission. SOHO is placed around the L_1 Lagrangian point, a region at 1.5 million km from Earth toward the Sun where the gravitational field between the Sun and the Earth-Moon system equilibrates the centrifugal force. This privileged position allows continuous and uninterrupted observations of the Sun, essential for helioseismology, and provides a very stable environment. The GOLF instrument is a resonant scattering spectrophotometer (19) designed to measure line-of-sight velocity displacements of the solar photosphere. The analysis of the temporal variation of the velocity (20) in Fourier space allows the determination of the solar oscillation parameters and the derivation of the properties of the solar interior (21).

From the velocity measurements, we computed the power spectral density (PSD) by means of a fast Fourier transform algorithm. To look for the periodic signature of the g modes in this PSD, we computed a second power spectrum of the PSD between 25 and $140 \mu\text{Hz}$ (22). A broad structure in the region centered at $\sim 24 \text{ min}$ appears in this power spectrum (Fig. 3). To characterize this feature, we first used two indicators: the maximum amplitude reached (6.5σ) and the average power (2.95 times the average power of the rest of the spectrum). This feature has a high signal-to-noise ratio and is a wide structure rather than a single spike. Using a Monte Carlo simulation of $N = 6 \times 10^5$ realizations (22), we estimated the probability (likelihood) of finding a similar structure, in terms of both indicators mentioned above, produced only by pure noise with the same statistical distribution as in the GOLF

data between 22 and 26 min. We found that the likelihood that this structure is not due to noise is 99.49%. Because of the finite number of realizations, there is an uncertainty of 0.13%.

The significant structure of the GOLF power spectrum reveals the existence of quasi-periodic features somewhere in the PSD. Excluding an instrumental origin or a relation with convection (22), we studied the consequences of assuming that it is produced by the asymptotic properties of the dipole ($\ell = 1$) g modes. If this is the case, the position of the periodic structure in the PSD should follow the predicted positions of the gravity modes. To check this hypothesis, we reconstructed the fitted waves in the PSD that produced the ΔP_1 peak structure found between 22 and 26 min in the power spectrum (22).

The most striking result of this work is that the reconstructed waves issued from the real GOLF data show a pattern with their maxima at positions

near those expected from solar models (Fig. 4 and fig. S7), which supports the conjecture that they are due to gravity modes. Using the previous Monte Carlo simulation, we were able to count the number of noise realizations that matched the characteristics of the structure in the GOLF power spectrum, and to show a reconstructed wave that behaves like the one expected from g modes. To do so, we correlated the reconstructed wave of a fixed solar model with the reconstructed wave of the real data as well as with the one from the Monte Carlo simulation. To be less dependent on the physics and dynamics of the model chosen, we used three different g-mode predictions from three different solar models: the seismic model (23), the standard model S (24), and the Nice standard solar model (25). We also used different scenarios for the dynamics inside the solar core. Thus, various solar core rotation rates placed at different depths in the solar core and with different rotation axis inclina-

Fig. 1. Inversion of the solar rotation rate (Ω) using modes $\ell \leq 25$ from long time series (2088 days) of GOLF (29) and Michelson Doppler Imager (MDI) (30). In the convective zone, the differential rotation rate at different colatitudes is plotted. In the radiative region, the rotation becomes rigid down to $\sim 0.3R_\odot$. The horizontal and vertical 1 σ error bars progressively increase toward the core because the p modes are less and less sensitive and because fewer and fewer modes are available for the inversion at these depths. Below $0.2R_\odot$, the rotation profile is unknown.

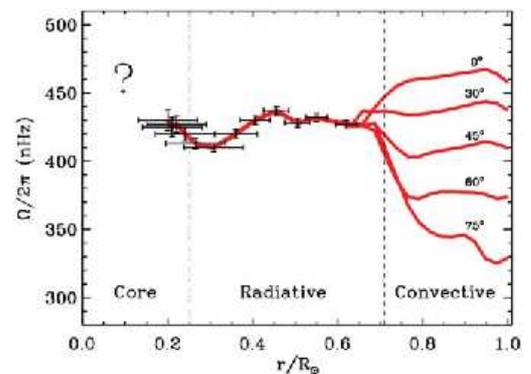
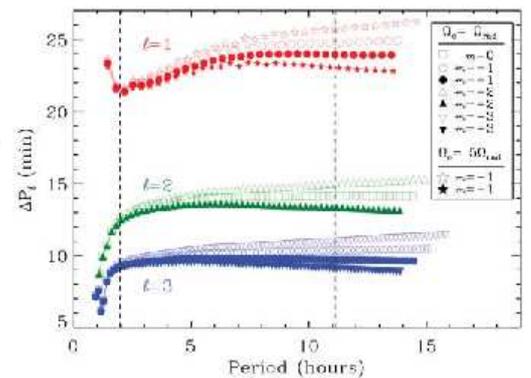


Fig. 2. Separations in period, ΔP_ℓ , between consecutive radial orders ($n, n + 1$) gravity modes for $\ell = 1, 2$, and 3 (red, green, and blue, respectively), using the theoretical frequencies from the seismic model. The constant periodicity is achieved at 6, 4, and 2 hours for the modes $\ell = 1, 2$, and 3, respectively. Ω_c is the angular velocity of the solar core, $\Omega_{\text{rad}} \approx 433 \text{ nHz}$ is the angular velocity of the remaining radiative zone, and m is azimuthal order. The star symbols show the effect, on the dipole ($\ell = 1$) modes, of an increased solar core rotation rate—up to 5 times that of the remaining radiative zone ($\Omega_c = 5\Omega_{\text{rad}}$)—below a core radius $R_c = 0.15R_\odot$. For the sake of clarity, we have not drawn the effect for higher-degree modes. Inside the zone limited by the two vertical dashed lines (from ~ 2 to ~ 14 hours, corresponding to 25 to $140 \mu\text{Hz}$), we expect periodicities between 22 and 26 min for the $\ell = 1$ mode, between 9 and 15 min for the $\ell = 2$ mode, and between 5 and 11 min for the $\ell = 3$ mode.



tions were used (22). The correlation of the reconstructed waves of these sets of models with that of the real GOLF data—in the region between 2 and 8.5 hours—always gave a correlation above 20%, with the highest values around 50%. The correlations with the Monte Carlo simulations were usually below 1%. Only 905 of the $N = 6 \times 10^5$ realizations reached 20% correlation, and only 43 of these realizations reached 50% correlation. Thus, the likelihood that this kind of periodic structure in the GOLF data is not produced by noise is at least 99.85% and can reach 99.99% in the best case (up to 4 σ level of a normal distribution).

The set of parameters that characterizes the physics and dynamics inside the solar core is too large to be totally constrained by this first analysis. However, from all the sets of g-mode predictions used, we obtained better correlations with those having an inner rotation rate in the range three to five times the rest of the radiative region, this being independent of the inclination axis and the radius of the core used (better results

at 0.15 R_{\odot}). The correlation is higher with the model with a higher rotation rate in the core (Fig. 4). Unfortunately, the solar rotation profiles used in the simulations of the core are unrealistic (i.e., a constant rotation rate without differential rotation). On the other hand, the comparison with simulations including noise (fig. S10) tends to favor the hypothesis of a finite lifetime for the g modes, as recently suggested (26). In both cases, further studies will be necessary.

The analysis presented here shows the robust detection of a spectral feature compatible with the presence of a periodic pattern in the PSD with a confidence level above 99.49% (corresponding to more than 3 σ of a normal distribution). The accurate study of this quasi-periodic pattern found in the GOLF data is compatible with the presence of gravity dipole modes with radial orders from $n = -4$ to -26 , with a confidence level above 99.85%. A detailed comparison with solar models tends to favor a faster core rotation than in the rest of the radiative zone, with a confidence level

above 99.99%. The detection of g-mode asymptotic properties opens the opportunity for further studies of the rotation and the magnetic field inside the deepest layers of the Sun and can stimulate further observational studies with SOHO, ground-based networks, and next-generation space missions such as Picard (27) and DynaMCCS (28).

References and Notes

1. I. Christensen-Dalsgaard, *Rev. Mod. Phys.* 74, 1073 (2002).
2. The oscillation modes are characterized by three quantum numbers: the radial order n , the angular degree ℓ , and the azimuthal order m ($-\ell \leq m \leq \ell$).
3. D. O. Gough *et al.*, *Science* 272, 1294 (1996).
4. I. Christensen-Dalsgaard, D. O. Gough, J. Toomre, *Science* 229, 923 (1985).
5. S. V. Vorontsov, V. A. Baturin, A. A. Pamiatnykh, *Nature* 349, 49 (1991).
6. S. Basu *et al.*, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 292, 243 (1997).
7. S. Turck-Chièze *et al.*, *Astrophys. J.* 555, L69 (2001).
8. M. I. Thompson *et al.*, *Science* 272, 1300 (1994).
9. M. I. Thompson, I. Christensen-Dalsgaard, M. S. Amesch, J. Toomre, *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* 41, 599 (2003).
10. P. Kumar, E. I. Quataert, I. N. Bahcall, *Astrophys. J.* 458, L83 (1996).
11. H. Hill, C. Röhlich, M. Gabriel, V. Kotov, in *Solar Interior and Atmosphere*, A. N. Cox, W. C. Livingston, M. S. Matthews, Eds. (Univ. of Arizona Press, Tucson, AZ, 1991), p. 562.
12. T. Appourchaux *et al.*, *Astrophys. J.* 538, 401 (2000).
13. A. H. Gabriel *et al.*, *Astron. Astrophys.* 390, 1119 (2002).
14. W. J. Chaplin *et al.*, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 336, 999 (2002).
15. S. Turck-Chièze *et al.*, *Astrophys. J.* 604, 455 (2004).
16. S. Turck-Chièze *et al.*, in *Helio- and Asteroseismology: Towards a Golden Future*, D. Danes, Ed. (European Space Agency, Noordwijk, Netherlands, 2004), pp. 85–90.
17. S. Mathur, S. Turck-Chièze, S. Couvidat, R. A. Garcia, in *Beyond the Spherical Sun: A New Era of Helio- and Asteroseismology*, K. Fletcher, Ed. (European Space Agency, Noordwijk, Netherlands, 2005), pp. 95–98.
18. J. Provost, G. Berthomieu, *Astron. Astrophys.* 165, 218 (1984).
19. A. H. Gabriel *et al.*, *Sol. Phys.* 162, 81 (1995).
20. R. A. Garcia *et al.*, *Astron. Astrophys.* 442, 385 (2005).
21. S. Turck-Chièze *et al.*, *Solar Phys.* 175, 247 (1997).
22. See supporting material on Science Online.
23. S. Couvidat, S. Turck-Chièze, A. G. Kosovichev, *Astrophys. J.* 599, 1434 (2003).
24. I. Christensen-Dalsgaard *et al.*, *Science* 272, 1284 (1996).
25. J. Provost, G. Berthomieu, P. Morel, *Astron. Astrophys.* 355, 775 (2000).
26. B. Dintans, A. Brandenburg, A. Nordlund, R. F. Stein, *Astron. Astrophys.* 438, 345 (2005).
27. G. Thuillier, S. Dewitte, W. Schmutz, *Adv. Space Res.* 38, 1792 (1991).
28. S. Turck-Chièze *et al.*, in *Trends in Space Science and Cosmic Vision 2020*, F. Favata, I. Sanz-Forcada, A. Giménez, B. Battrick, Eds. (European Space Agency, Noordwijk, Netherlands, 2005), pp. 193–203.
29. R. A. Garcia *et al.*, *Sol. Phys.* 220, 249 (2004).
30. S. G. Korzenik, *Astrophys. J.* 626, 585 (2005).
31. The GOLF experiment is based on a consortium of institutes Institut d'Astrophysique Spatiale, CEA/Saclay, Nice, and Bordeaux Observatories, France; IAC, Spain) involving a large number of scientists and engineers, as enumerated in (2). SOHO is a mission of international cooperation between ESA and NASA. This work is supported in part by Spanish MEC grant AY2004-04462. We thank T. Appourchaux, W. J. Chaplin, and all the PHOEBUS group (2) for useful discussions and comments.

Supporting Online Material
www.sciencemag.org/cgi/content/full/1140598/DC1
 Materials and Methods
 Figs. S1 to S10
 References

30 January 2007; accepted 19 April 2007
 Published online 3 May 2007;
 10.1126/science.1140598
 Include this information when citing this paper.

Fig. 3. Power spectrum of the PSD, normalized to the standard deviation, for the real GOLF data (top) and a numerical simulation (bottom) of $\ell = 1, 2$, and 3 gravity modes computed using the seismic model, for a core rotating at 433 nHz and without noise. The shaded region corresponds to the zone where the ΔP_1 peak is expected. This pattern changes slightly (with maxima at $\sim 7.3\sigma$ or 6σ) when shorter frequency ranges in the PSD are used (fig. S2). The horizontal dashed line at 5.81σ corresponds to 99.7% confidence level for individual peaks (equivalent to 3 σ level of a normal distribution). A full interpretation of the other highest peaks at low period is given in (22).

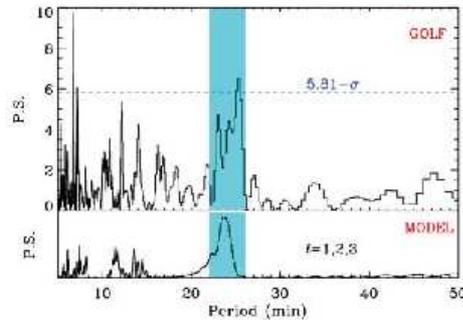
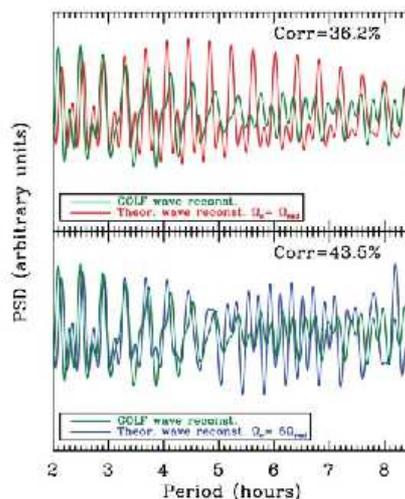


Fig. 4. Reconstructed waves in the PSD (arbitrary units) corresponding to the peak structure between 22 and 26 min in the power spectrum for the GOLF data. (Top) Comparing the theoretical reconstructed waves (red curve) with the one issued from GOLF (green curves), we first observe that the maxima match rather well the expected positions of the g modes at low periods. Moreover, the latter is wider and for periods greater than 4 hours it is divided into two waves, which suggests the presence of both m components of the $\ell = 1$ modes (higher splitting). The correlation between both reconstructed waves is 36.2%. (Bottom) The higher correlation, 43.5%, between the second model (a core rotating 5 times as fast as the radiative zone below $R_c = 0.15R_{\odot}$) and GOLF tends to favor a faster rotation rate in the core than in the rest of the radiative zone. As a comparison, the correlation with randomized data is below 1% (fig. S8).



S1.- Detailed data analysis procedure

The analysis presented here is based on the GOLF/SOHO velocity time series, which offers the best signal-to-noise ratio (S/N) at low frequency. From these velocity time series we calculate the Power Spectral Density (PSD) by means of a standard fast Fourier Transform (FFT) algorithm. We have checked that other calculation techniques, like “zero padding” and “multi-tapering”, have no effect on the qualitative results obtained in the present work. 3481 consecutive days of reduced and properly calibrated velocity time series—starting April 11, 1996 and ending October 21, 2005—have been used (S1, S2).

Once the PSD is obtained, the region to be analyzed is selected (25 to 140 μHz), and the contribution of the mean solar background (S3) is modeled in order to remove and, therefore, flatten the chosen spectral region (Fig. S1). In our case, the best way is to fit locally the small spectral region with a power law, i.e., to perform a linear fit of the logarithm of the PSD in the selected region. Higher order polynomials do not improve the fitting between 25 to 140 μHz . This lower limit is chosen because the slope of the background changes below and the linear approach is no longer valid. Doing so, the statistical distribution of the points in the resulting flat spectrum—shown in the zoomed window of Fig. S1—is a known function: a χ^2 with 2 d.o.f.

Then, we compute the PSD as a function of the period ($P=1/\nu$). This PSD is irregularly sampled and a typical fast Fourier transform algorithm cannot be applied to look for the periodicities. Thus, we compute a sine-wave fitting (with an over sampling factor of 10) obtaining the Periodogram Spectrum, PS (see top panel of Fig. S2). Without removing the solar background in the analyzed PSD region, the resulting PS would have had a long period trend that would have changed the amplitude of the peaks in the Periodogram. We have verified that, in the studied region (5 to 50 minutes), the resulting PS is only marginally sensitive to the degree of the polynomial used to remove the solar background contribution, validating also the linear approach described before. Furthermore, we have also verified that when shorter spectral regions are used in the calculation of the PS (and therefore different solar background fittings), e.g., from 30 or 35 to 140 μHz , the prominent structure around 22 to 26 minutes still appears in the PS with maxima at 7.3- and 6- σ respectively (Fig. S2).

The statistical distribution of the points in the PS is also a χ^2 with 2 d.o.f. With this statistical distribution, a 3- σ peak in the PS has 95% confidence level (instead of 99.7% for a

normal distribution). The 99.7% confidence level is reached at 5.81σ . However these are the probabilities for individual points. The significance of a peak (or a structure containing several peaks) in a given range of the PS can be deduced from the probabilities of individual points if they are statistically independent. Unfortunately, in our case, the points in the PS are correlated (according to an unknown law), thus we have to compute those numerically using Monte Carlo simulations (see section S4).

In the future, we plan to combine several instruments to look for coincidences (S4). It is also important to notice that, in the framework of the Phoebus group (S5), we have analyzed the VIRGO data. As expected, the noise level is more important than in the GOLF case and no clear structure is directly visible in the Periodogram Spectrum (PS). However, when we establish a threshold in the data we obtain a peak in the PS similar to the one found in GOLF (S6). This could be a first indication that another instrument also sees the same type of pattern.

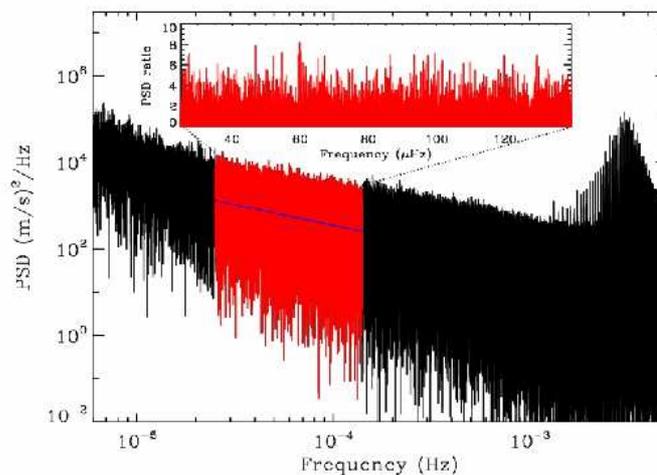


Fig. S1. GOLF PSD and zoom of the selected region, between 25 and 140 μHz , after removing the background. The power excess centered at 3 mHz is due to the acoustic modes. Below 1 mHz the velocity power spectrum increases as a consequence of the convective motions in the solar surface: the granulation and the supergranulation. The effect of the active regions crossing the visible solar disk is important at much lower frequencies (below 1 μHz). The red points belong to the region between 25 and 140 μHz , which is studied in the present work. The blue line is the fitted first order polynomial (in a log-log scale). The zoom of the region shows the resultant flattened spectrum (in a linear scale).

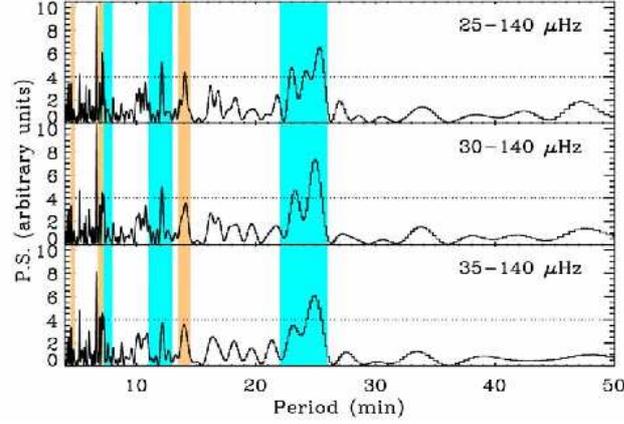


Fig. S2. PS computed using three different regions of the GOLF PSD. From top to bottom the regions of the PSD considered for the computation of the PS are: 25 to 140, 30 to 140 and 35 to 140 μHz respectively. The cyan shaded regions are those where the ΔP_1 structure and its first and second harmonics are expected according to current solar models. The orange ones are those corresponding to the ΔP_2 for the central component ($m = 0$) of the $\ell = 2$ multiplets, which are not affected by the solar rotation, and their first two harmonics. The PS is similar in the three cases with the main features visible but smoother and smoother as the resolution decreases (consequence of reducing the length of the PSD range considered). It is also important to notice that all the peaks above $4\text{-}\sigma$ (horizontal dotted line) in all the PS are in the regions where they could be interpreted as the consequences of the ΔP_1 or ΔP_2 and their harmonics (see section S6).

S2.-Modeling the PSD

To better understand what could be the signature of gravity modes in the PS and to check different scenarios of the physics and dynamics inside the solar core, we have built a model of the gravity-mode power spectrum using the known physics. Three different solar structure models have been used: the seismic model (S7), the standard model S (S8) and the Nice model (S9). The gravity-mode frequencies have been computed with two different oscillation codes. Simulated Fourier transforms of the modes $\ell = 1, 2$ and 3 are constructed in frequency, and the independent variable is changed into period (see top two panels of Fig. S3). Then we have applied the same analysis as the one developed for the GOLF data (see bottom two panels of Fig. S3). Figures S4a, S4b, and S4c show the resultant PS for each separated mode degree ($\ell = 1, 2$ and 3), as well as the one (Fig. S4d) containing all the modes together ($\ell \leq 3$).

Different laws have been used for the mode amplitudes: from the easiest case of constant amplitude for each mode degree to more realistic amplitudes following the latest theoretical predictions (S10, S11, S12). We have also used different scenarios for the dynamics inside the solar core. Thus, various solar core rotation rates ($\Omega_c = 0.5, 1, 2, 3, 5$ and $10 \Omega_{\text{rad}}$, where Ω_c is the core rotation rate and Ω_{rad} is the rotation rate of the rest of the radiative region), with a constant

profile below different solar radius ($R_c = 0.2, 0.15$ and $0.1R_\odot$, where R_c is the external limit of the solar core) and with different rotation axes inclination ($\alpha = 90^\circ, 60^\circ, 50^\circ$, where α is the angle between the solar rotation axis and the line-of-sight) are used. Finally, noise can be added at any given S/N ratio following a χ^2 with 2 d.o.f statistical distribution.

The simulation of the modes, whose amplitudes would change with frequency, produces two changes in the morphology of the main peak in the PS. First, the position of the maximum shifts to smaller periods (~ 22.5 minutes) because the higher amplitude modes, in the Fourier domain, are those with smaller separations. Second, the features in the structure of the main peak and the harmonics are simpler. Concerning the effect of the rotation rate, a small increase (a factor 2) slightly changes the width of the main peak since the resolution is not high enough in the PS to see the signature of each m component independently. For higher core rotation rates, and depending on the simulated depth in the core, the ΔP_1 peak can be divided in two.

In the rest of this work we have only simulated the $\ell = 1$ modes with a constant amplitude (unless another indication is given). The constant amplitude is a good approximation because in the region between 25 and 140 μHz , the theoretical surface-velocity amplitude predictions of the $\ell = 1$ are roughly constant (see Fig.1 of (17)).

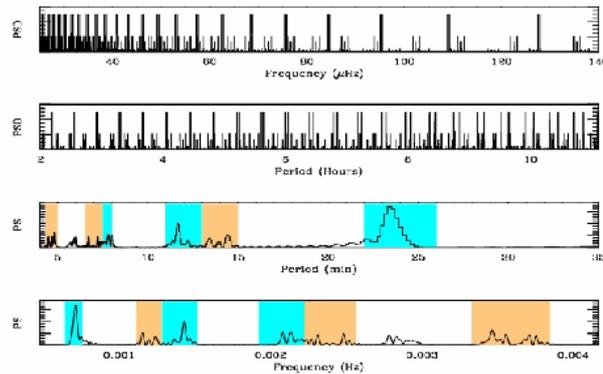


Fig. S3. Simulated g-mode PSD and associated PS both expressed in frequency and period. From top to bottom we have illustrated respectively the simulated PSD in frequency and in period and the resultant PS in period and also in frequency. The simulation corresponds to the $\ell = 1, 2$ and 3 seismic g-mode frequencies, with a rigid core rotation, a constant amplitude for the modes of the same degree and with the same observed GOLF p-mode visibility. The cyan shaded regions help in the identification of the ΔP_1 region and its first two harmonics. The orange shaded regions are the same but for the ΔP_2 structure (of the full mode, not only the $m = 0$ components). The PS expressed in frequency helps in identifying the different structures because it expands the spectrum at low periods. However due to the high complexity of the PS below the ΔP_1 structure we have preferred to concentrate our analysis on the PS above ~ 20 minutes. The identification and the interpretation of the features in that region are easier than in the rest of the

PS. The beating between the different degree modes also produces peaks in the PS (see the structure around 6 minutes or 0.003 Hz).

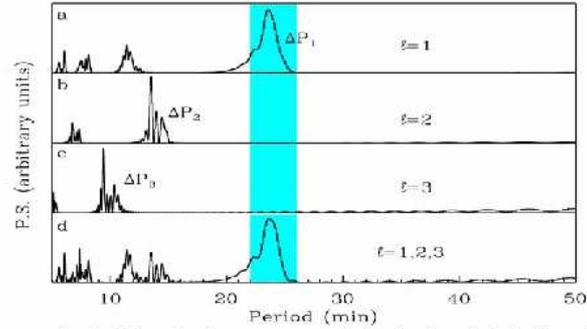


Fig. S4. Power spectrum (PS) of simulated power spectral density (PSD) including theoretical g modes between 25 and 140 μHz (seismic model with a rigid rotation rate). (a), (b) and (c) show, respectively, the resulting power spectra (arbitrary units, not normalized to the same value) of the PSD for $\ell = 1, 2$ and 3 , as described in the text. (d) shows the PS of the PSD containing all the modes together ($\ell \leq 3$). These figures highlight the periodic behavior of the g modes in the PSD. The set of modes corresponding to each angular degree gives rise to a peak on the PS and a sequence of harmonics. For the $\ell = 1$ modes (a) the main peak in the PS is centered at $\Delta P_1 \sim 23.5$ minutes with an asymmetric shape because of the decreasing separation of the modes at lower periods (see Fig. 2). The behavior of the $\ell = 2$ and 3 modes (b and c) can be explained in the same way. Note that in (d), only the ΔP_1 can be easily discerned. The others, ΔP_2 and ΔP_3 , cannot be interpreted easily as they are mixed with the harmonics of the $\ell = 1$. Moreover, the relative amplitudes of the $\ell = 3$ modes are so small in the GOLF data that they cannot be seen in the composite picture.

S3.-Effects of reducing the size of the analyzed PSD region

To verify that the assumption on the nature of the prominent structure around 24 minutes is due to the presence of asymptotic solar g modes in the GOLF PSD, a further test has been performed. The underlying idea is to check the changes in the prominent PS structure (position and width) as the spectral region, in which asymptotic behavior is expected, is progressively reduced. By a systematic reduction of the analyzed region in the PSD while maintaining the high-frequency limit at 140 μHz , fewer and fewer asymptotic modes are used. Then the maximum of the peak should move to lower periods in the PS (Fig. S5). As a consequence of the reduction of the region size, the resolution of the PS is degraded when shorter regions are considered and the ΔP_1 structure, between 22-26 minutes, becomes broader and broader. The maximum of ΔP_1 structure in the simulation (Fig. 5 left) shifts towards smaller periods as it is expected from the non-asymptotical behavior of the peaks at higher frequencies (see also Fig. 2). When the same analysis was applied to the GOLF data, we found a similar behavior (see Fig. S5 right). Comparing the maximum of the peak-structure in the PS of the model with the one of the GOLF data for the other regions we can observe that the theoretical ones are shifted to smaller

periods. That is a consequence of the model itself and using the other two solar structure models (the solar model S and the Nice solar model) the position of the ΔP_1 structure can change slightly. Finally, using a model with a rigid core-rotation law, the structure between 22 and 26 minutes in the region 30-140 μHz has only one peak instead of the two shown in the top panel of Fig. S5 (left). Therefore, it would foster the idea of a solar inner core rotating faster than the rest of the radiative zone (see section S5). The conclusion of this analysis is that the periodicity found in the GOLF PSD seems to follow the theoretical properties of gravity modes.

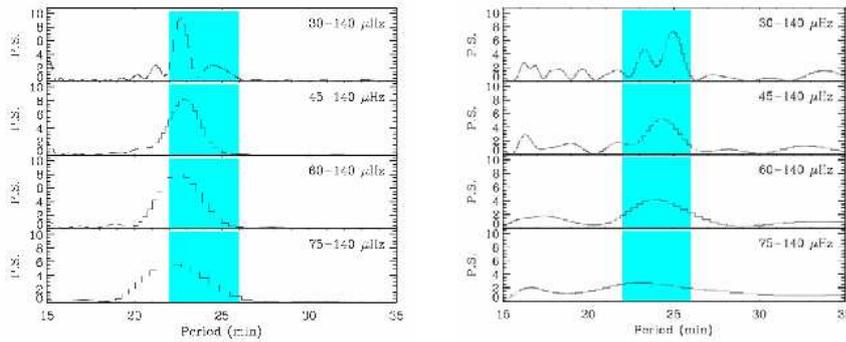


Fig. S5. Effects observed on the PS due to a systematic reduction of the analyzed region on a simulated PSD (left) and GOLF (right). The simulation corresponds to the seismic frequencies and a constant solar core-rotation law 5 times faster than the rest of the radiative zone at $r/R_{\odot} \sim 0.10$, a set of seismic g modes has been generated in the spectral range 30 to 140 μHz . From top to bottom, the lower limit changes: 30 -, 45 -, 60 - and 75 - 140 μHz respectively. The maximum of the ΔP_1 peak shifts to lower periods as the PSD region is reduced. This can be explained in terms of the increasing weight of non-asymptotic g modes (higher frequency) as compared with the asymptotic ones (at lower frequency) when different spectral regions are considered (see also Fig. 2). The GOLF data behave like the simulation with the suspected ΔP_1 peak-structure shifting to lower periods as we consider smaller regions, thus less asymptotic modes are used. The S/N ratio of the smallest region is too small and the ΔP_1 peak cannot be identified.

S4.-Monte Carlo simulations

To compute the confidence levels we have to proceed numerically. This is because the points in the PS are not fully independent and their degree of correlation cannot be analytically estimated. Part of this correlation comes from the gaps in the original GOLF velocity time series (6% of zeroes). The other problem is that the PSD expressed in period is not regularly spaced and this also correlates the resultant PS. It is also important to notice that the 10-time over sampled sine wave fitting introduces a correlation that has been fully taken into account.

To calculate the significance levels on the PS numerically we have performed a Monte Carlo simulation by reproducing the same analysis procedure several times but generating a new random-noise distribution at every realization. We have verified that the points in the normalized GOLF PSD follow a χ^2 with 2 d.o.f. distribution. Thus, by simulating different random

realizations of the PSD with the same statistical distribution, we can check the number of pure-noise realizations that produces a similar result to the one obtained using the GOLF data. A high number of realizations ensures a small uncertainty on the final confidence level. In this work we have used $N=6 \cdot 10^5$ realizations, which give an uncertainty of less than 0.13 %.

A validation of the above noise simulations has been done in the framework of the PHOEBUS group (paper in preparation). Instead of using the random noise generator we took the GOLF time series but scrambling around all the data points, being sure not to use the same randomization twice. This procedure removes any sinusoidal-like signal, such as the p or g modes, while preserving the same characteristics of any almost random velocity field (like the convective motions) present in the original data. This method is much more time-consuming because we have to change the position of 3.8 million points while maintaining the same observational window function (the observational gaps) and only 10^4 realizations were performed. These results compared to the Monte Carlo of purely random noise realizations are similar within the error bars. As a consequence, the quasi-random convective motions could hardly be considered as the origin of the prominent structure in the GOLF PS (see section S8).

We have used three conditions to identify a given realization as a valid result (i.e. similar to the result observed in the GOLF data) providing the presence of a relevant structure between 22 and 26 minutes. The conditions that should be satisfied simultaneously are the following: a) maximum power of the structure above $6.5\text{-}\sigma$ level; b) an amount of average power under the considered structure above 2.95 times the average power of the rest of the PS; c) a degree of correlation above 20% between the reconstructed waves (from the selected structure) and those issued from our reference model (the one used in Fig.6). Thus, we obtain a likelihood of 99.85% that the observed pattern is not due to pure noise. In parallel to this work, we have also computed in the framework of the PHOEBUS group (paper in preparation) the likelihood ("estimated probability") to find this kind of pattern anywhere in the PS between 5 and 50 minutes (not limited to the region 22-26 minutes). In this case, the likelihood is still of 99.75%, upper than the classical $3\text{-}\sigma$ confidence level of a normal distribution.

S5.-The signal reconstruction

To reconstruct the waves in the PSD corresponding to a structure (delimited by the periods a and b) in the PS and its first harmonic, we use the following expression:

$$\sum_{i \in [a, b]} A_i \sin\left(\frac{2\pi t}{P_i} + \phi_i\right) + \sum_{i \in \left[\frac{a}{2}, \frac{b}{2}\right]} A_i \sin\left(\frac{2\pi t}{P_i} + \phi_i\right), \quad (1)$$

where t is the time and A , P and Φ are respectively the amplitude, the period the phase of the fitted waves in the PSD.

In the reconstruction of the waves we can consider only the modes $\ell = 1$ in the simulations or the modes $\ell = 1$ and 2 (using, for example, the same relative visibilities as the one observed in the p modes). Indeed, as we do not only use the structure between 22 and 26 minutes but also its first harmonic, the latter can be modified by the presence of the modes $\ell = 2$ that are not that far in the PS (see Fig. S3 and Fig. S4). The level of correlation found, comparing the reconstruction

of the waves issued from GOLF (ΔP_1 and its first harmonic) and those issued from the simulations computed with $\ell = 1$ and 2 modes, is increased by ~ 10 to 12% depending on the rotation rates considered (see Figs. S6 and S7). These results support, once more, the interpretation that the periodic signal found in the PS is due to the presence of gravity modes.

The reconstruction of the waves corresponding to the ΔP_1 region is a powerful diagnosis of the dynamics of the solar core. Fig. S8 shows the reconstruction of the waves in the ΔP_1 -like structure and its first harmonic corresponding to one of the noise realizations of the Monte Carlo simulation, that is, with data containing only random noise. The reconstructed waves (in magenta) do not follow the expected position of the modes in the PSD. At low periods (below 5 hours), where the splittings are small compared to the resolution in period, the waves should match the positions of the modes very well (Fig. S7), they are shifted by nearly half of the distance between two consecutive modes. The correlation with the model is, in this case, less than 1%.

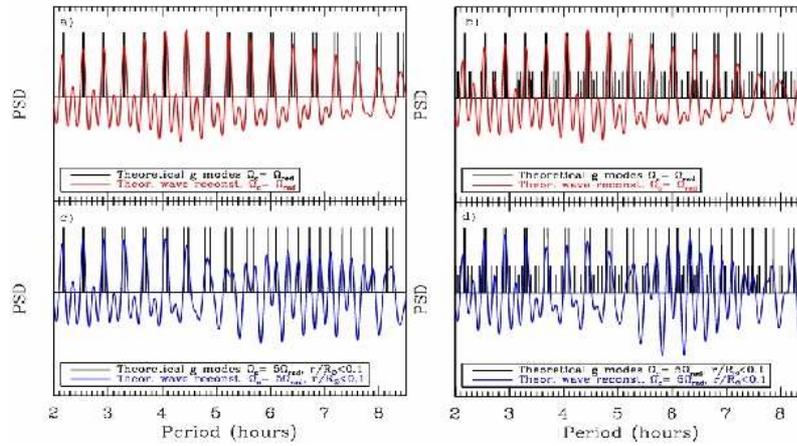


Fig. S6. Reconstructed waves from simulated PSD compared to the original model in the PSD. Models (black lines) are computed with the seismic g-mode frequencies with only $\ell = 1$ modes in the left panels and with modes $\ell = 1$ and 2 in the right panels. Two core rotation laws have been simulated, a rigid core rotation and a core rotating constantly 5 times faster than the rest of the radiative region at $r/R_\odot < 0.1$. The reconstructed waves (between 22-26 minutes and the first harmonic in the PS) reproduce in both cases the main features of the simulated PSD (red lines for the simulation with a rigid core and blue lines for the one with $\Omega_c = 5 \Omega_{\text{rad}}$).

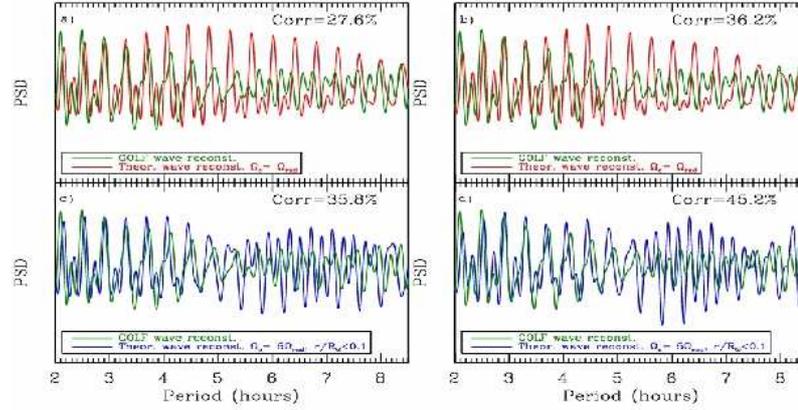


Fig. S7. Reconstructed waves from real GOLF data compared to the simulated ones used in Fig. S6. (a) and (b) show the reconstructed waves for a given model of the PSD with a rigid-body rotation using respectively degree modes $\ell = 1$ and degree modes, $\ell = 1$ and 2. (c) and (d) show the same reconstructed waves as (a) and (b) but for a higher rotation rate in the core. (b) and (d) have systematically higher correlation with GOLF (green lines) than the reconstruction of a model using only $\ell = 1$ modes (a and c panels). On the other hand, independently of the reconstruction method used, the correlation increases for higher rotation rates in the core (c and d panels), with maxima for constant rotation profiles in the core 3 to 5 times faster than the rest of the radiative zone at $r/R_{\odot} < 0.1$ to 0.15. These are only qualitative results showing a trend of a higher rotation inside the solar core.

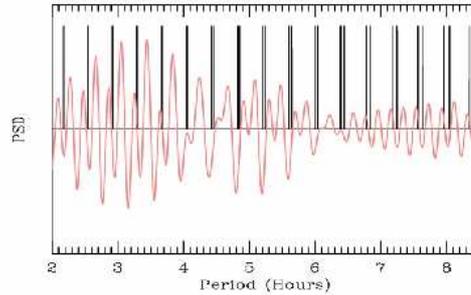


Fig. S8. Reconstructed waves of a random noise realization in the Monte Carlo simulation, compared to the model of the seismic g-mode frequencies using a rigid core rotation. The position of the seismic g-mode frequencies is indicated in black. The magenta curve corresponds to the reconstructed waves using the ΔP_1 structure in the PS between 22 and 26 minutes and its first harmonic. The position of the maxima of the waves are shifted compared to the positions of

the theoretical $\ell = 1$ modes. The correlation of these reconstructed waves with the model is less than 1%. It is only an example of the typical results found in the Monte Carlo simulation.

S6.-Interpretation of the other highest peaks in the PS

Up to now we have focused our study on the peak structure observed in the PS between 22 and 26 minutes, but other high-amplitude peaks also appear at lower periods in the PS. Looking at the simulated PS (Fig. S3 and S4) we expect to find more complex peak structures distributed at low periods corresponding to the harmonics of the main signal (ΔP_1). Even more, these harmonics can be mixed with the ones corresponding to higher-degree periodicities (ΔP_ℓ with $\ell \geq 2$), which make them difficult to interpret. However, depending on the type of interferences among them (constructive or destructive), the power can happen to be spread around these positions in the PS. We have also checked the sensitive of the harmonics (position, thickness and relative amplitude) to the different physical properties of our model (dynamics of the solar core, solar evolution model used, etc). We found that they are extremely sensitive to the properties of the model leading to possible misinterpretations of the observed peaks.

Apart from the studied structure (between 22 and 26 minutes), the real GOLF PS (Fig. S2 top) shows other 3-peak patterns with power above 4σ (remember that a 3σ distribution has a lower confidence level than in a normal distribution due to the correlation between the points in the PS (see section S1)). No peaks have been found above this 4σ level from 30 minutes up to the cut-off period. As it is clearly seen in Fig S2 (top), the three structures correspond to the regions where we expect to find power coming from the first two harmonics of the ΔP_1 and ΔP_2 . This result is much more constrained than the analysis of the ΔP_1 structure alone and it contributes to support the existence of g-mode signal. Moreover, the Monte Carlo simulation derived in the previous sections based on the study of the ΔP_1 structure alone, is less restrictive and the results represent a lower limit of the real confidence levels. In other words, if we had demanded to the Monte Carlo simulations to count the number of spectra where both significant power were present in the ΔP_1 and ΔP_2 regions and their two first harmonics, we would have found a much smaller number of noise realizations, i.e., a much higher confidence level. Indeed, using our Monte Carlo simulation, we can add a new criterion to our tests. It consists in observing a peak structure above 4σ in the PS in the region where we expect the ΔP_2 structure (13 to 15 minutes) and its first harmonic and having at least a correlation above 20% with the reconstructed theoretical models (with the GOLF data we found typical correlations above 30% for the observed ΔP_2 structure). As a result, we found that no simulated PSD have all these properties simultaneously among the $N=6 \cdot 10^5$ noise realizations. Therefore, none had the same properties as those observed in the GOLF data. Therefore, it is very unlikely that the periodicities uncovered in the GOLF PSD were the consequence of a pure noise distribution.

S7.-Rotation rate of the core

The functional form of the perturbation in frequency, $\Delta \nu_{n,\ell,m}$, induced by the rotation of the sun, $\Omega(r, \theta)$, is given by (see derivation in (S13)):

$$\Delta v_{n,\ell,m} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{\pi} \int_0^{\pi} K_{n,\ell,m}(r,\theta) \Omega(r,\theta) r dr d\theta + \varepsilon_{n,\ell,m} \quad (2)$$

The perturbation in frequency, $\Delta v_{n,\ell,m}$, with associated observational error $\varepsilon_{n,\ell,m}$, that corresponds to the rotational component of the frequency splittings, is given by the integral of the product of a sensitivity function, or kernel, $K_{n,\ell,m}(r,\theta)$ with the rotation rate, $\Omega(r,\theta)$, over the radius, r , and the co-latitude, θ . The kernels, $K_{n,\ell,m}(r,\theta)$, are known functions of the solar model.

The above equation defines a classical inverse problem for the Sun's rotation. The inversion of this set of integral equations—one for each measured $\Delta v_{n,\ell,m}$ —allows us to infer the rotation rate profile as a function of radius and latitude from a set of observed rotational frequency splittings. A variant of the traditional regularized least-squares inversion technique (*SI4*) has been used to infer the rotation rate of the solar interior down to approximately $r = 0.2 R_{\odot}$, from MDI, GONG, LOWL, BiSON and GOLF data (*SI5*).

The derived solar rotation rate (*SI5*) was applied to equation 2 to calculate the artificial frequency splittings of low-order $\ell = 1$ p modes that are shown in Fig. S9. The lower limit used in the inversion procedure has been fixed to $0.2 R_{\odot}$. Below this limit, a constant velocity was supposed for the solar core, with values ranging from 0.5 to $10 \Omega_{\text{rad}}$. With such a profile, and recalling the simplifications of the theoretical calculation, it is not expected that the rotation rate down to $r/R_{\odot} \sim 0.16$ significantly differs from that calculated for the rest of the radiative zone. Although these low-order $\ell = 1$ p modes do not penetrate the solar core as much as higher-order (and hence higher frequency) modes, they could be measured with higher accuracy constraining better the dynamics of the core. On the other hand, the $\ell = 1$ g modes with frequencies falling within the studied spectral region (25 - 140 μHz), mainly propagate inside the solar core. Therefore, the information about the rotation of the Sun inferred from our analysis is a direct diagnostic of the dynamical conditions inside the inner core.

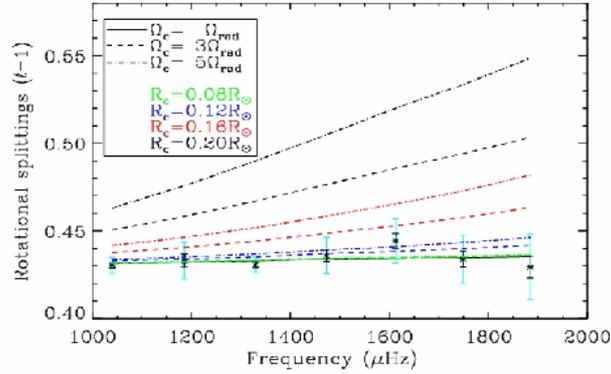


Fig. S9. GOLF $\ell = 1$ sidereal rotational splittings and theoretical p-mode splittings computed using different core-rotation laws as a function of the mode frequencies. The asterisks

correspond to the frequency splittings that were obtained from GOLF data (*S16*), with 1 and 3 sigma error levels represented by the black and cyan vertical bars, respectively. Lines in different colors and styles correspond to artificial frequency splittings that have been calculated assuming different rotation laws for the solar core ($r/R_{\odot} < 0.2$), whereas the rotation rate for the rest of the radiative interior and the convective zone were calculated from helioseismic inversions of combined GOLF-LOWL-GONG-SOI/MDI data.

S8.-Amplitude of the gravity modes

The amplitude of the gravity modes is probably one of the most sought-after parameters among the helioseismic community. Unfortunately, the analysis presented in this paper cannot definitively solve this uncertainty for several reasons, namely:

1.-From the instrumental point of view:

The GOLF instrument has been working on a single-wing configuration since the beginning of the nominal mission (April 1996). This technical problem has three main consequences: a) the impossibility to compute an absolute velocity calibration; b) the intensity pollution of the final time series (*S17*); c) a different sensitivity to the visible solar disk, depending on whether the blue or the red wing of the sodium line is being used, which modifies the relative amplitudes inside a multiplet and between modes of different degree.

The intensity pollution has been estimated at a level of 13% using the p-mode power around 2 mHz (*S17*). The pollution level in the solar background and on the gravity modes is unknown and cannot be derived properly due to the lack of GOLF long time series using the two-wing configuration to have enough resolution in the spectrum at low frequencies. Therefore, it is not possible to directly compare the GOLF data with the theoretical predictions using pure velocity or intensity calculations.

2.-Due to the type of analysis performed:

Our analysis is based on the cumulative effect of several modes (~ 20) that are at the level of noise and that are undetectable individually. However thanks to their asymptotic properties a signal can be found in the PS of the PSD. The amplitude of the peak in the PS is not related to the individual amplitudes of the modes but to the repetition of the pattern. We have to remember that similar analyses have been performed during the first days of helioseismology and in the framework of asteroseismology prior to discovering the modes individually. Even without the detection of such individual modes, some assumptions could be made for the structure of those stars by their global properties: the large and the small differences. The analysis we have proposed here follows an equivalent approach, i.e., finding signatures of the global properties of the g modes and, if they are found, inferring some general properties of the dynamics of the solar core where g modes are particularly sensitive.

S9.- Lifetime of the gravity modes

The lifetime of the g modes (related to the modes linewidth) is another very important property. Historically, g modes have been considered to have very long lifetimes (up to million of years). However, recent 2-D simulations (*S18*) have shown that convective plumes penetrating

into the radiative zone can excite the internal gravity waves stochastically. The lifetimes of such gravity waves are of the order of their periods. Using our model we can study the behavior of simulated one-bin wide gravity modes (equivalent to modes with lifetimes longer than the duration of the observations) or modes with shorter lifetimes (several-bins wide). To be more realistic, we have added noise by multiplying the theoretical PSD by a χ^2 with 2 d.o.f. random distribution.

The resultant PSD (in arbitrary units) and corresponding PS of a $S/N = 30$ simulation with infinite lifetime modes are shown in Fig. S10a and Fig. S10c respectively. The visibility of the ΔP_1 structure is now lower because of the added noise. Instead of having a big peak -- like in the noise-free case (Fig. S4d) -- we have a more complicated structure (the exact distribution of peaks depends on each noise realization). However, a significant ΔP_1 structure is visible (above the limits defined in the Monte Carlo simulations) only when an unrealistic (very high) S/N ratio in the power spectrum is present, much higher than the observed one in the GOLF data (see the zoom in Fig. S1). Therefore, in average, it is not possible to find a proper ΔP_1 -- with a small S/N ratio in the power spectra -- unless the probability of having energy on the modes is transferred into more than one single bin.

One way to obtain wider modes is assuming they have shorter lifetimes. Thus, the power of each mode spreads from a single bin into a Lorentzian profile covering a larger region, while the amplitude of the mode is smaller. Fig. S10b is the resultant power spectrum of the same type of simulation as before (Fig. S10a) but using g modes with finite lifetimes (several months). In this case, the S/N can be significantly reduced ($S/N=5$) while the PS continues to show a detectable ΔP_1 structure (Fig. S10d).

While this analysis tends to favor the hypothesis of g modes having finite lifetimes, the way to decrease the S/N ratio is not a unique solution. We can obtain similar results (the reduction of the S/N ratio to have realistic PSD) by increasing the visible number of multiplet components, which can be the consequence of a different inclination of the core rotation axis (S19). Moreover, a high magnetic field placed in the core or at the base of the convective zone can also increase the number of visible components. Indeed, some theoretical studies (S20) and more recent calculations (S21) have given a complicated picture of the contribution of a deep magnetic field with many components appearing for each mode. To explore all these possibilities and go further in this study, a more statistical approach of these simulations is needed including heavy Monte Carlo simulations covering these different physical mechanisms mentioned here.

profile below different solar radius ($R_c = 0.2, 0.15$ and $0.1R_\odot$, where R_c is the external limit of the solar core) and with different rotation axes inclination ($\alpha = 90^\circ, 60^\circ, 50^\circ$, where α is the angle between the solar rotation axis and the line-of-sight) are used. Finally, noise can be added at any given S/N ratio following a χ^2 with 2 d.o.f statistical distribution.

The simulation of the modes, whose amplitudes would change with frequency, produces two changes in the morphology of the main peak in the PS. First, the position of the maximum shifts to smaller periods (~ 22.5 minutes) because the higher amplitude modes, in the Fourier domain, are those with smaller separations. Second, the features in the structure of the main peak and the harmonics are simpler. Concerning the effect of the rotation rate, a small increase (a factor 2) slightly changes the width of the main peak since the resolution is not high enough in the PS to see the signature of each m component independently. For higher core rotation rates, and depending on the simulated depth in the core, the ΔP_1 peak can be divided in two.

In the rest of this work we have only simulated the $\ell = 1$ modes with a constant amplitude (unless another indication is given). The constant amplitude is a good approximation because in the region between 25 and 140 μHz , the theoretical surface-velocity amplitude predictions of the $\ell = 1$ are roughly constant (see Fig.1 of (17)).

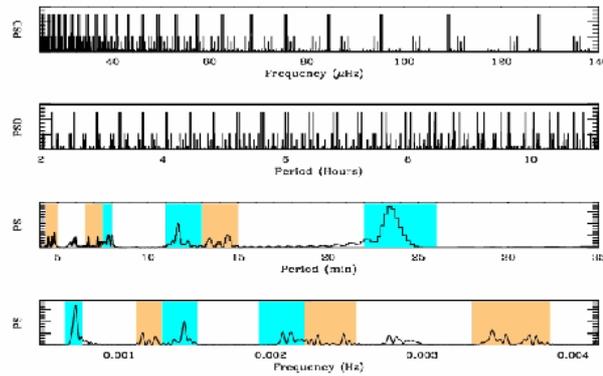


Fig. S3. Simulated g-mode PSD and associated PS both expressed in frequency and period. From top to bottom we have illustrated respectively the simulated PSD in frequency and in period and the resultant PS in period and also in frequency. The simulation corresponds to the $\ell = 1, 2$ and 3 seismic g-mode frequencies, with a rigid core rotation, a constant amplitude for the modes of the same degree and with the same observed GOLF p-mode visibility. The cyan shaded regions help in the identification of the ΔP_1 region and its first two harmonics. The orange shaded regions are the same but for the ΔP_2 structure (of the full mode, not only the $m = 0$ components). The PS expressed in frequency helps in identifying the different structures because it expands the spectrum at low periods. However due to the high complexity of the PS below the ΔP_1 structure we have preferred to concentrate our analysis on the PS above ~ 20 minutes. The identification and the interpretation of the features in that region are easier than in the rest of the

PS. The beating between the different degree modes also produces peaks in the PS (see the structure around 6 minutes or 0.003 Hz).

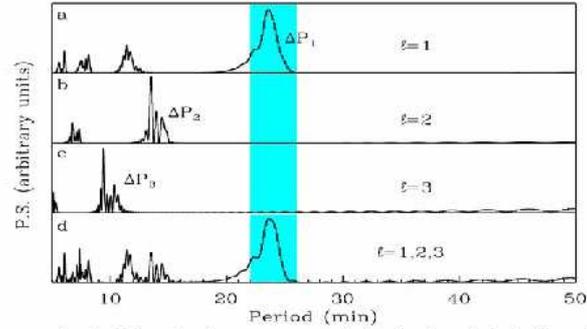


Fig. S4. Power spectrum (PS) of simulated power spectral density (PSD) including theoretical g modes between 25 and 140 μHz (seismic model with a rigid rotation rate). (a), (b) and (c) show, respectively, the resulting power spectra (arbitrary units, not normalized to the same value) of the PSD for $\ell = 1, 2$ and 3 , as described in the text. (d) shows the PS of the PSD containing all the modes together ($\ell \leq 3$). These figures highlight the periodic behavior of the g modes in the PSD. The set of modes corresponding to each angular degree gives rise to a peak on the PS and a sequence of harmonics. For the $\ell = 1$ modes (a) the main peak in the PS is centered at $\Delta P_1 \sim 23.5$ minutes with an asymmetric shape because of the decreasing separation of the modes at lower periods (see Fig. 2). The behavior of the $\ell = 2$ and 3 modes (b and c) can be explained in the same way. Note that in (d), only the ΔP_1 can be easily discerned. The others, ΔP_2 and ΔP_3 , cannot be interpreted easily as they are mixed with the harmonics of the $\ell = 1$. Moreover, the relative amplitudes of the $\ell = 3$ modes are so small in the GOLF data that they cannot be seen in the composite picture.

S3.-Effects of reducing the size of the analyzed PSD region

To verify that the assumption on the nature of the prominent structure around 24 minutes is due to the presence of asymptotic solar g modes in the GOLF PSD, a further test has been performed. The underlying idea is to check the changes in the prominent PS structure (position and width) as the spectral region, in which asymptotic behavior is expected, is progressively reduced. By a systematic reduction of the analyzed region in the PSD while maintaining the high-frequency limit at 140 μHz , fewer and fewer asymptotic modes are used. Then the maximum of the peak should move to lower periods in the PS (Fig. S5). As a consequence of the reduction of the region size, the resolution of the PS is degraded when shorter regions are considered and the ΔP_1 structure, between 22-26 minutes, becomes broader and broader. The maximum of ΔP_1 structure in the simulation (Fig. 5 left) shifts towards smaller periods as it is expected from the non-asymptotical behavior of the peaks at higher frequencies (see also Fig. 2). When the same analysis was applied to the GOLF data, we found a similar behavior (see Fig. S5 right). Comparing the maximum of the peak-structure in the PS of the model with the one of the GOLF data for the other regions we can observe that the theoretical ones are shifted to smaller

PARTIE III : Sonder la dynamique du coeur

C 5

Etude de la rotation interne du Soleil

Actuellement, le profil de rotation solaire est bien contraint depuis la surface solaire jusqu'à l'intérieur radiatif à $0,4R_{\odot}$ (Schou et al. 1998, Howe et al. 2000, Antia et Basu 2000, Thompson et al. 2003, et ses références). La plupart des milliers de modes acoustiques qui ont été détectés jusqu'à présent transportent l'information sur la rotation solaire dans les couches au-dessus de $0,4R_{\odot}$. Les observations héliosismiques ont confirmé qu'il existe une rotation différentielle dans toute la zone convective. En revanche, dans la zone radiative externe ($0,4 < r/ < 0,7R_{\odot}$), il semble y avoir très peu de variation du taux de rotation avec la latitude (Eff-Darwich et al. 2007). La tachocline (voir chapitre 2) qui sépare la zone radiative de la zone convective, est la limite supérieure à partir de laquelle la rotation atteint un taux presque constant (rotation quasi-rigide) d'environ 430 nHz dans la zone radiative.

Pour étudier le profil de rotation des couches plus profondes (au-dessous de $0,3 R_{\odot}$) et donc à l'intérieur du coeur solaire, seuls quelques dizaines de modes p - les modes de degré bas ($\ell < 3$) - et les modes de gravité qui sondent cette région, peuvent être utiles. Cependant, seuls quelques-uns de ces modes p ont été détectés avec précision et seul un candidat mode de gravité a été observé, ne nous permettant pas de définir correctement le profil de rotation solaire à ces profondeurs. En effet, depuis le début de héliosismologie quand les travaux par Claverie et al. (1981) ont mené à la conclusion que le coeur solaire tourne de 2 à 9 fois plus rapidement que le taux de rotation à la surface du Soleil, plusieurs groupes ont publié des évaluations différentes du taux de rotation dans le coeur solaire - en utilisant les modes acoustiques - aboutissant à des résultats contradictoires (Jimenez et al. 1994, Elsworth et al. 1995, Fossat et al. 1995, Chaplin et al. 2001). Il a été montré que modes acoustiques de bas ordre (en-dessous de 2,3 mHz) permette d'établir un profil correct autour de $0,3 R_{\odot}$ (Couvidat et al. 2003a). Concernant la situation des modes de gravité, nous avons vu dans le chapitre 3 qu'un candidat $\ell = 2, n = -3$ a été détecté avec plus de 98% de niveau de confiance. La mesure d'un signal qui pourrait être attribué à la séparation en période des modes de gravité $\ell = 1$ et la comparaison avec des modèles solaires semble favoriser un taux de rotation moyen dans le coeur solaire plus élevé que le reste de la zone radiative (García et al. 2007b) (voir chapitre 4).

Dans ce chapitre, je vais utiliser le code d'inversion développé par Eff-Darwich et Pérez Hernández (1997) pour comprendre l'impact de différents types de modes sur l'extraction du profil de rotation du Soleil. En utilisant dans un premier temps des données artificielles, nous allons voir l'effet des modes acoustiques de bas degré et d'ordre élevé sur le profil de rotation autour de $0,25 R_{\odot}$. Puis, nous allons voir comment l'introduction d'un et plusieurs modes de gravité peut améliorer notre connaissance de la rotation du coeur solaire. Nous nous interrogerons, en particulier, sur les barres d'erreur nécessaires afin d'obtenir une information significative sur le taux de rotation dans la partie centrale du Soleil. Enfin, nous allons inverser des données réelles avec les modes acoustiques et avec le candidat mode de gravité.

5.1 Code d'inversion : principe et méthodologie

5.1.1 Méthodologie des inversions

Nous avons déjà vu, dans le chapitre 3, les conséquences de la rotation sur les modes : une levée de dégénérescence et l'existence de plusieurs composantes pour un mode de degré donné

($\ell > 0$) qui sont séparés par le *splitting rotationnel*. Ces *splittings* se calculent à partir du profil de rotation d'après la dérivation de Hansen et al. (1977) :

$$\Delta v_{n\ell m} = \frac{1}{2\pi} \int_0^R \int_0^\pi K_{n\ell m}(r, \theta) \Omega(r, \theta) dr d\theta + \epsilon_{n\ell m} \quad (5.1)$$

où $K_{n\ell m}(r, \theta)$ est le kernel rotationnel, $\epsilon_{n\ell m}$ est l'erreur sur le *splitting*.

Par ailleurs, il faut noter que les *splittings* mesurés sur les données de GOLF sont dits synodiques car ils tiennent compte de l'orbite du satellite autour du Soleil. En supposant que cette orbite est circulaire de période 365 jours, les *splittings* sidéraux, correspondant au référentiel héliocentrique sont obtenus en ajoutant 31,7 nHz ($1/T$ avec $T=365$ jours) aux *splittings* synodiques.

Le calcul des *splittings* pour un profil de rotation spécifique s'appelle un "problème direct". Le calcul du profil de rotation à partir des *splittings* est appelé "problème inverse". Soit M le nombre de *splittings* disponibles. La résolution de ces M intégrales correspondant à ces *splittings* permet d'obtenir un profil de rotation en fonction du rayon et de la latitude. Plusieurs méthodes ont été développées pour résoudre ces équations (par exemple MOLA, RLS). Le code d'inversion utilisé dans ce chapitre a été développé par Eff-Darwich et Pérez Hernández (1997). Ce code se base sur la méthode de régularisation des moindres carrés (RLS¹). Elle consiste à calculer des "kernels de résolution" à partir des données en faisant une combinaison linéaire des kernels rotationnels de chaque mode présent dans l'ensemble des données de *splittings*. Quant à la méthode MOLA², elle calcule les kernels de résolution avant de faire la procédure d'inversion. Dans la méthode RLS, une fonction de régularisation comporte un poids différent selon la grille de points utilisée. Pour résumer, dans la méthode RLS, les kernels de résolution ne sont pas un but mais un moyen.

Lors de ces calculs, plusieurs itérations sont effectuées afin d'obtenir le meilleur ajustement des données tout en ayant le plus faible erreur sur les inversions. On parle d'itération mais on devrait dire réalisation. Il ne s'agit pas d'une méthode itérative dans le sens que nous ne partons pas du résultat précédent du profil mais des valeurs de certaines variables du code. Plus on fait d'itérations, plus l'ajustement est meilleur, mais plus grande est l'erreur de l'inversion. Il faut donc choisir l'itération qui présente le meilleur compromis entre ces deux paramètres. Dans la suite, nous avons utilisé différentes itérations selon les barres d'erreur des données et selon ce que nous souhaitions tirer des inversions. Dans le cas où les barres d'erreur sont toutes identiques pour les différents *splittings*, nous avons choisi l'itération 10 car le poids de tous les modes étant le même, nous pouvons faire confiance à des itérations plus grandes. Nous parlons d'inversions "idéales". Quand nous voulons étudier l'allure du profil (avec les modes p), nous prenons l'itération 9 où le résultat est plus lissé et simplifie la comparaison de différents données pour un même profil artificiel. Pour étudier le taux de rotation (avec les modes g) dans le cœur, notre choix s'est porté sur l'itération 8.

¹Regularized Least Square

²Multiplicative Optimally Localized Averages Corbard et al. (1998)

5.1.2 Profils artificiels

Plusieurs profils de rotation ont été simulés, permettant de calculer les splittings selon la formule (5.1). On parle de “problèmes directs”. Ces profils artificiels sont représentés sur la Fig. 5.1 pour plusieurs latitudes.

Ils comportent tous la rotation différentielle dans la zone convective et une rotation rigide de $0,7$ à $0,2 R_{\odot}$ égale à 433 nHz. Le profil de référence (appelé *Rigid*) a un taux de rotation constant dans toute la région radiative. Le second profil (*Step*) est en forme de marche d’escalier ayant un taux de 350 nHz dans la région $0,2$ - $0,1 R_{\odot}$ et un taux trois fois plus grand que dans le reste de la zone radiative en-dessous de $0,1 R_{\odot}$. Ce profil est intéressant car bien que peu réaliste, il est utile pour vérifier la qualité de l’inversion. En effet, le code d’inversion a du mal à reproduire des changements brusques de pentes. Par conséquent, ce type de profil permet de caractériser le code d’inversion. Enfin, le dernier profil (*Smooth*) augmente progressivement de 433 nHz à $0,2 R_{\odot}$ jusqu’à 1800 nHz dans le centre.

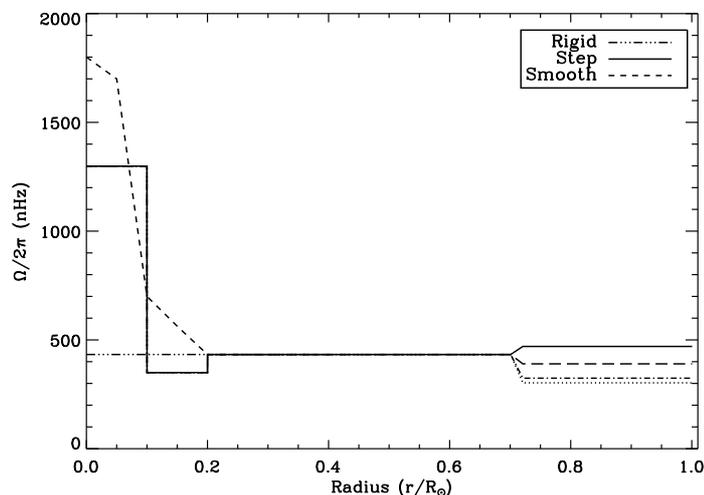


Fig. 5.1 – Profils de rotation artificiels utilisés pour le calcul des données artificielles. Ces profils ont tous une rotation différentielle dans la zone convective et une rotation rigide dans la zone radiative jusqu’à $0,2 R_{\odot}$. Ils sont représentés pour des latitudes de 0° (trait continu), 30° (tirés), 60° (pointillés) et 75° (tirés-pointillés).

5.2 Influence des modes p

Dans cette partie, le but est de voir comment l’ajout de modes p de bas degré et d’ordre élevé influence les profils des inversions. Pour cela, des données provenant de García et al. (2004b) seront utilisées d’une part et qui ont été calculées sur 2034 jours de données GOLF (on parlera des données Gar04). D’autre part, on utilisera des données des modes p de bas degré provenant de l’analyse de 4182 jours de données GOLF (García et al. 2007a), on parlera des données Gar07.

5.2.1 Limitation de la détection des modes p

Pour des modes p de degré donné, le point de retournement interne r_t est lié à la fréquence centrale du mode, $\omega_{\ell,n}$ par la formule :

$$r_t = c_t L / \omega_{\ell,n} \quad (5.2)$$

où $L = \ell + 1/2$, $\omega_{\ell,n}$ est proportionnelle à la fréquence centrale du mode et c_t est la vitesse du son au point r_t . Le point de retournement interne est donc inversement proportionnel à la fréquence. La Fig. 5.2 représente le point de retournement des modes p de bas degré. On peut voir que les modes de bas degrés et de fréquences élevées ont leur point de retournement plus proche du cœur solaire.

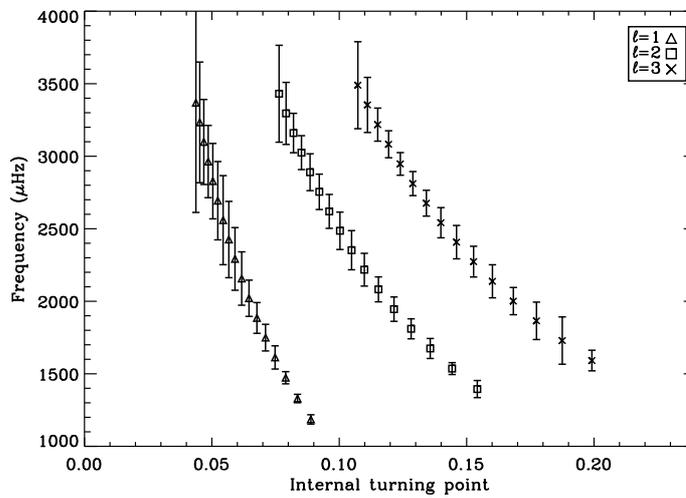


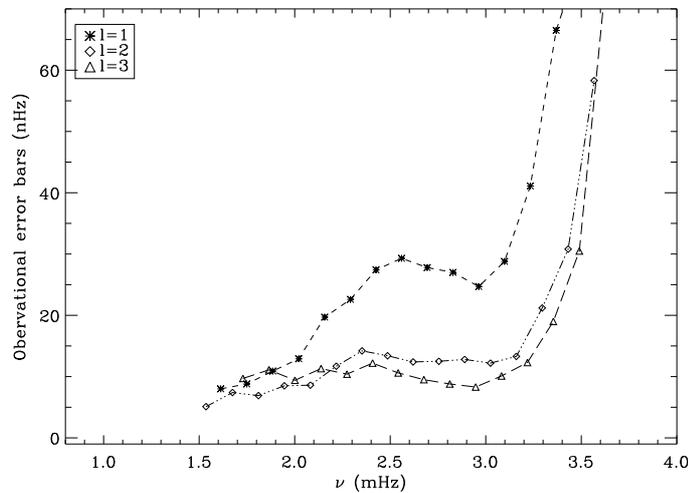
Fig. 5.2 – Points de retournement internes des modes p $\ell=1$ à 3 avec les barres d'erreur des fréquences mesurées multipliées par un facteur 10^4 .

Plus la fréquence du mode est grande, plus le mode pénètre profondément dans le cœur du Soleil. Malheureusement, l'incertitude (la barre d'erreur) du *splitting* rotationnel provenant d'observations du "soleil vu comme une étoile" (plus sensibles aux modes p de bas ordre) est plus grande. En effet, comme la durée de vie de ces modes à haute fréquence est petite, la largeur des pics est plus grande. La Fig. 5.3 montre que pour des fréquences supérieures à 2,2 mHz, les barres d'erreur du *splitting* extrait commencent à croître et au-delà de 3,5 mHz, les composantes m des modes p se superposent, ce qui rend très difficile l'extraction des *splittings* de ces modes (voir chapitre 3). Pour de plus hautes fréquences, les paires successives des modes $\ell=0, 2$ et $\ell=1, 3$ se mélangent et aujourd'hui, il n'est pas possible d'obtenir des *splittings* rotationnels avec assez de précision pour qu'ils soient utiles dans les codes d'inversion.

De plus, il y a plusieurs sources d'erreur dans la procédure d'ajustement des données qui devrait être traitée soigneusement comme par exemple, la proportion de visibilité des différentes

composantes m des modes (Chaplin et al. 2006), ou l'effet du cycle d'activité magnétique sur les composantes sectoriales des modes $\ell \geq 2$ (Chaplin et al. 2003).

En revanche, à basse fréquence - au-dessus de $n = 16$, à environ 2,2 mHz - la durée de vie des modes augmente et par conséquent, la largeur des pics est petite, nous permettant de déterminer leur *splitting* rotationnel avec une très grande précision. Comme nous l'avons vu précédemment, ces modes ont des points de retournement interne à des profondeurs inférieures (r_t plus grand) que ceux des modes de haute fréquence (au-dessus de 0.08 et 0.12 R_\odot pour les modes $\ell = 1$ et 2 respectivement). Bien que ces modes n'apportent pas d'information sur la région en-dessous de $0,1R_\odot$, ils permettent d'améliorer notre connaissance du profil de rotation interne puisqu'ils ont des barres d'erreur plus petites et qu'ils vont contribuer à l'augmentation de la précision des inversions (Eff-Darwich et al. 2007).



F . 5.3 – Barres d'erreur des *splittings* mesurés pour les modes p $\ell = 1, 2$ et 3 . Elles sont représentées en fonction de la fréquence centrale de ces modes.

Aujourd'hui, seuls les modes p de bas degré au-dessus de 1 mHz ont été observés (Bertello et al. 2000, García et al. 2001b, Chaplin et al. 2002, García et al. 2004a). Par conséquent, pour mieux contraindre le profil de rotation solaire en utilisant les modes acoustiques, de nouvelles techniques pour extraire le *splitting* devraient être développées pour les obtenir avec plus de précision à hautes fréquences, c'est-à-dire des barres d'erreur plus petites (voir par exemple García et al. 2004a).

5.2.2 Inversions de données artificielles avec les barres d'erreur de Gar04

Il a été montré que l'apport des modes p de bas degré (pour des fréquences en-dessous d'environ 2,4 mHz) est négligeable concernant le cœur solaire car les barres d'erreur associées aux *splittings* de ces modes est trop grande (voir par exemple Couvidat et al. 2003a). C'est pourquoi

jusqu'à présent les inversions sont réalisées jusqu'à des fréquences autour de 2,3 mHz pour les modes de bas degré ($\ell < 4$).

Tout d'abord, nous avons fait des inversions pour différents profils sans rajouter de bruit aux splittings, avec les modes p ayant tous le même poids (inversions "idéales"). Ces inversions nous permettent d'avoir une idée sur le meilleur résultat qui pourrait être obtenu si tous les modes avaient le même poids. Dans le cas des barres d'erreur réelles, les résultats seront moins bons. Dans un premier temps, on a introduit pour les modes ℓ de 1 à 3, ceux dont les fréquences sont inférieures à 2,3 mHz, puis inférieures à 3,9 mHz (Fig. 5.4). Le profil rigide est parfaitement reconstruit pour les deux cas. Concernant les deux autres profils, on peut constater qu'ils sont mieux reconstruits dans le cas où les fréquences des modes p de bas degré vont jusqu'à 3,9 mHz. En effet, ces modes sondent la région entre 0,1 et 0,2 R_{\odot} , menant à de meilleurs résultats dans cette région que ce soit pour le trou pour le profil en marche d'escalier ou pour le profil lissé. Cela a également une influence sur le taux de rotation dans le cœur qui est élevé quand on utilise plus de modes bas degré et haute fréquence.

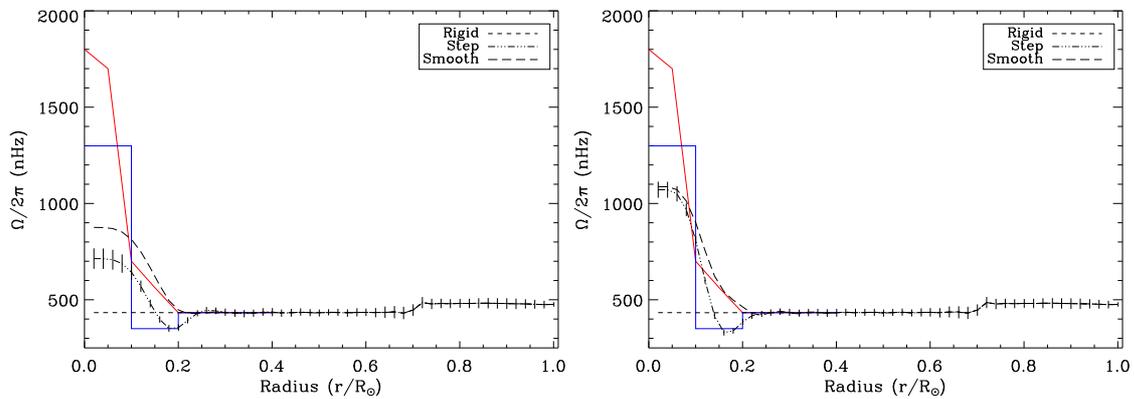


Fig. 5.4 – Résultats des inversions idéales (tous les modes ont une barre d'erreur de 1nHz) ne tenant compte que des modes p, pour les différents profils simulés. Sur la figure de gauche, les modes $\ell \leq 3$ utilisés ont leurs fréquences inférieures à 2,3 mHz alors que pour la figure de droite, elles vont jusqu'à 3,9 mHz.

Nous avons donc fait des inversions en utilisant les données artificielles calculés pour les profils de rotation décrits dans la partie 5.1.2. Les incertitudes observationnelles qui leur sont attribuées viennent de données réelles. Celles des modes $\ell=1-3$ ont été calculés par García et al. (2004a) en utilisant 2034 jours de données de GOLF et MDI. Les barres d'erreur des modes p, $\ell = 4-25$, proviennent de calculs de Korzennik (2005) en utilisant 728 jours de données de MDI. De plus, du bruit a été rajouté à ces *splittings* en faisant un tirage aléatoire à l'intérieur des barres d'erreur pour que les simulations soient plus réalistes. En ne prenant pour les modes de bas degré ($\ell \leq 3$) que ceux dont les fréquences sont inférieures à 2,3 mHz, la Fig. 5.5 montre les différents résultats pour les trois profils décrits dans la partie 5.1.2.

Les modes p introduits sont peu sensibles à la région en-dessous de 0,2 R_{\odot} . Les barres

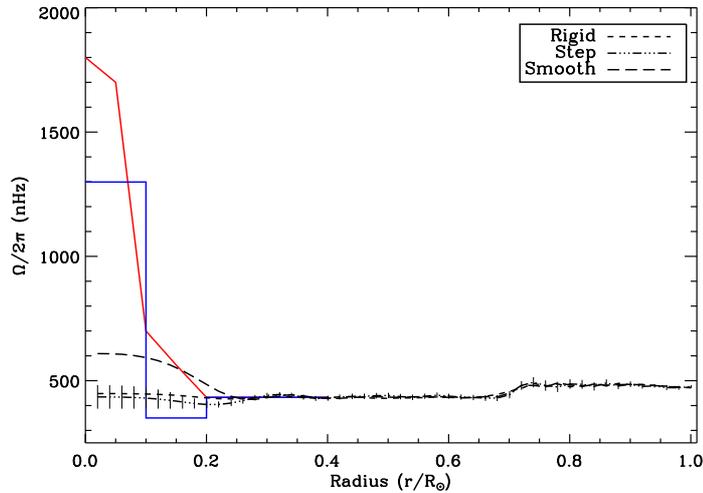


Fig. 5.5 – Inversions avec les modes p ayant les barres d'erreur de Gar04 pour $\ell \leq 3$, seuls les modes ayant $\nu \leq 2,3$ mHz sont introduits et pour $\ell \geq 4$, les modes dont $\nu \leq 3,9$ mHz ont été inclus.

d'erreur des inversions augmentent lorsque l'on se rapproche du cœur. Les profils en marche d'escalier et lissé sont loin d'être reproduits par les inversions. Le taux de rotation dans le cœur n'est pas retrouvé avec les barres d'erreur du code d'inversion. En revanche, pour le profil rigide de référence, le profil obtenu est proche du profil initial dans les barres d'erreur, avec une légère tendance vers un taux croissant dans le cœur. Nous pouvons dire qu'avec cet ensemble de modes, on ne retrouve ni le profil ni une tendance fiable à l'intérieur de la zone radiative. Pour améliorer ce résultat, on peut d'un côté réduire les barres d'erreur des modes p transportant de l'information sur la région en-dessous de $0,2 R_{\odot}$ et/ou introduire des modes g contribuant à contraindre la partie centrale du Soleil en-dessous de $0,1 R_{\odot}$.

5.2.3 Amélioration des barres d'erreur

Dans cette section, nous avons essayé de voir comment les modes p bas degré et ordre élevé peuvent améliorer les résultats des inversions dans la zone en-dessous de $0,25 R_{\odot}$ puisque les modes $\ell=1$ peuvent avoir leur point de retournement autour de $0,1 R_{\odot}$. Pour cela, nous avons pris les mesures de splittings sur 4182 jours de données de GOLF. Comparés aux splittings provenant de l'analyse de 2034 jours de GOLF, nous avons deux fois plus de données et les barres d'erreur peuvent être jusqu'à $\sqrt{2}$ fois plus faibles. Pour les modes de bas ordre ($n < 13$), les barres d'erreur provenant de l'analyse combinée de GOLF et MDI sur 2243 jours donnent cependant de meilleurs résultats car cette combinaison permet d'augmenter le rapport signal-à-bruit. Pour ces modes-là, nous avons gardé les données de García et al. (2004a).

La Fig. 5.6 montre le rapport entre la contribution de la rotation du Soleil du centre jusqu'à $0,2$ (figure de gauche) et $0,25 R_{\odot}$ (figure de droite) et les barres d'erreur des observations faites sur les 4182 jours de données. Les valeurs inférieures à 1 signifient que les barres d'erreur sont

Table 5.1 – Description des données artificielles utilisées pour étudier la sensibilité aux modes p de bas degré et ordre élevé.

Data set	$\ell = 1$ (mHz)	$\ell = 2, 3$ (mHz)	$\ell > 3$ (mHz)
Set 1	$1 \leq \nu \leq 2.3$	$1 \leq \nu \leq 2.3$	$1 \leq \nu \leq 3.9$
Set 2	$1 \leq \nu \leq 2.5$	$1 \leq \nu \leq 3.4$	$1 \leq \nu \leq 3.9$
Set 3	$1 \leq \nu \leq 3.4$	$1 \leq \nu \leq 3.4$	$1 \leq \nu \leq 3.9$

trop grandes pour pouvoir dire que ces modes apportent de l'information sur la région jusqu'à $0,2$ (ou $0,25$) R_{\odot} . Ce calcul avait été fait auparavant par Couvidat et al. (2003a) pour les données disponibles à l'époque (2243 jours de données). Ils en avaient conclu que les modes bas degré de fréquences inférieures à $2,4$ mHz avaient des barres d'erreur trop grandes pour être utilisés dans les inversions. Ils ne tenaient pas compte des modes $\ell = 1$ à 3 et $n > 16$. La figure montre qu'avec les nouvelles données, la fréquence limite peut être poussée jusqu'à $3,4$ mHz. Seuls les modes $\ell = 1$ entre $2,5$ et $3,4$ mHz semblent avoir une sensibilité limite (très proche de 1). Que l'on calcule la contribution de la zone en-dessous de $0,2 R_{\odot}$ ou $0,25 R_{\odot}$, on retrouve la même allure de la courbe qui est tout simplement décalée vers le haut d'un facteur deux. Cela révèle que les splittings transportent une grande part d'information dans la région entre $0,2$ et $0,25 R_{\odot}$. C'est pourquoi, nous avons étudié les inversions de données artificielles en utilisant différents ensembles de modes de bas degré ($\ell < 4$) : le Set 1 correspond à un ensemble où nous incluons uniquement les modes ayant des fréquences inférieures à $2,3$ mHz, dans le Set 2 nous ajoutons les modes $\ell = 1$ allant jusqu'à $2,5$ mHz, les $\ell = 2$ et 3 allant jusqu'à $3,4$ mHz et le Set 3 tient compte des modes $\ell = 1, 2$ et 3 de fréquences inférieures à $3,4$ mHz. Ces ensembles sont résumés dans la Table 5.1.

La Fig. 5.7 montre les résultats des inversions pour les trois ensembles de données du modèle *Step* et *Smooth* dans le cas idéal. Les résultats pour ces deux profils sont similaires. Les différences entre les Set 1, 2 et 3 s'observent en-dessous de $0,3 R_{\odot}$, tout en restant dans les barres d'erreur de l'inversion. La différence est plus grande en-dessous de $0,15 R_{\odot}$ où le taux de rotation est de l'ordre de 700 nHz si seuls les modes $\nu < 2,3$ mHz sont introduits alors que ce taux atteint ~ 970 nHz en ajoutant les modes allant jusqu'à $3,4$ mHz. Nous avons également tracé les kernels de résolution correspondant aux Set 1 et 3 et pour sept profondeurs différentes dans la partie centrale du Soleil (de $0,04$ à $0,26 R_{\odot}$) (voir Fig. 5.8). L'ajout des modes de haut degré permet de gagner quelques pour-cents du rayon solaire dans les couches les plus profondes ($\sim 0,13 R_{\odot}$). Les lobes principaux sont aussi plus fins permettant d'avoir plus de précision dans les calculs d'inversion, bien que la précision des résultats soit encore faible. De plus, comme le lobe principal du kernels de résolution calculé à $0,04 R_{\odot}$ se trouve à $0,1 R_{\odot}$, le profil en-dessous de cette limite ne peut pas être fiable.

En calculant les inversions des données artificielles bruitées et considérées avec leurs barres d'erreur réelles, on obtient la Fig. 5.9. L'ajout des modes de bas degré dans les données de l'inversion améliore légèrement les résultats.

Prenons d'abord le profil *Step*. Dans le cœur, ils sont dans les barres d'erreur. Dans le reste de la zone radiative, on constate que les petites oscillations sont atténuées montrant ainsi l'intérêt

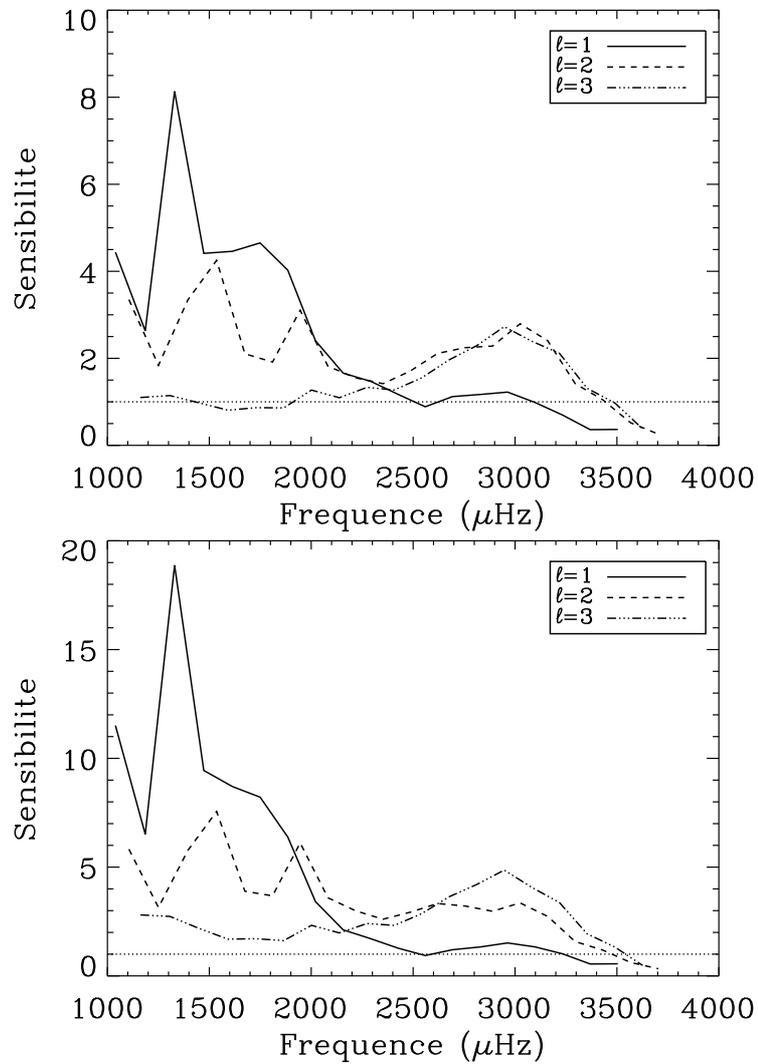


Fig. 5.6 – Sensibilité des splittings des modes p de bas degré à la partie centrale (en-dessous de $0,2 R_{\odot}$ pour la figure du haut et $0,25 R_{\odot}$ pour la figure du bas) du Soleil par rapport aux barres d'erreurs correspondants à Gar07 (4182 jours de données GOLF). Il s'agit du rapport entre la contribution de la partie centrale du Soleil (jusqu'à $0,2$ ou $0,25 R_{\odot}$ selon le cas) dans le splitting et la barre d'erreur sur ce splitting. Ces calculs sont d'après Couvidat et al. 2003.

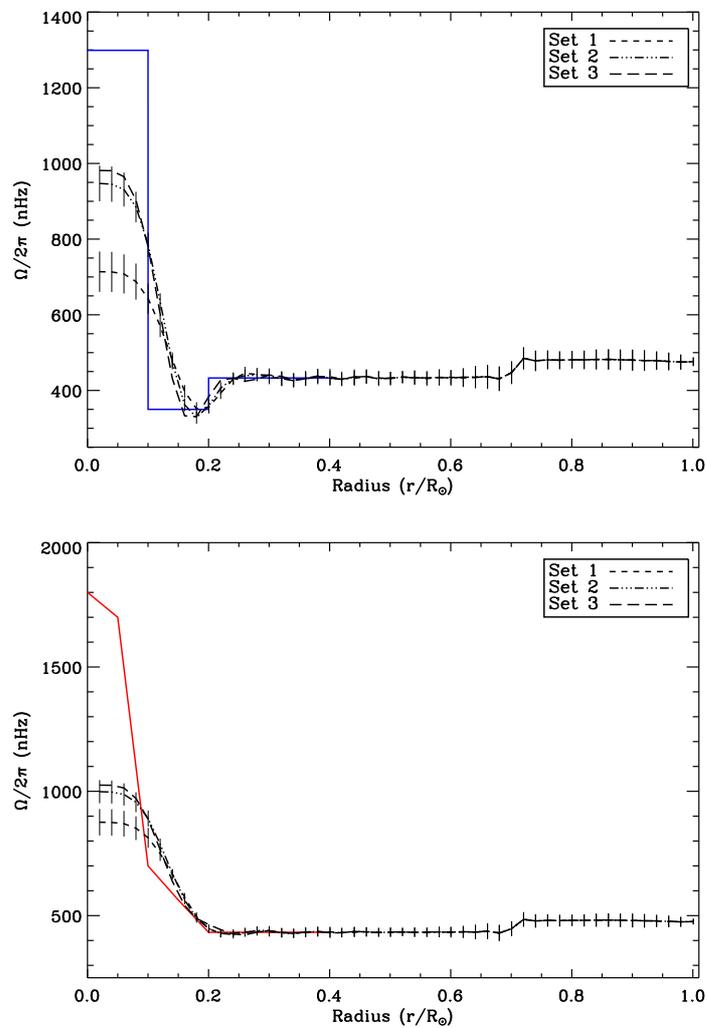


Fig. 5.7 – Inversions idéales (tous les modes ont une barre d'erreur de 1nHz) des données artificielles. La figure du haut est pour le profil “step” et la figure du bas pour le profil “smooth”. La courbe rouge est le profil “Smooth” artificiel et la courbe bleue, le profil “Step” artificiel. Voir la description des Sets dans la Table 5.1. Ces profils sont fiables jusqu’à $\sim 0,1 R_{\odot}$.

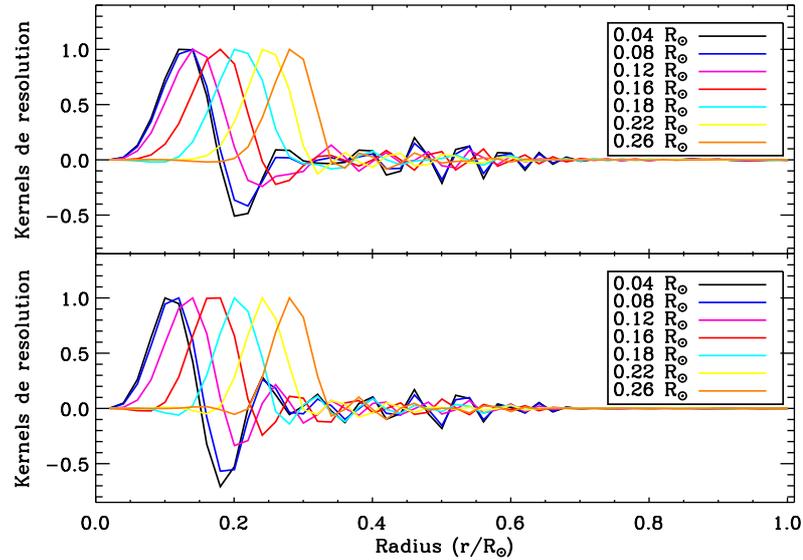


Fig. 5.8 – Kernels de résolution calculés pour les inversions idéales (tous les modes ont une barre d'erreur de 1nHz) en plusieurs points pour deux ensembles de modes p : Set 1 (figure du haut) et Set 3 (figure du bas).

d'inclure les modes du Set 2 ou 3. L'utilisation des Set 2 ou 3 est équivalente à cause du bruit qui combiné à un rapport entre la part de splittings due au cœur et les barres d'erreur proche de 1 pour les $\ell = 1$, rend ces modes peu informatifs. Les kernels de résolution correspondants aux Set 1 et 3 sont représentés sur la Fig. 5.10. Par rapport au cas idéal, le lobe principal des kernels est plus large et sonde des couches moins profondes : $0,2 R_{\odot}$ pour le Set 1 et $\sim 0,16 R_{\odot}$ pour le Set 3. Les inversions sont donc fiables jusqu'à ces profondeurs. La forme des kernels étant très proche, cela explique pourquoi les résultats des inversions sont plus semblables que pour les inversions idéales.

Pour les profil *Smooth*, on peut voir une plus nette amélioration dans le cœur car le code a plus de facilité à reproduire un profil avec de faibles gradients et il a une tendance naturelle à lisser les résultats.

5.2.4 Inversion des données réelles

La Fig. 5.11 montre l'inversion des données réelles provenant de GOLF+MDI pour les $\ell \leq 3$ (pour 2034 jours de données) et de MDI (pour 2088 jours de données) pour les autres modes ($\ell = 4$ à 25), c'est-à-dire des modes de la section 5.2.2. Différentes latitudes sont représentées montrant la rotation différentielle dans la zone convective. Celle-ci est retrouvée grâce à l'ensemble des modes p et en particulier avec les modes $\ell \neq m$. En revanche, comme cela a été dit dans les sections précédentes, cet ensemble de modes est insuffisant pour obtenir une tendance du profil dans le cœur du Soleil.

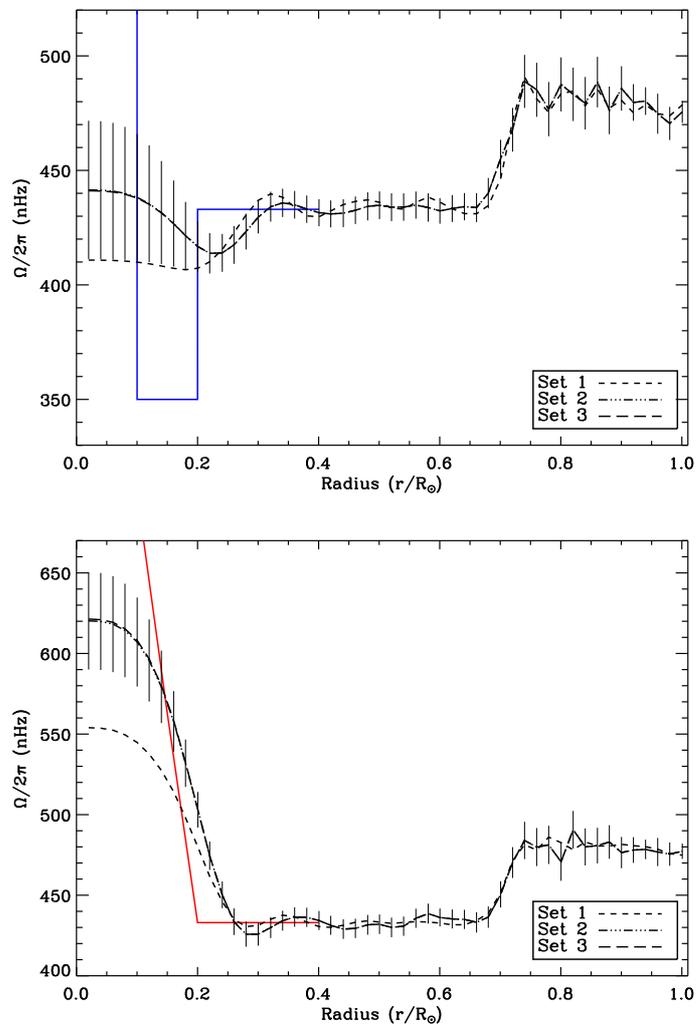


Fig. 5.9 – Inversions des données artificielles avec du bruit et les nouvelles barres d’erreur des modes bas degré ordre élevé provenant de l’analyse des données de 4182 jours de *GOLF* (Gar07). La figure du haut est pour le profil “step” et la figure du bas pour le profil “smooth”. Mêmes légendes que la Fig. 5.7. Ces profils sont fiables jusqu’à $\sim 0,17 R_{\odot}$.

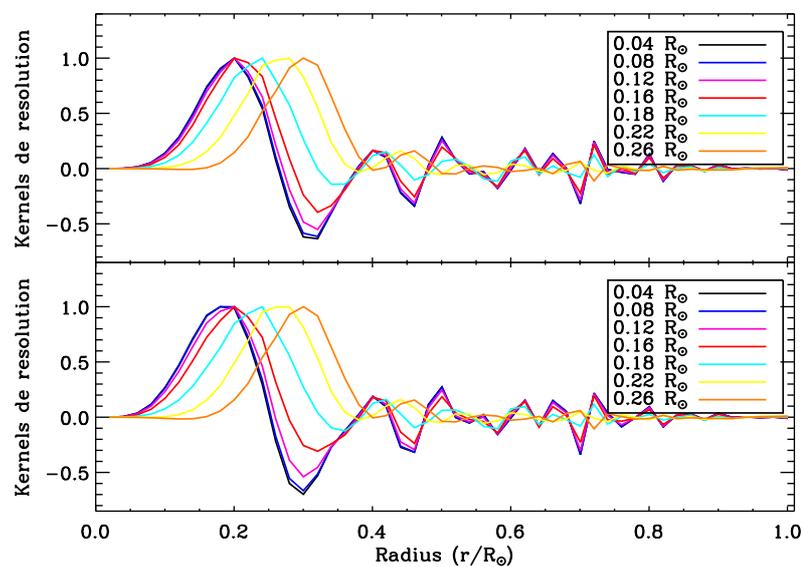


Fig. 5.10 – Kernels de résolution calculés pour les données artificielles, en plusieurs points pour deux ensembles de modes p : Set 1 (figure du haut) et Set 3 (figure du bas).

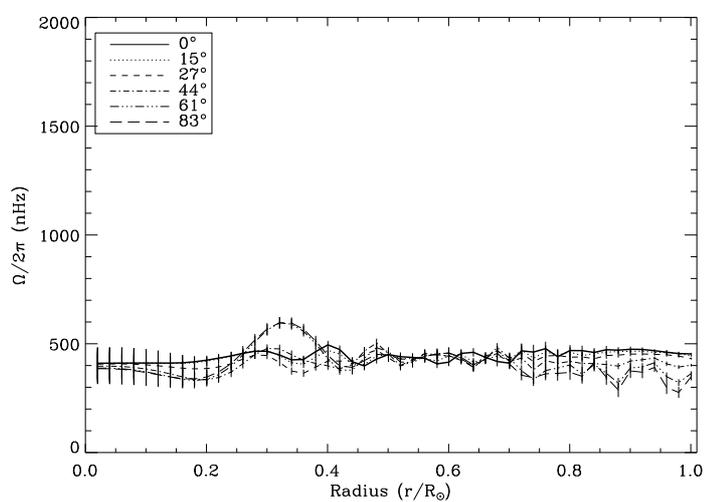


Fig. 5.11 – Inversion des données réelles avec uniquement les modes p et les barres d'erreur de Gar04 à différentes latitudes (voir légende de la figure).

La Fig. 5.12 montre les résultats des inversions réelles (dans le cas équatorial) avec les données provenant de l'analyse des 4182 jours de GOLF pour les modes de bas degré. On obtient des résultats similaires aux inversions des données artificielles bruitées. L'ajout des modes de bas degré et d'ordre élevé a pour effet d'augmenter le taux de rotation dans le cœur par rapport au résultat obtenu sans ces modes, tout en restant dans les barres d'erreur. Cependant, la partie radiative n'est pas stabilisée car il se pourrait que les données réelles contiennent des erreurs et des systématiques qui n'ont pas été prises en compte dans les données artificielles. Les kernels de résolution sont toutefois améliorés en rajoutant les modes de bas degré et ordre élevé, nous incitant à les utiliser.

Enfin, un dernier ensemble de données réelles a été utilisé. Le calcul des splittings dépend du rapport d'amplitude entre les composantes m d'un même mode (Chaplin et al. 2006). En modifiant ce rapport, les valeurs des splittings augmentent légèrement. Le but est de voir comment un biais sur la détermination des *splittings* (dû au mauvais rapport d'amplitude entre les composantes m d'un multiplet) se propage sur les inversions. En augmentant ce rapport d'amplitude de 20% pour les modes $\ell = 2$ et de 10% pour les modes $\ell = 3$ augmente les *splittings* d'environ 10 nHz. Cela donne alors des taux de rotation plus grands dans le cœur (voir figure du bas de 5.12).

5.3 Ajout des modes de gravité

Dans cette partie, nous allons voir comment l'introduction d'un ou plusieurs modes de gravité peut améliorer les profils. La partie précédente révèle que l'amélioration des barres d'erreur des modes p de bas degré et d'ordre élevé permet de mieux contraindre la région autour de $0,2 R_{\odot}$. Par conséquent, nous allons effectuer l'ajout des modes g dans les deux cas correspondant respectivement aux données de Gar04 puis Gar07.

5.3.1 Différents ensembles de modes de gravité

Comme cela a été souligné dans le chapitre 3, un candidat mode g a été détecté avec plus de 98% de niveau de confiance : le mode $\ell = 2, n = -3$ (Turck-Chièze et al. 2004c). Nous allons donc dans un premier temps introduire ce mode de gravité avec plusieurs barres d'erreur partant de 75 nHz en divisant par pas de dix jusqu'à 0,075 nHz, sachant que 7,5 nHz est une valeur typique de barre d'erreur d'un ajustement de mode.

De plus, comme les modes les plus susceptibles d'être détectés dans un futur proche sont les modes de bas degré ($\ell \leq 2$) et de fréquence supérieure à $100 \mu\text{Hz}$, un ensemble de huit modes a été choisi pour les inversions avec plusieurs modes. Nous avons pris des modes g purs : $\ell = 1, n = -2, -3, -4$ et -5 et $\ell = 2, n = -3, -4, -5$ et -6 . Les différences de splittings de ces modes entre les profils *Step* (resp. *Smooth*) et le profil de référence (*Rigid*) sont représentés sur la Fig. 5.13. Elle montre que par rapport au profil rigide, on peut avoir 200 à 300 nHz de différence pour les *splittings* des modes g des deux autres profils simulés. Avec des barres d'erreur inférieures à 75 nHz, il serait déjà possible d'extraire de l'information sur le profil de rotation.

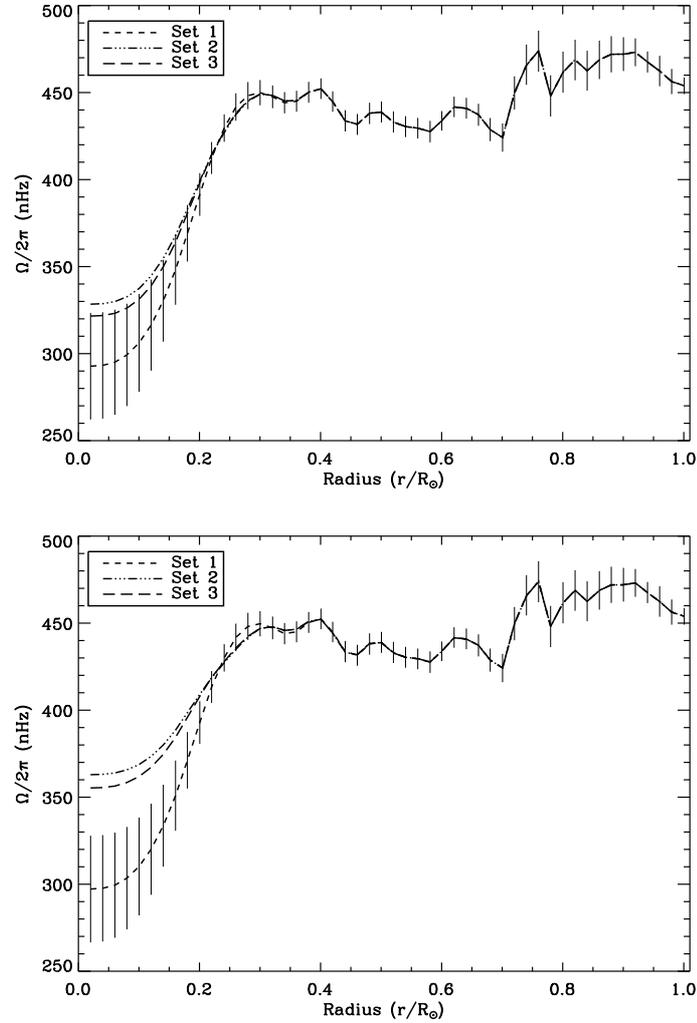


Fig. 5.12 – Inversions des données réelles pour les trois ensembles de modes p définis dans la Table 5.1. Mêmes légendes que la Fig. 5.7. La figure du haut correspond aux barres d'erreur des données de Gar07. La figure du bas correspond aux calculs de splittings en changeant le rapport d'amplitude entre les composantes des modes $\ell = 2$ et 3. Ces profils sont fiables jusqu'à $\sim 0,16 R_{\odot}$.

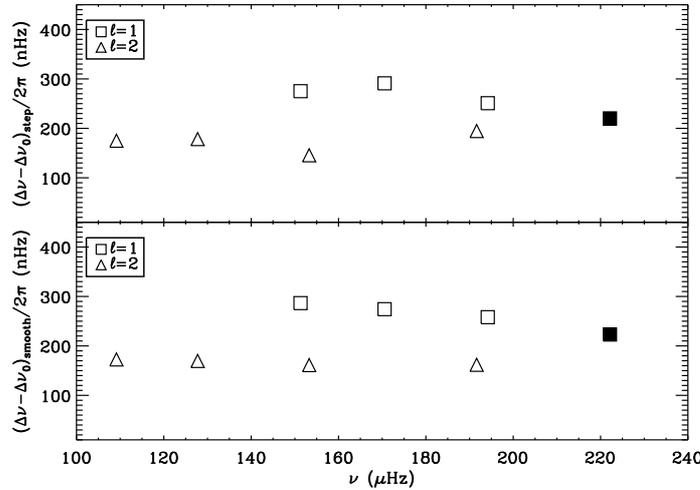


Fig. 5.13 – Différences de splittings des modes g utilisés dans les inversions ($\ell = 1$ et 2) et des splittings du profil de rotation de référence (“rigid”). La figure du haut est pour le profil “step” et la figure du bas pour le profil “smooth”.

5.3.2 Avec les données de Gar04

Dans cette partie, nous utilisons le même ensemble de modes p que dans la partie 5.2.2.

Ajout d’un mode g : le candidat $\ell = 2, n = -3$

On introduit ici, le mode de gravité $\ell = 2, n = -3$ aux données des modes p . Pour une inversion idéale, en prenant les limites de fréquence des modes bas degré à 2,3 (Fig. 5.14, gauche) puis 3,9 mHz (Fig. 5.14, droite), on voit sur la Fig. 5.14 que par rapport à l’inversion idéale n’incluant que les modes p , le taux dans le cœur est plus haut, mais encore loin du taux du profil artificiel. Ceci est dû au fait que le mode de gravité introduit un seul point en-dessous de $0,1 R_{\odot}$. De plus, comme précédemment, le profil est mieux reconstruit dans la région $0,1-0,2 R_{\odot}$ grâce aux modes de bas degré et de haute fréquence (figure du bas).

En ajoutant le candidat mode de gravité et en lui attribuant plusieurs barres d’erreur, aucune information précise n’est obtenue sur les profils. La Fig. 5.15 du haut montre le résultat des inversions pour les différents profils simulés et pour le mode g ayant une barre d’erreur de 75 nHz. Par rapport à l’inversion ne comportant que des modes p , la tendance du profil rigide reconstruit à remonter dans le cœur a pratiquement disparu. D’autre part, les résultats des deux autres profils donnent un taux de rotation un peu plus grand dans la partie centrale : on passe de ~ 600 à ~ 720 nHz pour le profil lisse et de ~ 450 à ~ 530 nHz pour le profil en marche d’escalier. Cependant, les profils ne sont pas reconstruits correctement.

En revanche, en diminuant la barre d’erreur observationnelle du mode g à 7,5 nHz (Fig. 5.15 du bas), les valeurs des taux de rotation dans le cœur sont plus proches des valeurs du profil

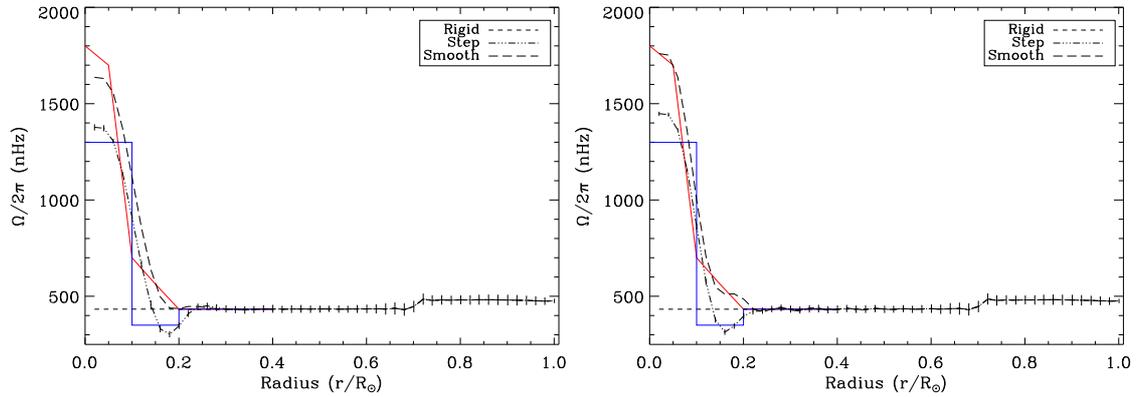


Fig. 5.14 – Résultats des inversions idéales (tous les modes ont une barre d'erreur de 1 nHz) ne tenant compte que des modes p et un mode g , pour les différents profils simulés. Sur la figure de gauche, les modes $\ell \leq 3$ utilisés ont leurs fréquences inférieures à 2,3 mHz alors que pour la figure de droite, elles vont jusqu'à 3,9 mHz.

simulé bien qu'en dehors des barres d'erreur de l'inversion qui sont plus petites que pour le cas où nous utilisons 75 nHz. Cependant, en diminuant les barres d'erreur du mode g en-dessous de 7,5 nHz, les profils reconstruits restent inchangés. Seuls les barres d'erreur de l'inversion décroissent. Concernant les profils lisse et en marche d'escalier aucune des inversions ne reproduit le profil dans la région $0,1-0,2 R_{\odot}$.

Les kernels de résolution de la Fig. 5.16 montrent la position des lobes principaux calculés en plusieurs points. En fonction de la barre d'erreur, 75 nHz (figure du haut) ou 7,5 nHz (figure du bas), on peut avoir une sensibilité à différents rayons. Pour une barre d'erreur de 75 nHz, le pic principal le plus bas en rayon se trouve autour de $0,17 R_{\odot}$ alors que pour 7,5 nHz, les kernels calculés pour des rayons en-dessous de $0,12 R_{\odot}$, ont leurs lobes principaux autour de $0,06 R_{\odot}$. Le poids du mode g devient suffisant pour avoir de l'information sur le taux de rotation en-dessous de $0,1 R_{\odot}$. Les résultats des inversions où le mode g a une barre d'erreur de 75 nHz ne sont informatifs que jusqu'à $\sim 0,17 R_{\odot}$ tandis que dans le cas où la barre d'erreur vaut 7,5 nHz, il est possible d'avoir de l'information jusqu'à $\sim 0,06 R_{\odot}$.

Nous avons aussi utilisé une autre réalisation de bruit sur le mode g du profil *Step*. La Fig. 5.17 montre que le taux de rotation dans le cœur est plus bas par rapport à la Fig. 5.15. Le bruit influence donc les résultats sur le taux de rotation du cœur.

Ajout de plusieurs modes g

Dans cette partie, nous avons choisi d'introduire les huit modes g mentionnés dans la partie 5.3.1.

La Fig. 5.18 représente les résultats d'inversions idéales pour les différents profils avec les huit modes g . Par rapport au cas ne tenant compte que d'un mode g , le plateau en dessous de $0,1 R_{\odot}$ est reconstruit et le trou dans la zone $0,1-0,2 R_{\odot}$ commence à être vu. En revanche il existe

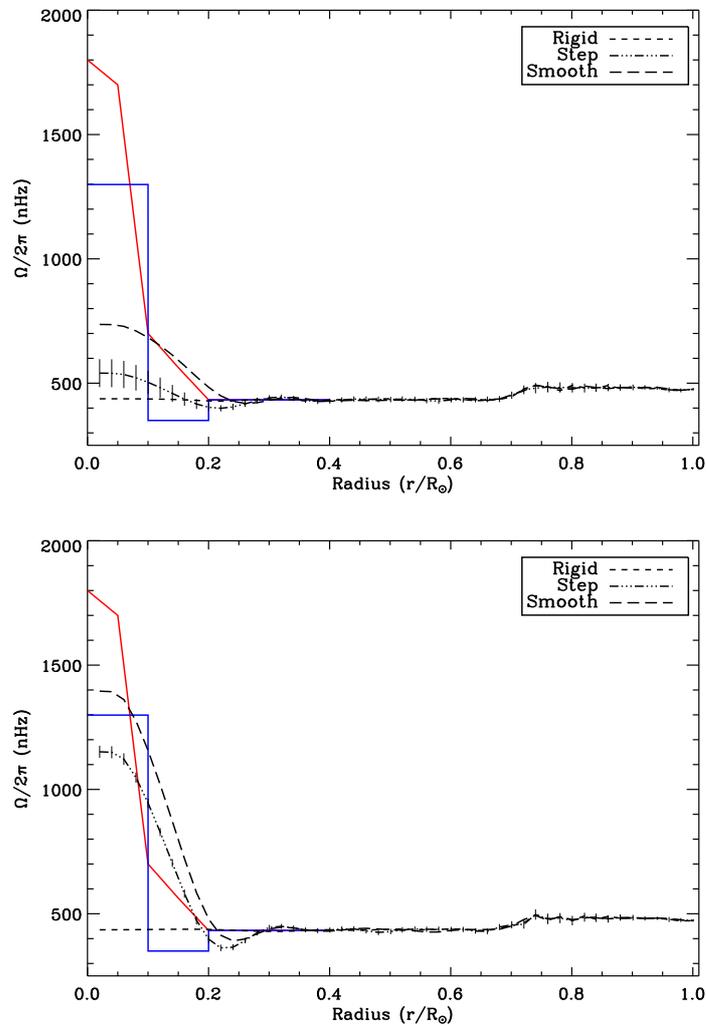


Fig. 5.15 – Inversions avec les modes p de bas degré ayant les barres d'erreur de Gar04 et l'introduction du candidat mode g pour deux barres d'erreur : 75 nHz (en haut) et 7,5 nHz (en bas). La courbe rouge est le profil lisse simulé et la courbe bleue est le profil en marche d'escalier simulé. Les profils de la figure du haut sont fiables jusqu'à $\sim 0,16 R_{\odot}$, alors que ceux de la figure du bas jusqu'à $\sim 0,05 R_{\odot}$.

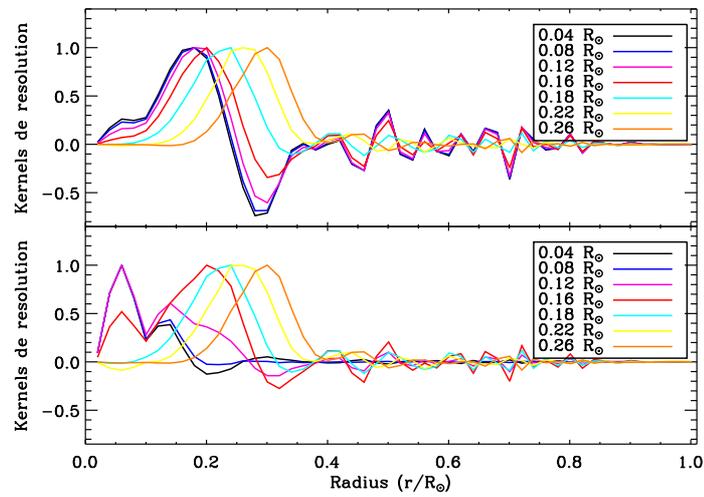


Figure 5.16 – Kernels de résolution pour les modes p (Gar04) et un mode g avec des barres d'erreur de 75 (figure du haut) et 7,5 nHz (figure du bas).

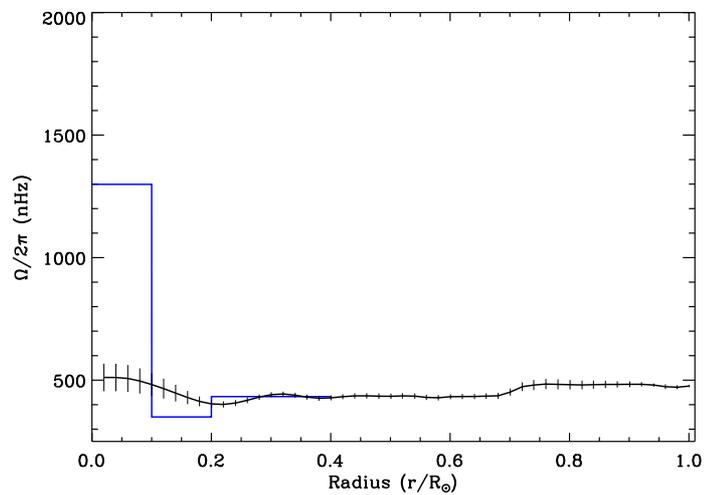


Figure 5.17 – Inversion pour le profil “Step” pour les modes p (Gar04) et un mode g ayant une barre d'erreur de 75 nHz et avec une autre réalisation de bruit.

de petites oscillations pour ce profil alors que le profil lissé n'en a pas. Ceci est lié au fait qu'il n'y a pas assez de modes permettant de sonder la zone $0,1-0,2 R_{\odot}$ et que les pentes raides sont difficiles à reproduire par le code d'inversion, pentes qui n'existent pas pour le profil lissé.

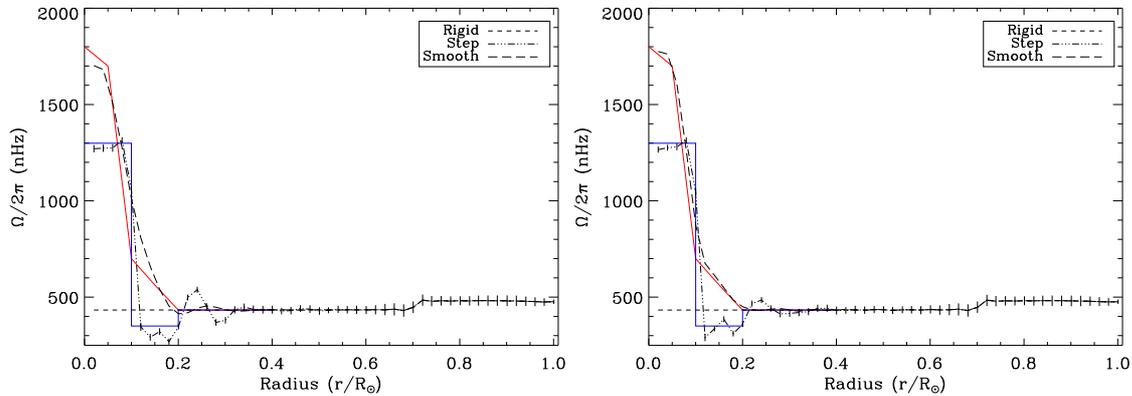


Fig. 5.18 – Résultats des inversions idéales (tous les modes ont une barre d'erreur de 1nHz) ne tenant compte que des modes p et huit modes g , pour les différents profils simulés. Sur la figure de gauche, les modes $\ell \leq 3$ utilisés ont leurs fréquences inférieures à 2,3 mHz alors que pour la figure de droite, elles vont jusqu'à 3,9 mHz.

La Fig. 5.19 du haut montre les profils obtenus pour une barre d'erreur de 75 nHz pour les huit modes g . Comme pour le cas d'un mode g , une tendance est obtenue bien que le taux de rotation en-dessous de $0,05 R_{\odot}$ soit loin de la valeur simulée (même avec les barres d'erreur de l'inversion) mais nous n'avons aucune information dans la région $0,1-0,2 R_{\odot}$. Cependant, l'effet des huit modes g se voit dans les barres d'erreur des inversions qui sont plus petites.

En réduisant les barres d'erreur des modes g jusqu'à 0,75 nHz, les profils sont beaucoup mieux reconstruits dans le cœur et le taux autour de $0,05 R_{\odot}$ est plus proche de la valeur réelle pour le profil lisse. En ce qui concerne le profil en marche d'escalier, le plateau entre $0,1$ et $0,2 R_{\odot}$ commence à être observé. Etant donné que les pentes raides sont difficiles à reproduire, ce résultat est encourageant. En effet, la régularisation a du mal à lisser le profil d'où l'apparition d'oscillations entre $0,2$ et $0,4 R_{\odot}$.

La Fig. 5.20 montre les kernels de résolution correspondant à ces deux ensembles de modes. Pour une barre d'erreur de 75 nHz (figure du haut), les kernels calculés en-dessous de $0,12 R_{\odot}$ ont leur pic principal qui se trouve en-dessous de $0,05 R_{\odot}$. Si on baisse la barre d'erreur à 0,75 nHz (figure du bas), ces kernels permettent de voir que l'on sonde plusieurs couches pour $r < 0,1 R_{\odot}$. Cette région est mieux discrétisée. Mais les kernels calculés aux points $r > 0,2 R_{\odot}$ ont des pics secondaires non négligeables en-dessous de $0,1 R_{\odot}$. En effet, il n'y a pas assez de modes pour avoir des kernels parfaits (piqué en un seul rayon). C'est pourquoi, il apparaît des oscillations dans le résultat de l'inversion. D'un côté, on a beaucoup de modes p et de l'autre, on n'a que quelques modes g . Le raccordement est difficile d'autant plus que le profil à reconstruire à des changements abrupts.

Enfin, selon une loi empirique, le fait de multiplier le nombre de modes par N devrait être équivalent au fait d'utiliser un seul mode ayant une barre d'erreur divisée par \sqrt{N} par rapport aux N modes. Nous pouvons voir ici que l'ajout de huit modes g a un impact plus important que ce que dit cette loi.

J'ai également essayé de voir si l'utilisation d'autres modes g ayant des ordres relativement différents ($\ell = 1, n = -3, -10, -13, -20$ et $\ell = 2, n = -5, -8, -12, -18$) pouvait améliorer les résultats. La Fig. 5.21 montre que pour le profil *step*, le profil est légèrement meilleur.

Pour finir, un dernier ensemble d'inversions a été calculé en utilisant huit modes g d'ordre $\ell = 3$ et 4 , Bien que ces modes provenaient d'un modèle solaire différent de celui des modes acoustiques (il n'y a pas forcément compatibilité des données), aucun changement n'est observé dans les résultats.

5.3.3 Données réelles

Nous avons vu dans la section 5.2.4 que les modes p avec les barres d'erreur actuelles ne permettent pas d'avoir d'information fiable sur le profil de rotation dans le cœur. Etant donné que le candidat mode g a été observé avec différents scénarios donnant différents splittings (voir chapitre 3) de 300 et 600 nHz, nous avons utilisé des splittings allant de 200 à 700 nHz couvrant ainsi les deux valeurs de splittings. Les barres d'erreur utilisées ont également été prises de 75 à 0,075 nHz. La Fig. 5.22 montre que toutes les possibilités de splittings sont compatibles avec les données des modes p , si ce n'est le splitting de 200 nHz qui donne un taux de rotation négatif dans le cœur, ce qui est peu probable par la théorie. Il n'est donc pas possible de contraindre la rotation dans le cœur avec les modes p et le candidat mode g .

Cependant, on peut remarquer que le profil reste inchangé jusqu'à $0,25 R_{\odot}$ quelque soit le splitting du candidat mode g . D'autre part, entre $0,25$ et $0,2 R_{\odot}$, les barres d'erreur sont faibles et stables. Il semblerait donc que l'inversion est fiable jusqu'à cette limite. Enfin, entre $0,2$ et $\sim 0,16 R_{\odot}$ et selon la barre d'erreur du mode g , il existe de faibles différences qui restent à l'intérieur des barres d'erreur de l'inversion. Alors qu'en-dessous de $0,16 R_{\odot}$, le résultat de l'inversion est peu contraint puisqu'il dépend du splitting du mode g .

5.3.4 Amélioration des barres d'erreur des modes p de bas degré

Prenant les données artificielles pour les modes p avec les barres d'erreur de Gar07 et rajoutant un ou plusieurs modes g , on obtient des résultats très similaires aux résultats qui utilisaient les données de Gar04. Ceci était prévisible. Le taux de rotation dans le cœur augmente de quelques dizaines de nHz comme vu dans la partie 5.2.3. De plus, la rotation dans la zone radiative entre $0,3$ et $0,7 R_{\odot}$ est plus stable. Les kernels de résolution sont plus fins et ils sondent mieux la région en-dessous de $0,1 R_{\odot}$.

La Fig. 5.23 montre le résultat des inversions des données réelles avec les *splittings* et les barres d'erreur de Gar07 pour les modes de bas degré. On constate que les changements du profil de rotation sont faibles : ils se voient surtout dans le cas où la barre d'erreur du mode g vaut 75 nHz. On constate une légère baisse du taux de rotation.

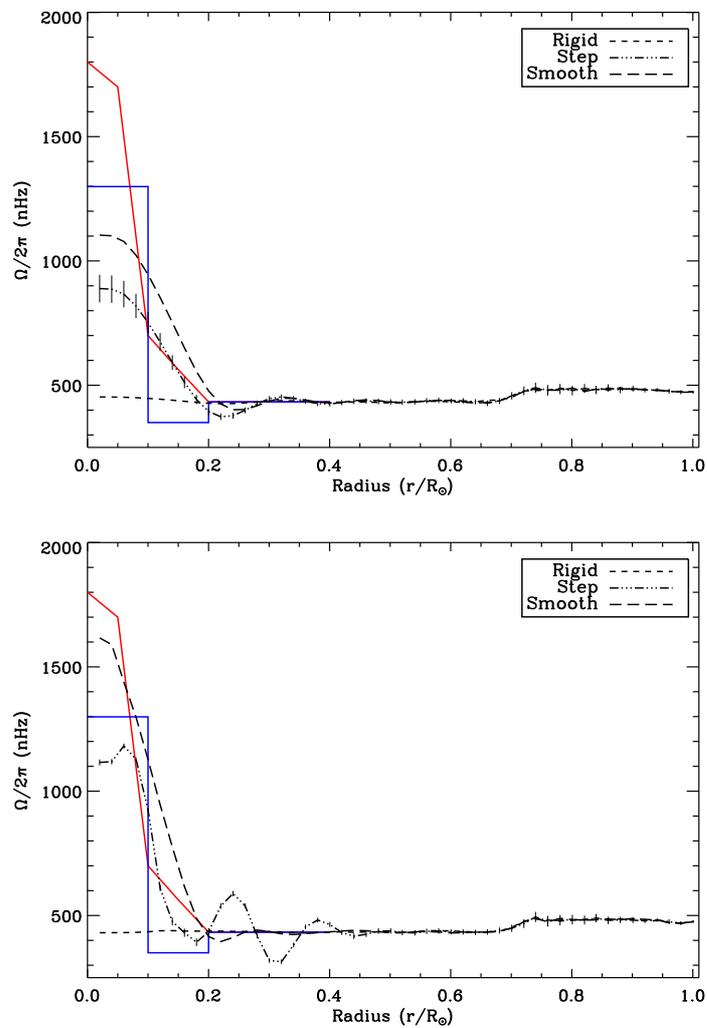


Fig. 5.19 – Inversions avec les modes p de bas degré ayant les barres d'erreur de Gar04 et l'introduction de huit modes g pour deux barres d'erreur 75 (figure du haut) et 0,75 nHz (figure du bas). Même légende que la Fig. 5.15. Les profils sont fiables jusqu'à $\sim 0,04 R_{\odot}$.

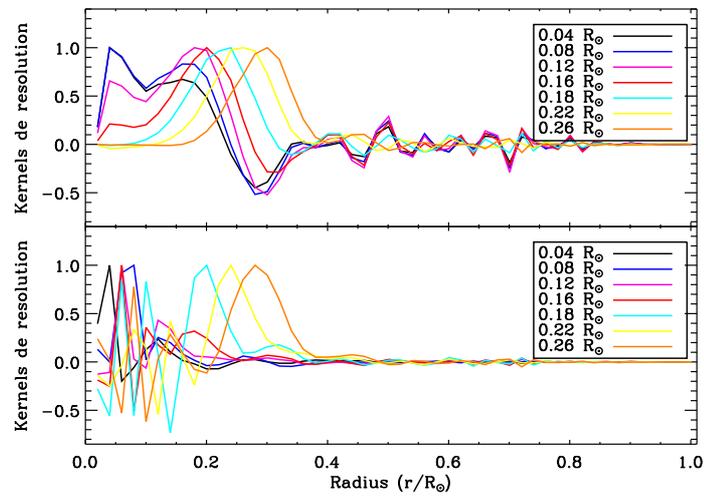


Figure 5.20 – Kernels de résolution pour la situation actuelle des modes p et huit modes g avec des barres d'erreur de 75 (figure du haut) et 0,75 nHz (figure du bas).

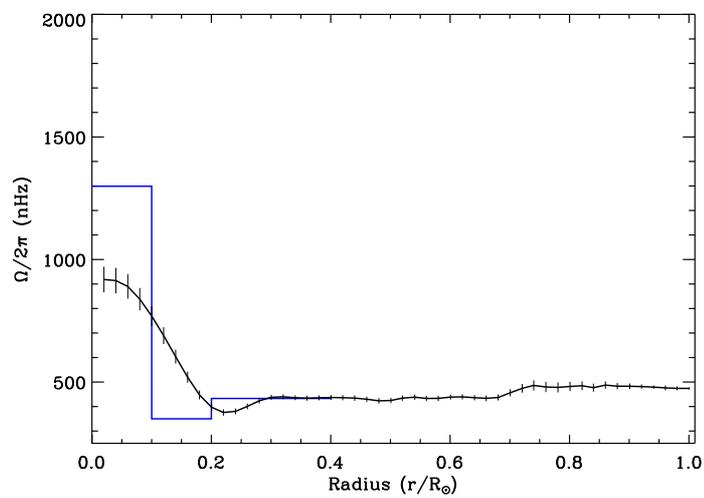
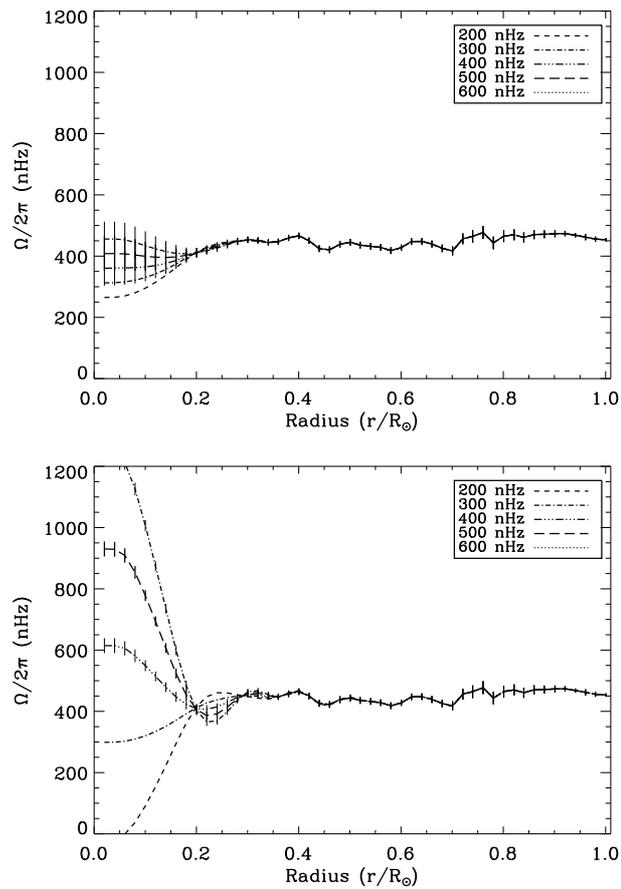


Figure 5.21 – Inversions avec les modes p de bas degré ayant les barres d'erreur de Gar04 et l'introduction de huit modes g $\ell = 1$ et 2 d'ordres très différents et ayant une barre d'erreur de 75 nHz



F . 5.22 – Inversions des données réelles avec le candidat mode g . Cinq valeurs de splittings lui sont attribuées pour deux barres d'erreur : 75 nHz (haut), 7,5 nHz (bas).

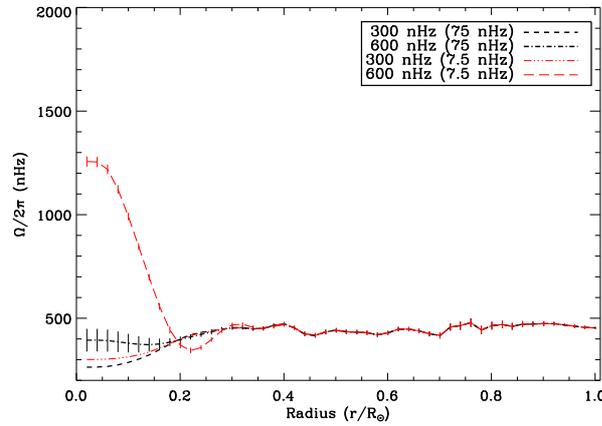


FIG. 5.23 – Inversions des données réelles avec le candidat mode g avec les barres d'erreur de Gar07 pour les modes p de bas degré. Les courbes sont tracées pour deux valeurs de splittings et deux barres d'erreur pour le mode g .

5.4 Conclusion

Les nouveaux calculs des splittings sur 4182 jours de données GOLF permettent d'avoir des barres d'erreur plus faibles et d'avoir une meilleure sensibilité à la dynamique du cœur (en-dessous de $0,25 R_{\odot}$). Les kernels de résolution nous montrent également que ces inversions ne sondent le Soleil que jusqu'à $\sim 0,16 R_{\odot}$ puisque le kernel le plus profond s'arrête autour de ce point alors que sans ces modes acoustiques, il allait jusqu'à $0,2 R_{\odot}$. Nous avons donc vu que nous pouvons utiliser des modes acoustiques de bas degré ($\ell \leq 3$) et d'ordre élevé allant jusqu'à 3,4 mHz. L'utilisation de ces modes acoustiques changent légèrement les résultats où le taux de rotation dans le cœur augmente, tout en restant dans les barres d'erreur. Toutefois, l'inversion à partir des modes acoustiques devrait être limitée à la région autour de $0,2 R_{\odot}$.

En ne rajoutant qu'un seul mode g (le candidat dans le cas présent), aucune information précise n'est obtenue sur le profil entre $0,1$ et $0,2 R_{\odot}$. Si nous parvenons à avoir ce mode de gravité dont le kernel est centré autour de $0,06 R_{\odot}$ avec un barre d'erreur de 7,5 nHz, il est possible d'avoir une tendance du taux de rotation en-dessous de $0,05 R_{\odot}$, sans avoir d'information précise sur le profil lui-même.

Si nous introduisons plusieurs modes de gravité dans les inversions, cela permet d'obtenir plus d'information sur le profil de rotation en-dessous de $0,1 R_{\odot}$ car on a plus de points pour sonder cette région. Cela nous montre que le nombre de modes est important pour tirer de l'information sur la rotation. D'autres calculs ont été faits en introduisant d'autres modes de gravité dans les données artificielles (des modes $\ell = 3$ et 4). Jusqu'alors, aucun changement ne semble être observé dans les résultats (avec les précautions décrites dans le texte). Afin d'avoir un profil plus précis dans le cœur nucléaire, il faudrait introduire beaucoup plus de modes, que ce soit des modes acoustiques, mixtes ou de gravité.

Enfin, avec les données actuelles, nous pouvons avoir une information fiable sur le profil de

rotation jusqu'à environ $0,16 R_{\odot}$.

Je rapporte ici deux articles soumis cette année :

- l'un sur l'introduction des modes de gravité dans les inversions : *Sensitivity of helioseismic gravity modes to the dynamics of the solar core*, (S. Mathur, A. Eff-Darwich, R. A. García and S. Turck-Chièze), soumis à *Astronomy and Astrophysics*,
- l'autre sur l'influence des modes acoustiques de bas degré ordre élevé sur le profil de rotation : *Influence of low-degree high-order p-mode splittings on the solar rotation profile*, (R. A. García, S. Mathur, J. Ballot, A. Eff-Darwich, S. J. Jiménez-Reyes and S. G. Korzennik), en cours de correction et accepté à *Solar Physics*. Ma contribution dans ce papier consistait à calculer les inversions pour différents ensembles de données de modes p avec les nouveaux *splittings* et barres d'erreur calculés dans ce papier.

Sensitivity of helioseismic gravity modes to the dynamics of the solar core

S. Mathur¹, A. Eff-Darwich^{2,3}, R.A. García¹, and S. Turck-Chièze¹

¹ Laboratoire AIM, CEA/DSM – CNRS – Université Paris Diderot – DAPNIA/SAP, 91191 Gif-sur-Yvette Cedex, France

² Departamento de Edafología y Geología, Universidad de La Laguna, Tenerife, Spain

³ Instituto de Astrofísica de Canarias, 38205, La Laguna, Tenerife, Spain

Received 2007; accepted

ABSTRACT

Context. The dynamics of the solar core cannot be properly constrained through the analysis of acoustic oscillation modes. Gravity modes are necessary to understand the structure and dynamics of the deepest layers of the Sun. Through recent progresses on the observation of these modes – both individually and collectively – new information could be available to contribute to inferring the rotation profile down inside the nuclear burning core.

Aims. To see the sensitivity of gravity modes to the rotation of the solar core. We analyze the influence of adding the splitting of one and several g modes to the data sets used in helioseismic numerical inversions. We look for constraints on the uncertainties required in the observations in order to improve the derived core rotation profile.

Methods. We compute forward problems obtaining three artificial sets of splittings derived for three rotation profiles: a rigid profile taken as a reference, a step-like and a smoother profiles with higher rates in the core. We compute inversions based on Regularized Least-Squares methodology (RLS) for both artificial data with real error bars and real data. Several sets of data are used: first we invert only p modes, then we add one and several g modes to which different values of observational uncertainties (75 and 7.5 nHz) are attributed. For the real data, we include g -mode candidate, $\ell=2$, $n=-3$ with several splittings and associated uncertainties.

Results. We show that the introduction of one g mode in artificial data improves the rate in the solar core and give an idea on the tendency of the rotation profile. The addition of more g modes gives more accuracy to the inversions and stabilize them. The inversion of real data with the g -mode candidate gives a rotation profile that remains unchanged down to $0.2 R_{\odot}$, whatever value of splitting we attribute to the g mode.

Key words. Methods: data analysis – Sun: helioseismology, rotation, interior

1. Introduction

The Sun is a magnetic star and it is now well recognized that the dynamical processes occurring in the solar interior are linked to the activity of the visible external layers (For a review of solar and stellar activity see Schrijver & Zwaan (2000)). The fact that the Sun is still active today, even at the present low rotation rate (in comparison to young stars), implies that the initial magnetic fields are maintained, regenerated or amplified through dynamo effects which are induced by fluid motions within the star, namely rotation, convection and/or meridional circulation (support for this comes from observations, e.g., Hartmann & Noyes (1987)). In this sense, it is necessary to reconstruct the solar internal rotational profile from the surface down to the core, to properly understand the magnetic activity of the Sun. Over the past decade, increasingly accurate helioseismic observations from ground-based and space-based instruments have given us a reasonably good description of the dynamics

of the solar interior (Schou et al. 1998; Antia & Basu 2000; Thompson et al. 2003, and references therein). Helioseismic inferences have confirmed that the differential rotation observed at the surface persists throughout the convection zone. There appears to be very little, if any, variation of the rotation rate with latitude in the outer radiative zone ($0.4 > r/R_{\odot} > 0.7$). The rotation rate is almost constant (≈ 430 nHz) in this region which is separated from the region of differential rotation by a narrow shear layer —known as the tachocline (Spiegel & Zahn 1992; Corbard et al. 1998) —.

The rotation profile of the Sun is also connected to different aspects of the structure and dynamics of the star. This is the reason why the rotation rate is needed to estimate the circulation and shear instabilities which are responsible for the redistribution of chemical elements (Thompson et al. 2003). Moreover, the redistribution of angular momentum through the coupling between the turbulent convection and the rotation contributes to the strong differential rotation in the convective zone (e.g. Schou et al. 1998) and hence, to the dynamo effect that is

Send offprint requests to: smathur@cea.fr

thought to be responsible for the 11-year activity cycle (Brun et al. 2004; Gilman et al. 2007, and references therein) and the evolution of the Hale solar cycle (Dikpati & Gilman 2006).

Although the helioseismic inferences in the radiative zone are not as precise as those found in the convective region, it could be confirmed that the rotation rate is flat and rigid down to approximately $0.4 R_{\odot}$. At least three processes have been proposed to explain this flatness of the rotation profile in the radiative zone but without great success: the redistribution of angular momentum by the effect of differential rotation which does not succeed in producing a completely flat profile (Talon & Zahn 1997); the effect of some magnetic fossil field instabilities that could flat the profile but they have not yet been found (Spruit 2002; Eggenberger et al. 2005) and finally, some transport of angular momentum by internal gravity waves (Talon et al. 2002; Charbonnel & Talon 2005; Turck-Chièze & Talon 2007). A general formalism has been developed recently to take into account all these different processes (Mathis & Zahn 2004, 2005), but more accurate observations of the solar rotation profile are needed to constrain the theoretical picture.

The analysis of the rotation profile at deeper layers (below $0.4 R_{\odot}$) and therefore, inside the solar burning core (where more than half of the solar mass is concentrated) could only be carried out with a few tens of p modes – the low-degree modes ($\ell \leq 3$) –. Indeed, since the dawn of helioseismology when the works by Claverie et al. (1981, 1982) led to the conclusion that the solar core rotates from 2 to 9 times faster than the surface rate, several groups have published different estimations of the rotation rate in the solar core – using acoustic modes – with contradictory results (Jimenez et al. 1994; Elsworth et al. 1995; Fossat et al. 1995; Lazrek et al. 1996; Chaplin et al. 2001). The importance of the low order p modes (below 2.3 mHz) to properly establish the profile below $0.4 R_{\odot}$ has been shown (Couvaid et al. 2003). Gravity modes having large sensitivities to the solar core, will significantly contribute to establish the actual dynamical conditions of the core.

The advent of the new millennium saw the burgeoning of the g-mode research based on the quality and accumulation of helioseismic data. In 2000, Appourchaux et al. looked for individual spikes above $150 \mu\text{Hz}$ in the power spectrum with more than 90% confidence level that the signal was not pure noise. Although they could not identify any g-mode signature, an upper limit of their amplitudes could be established: at $200 \mu\text{Hz}$, they would fall below 10 mms^{-1} in velocity, and below 0.5 parts per million in intensity. Later, in 2002, Gabriel et al., using the same statistical approach, found a peak that could be interpreted as one component of the $\ell=1, n=1$ mixed mode.

A different approach based on the search of multiplets and recurrent signals in time (García & Turck-Chièze 1997; Pallé & García 1997; Turck-Chièze et al. 1998) have been applied to GOLF¹/SoHO² velocity time series (García et al. 2005). Some time-coherent patterns were found in the signal (Gabriel et al. 1999), thus they could be potentially considered as g modes. Turck-Chièze et al. (2004) applied this technique to high-frequency multiplets in hope of reducing the detection

threshold while maintaining the same confidence level. These authors found several patterns attributed to g-mode signals and, in particular, one was considered as a candidate for the mode $\ell=2, n=-3$. In fact, Cox & Guzik (2004) postulated theoretically that this mode could be the one with the largest amplitude at the solar surface. This candidate is still present in the analysis of longer time series (Mathur et al. 2007, and references therein). Finally, the measurement of a signal that could be attributed to the separation in period of the dipole gravity modes and the comparison with solar models fosters a faster rotation rate in the core than the rest of the radiative zone (García et al. 2007b).

In this work, we will study how the inferences about the solar core rotation profile could be improved by including gravity modes. We will study the effect of adding either one (the candidate $\ell=2, n=-3$) or several g modes in the data set that will be inverted to infer the rotational profile. The effect of the observational uncertainties on the derived rotational rate will also be analyzed, as well as the introduction of the g-mode candidate in real p-mode data sets.

2. Methodology.

Helioseismic inferences on the internal rotation rate of the Sun are carried out through numerical inversions of the functional form of the perturbation in frequency, $\Delta v_{n\ell m}$, induced by the rotation of the Sun, $\Omega(r, \theta)$ and given by (see derivation in Hansen et al. 1977):

$$\Delta v_{n\ell m} = \frac{1}{2\pi} \int_0^R \int_0^\pi K_{n\ell m}(r, \theta) \Omega(r, \theta) dr d\theta + \varepsilon_{n\ell m} \quad (1)$$

The perturbation in frequency, $\Delta v_{n\ell m}$ with error $\varepsilon_{n\ell m}$, that corresponds to the rotational component of the frequency splittings, is given by the integral of the product of a sensitivity function, or kernel, $K_{n\ell m}(r, \theta)$ with the rotation rate, $\Omega(r, \theta)$, over the radius, r , and the co-latitude, θ . The kernels, $K_{n\ell m}(r, \theta)$, are known functions of solar models.

Equation 1 defines the forward problem for the solar interior rotation rate through global helioseismology, since it is possible to calculate estimates of the frequency splittings, $\Delta v_{n\ell m}$, that correspond to a given solar rotation rate, $\Omega(r, \theta)$.

The latter equation also defines a classical inverse problem for the Sun's rotation. The inversion of this set of M integral equations – one for each measured $\Delta v_{n\ell m}$ – allows us to infer the rotation rate profile as a function of radius and latitude from a set of observed rotational frequency splittings (hereafter referred to as splittings). The inversion method we have used was developed by Eff-Darwich & Pérez Hernández (1997) and it is based on the regularized least-squares methodology (RLS) where the regularization function is weighted differently for each tabular point.

A theoretical analysis was carried out in order to determine the effect of the addition of g modes on the derivations of the solar rotation rate of the burning core. Different artificial data sets have been calculated using Eq. 1 and three artificial rotation rates $\Omega(r, \theta)$ that are shown in Fig. 1. They all have a differential rotation in the convection zone and a rigid rotation

¹ Global Oscillations at Low Frequency (Gabriel et al. 1995)

² Solar and Heliospheric Observatory (Domingo et al. 1995)

from 0.7 down to $0.2 R_{\odot}$ equal to $\Omega_{r1}=433$ nHz. In the first profile – the rigid profile –, that is our reference profile, the flat and rigid rotation includes the core. The second profile – the step profile –, is a step-like profile having a rate 3 times larger than the rest of the radiative zone below $0.1 R_{\odot}$ and a rate of 350 nHz in the region $0.1-0.2 R_{\odot}$. Though this profile has unrealistic steep changes, it is useful to check the quality of the inversion as these steep profiles are difficult to reproduce. The rotational rate for the third profile – the smooth profile – increases gradually from 433 nHz at $0.2 R_{\odot}$ reaching 1800 nHz in the centre, being in this sense compatible with the latest theoretical studies.

The different artificial data sets correspond to different mode sets, as explained in Table 1. The observational uncertainties for p modes (see Fig. 2) were calculated through Principal Component Analysis of the mode sets extracted from a sample of 728 days-long MDI³ time-series (Korzenik 2005) for p modes with degrees ranging from $\ell=4$ to 25, whereas for $\ell=1, 3$ modes, the uncertainties were extracted from a combined GOLF-MDI time series (García et al. 2004). The degree range of all data sets spans from $\ell=1$ to 25, however the frequency range of the artificial data sets depends on the degree of the mode, ranging from 1 to 2.3 mHz for $\ell=1$ to 3 and from 1 to 3.9 mHz for $\ell=4$ to 25. As it is illustrated in Fig. 2, the uncertainties above 2.3 mHz for low degree modes are very large, since it is more difficult to estimate the splittings as a consequence of the blending between the multiplet components of the modes due to the reduction in their life times (Bertello et al. 2000; García et al. 2001; García et al. 2004; Chaplin et al. 2002; Couvidat et al. 2003). Up to eight different g modes have been used in this work, four $\ell=1$ (with frequencies down to 100 μ Hz) and four $\ell=2$ (with frequencies down to 150 μ Hz) which are the modes with the highest predicted amplitudes (Kumar et al. 1996; Provost et al. 2000). Since g modes have not yet been characterized, different theoretical uncertainties have been used during the inversion process.

3. Results

3.1. Inversions of artificial data

A set of numerical inversions were carried out to study the effect of adding g modes on the derivation of the rotation rate of the solar core. The analysis of the inversion results were complemented with the study of the resolution kernels of the inversions and the direct comparison of the sets of frequency splitting used.

The inversion of the available p-mode splittings (see Fig. 3), as those included in set D₁, reveals that it is not possible to recover any of the three artificial rotation profiles below $0.2 R_{\odot}$ (see Fig. 1). This result is also illustrated by the comparison of the splittings calculated from the rigid, step and smooth profiles (see Fig. 4), since such differences fall below 1 nHz, being the present level of uncertainties for these splittings above this value. The resolution kernels for these inversions (Fig. 5) also confirm the lack of sensitivity below $0.2 R_{\odot}$, since it is not

possible to properly locate and recover the resolution kernels below $0.2 R_{\odot}$.

When one g mode ($\ell=2, n=3$ around 220 μ Hz) is added to the p-mode data set, as in the case of sets D₂ and D₃, the inversion results improve below $0.1 R_{\odot}$ (see Fig. 6 and Fig. 7), but there is not substantial improvement around $0.2 R_{\odot}$. The match between the artificial rotational profiles and the profiles estimated from the inversions improves when the error assigned to the g mode is reduced. Unlike the case of the inversion of only p modes, the resolution kernels at $0.08 R_{\odot}$ significantly improves when adding one g mode (see Figs 8 and 9), in particular when the observational uncertainty falls to 7.5 nHz. The resolution kernel at $0.16 R_{\odot}$ does not change (or slightly) with the addition of the g mode (with an error bar of 75 nHz), when compared to the same resolution kernel calculated from the inversion of p modes. Unlike the splittings calculated for p modes, the differences in the frequency splittings calculated from the three artificial rotational profiles for the g modes could be larger than 200 nHz (see Fig. 10), which is quite above the expected uncertainties for g modes. In this sense, Turck-Chièze et al. (2004) calculated a tolerance of ± 75 nHz in their search algorithm to find the components of the g-mode multiplets.

If eight g modes are added to the p-mode data set, as in sets D₄ and D₅, the inversion results (see Figs. 11 and 12) in both the level of uncertainties of the estimates and the matching to the proxy rotation profiles are significantly better than those obtained from the inversion with only one g mode. The differences in the frequency splittings calculated from the three artificial rotational profiles for all the eight g modes are significantly larger than the observational uncertainties and hence, new information could be gained as compared to that given by just one g mode. This is particularly important in the presence of noisy data, since the larger the number of g modes, the better the averaging of the unwanted effects of the noise in the data will be. The addition of several g modes helps to better define the resolution kernels below $0.1 R_{\odot}$ (see the resolution kernel at $0.08 R_{\odot}$ Figs. 13 and 14), whereas the resolution kernel at $0.16 R_{\odot}$ does not significantly change by the addition of g modes. In this sense, the inferences about the rotational rate of the core will be significantly improved below $0.1 R_{\odot}$, where the energy of the g-modes is maximum. Very high frequency p modes (above 2.5 mHz) for $\ell=1$ and 2 should be characterized to better define the region between 0.15 and $0.25 R_{\odot}$ (García et al. 2007a).

3.2. Inversion of real data

We have used inversions to study the compatibility of present p-mode frequency splittings with the splittings estimated by Turck-Chièze et al. (2004) for the $\ell=2, n=3$ g mode. The p-mode set corresponds to the mode set used in D₁, where the splittings correspond to those calculated by Korzenik (2005) for 2088 day-long MDI time-series. In Turck-Chièze et al. (2004), three scenarios were proposed to explain the detected pattern around 220 μ Hz, with two possible values for the splittings, namely 300 nHz, if this were a detection of two modes (a combination of an $\ell=2$ and a $\ell=5$), and 600 nHz, if all the vis-

³ Michelson Doppler Imager (Scherrer et al. 1995)

Table 1. Description of the artificial data sets used to study the sensitivity of p and g modes to the dynamics of the solar core.

Data set	g -modes	Freq. range (mHz)		
		Error in g -modes (mHz)	p -modes $\ell = 1, 3$	p -modes $\ell > 3$
Set D ₁	-	-	$1 \leq \nu \leq 2.3$	$1 \leq \nu \leq 3.9$
Set D ₂	$\ell = 2, n = -3$	75	$1 \leq \nu \leq 2.3$	$1 \leq \nu \leq 3.9$
Set D ₃	$\ell = 2, n = -3$	7.5	$1 \leq \nu \leq 2.3$	$1 \leq \nu \leq 3.9$
Set D ₄	$\ell = 1, n = -2$ to -5 and $\ell = 2, n = -3$ to -6	75	$1 \leq \nu \leq 2.3$	$1 \leq \nu \leq 3.9$
Set D ₅	$\ell = 1, n = -2$ to -5 and $\ell = 2, n = -3$ to -6	7.5	$1 \leq \nu \leq 2.3$	$1 \leq \nu \leq 3.9$

ible components correspond to the same mode (the $\ell=2, n=-3$ which implies an inclined core rotation axis).

Five inversions are carried out (see Fig. 15), namely one inversion including only p modes and other four containing one g mode, but with different estimates of the frequency splitting (300 and 600 mHz) and two observational uncertainties (75 and 7.5 mHz). As it was illustrated in Figs. 3, 5 and 4, there is no sensitivity of the observed p modes to the dynamics of the solar core. Different rotational profiles below $0.2 R_{\odot}$ are obtained for the different combinations of the value of the introduced g -mode splitting and its corresponding uncertainty. In all cases, these values are compatible with the data calculated for the p modes in the sense that the inversions are unchanged and stable (it does not show oscillatory components) above $0.2 R_{\odot}$ when the g mode is added to the data set. The rotation profile obtained using the highest value of the g -mode splitting (600 \pm 75 mHz) proposed by Turck-Chièze et al. (2004), gives a rate in the inner core that is compatible with the result from the dipole analysis carried out by García et al. (2007b).

4. Conclusions

In this paper, we have studied how the inversion of several artificial rotation profiles could be improved when g modes are added to the present set of observed p modes. The introduction of one g mode—the candidate $\ell=2, n=-3$ —significantly improves the solution in the inner core (below $0.1 R_{\odot}$), when compared to that obtained using only p modes. It gives the general trend of the solar core rotation but there is not accurate information on the profile itself. If more g modes are added to the inversion data set (four $\ell=1$ and four sectorial $\ell=2$), the result in terms of accuracy and error propagation, improves compared with the inversion including only 1 g mode. However there is still information missing in the region between $0.1 - 0.2 R_{\odot}$, where the energy of the g modes is significantly lower than in the region below $0.1 R_{\odot}$. The information given by the p modes is negligible due to the lack of sensitivity to these depths, the high level of uncertainties we have in their determination and the noise present in the data.

Finally, for the real data, the rotation profile obtained using the highest value of the g -mode splitting gives a rate in the inner core that is compatible with the result obtained with an independent technique by García et al. (2007b), if we put an error bar of 7.5 mHz. Moreover, we obtained a limit down to

which we can trust the inversion of the real data. All the values proposed for the splittings of the $\ell=2, n=-3$ g -mode candidate are compatible with the splittings calculated for the p modes. Indeed, the addition of the g -mode candidate with different values for the splitting and their uncertainty, does not change the estimated profile above $0.2 R_{\odot}$.

Acknowledgements. This work has been partially funded by the grant AYA2004-04462 of the Spanish Ministry of Education and Culture.

References

- Antia, H. M. & Basu, S. 2000, *ApJ*, 541, 442
 Appourchaux, T., Fröhlich, C., Andersen, B., et al. 2000, *ApJ*, 538, 401
 Bericello, L., Varadi, F., Ulrich, R. K., et al. 2000, *ApJ*, 537, L143
 Brunt, A. S., Miesch, M. S., & Toomre, J. 2004, *ApJ*, 614, 1073
 Chaplin, W. J., Elsworth, Y., Isaak, G. R., et al. 2001, *MNRAS*, 327, 1127
 Chaplin, W. J., Elsworth, Y., Isaak, G. R., et al. 2002, *MNRAS*, 336, 979
 Charbonnel, C. & Talon, S. 2005, *Science*, 309, 2189
 Claverie, A., Isaak, G. R., McLeod, C. P., et al. 1982, *Nature*, 299, 704
 Claverie, A., Isaak, G. R., McLeod, C. P., van der Raay, H. B., & Roca Cortes, T. 1981, *Nature*, 293, 443
 Corbard, T., Berthoumieu, G., Provost, J., & Morel, P. 1998, *A&A*, 330, 1149
 Couvidat, S., García, R. A., Turck-Chièze, S., et al. 2003, *ApJ*, 597, L77
 Cox, A. N. & Guzik, J. A. 2004, *ApJ*, 613, L169
 Dilipati, M. & Gilman, P. A. 2006, *ApJ*, 649, 498
 Domingo, V., Fleck, B., & Poland, A. I. 1995, *Sol. Phys.*, 162, 1
 Eff-Darwich, A. & Pérez Hernández, F. 1997, *A&AS*, 125, 1
 Eggenberger, P., Maeder, A., & Meynet, G. 2005, *A&A*, 440, L9
 Elsworth, Y., Howe, R., Isaak, G. R., et al. 1995, *Nature*, 376, 669
 Fossat, E., Loudagh, S., Gelly, B., et al. 1995, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 76, GONG 1994. Helio- and Astro-Seismology from the Earth and

- Space, ed. R. K. Ulrich, E. J. Rhodes, Jr., & W. Dappen, 24–+
- Gabriel, A. H., Baudin, F., Boumier, P., et al. 2002, *A&A*, 390, 1119
- Gabriel, A. H., Grec, G., Charra, J., et al. 1995, *Sol. Phys.*, 162, 61
- Gabriel, A. H., Turck-Chièze, S., García, R. A., et al. 1999, *Advances in Space Research*, 24, 147
- García, R. A., Régulo, C., Turck-Chièze, S., et al. 2001, *Sol. Phys.*, 200, 361
- García, R. A., Corbard, T., Chaplin, W. J., et al. 2004, *Sol. Phys.*, 220, 269
- García, R. A., Mathur, S., Ballot, J., Jiménez-Reyes, S. J., & Korzenik, S. G. 2007a, *Sol. Phys.*, submitted
- García, R. A. & Turck-Chièze, S. 1997, *Proceedings of the 1997 GOLF annual meeting*, Orsay, France
- García, R. A., Turck-Chièze, S., Boumier, P., et al. 2005, *A&A*, 442, 385
- García, R. A., Turck-Chièze, S., Jiménez-Reyes, S. J., et al. 2007b, *Science*, 316, 1591
- Gilman, P. A., Dikpati, M., & Miesch, M. S. 2007, *ApJ*, 170, 203
- Hansen, C. J., Cox, J. P., & van Horn, H. M. 1977, *ApJ*, 217, 151
- Hartmann, L. W. & Noyes, R. W. 1987, *ARA&A*, 25, 271
- Jimenez, A., Perez Hernandez, F., Claret, A., et al. 1994, *ApJ*, 435, 874
- Korzenik, S. G. 2005, *ApJ*, 626, 585
- Kumar, P., Quataert, E. J., & Bahcall, J. N. 1996, *ApJ*, 458, L83+
- Lazrek, M., Pantel, A., Fossat, E., et al. 1996, *Sol. Phys.*, 166, 1
- Mathis, S. & Zahn, J.-P. 2004, *A&A*, 425, 229
- Mathis, S. & Zahn, J.-P. 2005, *A&A*, 440, 653
- Mathur, S., Turck-Chièze, S., Couvidat, S., & Garcia, R. A. 2007, *ApJ*, 668, 594
- Pallé, P. L. & Garcia, R. A. 1997, *Proceedings of the 1997 GOLF annual meeting*, Orsay, France
- Provost, J., Berthoumeu, G., & Morel, P. 2000, *A&A*, 353, 775
- Scherrer, P. H., Bogart, R. S., Bush, R. I., et al. 1995, *Sol. Phys.*, 162, 129
- Schou, J., Antia, H. M., Basu, S., et al. 1998, *ApJ*, 505, 390
- Schrijver, C. J. & Zwaan, C. 2000, *Solar and Stellar Magnetic Activity (Solar and stellar magnetic activity / Carolus J. Schrijver, Cornelius Zwaan* New York : Cambridge University Press, 2000. (Cambridge astrophysics series ; 34))
- Spiegel, E. A. & Zahn, J.-P. 1992, *A&A*, 265, 106
- Spruit, H. C. 2002, *A&A*, 381, 923
- Talon, S., Kumar, P., & Zahn, J.-P. 2002, *ApJ*, 574, L175
- Talon, S. & Zahn, J.-P. 1997, *A&A*, 317, 749
- Thompson, M. J., Christensen-Dalsgaard, J., Miesch, M. S., & Toonre, J. 2003, *ARA&A*, 41, 599
- Turck-Chièze, S., Bruun, A. S., & Garcia, R. A. 1998, in *ESA Special Publication, Vol. 418, Structure and Dynamics of the Interior of the Sun and Sun-like Stars*, ed. S. Korzenik, 549–+
- Turck-Chièze, S., García, R. A., Couvidat, S., et al. 2004, *ApJ*, 604, 455
- Turck-Chièze, S. & Talon, S. 2007, *Advances in Space Research*, Available online

6

S. Mathur et al.: Sensitivity of helioseismic gravity modes to the dynamics of the solar core

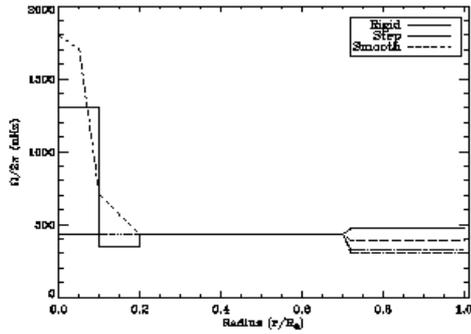


Fig. 1. Artificial rotation profiles for the solar interior as explained in the text and used in the computation of the artificial data sets. The three artificial profiles have the same behavior in the convective zone. They incorporate latitudinal variations in the convection zone to mimic the actual rotation profile of the Sun. The plotted latitudes are 0° (solid line), 30° (dashed line), 60° (dotted line) and 75° (dashed-dotted line).

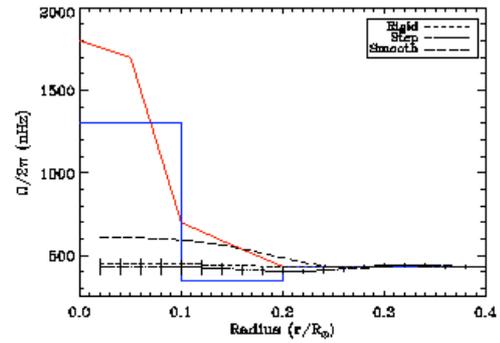


Fig. 3. Equatorial rotation profiles below $0.4 R_\odot$ reconstructed with the p modes (Set D_1) for the rigid profile (dotted line), the step profile (triple dotted-dashed line) and the smooth profile (dashed line). For the sake of clarity we have plotted the error bars in the step profile only. The continuous blue, red and small dashed lines are respectively the step, smooth and rigid artificial rotation profiles.

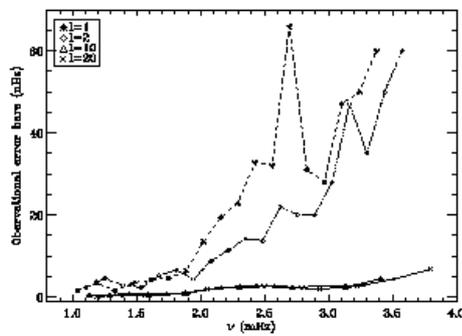


Fig. 2. Observational error bars of p-mode splittings for degrees $\ell=1, 2, 10$ and 20 as a function of the central frequency of the mode. Each degree is represented by a symbol as explained in the legend of the figure.

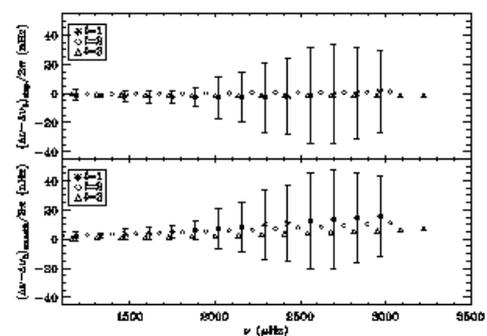


Fig. 4. Difference of the p-mode splittings between the step profile and on the one hand the rigid profile (top) and on the other hand, the smooth profile (bottom).

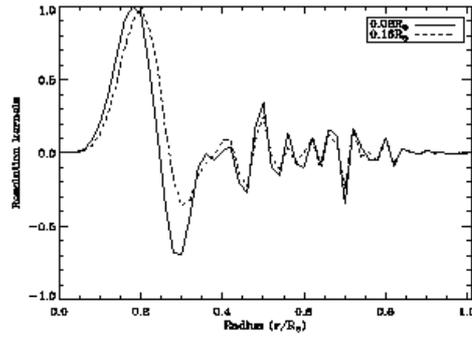


Fig. 5. Resolution kernels computed in the inversion of the set D_3 containing only p modes and calculated at two radii: $0.08 R_\odot$ (solid line) and $0.16 R_\odot$ (dashed line).

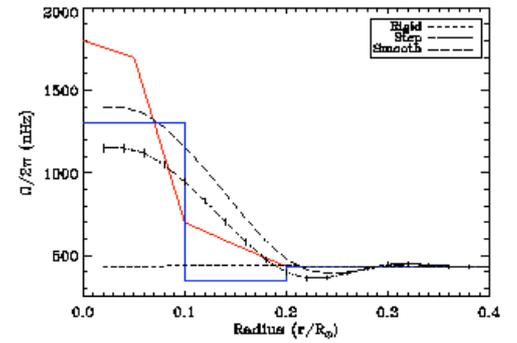


Fig. 7. Equatorial rotation profiles below $0.4 R_\odot$ reconstructed with one g mode and an error bar of 7.5 nHz (Set D_3). Same legend as Fig. 3.

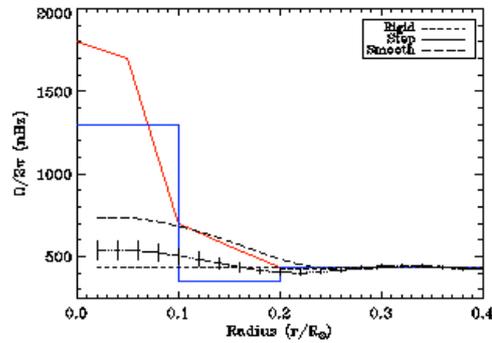


Fig. 6. Equatorial rotation profiles below $0.4 R_\odot$ reconstructed from the set D_2 (i.e., including the g mode $\ell=2, n=3$ with an error bar of 75 nHz). Same legend as Fig. 3.

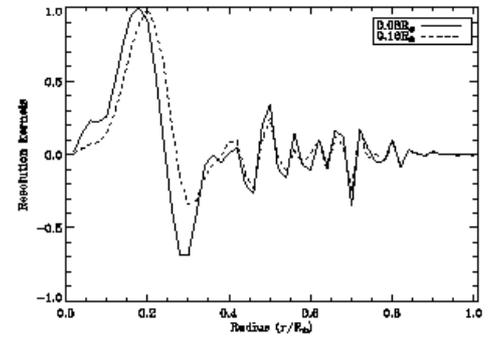


Fig. 8. Resolution kernels computed in the inversion of the set D_2 (i.e., including the g mode $\ell=2, n=3$ with an error bar of 75 nHz).

8

S. Mathur et al.: Sensitivity of helioseismic gravity modes to the dynamics of the solar core

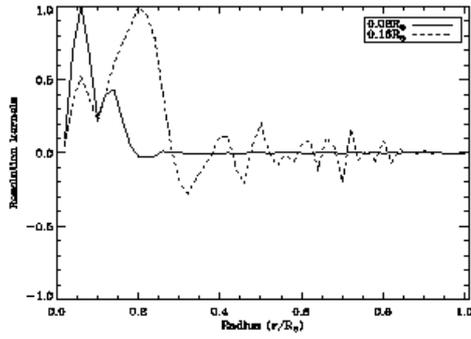


Fig. 9. Resolution kernels computed in the inversion of the set D_3 (i.e. including the g mode $\ell=2$ $n=3$ with an error bar of 7.5 nHz).

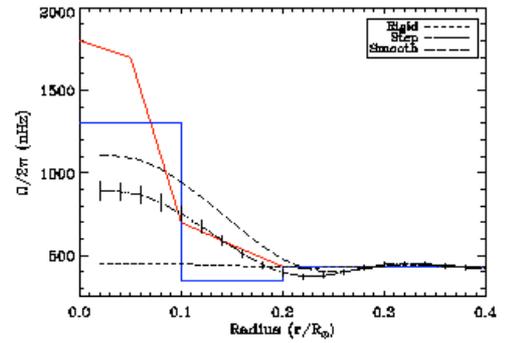


Fig. 11. Equatorial rotation profiles below $0.4 R_\odot$ reconstructed with the p modes and eight g mode with an error bar of 75 nHz (Set D_4). Same legend as Fig. 3.

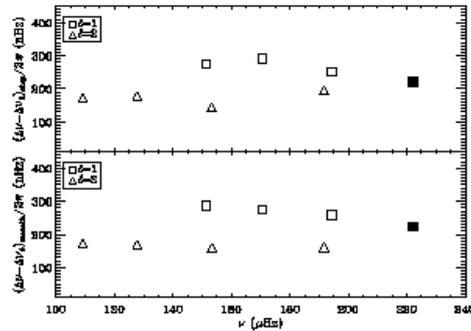


Fig. 10. Splittings differences of g modes between the step profile and on one hand, the rigid profile (top) and on the other, the smooth profile (bottom). We have only represented the eight g modes used in the inversions. The filled square corresponds to the g-mode candidate $\ell=2$ $n=3$.

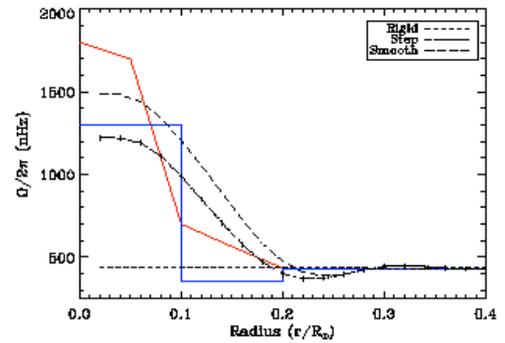


Fig. 12. Equatorial rotation profiles below $0.4 R_\odot$ reconstructed with the p modes and eight g modes with an error bar of 7.5 nHz (Set D_5). Same legend as Fig. 3.

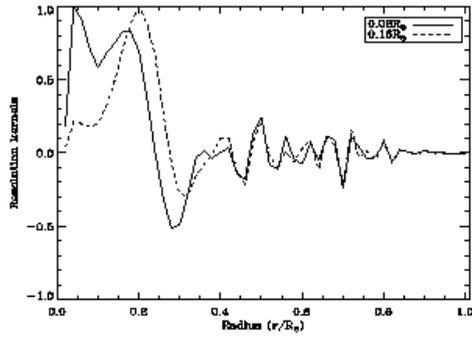


Fig. 13. Resolution kernels for the inversion of the set D_4 (i.e. p-modes and eight g-modes with error bars of 75 nHz).

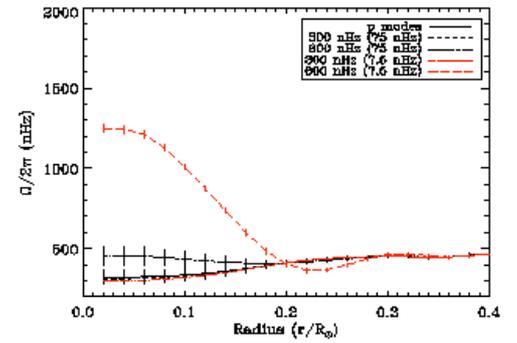


Fig. 15. Equatorial rotation profiles reconstructed with the real data as explained in the text and adding the g-mode candidate $\ell=2$ $n=3$ with two different splittings (300 and 600 nHz) combined with two different error bars (75 and 7.5 nHz).

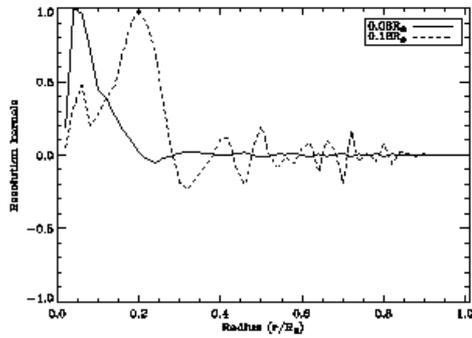


Fig. 14. Resolution kernels for the inversion of the set D_5 (i.e. p-modes and eight g-modes with error bars of 7.5 nHz).

Solar Physics
DOI: 10.1007/.....

Influence of low-degree high-order p-mode splittings on the solar rotation profile

R. A. García¹ · S. Mathur¹ · J. Ballot² ·
A. Eff-Darwich^{3,4} · S. J. Jiménez-Reyes⁴ ·
S. G. Korzennik⁵

© Springer

Abstract

The solar rotation profile is well constrained down to about $0.25 R_{\odot}$ thanks to the study of acoustic modes. Since the radius of the inner turning point of a resonant acoustic mode is inversely proportional to the ratio of its frequency to its degree, only the low-degree p modes reach the core. The higher the order of these modes, the deeper they penetrate into the Sun and thus they carry more diagnostic information on the inner regions. Unfortunately, the estimate of frequency splittings at high frequency from Sun-as-a-star measurements have higher observational errors due to mode blending, resulting in weaker constraints on the rotation profile in the inner core. Therefore inversions for the solar internal rotation use only modes below 2.4 mHz for $\ell \leq 3$. In the work presented here, we used an 11.5 year long time series to compute the rotational frequency splittings for modes $\ell \leq 3$ using velocities measured with the GOLF instrument. We carried out a theoretical study of the influence of the low-degree modes in the region 2 to 3.5 mHz on the inferred rotation profile as a function of their error bars.

Keywords: Helioseismology, Observations, Inverse Modeling, Interior, Radiative zone, Core, Rotation

1. Introduction

Our knowledge of the solar rotation profile has been derived from the study of the resonant acoustic modes that are trapped in the solar interior. Since the solar rotation

¹ Laboratoire AIM, CEA/DSM-CNRS - U. Paris Diderot - DAPNIA/SAP, 91191 Gif-sur-Yvette Cedex, France
rgarcia@cea.fr, smathur@cea.fr

² Max-Planck-Institut für Astrophysik, Karl-Schwarzschild-Strasse 1, 85748 Garching, Germany
jballot@mpa-Garching.mpg.de

³ Departamento de Edafología y Geología, Universidad de La Laguna, Tenerife, Spain adarwich@ull.es

⁴ Instituto de Astrofísica de Canarias (IAC), 38205, La Laguna, Tenerife, Spain adarwich@iac.es, sjimenez@iac.es

⁵ Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics, 60 Garden Street, Cambridge, MA 02138 skorzennik@cfa.harvard.edu

García et al.

lifts the azimuthal degeneracy of these resonant modes, their eigenfrequencies, $\nu_{n\ell m}$, are split into their m -components, where ℓ is the angular degree, n the radial order, and, m the azimuthal order. This separation, $\Delta\nu_{n\ell m}$, —usually called rotational splitting (or just splitting)— depends on the rotation rate in the region sampled by the mode. Using inversion techniques, the rotation rate at different locations inside the Sun can be inferred from a suitable linear combination of the measured rotational splittings

Nowadays the rotation rate inside the Sun is rather well known above $0.4 R_{\odot}$ (Thompson *et al.*, 1996; Schou *et al.*, 1998; Howe *et al.*, 2000; Antia and Basu, 2000). The convective zone is characterized by a differential rotation extending from the surface down to the tachocline, located around $0.7 R_{\odot}$. Below the tachocline, inside the radiative region, the Sun appears to rotate as a rigid body with a nearly constant rate of ~ 433 nHz down to the solar core, *i.e.* $\sim 0.25 R_{\odot}$. The rotation rate inside the core derived from p modes is still uncertain (Jiménez *et al.*, 1994; Elsworth *et al.*, 1995; Chaplin *et al.*, 2001; Chaplin *et al.*, 2004). Recent measurements of the asymptotic properties of the dipole g modes and their comparison with solar models favors a faster rotation rate inside the solar core (García *et al.*, 2007).

For p modes of a given degree ℓ , the radius at the inner turning point is a decreasing function of frequency, given by:

$$r_t = c_t L / \nu_{n\ell}$$

where $L = \ell + 1/2$, $\nu_{n\ell}$ is the frequency [not ω] of the mode and $c_t = c(r_t)$ the sound-speed at the radius r_t (see for example Lopes and Turk-Chièze, 1994). Thus the modes with increasing frequencies —higher radial order n — penetrate deeper inside the Sun. Unfortunately, when fitting Sun-as-a-star observations the uncertainties on the rotational splittings that are the most sensitive to low-degree p modes are very large. Indeed, as the modes lifetimes decrease with frequency their line widths increase. Therefore, for frequencies above ~ 2.3 mHz, there is a substantial blending between the visible m -components of the p modes. This blending makes it difficult to extract precisely the rotational splitting. At higher frequencies (~ 3.9 mHz) even the successive pairs of $\ell = 0, 2$ and $\ell = 1, 3$ modes blend together. As a result, with today's fitting methods, it is still not possible to obtain values of the rotational splittings with an accuracy good enough to be useful in any rotation inversion.

By contrast, at low frequency —below $n = 16$, or about 2.4 mHz— the lifetime of the modes increases and thus their line width is very small. This allows us to measure their rotational splittings with very high precision. However, these modes have inner turning points at shallower depths than the high-frequency modes (above 0.08 and $0.12 R_{\odot}$ for the $\ell = 1$ and 2 modes respectively). Therefore, even though these modes do not carry any information below $\sim 0.1 R_{\odot}$, they help improve our knowledge of the inner rotation rate because their inclusion contributes to an increase of the precision of the inversions since they have smaller error bars (Eff-Darwich, Korzennik, and Jiménez-Reyes, 2002; Eff-Darwich *et al.*, 2007).

For all these reasons, rotation inversion methodologies usually limit the input data set of low-degree p modes to low frequencies modes. For example, Couvidat *et al.*, (2003) used a limited number of splittings, corresponding to modes with $\ell \leq 3$ and frequencies below 2.4 mHz ($n = 15$) resulting from fitting GOLF¹ and MDI² 2,243

¹Global Oscillations at Low Frequency (Gabriel *et al.*, 1995)

²Michelson Doppler Imager (Scherrer *et al.*, 1995)

Influence of low- ℓ high- n p modes splittings on the rotation profile

day-long velocity time series, to infer the solar rotation profile. He concluded that the uncertainties in the rotation rate below $0.3R_{\odot}$ were still quite large. Therefore, to obtain a better and more reliable rotation profile in the inner core, we need, on one hand, to include low-frequency acoustic, mixed and gravity modes in the inversions (see discussions in Provost, Berthomieu, and Morel, 2000 and Mathur *et al.*, , 2007). On the other hand, we also need to measure more accurately low-degree high-order p modes to push further the frequency limit of the modes used in the inversions.

We present, in section 2, rotational splittings of $\ell \leq 3$ modes computed using 11.5 years of GOLF data, paying special attention that no bias is introduced by the solar activity or by the length of the fitting window. Thanks to the length of these new time series, the splitting error bars are improved by \sqrt{T} when compared to previous and shorter analysis using the same instrument. In section 3, we study the sensitivity of the rotation rate below $0.25 R_{\odot}$ to the available p modes and their error bars. We then discuss, in section 4, the influence of these modes on the inversions, based on the resulting resolution kernels and we finish by discussing the inverted rotation profile using the newly computed GOLF splittings.

2. Data analysis

We analyzed a 4,182 day-long time series of GOLF observations that spans the April 11, 1996 to September 22, 2007 epoch (~ 11.5 years). These observations were calibrated following the methods described in Garcia *et al.*, (2005). The duty cycle of that time series is 94.5%. The GOLF instrument is a resonant scattering spectrophotometer on board the SoHO³ spacecraft. A standard FFT (Fast Fourier Transform) algorithm was used to compute the power spectral density. This periodogram estimator was used because our primary interest is the study of modes at the medium frequency range. We have therefore decided to privilege the simplest estimator, avoiding the use of multi-tapers or zero-padding estimators that are better suited to look for weak and narrow peaks at low frequency.

To obtain the mode parameters, each pair of modes ($\ell = 0, 2$ and $\ell = 1, 3$) was fitted to a set of asymmetrical Lorentzian, as defined in Nigam and Kosovichev (1998), using a maximum-likelihood method since the power spectrum estimator follows a χ^2 distribution with 2 degrees of freedom. For additional details on this method see, for example, Toutain and Appourchaux, 1994. For each mode we fitted the following set of parameters: the amplitude, the line width, the central frequency, the peak asymmetry, the rotational splitting (if $\ell > 0$) and the uncorrelated background noise.

It has been shown that the amplitude ratios of the m -components inside a multiplet could produce a bias in the splitting determination if they are not correctly set (Chaplin *et al.*, 2006). We have therefore fixed them to the averaged values obtained directly from the GOLF data set itself (see for details Henney, 1999). Finally, to reduce the parameter space, we used the same asymmetry and line width for both modes in any given fitting window. Indeed Chaplin *et al.*, (2006) demonstrated that using the same width for the modes fitted simultaneously in a given fitting window reduces the bias in the splitting determination at high frequencies. Finally, the uncertainties on the fitted parameters were derived from the square root of the diagonal elements of the inverted Hessian matrix.

³Solar and Heliospheric Observatory (Domingo, Fleck, and Poland, 1995)

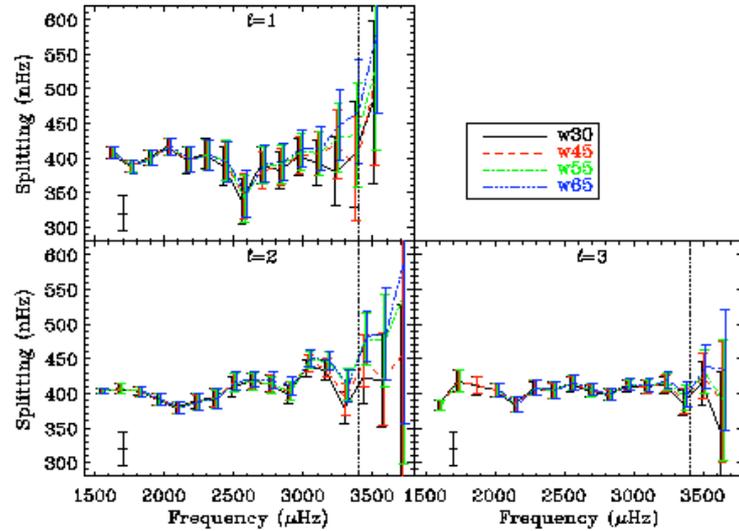


Figure 1. Synodic splittings for the $\ell = 1, 2$ and 3 modes fitted using increasing fitting window widths: from 30 to 65 μHz . The vertical dotted lines mark the upper limit of the modes whose splittings are used in this work. The error bar in the bottom left corner of each plot corresponds to ± 20 nHz and is plotted as reference.

It has been shown, using artificial simulations, that the determination of the rotational splitting could be biased by the width of the fitting window (Chaplin *et al.*, 2006). This is caused by the leakage of the neighboring modes. For example the splittings of the $\ell = 2$ modes could be noticeably modified (increased) at frequencies above 2.5 mHz due to the leakage of the $\ell = 4$ modes. We have studied this effect using the GOLF data by selecting 4 different windows for the fit: 30 , 45 , 55 and 65 μHz . The results are plotted in Figure 1. As expected, the values fitted for the $\ell = 2$ splittings increase at high frequencies when wider fitting windows are used. This behavior is consistent with the results obtained by the solarFLAG group (see for comparison Figure 9 of Chaplin *et al.*, 2006). However, the smallest window (30 μHz), also biases the fittings at high frequency because fitting such narrow spectral range prevent the fitting code from properly constraining the background level. Therefore, we have adopted the 45 μHz window as the best compromise between these two effects. In the case of the $\ell = 1$ modes the splittings computed using the smaller windows are roughly constant up to 3.4 mHz and then increase. For higher frequencies the splittings increase whatever window width is used and it is not possible to distinguish between a bias induced by the blending of the two adjacent m -components or a real increase. Therefore we have limited our study to the splittings

Influence of low- ℓ high- n p modes splittings on the rotation profile

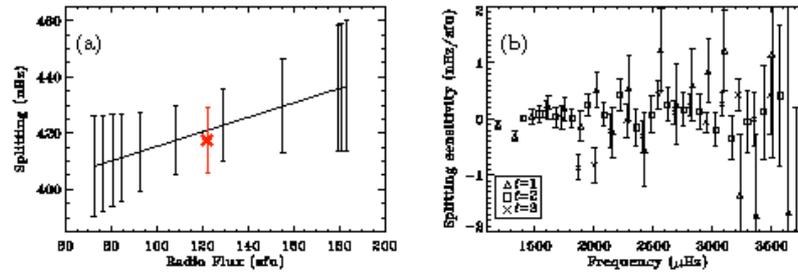


Figure 2. (a) Fitted splittings for the mode ($\ell = 2, n = 17$) as a function of the solar activity level measured by the Solar radio flux at 10.7 cm, in solar flux unit ($1 \text{ sfu} = 10^{-22} \text{ W m}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$). The asterisk with thick error bar indicates the result of fitting the full time series. (b) Sensitivity of the splittings to the activity for all of the fitted modes ($\ell = 1, 2$ and 3).

of modes below 3.4 mHz (this limit is indicated with a vertical dotted line in Figure 1) where all the splittings are roughly constant within the error bars. Another approach to limit the leakage of the neighbor peaks could be to fit the whole spectrum at once with the same value for the background noise (Roca Cortés *et al.*, 1998).

It is also important to notice that some splittings (for example the $\ell = 1, n = 17$ mode) are slightly out of the general trend of the rest of the splittings (less than 2σ) as a consequence of the stochastic nature of the excitation. This bias is in quantitative agreement with the results obtained from artificial simulations (see Chaplin *et al.*, 2006).

We have also verified that there is no noticeable influence of the solar activity on the extracted splittings. To do this, we followed an approach similar to the one described in Jiménez-Reyes *et al.*, (2001): we divided the time series in 12 independent 350 day-long segments⁴ and fitted them simultaneously. A linear dependence on a solar activity index was added to each parameter defining the spectral profiles, with two exceptions: first, we fixed the asymmetries to the values found by analyzing the full time series; second, we included a quadratic dependence on activity for the frequencies of the modes. We used the integrated 10.7 cm radio flux measurements from the National Geophysical Data Center⁵, averaged over the duration of each sub-series as indicator of solar activity. The 10.7 cm radio flux has been shown to be the indicator that best correlates with the measured changes resulting from solar activity.

Figure 2(a) illustrates the variation of the splitting with solar activity for one mode ($\ell = 2, n = 17$), while Figure 2(b) shows the sensitivity of the splittings to the radio flux for all of the fitted modes (*i.e.* the slope in Figure 2(a)). This plot shows that there is no clear systematic dependence like the one seen for the frequency (Jiménez, Roca Cortés, and Jiménez-Reyes, 2002; Gelly *et al.*, 2002; García *et al.*, 2004). Moreover variations during the solar cycle are generally marginally significant. The splittings obtained by fitting the whole time series are fully consistent with those

⁴one 350 day-long segment was not fitted since its duty cycle is very small because of the loss of contact with the SoHO spacecraft during that epoch

⁵<http://www.ngdc.noaa.gov/ngdc.html>

obtained when using this activity-dependent method and correspond to the Sun at its mean activity level, as expected. The resulting rotational splittings for modes $\ell \leq 3$ are listed in Table 1.

Before inverting these rotational frequency splittings we completed the set of splittings of low-degree low-order p modes down to 1 mHz with those extracted from the analysis of combined GOLF and MDI time series (García *et al.*, 2004), then we added high-degree modes using splittings of modes between $\ell = 4$ and $\ell = 25$ from the analysis of the 2,088 day long time series of MDI observations fitted by Korzennik (2005).

3. Sensibility of the splittings to the rotation rate below $0.25 R_{\odot}$

We have shown in the introduction that the acoustic modes of higher radial order penetrate deeper in the solar interior and that they are potentially of great interest to better constrain the rotation inside the solar core. This is illustrated in Figure 3 where the modes listed in Table 1 are plotted as a function of the radius of their inner turning point. The vertical error bars correspond to the 1σ error bars of the splittings. These uncertainties are smaller for the $\ell = 2$ and 3 than for the $\ell = 1$ modes because the visible m -components of the latter are closer in frequency and therefore blend together at lower frequencies than for higher-degree modes.

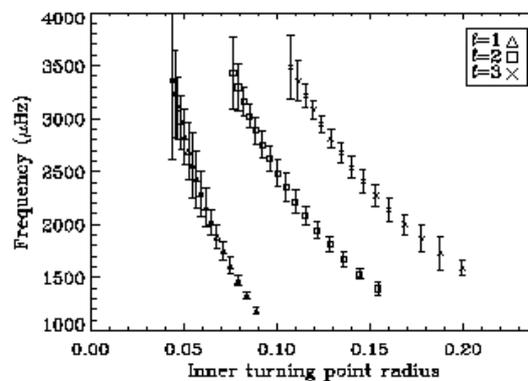


Figure 3. Fitted modes listed in Table 1 as a function of the inner turning point radii. The error bars are the splitting error bars in nHz magnified a factor 10^4 .

The amount of information on the rotation rate inside the core ($r \leq 0.25 R_{\odot}$) present in these modes depends on the precision of the measured splittings. The sensibility of the splittings to the rotation rate below $0.25 R_{\odot}$ is plotted in Figure 4(a). This sensibility is defined as the ratio between the contribution of the rotation rate below $0.25 R_{\odot}$ to the splitting, $\Delta\nu_{n\ell m}$, and the uncertainty, $\sigma_{n\ell m}$, in

Influence of low- ℓ high-n p modes splittings on the rotation profile

Table 1. Central frequencies, ν_o , synodic sectoral splittings, $\Delta\nu_{n\ell m}$ and their respective 1σ error bars (σ_o and $\sigma_{n\ell m}$) computed using 4182-d of GOLF velocity time series.

ℓ	n	ν_o (μHz)	σ_o (nHz)	$\Delta\nu_{n\ell m}$ (nHz)	$\sigma_{n\ell m}$ (nHz)
1...	7	1185.5893	4.0	402.2	3.2
	8	1329.6368	3.3	405.2	2.9
	9	1472.8475	5.0	400.0	4.2
	10	1612.7268	9.9	407.6	8.0
	11	1749.2887	10.5	388.1	9.2
	12	1885.0853	12.2	400.4	10.6
	13	2020.8228	14.1	416.5	12.5
	14	2156.8158	18.5	397.3	18.4
	15	2292.0340	19.0	404.7	21.6
	16	2425.6381	20.0	396.0	26.3
	17	2559.2441	19.3	345.2	30.7
	18	2693.4385	18.5	381.5	27.0
	19	2828.2585	18.0	387.1	26.0
	20	2963.4225	17.7	403.8	24.9
	21	3098.2937	19.0	405.8	29.3
	22	3233.2855	22.2	419.2	41.6
	23	3368.6923	26.9	385.1	75.6
2...	8	1394.6851	14.2	401.8	5.9
	9	1535.8642	7.0	403.1	4.1
	10	1674.5434	12.3	406.5	6.9
	11	1810.3293	13.3	403.0	6.9
	12	1945.8173	15.9	391.6	8.4
	13	2082.1175	18.5	379.2	8.6
	14	2217.6968	22.2	387.4	11.3
	15	2352.2626	23.7	393.4	13.5
	16	2485.9310	22.8	414.7	12.9
	17	2619.7165	20.6	417.6	11.7
	18	2754.5761	20.4	413.5	12.2
	19	2889.6857	20.5	402.7	12.7
	20	3024.8519	20.3	443.9	11.7
	21	3159.9752	22.3	437.2	13.6
	22	3295.2381	28.1	392.3	21.4
	23	3430.9280	38.6	447.5	33.4
3...	9	1591.4891	19.5	382.3	7.1
	10	1729.1460	47.7	417.5	16.3
	11	1865.3041	36.9	411.6	12.9
	12	2001.2566	28.6	404.9	9.4
	13	2137.7634	38.2	383.3	11.4
	14	2273.4932	32.7	407.4	10.6
	15	2407.6669	36.2	403.8	11.5
	16	2541.7150	32.7	414.1	10.4
	17	2676.254	27.1	403.7	8.9
	18	2811.4796	24.1	397.5	8.3
	19	2947.1109	23.1	411.6	7.8
	20	3082.4893	27.2	409.9	9.3
	21	3217.9177	31.3	415.0	11.4
	22	3353.6765	46.1	388.6	19.0
	23	3489.6852	66.4	425.2	30.0

its determination. For a given mode, if the sensitivity function is greater than one, this particular mode hold useful information on the core rotation. Up to ~ 3.4 mHz, all the modes $\ell \leq 3$ are potentially interesting for the inversions. The situation has evolved drastically since 2003 when the previous analysis of 2,243 day-long GOLF and MDI time series showed that below $0.2 R_{\odot}$ only those modes below 2.2 mHz had a sensitivity greater than one (see left panel of Figure 1 in Couvidat *et al.*, , 2003). In fact, when we compute the sensitivity function below the latter radius using the new computed GOLF splittings we obtain the same dependence with the frequency than below $0.25 R_{\odot}$ but rescaled to lower sensitivity. For the $\ell = 2$ and 3 modes the sensitivity reduction is about a factor 2. In the case of the $\ell = 1$ modes the factor is smaller and the sensitivity curve crosses unity at 3.1 instead of 3.3 mHz.

Figure 4(b) shows the resulting splittings normalized by their error bars. The precision clearly increases towards the low-frequency range for the $\ell = 1$ modes while for the $\ell = 2$ and 3 modes the curves are flatter indicating that the error bars are nearly constant all along the analyzed frequency range.

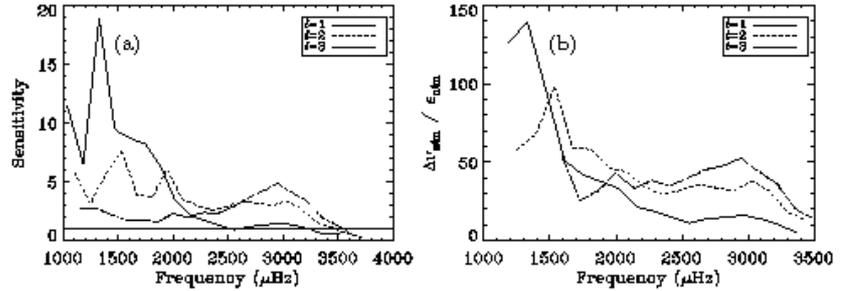


Figure 4. (a) Sensitivity of the splittings to the rotation rate below $0.25 R_{\odot}$ as defined in the text. The horizontal dotted line is the lower limit from which the splittings would not carry any useful information on the solar core rotation. (b) Splittings normalized by their error bars. Change the y axis epsilon by sigma

4. Discussion

To study the effect of the $\ell \leq 3$ modes at medium-range frequencies on the inferred rotation rate we carry out some 2-D inversions.

The rotational splittings, $\Delta\nu_{n\ell m}$, are the integral of the product of a sensitivity function –or a kernel– $K_{n\ell m}(r, \theta)$, a known function based on a solar model, with the rotation rate, $\Omega(r, \theta)$, over the radius, r , and the co-latitude, θ (Hansen, Cox, and van Horn, 1977):

$$\Delta\nu_{n\ell m} = \frac{1}{2\pi} \int_0^R \int_0^\pi K_{n\ell m}(r, \theta) \Omega(r, \theta) dr d\theta + \epsilon_{n\ell m} \quad (1)$$

where $\epsilon_{n\ell m}$ is the effective error on the measured value $\Delta\nu_{n\ell m}$. We assume that the errors, $\epsilon_{n\ell m}$, follow a normal distribution with a standard deviation $\sigma_{n\ell m}$, which is

Influence of low- ℓ high- n p modes splittings on the rotation profile

estimated by the fitting procedure (cf. § 2), as listed in Table 1. This set of equations defines a classical inverse problem for the solar rotation. The inversion of this set of M integral equations – one for each measured $\Delta\nu_{n\ell m}$ – allows us to infer the rotation rate profile as a function of radius and latitude from a set of observed splittings.

The inversion method used here is based on the regularized least-squares methodology (RLS) following the prescription described in Eff-Darwich and Pérez Hernández (1997). In this implementation the regularization function is weighted differently for each model grid point (see also Eff-Darwich *et al.*, 2007). In summary, Equation 1 is transformed into a matrix relation:

$$D = Ax + \epsilon \quad (2)$$

where D is the data vector, with elements $\Delta\nu_{n\ell m}$ and dimension M , x is the solution vector to be determined at N model grid points, A is the matrix with the kernels, of dimension $M \times N$ and ϵ is the vector containing the error bars.

The RLS solution for the vector x is given by:

$$x_{\text{est}} = (A^T A + \gamma H)^{-1} A^T D \quad (3)$$

where γ is a scalar introduced to give a suitable weight to the constraint matrix H on the solution. Replacing D from Equation 2 we obtain

$$x_{\text{est}} = (A^T A + \gamma H)^{-1} A^T Ax \stackrel{\text{def}}{=} Rx \quad (4)$$

hence

$$R = (A^T A + \gamma H)^{-1} A^T A. \quad (5)$$

The matrix R is referred to as the resolution or sensitivity matrix. Ideally, R would be the identity matrix, which corresponds to perfect resolution. However, if we try to find an inverse with a resolution matrix R close to the identity matrix, the solution is generally dominated by the noise magnification. The individual columns of R display how anomalies in the corresponding model are imaged by the combined effect of measurement and inversion. In this sense, each element R_{ij} reveals how much of the anomaly in the j^{th} inversion model grid point is transferred into the i^{th} grid point. Consequently, the diagonal elements R_{ii} states how much of the information is saved in the model estimate and may be interpreted as the resolvability or sensitivity of x_i . We defined the sensitivity λ_i of the grid point x_i to the inversion process as follow:

$$\lambda_i = \frac{R_{ii}}{\sum_{j=1}^N R_{ij}} \quad (6)$$

With this definition, a lower value of λ_i means a lower sensitivity of x_i to the inversion of the solar rotation. We define a smoothing vector W with elements $w_i = \lambda_i^{-1}$ that is introduced in Equation 3 to complement the smoothing parameter γ , namely

$$x_{\text{est}} = (A^T A + \gamma W H)^{-1} A^T D. \quad (7)$$

Such substitution allows us to apply different regularizations to different model grid points x_i , whose sensitivities depend on the data set that is used in the inversions. A set of results can be calculated for different values of γ , the optimal solution being the one with the best trade-off between error propagation and the quadratic difference $\chi^2 = |Ax_{\text{est}} - D|^2$ as discussed in Eff-Darwich and Pérez Hernández (1997).

Table 2. Description of the artificial data sets used to study the sensitivity of low-degree high-order p modes.

Data set	$\ell = 1$ (mHz)	$\ell = 2, 3$ (mHz)	$\ell > 3$ (mHz)
Set #1	$1 \leq \nu \leq 2.3$	$1 \leq \nu \leq 2.3$	$1 \leq \nu \leq 3.9$
Set #2	$1 \leq \nu \leq 2.5$	$1 \leq \nu \leq 3.4$	$1 \leq \nu \leq 3.9$
Set #3	$1 \leq \nu \leq 3.4$	$1 \leq \nu \leq 3.4$	$1 \leq \nu \leq 3.9$

We have performed a theoretical study to determine the effect of adding the low-degree high-order p modes in the inversions. To do so, we have computed, using Equation 1, the splittings corresponding to an artificial rotation profile $\Omega(r, \theta)$. This artificial profile has a differential rotation in the convection zone (that mimics the real one), a rigid rotation from 0.7 down to 0.2 R_{\odot} equal to $\Omega_{rz} = 433$ nHz and a step-like profile in the core having a rate of 350 nHz in the 0.1-0.2 R_{\odot} region and a rate 3 times larger than the rest of the radiative zone below 0.1 R_{\odot} . Although this profile with steep changes and a small drop followed by an increase is unlikely to be realistic, it enables us to characterize the quality of the inversions as the inversion code has difficulty reproducing these steep gradients.

Three artificial data sets have been built (see Table 2). The first, Set #1, is the reference one and contains low-degree p modes below 2.3 mHz while p modes for $\ell > 3$ extend up to 3.9 mHz. The second set, Set #2, adds the $\ell = 2$ and 3 modes up to 3.4 mHz. As we have shown in the previous section, these modes could have some sensitivity to the rotation in the core (see Figure 4(a)). Finally, the third set, Set #3, also adds the $\ell = 1$ modes up to 3.4 mHz that seem to be at the sensitivity limit (see again Figure 4(a)).

Figure 5 shows the resulting inversions for these 3 artificial data sets. We shall qualify these inversions as *ideal* because all the splittings were given the same error bars and are noiseless. The inferred rotation rate represents the best result that we can obtain for each set of modes.

As expected, the differences between the profiles appear below 0.3 R_{\odot} but they are only significant below $\sim 0.15 R_{\odot}$. All along the solar interior, the differences between Set #2 and #3 are very small and are within the inversion uncertainties. Comparing these two data sets with Set #1, we obtain an improvement up to $\sim 30\%$ in the deepest region when the sets with more modes are used. Unfortunately, in all the data sets, the recovered profiles are not accurate enough. This is easily understood when looking at the corresponding resolution kernels: they remain, indeed, very wide. Figure 6 shows some resolution kernels for the deepest model grid points and for Sets #1 and #3. There are no resolution kernels centered below $\sim 0.13 R_{\odot}$ for Set #1. Comparing the resolution kernels of Set #1 and #3, we see an improvement in the second case. Indeed the resolution kernels are thinner (better resolution in the

Influence of low- ℓ high- n p modes splittings on the rotation profile

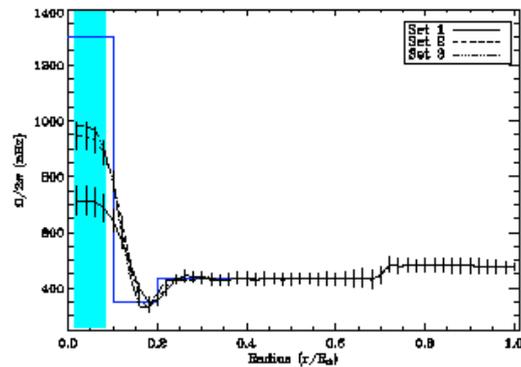


Figure 5. Equatorial rotation rate obtained from *ideal* inversions (all the modes with the same error bars) of an artificial step profile (blue continuous line) using the three data sets described in Table 2. The inversion error bars are plotted only for the profiles resulting from inverting Sets #1 and #2. Shaded area corresponds to the region where the solution of the inversion is not reliable as the result of the poor quality of the resolution kernels due to the lack of sensitivity of the acoustic modes to this region of the Sun.

solution of the inversion) and they are slightly shifted to deeper layers (by about 3% of the solar radius).

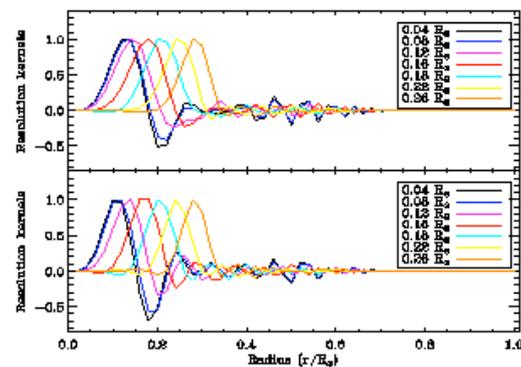


Figure 6. Resolution kernels of the inner model grid for Set #1 (top) and #3 (bottom) in the *ideal* case (all the modes have the same error bars).

We have shown the improvements of adding low-degree high-order p modes in the *ideal* inversions. However, the observed splittings have non-uniform error bars. Therefore, we inverted the same sets of artificial splittings but using the actual measured error bars. To be more realistic, Gaussian noise was also added to the artificial splittings, commensurable to their corresponding uncertainty. The resulting rotation profiles are plotted in Figure 7. As for the *ideal* case, Sets #2 and #3 give the same qualitative results and both are slightly better in the core than Set #1, even though the differences are within the inversion error bars. Nevertheless, the solution is improved in all of the radiative region where the ripples are reduced and the solution is smoother when more modes are added. Therefore, even with the realistic uncertainties, the recovered rotation rate is more accurate when Sets #2 or #3 are used. Unfortunately, the contribution of the $\ell = 1$ modes in the 2.5 to 3.4 mHz range remains negligible with the present magnitude of their uncertainties.

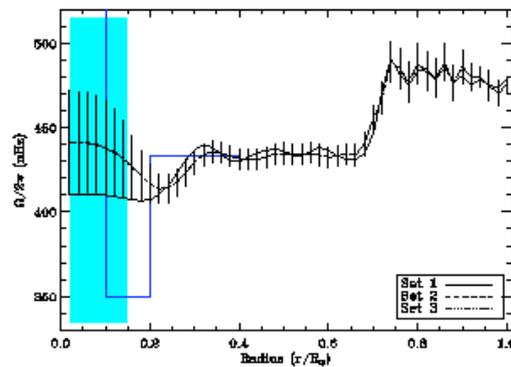


Figure 7. Equatorial rotation rate obtained from the inversions of the artificial step profile (blue continuous line) using the three data sets described in Table 2 but with the real error bars as described in Section 2. For clarity, the inversion error bars are plotted only in the inversion of the Set #2. Shaded area corresponds to the region where the solution of the inversion is not reliable as explained in Figure 5.

Including realistic uncertainties results in significant changes in the resolution kernels (see Figure 8). Indeed, the coefficients of the linear combination given to each splitting (inversely proportional to the error bars) changes the linear combination of the modes used to compute those resolution kernels. Therefore the inner resolution kernels shift outwards: the maximum of the deepest one is now at around $0.16 R_{\odot}$ for all sets and, of course, are wider than the ones of the *ideal* case. The differences between the resolution kernels deduced from Sets #1 and #3 are smaller, explaining why the solutions in both cases are so similar.

After having studied the improvements in the rotation rate that we can expect by adding the low-degree high-order p modes we computed the same set of inversions using the real data. Figure 9 shows the inferred rotation rate for the real data using the Sets #1, #2 & #3. The results are similar to what we found for the artificial

Influence of low- ℓ high- n p modes splittings on the rotation profile

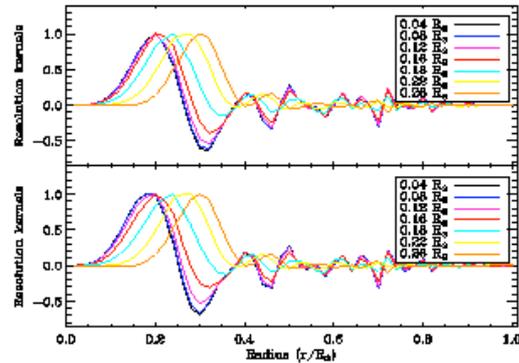


Figure 8. Resolution kernels of the inner model grid points for Set #1 (top) and #3 (bottom) but using splittings with realistic uncertainties.

cases with realistic uncertainties. Indeed, the rotation rate below $\sim 0.25 R_{\odot}$ slightly changes when comparing Set #2 and #3 (that cannot be distinguished within the error bars) to Set #1. The rotation profiles show a small increase inside the core when the new modes are added (Sets #2 and #3). The difference is barely significant down to $0.16 R_{\odot}$ which is the reliability limit of the inversion. As we already knew, we need gravity modes to get more information about the dynamics of the deepest layers of the core (Mathur *et al.*, 2007). In the rest of the radiative zone (above $0.25 R_{\odot}$) the profiles inferred using the three sets are the same.

We have also tested the effect of increasing the amplitude ratio of the visible m -components of the $\ell = 2$ and 3 modes by 20 and 10% respectively. The resulting splittings are systematically increased by ~ 10 nHz for the $\ell = 2$ modes and by 3 to 4 nHz for the $\ell = 3$ modes. The inversion computed with these new splittings gives the same qualitative results than those shown in Figure 9: the inferred profiles are improved when more modes are used (Set #2 and #3). For these two profiles, the rotation rate obtained at $0.16 R_{\odot}$ has increased by some 7%, which is still within the inversion error bars.

5. Conclusion

We have analyzed a 4,182 day-long time series of GOLF velocity observation and have derived the frequencies and the splittings of the acoustic modes up to 3.4 mHz. We used a $45 \mu\text{Hz}$ window to fit the $\ell = 0, 2$ and $1, 3$ pairs to limit any bias in the fitted splittings. By fitting shorter time series simultaneously and including a linear dependence of the splitting with the solar activity, we have checked that for most of the modes the variation of this parameter with the activity is within the error bars estimated using the whole time series.

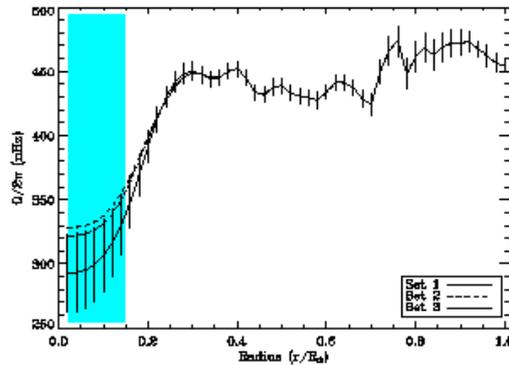


Figure 9. Equatorial rotation rate of real data using only low-degree low-order p modes up to 2.3 and 3.4 mHz and the same set of high-degree modes. For clarity, the inversion error bars are shown only for the result of inverting Set #1. Shaded area corresponds to the region where the solution of the inversion is not reliable as explained in Figure 5.

We then carried out a study of the sensitivity of the rotation of the core (below $0.25 R_{\odot}$) to the $\ell \leq 3$ modes up to 3.4 mHz. We show that the contribution of the rotation rate in the core to the splittings of the $\ell = 2$ and 3 modes are several times the size of their current error bars. By contrast the $\ell = 1$ modes in the 2.5 to 3.4 mHz range have a contribution from the core of the same order of magnitude as their error bars. Therefore, they cannot provide valuable information on the core's rotation.

By using artificial inversions of a step-like profile we have shown that, ideally, the new modes would improve the inferred rotation rate in the core but with a small accuracy on the profile itself due to a lack of resolution in the inner regions of the Sun – as indicated by the corresponding resolution kernels. The effect of including the $\ell = 1$ modes between 2.5 and 3.4 mHz is negligible with the current size of their error bars. Using the real error bars degrades the inferred solution and the differences in the core profile are within the inversion uncertainties. However, the profile in the rest of the radiative region is smoother when more modes are used, demonstrating that the inclusion of those modes improve the inversion results.

Finally, the inversion of the real data, including the larger set of low-degree low-order p modes, shows no significant differences between Set #2 and #3 like for the artificial data. There is a small increase of the rotation rate below $0.25 R_{\odot}$ compared to the reference Set #1 but it is within the inversion error bars. The resolution kernels are improved when the low-degree high-order p modes are included and the resolution kernels at the deepest locations are shifted by 3% of the solar radius towards the center. This result suggests that with the present error bars it is better to use such modes in the inversions (at least for the high order $\ell = 2$ and 3 modes).

 Influence of low- ℓ high- n p modes splittings on the rotation profile

To progress in the inference of the rotation rate in the solar core we would need to measure low degree modes: acoustic, mixed and gravity modes that will bring a direct signature of the dynamics of the still hidden core of the Sun.

Acknowledgements The GOLF experiment is based upon a consortium of institutes (IAS, CEA/Saclay, Nice and Bordeaux Observatories from France, and IAC from Spain) involving a large number of scientists and engineers, as enumerated in Gabriel *et al.*, (1995). SoHO is a mission of international cooperation between ESA and NASA. This work has been partially funded by the grant AYA2004-04462 of the Spanish Ministry of Education and Culture. This work was partially supported by the European Heli- and Asteroseismology Network (HELAS⁶), a major international collaboration funded by the European Commission's Sixth Framework Programme.

References

- Antia, H.M., Basu, S.: 2000, Temporal Variations of the Rotation Rate in the Solar Interior. *Astrophys. J.* 641, 442–448. doi:10.1086/309421.
- Chaplin, W.J., Appourchaux, T., Baudin, F., Boumier, P., Elsworth, Y., Fletcher, S.T., Fossat, E., García, R.A., Isaak, G.R., Jiménez, A., Jiménez-Reyes, S.J., Lazrek, M., Leibacher, J.W., Lochard, J., New, R., Pallé, P., Régulo, C., Salabert, D., Seghouani, N., Toutsain, T., Wachter, R.: 2006, Solar FLAG hare and hounds: on the extraction of rotational p-mode splittings from seismic, Sun-as-a-star data. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 369, 985–996. doi:10.1111/j.1365-2966.2006.10358.x.
- Chaplin, W.J., Elsworth, Y., Isaak, G.R., Marchenkov, K.I., Miller, B.A., New, R.: 2001, Rigid rotation of the solar core? On the reliable extraction of low- l rotational p-mode splittings from full-disc observations of the Sun. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 327, 1127–1136. doi:10.1046/j.1365-8711.2001.04805.x.
- Chaplin, W.J., Seldi, T., Elsworth, Y., Gough, D.O.: 2004, On the detectability of a rotation-rate gradient in the solar core. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 356, 535–542. doi:10.1111/j.1365-2966.2004.08338.x.
- Couvidat, S., García, R.A., Turck-Chièze, S., Corbard, T., Henney, C.J., Jiménez-Reyes, S.: 2003, The Rotation of the Deep Solar Layers. *Astrophys. J. Lett.* 687, L77–L79. doi:10.1086/379698.
- Domingo, V., Fleck, B., Poland, A.I.: 1995, The SOHO Mission: an Overview. *Solar Phys.* 162, 1–37.
- Eff-Darwich, A., Korzennik, S.G., Jiménez-Reyes, S.J.: 2002, Inversion of the Internal Solar Rotation Rate. *Astrophys. J.* 575, 257–263. doi:10.1086/340747.
- Eff-Darwich, A., Korzennik, S.G., Jiménez-Reyes, S.J., García, R.A.: 2007, The rotation of the solar radiative interior after 2088 days of helioseismic observations from gong, golf and mdi. *Astrophys. J.*, in press.
- Eff-Darwich, A., Pérez Hernández, F.: 1997, A new strategy for helioseismic inversions. *Astron. Astrophys. Suppl.* 126, 1.
- Elsworth, Y., Howe, R., Isaak, G.R., McLeod, C.P., Miller, B.A., New, R., Wheeler, S.J., Gough, D.O.: 1995, Slow Rotation of the Sun's Interior. *Nature* 376, 669–+. doi:10.1038/376669a0.
- Gabriel, A.H., Grec, G., Charra, J., Rcbillot, J.M., Cortés, T.R., Turck-Chièze, S., Bocchia, R., Boumier, P., Cantin, M., Céspedes, E., Cougrand, B., Gretolle, J., Dame, L., Decaudin, M., Delache, P., Denis, N., Duc, R., Dzitko, H., Fossat, E., Fourmond, J.J., García, R.A., Gough, D., Grivel, C., Herrero, J.M., Lagardere, H., Moalic, J.P., Pallé, P.L., Petrou, N., Sanchez, M., Ulrich, R., van der Raay, H.B.: 1995, Global Oscillations at Low Frequency from the SOHO Mission (GOLF). *Solar Phys.* 162, 61–99.

⁶<http://www.helas-eu.org/>

- García, R.A., Corbard, T., Chaplin, W.J., Couvidat, S., Eff-Darwich, A., Jiménez-Reyes, S.J., Korzennik, S.G., Ballot, J., Boumier, P., Fesat, E., Henney, C.J., Howe, R., Lazrek, M., Lochard, J., Pallé, P.L., Turck-Chièze, S.: 2004, About the rotation of the solar radiative interior. *Solar Phys.* 220, 269–285. doi:10.1023/B:SOLA.0000031395.90891.ce.
- García, R.A., Jiménez-Reyes, S.J., Turck-Chièze, S., Ballot, J., Henney, C.J.: 2004, Solar Low-Degree P-Mode Parameters after 8 Years of Velocity Measurements with SOHO. In: Danesy, D. (ed.) *ESA SP-559: SOHO 14 Helio- and Asteroseismology: Towards a Golden Future*, 14, 436–4.
- García, R.A., Turck-Chièze, S., Boumier, P., Rebillot, J.M., Bertello, L., Charra, J., Dzitko, H., Gabriel, A.H., Jiménez-Reyes, S.J., Pallé, P.L., Rensud, C., Roca Cortés, T., Ulrich, R.K.: 2005, Global solar Doppler velocity determination with the GOLF/SOHO instrument. *Astron. Astrophys.* 442, 385–395. doi:10.1051/0004-6361:20052779.
- García, R.A., Turck-Chièze, S., Jiménez-Reyes, S.J., Ballot, J., Pallé, P.L., Eff-Darwich, A., Mathur, S., Provost, J.: 2007, Tracking Solar Gravity Modes: The Dynamics of the Solar Core. *Science* 316, 1591–. doi:10.1126/science.1140598.
- Gelly, B., Lazrek, M., Grec, G., Ayad, A., Schmider, F.X., Renaud, C., Salabert, D., Fesat, E.: 2002, Solar p-modes from 1979 days of the GOLF experiment. *Astron. Astrophys.* 524, 285–297. doi:10.1051/0004-6361:20021106.
- Hansen, C.J., Cox, J.P., van Horn, H.M.: 1977, The effects of differential rotation on the splitting of nonradial modes of stellar oscillation. *Astrophys. J.* 217, 151.
- Henney, C.J.: 1999, Comparison between simultaneous gmf and mdi observations in search of low frequency solar oscillations. PhD thesis, AA (University of California, Los Angeles).
- Howe, R., Christensen-Dalsgaard, J., Hill, F., Komm, R.W., Larsen, R.M., Schou, J., Thompson, M.J., Toomre, J.: 2000, Dynamic Variations at the Base of the Solar Convection Zone. *Science* 287, 2456–2460.
- Jiménez, A., Pérez Hernandez, F., Claret, A., Pallé, P.L., Régulo, C., Roca Cortés, T.: 1994, The rotation of the solar core. *Astrophys. J.* 456, 874–880. doi:10.1086/174868.
- Jiménez, A., Roca Cortés, T., Jiménez-Reyes, S.J.: 2002, Variation of the low-degree solar acoustic mode parameters over the solar cycle. *Solar Phys.* 209, 247–263.
- Jiménez-Reyes, S.J., Corbard, T., Pallé, P.L., Roca Cortés, T., Tomczyk, S.: 2001, Analysis of the solar cycle and core rotation using 15 years of Mark-I observations: 1984–1999. I. The solar cycle. *Astron. Astrophys.* 379, 622–633. doi:10.1051/0004-6361:20011374.
- Korzennik, S.G.: 2005, A Mode-Fitting Methodology Optimized for Very Long Helioseismic Time Series. *Astrophys. J.* 626, 585–615. doi:10.1086/429748.
- Lopes, I., Turck-Chièze, S.: 1994, The second order asymptotic theory for the solar and stellar low degree acoustic mode predictions. *Astron. Astrophys.* 290, 845–860.
- Mathur, S., Eff-Darwich, A.M., García, R.A., Turck-Chièze, S.: 2007, Sensitivity of helioseismic gravity modes to the dynamics of the solar core. *Astron. Astrophys.*, in press.
- Nigam, R., Kosovichev, A.G.: 1998, Measuring the Sun's Eigenfrequencies from Velocity and Intensity Helioseismic Spectra: Asymmetrical Line Profile-fitting Formula. *Astrophys. J. Lett.* 606, L51+. doi:10.1086/311594.
- Provost, J., Berthomieu, G., Morel, P.: 2000, Low-frequency p- and g-mode solar oscillations. *Astron. Astrophys.* 355, 775–785.
- Roca Cortés, T., Lazrek, M., Bertello, L., Thiery, S., Baudin, F., Boumier, P., Gavryusev, V., García, R.A., Régulo, C., Ulrich, R.K., Grec, G., the GOLF Team, : 1998, The Solar Acoustic Spectrum as Seen by GOLF. II. Noise Statistics Background and Methods of Analysis. In: Korzennik, S. (ed.) *Structure and Dynamics of the Interior of the Sun and Sun-like Stars, ESA Special Publication*, 418, 323–.
- Scherrer, P.H., Bogart, R.S., Bush, R.I., Hoeksema, J.T., Kosovichev, A.G., Schou, J., Rosenberg, W., Springer, L., Tarbell, T.D., Title, A., Wolfson, C.J., Zayer, I., MDI Engineering Team, : 1995, The Solar Oscillations Investigation - Michelson Doppler Imager. *Solar Phys.* 162, 129–188. doi:10.1007/BF00733429.
- Schou, J., Antia, H.M., Basu, S., Bogart, R.S., Bush, R.I., Chitre, S.M., Christensen-Dalsgaard, J., di Mauro, M.P., Dziembowski, W.A., Eff-Darwich, A., Gough, D.O., Haber, D.A., Hoeksema, J.T., Howe, R., Korzennik, S.G., Kosovichev, A.G., Larsen, R.M., Pijpers, F.P., Scherrer, P.H., Seki, T., Tarbell, T.D., Title, A.M., Thompson, M.J., Toomre, J.: 1998, Helioseismic Studies of Differential Rotation in the Solar Envelope by the Solar Oscillations Investigation Using the Michelson Doppler Imager. *Astrophys. J.* 606, 390–417. doi:10.1086/306146.
- Thompson, M.J., Toomre, J., Anderson, E., Antia, H.M., Berthomieu, G., Burtonclay, D., Chitre, S.M., Christensen-Dalsgaard, J., Corbard, T., D'Acqua, M., Genovese, C.R.,

Influence of low- ℓ high- n p modes splittings on the rotation profile

- Gough, D.O., Haber, D.A., Harvey, J.W., Hill, F., Howe, R., Korzennik, S.G., Koochichev, A.G., Leibacher, J.W., Pijpers, F.P., Provost, J., Rhodes, E.J., Schou, J., Seki, T., Stark, P.E., Wilson, P.: 1996, Differential Rotation and Dynamics of the Solar Interior. *Science* 272, 1300–1305.
- Toutain, T., Appourchaux, T.: 1994, Maximum likelihood estimators: An application to the estimation of the precision of helioseismic measurements. *Astron. Astrophys.* 289, 649–658.

PARTIE IV : Le prototype GOLF-NG

C 6

Le prototype GOLF-NG

Cela fait environ 30 ans que les instruments dédiés aux mesures héliosismiques sont développés et améliorés. Entre les réseaux au sol tels que BiSON ¹, IRIS ² ou GONG ³ et les instruments spatiaux comme GOLF ⁴, MDI/SOI ⁵ ou VIRGO ⁶ à bord de SoHO ⁷, de nombreuses caractéristiques du plasma solaire ont pu être étudiées.

Nous avons vu dans les chapitres précédents la situation actuelle concernant la détection des modes acoustiques et des modes de gravité. Cependant les performances actuelles des instruments héliosismiques ne nous permettent pas d'atteindre les faibles vitesses de la plupart des modes de gravité pour lesquels les derniers calculs théoriques donnent des estimations de vitesses autour de 0,1mm/s à la surface du soleil (Kumar et al. 1996, Andersen 1996). Dans Turck-Chièze et al. (2004c), en utilisant 8 ans de données, des candidats modes de gravité ont été détectés avec 90% de niveau de confiance en faisant une recherche sur des fenêtres de 20 μ Hz. Un candidat se situe même au-dessus de 98% de niveau de confiance sur une fenêtre de 10 μ Hz (Turck-Chièze et al. 2004b, Mathur et al. 2007, voir chapitre 3). De plus, une signature des modes de gravité dipolaires à basse fréquence a été signalée avec un niveau de confiance supérieur à 99% (García et al. 2007b, voir chapitre 4). La principale limitation des observations de GOLF est le bruit solaire mais maintenant, se rajoute l'augmentation du bruit instrumental lié au vieillissement du détecteur. La Fig. 3.4 (DSP de GOLF dans le chapitre 3) illustre les différents bruits intervenant dans les mesures au début de l'observation de SoHO et nous voyons que dans la région correspondant aux fréquences des modes de gravité, le bruit de granulation, de supergranulation et des régions actives domine la DSP.

Une des priorités pour la nouvelle génération d'instruments est de diminuer ce bruit solaire et de maintenir un bruit instrumental inférieur à l'erreur statistique. D'autre part, la technique consistant à mesurer la vitesse Doppler sur une raie d'absorption du spectre solaire a prouvé qu'elle pouvait fournir les plus faibles niveaux de bruit dans la région où se trouvent les modes de gravité. C'est pourquoi, au CEA de Saclay, un nouvel instrument, successeur de GOLF, a été conçu sous la responsabilité scientifique de Sylvaine Turck-Chièze (Turck-Chièze et al. 2006) et du chef de projet Pierre-Henri Carton et construit grâce à la collaboration de trois services du CEA (SAp, SEDI ⁸ et SIS ⁹) ainsi que de l'IAC (Instituto de Astrofísica de Canarias). Avant de passer à une version spatiale, un prototype technologique est en train d'être mis au point afin de trouver des solutions techniques aux nouveaux progrès à accomplir et de montrer la faisabilité d'un tel instrument. Dans ce chapitre, je vais présenter les différentes techniques d'observation, expliquer les différents objectifs de cet instrument et enfin décrire les différents éléments qui le constituent.

¹Birmingham Solar Oscillation network (Chaplin et al. 1996)

²International Research on the Interior of the Sun, (Fossat 1991)

³Global Oscillation Network Group (Leibacher 1999)

⁴Global Oscillations at Low Frequency (Gabriel et al. 1995)

⁵Solar Oscillations Investigations, (Scherrer et al. 1995)

⁶Variability of solar IRradiance and Gravity Oscillation, (Fröhlich et al. 1995)

⁷Solar and Heliospheric Observatory, (Domingo et al. 1995)

⁸Service d'Electronique, des Détecteurs et d'Informatique

⁹Service d'Ingénierie des Systèmes

6.1 Caractéristiques des instruments héliosismiques existants

Les ondes acoustiques ou de gravité déplacent les couches internes du soleil provoquant des mouvements de la surface du soleil. Pour mesurer ces déplacements, deux techniques sont utilisées. La première consiste à mesurer les variations photométriques sur une ou plusieurs bandes du spectre électromagnétique solaire. Alors que la seconde technique permet de mesurer la vitesse Doppler sur une ou plusieurs raies Fraunhofer.

Nous pouvons soit observer le Soleil en intégrant le disque solaire, soit faire une image du Soleil pour accéder aux modes de degré élevé. Dans le premier cas, le Soleil est contenu dans un seul pixel. De cette manière nous ne pouvons détecter que les modes de bas degrés ($\ell = 0$ à 3) et uniquement les composantes $\ell + m$ pair si l'axe de rotation est orthogonal à la ligne de visée. A cause d'une résolution spatiale trop faible, l'amplitude des vitesses des modes de degré élevé est quasi-nulle. Pour les composantes $\ell + m$ impair, la surface pour des vitesses positives est comparable à la surface pour des vitesses négatives, ce qui est à l'origine de l'annulation de la vitesse globale. D'autre part, en faisant une image, des modes de degré élevé, pouvant aller jusqu'à $\ell \approx 1000$ (en prenant l'intégralité du Soleil sur des CCD 1024×1024), voir 3000 en prenant des portions du Soleil sur le même type de CCD, sont accessibles.

6.1.1 Mesures en intensité

A bord de la sonde SoHO qui a fêté ses 10 ans en 2005, l'instrument VIRGO est un ensemble de 3 instruments dont un qui est constitué de 2 photomètres. Cet instrument mesure des variations d'intensité sur 3 bandes spectrales : 402, 500 et 862 nm. Il observe le Soleil de façon intégrée, donnant accès aux modes de bas degré. Il est difficile d'extraire les modes acoustiques en-dessous de 2 mHz avec ce type de mesures car la Fig. 6.1 montre qu'en-dessous de cette valeur le bruit est un facteur 10 au-dessus de celui de GOLF car la granulation turbulente perturbe fortement la photosphère. Pour obtenir cette figure, une normalisation a été effectuée en terme de puissance des modes acoustiques dans la région de 2 à 4 mHz afin de pouvoir comparer les spectres des deux instruments. Aussi, en mesurant en intensité, le bruit solaire s'avère être plus haut que pour les mesures en vitesse radiale. En effet, le contraste en vitesse est plus faible qu'en intensité. De plus GOLF fait des mesures à 300-400 km dans la photosphère alors que VIRGO fait des mesures plus près de la surface.

6.1.2 Mesures en vitesse

Cette méthode a été utilisée par Leighton et al. (1962), ce qui a permis de détecter pour la première fois les oscillations solaires de 5 minutes de période. Depuis, plusieurs instruments utilisant la technique Doppler ont été mis au point.

Parmi les instruments toujours en fonctionnement, il y a le réseau sol BiSON qui est constitué d'instruments situés dans 6 sites. Les mesures sont faites sur la raie de potassium ($\lambda=769,9$ nm). Enfin, un autre réseau sol est le réseau GONG (sur 6 sites également) qui est un tachomètre de Fourier qui étudie la raie du Nickel ($\lambda=676,8$ nm). Il détecte les modes de haut degré car il résout le disque solaire sur 1024×1024 pixels.

En ce qui concerne les mesures spatiales, deux instruments sur la sonde SoHO font des mesures

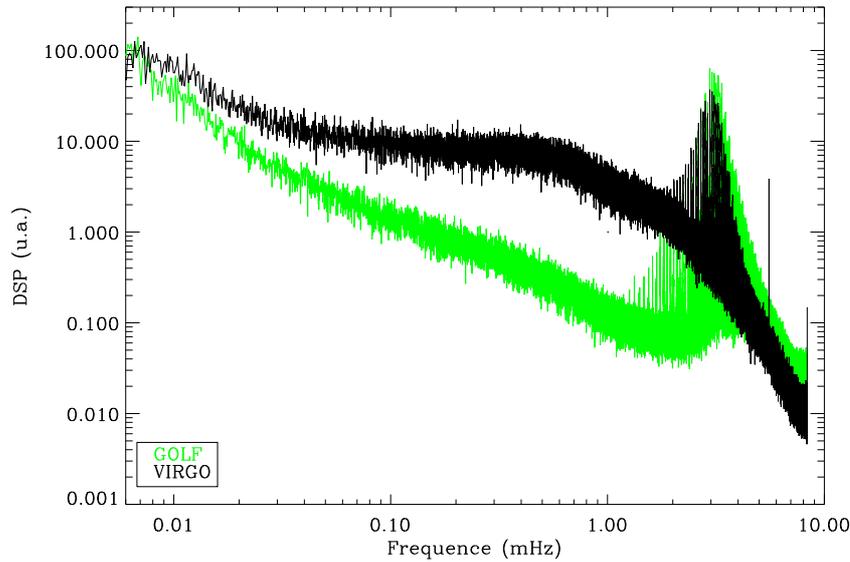


FIG. 6.1 – Comparaison des spectres de puissance de mesures en vitesse (GOLF) et des mesures en intensité (VIRGO) (Communication privée de R.A. García).

de vitesse radiale. GOLF est un spectromètre à résonance magnétique qui analyse le doublet de la raie du sodium, D1 et D2 (respectivement $\lambda=589,6$ nm et 589 nm). Intégrant le disque solaire, il ne peut détecter que les modes $\ell = 0$ à 3 et marginalement quelques $\ell = 4$ et 5.

La sonde SoHO comporte aussi l'instrument : MDI/SOI qui est un tachomètre de Fourier et tout comme GONG, il fait des mesures sur la raie de Nickel et résout le disque solaire, permettant d'observer des modes de haut degré.

6.2 Objectifs scientifiques et cahier des charges de GOLF-NG

La mission SoHO a permis de faire de nombreuses découvertes. Au début de la mission, la zone convective et la tachocline ont été au cœur des investigations permettant une meilleure compréhension de la dynamo solaire (Dikpati et Gilman 2001). Ceci a permis de montrer que l'activité solaire n'est pas uniquement liée à un effet de surface. En effet, il semblerait qu'au moins l'ensemble de la région convective joue un rôle crucial dans les divers phénomènes observés à la surface du Soleil. Cependant pour bien comprendre l'évolution à long terme du champ magnétique, nous avons besoin d'avoir une meilleure vision de la dynamique interne du Soleil, incluant les couches les plus profondes de la zone radiative. Les instruments GOLF et SOI (Bertello et al. 2000, Thiery et al. 2000, García et al. 2001b; 2004a, Gelly et al. 2002) ont fourni des données sur les modes acoustiques de basse fréquence qui ont permis de mesurer la vitesse du son dans le cœur avec une grande précision (Turck-Chièze et al. 2001, Couvidat et al. 2003a) ainsi que d'extraire un profil de rotation jusqu'à $\sim 0.2R_{\odot}$ mais pas encore sous contrôle

en-dessous de $0,3R_{\odot}$ (Couvidat 2002, et voir chapitre 5). Eff-Darwich et al. (2007) ont montré qu'une rotation différentielle entre 0,4 et $0,7 R_{\odot}$ était peu probable à faible latitude. Etant donné que la zone radiative représente 98% de la masse solaire, la compréhension de la dynamique de cette région est essentielle.

Les principaux buts scientifiques de l'instrument scientifique GOLF-NG sont donc les suivants :

- sonder la dynamique de la région radiative
- extraire la densité en particulier dans la zone radiative
- estimer le champ magnétique dans la zone radiative
- comprendre le transport du moment angulaire dans la région radiative
- étudier l'évolution temporelle des modes sur plusieurs cycles d'activité solaire
- étudier la zone de transition entre la photosphère et la chromosphère à l'aide de la raie du sodium (Jiménez-Reyes et al. 2007),
- comprendre s'il y a des effets d'activité solaire, liés à la région nucléaire.

Afin de pouvoir observer les modes de gravité qui vont mettre de fortes contraintes sur ces phénomènes-là, il faut pouvoir mesurer des signaux jusqu'à si possible $\sim 0,1$ mm/s. Pour arriver à ce but, différentes méthodes doivent être mises en place :

1. baisser le bruit de granulation solaire d'un facteur 5 à 10 par rapport à GOLF
2. augmenter le taux de comptage d'un facteur ~ 10 par rapport à GOLF (environ $2,5 \cdot 10^7$ cps/s en moyenne par détecteur soit 10^8 cps/s par canal (à mi-hauteur de la raie) alors que GOLF mesure $1,2 \cdot 10^7$ cps/s par canal) tout en ayant le bruit statistique de photons comme bruit dominant

Par conséquent, le cahier des charges de GOLF-NG est constitué des points suivants :

- mettre en place un système multicanal afin de répondre au premier point : plusieurs canaux mesurent plusieurs points sur la raie du sodium (étude qui sera faite dans le chapitre 8),
- utiliser quatre voies par canal permettant ainsi de multiplier le flux par deux par rapport à GOLF (multivoies) pour répondre au second point,
- élaborer une optimisation générale de l'instrument (l'optique et la photodétection) pour le deuxième point, comme augmenter l'efficacité du détecteur d'un facteur 8 à 10 et augmenter sa longévité,
- introduire des masques à l'entrée pour mieux identifier ces modes et éventuellement bénéficier d'un effet d'amplification au limb,
- mettre en place des dispositifs annexes comme une source secondaire ou une voie d'étalonnage,
- travailler sur deux filtres, l'un de sodium et l'autre sur le continuum afin d'estimer les variations d'intensité par rapport à celles de la vitesse.

Ces points encouragent de nouvelles investigations et la compréhension de la dynamique de la zone radiative demande une détection non ambiguë des modes de gravité. Pour mieux préparer l'instrument spatial, nous passons par une étape consistant à mettre au point un prototype dont l'objectif est d'être un démonstrateur technologique servant de modèle de qualification pour estimer certains des gains obtenus. Toutefois, les perturbations dues à l'atmosphère et des mesures non continues sont autant d'obstacles supplémentaires pour parvenir à la détection des modes de gravité sur Terre.

6.3 L'instrument GOLF-NG

Avec GOLF, il a été montré qu'en mesurant 4 points nous pouvons baisser le bruit solaire (Espagnet et al. 1995, ?), car celui-ci est différent dans chaque couche de l'atmosphère solaire. Par conséquent, les différents points correspondant à différentes hauteurs dans la photosphère contiennent du bruit non corrélé. Une combinaison des mesures à chaque hauteur permettra de réduire ce bruit solaire.

C'est pourquoi, sur la nouvelle génération d'instruments, nous souhaitons mesurer 8 points sur chaque aile au lieu de deux (comme sur GOLF), comme l'illustre la Fig. 6.2. L'intérêt de mesurer un si grand nombre de points sur la raie du sodium est une conséquence de l'étude vue plus haut sur le bruit solaire qui dépend de la couche photosphérique que nous sondons. En effet, les modes d'oscillation dans chaque couche de l'atmosphère sont corrélés alors que le bruit convectif dépend de la hauteur dans l'atmosphère. De plus, le fait de mesurer sur 15 points permet de reconstruire avec précision le profil de la raie de sodium et donc de mesurer les déformations de la raie liées par exemple au champ magnétique (taches solaires). D'autre part, cela permettrait d'étudier ces variations en fonction du temps.

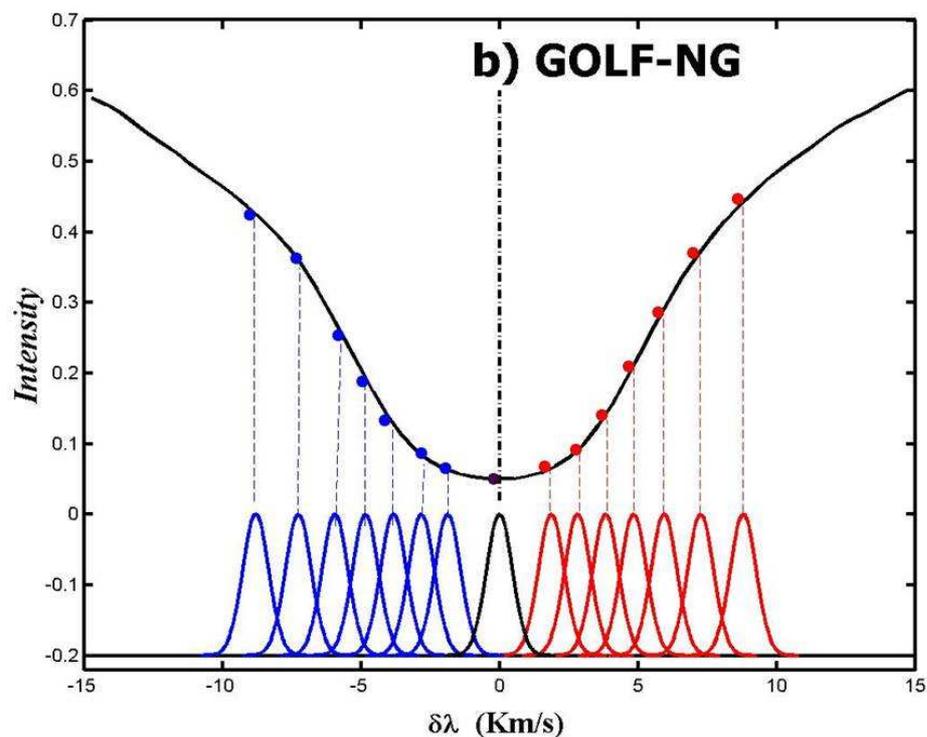


Fig. 6.2 – Mesure de 15 points sur la raie du sodium : comme le point dans le fond de la raie est mesuré deux fois, cela revient à mesurer 15 points sur la raie (Crédits Pere Pallé).

6.3.1 Principe de fonctionnement d'un spectromètre à dispersion résonante

GOLF-NG, comme son prédécesseur GOLF, est un spectromètre à dispersion résonante. Il se base sur le principe de la mesure de la vitesse Doppler sur la raie du sodium NaD1 à $\lambda=589,6$ nm. Le cœur de l'expérience est une cellule contenant de la vapeur de sodium qui est placée dans un champ magnétique permanent dans le temps et variable longitudinalement. La lumière incidente dans la cellule est absorbée et réémise dans toutes les directions. Cette raie se sépare par effet Zeeman grâce au champ magnétique en deux composantes σ_+ et σ_- (aussi appelées aile bleue et aile rouge), correspondant respectivement à une polarisation circulaire gauche et droite. Ces raies sont décalées par rapport à la longueur d'onde de référence d'une quantité $\Delta\lambda$ proportionnelle au champ magnétique en cet endroit. Selon la polarisation de la lumière incidente, nous pouvons sélectionner alternativement l'aile bleue ou l'aile rouge.

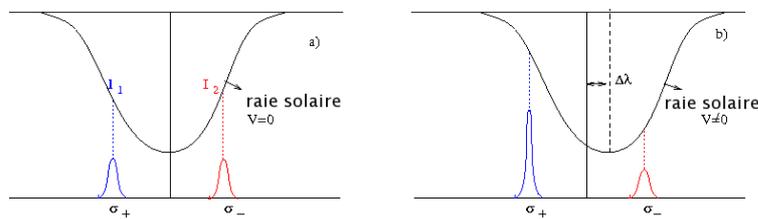


Fig. 6.3 – Illustration de l'effet Zeeman et effet de la vitesse Doppler sur la raie du sodium.

La Fig.6.3 a) représente la raie solaire centrée sur la longueur d'onde de référence en l'absence de vitesse entre l'instrument et le Soleil. Elle a une largeur thermique à mi-hauteur de l'ordre de 500 mÅ. Les intensités des raies réémises (largeur thermique à mi-hauteur de l'ordre de 25 mÅ) sur chaque aile sont égales dans le cas où la vitesse Doppler est nulle. En revanche, dans le cas où le Soleil se déplace par rapport au détecteur, Fig.6.3 b), ces intensités sont différentes. Nous pouvons calculer la vitesse Doppler avec la formule suivante :

$$v = v_0 \frac{I_1 - I_2}{I_1 + I_2}$$

où v_0 est une constante de calibration.

6.3.2 Description de l'instrument

Le premier élément traversé par la lumière provenant du Soleil est un **filtre large de 50 Å** (voir Fig. 6.4) permettant de supprimer les rayonnements ultra-violets et infrarouge mais aussi de sélectionner la région autour de la raie du sodium NaD1 du Soleil. Puis le faisceau traverse une première **lentille** qui focalise la lumière dans une **fibre optique multimode** de 40 cm de longueur et de diamètre 1 mm, qui a pour fonction de focaliser la lumière et de supprimer toute polarisation. Un sélecteur permet de choisir entre deux filtres très étroits.

Le premier **filtre** est **centré à 591,0 nm**, sur le continuum solaire, qui permet de vérifier le changement d'intensité du flux solaire. Le second **filtre, centré sur 589,6 nm**, permet d'isoler

la raie du sodium sur une largeur de 5 \AA . La lumière contient alors la raie ainsi qu'une partie du continuum solaire.

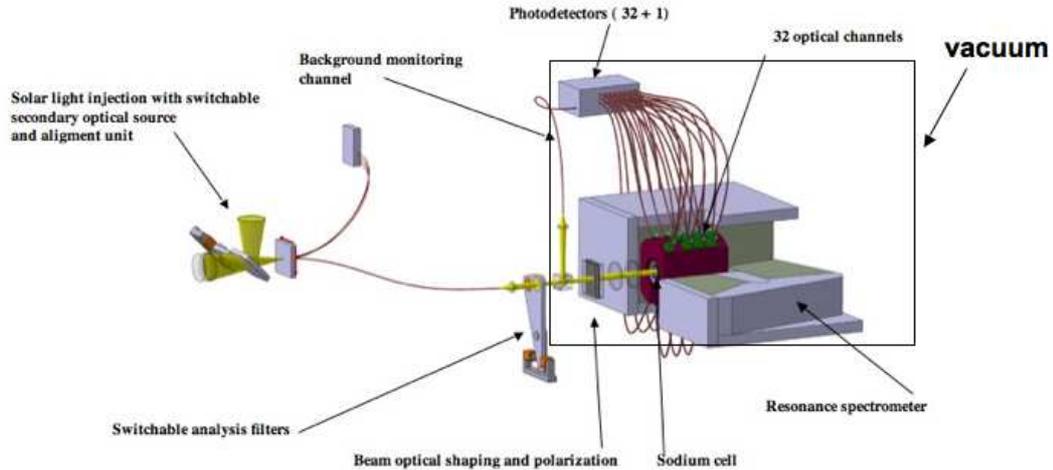


Fig. 6.4 – Schéma de principe de l'instrument GOLF-NG.

Un *cube splitter* divise le faisceau en deux parties : l'une est envoyée sur le photodétecteur pour mesurer les variations d'intensité, ce qui permettrait, a posteriori, d'enlever la contamination liée à ces variations d'intensité, des mesures en vitesse. La polarisation du faisceau incident est choisie à l'aide d'une **lame à cristaux liquides**. Cette dernière qui a été mise au point par nos collègues de l'IAC, polarise la lumière sur la circulaire droite ou gauche et sélectionne donc l'aile rouge ou l'aile bleue de la raie du sodium.

La lumière arrive enfin sur la **cellule de sodium** placée dans l'entrefer d'un **aimant** ayant un champ magnétique variable et linéaire allant de 0 à 12 kGauss. La lumière absorbée et réémise est extraite sur 8 points le long de la cellule correspondant approximativement aux champs 0, 2, 3, 4, 5, 6, 7 et 8 kGauss.

Un système de **lentilles** et **fibres optiques** achemine la lumière réémise vers les **photodétecteurs**. Chaque point de la raie est mesuré par 4 photodiodes. Au final, nous avons $4 \times 8 - 1 = 31$ voies (pour des raisons d'encombrements de la cellule, on a perdu une voie au niveau du queusot, voir Fig. 8.3 dans le chapitre 8). Le taux de comptage espéré au niveau des 4 détecteurs varie de $5 \cdot 10^7$ à $5 \cdot 10^8$ cps/s, soit $1,25 \cdot 10^7$ à $1,25 \cdot 10^8$ cps/s par photodiode.

6.3.3 Objectifs techniques

Aux vues des performances exigeantes requises par GOLF-NG (flux de photons élevé, instrument multicanal et multivoies, un bruit de photons dominant) vues à la section 6.2, un prototype technologique est nécessaire afin de résoudre les points durs. Il devra montrer sa capacité à atteindre les améliorations demandées. Voici la liste de points durs qu'il faut résoudre :

1. l'aimant est le premier élément clé et point dur de l'instrument. le champ magnétique doit

être bien connu et linéaire, étant donné que l'échantillonnage de la raie se fait le long de la cellule. La Fig. 6.5 illustre cet aimant conçu par la société TE2M. La linéarité du champ magnétique est effective (voir chapitre 8). L'objectif a donc été atteint.

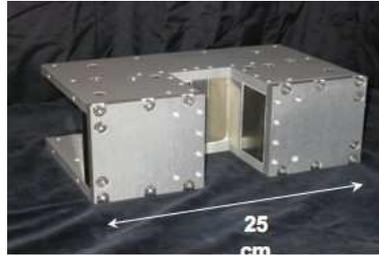


Fig. 6.5 – Photo de l'aimant utilisé pour GOLF-NG.

2. la thermique est également un point important dans l'instrument. En effet, afin d'avoir une densité de sodium homogène dans le corps de la cellule qui fait 6 cm de longueur, il faut avoir une température homogène (à 0,01 °C).
3. le changement de polarité est assuré par une lame à cristaux liquides qui permet de passer d'une polarisation circulaire droite à une polarisation circulaire gauche pour échantillonner l'aile bleue ou l'aile rouge. Ceci évite une motorisation qui dans l'espace peut finir par être défaillante. Elle doit aussi assurer une bonne pureté de polarisation pour éviter toute pollution éventuelle du signal inverse (qui pourrait générer une erreur sur la mesure).
4. un système assez complexe a été imaginé et mis en place afin de mettre 31 reprises optiques sur une cellule de 6 cm et de 13 mm de diamètre externe.
5. un système de photodétection multivoies (4) doit permettre de compter un grand nombre de photons et d'atteindre un bruit inférieur à 10% du bruit de photons. Pour le prototype technologique, seul le premier point a été considéré pour des raisons de coût.

Le chapitre 8 montre l'état actuel des différents sous-systèmes.



Fig. 6.6 – Photo du banc de test du prototype GOLF-NG.

Je rapporte ici notre article sur les objectifs et le principe de l'instrument GOLF-NG, *GOLF-NG spectrometer, a space prototype for studying the dynamics of the deep solar interior*, (S. Turck-Chièze, P.H. Carton, J. Ballot, J.C.Barrière, D-T Philippe, A. Delbart, D. Desforges, R.A García, R. Granelli, S. Mathur, F. Nunio, Y. Piret, P.L. Pallé, A.J. Jiménez, S.J. Jiménez-Reyes, J.M. Robillot, E. Fossat, A.M. Eff-Darwich et B. Gelly), publié dans *Advances in Space Research*, Volume 38, page 1812.

Available online at www.sciencedirect.com

Advances in Space Research 38 (2006) 1812–1818

**ADVANCES IN
SPACE
RESEARCH**
(a COSPAR publication)

www.elsevier.com/locate/ast

GOLF-NG spectrometer, a space prototype for studying the dynamics of the deep solar interior

Sylvaine Turck-Chièze ^{a,*}, Pierre-Henri Carton ^a, Jérôme Ballot ^a, Jean-Christophe Barrière ^a, Philippe Daniel-Thomas ^a, Alain Delbart ^a, Daniel Desforges ^a, Rafaël A. Garcia ^a, Rémi Granelli ^a, Savita Mathur ^a, François Nunio ^a, Yves Piret ^a, Pere L. Pallé ^b, Antonio J. Jiménez ^b, Sebastian J. Jiménez-Reyes ^b, Jean Maurice Robillot ^c, Eric Fossat ^d, Antonio. M. Eff-Darwich ^e, Bernard Gelly ^e

^a DAPNIA, CE Saclay, CEA, 91191 Gif sur Yvette Cedex, France^b IAC, Calle Via Lactea s/n, La Laguna, Tenerife, Spain^c Observatoire de Bordeaux, Bordeaux I, France^d Université de Nice, Parc Valrose, France^e Thémis, CI Saturno n° 38205 La Laguna, Tenerife, Spain

Received 1 November 2004; received in revised form 24 August 2005; accepted 16 September 2005

Abstract

The GOLF-NG (Global Oscillations at Low Frequency New Generation) instrument is devoted to the search for solar gravity and acoustic modes, and also chromospheric modes from space. This instrument which is a successor to GOLF/SOHO will contribute to improve our knowledge of the dynamics of the solar radiative zone. It is a 15 points resonant scattering spectrometer, working on the D1 sodium line. A ground-based prototype is under construction to validate the difficult issues. It will be installed at the Teide Observatory, on Tenerife in 2006 to analyse the separation of the effects of the magnetic turbulence of the line from the solar oscillations. We are prepared to put a space version of this instrument including a capability of identification of the modes, in orbit during the next decade. This instrument should be included in the ILWS program as it offers a key to the improvement of our knowledge of the solar core in combination with observations from SDO and PICARD. We hope to determine the core rotation and magnetic field, through precise measurements of oscillation mode frequency splittings. Understanding the magnetic field of the radiative zone is important for progress in the study of solar activity sources, an important player for the long-term Sun–Earth relationship.
 © 2006 Published by Elsevier Ltd on behalf of COSPAR.

Keywords: Space instrument; Resonant spectrometer; Solar Doppler velocity; Solar gravity modes; Solar acoustic modes

1. Introduction

Helioseismic measurements have been continuously improved since more than 25 years. After observations from one site, networks (BiSON, IRIS and GONG) and nowadays space instruments (GOLF, MDI, VIRGO aboard SOHO) have revealed important characteristics of

the deep solar interior. Traditionally, the American teams have concentrated their efforts on Doppler imagers while European teams have mainly dedicated their efforts to global oscillations not only for the Sun but also for other stars.

The present proposal of a new instrument for the ILWS program corresponds to this second category. The SOHO satellite has been successful in demonstrating the power of the Doppler velocity technique to get very precise information down to the solar core in measuring mode velocities

* Corresponding author.

E-mail address: cturck@cea.fr (S. Turck-Chièze).

as low as 1 mm/s. But the detection of gravity modes remains unclear. This fact limits our knowledge of the core dynamics. We extend with GOLF-NG our expertise of the sodium line obtained with the ground-based IRIS network and the spaceborne GOLF instrument in order to reach extremely small signals (maybe down to 0.1 mm/s) as could be the case for gravity mode velocities at the solar surface. We need to decrease the effect of the solar granulation which appears as the main source of noise for the GOLF instrument at frequencies below 1 mHz where stand gravity waves. We need also to limit the instrumental noise to detect better and more quickly the modes around 1 mHz and below and above 4.5 mHz where some signal has been observed (Garcia et al., 1998). With such instrument, we hope to improve our knowledge of the core dynamics and of the solar atmosphere up to the chromospheric region in studying the properties of the line (Eibe et al., 2001).

2. Scientific status and scientific goals

SOHO has been rich in discoveries. One major advance is certainly to begin to observe the different processes which produce the solar activity which we are convinced is not only a surface effect. We are more and more conscious that the solar interior plays a crucial role, so we need to introduce magnetic field in the structural stellar equations to interpret properly the observations of the internal dynamics (rotation profile, meridional circulation, solar cycle(s), maybe some subtle consequent effect on the solar structure...). For doing this tremendous improvement, we must accumulate observations. By chance, SOHO has opened this avenue with the MDI instrument (Scherrer et al., 1995) and the Doppler resonant spectrometer GOLF (Gabriel et al., 1995), which continue to represent two very promising techniques for the near future.

In the first period of SOHO observations, most of the highlights have been concentrated on the convection zone and on the transition with the radiative zone, called "the tachocline" without which the solar dynamo cannot be understood (Dikpati and Gilman, 2001). Today, we cannot imagine understanding long term magnetic evolution without a good insight into the internal dynamics of the whole sun, including the deeper layers probed by global oscillations (Bertello et al., 2000; Garcia et al., 2001, 2004a). The dynamics of the radiative zone is more difficult to reach than the dynamics of the convective zone because the acoustic modes are principally sensitive to the outer layers, but the instruments GOLF and MDI have extracted the low frequency acoustic modes which are less influenced by surface effects and sensitive to the deep interior structure. This advance leads today to an unprecedented accuracy on the sound speed profile in the solar core (Turck-Chièze et al., 2001a; Couvidat et al., 2003a) and on the rotation profile in the radiative zone, down to $0.2 R_{\odot}$ (Couvidat et al., 2003b). Such progress has already provided important constraints for modelling. It is partly

due to the very low instrumental noise of GOLF combined with the long and continuous observations. The rigid rotation between 0.4 and $0.7 R_{\odot}$ has probably a magnetic origin. The presence of a magnetic field in the radiative zone blocks the diffusion of the tachocline shear layer into the radiative zone (Rüdiger and Kitchatinov, 1997; Gough and McIntyre, 1998; Mac Gregor and Charbonneau, 1999). Consequently it may play some role in the solar cycle (s). In parallel, observations for practically two solar cycles of the global oscillations show the effect of the surface solar time variability on the modes (Jimenez-Reyes et al., 2003, 2004a,b).

Therefore new questions encourage new investigations and a real insight into the radiative dynamics down to the core requires several well identified detections of gravity modes. GOLF/SOHO has already improved the capability of detection by a factor 40 in comparison with ground observations, with a limit of detection in the mixed modes region of 2 ± 1 mm/s (Gabriel et al., 2002; Turck-Chièze et al., 2004a). Gravity-mode candidates, identified with more than 98% confidence level after 8 years of visibility as not being pure noise (Turck-Chièze et al., 2004a,b) could be compatible with an increase of the rotation in the core and with a different rotation axis in this region than in the rest of the Sun. A relic of the solar system formation period is not excluded and suggests the presence of a strong magnetic field located in the central region which may be observed through hyperfine structure. It is on this scientific basis that GOLF-NG has been designed, to contribute to answering the following questions:

- What is the rotation profile in the solar core?
- Is there a differential rotation near the limit of the nuclear core? (see Eft Darwich, 2004)
- Can we estimate the order of magnitude of the magnetic field in the radiative zone or more specifically in the nuclear burning core?
- Could we contribute to suggest other solar periodicities than the 22 year cycle?
- Can we put more constraints on the atmosphere up to 600 km and in the chromosphere.

These questions are fundamental questions because they are connected to the determination of the transport of energy inside the Sun (and other stars), which is presently insufficiently known. The solar models must be able to reproduce all the present seismic observations, including the rotation profile. Consequently, one needs physics beyond the standard framework of stellar evolution (Mathis and Zahn, 2004). For that, we need to understand the angular momentum transport in the radiative region where energy is emitted and not instantaneously transferred by radiation and we need to understand its variability if any.

These objectives are reachable if we improve the best techniques used in SOHO and also if we get simultaneous observations as we have done with GOLF and MDI for

1814

S. Turck-Chièze et al. / *Advances in Space Research* 38 (2005) 1812–1818

the detection of the low signals in the acoustic mode range. A more detailed review of the scientific challenges can be found in Turck-Chièze (in press) and the roadmap for Europe dedicated to the future of the discipline is also discussed in Turck-Chièze et al. (in press). The present instrument will add some complementary information to the already programmed missions SDO/HMI and Picard which will be launched in 2008, in order to build a complete internal and dynamical view of the Sun.

3. The instrumental concept

A good insight into the dynamics of the radiative zone supposes a precise determination of the frequencies of the modes at low frequencies. A mode frequency accuracy of some nHz below 1 mHz allows one to extract properly the rotational splittings, with an accuracy of a few %. This is very important for establishing any differential rotation profile in the radiative zone. It supposes also a correct extraction of very low velocities (of the order and below 1 mm/s). To reach these objectives, one needs a very low instrumental noise and a reduction of the solar granulation or chromospheric noise.

The principle of the GOLF-NG instrument is to measure the Doppler shift of the D1 sodium Fraunhofer solar line by a comparison with an absolute standard given by the sodium vapour cell, the heart of the experiment. A small portion of the absorption line provided by the resonance of the light in the vapour cell is split into its Zeeman components by means of a static longitudinal magnetic field whose strength varies along the longitudinal axis to explore different heights of the atmosphere. By changing

the circular polarization of the incoming flux, it is possible to select eight points on the right wing of the line or eight points on the left wing, with one in common at the center of the line (see Fig. 1).

The concept of a 15 points resonant spectrometer has been presented for the first time by Turck-Chièze et al. (2001b). It is an extension of the GOLF spectrometer (Gabriel et al., 1995) and of the 5-point spectrometer developed at Bordeaux for looking to the flow dynamics. Solar oscillations will be extracted from the bottom of the line to 50% of the continuum. Due to these 15 sampling points, the line is carefully determined and its magnetic deformations or palpitations will be followed in time. Espagnet et al. (1995) have shown that chromospheric dynamics dominates at an altitude of 500 km, while photospheric dynamics and granulation are the main contributors at lower altitude. They have shown that the Doppler velocity present different patterns at different heights. Playing with these different sources of noise is one important progress of the present instrument to disentangle the solar mode signals from solar noises. Doing so, it should be easier to extract the faint residual Doppler velocity signals induced by gravity modes. We have effectively demonstrated with the nominal 4 point GOLF instrument exploring 2 km/s (only operational during the first month of the mission), that we can improve the signal/noise in utilizing the signal at different heights or different sides of the line (Garcia et al., 2004b) and suppress the non coherent part (70% of it on this small excursion). For GOLF-NG, about ± 10 km/s will be covered (see Fig. 1) so we hope to gain at least a factor 10 on the signal/noise ratio in excluding a large part of the non coherent solar noise detected at

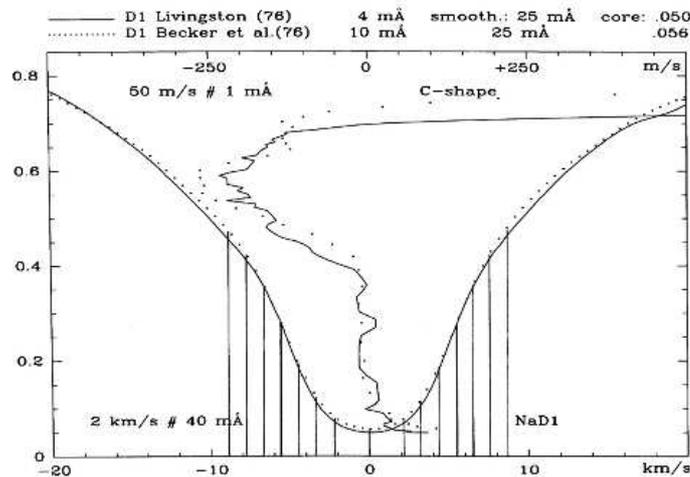


Fig. 1. The D1 sodium line as measured by Livingston or Becker in 1976 (private communication). Superimposed is an observed C-shape due to the solar granulation in the upper part of the line. The varying behaviour of this line corresponds to the upper abscissa (± 250 m/s). This line extends up to 500–600 km above the photosphere. The 15 channels of GOLF-NG are drawn and allow an excursion of ± 10 km/s (lower abscissa).

different heights. Consequently, we hope to explore part of the range of signal velocities suggested by theoretical estimates of these modes.

The small periodic signals are in fact lost in a velocity noise of about 1 m/s and can be found through its temporal coherence in contrast with the non coherent noise in a long duration observation. The original measurement is a velocity signal of about 1 km/s which is due to the orbital motion of the satellite around the Sun and the gravitational signal. Fig. 2 shows the power spectrum of the GOLF instrument and the different sources of noise.

The GOLF-NG instrument should also help to understand the different sources of the solar noise which are good indicators of the atmosphere. The high frequency part of the spectrum will be devoted to the search for chromospheric modes. As the statistics will be higher, the level of detection will be lower (see Section 4). Moreover a simultaneous measurement of the continuum around the sodium line will help to disentangle intensity from velocity measurements.

The expected instrumental sensitivity will be of the order of 10^{-7} to reach properly the range of the gravity modes, it is an order of magnitude better than in the GOLF instrument. To reach this goal, some key-issues are already being checked with laboratory tests, it is the main reason to build a prototype and test different detectors.

4. The instrument description

The principle of the instrument is summarized on Fig. 3 and described here:

- The solar light passes through a 50-Å band pass filter which provides an UV and infrared protection and arrives on a first lens L1.
- A first magnet selector chooses between sun or white light for laboratory tests.
- A 40-cm multimode optical fibre guarantees the homogeneity of the sunlight and removes any incident polarisation.

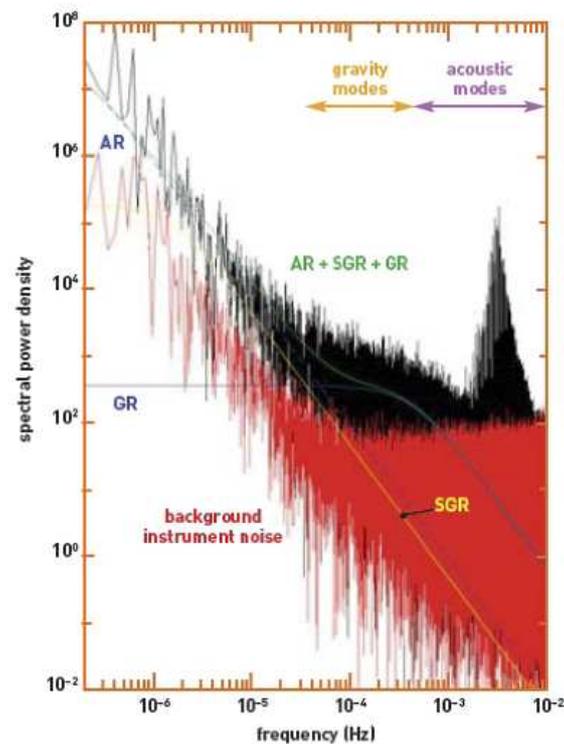


Fig. 2. Solar power spectrum density obtained with the GOLF instrument after two years of observations (Turck-Chièze et al., 2004a). The solar granulation noise dominates the region of gravity modes below 0.5 mHz. The instrumental noise was dominated by the statistical noise (in red or grey), at the beginning of the mission. The objectives of GOLF-NG are to reduce both by an order of magnitude. (For interpretation of the references to colour in this figure legend, the reader is referred to the web version of this article.)

1816

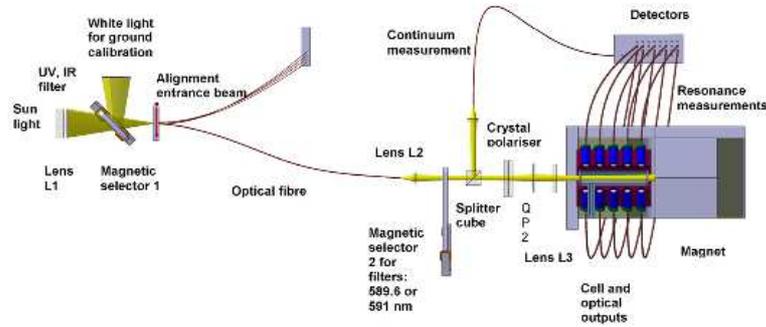
S. Turck-Chièze et al. / *Advances in Space Research* 38 (2005) 1812–1818

Fig. 3. Principle of the resonant spectrometer prototype GOLF-NG.

- The optical system (L2 + L3) produces a rather parallel beam along the cell.
- The second magnet selector allows the selection of the narrow filters: filter 5896 Å for the scientific case, filter 5910 Å centered on the continuum for checking the scattering beam in the cell (optional filter during flight, it may follow the time evolution of the cell without changing the cell temperature).
- The narrow filter at 5896 Å isolates a 5-Å band centred on the Na D1 line. It contains a large range of the continuum + the NaD1 line.
- The beam splitter cube separates the beam in two parts. One, (dominated in fact by the continuum) is directly sent to the detector box. This added information allows us to disentangle the intensity variation of the line from the velocity variation and to measure the ratio signal/continuum every 5 s.
- The other solar one is circularly polarised right or left by a liquid crystal retarder before traversing the sodium vapour cell. Doing so, one selects the σ^+ or σ^- Zeeman components, thereby, selecting blue (left) or red (right) wings.
- The cell is placed inside a varying permanent magnet. Its field topology guarantees a practically linear variation of the magnetic field between 0 and 12 kG. The resonant light scattered from the vapour cell maintained at a temperature around 200 °C is finally extracted by eight outputs along the cell. The eight points correspond to values: 0, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8 kG. The sodium cell is equivalent to a very narrow band pass filter of 30 mÅ (the intrinsic width of the absorption line). So the line is carefully determined from the bottom up to 50% of the continuum.
- Four optical fibres bring the light flux to the detectors for each of these points. That means a total of $32 - 1 = 31$ outputs, in fact 1 is missing to let some place for the stem of the cell.
- The mean required counting rates of the detectors are 10^8 photons/s at mid altitude (instead 10^7 for GOLF). The counting rate varies by a factor 10 according to

the sampling position along the line. At the mean altitude each detector receives 2.5×10^7 photons/s because four outputs are placed around the cell for each extraction position to include redundancies and the possibility of instrumental noise reduction.

5. The present status

The performances of the instrument is difficult to achieve. It is why we have built a prototype to study all the difficult aspects of the design. Therefore, this strategy allows a gain of time for the space phase A and a low cost as different solutions have been studied in advance. The prototype is under construction in our laboratories. It is an international French-Spanish collaboration (PI: S. Turck-Chièze, Project Manager: PH Carton, Thermal and Mechanical Manager: F. Nuno, Instrument Project Manager: JM Robillot, Scientific Performance Manager: R.A. Garcia, Spanish supervisor and Site Manager: P. Palle). This prototype is financially supported by CEA and CNES for the French part and IAC and Space Spanish Agency for the Spanish part. The preparation of this instrument takes advantage of the European expertise on networks and space GOLF instrument aboard SOHO. This collaboration will hopefully be extended to other countries for the space project called DynaMICS (Turck-Chièze et al., in press).

The already constructed prototype (see Fig. 4 showing subsystems) has improved performance in comparison with the instruments presently in the ground-based networks. It will join the Tenerife site in 2006 where sodium line studies can be pursued. Nevertheless the required signal/noise ratio at low frequencies can only be achieved in space. One may note that the excursion along the line, during one day on earth is about the same as the excursion between two points: about 0.5 km/s instead only 1 or 2 km/s for the L1 conditions along the orbit in the case of GOLF every 6 months.

The prototype studies have already give solutions for the following important points:

S. Turck-Chièze et al. / *Advances in Space Research* 38 (2006) 1812–1818

1817

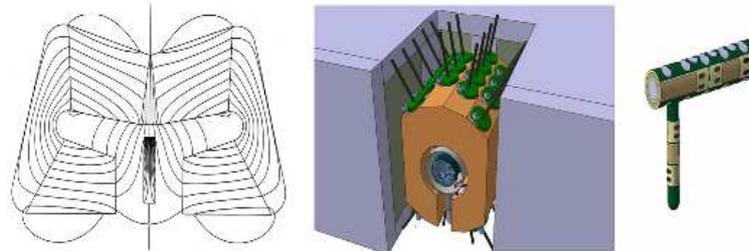


Fig. 4. Some subsystems of the GOLF-NG instrument. Left: the magnetic field lines of the magnet and the location of the cell. Middle: the cell inside the magnet with the 31 outputs. Right: the cell design equipped with the heaters.

- (1) acquire a magnet (not too heavy) which produces a linear variation of the magnetic field to determine equidistant points along the cell on a small volume. The magnet has been realized by TE2M who has also delivered the GOLF magnet. It is a NdFeB magnet with polar elements in Fe–Co with 50% of Co and a saturated induction of 24.5 kG. The useful magnetic field along the cell extends from 0 to 8 kG.
- (2) acquire a thermally equipped cell containing sodium. Its length is 6 cm. This element must be thermally stable in order to get a good and stable resonant factor. To study this important instrumental piece, a mechanical and thermal simulation has been done, then two subsystems studies have been performed: an optical study including all the different optical elements: filters, lens, and polarizer, and a thermal study including vacuum in the magnet to respect space conditions (magnet at 20–25 °C and cell at 200 °C with a stem at 175 °C), thermal heaters and temperature sensors with an accuracy of 0.01 °C. The preliminary phase studies (phase A) are finished, they have demonstrated mechanical and thermal solutions to achieve the expected performance, we are now checking them in the laboratory.
- (3) limit the number of motors in the design for a long term use of the space instrument. This point has pushed two innovative studies:
 - a magnetic selector with two positions which guarantees a nominal position (the normal one when the instrument is in operation), it is useful for the choice of the filters, it may be used for entrance polarisation if one needs in the space instrument;
 - a liquid crystal retarder to avoid excess weight and mechanical problems. One changes the circular polarisation of the solar light every 5 s. For this important improvement of the GOLF-NG, we use a development undertaken by the Spanish group of IAC for the project IMAX aboard the balloon SUNRISE, the performance of the polarizer seems well adapted for our instrument;
- (4) get appropriate detectors. The performance we need is extremely difficult to reach: very high counting rates during several years, + very low detector and electronic

noises, small volume and uniformed response from one output to the other because we compare neighbour channels. The GOLF instrument was using Hamamatsu photon counting photomultipliers but these detectors have a too low quantum efficiency and a rather high dead time, moreover, the performance decreases with time due to the photocathode ageing. As we would like to count four times more per detector, and have 31 detectors (instead four (in fact two for all the present scientific analyses), we are studying some other solutions. We have analysed the response of a matrix of 32 photodiodes S6494-64, provided by Hamamatsu, at reasonable temperature (6 °C). The difficulty is to guarantee that the intrinsic noises (electronic and detector) are small fractions of the statistical noise, and that they evolve slowly during one solar cycle. Another study is under consideration, using an EEV CCD at very low temperature (–60–80 °C). These detectors are used in the COROT project at higher temperature.

6. The space strategy

GOLF-NG represents the third generation of instruments which measure global Doppler velocity variability in the sodium line. It is dedicated to the detection of very low solar signal in space by a reduction of the different sources of noise. The sodium line allows this progress because it is a broad line with a smooth profile. This project uses the Zeeman splitting at different heights in the atmosphere thanks to a linearly varying permanent magnet. In the previously described design, GOLF-NG will measure only low degree modes (typically $\ell = 0, 1, 2$, may be 3 or 4). For the space version, called DynAMICS (Dynamics And Magnetism of the Inner Core of the Sun), other improvements will be added: several masks at the entrance of the instrument will help in the identification of the degree of the modes up to $\ell = 5$, moreover we are thinking about measuring global magnetic fields as was originally done in the GOLF design.

It will be extremely advantageous to launch this instrument as soon as possible to limit the perturbations of the

maximum solar cycle which may limit the detection of very low signals (except if the mission observation is more than 6 years). It is crucial to launch it during observations done by other seismic space instruments to maximize the scientific return: the orbit of HMI gives little hope to progress on the dynamics of the radiative region of the Sun, if it observes alone. DynAMICS coupled with HMI will take advantage of the large range of degrees of HMI and of the noise reduction of this instrument. Together, we will put constraints on internal rotation and magnetic field from the core to the surface. It will be also a valuable companion of Picard which will benefit of the enhancement of the signal at the limb but which cannot reduce the solar noise.

Continuity with the SOHO effort is also important so the best strategy will be to launch such instrument as a demonstrator on a microsatellite and then as part of a huge world payload at the L1 Lagrange point for a long-term observation (see Turck-Chièze et al., in press). DynAMICS needs continuous observation, the Picard orbit (near polar low-Earth orbit, solar synchronous orbit) is appropriate and the SOHO orbit (around the L1 point) is perfect.

Preliminary characteristics of the space instrument have been established, they will be readjusted for specific mission profiles:

- dimension: $0.6 \times 0.3 \times 0.3 \text{ m}^3$;
- mass between 30 and 50 kg (magnet 15 kg);
- power 60 W (this estimate could be reduced);
- telemetry 30 kbits/s;
- same pointing accuracy as Picard or HMI/SDO.

This instrument was proposed as part of the SOLARIS project payload in the F2/F3 call of ESA in 1998. The selection of Solar Orbiter has not offered to Europe the opportunity to introduce a helioseismic mission dedicated to the deep solar interior, even Picard will play a role in this direction. It is crucial to pursue these measurements in Europe, in parallel to the SDO efforts because gravity modes are key observables in the understanding of the magnetism of the whole Sun and only several g-modes will be a strong constraint to simulate the whole magnetic story of the Sun. The roadmap proposed to ESA shows a strong need to improve our observation of the radiative region (Turck-Chièze, in press; Turck-Chièze et al., in press) during the coming solar cycle and shows that Europe is well prepared to do this important step.

Acknowledgements

This project is inspired by European efforts of the last twenty years. We thank our scientific colleagues and engineers who have contributed to BiSON, IRIS and GOLF. We also thank the space agencies of our countries, together with CEA for financial and dedicated contracts.

References

- Bertello, L. et al. Identification of solar acoustic modes of low angular degree and low radial order. *Astrophys. J. Lett.* 537, L143–L146, 2000.
- Couvidat, S., Turck-Chièze, S., Kosovichev, A.G. Solar seismic models and the neutrino predictions. *Astrophys. J.* 599, 1434–1448, 2003a.
- Couvidat, S. et al. The rotation of the deep solar layers. *Astrophys. J.* 597, L77–L79, 2003b.
- Dikpati, M., Gilman, P.A. Flux-transport dynamics with alpha-effect from global instability of tachocline differential rotation: a solution for magnetic parity selection in the Sun. *Astrophys. J.* 559, 428–442, 2001.
- Ef Darwich, A. PCA Inversions for the Rotation of the Solar Radiative Interior, SOHO 14/GONG 2004, ESA SP-559, p. 420, 2004.
- Eibe, M.T., Mein, P., Roudier, Th., Faurbert, M. Investigation of temperature and velocity fluctuations through the solar photosphere with the Na I D lines. *Astron. Astrophys.* 371, 1128, 2001.
- Espagnet, O., Muller, R., Roudier, Th., Mein, N., Mein, P. Penetration of the granulation into the photosphere: height dependence of intensity and velocity fluctuations. *Astron. Astrophys. S. Ser.* 109, 79, 1995.
- Gabriel, A.H. et al. Global oscillations at low frequency from SOHO mission (GOLF). *Sol. Phys.* 162, 61–69, 1995.
- Gabriel, A.H. et al. A search for solar g modes in the GOLF data. *Astron. Astrophys.* 390, 1119–1131, 2002.
- García, R. et al. High-frequency peaks in the power spectrum of solar velocity observations from the GOLF experiment. *Astrophys. J.* 504, L51, 1998.
- García, R.A. et al. Low-degree low-order solar p modes as seen by GOLF on board SOHO. *Sol. Phys.* 200, 361–379, 2001.
- García, R.A. et al. About the rotation of the solar radiative interior. *Sol. Phys.* 220, 269–285, 2004a.
- García, R.A., et al. Helioseismology from the blue and the red wings of the Na profile as seen by GOLF, in SOHO14, ESA-SP 559, 432, 2004b.
- Gough, D., McIntyre, M.E. Inevitability of a magnetic field in the Sun's radiative interior. *Nature* 394, 755, 1998.
- Jimenez-Reyes, S.J. et al. Excitation and damping of low-degree solar p-modes during activity cycle 23: analysis of GOLF and VIRGO Sun photometer data. *Astrophys. J.* 595, 446–457, 2003.
- Jimenez-Reyes, S.J. et al. Tracing the “Acoustic” solar cycle: a direct comparison of BiSON and GOLF low-l p-mode variations. *Astrophys. J.* 604, 969–976, 2004a.
- Jimenez-Reyes, S.J. et al. On the spatial dependence of low-degree solar p-mode frequency shifts from full-disk and resolved-Sun observations. *Astrophys. J.* 610, L65–L68, 2004b.
- Mathis, S., Zahn, J.P. Transport and mixing in the radiation zones of rotating stars: I Hydrodynamical processes. *Astron. Astrophys.* 425, 229–242, 2004.
- Mac Gregor, K.B., Charbonneau, P. Angular momentum transport in magnetized stellar radiative zones. IV. Ferraro's theorem and the solar tachocline. *Astrophys. J.* 519, 911–917, 1999.
- Rüdiger, G., Kitchatinov, L.L. The slender solar tachocline: a magnetic model. *Astron. Nachr.* 318, 273, 1997.
- Scherrer, P. et al. The solar oscillations investigation – Michelson Doppler imager. *Sol. Phys.* 129–188, 1995.
- Turck-Chièze, S. et al. Solar neutrino emission deduced from a seismic model. *Astrophys. J.* 555, 69–73, 2001a.
- Turck-Chièze, S., et al., g-mode: a new generation of helioseismic instrument SOHO 10/GONG 2000 Workshop, ESA SP-464, 331, 2001b.
- Turck-Chièze, S. et al. Looking for gravity-mode multiplets with the GOLF experiment aboard SOHO. *Astrophys. J.* 604, 455–468, 2004a, and erratum, *Astrophys. J.* 608, 610.
- Turck-Chièze, S., et al. Gravity modes with a resonant scattering spectrometer, in SOHO14, ESA-SP 559, 85, 2004b.
- Turck-Chièze, S. Solar gravity modes: present and future, COSPAR-04-A-03949, in press, doi:10.1016/j.astr.2005.08.003.
- Turck-Chièze, S., et al. The magnetism of the solar interior for a complete MHD solar vision, ESLAB proceedings, ESA-SP, in press.

C 7

Etude du photodétecteur du prototype technologique GOLF-NG

Ce chapitre est consacré à la caractérisation du photodétecteur choisi pour le prototype technologique GOLF-NG. Nous avons vu dans le chapitre précédent le cahier des charges concernant le détecteur. Le but final de l'instrument scientifique sera de mesurer des vitesses de l'ordre de 0,1 mm/s. Le Rapport Signal à Bruit (RSB) devrait être amélioré d'un facteur 10 par rapport à GOLF (en particulier dans la région où nous nous attendons à détecter les modes de gravité < 200 μ Hz). Deux directions en particulier sont envisagées pour cela (déjà vu dans le chapitre 6) :

- réduire le bruit solaire
- augmenter le taux de comptage (jusqu'à environ 10^8 ph/s en moyenne) et garder l'erreur statistique comme erreur principale.

Ceci est exigeant et nécessitera un détecteur avec une électronique dédiée à cette exigence. Pour le prototype technologique, le choix s'est porté sur un système plus simple de photodiodes du commerce pour des raisons de coût et de temps principalement. Il est utile d'en qualifier les performances pour l'utiliser dans les meilleures conditions. Pour cela, des mesures sous éclairage et sous obscurité ont été effectuées. Les tests avaient donc pour objectifs de valider le système de refroidissement et l'optimisation du RSB. D'autre part, il est important d'étudier les structures fréquentielles des bruits dans le domaine d'utilisation. Il s'est donc avéré que le bruit des photodiodes était plus élevé que les demandes du cahier des charges, d'un facteur 10. Par conséquent, la détection des modes de gravité ne pourra pas se faire avec ce type de photodétecteur mais les méthodes d'analyse présentées seront reportées sur le détecteur final. Il faudra utiliser un élément plus performant tel que des CCD et une électronique bas bruit pour un usage scientifique ou une version spatiale telle que la mission DynaMICCS.

Dans ce chapitre, je vais commencer par décrire le photodétecteur que j'ai étudié ainsi que les différentes sources de bruit qui peuvent être présentes. Puis, je parlerai de mon travail et de la méthode que j'ai développée pour le caractériser. Enfin, j'évaluerai les durées de mesures nécessaires pour pouvoir détecter les modes de gravité.

7.1 Le photodétecteur

Le photodétecteur choisi pour le prototype technologique GOLF-NG est une matrice linéaire de 64 photodiodes (aussi appelées pixels dans la suite) HAMAMATSU S6494. Notre choix s'est porté sur cet élément pour des raisons de simplicité du développement du premier prototype car les conditions d'observation prévues pour ce prototype ne nécessitent pas une telle exigence de performances et devrait permettre de valider le concept.

7.1.1 Principe d'une photodiode

La photodiode utilise le principe de photoconduction dans un semi-conducteur tel que le silicium. En effet, il s'agit d'une jonction PN (Sze 1981). Dans ce type de matériau, il existe une bande de valence et une bande de conduction séparées par une énergie E_g . Tout photon incident dont l'énergie $h\nu > E_g$ va fournir suffisamment d'énergie à un électron de la bande de valence pour qu'il se déplace vers la bande de conduction. Une paire électron-trou est ainsi créée. Le déplacement des électrons va générer un courant proportionnel au nombre de paires électron-trou créées et donc au nombre de photons incidents. Une caractéristique importante

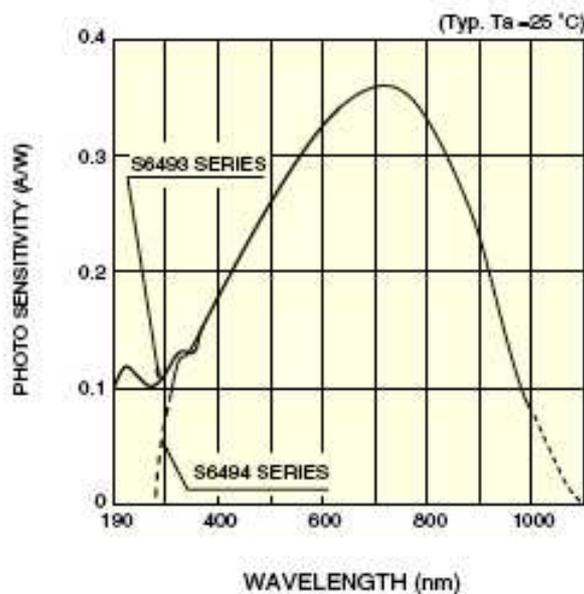
d'une photodiode est son rendement quantique défini de la façon suivante :

$$\eta = \frac{N_{pc}}{N_{photons}}$$

où N_{pc} et $N_{photons}$ sont les nombres de paires électron-trou créées et le nombre de photons incidents respectivement. Ce rendement est équivalent à la réponse de la photodiode car tous les photons ne créent pas de paires. Nous cherchons alors à avoir le meilleur rendement quantique possible. Et en comparant différents types de photodiode, il s'avère que le silicium est un des meilleurs matériaux utilisés pour les détecteurs dans le visible.

7.1.2 Données constructeur

A la longueur d'onde utilisée qui correspond à la raie du sodium NaD1 $\lambda = 589,6$ nm, la matrice de photodiodes a une sensibilité S donnée par la fiche constructeur de $S = 0,32A/W$, qui n'est pas uniquement liée au seul phénomène ayant lieu au niveau de la photodiode.



F . 7.1 – Courbe de sensibilité de la matrice de photodiodes.

Connaissant l'expression permettant de calculer en première approximation l'efficacité quantique η :

$$\eta = \frac{S \times 1240}{\lambda}$$

Le rendement des photodiodes de cette matrice est de 67,30%. Ceci contraste avec le rendement des photomultiplicateurs de GOLF qui n'était que de 5%, ce qui montre la limite de leur exten-

sion pour ce nouvel instrument. Voici une brève description des plus importantes caractéristiques données par le constructeur pour une température ambiante de 25°C :

1. la *tension d'offset* correspond à la tension lue par la photodiode sous obscurité ;
2. la *tension de saturation* qui limite la gamme de mesure. Cette saturation est en générale liée au circuit électronique de lecture ;
3. le *bruit* qui peut limiter la qualité de la mesure. C'est la somme des bruits des différents éléments de la chaîne : celui du photodétecteur lui-même (courant d'obscurité) et de son circuit électronique de lecture. Le *courant d'obscurité* est une composante importante du bruit. De part la nature quantique du flux d'électrons qui constitue le courant, il existe un courant dans la photodiode en l'absence de flux de photons incidents qui a une distribution poissonnienne. Il s'agit d'un paramètre que l'on peut minimiser par le refroidissement du photodétecteur ;

Cette matrice est fournie avec une électronique de lecture intégrée dont les caractéristiques sont également données en appendice.

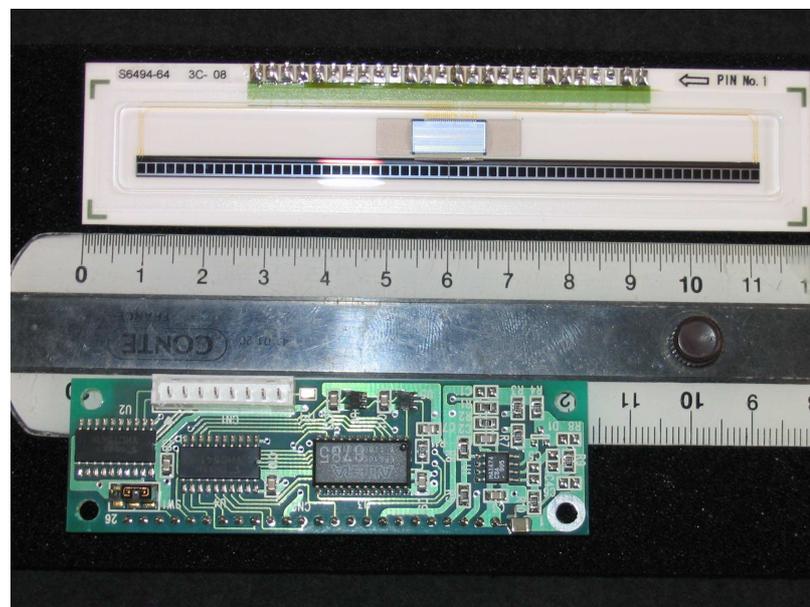


Fig. 7.2 – Photo de la matrice de photodiodes HAMAMATSU S6494 comportant 64 pixels et une électronique de lecture intégrée.

Ces photodiodes sont fabriquées sur le même substrat de silicium donc elles doivent toutes avoir des réponses semblables. Nous pouvons voir sur la Fig. 7.2 que la matrice est en réalité coupée en deux parties avec une électronique parallèle pour les 64 voies mais un seul registre de sortie. Le photocourant généré dans une photodiode est acheminé vers l'amplificateur et converti en tension. La mesure se fait sur le *temps d'intégration*, δt . La valeur de ce dernier doit être un compromis entre la saturation du détecteur et un bruit trop important par rapport au signal. Les études se sont faites sur deux temps d'intégration dans la suite : 2,8 s et 1 s.

Caractéristiques principales des photodiodes :

- Tension d'offset : $\sim 0,3$ V
- Tension de saturation : 4,6 V
- Tension d'obscurité : 0,8 mV
- Ecart-type du bruit : 0,2 mV

7.1.3 Sources de bruit

Différentes sources de bruit peuvent intervenir lors de l'acquisition de mesures sur les photodiodes. Nous avons déjà vu qu'une première source de bruit est le **courant d'obscurité** qui a été défini dans la partie précédente. Celui-ci dépend de la température.

Un autre bruit est le **bruit de l'électronique** ou encore **bruit de lecture**. Les photodiodes utilisent une électronique intégrée. Chaque composant constituant cette électronique de lecture génèrent une incertitude supplémentaire dans les mesures.

Enfin, un autre bruit intervient dans les mesures, lié à la nature corpusculaire de la lumière appelé **bruit de photons**. La statistique des photons reçus par le détecteur suit une loi poissonnienne (Spiegel 1972). Cependant, pour de grands nombres, la distribution poissonnienne se rapproche d'une loi normale.

Si un détecteur reçoit en moyenne un flux de photons intégrés N_{int} , l'écart-type de la mesure vaut : $\sigma_N = \sqrt{N_{int}}$. Et l'erreur statistique de chaque mesure a pour formule : $\epsilon = 1/\sqrt{N_{int}}$.

7.2 Caractérisation du photodétecteur

7.2.1 Objectifs

Nous avons vu dans le chapitre 2, les différentes caractéristiques requises par le cahier des charges de GOLF-NG. Le but est donc de voir si le photodétecteur choisi satisfait un niveau de bruit suffisamment faible pour atteindre nos objectifs. Voici les différentes étapes de notre étude pour utiliser au mieux ce détecteur :

- caractériser le photodétecteur : tension de saturation, tension d'offset, écart-type du bruit, courant d'obscurité ;
- trouver la température optimale de fonctionnement ;
- étudier la réponse des 64 pixels de la matrice en particulier étudier s'il existe une homogénéité entre les différents pixels ;
- évaluer la sensibilité du détecteur à la gamme de flux envisagé pour l'instrument GOLF-NG ($1, 25 \cdot 10^7$ à $1, 25 \cdot 10^8$ ph/s par pixel) ;
- vérifier qu'il n'existe pas de signaux périodiques intrinsèques à l'instrument qui pourraient empêcher la détection des signaux recherchés.

7.2.2 Description du banc de test de caractérisation des photodiodes

Le banc de test est constitué d'une boîte étanche à la lumière contenant la matrice à étudier afin d'éviter toute perturbation par l'extérieur. Un système de régulation de la température est également placé au niveau des photodiodes (Voir Peltier en Annexe A). Enfin, une photodiode

calibrée au préalable permet de connaître le flux réel incident sur les différents pixels de la matrice. Le schéma de ce banc de tests est placé en Annexes.

7.2.3 Recherche de la température optimale de fonctionnement

Nous avons vu que plusieurs bruits dans la matrice de photodiodes peuvent être liés à la température de fonctionnement des photodiodes : le courant d'obscurité et le bruit dû à l'électronique de lecture. D'après la fiche du fabricant, cette matrice fonctionne pour une température inférieure à 70 °C. Dans cette section, je montre la méthode utilisée pour établir la température optimale de fonctionnement du photodétecteur pour lequel l'ensemble des bruits sont minimisés.

Tout d'abord, les matrices ont été étudiées sans éclairage pour cinq températures différentes. Sous obscurité, les mesures contiennent le courant d'obscurité et le bruit de l'électronique. L'ensemble de ces bruits est appelé **offset** dans la suite :

$$V_{off} = V_{obs} + V_{elec} \quad (7.1)$$

Sur la Fig. 7.6, j'ai représenté les mesures du pixel 6 pour 3 températures : 15°C, 9°C et 6°C. Pour un temps d'intégration de 2,8 s, la valeur moyenne de l'*offset* est dans la Table 7.1. Le fait de baisser la température entraîne une faible diminution de la tension mesurée sur le pixel car le bruit d'obscurité diminue avec la température.

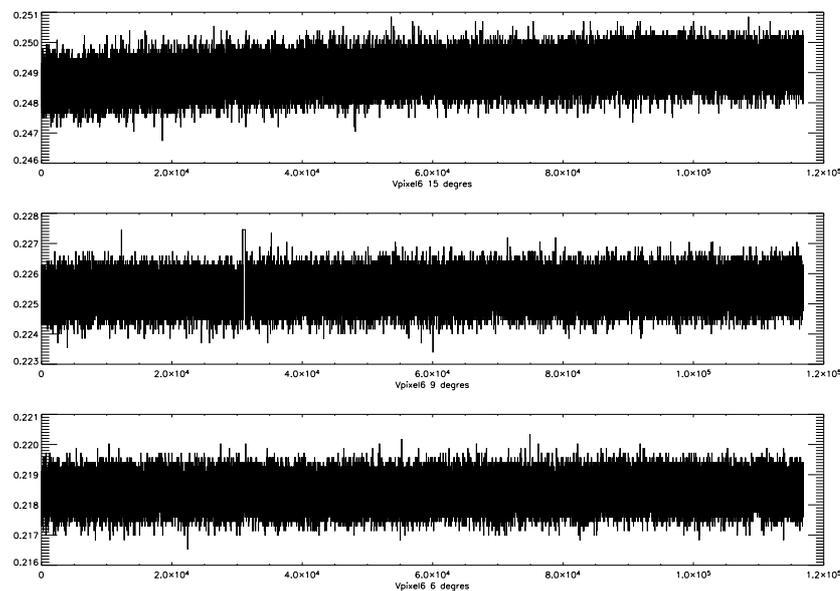


Fig. 7.3 – Evolution du pixel 6 (en V) en fonction de la température : (de haut en bas) 15°C, 9°C, 6°C.

Tab. 7.1 – Valeur moyenne de l'*offset* pour le pixel 6 pour différentes températures et différents temps d'intégration

$\delta t(s)$	T (° C)	V_{off} (V)
2,8	15	0,2485
2,8	9	0,2255
2,8	6	0,2183
1	6	0,209

Pour séparer le bruit d'électronique du bruit d'obscurité, on a fait d'une part, des mesures à différentes températures, en prenant un temps d'intégration très faible, $\delta t = 0,1s$ car pendant cette durée, le mouvement des électrons est limité et donc le courant d'obscurité faible. D'autre part, nous avons fait des mesures identiques pour un temps d'intégration $\delta t = 5s$, ce qui permet de mesurer l'*offset*. Des poses longues permettent d'avoir une meilleure détermination de la contribution du courant d'obscurité. Ainsi, on sépare mieux le bruit d'obscurité et le bruit de lecture. En comparant les écart-types du bruit d'électronique et du courant d'obscurité aux différentes températures (illustré sur la Fig. 7.4), 6°C apparaît comme la température pour laquelle le courant d'obscurité devient plus faible que le bruit de lecture alors que ce dernier augmente légèrement. Ce point est choisi comme température optimale de fonctionnement de ces photodiodes.

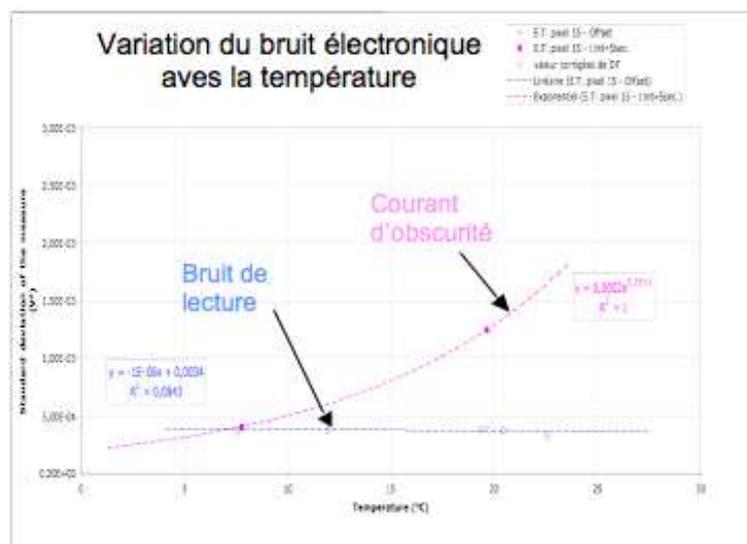
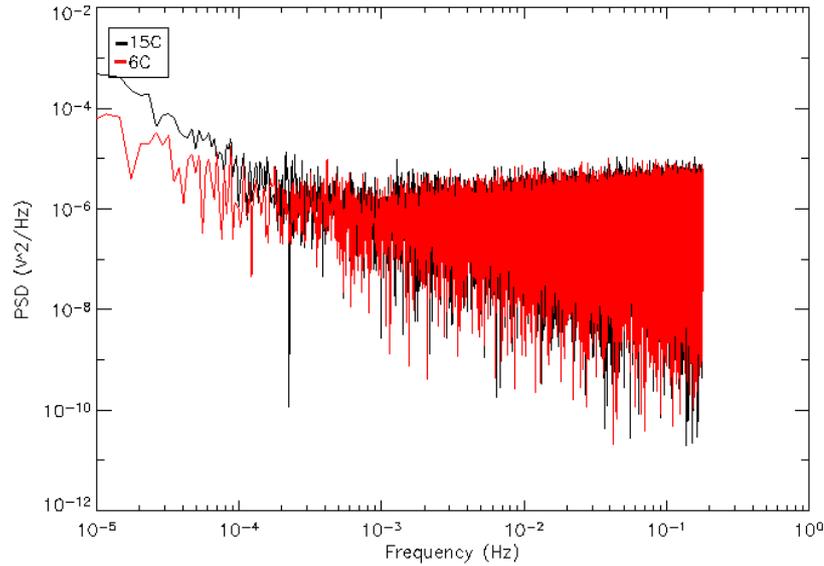


Fig. 7.4 – Comparaison du bruit électronique au courant d'obscurité en fonction de la température.

La Fig. 7.5 représente les 2 spectres pour des températures de 15°C et 6°C. La baisse de la



F . 7.5 – Evolution du spectre du pixel 6 (en V) en fonction de la température : 15°C et 6°C.

température est à l'origine d'une baisse de la puissance du spectre à basses fréquences d'environ un facteur presque 10 dans le domaine de fréquences où les modes de gravité sont recherchés.

L'ensemble des tests s'est poursuivi à la température de 6°C, qui sera la température nominale d'utilisation du photodétecteur.

Stabilité en température : Le fonctionnement des photodiodes est sensible à la température du système dans lequel elles sont placées. Pour une bonne stabilité du détecteur, il est important d'avoir une faible variation de sa température. La température de la barrette de photodiodes a donc dû être stabilisée à l'aide d'un système Peltier. Sur la fig. 7.6, nous avons représenté la température de la pièce prise pendant dix jours ainsi que des photodiodes. Le cycle jour/nuit n'apparaît pas au niveau de la matrice de photodiodes. La régulation de température du système fonctionne donc très correctement.

7.2.4 Détermination de la constante d'étalonnage des photodiodes

Le système électronique intégré à la matrice fournit la tension mesurée sur chaque photodiode qui doit être convertie en un flux en photons/s (ou ph/s). Une photodiode calibrée va nous permettre de connaître le flux incident. $N_0 = 1,475 \cdot 10^8$ ph/s correspond à une valeur de courant $I_{mon0} = 1272,9$ pA traversant la photodiode de calibration. Pour chaque valeur de I_{mon} , il est possible de compter le nombre de photons intégrés N_{int} pendant δt ainsi que le nombre de

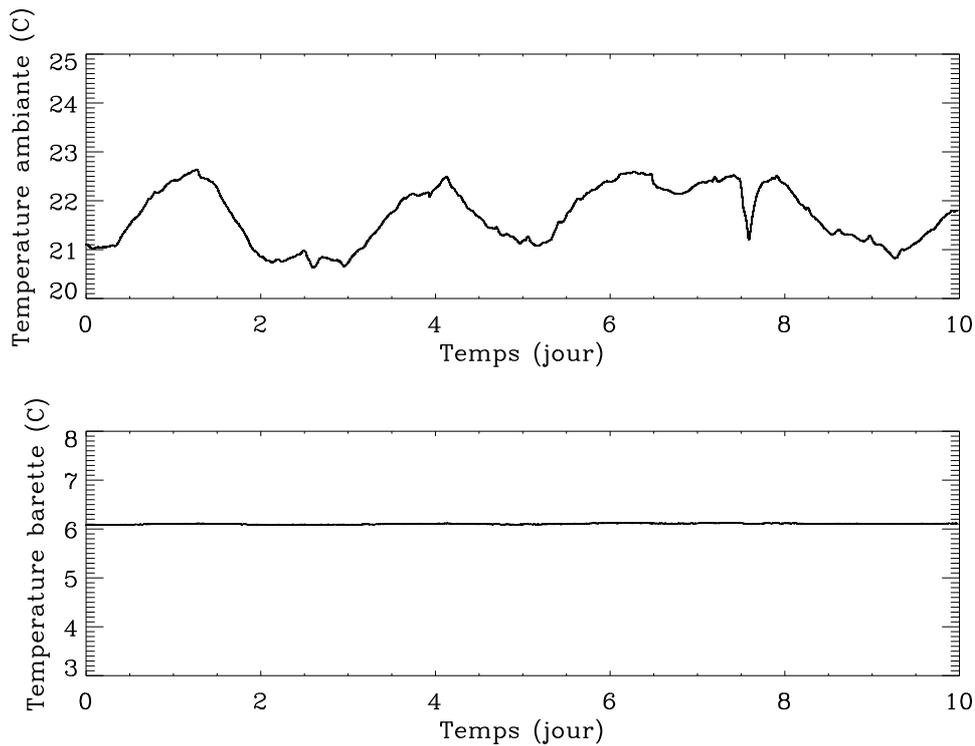


Fig. 7.6 – Variation de la température de la pièce (en haut) et des photodiodes (en bas) sur une journée. La figure du haut montre l'évolution temporelle de la température ambiante et la figure du bas montre l'évolution temporelle de la température de la barrette.

photons, N , reçus par seconde.

$$N = \frac{N_{int}}{\delta t} = \frac{N_0}{\delta t} \times \frac{I_{mon}}{I_{mon0}} \times \delta t \quad (7.2)$$

Pour calculer cette constante, plusieurs mesures avec différents flux incidents sont nécessaires. Pour chaque valeur de flux incident, nous avons le courant mesuré par la photodiode de monitoring (et par conséquent, grâce à la formule (7.2) les valeurs de N_{int} et N) et les tensions de tous les pixels. La table 7.2 donne I_{mon} , N_{int} , N et la mesure du pixel 6, V_b , pour deux flux et pour $\delta t=2,8$ s.

Donc le nombre de photons intégrés pendant 2,8 s pour chaque flux est de $2,72 \cdot 10^7$ et $5,52 \cdot 10^7$ ph/s. Si la réponse des photodiodes est linéaire en fonction du flux incident, ce qui a été vérifié avec différents flux, la constante d'étalonnage C pour un pixel et un temps d'intégration donné se calcule de la façon suivante :

$$C = \frac{V_2 - V_1}{N_{2int} - N_{1int}}$$

Table 7.2 – Correspondance entre le courant traversant la photodiode de contrôle et le nombre de photons intégrés sur la matrice

I_{mon} (pA)	N_{int} (photons)	N (ph/s)	V_b (Volt)
84	$2,72 \cdot 10^7$	$9,7 \cdot 10^6$	0,938
169,7	$5,52 \cdot 10^7$	$1,97 \cdot 10^7$	1,688

Dans la suite, nous allons utiliser l'expression suivante pour convertir nos mesures V_b en Volt en photons par seconde, N :

$$N = \frac{V}{C \times \delta t} \quad (7.3)$$

Les constantes obtenues pour le pixel 6 et les deux temps d'intégration sont données dans la Table 7.3. Le calcul a également été fait pour les 63 autres pixels et les constantes d'étalonnage sont toutes du même ordre de grandeur.

Table 7.3 – Constante d'étalonnage pour le pixel 6 et pour deux temps d'intégration

δt (s)	C (V/photons)
2,8	$0,24 \cdot 10^{-7}$
1	$0,27 \cdot 10^{-7}$

7.2.5 Méthode de caractérisation de la chaîne de photodétection

Les analyses suivantes ont été faites à la fois dans le **domaine temporel** et **dans le domaine fréquentiel**. La première analyse permet d'évaluer le bruit de l'électronique par rapport au bruit statistique de photons alors que la seconde a pour but de voir l'existence de signaux périodiques gênants dans le spectre de puissance comme décrit dans la partie 7.2.1.

D'autre part, afin de pour vérifier la dynamique des mesures, différents flux incidents sont attribués à la lampe de sodium. De plus, comme celle-ci subit des fluctuations non négligeables, il faut corriger ce phénomène en faisant un ajustement avec la diode de contrôle. Cependant, ce type de correction n'est pas satisfaisant pour les hautes fréquences car elle supprime des signaux périodiques. Nous avons utilisé le *Backwards Difference Filter* (notée dans la suite BDF) consiste à effectuer une soustraction entre 2 mesures consécutives : $V_{diff} = V_b(t + \delta t) - V_b(t)$. Ce filtre enlève les variations lentes non périodiques d'un signal attribuées à la lampe. L'effet de transmission du filtre a été corrigé en suivant García et Ballot (2007).

Les deux mesures prises à deux instants consécutifs sont indépendantes et leurs variances s'ajoutent :

$$\sigma^2(V_b(t + \delta t) - V_b(t)) = \sigma^2(V_b(t + \delta t)) + \sigma^2(V_b(t))$$

Et comme ces deux variables ont une variance du même ordre, on obtient que :

$$\sigma^2(V_{diff}) = \sigma_{diff}^2 = 2\sigma^2(V_b) \quad (7.4)$$

Par conséquent le fait d'utiliser deux mesures multiplie l'écart-type par racine de 2.

7.3 Etude du bruit de la chaîne de photodétection

Nous avons vu dans la section 3.2.1 que l'objectif de ces mesures est de caractériser le photodétecteur en termes de bruit. La tension d'offset et l'écart-type d'offset ont été évalués dans la partie précédente. De plus, les trois sources de bruit intervenant dans les mesures peuvent être divisées en deux groupes : le bruit intrinsèque du photodétecteur et le bruit de photons. Dans la suite, la mesure d'un pixel peut se décomposer en deux contributions : le bruit de la photodiode (V_{off} , déjà vu dans la partie 7.2) et la mesure due au flux de photons incidents (V_N).

$$V_b = V_N + V_{Off} \quad (7.5)$$

7.3.1 Analyse du signal mesuré sur un pixel du photodétecteur

Dans la suite, seul un pixel de la matrice a été étudié (le pixel 6). Le but de ces mesures est de comprendre le comportement du bruit du photodétecteur pour différents flux incidents.

Domaine temporel

Nous avons commencé par étudier les mesures dans le domaine temporel. La meilleure façon d'estimer le bruit des mesures consiste à calculer leurs écart-types. Nous mesurons alors l'écart-type des mesures brutes pour le comparer à l'écart-type théorique. Pour calculer ce dernier, on doit estimer le flux de photons incidents, N . Ayant appliqué le BDF aux mesures brute, on peut alors écrire que cette mesure "différentielle" vaut :

$$\begin{aligned} V_{diff} &= V_b(t + \delta t) - V_b(t) \\ V_{diff} &= V_N(t + \delta t) + V_{Off}(t + \delta t) - V_N(t) - V_{Off}(t) \end{aligned}$$

où les 2 mesures consécutives sont séparées par le temps d'intégrations δt . J'ai également fait l'hypothèse que la statistique du bruit de photons et de l'offset varient peu avec le temps. Le calcul de l'écart-type σ_D est :

$$\sigma_{diff}^2 = 2\sigma_N^2 + 2\sigma_{Off}^2 \quad (7.6)$$

Le σ_{Off} , provient de la partie 7.2.3 sur le pixel 6 et à 6 °C. Le calcul du bruit de photon en Volt est :

$$\sigma_N = \sqrt{N} \times \delta t \times C \quad (7.7)$$

où N est le flux de photons incidents et C , la constante d'étalonnage estimée dans la section 7.2.4.

Pour $\delta t = 2,8$ s :

La Fig. 7.7 représente la mesure brute sur le pixel 6 ainsi que sur la photodiode d'étalonnage pour un flux incident correspondant à $5,03 \cdot 10^7$ ph/s. Elle montre que les fluctuations de la lampe sont observées sur la photodiode de la matrice, justifiant l'utilisation du BDF.

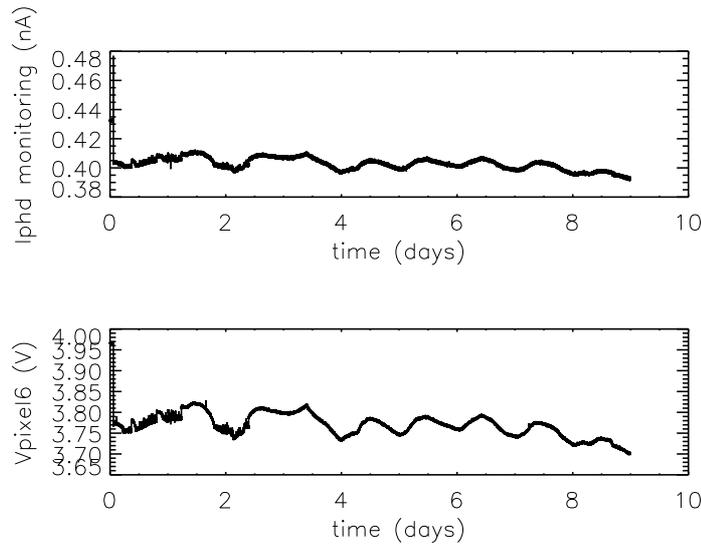


Fig. 7.7 – Mesures brutes de la photodiode d'étalonnage (monitoring) (figure du haut) et du pixel 6 pour $5,03 \cdot 10^7$ ph/s (figure du bas).

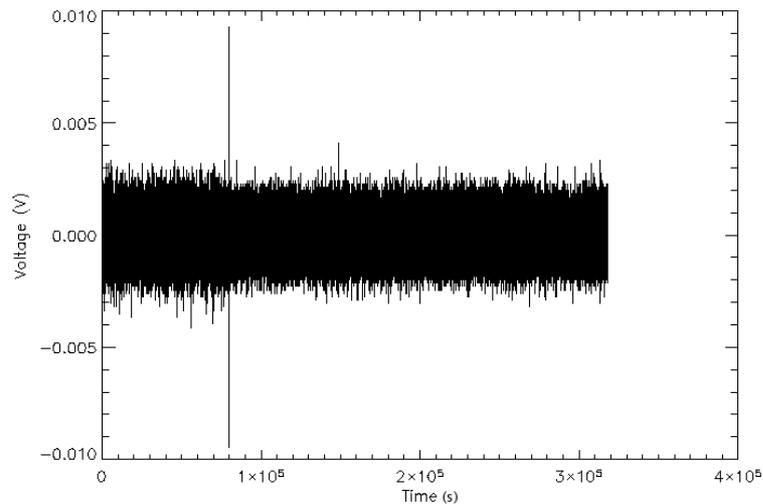
Un exemple de mesure "différentielle" est représenté sur la Fig. 7.8. La Table 7.3.1 fournit les différentes valeurs d'erreur statistique et en particulier le calcul de l'écart-type estimé, σ_{diff} estimé, à partir de σ_N et σ_{Off} comparé à l'écart-type mesuré, σ_{diff} mesuré. Le calcul est effectué pour les 5 flux incidents et les valeurs sont calculées pour 18h de mesures.

La Fig. 7.9 représente les différents types d'erreur en fonction du flux. On constate que quelque soit le flux incident, l'écart-type mesuré est supérieur à l'écart-type estimé. D'autre part, l'erreur statistique de photons est inférieure au bruit instrumental. Néanmoins, il y a saturation des photodiodes pour un flux supérieur à $\sim 6 \cdot 10^7$. Par conséquent, ce temps d'intégration ne permet pas de mesurer le flux maximal souhaité de $1,25 \cdot 10^8$ ph/s.

Pour $\delta t = 1$ s :

Pour élargir la gamme de flux mesuré, le temps d'intégration a été diminué à 1s.

La Table 7.3.1 contient les valeurs des écart-types estimé et mesurés. Les différentes types d'erreurs sont représentées sur la Fig. 7.10. Comme pour le temps d'intégration de 2,8s, l'écart-type



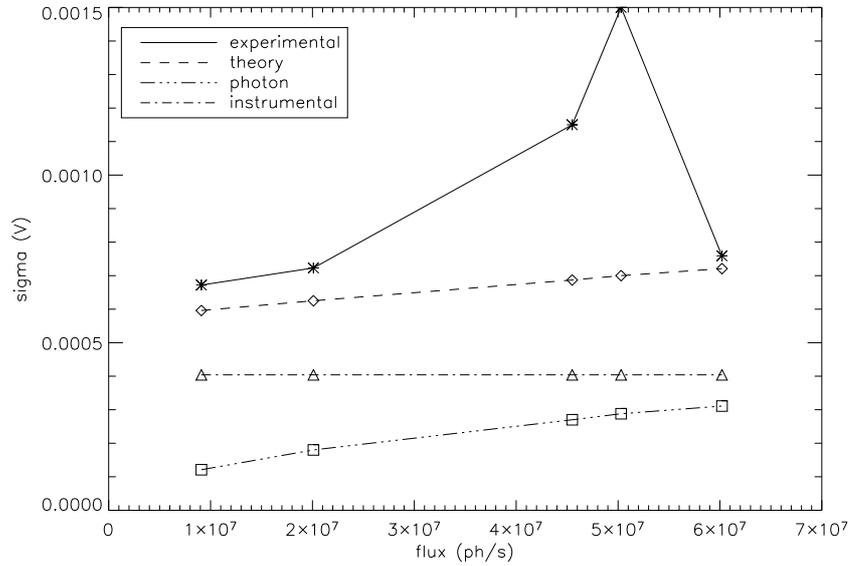
F . 7.8 – Mesure différentielle du pixel 6 pour un flux de $5,03 \cdot 10^7$ ph/s.

N (ph/s)	σ_N (V)	σ_{Off} (V)	σ_{diff} (V) estimé	σ_{diff} (V) mesuré
$N = 9,1 \cdot 10^6$	$1,21 \cdot 10^{-4}$	$4,04 \cdot 10^{-4}$	$5,96 \cdot 10^{-4}$	$6,72 \cdot 10^{-4}$
$N = 2,01 \cdot 10^7$	$1,8 \cdot 10^{-4}$	$4,04 \cdot 10^{-4}$	$6,25 \cdot 10^{-4}$	$7,23 \cdot 10^{-4}$
$N = 4,53 \cdot 10^7$	$2,7 \cdot 10^{-4}$	$4,04 \cdot 10^{-4}$	$6,87 \cdot 10^{-4}$	$11,5 \cdot 10^{-4}$
$N = 5,03 \cdot 10^7$	$2,88 \cdot 10^{-4}$	$4,04 \cdot 10^{-4}$	$7 \cdot 10^{-4}$	$15 \cdot 10^{-4}$
$N = 6,02 \cdot 10^7$	$3,11 \cdot 10^{-4}$	$4,04 \cdot 10^{-4}$	$7,21 \cdot 10^{-4}$	$7,59 \cdot 10^{-4}$

T . 7.4 – Comparaison des dispersions théoriques et expérimentales pour un temps d'intégration de 2,8 s. σ_N est calculé d'après (7.8), σ_{Off} est l'écart-type de l'offset vu en 7.2.3, σ_{diff} estimé est calculé avec la formule (7.7) et σ_{diff} mesuré.

du bruit de photons est inférieur au bruit instrumental pour les différents flux incidents. Cependant, avec un temps d'intégration de 1s, la gamme de flux requis par GOLF-NG ($1,25 \cdot 10^7$ à $1,25 \cdot 10^8$ ph/s par détecteur) est couverte sans que les photodiodes saturent.

On constate que dans tous les cas, l'erreur sur la mesure est dominée par l'erreur d'offset et non par l'erreur statistique.



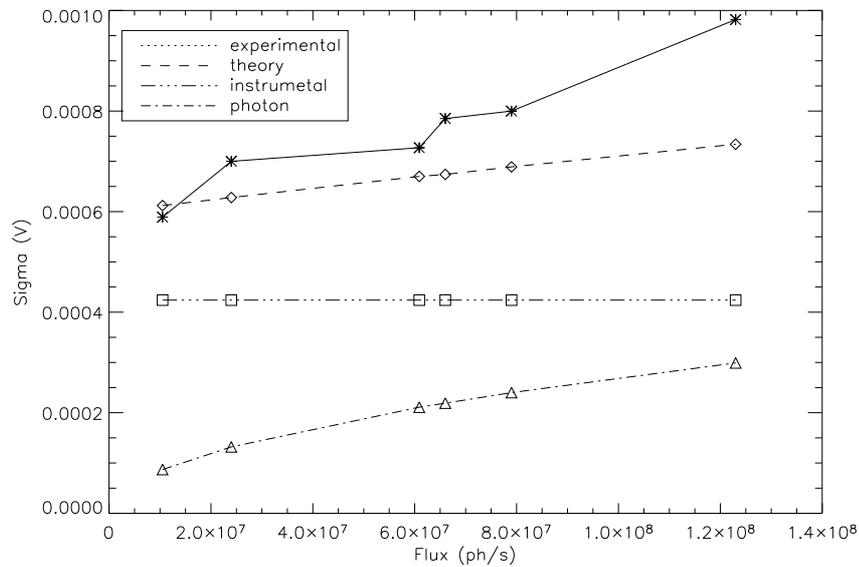
F . 7.9 – Représentation des différents écart-types pour $\delta t=2,8s$ (théorique, expérimental, statistique et instrumental).

N (ph/s)	σ_{Nstat} (V)	$\sigma_{Off}(V)$	σ_{diff} (V) estimé	σ_{diff} (V) mesuré
$N = 1,05 \cdot 10^7$	$0,87 \cdot 10^{-4}$	$4,24 \cdot 10^{-4}$	$6,12 \cdot 10^{-4}$	$5,89 \cdot 10^{-4}$
$N = 2,4 \cdot 10^7$	$1,32 \cdot 10^{-4}$	$4,24 \cdot 10^{-4}$	$6,28 \cdot 10^{-4}$	$7 \cdot 10^{-4}$
$N = 6,09 \cdot 10^7$	$2,11 \cdot 10^{-4}$	$4,24 \cdot 10^{-4}$	$6,7 \cdot 10^{-4}$	$7,27 \cdot 10^{-4}$
$N = 6,6 \cdot 10^7$	$2,19 \cdot 10^{-4}$	$4,24 \cdot 10^{-4}$	$6,74 \cdot 10^{-4}$	$7,85 \cdot 10^{-4}$
$N = 7,9 \cdot 10^7$	$2,40 \cdot 10^{-4}$	$4,24 \cdot 10^{-4}$	$6,89 \cdot 10^{-4}$	$8 \cdot 10^{-4}$
$N = 12,3 \cdot 10^7$	$2,99 \cdot 10^{-4}$	$4,24 \cdot 10^{-4}$	$7,34 \cdot 10^{-4}$	$9,82 \cdot 10^{-4}$

T . 7.5 – Comparaison des dispersions théoriques et expérimentales pour un temps d'intégration de 1 s. σ_N est calculé d'après (7.8), σ_{Off} est l'écart-type de l'offset vu en 7.2.3, σ_{diff} estimé est calculé avec la formule (7.7) et σ_{diff} mesuré.

Domaine fréquentiel

Pour approfondir la caractérisation du bruit du photodétecteur, une étude fréquentielle est nécessaire. Ainsi, j'ai calculé la Densité Spectrale de Puissance (DSP) du signal du pixel brut qui donne le spectre classique d'un bruit instrumental suivant une loi en $1/f$. Le but de cette



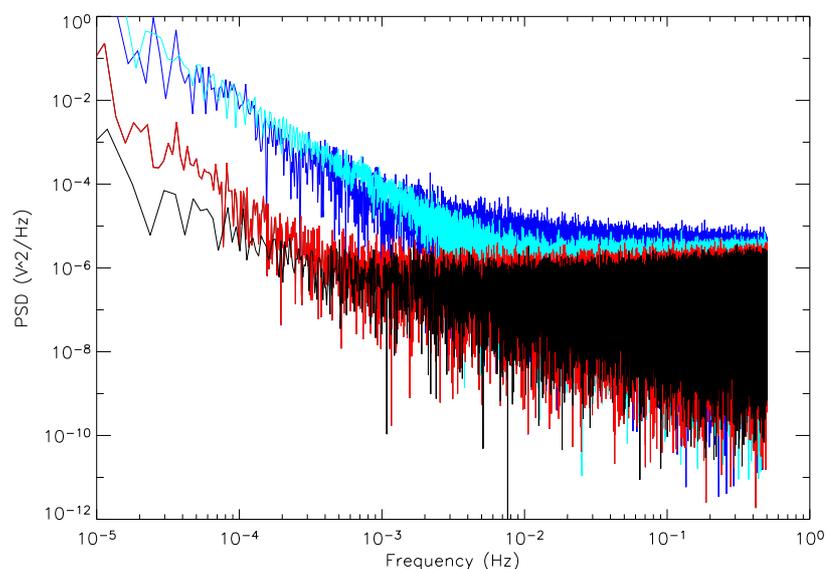
F . 7.10 – Représentation des différents écart-types pour $\delta t=1s$ (théorique, expérimental, statistique et instrumental).

partie est d'étudier le spectre avec différents flux et en particulier de quantifier la remonté à basse fréquence, c'est-à-dire dans la région où nous recherchons les modes de gravité, par rapport aux hautes fréquences où le spectre est plat. Pour la suite, nous allons donc définir les intervalles de fréquences concernant ces deux régions :

- basses fréquences : 100 à 400 μHz
- hautes fréquences : 0,128 à 0,178 Hz

Des mesures sur une durée de 7 jours ont été effectuées afin d'avoir une résolution suffisante dans le spectre à basses fréquences et ceci pour 4 flux différents et sans éclairage pour les deux temps d'intégrations.

La Fig. 7.11 montre les DSP pour trois flux incidents et pour l'obscurité pour $\delta t=1s$. On voit que plus le flux est grand, plus le spectre est haut. La Table 7.6 contient le rapport des écart-types de la DSP dans les 2 régions définies précédemment pour 3 flux. Sous obscurité, le rapport est de 1,9 pour 1s. Ce temps d'intégration convient donc à la fois pour couvrir la gamme de flux requise et pour un spectre relativement plat.



F . 7.11 – Spectres pour un temps d'intégration de 1s pour l'obscurité (noir), pour $1,05 \cdot 10^7$ ph/s (rouge), $6,09 \cdot 10^7$ ph/s (bleu clair) et $1,23 \cdot 10^8$ ph/s (bleu).

T . 7.6 – Rapport des écart-types pour $\delta t = 1s$.

N (ph/s)	$\frac{\sigma_2}{\sigma_1}$	$\frac{\sigma_{diff}}{\sigma_N}$
$N = 1,09 \cdot 10^7$	2,9	6,8
$N = 6,09 \cdot 10^7$	25,1	3,4
$N = 1,23 \cdot 10^8$	17,9	3,3

Pour conclure sur cette étude, nous avons vu que le bruit de la mesure est dominé par le bruit instrumental comprenant le bruit d'obscurité, le bruit électronique et le bruit thermique. De plus, pour $\delta t = 2,8s$, nous avons vu que les photodiodes saturent et nous ne couvrons pas la gamme de flux demandée (entre $1,25 \cdot 10^7$ et $1,25 \cdot 10^8$ ph/s). D'autre part, le comportement des écart-types en fonction des flux n'est pas linéaire. En revanche, pour $\delta t = 1s$, nous observons plus de linéarité dans la réponse des photodiodes et la gamme de flux est couverte sans atteindre de saturation étant donné que l'exposition des photodiodes à la lumière est plus faible. De plus, les spectres pour ce temps d'intégration sont plus bas.

7.3.2 Combinaison de 4 pixels

Nous avons vu dans le Chapitre 6 que pour chaque canal de mesure sur la cellule de sodium, nous aurons 4 voies. Ces quatre voies correspondent à une longueur d'onde donnée sur la raie de sodium NaD1. Par conséquent, afin d'avoir un flux plus important, nous allons par la suite faire la somme des 4 voies sur l'instrument final. C'est pourquoi, j'ai essayé différentes combinaison pour faire la somme de 4 pixels. Le calcul de la mesure différentielle se fait de la façon suivante :

$$\begin{aligned} V_{diff} &= \sum V_{b_i}(t + \delta t) - \sum V_{b_i}(t) \\ V_{diff} &= \sum (V_{N_i}(t + \delta t) + V_{Off_i}(t + \delta t)) - \sum (V_{N_i}(t) + V_{Off_i}(t)) \end{aligned} \quad (7.8)$$

Si les mesures à deux instants différents sont indépendantes et en supposant que la statistique est la même pour les différents pixels que ce soit pour le comptage (σ_N) ou pour l'offset (σ_{Off}) et surtout que les différents pixels sont indépendants, on obtient la formule :

$$\sigma_{diff}^2 = 8\sigma_N^2 + 8\sigma_{Off}^2$$

Dans un premier temps, quatre pixels assez éloignés sont pris afin de diminuer l'influence des pixels voisins (6, 22, 38 et 52). La Table 7.7 donne les valeurs des écart-types calculés à partir des formules (7.7) et (7.8) et pour un temps d'intégration, $\delta t=1s$.

T . 7.7 – Comparaison des dispersions théoriques et expérimentales pour la somme de quatre pixels : 6, 22, 38 et 52

N (ph/s)	σ_N (V)	σ_{Off} (V)	σ_{diff} (V) <i>estimé</i>	σ_{diff} (V) <i>mesuré</i>
$N = 4, 2.10^7$	$1, 74.10^{-4}$	$4, 24.10^{-4}$	$12, 24.10^{-4}$	14.10^{-4}
$N = 24, 09.10^7$	$4, 19.10^{-4}$	$4, 24.10^{-4}$	$13, 38.10^{-4}$	$19, 8.10^{-4}$
$N = 49, 2.10^7$	$5, 98.10^{-4}$	$4, 24.10^{-4}$	$14, 67.10^{-4}$	$26, 1.10^{-4}$

Afin de voir l'influence de l'utilisation de combinaisons de pixels variées, ce calcul est fait en prenant d'autres pixels, en particulier en prenant des pixels côte à côte ou très éloignés. La Table 7.8 donne les écart-types mesurés σ_{diff_i} correspondent à différentes combinaisons de pixels définies telles que :

- σ_{diff1} : pixels 6,7,8 et 9, 4 pixels adjacents et une sur même ; demi-barette
- σ_{diff2} : pixels 6,7, 38 et 39, 2 pixels sur la première moitié de la barette et 2 pixels sur l'autre moitié ;
- σ_{diff3} : pixels 1, 22, 38 et 52 pour qu'ils soient bien éloignés.

On constate que plus les pixels sont éloignés plus le sigma est faible, confirmant une dépendance entre les pixels vu qu'il y a une partie de l'électronique de lecture qui est commune. En revanche, plus le flux est grand, plus l'écart entre l'estimation et la mesure sont grands. L'utilisation de plusieurs pixels permet de baisser la contribution du bruit électronique par rapport au bruit de photons.

Fig. 7.8 – Comparaison des écart-types pour plusieurs flux et différentes combinaisons de la somme de quatre pixels (voir dans le texte)

N (ph/s)	σ_{diff1} (V) <i>mesuré</i>	σ_{diff2} (V) <i>mesuré</i>	σ_{diff3} (V) <i>mesuré</i>
$N = 4, 2 \cdot 10^7$	$14, 8 \cdot 10^{-4}$	$14, 5 \cdot 10^{-4}$	$14 \cdot 10^{-4}$
$N = 24, 09 \cdot 10^7$	$22, 4 \cdot 10^{-4}$	$22, 7 \cdot 10^{-4}$	$19, 8 \cdot 10^{-4}$
$N = 49, 2 \cdot 10^7$	$28, 6 \cdot 10^{-4}$	$26, 8 \cdot 10^{-4}$	$26, 1 \cdot 10^{-4}$

7.3.3 Etude de l'indépendance des pixels

Une autre façon d'analyser l'indépendance entre les pixels est d'étudier la différence entre deux pixels. Pour cela, l'étude est faite sur deux pixels consécutifs.

Etude temporelle

La Fig. 7.12 représente la différence entre 2 pixels consécutifs.

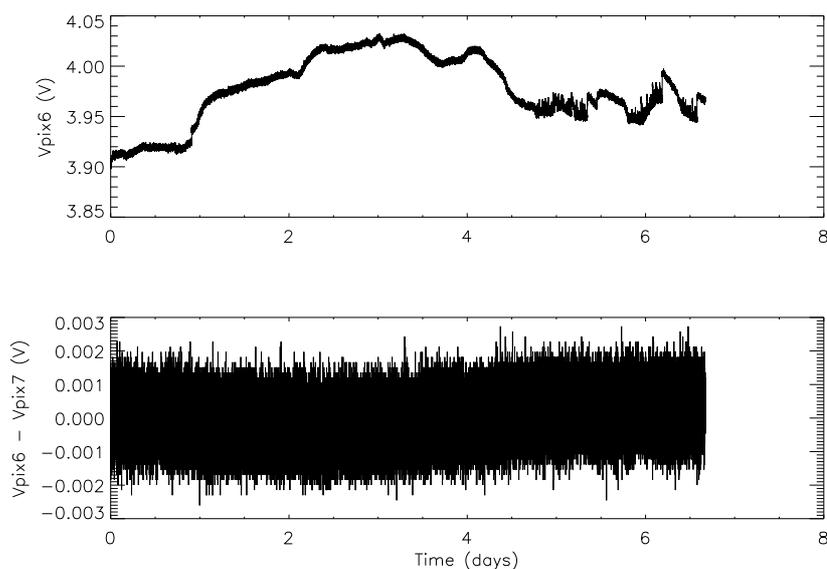


Fig. 7.12 – Différence entre le pixel 6 et le pixel 7 à $5, 03 \cdot 10^7$ ph/s.

Le point commun entre les 2 pixels est la lampe et une partie de l'électronique de lecture. Par conséquent, en faisant la soustraction entre les 2 pixels, on doit supprimer la contribution de la lampe et une partie du bruit de lecture commun. D'un point de vue statistique, en supposant que les pixels sont indépendants, nous pouvons calculer l'écart-type de la différence entre les

pixels i et j (en reprenant les notations de la partie précédente) :

$$\sigma_D^2 = \sigma_{Ni}^2 + \sigma_{Nj}^2 + \sigma_{Of fi}^2 + \sigma_{Of fj}^2$$

Le bruit de photons se calcule avec la formule (7.7). Quant au bruit d'offset, il provient des mesures sous obscurité pour les différents pixels. Posons alors σ_{Dobs} , le bruit d'offset des deux pixels, si ces derniers sont indépendants :

$$\sigma_{Dobs}^2 = \sigma_{Of fi}^2 + \sigma_{Of fj}^2$$

La Table 7.9 fournit les différentes valeurs d'erreur statistique pour les pixels 6 et 7 et en particulier le calcul de l'écart-type estimé à partir de σ_N et $\sigma_{Of f}$ et qui sera comparé à l'écart-type mesuré.

T . 7.9 – Comparaison des dispersions théoriques et expérimentales pour deux pixels et leur différence pour $\delta t = 1$ s.

N (ph/s)	σ_{N7} (V)	σ_{N6} (V)	σ_{Dobs} (V)	σ_D (V) es- timé	σ_D (V) me- suré
$N = 9, 1.10^6$	$1, 65.10^{-4}$	$1, 65.10^{-4}$	$5, 02.10^{-4}$	$5, 53.10^{-4}$	$5, 9.10^{-4}$
$N = 2, 01.10^7$	$2, 45.10^{-4}$	$2, 43.10^{-4}$	$5, 02.10^{-4}$	$6, 07.10^{-4}$	$6, 64.10^{-4}$
$N = 5, 03.10^7$	$3, 91.10^{-4}$	$3, 89.10^{-4}$	$5, 02.10^{-4}$	$7, 49.10^{-4}$	$6, 08.10^{-4}$

En calculant cette différence, on supprime la partie commune dans les mesures des 2 pixels : l'évolution lente de la lampe et une partie de l'électronique de lecture. Si on calcule le bruit de photons global : $\sigma_N^2 = \sigma_{Nstat6}^2 + \sigma_{Nstat7}^2$, j'obtiens :

– pour $2, 01.10^7$ ph/s :

$$\sigma_N = 3, 4.10^{-4} V$$

– pour $5, 03.10^7$ ph/s

$$\sigma_N = 6, 08.10^{-4} V$$

On constate alors que pour $2, 01.10^7$ ph/s, σ_N est inférieur à σ_{Dobs} et σ_D mesuré est plus grand que l'estimation. En revanche, pour $5, 03.10^7$ ph/s, le bruit de photons domine le bruit de lecture et σ_D mesuré est plus faible que l'estimation. En fait, cela voudrait dire, qu'il n'y a pas indépendance entre les mesures des différents pixels.

Etude de la covariance

Pour vérifier si les pixels sont indépendants, on peut calculer la somme et la différence entre deux pixels. En supposant que les 2 pixels ne sont pas indépendants, la covariance intervient dans la formule :

$$\sigma_D^2 = \sigma_{V_i}^2 + \sigma_{V_j}^2 - 2Cov(V_i, V_j) \quad (7.9)$$

De même, en calculant la somme des pixels, on a :

$$\sigma_S^2 = \sigma_{V_i}^2 + \sigma_{V_j}^2 + 2Cov(V_i, V_j) \quad (7.10)$$

En prenant les sommes et les différences entre 2 pixels sous obscurité, on a les écart-types des mesures :

$$\begin{aligned} \sigma_D &= 4,97.10^{-4} V \\ \sigma_S &= 6,27.10^{-4} V \end{aligned}$$

Nous constatons que les 2 valeurs sont différentes, cela signifie bien qu'il n'y a pas indépendance. De plus, en prenant les écart-types de chaque pixel sous obscurité d'après les formules (8.9) et (8.10), on obtient les valeurs respectives suivantes pour la covariance :

$$\begin{aligned} Cov(V_6, V_7) &= 3,61.10^{-8} \\ Cov(V_6, V_7) &= 3,69.10^{-8} \end{aligned}$$

Une covariance non nulle entre les pixels serait liée à la partie commune des mesures, c'est-à-dire aux câbles et une partie de l'électronique.

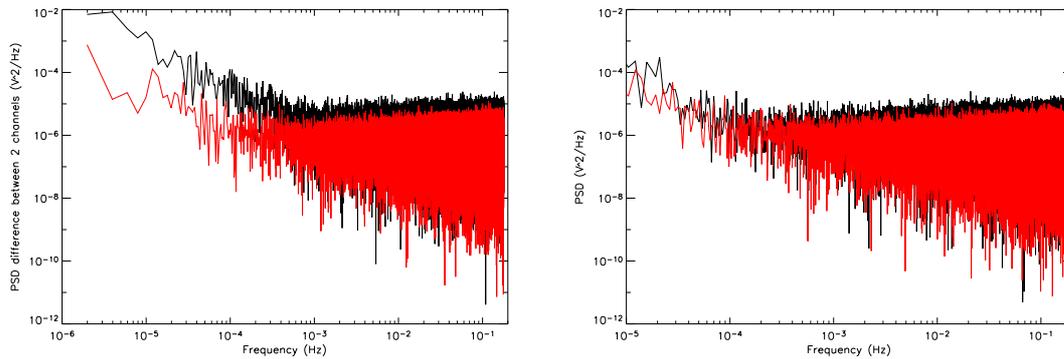
Etude fréquentielle

La Fig. 7.13 représente la DSP de la différence entre 2 pixels éclairés. Le rapport entre la moyenne de la DSP à basses fréquences et à hautes fréquences donne environ 2,77 pour $2,01.10^7 ph/s$ et 1,22 pour $5,03.10^7 ph/s$. Ces spectres sont donc plus plats que ceux obtenus dans la section 7.3.2.

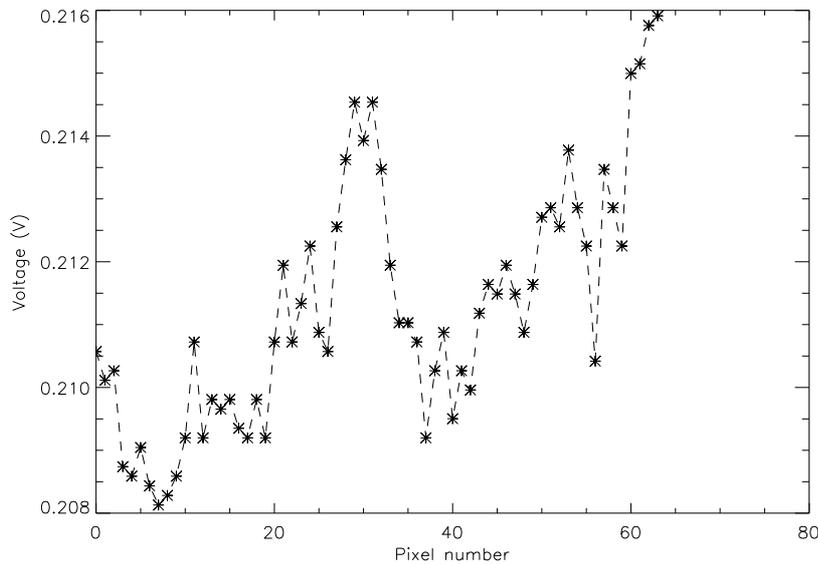
7.3.4 Homogénéité de la réponse de la matrice

Etant donné que la matrice utilisée est constituée de 64 photodiodes, nous avons regardé comment répondent les différents pixels pour $\delta t=1s$. Sur la Fig. 7.14, j'ai tracé ce que mesure chaque pixel à un instant donné.

On constate sur les bords des 2 parties de la matrice, l'offset est plus élevé. Par conséquent, les différentes photodiodes ne répondent pas toutes de la même façon. Mais connaissant les



F . 7.13 – DSP de la différence entre le pixel 6 et 7 (en noire) comparée à celle du pixel 6 sous obscurité(en rouge) pour $2,01 \cdot 10^7$ ph/s (à gauche) et $5,03 \cdot 10^7$ ph/s (à droite).

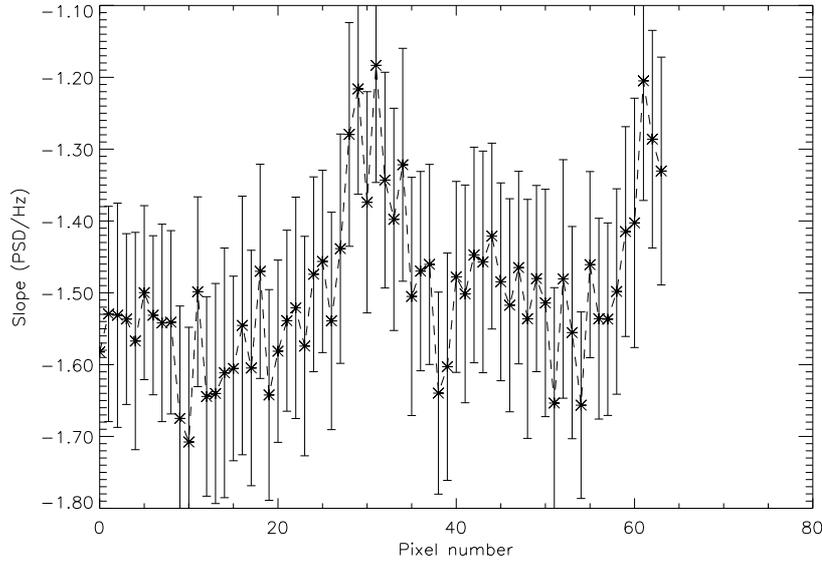


F . 7.14 – Mesure des 64 pixels sous obscurité .

valeurs d'offset de chaque pixel, nous pourrions corriger cette inhomogénéité par la suite. De plus, nous savons que pour un pixel, $\sigma_{off}=4 \cdot 10^{-4}$ V et l'écart maximal entre les pixels peut être de $8 \cdot 10^{-3}$ V. Par conséquent, la différence entre deux pixels est 20 fois plus grande que l'écart-type du bruit. Cette dispersion n'est donc pas négligeable.

J'ai aussi étudié les spectres de ces mesures sous obscurité. Pour cela, j'ai calculé la pente du spectre sur l'intervalle 100-400 μ Hz et sur l'intervalle 0,128-0,178 Hz en fonction des pixels.

On voit sur la Fig. 7.15, que sur l'intervalle 100-400 μ Hz les pentes sont du même ordre de



F . 7.15 – Pentas sur l'intervalle 100-400 μ Hz des spectres des 64 pixels.

grandeur autour de 1,5 en valeur absolue. Pour les pixels des bords, cette pente est plus faible (toujours en valeur absolue).

7.4 Sensibilité des mesures de vitesse

Nous avons dit au début de ce chapitre que le bruit de photons suit une loi de Poisson générant un bruit blanc au niveau des fluctuations du taux de comptage. Comme expliqué dans le chapitre précédent, la vitesse Doppler est mesurée à travers les mesures sur chaque aile de la raie de sodium, donc des taux de comptage N_b et N_r , selon la formule suivante :

$$v = v_0 \frac{N_b - N_r}{N_b + N_r}$$

En posant $R = \frac{N_b}{N_r}$, on obtient :

$$v = v_0 \frac{R - 1}{R + 1}$$

Par définition, un bruit blanc a un spectre dont la puissance est constante quelque soit la fréquence. La formule générale de l'incertitude d'une fonction quelconque dépendant de n variables x_i est la suivante :

$$\sigma_f^2 = \sum_{i=1}^n \left(\frac{\partial f}{\partial x_i} \right)^2 \sigma_{x_i}^2 \quad (7.11)$$

Par conséquent, on obtient l'incertitude pour la vitesse :

$$\sigma_v^2 = \left(\frac{dv}{dR}\right)^2 \sigma_R^2$$

En appliquant la formule 8.11 sur R, on obtient :

$$\sigma_R^2 = \frac{R(R+1)}{N} \quad (7.12)$$

sachant que $\sigma_N^2 = N$ et où $N_b \simeq N_r \simeq N$.

Par conséquent, l'incertitude sur la vitesse est donnée par la formule suivante :

$$\sigma_v^2 = \frac{4v_0^2 R}{N(R+1)^2}$$

D'autre part, pour des mesures longues durées, $R = 1$, d'où :

$$\sigma_v^2 = \frac{v_0^2}{N}$$

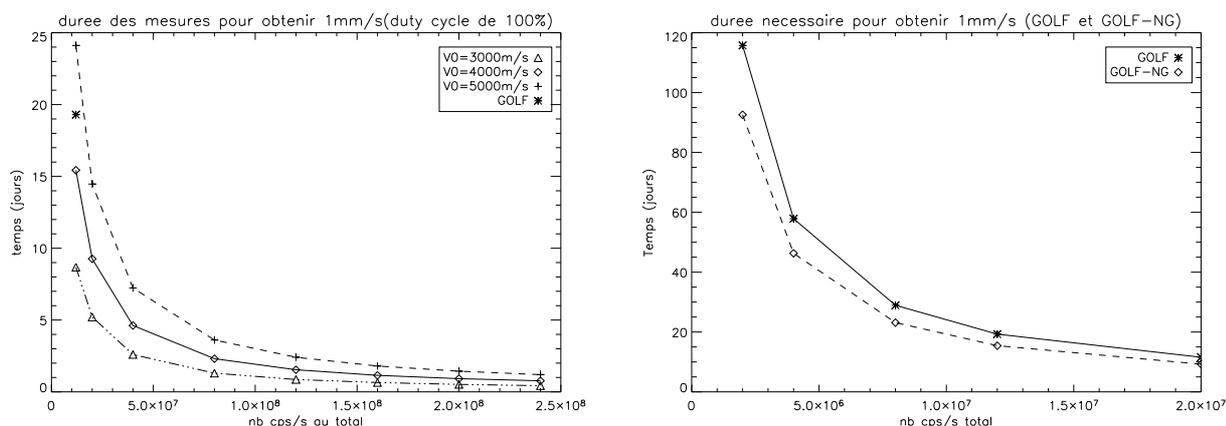
Dans la suite, nous utiliserons cette formule pour le calcul de l'incertitude de la mesure de vitesse où $v_0 = 4000\text{m/s}$ et le nombre de photons total $N_t = 2 \times \delta t \times 4 \times N$ reçus pendant une intégration $2 \times \delta t$ car pour mesurer une vitesse, il faut mesurer 2 points, or chaque mesure se fait pendant δt . Le facteur 4 est lié au fait qu'il y aura 4 photodiodes pour un même canal.

De plus, la fréquence des mesures est de $\delta v = 1/\delta t$ et la puissance moyenne vaut : $P_m = \frac{\sigma_v^2}{\delta v}$.

Finalement, la sensibilité que l'on recherche est égale à : $\sigma = \sqrt{\frac{P_m}{t}}$, t étant la durée des mesures. On peut calculer t , connaissant la sensibilité que l'on recherche en fonction de $4N$ (car nous aurons 4 détecteurs).

Sur ces figures, j'ai aussi tracé la courbe pour GOLF actuellement pour pouvoir faire une comparaison entre la durée des mesures pour avoir une précision de 1mm/s pour GOLF et pour GOLF-NG. La différence principale entre les deux manipulations est le cycle utile. En effet, pour GOLF on mesure réellement sur 8s pendant 10s. Alors que pour le banc de tests, on n'a pas de temps-mort et on fait la mesure sur $2 \times \delta t$. On constate que pour $V_0 = 4000\text{m/s}$, il y a une grande différence pour ce temps avec un faible flux. Par exemple, actuellement, il faut environ 20 jours pour obtenir la sensibilité de 1mm/s, alors qu'avec GOLF-NG on devrait pouvoir l'avoir en environ 15 jours pour le même flux. Voici un tableau qui montre les différentes durées de mesures pour obtenir différentes sensibilités :

	1mm/s	0,5mm/s	0,1mm/s
GOLF ($1, 2 \cdot 10^7 \text{ ph/s}$)	19 jours	77 jours	plus de 5 ans
GOLF-NG ($5 \cdot 10^7 \text{ ph/s}$)	4 jours	15 jours	1 an
GOLF-NG ($5 \cdot 10^8 \text{ ph/s}$)	0,4 jours	1,5 jours	37 jours



F . 7.16 – Durée nécessaire des mesures pour avoir une sensibilité de 1mm/s

Il faut noter que le fait de diminuer la sensibilité d'un facteur 10 augmente la durée des mesures d'un facteur 100.

Conclusion : On voit que la durée diminue en particulier car avec GOLF-NG, on aura un flux plus important qu'avec GOLF. Mais il faut noter que pour GOLF-NG, va s'ajouter le bruit de l'instrument (électronique, etc...) que nous ne pouvons pas supprimer de façon simple. Cependant, ces valeurs restent des ordres de grandeur.

7.5 Conclusion et perspectives sur le photodétecteur

Ces tests sur la chaîne de photodétection nous a permis d'évaluer certaines caractéristiques de la chaîne de photodétection. Un temps d'intégration égal à 1s permet de couvrir la gamme de flux que nous souhaitons mesurer sans saturation des photodiodes. Le bruit électronique des photodiodes semble dominer le bruit de photons quelque soit le flux incident. De plus, bien que les 64 pixels soient sur une même base de silicium, leur bruit d'*offset* n'est pas homogène. Etant donné que nous connaissons leur réponse individuelle, nous pourrions corriger cette différence par la suite. Nous avons aussi vu que ces pixels ne sont pas indépendants à cause, en particulier, d'une partie de l'électronique commune. Enfin, concernant l'existence de signaux périodiques pouvant être gênant pour les mesures finales nous avons constaté qu'une remontée à basses fréquences (autour de 1mHz) ne permettra pas d'observer les signaux provenant des modes de gravité.

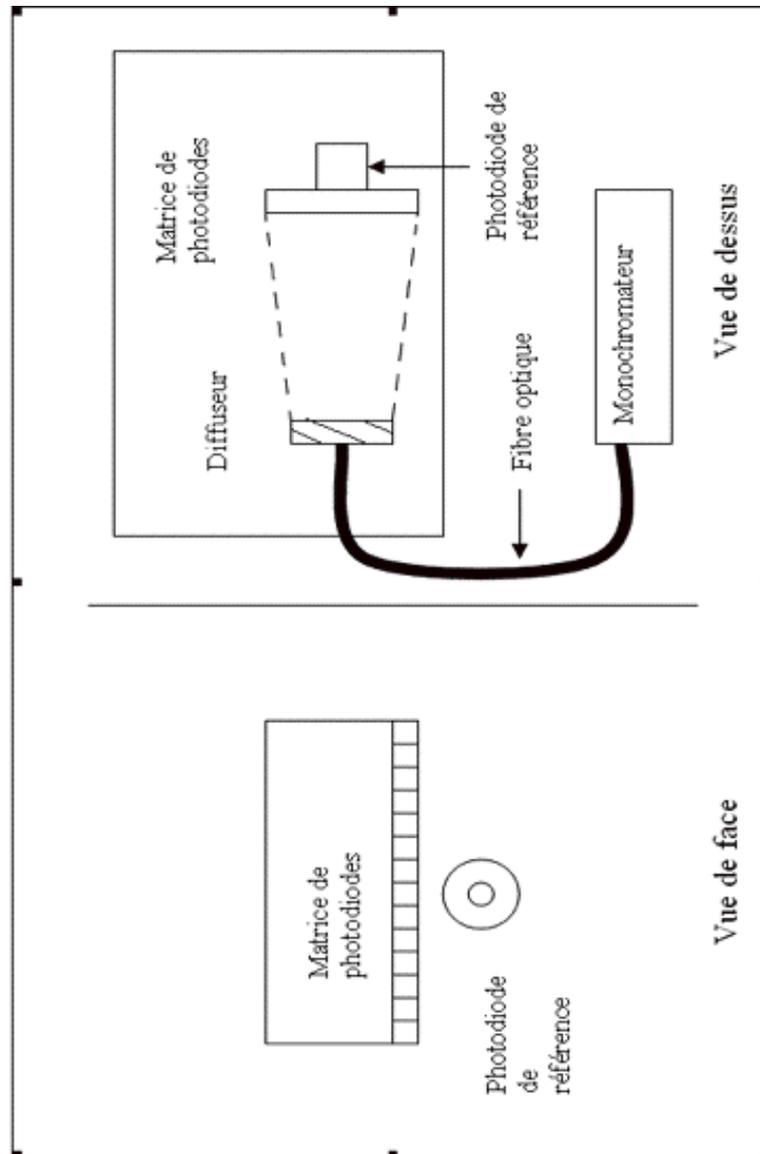
Pour conclure, nous pouvons dire que ce détecteur sera utilisé pour le prototype qui sera installé à l'observatoire du Teide. Son but est d'estimer le bilan de puissance et d'étudier l'évolution temporelle de la raie du sodium. Pour la version scientifique, un autre détecteur devra être envisagé. La méthode que j'ai développée dans ce chapitre pourra être appliquée à tout autre détecteur.

7.6 Annexe

Fonctionnement d'un Peltier :

Ce système a été choisi du fait de sa petite taille et de sa facilité de mise en œuvre. De plus, il correspondait aux besoins vis-à-vis des températures que nous souhaitions atteindre. Il s'agit d'un système à base de semi-conducteurs et donc constitué de deux niveaux d'énergie. L'élément principal est une jonction PN. Lorsqu'elle est parcourue par un courant, les électrons passent d'un niveau d'énergie élevé à un niveau d'énergie faible et de la chaleur est absorbée à la partie froide. Puis, elle est transmise à la partie chaude. Cette chaleur absorbée est ensuite évacuée.

Schéma du banc de tests



F . 7.17 – Banc de tests

C 8

Réponse et calibration du spectromètre complet

Ce chapitre concerne les premiers tests de l'instrument. Nous souhaitons ici valider la technique de mesure multi-canaux qui va permettre de sonder différentes couches de l'atmosphère solaire. Pour parvenir à cette validation, nous devons vérifier que la résonance est bien obtenue dans la cellule de sodium, et ce pour les différents canaux. La résonance en 31 canaux ayant été obtenue, il est possible de dresser un premier bilan de puissance et de le comparer aux estimations de transmission des différents sous-systèmes. Puis, en "allumant" chaque canal (avec un laser), il est possible de vérifier la pureté de polarisation. Enfin, il faut évaluer les signaux parasites afin de corriger la mesure si nécessaire.

Dans un premier temps, je décrirai les sous-systèmes jouant un rôle important dans le bon fonctionnement de l'instrument. Après avoir donné quelques généralités sur les conditions de tests, nous verrons les résultats de mon analyse de la résonance avec une LED, au laser et au Soleil. A partir de là, je ferai un bilan de puissance. Puis, je décrirai l'analyse que j'ai faite pour évaluer la contribution des parasites pouvant intervenir lors des mesures.

8.1 Mise en place des différents sous-systèmes

Outre les tests sur le photodétecteur (vus au chapitre 7), d'autres sous-systèmes ont été testé et mis au point afin de répondre aux demandes du cahier des charges.

8.1.1 Optique d'entrée : la polarisation

Nous avons vu dans le chapitre 6 les différents éléments constituant le spectromètre et le polarisateur qui est une lame à cristaux liquides, est un point clé puisqu'il permet de faire des mesures sur l'aile bleue ou l'aile rouge de la raie du sodium.

Polarisation A = aile bleue ; Polarisation B = aile rouge.

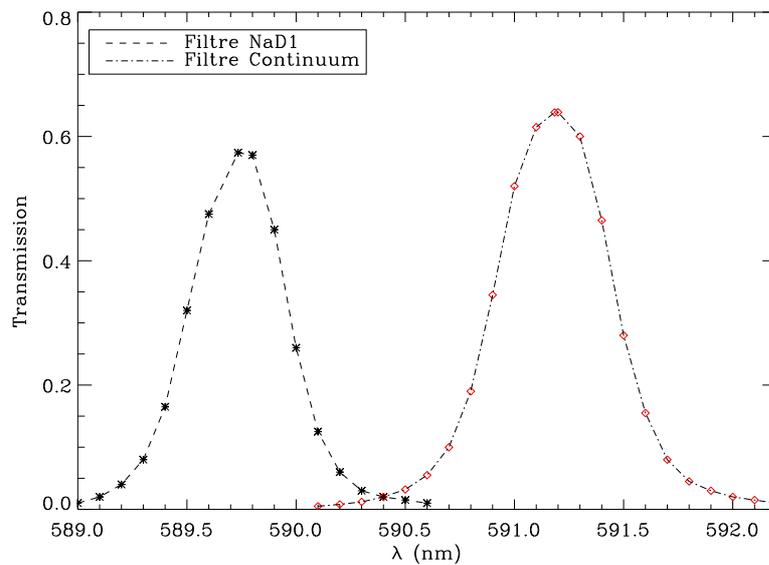
En réalité, la lumière n'est pas totalement polarisée circulairement gauche (ou droite), il reste une partie de l'autre polarisation. C'est pourquoi, quand on mesure le faisceau qui est censé avoir une certaine polarisation, une partie de la résonance mesurée provient de l'autre polarisation. On parle de polarisation "résiduelle" ou "rejetée". Un des buts des mesures au laser est de quantifier cette part de polarisation rejetée.

De plus, les sous-systèmes de l'optique d'entrée doivent être placés avec précision pour avoir une bonne focalisation du faisceau.

8.1.2 Les filtres NaD1 et Continuum

Le filtre NaD1 est centré à la longueur d'onde 589,6 nm alors que le continuum est centré sur 591 nm. Ils ont tous les deux la même largeur à mi-hauteur de 0,5 nm. En revanche la transmission des filtres est légèrement différente donc le flux transmis aussi. En effet, on peut voir sur la Fig. 8.1 qui représente le profil de ces 2 filtres, que la transmission maximale pour NaD1 vaut 58% alors qu'elle est de 64% pour le continuum. D'autre part, on peut comparer le flux qui traverse les deux filtres. Pour cela, le rapport de surface des deux filtres donne :

$$\text{Aire}(\text{NaD1})/\text{Aire}(\text{Continuum}) = 89\%.$$



F . 8.1 – Profils de transmission des filtres NaD1 (en noir) et Continuum (en rouge) en fonction de la longueur d'onde.

De plus, on peut voir qu'à la longueur d'onde de 589,6 nm, on n'est pas exactement au maximum de transmission du filtre. Le flux d'entrée est alors autour de 48%.

8.1.3 L'aimant

Un point qui a aussi été une prouesse technique est l'aimant. On devait absolument obtenir une bonne linéarité du champ magnétique dans l'entrefer. La Fig. 8.2 représente la variation du champ magnétique dans l'entrefer de l'aimant en fonction de la position x (où x=0 correspond à la position centrée dans l'aimant).

La table 8.1 donne les valeurs du champ magnétique pour chaque canal de mesure.

T . 8.1 – Valeurs du champ magnétique pour chaque canal.

Canal	7	6	5	4	3	2	1	0
x (mm)	12	18	24	30	36	42	48	60
B (Gauss)	8040	6560	5415	4410	3470	2575	1715	250

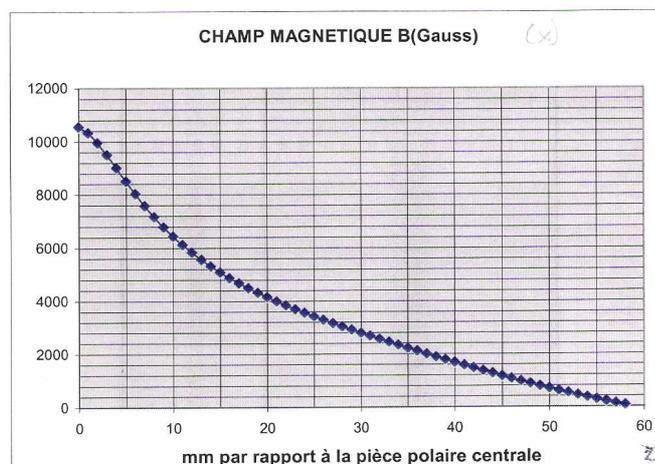


Fig. 8.2 – Représentation du champ magnétique quasi-linéaire dans l'entrefer de l'aimant en fonction de la position.

8.1.4 La thermique de la cellule

L'ensemble de la thermique du système cellule-aimant a été étudiée au SIS. Il est important d'avoir une température homogène (autour de $0,01^{\circ}\text{C}$) dans le corps de la cellule pour ne pas avoir de condensation de sodium mais pour n'avoir que de la vapeur de sodium dans la partie principale de la cellule. Afin d'avoir une bonne homogénéité de température, un système de 4 chaufferettes est mis sur la cellule. Ces chaufferettes sont alimentées de sorte que la puissance à fournir soit minimale et suffisante pour garder la température de la cellule constante à quelques dixièmes de degrés. Un système de chaufferettes a été conçu, permettant un minimum de consommation de puissance car cet instrument doit être facilement adapté aux conditions spatiales. Actuellement, la consommation est de l'ordre de 1,5 W.

De plus, le cahier des charges préconise une différence de température entre le corps de la cellule et le queusot d'environ 15°C . Une marge de 1°C est acceptée. Les Fig.8.3 représentent respectivement le schéma conçu pour la mise en place des différentes chaufferettes et la cellule réelle : deux chaufferettes sont placées sur le corps, deux sur le queusot et une pour chaque fenêtre (avant et arrière). La puissance minimale nécessaire pour alimenter ces chaufferettes est de 1,6W pour atteindre 180°C sur le corps de la cellule. Comme l'aimant doit se trouver à température ambiante ($\sim 25^{\circ}\text{C} \pm 1^{\circ}\text{C}$) pour ne pas dégrader ses caractéristiques, une bonne isolation thermique est nécessaire pour le bon fonctionnement de l'instrument et pour une faible consommation d'énergie.

En utilisant deux chaufferettes sur le corps de la cellule, une alimentation de 1,52 W permet d'obtenir une assez bonne homogénéité de température. C'est cette configuration qui a été choisie pour la suite.



Fig. 8.3 – Simulation et conception de la cellule avec les chauffettes.

8.2 Préparation générale sur l'ensemble des tests

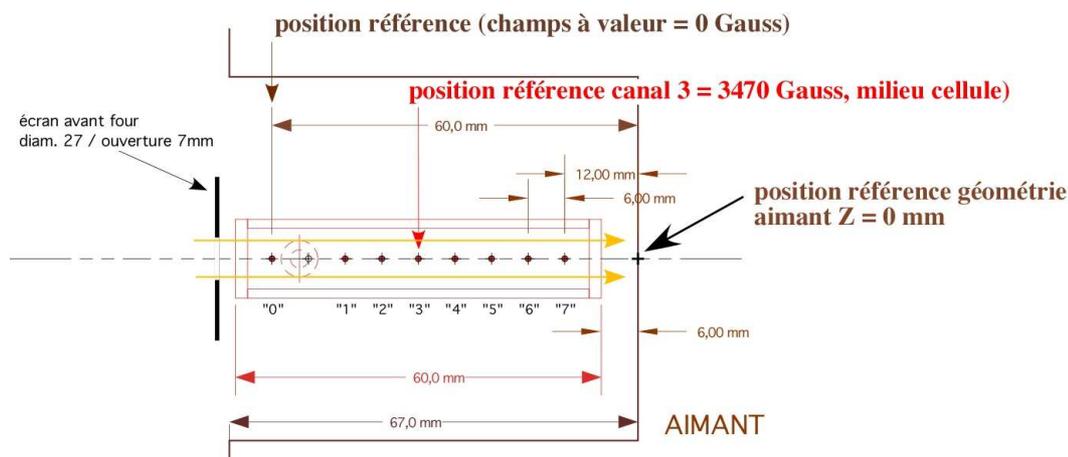
Des mesures sous obscurité sont faites afin de connaître le bruit d'obscurité du photodétecteur. Pour chaque test avec un flux incident, on fait des mesures dans tous les modes de fonctionnements nominaux de l'instrument. Comme la polarisation de la lumière peut prendre deux états et que des mesures sont faites avec le filtre NaD1 et le filtre Continuum, nous obtenons quatre configurations de mesures lors de ces tests : NaD1, Polar A ; NaD1, Polar B ; Continuum, Polar A ; Continuum, Polar B.

Les moyens utilisés lors de ces tests sont les suivant :

1. deux filtres ont été mis en place pour sélectionner la raie du sodium NaD1 (centré à 589,6 nm) ou le continuum (centré à 591 nm) ;
2. pour les mesures en lumière blanche, une LED à 590 nm a été utilisée, de largeur à mi-hauteur 14 nm. Le flux de la LED est connu et a été calibré : $2,23 \cdot 10^{-4}$ W, soit $6,64 \cdot 10^{14}$ ph/s.

Pour contrôler le flux de la LED et sa stabilité, une des photodiodes de la matrice est utilisée comme pixel d'étalonnage.

Par convention, dans la suite, on appellera *canal* les 8 positions le long de la cellule qui correspondent donc aux 8 longueurs d'onde (ou encore aux 8 champs magnétiques) et qui seront numérotées de 0 à 7 (voir Fig. 8.4). Et on parlera de *voie* pour les 4 positions de mesure autour de l'axe de la cellule, d'un même canal et qui vont de A à D. Le canal 1 comporte trois voies au lieu de quatre (A,C et D) pour une question d'encombrement physique lié au queusot. Etant donné que deux types de polarisation, sont utilisées, on parlera de Polar A et Polar B. Enfin, les températures de la cellule qui seront données correspondent à la température du queusot bas.



F . 8.4 – Schéma des points de mesures sur la cellule : les huit canaux.

8.3 Vérification de la résonance

8.3.1 Mesures avec la LED

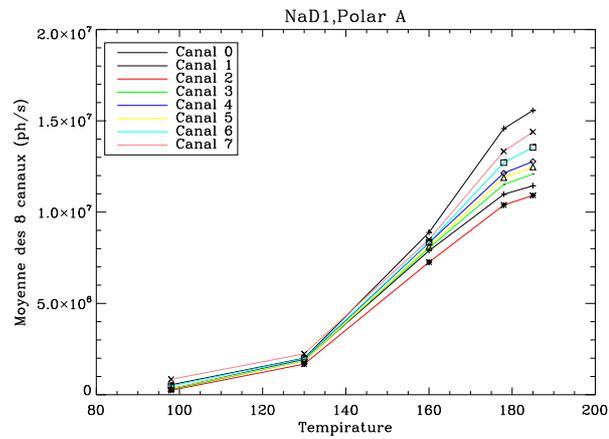
Afin de chercher si la résonance se produit dans la cellule de sodium, elle a été chauffée progressivement, en augmentant la température par paliers (98, 130, 160, 178 et 185 °C).

La largeur à mi-hauteur du flux de la LED est de 14 nm, et le filtre NaD1 ayant une largeur de 0,5 nm, la résonance doit être observée pour tous les canaux. La Fig. 8.5 montre la montée en température de chaque canal : le taux de comptage varie entre 1,1 et $1,6 \cdot 10^7$ ph/s. Ces valeurs sont obtenues Le canal 0 est celui qui compte le plus car il mesure les deux polarisations à la fois. Alors que le canal 2 est celui qui compte le moins car ce canal ne comporte que trois voies (comme expliqué dans la section 8.2). La dispersion entre les différents canaux est alors de 30%. Mais entre les voies, on atteint jusqu'à 10% de moins pour 185°C.

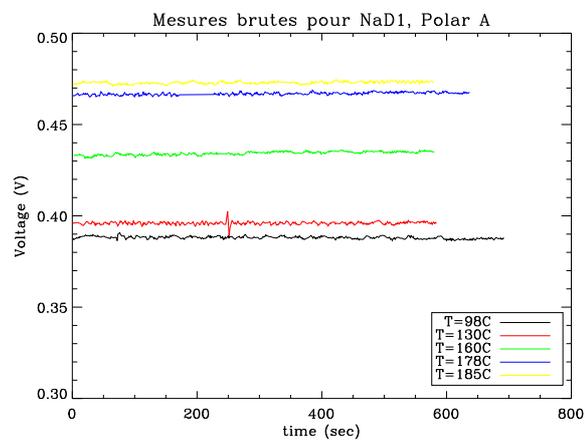
La Fig. 8.6 représente les mesures brutes du canal 0 et de la voie A pour ces 5 températures et pour NaD1, Polar A.

On voit bien que plus la température dans la cellule est élevée, plus la tension mesurée est grande. Cela signifie que le flux reçu par les photodiodes est plus important et lié au phénomène de résonance. La tension moyenne augmente d'environ 100 mV. La Fig. 8.7 montre l'évolution temporelle pour le Continuum, Polar B à ces différentes températures. En fonction de la température, la tension moyenne augmente d'environ 3 mV.

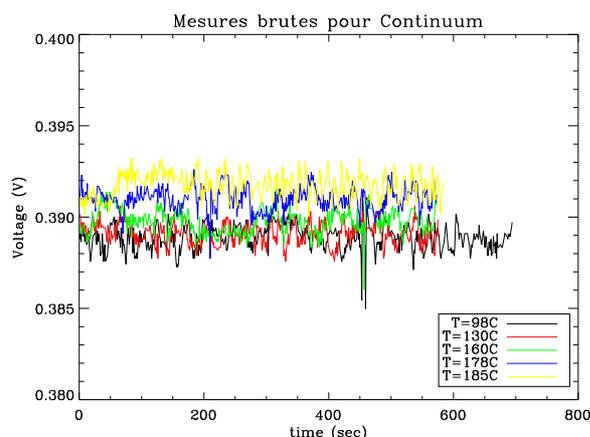
Pour le continuum, il n'y a aucune résonance Zeeman étant donné que la lumière incidente a une longueur d'onde de 591 nm qui ne sera pas absorbée par les atomes de sodium qui se trouvent dans la cellule. Par conséquent c'est tout à fait normal que la tension des pixels reste inchangée au bruit près. On a la confirmation que le phénomène observé avec le filtre NaD1 est bien celui de la résonance.



F . 8.5 – Réponse des différents canaux (somme des 4 voies) en fonction de la température.



F . 8.6 – Evolution des canaux pour le canal 0, voie A en fonction de la température pour le filtre NaD1 et la polarisation A.



F . 8.7 – Evolution des canaux pour le canal 0, voie A en fonction de la température pour le filtre Continuum et la polarisation B.

8.3.2 Bilan de puissance pour les mesures avec la LED

Connaissant le flux incident de la LED à l'entrée de la fibre optique et les valeurs approximatives de transmission des différents éléments se trouvant sur le chemin optique du faisceau, nous pouvons faire un bilan de puissance.

Au sol, à l'entrée de l'instrument, le flux solaire du continuum vaut $1,367 \cdot 10^{-4} \text{ W/cm}^2/\text{nm}$. Le fond de la raie de la raie du sodium correspond approximativement à 5% du continuum solaire. A l'entrée de la lentille L2, le flux estimé est de $5,693 \cdot 10^{15}$ ph/s. Après avoir traversés tous ces éléments optiques, on devrait obtenir un flux mesuré par le photodétecteur d'environ $1,95 \cdot 10^7$ ph/s qui est légèrement supérieur aux objectifs de $1,25 \cdot 10^7$ ph/s. Il s'agit de calculs estimés.

La Table 8.2 donne dans la deuxième colonne les valeurs des transmissions estimées. Les transmissions proviennent des données du constructeur ou de simulations. La troisième colonne du tableau contient les flux estimés pour un flux solaire entrant correspondant à une largeur de 14 nm, en entrée des différents éléments optiques de l'instrument. La quatrième colonne fournit les valeurs des transmissions qui ont été mesurées pour quelques éléments comme les filtres. Enfin, la dernière colonne donne uniquement les valeurs de flux entrant et sortant de l'instrument, mesurés lors des tests.

Les transmissions estimées des lentilles et des filtres ont été données par les constructeurs. Des mesures en laboratoire au DAPNIA ont montré que la transmission du filtre d'analyse est 17% plus faible que celle annoncée par le constructeur. La transmission du dispositif à polarisation circulaire, a été fournie par nos collègues de l'IAC qui ont étudié cet élément. Le rendement de l'optique de reprise tient compte à la fois des lentilles et des fibres optiques récupérant la lumière réémise par effet Zeeman. Il a été calculé avec un logiciel de simulation (APILUX) au SEDI.

Le rendement du processus Zeeman a quant à lui fait l'objet d'une étude particulière. Pour

T . 8.2 – Transmissions estimés (2ème colonne) et connus (4ème colonne) des différents éléments optiques de la chaîne de photodétection, flux estimé pour le flux solaire (3ème colonne) et flux mesuré avec la LED (4ème colonne).

Élément optique	Transmission estimée	Flux estimé solaire (ph/s)	Transmission connue	Flux mesuré avec la LED (ph/s)
Lentille L2		$1,59.10^{16}$		$6,64.10^{14}$
Transmission	0,98		-	
Filtre d'analyse		$1,56.10^{16}$		
Largeur spectrale	0,5 nm		0,52 nm	
Transmission	0,59		0,48	
Cube polarisant séparateur		$3,28.10^{14}$		
Transmission	0,495		-	
Dispositif à polarisation circulaire		$1,62.10^{14}$		
Transmission	0,88		-	
Lentille L3		$1,43.10^{14}$		
Transmission	0,98		-	
Filtre thermique fenêtre boîte vide		$1,4.10^{14}$		
Transmission	0,846		0,838	
Fenêtre entrée ampoule sodium		$1,19.10^{14}$		
Transmission 2 faces	0,92		-	
Processus de résonance		$1,1.10^{14}$		
Largeur spectrale	$2,5.10^{-3}$ nm		-	
Rendement du processus	0,002		-	
Optique de reprise	0,55	$1,1.10^9$	-	
Photodétecteur		$2,03.10^{-10}$ W		
Couplage de surface	0,96		-	
Sensibilité (A/W)	0,32		-	
Flux sur une voie		$3,89.10^8$		$3-4.10^6$ ($1,62.10^7$ flux estimé)
Flux sur une voie (fond de raie)	5%	$1,946.10^7$		

obtenir une évaluation de ce rendement, nous avons fait des simulations à partir de celles développées par Boumier (1991). Ce calcul tient compte à la fois de l'absorption et de la réémission. Pour une longueur d'onde donnée, l'intensité primaire absorbée par un élément de volume dV s'écrit (Mitchell et Zemansky 1971) :

$$d^3I_\lambda = I_0 dydz \exp(-k_\lambda(x + E))k_\lambda dx \quad (8.1)$$

I_0 est l'intensité incidente par unité de surface de la fenêtre d'entrée de la cellule. k_λ est le coefficient d'absorption monochromatique et E est la distance par rapport à l'entrée de la cellule. L'axe x est le long de la cellule alors que l'axe y pointe vers la reprise optique. Puis, il faut tenir compte de l'angle solide au moment de la réémission vers la lentille de reprise. Enfin, nous sommions cette intensité sur le domaine spectral où le processus d'absorption-réémission est efficace. Cet intervalle n'est pas forcément fixe, mais nous avons choisi cet intervalle selon la largeur théorique des raies d'émission. Nous avons pu obtenir une valeur approximative de ce rendement de 0,002.

En utilisant la LED qui est injectée dans la fibre optique et dont le flux est connu ($2,23 \cdot 10^{-4}$ W soit $6,64 \cdot 10^{14}$ ph/s), on trouve en faisant les calculs du flux estimé sur une voie d'un canal, environ $1,62 \cdot 10^7$ ph/s (en ne prenant que les transmissions estimées). Le flux réellement mesuré est entre 3 et $4 \cdot 10^6$ ph/s par voie de chaque canal. En tenant compte du fait que la transmission du filtre d'analyse est plus faible, ce flux est entre un facteur environ 3,5 fois plus bas que celui estimé. Cela pourrait être dû à différents facteurs :

- au rendement du phénomène Zeeman qui est difficile à estimer. Comme le champ magnétique n'est pas constant pour chaque canal (évolution linéaire), il se peut que le calcul du rendement de la résonance Zeeman est encore moins évident à obtenir.
- des pertes de photons peuvent survenir au niveau des reprises optiques
- il se peut aussi qu'il y ait un manque de vapeur de sodium dans la cellule ou encore des imperfections des éléments optiques qui n'auraient pas la transmission théorique.

8.3.3 Mesures au Soleil

Des mesures au Soleil ont également pu être faites pendant quelques minutes nous permettant de valider le fonctionnement de l'instrument. Elles ont été faites dans des conditions où le suivi du Soleil n'était pas motorisé, ne permettant de n'avoir des mesures que sur des durées courtes. La Fig. 8.8 montre une capture d'écran d'une de ces mesures pour les deux polarisations avec le filtre NaD1 et pour le filtre en continuum. La Table 8.3 donne les valeurs des flux mesurés dans chaque canal et par voie. L'obtention de valeurs de flux s'est faite à l'aide des constantes d'étalonnage comme vue dans le chapitre 7. Pour le canal 0, nous mesurons $1,6 \cdot 10^6$ ph/s (en moyenne par voie) pour l'aile bleue et $1,8 \cdot 10^6$ ph/s. Cette étude est trop préliminaire pour pouvoir faire un bilan de puissance.

La comparaison des canaux montre d'une part que le rapport entre le canal 0 et le canal 7 est inférieur à 10, comme cela aurait dû être le cas. Rappelons-nous que la raie subit un décalage de 700 m/s vers de plus grandes longueurs d'onde, par rapport à la raie de référence. C'est pourquoi, le canal 2 montre le flux minimal sur l'aile rouge. Selon le profil théorique de la raie,

ce décalage de la raie fait que la mesure sur le canal 7 est plus faible. Mais une étude théorique plus approfondie devra être nécessaire car il faudrait tenir compte de la largeur des canaux, ce qui change le flux incident.

Tab. 8.3 – Flux mesuré en moyenne par une voie de chaque canal sur les ailes bleue et rouge pour les mesures au Soleil.

Flux par voie du canal (ph/s)	Aile bleue	Aile rouge
Canal 0	$1,6 \cdot 10^6$	$1,8 \cdot 10^6$
Canal 1	$2,03 \cdot 10^6$	$1,5 \cdot 10^6$
Canal 2	$2,5 \cdot 10^6$	$1,3 \cdot 10^6$
Canal 3	$3,8 \cdot 10^6$	$1,8 \cdot 10^6$
Canal 4	$5,2 \cdot 10^6$	$2,8 \cdot 10^6$
Canal 5	$6,02 \cdot 10^6$	$3,9 \cdot 10^6$
Canal 6	$7,06 \cdot 10^6$	$5,97 \cdot 10^6$
Canal 7	$8,2 \cdot 10^6$	$8,5 \cdot 10^6$

8.4 Analyse des canaux

Afin d'étudier plus précisément la réponse de chaque canal, des mesures avec un laser à colorants sont faites à l'IAS¹. Celui-ci permet de balayer les longueurs d'onde sur un intervalle donné. Le but est de quantifier le recouvrement des différents canaux et d'estimer la part des polarisations rejetées pour chaque polarisation.

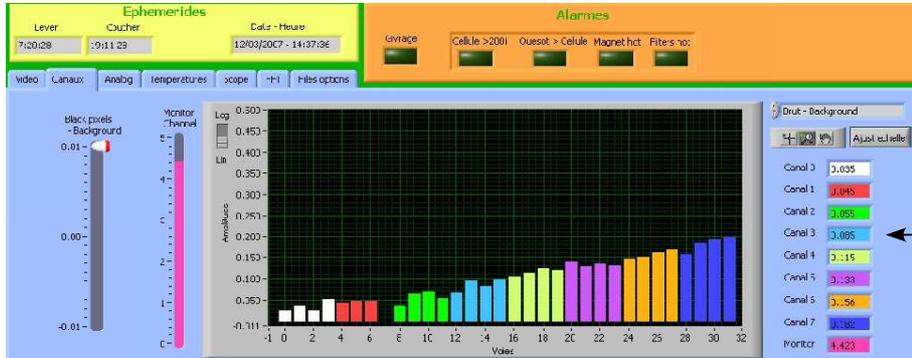
8.4.1 Propriétés du laser à balayage

Le laser est réglé de sorte que l'intervalle de longueur d'onde balayé soit de $348 \text{ m}\text{\AA}$ (correspondant à une fréquence de 30GHz), permettant ainsi de se déplacer du canal +7 (aile rouge, $\lambda=589,6174 \text{ nm}$) au canal -7 (aile bleue, $\lambda=589,5826 \text{ nm}$) du spectromètre, c'est-à-dire de l'aile rouge (polarisation B) vers l'aile bleue (polarisation A). Cela signifie que lorsque la polarisation du faisceau incident est la Polar A (resp. B), le laser parcourt d'abord l'aile rouge et on mesure la lumière des polarisations rejetées de la Polar A (resp. la polarisation B) puis, une fois la longueur d'onde de référence passée, on mesure la lumière provenant de la polarisation A (resp. des polarisations rejetées de la Polar B). De plus, il est possible de fixer la vitesse de balayage, entre 500 ms et 10 minutes. Cependant, il n'est pas possible de savoir la longueur d'onde de départ. Enfin, lors de ces mesures, la température du queusot est de $165 \text{ }^\circ\text{C}$.

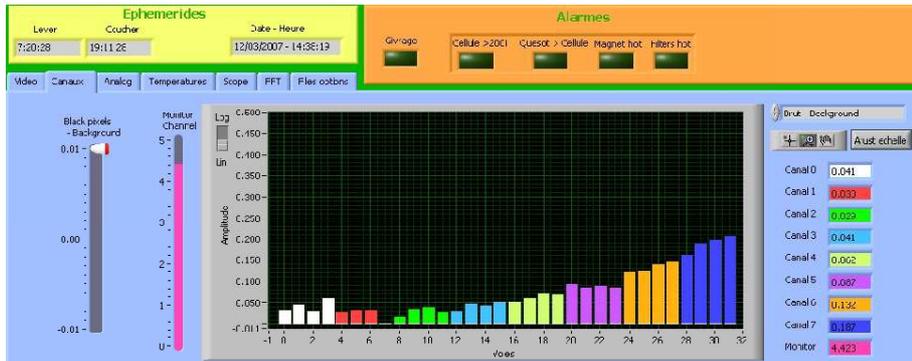
Cependant, deux problèmes ont été rencontrés lors de ces mesures. Le premier est lié au laser lui-même qui présente un plateau en fin de balayage. En effet, à partir d'une certaine longueur d'onde, le laser présente un niveau plus élevé. Le second problème provient de la lame à cristaux

¹Institut d'Astrophysique Spatiale, Orsay

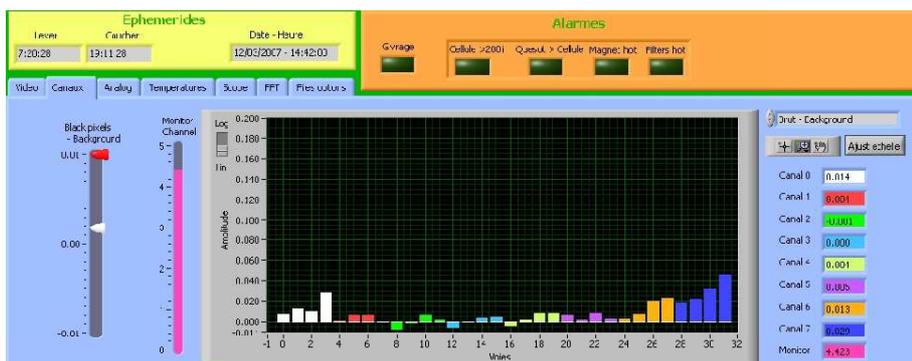
Tests prototype GOLF-NG : essai de mesure sur le Soleil _ 12 mars 2007
 Température Cellule : Tq=150°C ; Tc=166°C



Canaux Spectro - polarisation A - filtre NaD1



Canaux Spectro - polarisation B - filtre NaD1



Canaux Spectro - polarisation A - filtre Continuum

liquides qui ne polarise plus correctement la lumière à cause de tensions incorrectes qui lui ont été appliquées.

8.4.2 Balayage en longueur d'onde

Les balayages ont été faits sur des durées de 2 minutes 30 à 5 minutes 30 (soit des vitesses de 2,31 à 1,05 mÅ/s). La Fig. 8.9 représente les huit canaux en fonction du temps donc de la longueur d'onde, pour le filtre NaD1, Polar A. Nous pouvons voir les réponses successives de chaque canal. On balaye d'abord la polarisation rejetée puis la vraie polarisation. Cependant, le laser présente un plateau au niveau du flux. C'est pourquoi, à la fin du balayage de chaque canal (vers les petites longueurs d'onde), il existe un plateau. Ce dernier est gênant pour l'étude complète et précise du spectromètre. Mais nous pouvons calculer les ordres de grandeurs des largeurs à mi-hauteur et de la part des polarisations rejetées.

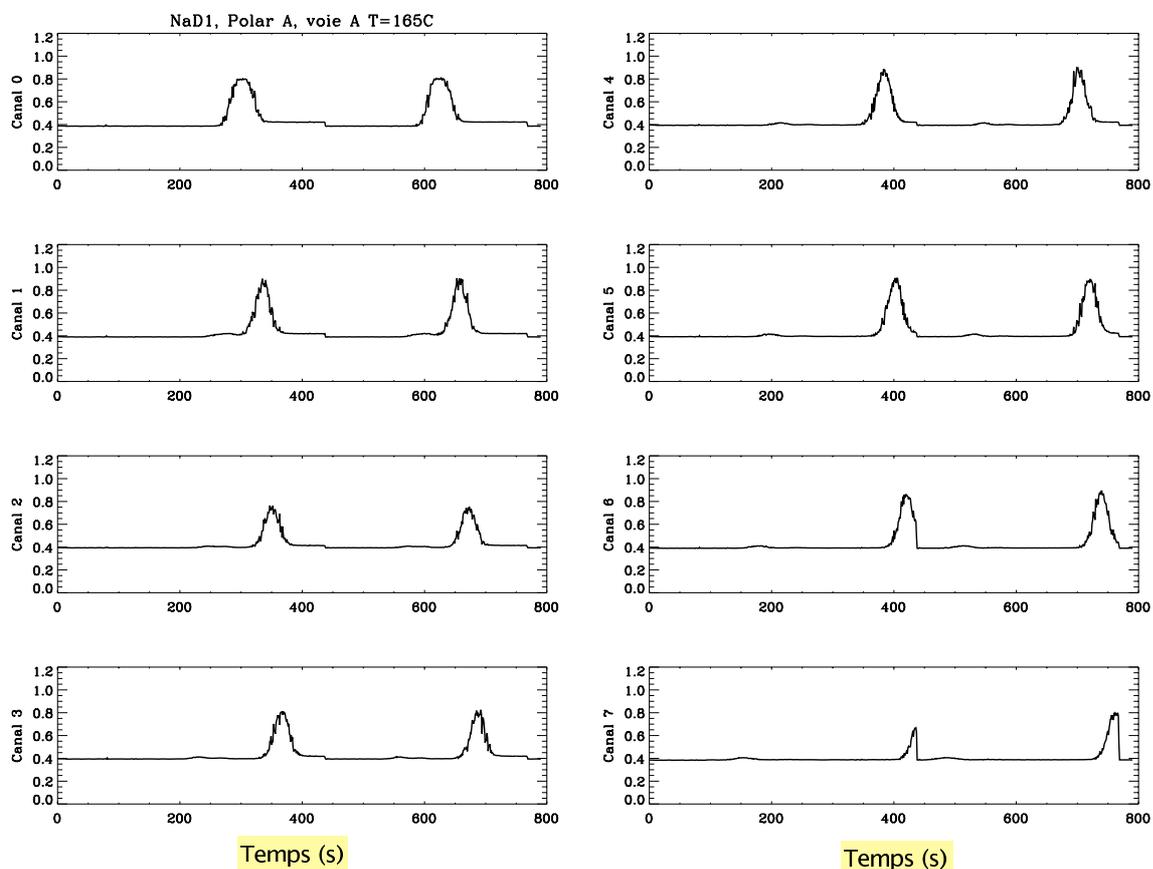


Fig. 8.9 – Réponse temporelle de chaque canal et donc en fonction de la longueur d'onde pour le filtre NaD1, Polar A pour deux balayages.

Les largeurs à mi-hauteur des raies d'émission des différents canaux sont dans la Table 8.4.

Cependant, le laser ne couvre pas complètement la largeur de la raie solaire. On constate que le canal 0 qui est censé être en bas de la raie est plus large que pour les autres canaux. Ceci est dû au fait que ce canal mesure à la fois la polarisation A et la polarisation B. En effet, en dessous de 500 Gauss, l'effet Zeeman ne se produit pas. Concernant les autres canaux, il existe une certaine homogénéité (jusqu'à 9 mÅ de différence d'un canal à l'autre). Cependant, les calculs théoriques prévoyaient que les raies d'émission aient une largeur à mi-hauteur de 25 mÅ mais la Table montre que ces canaux sont légèrement plus larges (en moyenne 26 mÅ).

T . 8.4 – Largeurs à mi-hauteur des réponses de chaque canal pour la voie A par exemple

Canal	Largeur à mi-hauteur (mÅ)
C0, VA	44,1
C1, VA	23,1
C2, VA	32,5
C3, VA	28,35
C4, VA	30,4
C5, VA	30,45
C6, VA	31,2
C7, VA	29,8

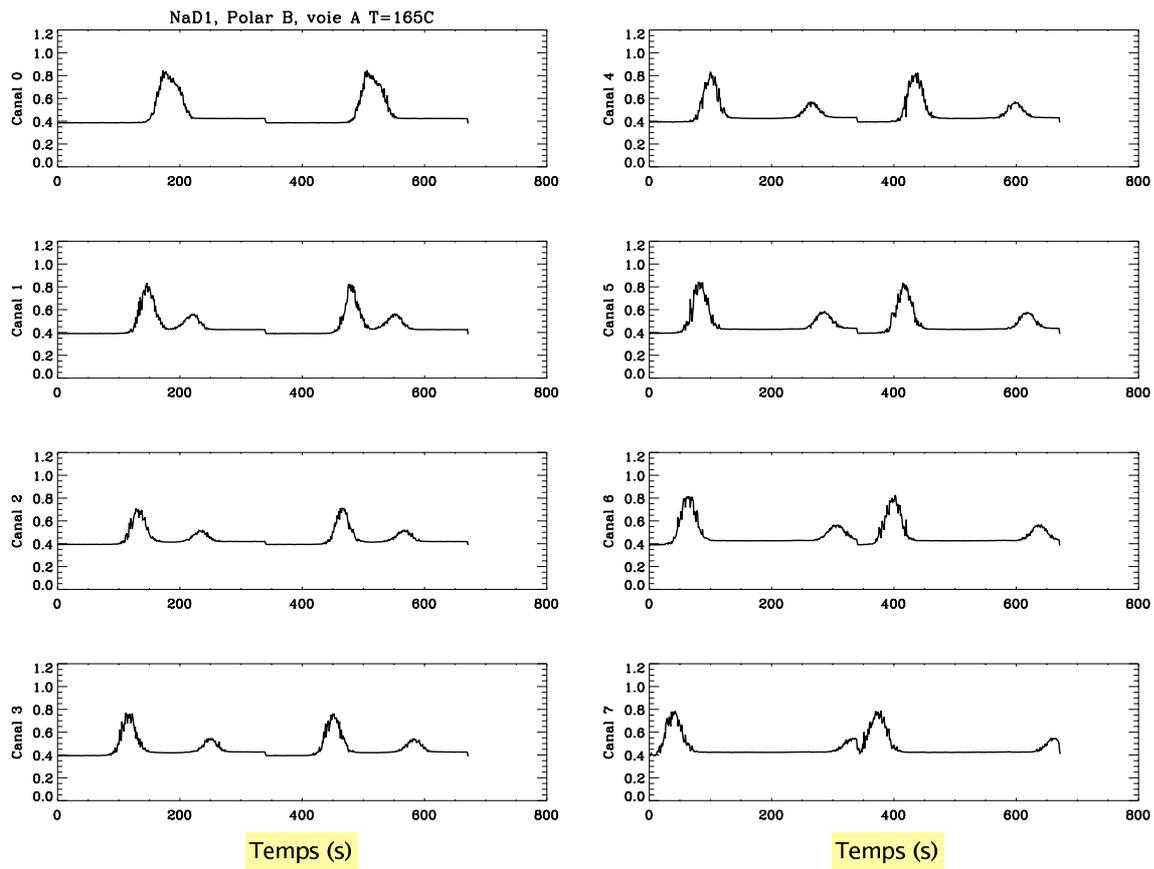
De même, la Fig. 8.10 représente les réponses successives des canaux lorsque la lumière est polarisée en B. Dans ce cas, on voit d'abord la vraie polarisation, puis le polarisation rejetée. On voit de nouveau le plateau qui apparaît après le premier canal résonant.

La Fig. 8.11 montre les réponses des canaux en fonction du temps pour les deux polarisations. On peut voir le recouvrement entre les divers canaux.

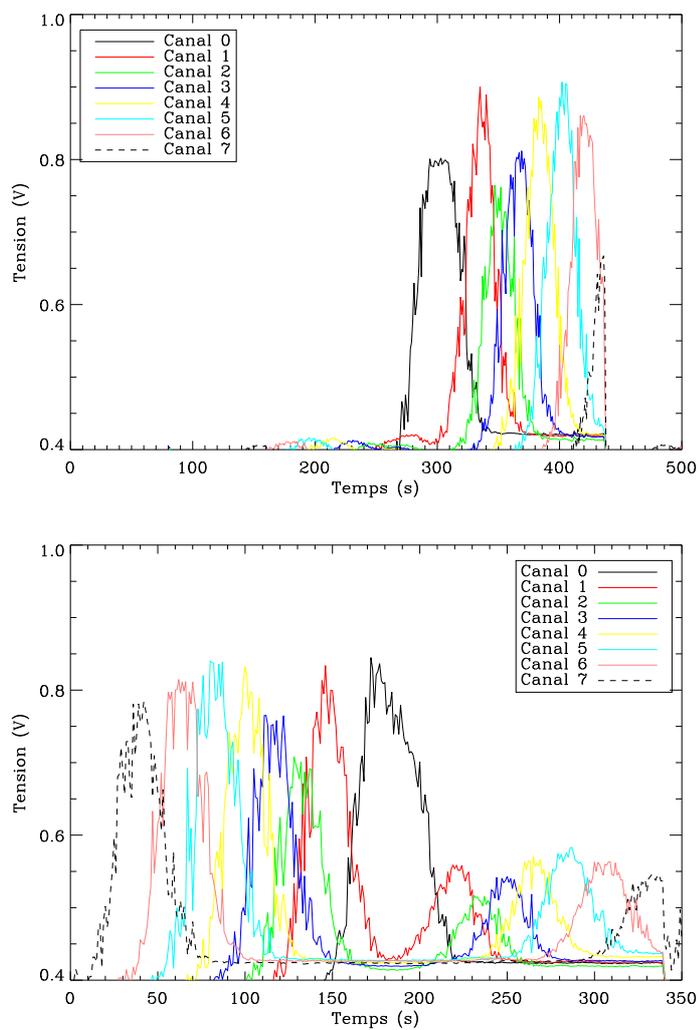
La part des polarisations rejetées a été calculée pour avoir un ordre de grandeur, mais ces valeurs sont biaisées à cause du plateau qui rajoute un offset et semble générer des polarisations rejetées plus grandes pour la Polar B. Pour la Polar A, on trouve des rapports entre la polarisation principale et la polarisation rejetée d'environ 20 selon le canal. Alors que pour la Polar B, ces rapports sont autour de 2-3 (en soustrayant la valeur d'offset de la polarisation rejetée). Ces calculs devront être refaits une fois que le laser fonctionnera correctement et avec une autre lame à cristaux liquides.

8.5 Analyse détaillée du signal

Les mesures de la résonance contiennent en réalité la contribution de plusieurs phénomènes perturbateurs. Afin de les évaluer et de les quantifier au mieux et de séparer leur contribution, une méthodologie "pas par pas" a été adoptée. Nous avons ainsi repéré les sources d'erreur.



F . 8.10 – Réponse temporelle de chaque canal et donc en fonction de la longueur d'onde pour le filtre NaD1, Polar B, pour deux balayages.



F . 8.11 – Réponses des huit canaux superposées pour le filtre NaD1 Polar A (en haut) et Polar B (en bas).

8.5.1 Mesure de l'obscurité de photodétection

Afin d'étudier le bruit de l'électronique de l'ensemble de l'instrument, la cellule est placée à température ambiante et sous obscurité à l'emplacement qui lui est destiné dans l'entrefer de l'aimant. Nous avons ensuite appliqué un filtre passe-bas pour voir les variations lentes sur les pixels (voir Fig. 8.12). Cette figure montre cette variation qui est comprise dans la barre d'incertitude de plus ou moins 1 sigma. Il n'est donc pas nécessaire de corriger ces très faibles variations.

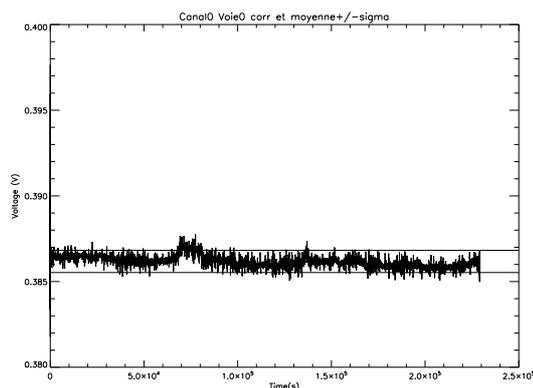


Fig. 8.12 – Filtrage passe-bas des mesures brutes du dark pour la voie A du canal 0. Les lignes horizontales pleines correspondent aux niveaux de ± 1 sigma.

Sur la Fig.8.13, on a repris l'évolution temporelle de la voie A du canal 0, et sur le graphe du bas on a tracé l'évolution d'une sonde qui suit les variations de température du photodétecteur.

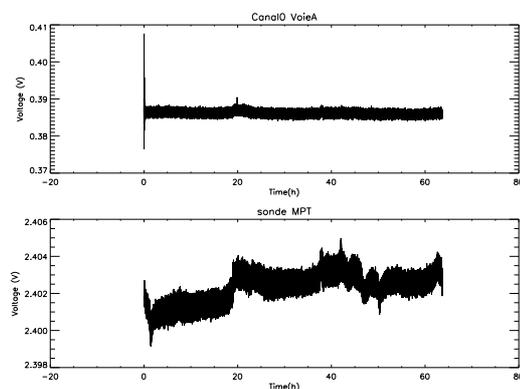
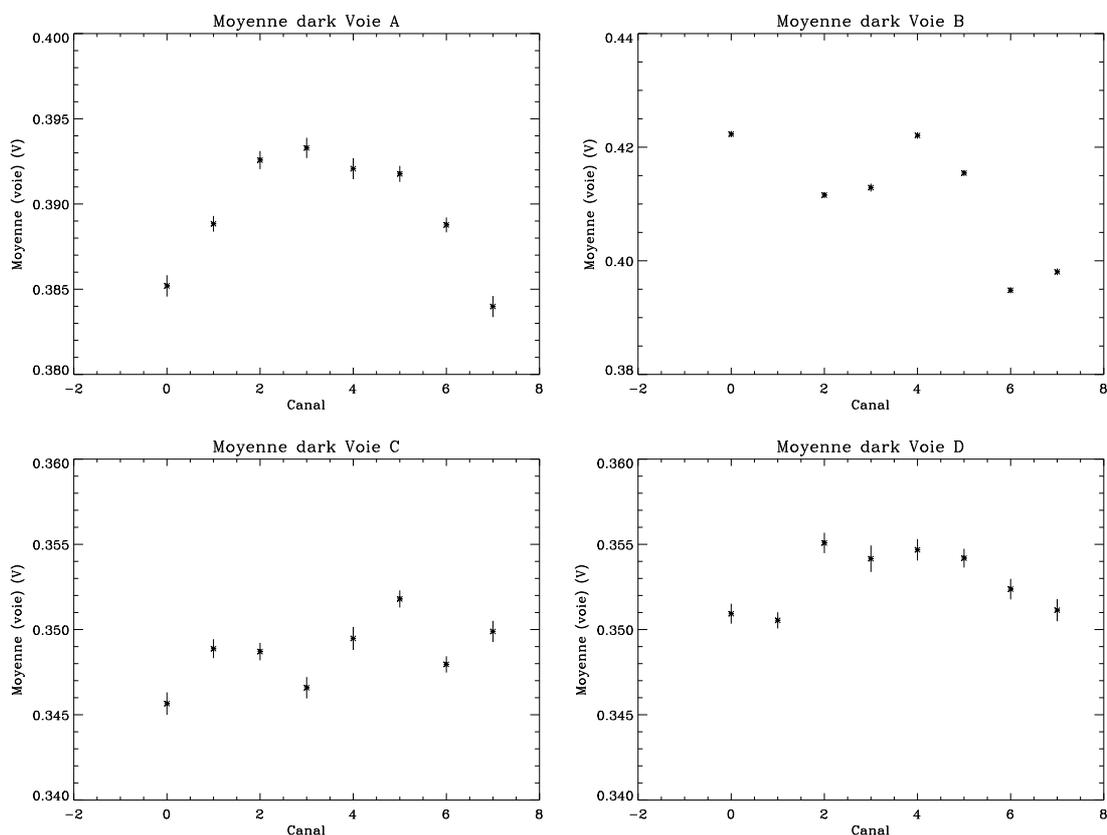


Fig. 8.13 – Evolution de l'obscurité comparé à la sonde MPT qui est censée suivre l'évolution de la température.

Les variations très rapides de la température sont observées sur les pixels (événements à 20h et 38h). Par contre les variations lentes sont bien prises en compte par le Peltier. Elles

n'apparaissent pas sur la figure du haut car elles sont incluses dans l'incertitude du bruit de lecture. Dans la suite, les moyennes de chaque voie sont utilisées comme *offset* et sont soustraites des mesures brutes.

Sur la Fig. 8.14 sont tracées les moyennes de l'*offset* de chaque voie de chaque canal. En fonction du canal et de la voie, l'*offset* est légèrement différent.



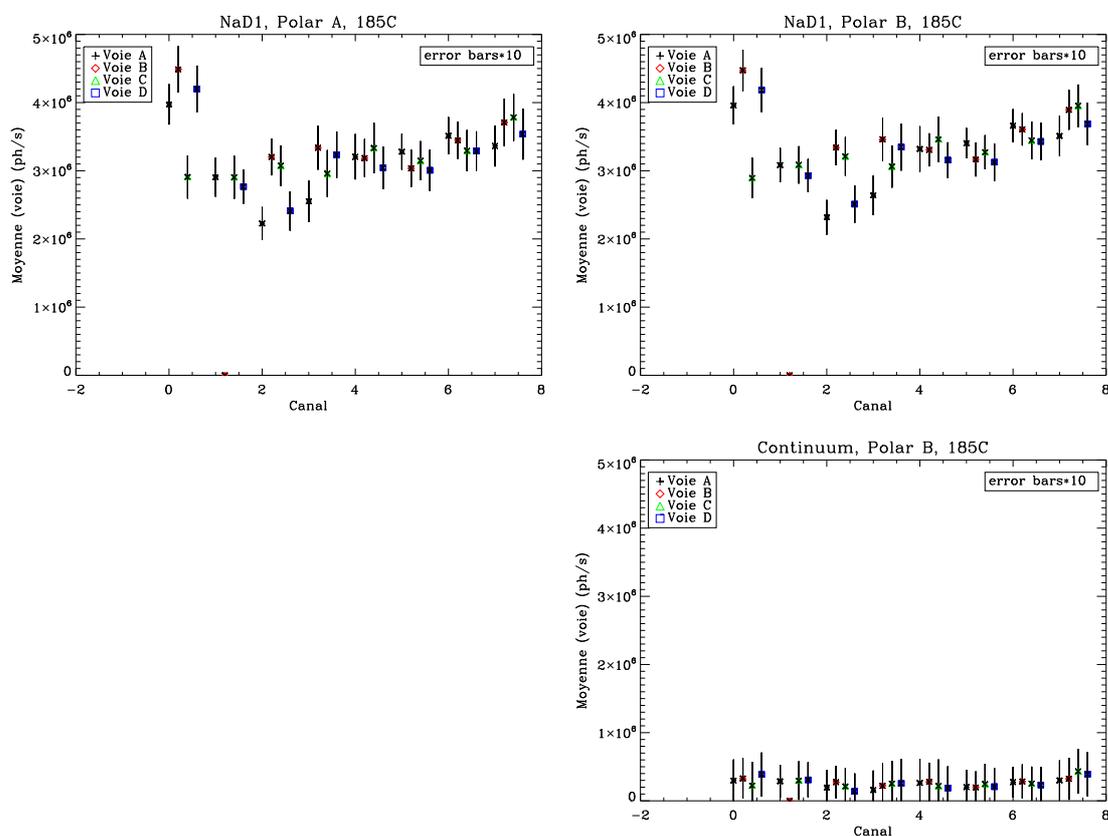
F . 8.14 – Moyenne de l'obscurité de photodétection en V pour les voies A, B, C et D en fonction des huit canaux.

Pour conclure sur cette étude, nous pouvons dire que :

- les variations temporelles du bruit d'obscurité sont dans un intervalle de $\pm 1\sigma$. Donc il n'y a pas de corrections de température à faire.
- la moyenne temporelle de chaque pixel sera utilisée comme *offset* pour les mesures suivantes dans ces conditions de mesures et auxquelles il pourra être soustrait. Cet *offset* comprend à la fois la valeur seuil de l'électronique de lecture et la valeur seuil de la photodiode en l'absence de signal incident.

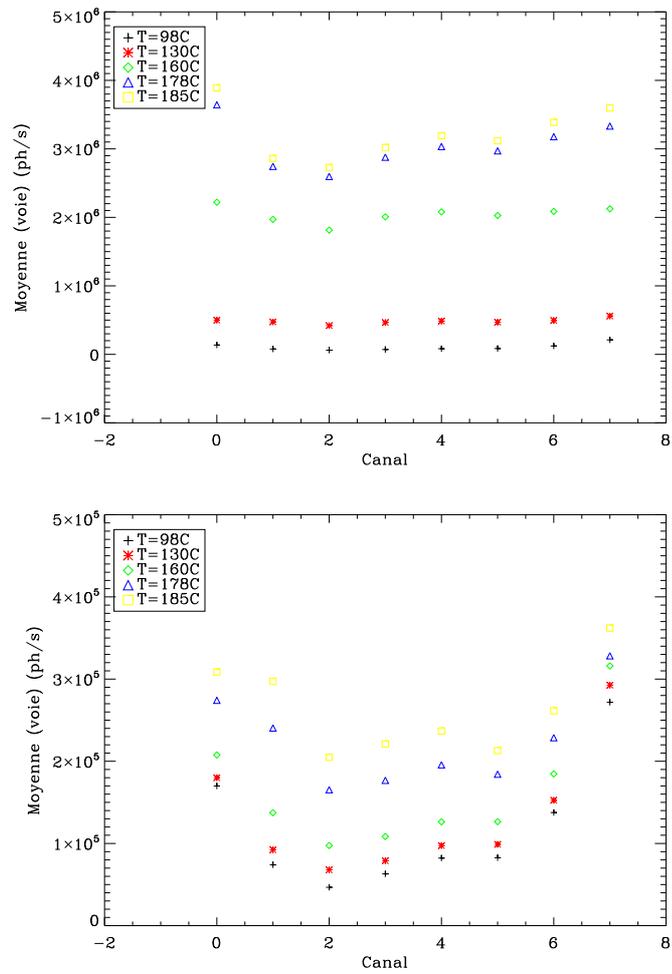
La Fig. 8.15 représente les mesures brutes à 185°C, auxquelles on a soustrait cet *offset* pour les différentes voies et différents canaux. Les valeurs obtenues contiennent les parasites de réflexion ainsi que la lumière diffusée. Ce n'est pas uniquement la lumière provenant de la réso-

nance, mais une limite supérieure vue qu'elle contient encore de la lumière parasite de réflexion et de diffusion.



F . 8.15 – Résonance de chaque voie de chaque canal corrigée par l'obscurité de photodétection pour $T=185^{\circ}\text{C}$ et pour NaD1, Polar A (à gauche) et Polar B (à droite) et Continuum, Polar B.

La Fig. 8.16 représente la moyenne des quatre voies de chaque canal pour les différentes températures pour le filtre NaD1 (haut) et le filtre Continuum (bas). On voit que par exemple pour la température maximale de 185°C , avec le filtre NaD1, on a en moyenne sur les huit canaux 3.10^6ph/s alors qu'avec le filtre continuum, on a en moyenne $2,5.10^5\text{ph/s}$ (voir Table 8.5). Le phénomène de résonance observé avec le filtre NaD1 se traduit par l'augmentation du flux mesuré d'un facteur 10. On peut aussi calculer la dispersion entre les canaux d'une même voie. Pour la plupart des canaux, la dispersion des voies par rapport à la moyenne d'un canal peut aller jusqu'à $\sim 20\%$.



F . 8.16 – Chauffage de la cellule : mesures de résonance corrigées de l'obscurité de photodétection pour NaDI, Polar A (en haut) et Continuum, Polar B (en bas).

T . 8.5 – Flux moyen (ph/s) pour les 8 canaux à la température de 185°C

	NaD1, Polar B	Continuum, Polar B
Canal 0	$3,9 \cdot 10^6$	$3,1 \cdot 10^5$
Canal 1	$2,8 \cdot 10^6$	$3 \cdot 10^5$
Canal 2	$2,7 \cdot 10^6$	$2 \cdot 10^5$
Canal 3	$3,0 \cdot 10^6$	$2,2 \cdot 10^5$
Canal 4	$3,2 \cdot 10^6$	$2,4 \cdot 10^5$
Canal 5	$3,1 \cdot 10^6$	$2,1 \cdot 10^5$
Canal 6	$3,4 \cdot 10^6$	$2,6 \cdot 10^5$
Canal 7	$3,6 \cdot 10^6$	$3,6 \cdot 10^5$

8.5.2 Contribution des parasites de réflexion

Plusieurs types de lumière parasite peuvent intervenir dans les mesures et qui ne sont pas liées au phénomène de résonance que nous souhaitons mesurer avec l'instrument GOLF-NG. Une part de cette lumière parasite provient des réflexions de la lumière sur les parois de la cellule et les parties opto-mécaniques de l'instrument. Il est important de quantifier la proportion de cette lumière afin de la soustraire des mesures finales. Pour cela, des mesures sont faites tout d'abord à froid (température ambiante). Dans ce cas, il n'y a pas de vapeur de sodium dans la cellule et la lumière ne subit que les réflexions qui nous intéressent.

Ces mesures ont été faites avec la LED décrite dans la partie 8.2. Les photodiodes ont une température de 4,5°C en moyenne. Il faut donc soustraire dans un premier temps le bruit d'obscurité mesuré dans la partie précédente (appelé *offset*) et corriger par la sensibilité de chaque pixel (voir chapitre 7) provenant de mesures préliminaires pour passer à une valeur correspondant à un flux de photons.

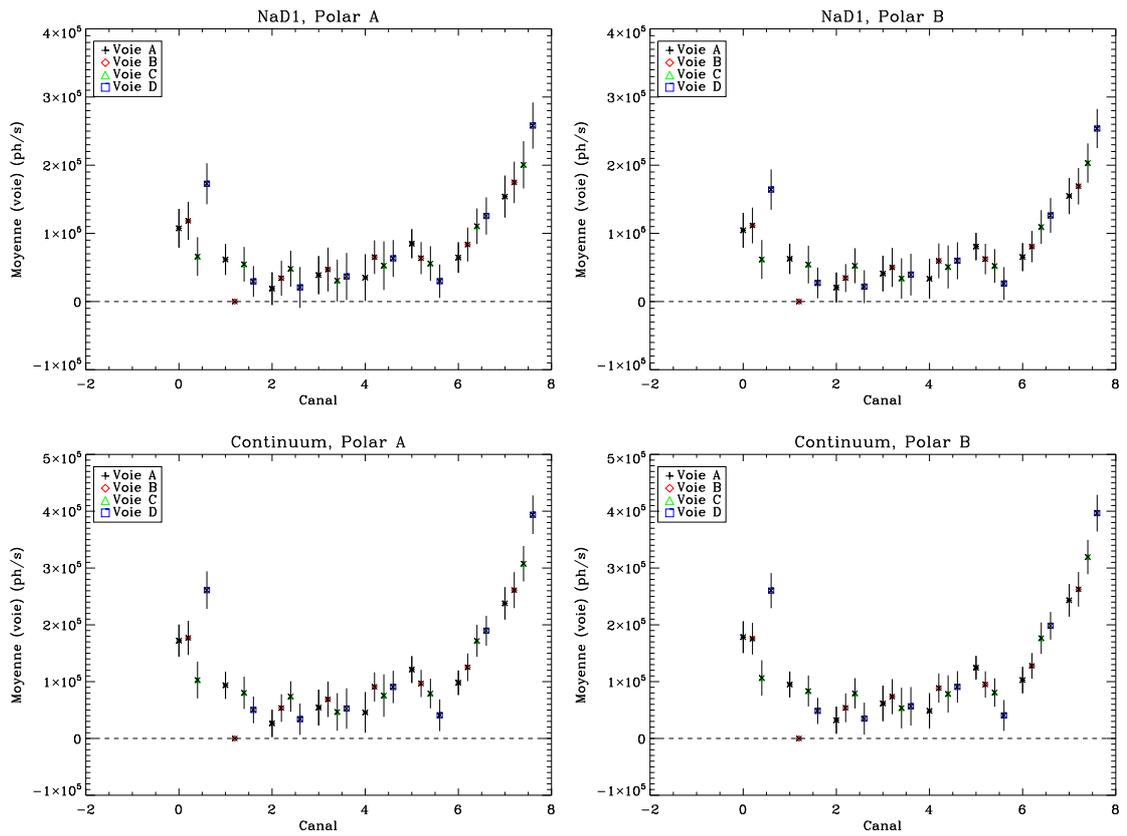
La Fig. 8.17 représente la moyenne temporelle de ces mesures corrigées par l'obscurité avec les barres d'erreur en fonction des voies et des canaux et pour les quatre configurations différentes.

Nous avons vu que les voies ne sont pas positionnées de la même façon sur la cellule (voir Fig. 8.4) en fonction du canal pair ou impair. Ces figures montrent qu'il n'y a pas de systématisme des voies : aucune voie n'est toujours plus haute que les autres. Cela montre qu'il y a un bon alignement a priori de la cellule sur l'axe optique du faisceau lumineux. On constate également que pour les quatre configurations, les parasites de réflexion sont plus importants pour les canaux proches des fenêtres avant et arrière, ce qui est normal étant donné que ces voies reçoivent à la fois les réflexions sur la cellule et sur les fenêtres avant ou arrière.

Pour le filtre NaD1 et les deux polarisations, on a en moyenne des parasites de réflexion à froid $8 \cdot 10^4$ ph/s. Alors que pour le Continuum, on mesure en moyenne 10^5 ph/s lié à la transmission plus importante du filtre en continuum.

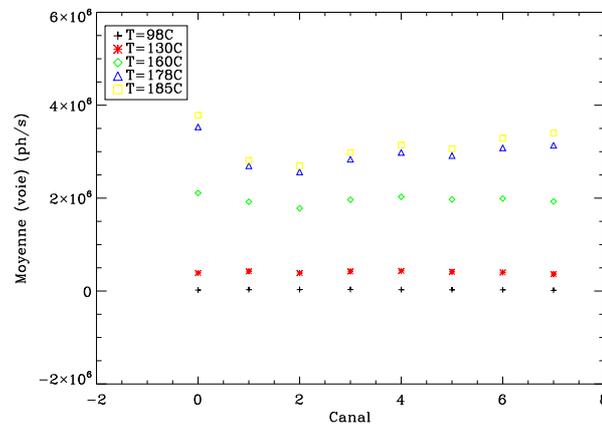
Résonance :

Si nous revenons aux mesures de résonance de la partie 8.3,



F . 8.17 – Mesures à froid, avec l'aimant et corrigées de l'obscurité de photodétection, NaD1 (en haut) et Continuum (en bas), Polar A (à gauche) et Polar B (à droite).

On peut noter qu'avant toute correction, les pixels de la première barrette ont un niveau de bruit plus haut que la deuxième barrette. En revanche après avoir soustrait l'obscurité de photodétection, on obtient la même forme parabolique en fonction des voies et des canaux.



F . 8.18 – Mesures de résonance corrigées des mesures à froid pour NaD1, Polar A pour cinq températures.

Cette lumière parasite ne représente que quelques pour cent du flux de résonance. La Table 8.6 contient le rapport entre la lumière parasite de réflexion et la lumière résonante pour l'exemple des quatre voies du canal 0.

T . 8.6 – Taux de parasites de réflexion par rapport au flux de résonance pour les quatre voies du canal 0.

	NaD1, Polar A	NaD1, Polar B
C0, VA	2,82%	2,71%
C0, VB	2,75%	2,56%
C0, VC	2,35%	2,18%
C0, VD	4,38%	4,08%

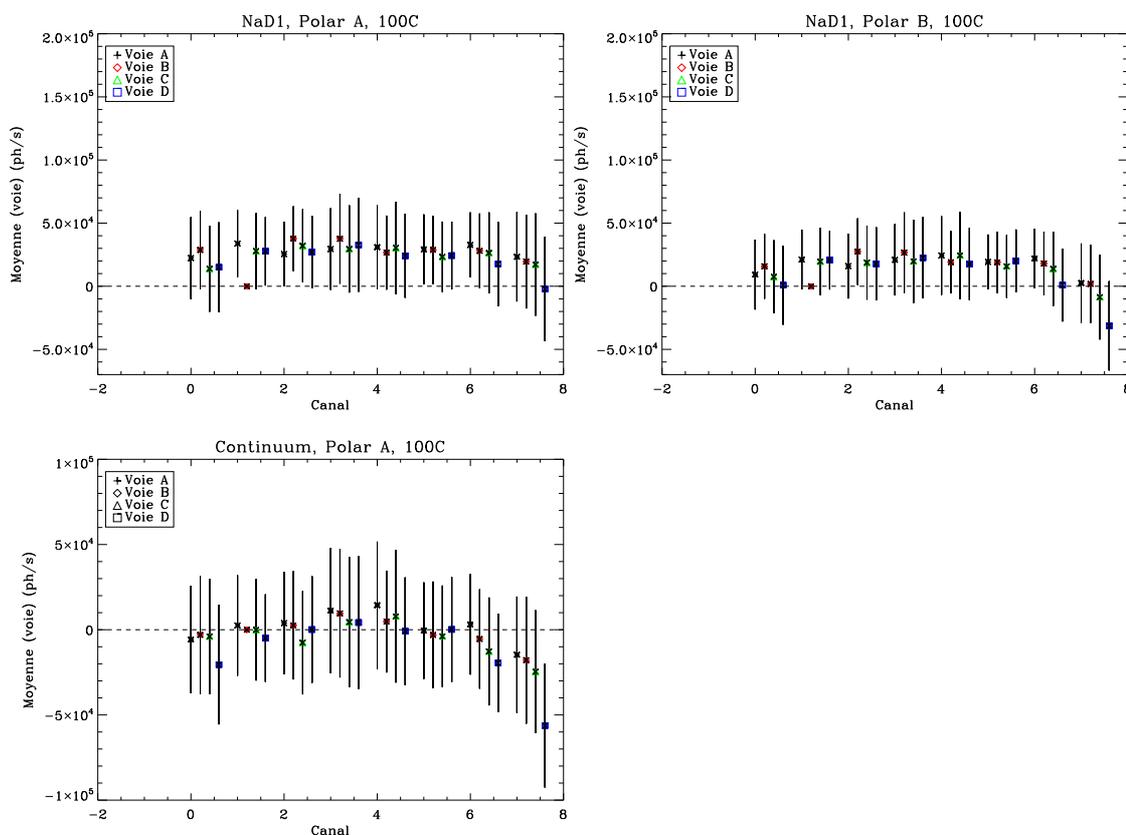
D'autre part, il est possible de calculer le rapport entre ces mesures de résonance et la lumière parasite. On obtient le rapport signal à bruit par rapport aux parasites de réflexion. Il varie entre 13 et 116 selon la voie et le canal.

8.5.3 Contribution des parasites de diffusion

Un autre phénomène qui contribue à créer du signal parasite est la lumière de diffusion multiple. Une fraction de la lumière de résonance a une probabilité non nulle de se propager par phénomène de diffusion sur les atomes de gaz (photons déviés par des chocs) et de se mélanger

aux photons provenant réellement de la résonance. Cette lumière peut être “vue” par les optiques des canaux adjacents et peuvent être à l’origine d’une erreur possible de la mesure pour un canal théoriquement indépendant des autres.

Dans ces tests, on utilise à nouveau la LED et la cellule est chauffée à 100°C . Il faut alors soustraire le bruit d’obscurité et le bruit des pertes par réflexion. Dans cette partie, nous n’avons pas du tout corrigé d’une variation quelconque de la lampe ou de la température. En effet, les mesures brutes ont l’air très stables et nous n’avons pas observé de corrélation (ou très faible) entre les voies et le pixel de monitoring. La Fig. 8.19 représente la valeur moyenne de ces mesures corrigées du bruit d’obscurité et des parasites de réflexion mesurés auparavant, en fonction des voies et des canaux, et ceci pour trois configurations.



F . 8.19 – Mesures à 100°C corrigées des mesures à froid pour NaD1 (en haut) et Continuum (en bas), Polar A (à gauche) et Polar B (à droite).

La différence entre les mesures NaD1 et Continuum peut s’expliquer du fait qu’elle provienne de la résonance qui commence à apparaître à 100°C et par conséquent augmente le flux reçu par les pixels. On a aussi vu en introduction que le filtre utilisé pour le continuum a une transmission plus grande que le filtre de NaD1. Pour les derniers canaux (7 et 8), il se peut qu’on ait un résultat négatif. En effet, comme pour une température de 100°C , du gaz est présent dans

la cellule, moins de lumière arrive à l'arrière de la cellule (car elle a interagé avec les atomes). La lumière réfléchie est alors plus faible que dans le cas où il n'y avait pas de gaz. Tous ces phénomènes restent dans les incertitudes des mesures. D'autres mesures plus complexes n'ont pas eu besoin d'être mises en place.

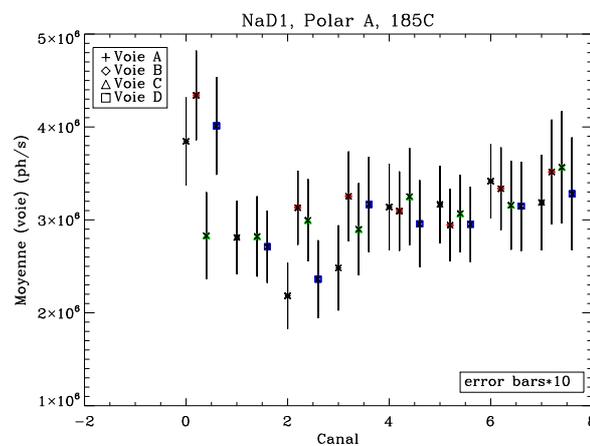
La différence entre la cuve à froid et la cuve à 100°C varie de quelques 10^3 (Continuum, Polar A) à quelques $2 \cdot 10^4$ ph/s (NaD1, Polar A) (soit quelques mV), tout en restant dans les barres d'erreur. D'autre part, aucune correction du flux incident n'a été faite.

Les mesures corrigées étaient censées représenter la contribution de la lumière diffusée dans la cellule de sodium. Cependant, nous ne savons pas comment évoluent les pertes par réflexion avec la température (changement des propriétés du verre de la cellule, présence du gaz qui va diminuer une partie du flux qui aurait dû être réfléchi) et en présence de gaz. L'idéal serait de faire des mesures en chauffant la cellule mais sans vapeur de sodium ou avec un autre gaz, afin d'être dans les mêmes conditions dans les deux tests.

Les parasites de diffusion mesurés varient entre $4 \cdot 10^4$ et $2,5 \cdot 10^5$ ph/s.

Résonance :

Les mesures de résonance peuvent alors être corrigées de l'ensemble de parasites (réflexion et diffusion).



F . 8.20 – Mesures de la résonance à 185°C corrigées des mesures à 100°C pour NaD1, Polar A.

La part des parasites de diffusion et de réflexion par rapport au signal résonant est donnée dans la Table 8.7. On peut également calculer le rapport signal à bruit par rapport à la lumière diffusée. Il varie entre 14 et 56.

Tableau 8.7 – Taux de parasites de réflexion et lumière diffusée par rapport au flux de résonance pour les quatre voies du canal 0.

	NaD1, Polar A	NaD1, Polar B
C0, VA	3,37%	3,29%
C0, VB	3,39%	3,30%
C0, VC	4,68%	4,55%
C0, VD	4,38%	4,33%

8.6 Conclusion et perspectives

Nous avons vu que la technique de l'obtention de la résonance a été validée lors de ces tests. Ce résultat est encourageant pour l'avenir de l'instrument et de cette technique. Le bilan de puissance montre qu'il existe un facteur $\sim 3,5$ entre le flux estimé et le flux mesuré. Ceci peut encore être corrigé avec le photodétecteur dont le rendement pourrait être amélioré.

Concernant la réponse de chaque canal du spectre, on a pu mesurer en ordre de grandeur la largeur des canaux (~ 26 mÅ) ainsi que la part des polarisations rejetées. Mais, ce ne sont que des ordres de grandeur étant donné que le laser et la lame à cristaux liquides ne fonctionnaient pas correctement lors des mesures.

Nous avons vu que les parasites de réflexion sont plus élevés près des fenêtres d'entrée et de sortie. Leur part est de 2 à 3% par rapport au signal de résonance. D'autre part, les parasites de diffusion à 100°C représentent environ 5% du signal de résonance. Ce dernier est maximal pour une température du queusot bas de 185°C . L'homogénéité des canaux et des voies est correcte. La dispersion varie d'un canal à l'autre et d'une voie à l'autre de 0,4 à 10% en moyenne. Aucune systématique n'a été observée quant aux réponses des voies et des canaux.

Pour la suite, des tests devraient être faits avec une nouvelle cellule. Des problèmes ont été rencontrés avec les cellules dont le verre (du pyrex) emprisonne le sodium dans les phases de chauffage de la cellule. Le problème de la lame a été résolu. Le flux de la LED est d'environ 80% du flux solaire à la longueur d'onde de référence du sodium. En revanche, il a un rapport 1/24 par rapport au continuum solaire. Par conséquent, ces tests sont représentatifs pour la résonance mais pas forcément pour les parasites de réflexion étant donné que le flux du continuum entrant est plus faible que le continuum solaire. Seule la mesure solaire quantifiera exactement la valeur des parasites de réflexion, elle sera faite en laboratoire à Saclay.

Puis, des tests seront faits au Soleil sur des durées plus longues à l'Observatoire du Teide l'année prochaine. Ces mesures devraient permettre d'analyser la dynamique dans l'atmosphère solaire à partir de l'observation des modes p. Concernant l'instrument scientifique, il pourrait être envoyé au Dôme C qui est un endroit privilégié pour des observations dans de bonnes conditions comme cela a été montré par Grec et al. (1980). Si nous parvenons à détecter quelques modes de gravité de façon individuelle et non ambiguë et à faire des ajustements sur ces modes, il se pourrait que nous ayons plus d'information sur la tendance du taux de rotation dans le cœur solaire.

Toutes les missions spatiales qui ont d'ores et déjà fourni des données, ont révélé la com-

plexité du Soleil. L'impact de la variabilité du Soleil sur l'environnement terrestre (aussi appelé *Space Weather* ou *Space Climate*) devient un problème clé pour l'avenir puisque les manifestations de cette variabilité (comme les éruptions solaires, les CME ou le vent solaire) peuvent dégrader les technologies, mettre en danger les astronautes ou encore probablement affecter le climat terrestre sur de longues échelles de temps. C'est pourquoi la mission DynaMICCS² a pour but de fournir des données sur la météorologie spatiale mais aussi d'adresser de nouveaux problèmes comme le magnétisme solaire. Elle se place dans le cadre du lancement d'une nouvelle génération d'instruments qui bénéficiera de l'expérience acquise lors des missions précédentes. Elle devrait donc nous permettre de prédire les événements reliant la Terre au Soleil sur des échelles de temps allant du jour au siècle. Cette mission a été proposée à l'ESA dans le cadre de Cosmic Vision 2015-2025.

²Dynamics and Magnetism from the Inner Core to the Corona of the Sun

Conclusions et perspectives

Notre connaissance du Soleil est encore loin d'être complète. Le besoin d'observer les **modes de gravité** devient de plus en plus indispensable, afin de parvenir à une vision globale et dynamique du Soleil et de son intérieur. Les modes de gravité, parfois considérés comme le "*Saint Graal*" de la sismologie solaire et stellaire, devraient ouvrir la porte qui nous dévoilerait la dynamique profonde des étoiles, en particulier pour une compréhension non ambiguë d'une possible variabilité solaire de longue période.

Mon travail de thèse se développe autour de cet axe et pour répondre à ces questions, j'ai emprunté deux voies qui ne peuvent se passer l'une de l'autre : d'un côté, une approche théorique avec la modélisation et de l'autre, une approche observationnelle à la fois par le biais des observations de GOLF et grâce au développement du prototype technologique GOLF-NG.

Modélisation et observations

Nous avons vu combien l'interaction entre la théorie et les observations est importante pour pouvoir comprendre les processus physiques présents dans le Soleil. La modélisation fait partie d'une de ces approches théoriques. J'ai calculé plusieurs modèles incluant différents processus et quantités physiques à partir desquels, des fréquences de modes de gravité ont été extraites. J'ai montré à quel point la résolution spatiale des équations d'évolution stellaire doit être précise dans le cœur, afin de pouvoir extraire proprement les modes de gravité de très basse fréquence. Ces prédictions montrent la sensibilité des modes de gravité aux ingrédients des modèles quelque soit leur fréquence. Cette sensibilité est notamment visible pour les modes de gravité de haute fréquence. Les modèles dynamiques remplaceront à terme les modèles actuels et la prédiction des fréquences des modes de gravité en sera d'autant meilleure.

Concernant les observations des modes de gravité individuels, j'ai calculé les seuils de probabilité pour près de 3000 jours de données pour des quintuplets. Un candidat mode de gravité présent dès les premières années d'observation de SoHO, a alors été détecté avec plus de 98% de confiance.

D'autres modes de gravité ont été probablement détectés grâce à la detection de la signature de leurs propriétés asymptotiques favorisant un taux de rotation du cœur solaire plus rapide en moyenne que le reste de la zone radiative, en accord avec un des scénarios expliquant l'observation du candidat mode de gravité. Un nouveau travail a été entamé en étudiant les taux de corrélations entre les données de GOLF et les modèles solaires sur différents intervalles de fréquences. Cela a montré que pour les modes de très basse fréquence, nous sommes à la fois sensible à la dynamique et à la structure. L'étude faite dans ce chapitre 4 ne concerne que les modes $\ell = 1$ et un élargissement sur les modes $\ell = 2$ devrait être initié prochainement.

Profil de rotation dans le cœur et inversions

Pendant cette thèse, j'ai eu l'opportunité d'avoir en main un code d'inversion dont j'ai compris le fonctionnement, ses limites et jusqu'où les résultats sont fiables. L'ajout de plus de modes acoustiques de bas degré (jusqu'à 3,4 mHz) dans les inversions a été étudié. Cela nous a montré que ces modes modifient très légèrement les résultats des inversions, tout en restant dans

les barres d'erreur. La prise en compte de ces modes permet d'avoir des kernels de résolution qui vont plus bas dans le cœur.

Une étude sur les inversions pour extraire le profil de rotation, nous a montré que l'observation de quelques modes de gravité permettrait d'avoir une idée sur le taux de rotation dans le cœur et une tendance sur le profil pourrait également être obtenue. J'ai ainsi pu voir les contraintes nécessaires sur les observations des modes de gravité pour qu'ils soient utiles dans le code d'inversion donnant le profil de rotation. Des barres d'erreur inférieures à 10 nHz (ce qui correspond à une résolution de 3 ans de données) donnent à ces modes un poids suffisant. Bien sûr, la détection d'un grand nombre de modes de gravité permettra de mieux sonder chaque couche de l'intérieur solaire. Pour la suite, le calcul de reconstruction de l'onde, dans la recherche d'indices sur la dynamique à travers les propriétés asymptotique des modes de gravité, pourrait se faire en utilisant d'autres profils de rotation, peut-être plus réalistes que ceux utilisés jusqu'à maintenant.

Le prototype GOLF-NG

Une première partie de mon travail sur cet instrument a concerné la caractérisation du photodétecteur. Bien que celui-ci ne réponde pas complètement à la demande d'avoir un bruit de photons dominant, il convient pour le prototype technologique qui a surtout pour objectif de montrer la faisabilité de la mesure à 8 hauteurs avec un comptage optimum. De plus, l'ensemble de l'étude que je commente ici dans ma thèse sera reprise avec un détecteur mieux adapté, c'est-à-dire dont le bruit sera totalement dominé par le bruit statistique.

Ce prototype technologique dont l'idée a germé en 1998 lors de la perte de SoHO, arrive presque à terme. Nous avons vu le bon fonctionnement du prototype GOLF-NG avec l'observation de la résonance Zeeman sur la raie du sodium à la fois pendant les tests avec une LED, avec le laser à colorant et avec la lumière solaire. Ce résultat valide donc cette technique de mesures multicanaux puisque l'obtention de la résonance sur tous les canaux était loin d'être évidente à obtenir. Il s'agit d'un des premiers aboutissements de ce projet. Des mesures sur les différents canaux ont permis de voir grossièrement que l'instrument répond aux attentes du cahier des charges, toutefois le bilan de flux est encore environ quatre fois plus faible que celui estimé même si le facteur de résonance n'est pas trivial à estimer. Le prototype technologique devrait être envoyé au début de l'année prochaine pour faire des observations au Soleil sur des durées plus longues à l'Observatoire du Teide. Avant cela, il reste encore quelques problèmes à régler, notamment vérifier que la cellule en pyrex résiste à la vapeur de sodium pour la durée des tests en baissant la température de fonctionnement.

Pour l'instrument scientifique, un autre photodétecteur devra être étudié puisque celui mis en place actuellement ne convient pas car le bruit intrinsèque est plus élevé que le bruit statistique. Il faudra songer à l'étude d'autres photodétecteurs, tels que des CCD. D'autre part le bilan de puissance devra être étudié de plus près.

Perspectives d'observations

Alors que le satellite SoHO arrive bientôt à la fin de sa vie, il faut s'assurer de la relève des différents instruments solaires. De nouvelles missions sont prévues pour les deux prochaines années. SDO devra étudier en particulier les phénomènes dynamiques de la zone convective. PICARD se concentrera sur la variation du rayon solaire. Une partie sera aussi dédiée à la recherche des modes de gravité mais s'agissant de mesures photométriques, il n'est pas certain que nous puissions parvenir à cette détection. Plus tard, nous avons la mission Solar Orbiter qui sera lancé vers 2015 et dont l'appel d'offres vient d'arriver mais qui n'est pas compatible avec la détection des modes profonds. Les missions de vol en formation DynaMICCS (incluant GOLF-NG) et HIRISE proposées à l'ESA pour l'horizon 2015-2025 sont plus dans la continuité de SoHO et devraient en succédant à la mission américaine SDO garantir une vision 3D du Soleil avec une estimation finale et quantitative de l'interaction Soleil-Terre.

Toutefois, la relève de GOLF pour rechercher les modes de gravité n'est assurée par aucune mission programmée aujourd'hui et une autre stratégie devra être définie pour remédier à ce problème. Il est proposé d'observer au dôme C en parallèle à PICARD pour maintenir une continuité de cette thématique et garantir la prochaine mission spatiale. Le réseau BiSON est quant à lui toujours opérationnel avec des mises à jours régulières mais n'arrive pas à détecter des modes de gravité. Malheureusement, la fin du réseau GONG est annoncée un an après le lancement de SDO ce qui serait dommage s'il y a un problème sur un instrument spatial, aucune réparation n'est possible. De plus, les durées de vie des instruments en réseau au sol peuvent être très longues, compensant ainsi les perturbations dues à l'atmosphère terrestre.

Parallèlement, un fort déploiement dans le domaine de l'astérosismologie est en train de se faire. En effet, outre la sismologie solaire, un futur très prometteur est en train de se construire pour la sismologie stellaire. Tout d'abord, le succès de la mission CoRoT qui a été lancée en décembre dernier et dont les premières données devraient être disponibles d'ici quelques mois, est un point fort de ce développement. Concernant les observations au sol, on peut citer Las Cumbres Observatory qui est en construction et les deux projets proposés, SONG et SIAMOIS. Pour les missions spatiales, deux autres missions sont également en préparation : Kepler prévue pour 2009 qui devrait pouvoir augmenter la statistique en observant plus de 1000 étoiles ou encore la mission PLATO (PLANetary Transits and Oscillations of stars) proposée à Cosmic Vision 2015-2025 et qui devrait agrandir son champ d'observation sur plus de 100000 étoiles.

Publications

- R. A. García, Jiménez A., **S. Mathur**, J. Ballot, A. Eff-Darwich, S. J. Jiménez-Reyes J. Provost and S. Turck-Chièze
Update on g-mode research,
Astronomische Nachrichten, soumis en October 2007
- R. A. García, **S. Mathur**, J. Ballot, A. Eff-Darwich, S. J. Jiménez-Reyes and S. G. Korzennik
Influence of low-degree high-order p-mode splittings on the solar rotation profile,
Solar Physics, accepté avec des changements mineurs
- **S. Mathur**, A. Eff-Darwich, R. A. García and S. Turck-Chièze
Sensitivity of helioseismic gravity modes to the dynamics of the solar core,
A&A, soumis en Octobre 2007, en cours de correction
- **S. Mathur**, S. Turck-Chièze, S. Couvidat and R. A. García
On the characteristics of solar gravity-mode frequencies,
ApJ, 668, 594 , 2007
- R. A. García, S. Turck-Chièze, S. J. Jiménez-Reyes, J. Ballot, P. L.Pallé, A. Eff-Darwich, **S. Mathur**, J. Provost
Tracking solar gravity modes : the dynamics of the solar core,
2007, Science, 316, 1591
- S. Turck-Chièze, P.H. Carton, J. Ballot, J.C.Barrière, D-T Philippe, A. Delbart, D. Desforges, R.A García, R. Granelli, **S. Mathur**, F. Nunio, Y. Piret, P.L. Pallé, A.J. Jiménez, S.J. Jiménez-Reyes, J.M. Robillot, E. Fossat, A.M. Eff-Darwich, B. Gelly
GOLF-NG spectrometer; a space prototype for studying the dynamics of the deep solar interior,
2005, Advances in Space Research, v38, 1812

- R. A. García, S. Turck-Chièze, S. J. Jiménez-Reyes, J. Ballot, P. L. Pallé, A. Eff-Darwich, **S. Mathur**, J. Provost
Knowledge of the solar core dynamics through g-modes,
2006, IAU, Prague, REPUBLIQUE TCHEQUE
- **S. Mathur**, S. Turck-Chièze, S. Couvidat and R. A. García
Sensitivity of the predicted frequencies of $l=1$ g modes to known physical processes,
2006, ESA SP-624 : Proceedings of SOHO 18/GONG 2006/HELAS I, Beyond the spherical Sun
- R. A. García, S. Turck-Chièze, S. J. Jiménez-Reyes, J. Ballot, P. L. Pallé, A. Eff-Darwich, **S. Mathur**, J. Provost
Detection of periodic signatures in the solar power spectrum : on the track of $l=1$ gravity modes,
2006, ESA SP-624 : Proceedings of SOHO 18/GONG 2006/HELAS I, Beyond the spherical Sun
- R. A. García, S. Turck-Chièze, S. J. Jiménez-Reyes, J. Ballot, P. L. Pallé, A. Eff-Darwich, **S. Mathur**, J. Provost
Detection of the periodic signatures of $l=1$ solar g modes with 10 years of GOLF/SoHO data,
2006, SOHO17, Sicily, ITALIE
- S. Turck-Chièze et al.
The DynaMICCS project,
2006, SOHO17, Sicily, ITALIE
- S. Turck-Chièze, **S. Mathur**, P.H. Carton, R.A. García, P. L. Pallé, J. Ballot and the GOLF-NG team
GOLF New Generation : a spectrophotometer for the quest of solar gravity modes,
2005, SF2A, Strasbourg, FRANCE
- R.A. García, S. Turck-Chièze, J. Ballot, S. Couvidat, A. Eff-Darwich, S. J. Jiménez-Reyes, **S. Mathur**, P. L. Pallé and the GOLF-NG team
The solar radiative interior : gravity modes and future instrumentation,
2004, SF2A, Paris, FRANCE
- R.A. García, S. J. Jiménez-Reyes, S. Turck-Chièze and **S. Mathur**
Helioseismology from the Blue and Red Wings of the Na profile as seen by GOLF,
2004, SOHO14, Yale, USA
- S. Turck-Chièze, R. A. García, S. Couvidat, J. Ballot, S. J. Jiménez-Reyes, E. Fossat, B. Gelly, **S. Mathur**, P. A. P. Nghiem, P. L. Pallé et al.
Gravity Modes with a Resonant Scattering Spectrophotometer,
2004, SOHO14, Yale, USA

Bibliographie

- D. R. Alexander et J. W. Ferguson. Low-temperature Rosseland opacities. *ApJ*, 437:879–891, décembre 1994.
- B. N. Andersen. Theoretical amplitudes of solar g-modes. *A&A*, 312:610–614, août 1996.
- H. M. Antia et S. Basu. Temporal Variations of the Rotation Rate in the Solar Interior. *ApJ*, 541: 442–448, septembre 2000.
- H. M. Antia et S. Basu. Determining Solar Abundances Using Helioseismology. *ApJ*, 644: 1292–1298, juin 2006.
- T. Appourchaux, C. Fröhlich, B. Andersen, G. Berthomieu, W. J. Chaplin, Y. Elsworth, W. Finslerle, D. O. Gough, J. T. Hoeksema, G. R. Isaak, A. G. Kosovichev, J. Provost, P. H. Scherrer, T. Sekii et T. Toutain. Observational Upper Limits to Low-Degree Solar g-Modes. *ApJ*, 538: 401–414, juillet 2000.
- M. Asplund, N. Grevesse et A. J. Sauval. The Solar Chemical Composition. Dans T. G. Barnes, III et F. N. Bash, éditeurs, *Cosmic Abundances as Records of Stellar Evolution and Nucleosynthesis*, volume 336 de *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, pages 25–+, septembre 2005.
- J. N. Bahcall, S. Basu et A. M. Serenelli. What Is the Neon Abundance of the Sun ? *ApJ*, 631: 1281–1285, octobre 2005a.
- J. N. Bahcall, A. M. Serenelli et S. Basu. New Solar Opacities, Abundances, Helioseismology, and Neutrino Fluxes. *ApJ Lett.*, 621:L85–L88, mars 2005b.
- L. Bertello, F. Varadi, R. K. Ulrich, C. J. Henney, A. G. Kosovichev, R. A. García et S. Turck-Chièze. Identification of Solar Acoustic Modes of Low Angular Degree and Low Radial Order. *ApJ Lett.*, 537:L143–L146, juillet 2000.
- P. Boumier. *Développement instrumental pour l'étude des oscillations solaires globales*. Thèse de doctorat, Université Paris VII, France, (1991), 1991.
- A. S. Brun, S. Turck-Chièze et P. Morel. Standard Solar Models in the Light of New Helioseismic Constraints. I. The Solar Core. *ApJ*, 506:913–925, octobre 1998.

- A. S. Brun, S. Turck-Chièze et J. P. Zahn. Standard Solar Models in the Light of New Helioseismic Constraints. II. Mixing below the Convective Zone. *ApJ*, 525:1032–1041, novembre 1999.
- W. J. Chaplin, T. Appourchaux, F. Baudin, P. Boumier, Y. Elsworth, S. T. Fletcher, E. Fossat, R. A. García, G. R. Isaak, A. Jiménez, S. J. Jiménez-Reyes, M. Lazrek, J. W. Leibacher, J. Lochard, R. New, P. Pallé, C. Régulo, D. Salabert, N. Seghouani, T. Toutain et R. Wachter. Solar FLAG hare and hounds : on the extraction of rotational p-mode splittings from seismic, Sun-as-a-star data. *MNRAS*, 369:985–996, juin 2006.
- W. J. Chaplin, Y. Elsworth, R. Howe, G. R. Isaak, C. P. McLeod, B. A. Miller, H. B. van der Raay, S. J. Wheeler et R. New. BiSON Performance. *Sol. Phys.*, 168:1–18, septembre 1996.
- W. J. Chaplin, Y. Elsworth, G. R. Isaak, K. I. Marchenkov, B. A. Miller et R. New. Rigid rotation of the solar core ? On the reliable extraction of low- l rotational p-mode splittings from full-disc observations of the Sun. *MNRAS*, 327:1127–1136, novembre 2001.
- W. J. Chaplin, Y. Elsworth, G. R. Isaak, K. I. Marchenkov, B. A. Miller, R. New, B. Pinter et T. Appourchaux. Peak finding at low signal-to-noise ratio : low- l solar acoustic eigenmodes at $n < 9$ from the analysis of BiSON data. *MNRAS*, 336:979–991, novembre 2002.
- W. J. Chaplin, Y. Elsworth, G. R. Isaak, B. A. Miller, R. New, S. Thiery, P. Boumier et A. H. Gabriel. Observation of, and temporal variations in, solar p-mode multiplet frequency asymmetries at $l = 2$. *MNRAS*, 343:343–352, juillet 2003.
- J. Christensen-Dalsgaard. *Notes on adiabatic oscillation programme*, 1997.
- J. Christensen-Dalsgaard, W. Dappen, S. V. Ajukov, E. R. Anderson, H. M. Antia, S. Basu, V. A. Baturin, G. Berthomieu, B. Chaboyer, S. M. Chitre, A. N. Cox, P. Demarque, J. Donatowicz, W. A. Dziembowski, M. Gabriel, D. O. Gough, D. B. Guenther, J. A. Guzik, J. W. Harvey, F. Hill, G. Houdek, C. A. Iglesias, A. G. Kosovichev, J. W. Leibacher, P. Morel, C. R. Proffitt, J. Provost, J. Reiter, E. J. Rhodes, Jr., F. J. Rogers, I. W. Roxburgh, M. J. Thompson et R. K. Ulrich. The Current State of Solar Modeling. *Science*, 272:1286–+, mai 1996.
- A. Claverie, G. R. Isaak, C. P. McLeod, H. B. van der Raay et T. R. Cortes. Solar structure from global studies of the 5-minute oscillation. *Nature*, 282:591–594, décembre 1979.
- A. Claverie, G. R. Isaak, C. P. McLeod, H. B. van der Raay et T. Roca Cortes. Rapid rotation of the solar interior. *Nature*, 293:443–445, octobre 1981.
- T. Corbard, G. Berthomieu, J. Provost et P. Morel. Inferring the equatorial solar tachocline from frequency splittings. *A&A*, 330:1149–1159, février 1998.
- S. Couvidat. *Rôle de l'héliosismologie dans la dynamique interne du Soleil et dans le problème des neutrinos solaires*. Thèse de doctorat, Université Paris VII, décembre 2002.
- S. Couvidat, R. A. García, S. Turck-Chièze, T. Corbard, C. J. Henney et S. Jiménez-Reyes. The Rotation of the Deep Solar Layers. *ApJ Lett.*, 597:L77–L79, novembre 2003a.

- S. Couvidat, S. Turck-Chièze et A. G. Kosovichev. Solar Seismic Models and the Neutrino Predictions. *ApJ*, 599:1434–1448, décembre 2003b.
- A. N. Cox et J. A. Guzik. Theoretical Prediction of an Observed Solar g-Mode. *ApJ Lett.*, 613: L169–L171, octobre 2004.
- P. Delache et P. H. Scherrer. Detection of solar gravity mode oscillations. *Nature*, 306:651–653, décembre 1983.
- D. G. T. Denison et A. T. Walden. The Search for Solar Gravity-Mode Oscillations : an Analysis Using ULYSSES Magnetic Field Data. *ApJ*, 514:972–978, avril 1999.
- M. Dikpati et P. A. Gilman. Flux-Transport Dynamos with α -Effect from Global Instability of Tachocline Differential Rotation : A Solution for Magnetic Parity Selection in the Sun. *ApJ*, 559:428–442, septembre 2001.
- B. Dintrans, A. Brandenburg, Å. Nordlund et R. F. Stein. Spectrum and amplitudes of internal gravity waves excited by penetrative convection in solar-type stars. *A&A*, 438:365–376, juillet 2005.
- V. Domingo, B. Fleck et A. I. Poland. The SOHO Mission : an Overview. *Sol. Phys.*, 162:1–37, 1995.
- J. J. Drake et P. Testa. The ‘solar model problem’ solved by the abundance of neon in nearby stars. *Nature*, 436:525–528, juillet 2005.
- A. Eff-Darwich, S. G. Korzennik, S. J. Jiménez-Reyes et R. A. García. Sensitivity analysis of the solar rotation to helioseismic data from GONG, GOLF and MDI observations. *ApJ*, Accepted, 2007.
- A. Eff-Darwich et F. Pérez Hernández. A new strategy for helioseismic inversions. *A&AS*, 125: 1, 1997.
- P. Eggenberger, G. Meynet, A. Maeder, R. Hirschi, C. Charbonnel, S. Talon et S. Ekström. The Geneva stellar evolution code. *Ap&SS*, pages 263–+, juin 2007.
- Y. Elsworth, R. Howe, G. R. Isaak, C. P. McLeod, B. A. Miller, R. New, S. J. Wheeler et D. O. Gough. Slow Rotation of the Sun’s Interior. *Nature*, 376:669–+, août 1995.
- Y. P. Elsworth, F. Baudin, W. Chaplin, B. Andersen, T. Appourchaux, P. Boumier, A.-M. Broomhall, T. Corbard, W. Finsterle, C. Fröhlich, A. Gabriel, R. A. García, D. O. Gough, G. Grec, A. Jiménez, A. Kosovichev, J. Provost, T. Sekii, T. Toutain et S. Turck-Chièze. The internal structure of the Sun inferred from g modes and low-frequency p modes. Dans *Proceedings of SOHO 18/GONG 2006/HELAS I, Beyond the spherical Sun*, volume 624 de *ESA Special Publication*, octobre 2006.
- O. Espagnet, R. Muller, T. Roudier, N. Mein et P. Mein. Penetration of the solar granulation into the photosphere : height dependence of intensity and velocity fluctuations. *A&AS*, 109: 79–108, janvier 1995.

- I. K. Fodor et P. B. Stark. Multitaper Spectrum Estimates. Dans S. Korzennik, éditeur, *Structure and Dynamics of the Interior of the Sun and Sun-like Stars*, volume 418 de *ESA Special Publication*, pages 171–+, 1998.
- E. Fossat. The IRIS network for full disk helioseismology - Present status of the programme. *Sol. Phys.*, 133:1–12, mai 1991.
- E. Fossat, S. Loudagh, B. Gelly, G. Grec, A. Pantel, J. Provost, G. Berthomieu, S. Ehgamberdiev, S. Khalikov, M. Lazrek, P. L. Pallé et C. Regulo. On the Solar Core Rotation - IRIS Results. Dans R. K. Ulrich, E. J. Rhodes, Jr. et W. Dappen, éditeurs, *GONG 1994. Helio- and Astro-Seismology from the Earth and Space*, volume 76 de *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, pages 24–+, 1995.
- C. Fröhlich et P. Delache. Solar Gravity Modes from ACRIM/SMM Irradiance Data. *Social Studies of Science*, pages 183–+, 1984.
- C. Fröhlich, J. Romero, H. Roth, C. Wehrli, B. N. Andersen, T. Appourchaux, V. Domingo, U. Telljohann, G. Berthomieu, P. Delache, J. Provost, T. Toutain, D. A. Crommelynck, A. Chevalier, A. Fichot, W. Däppen, D. Gough, T. Hoeksema, A. Jiménez, M. F. Gómez, J. M. Herreros, T. R. Cortés, A. R. Jones, J. M. Pap et R. C. Willson. VIRGO : Experiment for Helioseismology and Solar Irradiance Monitoring. *Sol. Phys.*, 162:101–128, décembre 1995.
- A. H. Gabriel, F. Baudin, P. Boumier, R. A. García, S. Turck-Chièze, T. Appourchaux, L. Bertello, G. Berthomieu, J. Charra, D. O. Gough, P. L. Pallé, J. Provost, C. Renaud, J.-M. Robillot, T. Roca Cortés, S. Thiery et R. K. Ulrich. A search for solar g modes in the GOLF data. *A&A*, 390:1119–1131, août 2002.
- A. H. Gabriel, G. Grec, J. Charra, J.-M. Robillot, T. R. Cortés, S. Turck-Chièze, R. Bocchia, P. Boumier, M. Cantin, E. Céspedes, B. Cougrand, J. Cretolle, L. Dame, M. Decaudin, P. Delache, N. Denis, R. Duc, H. Dzitko, E. Fossat, J.-J. Fourmond, R. A. García, D. Gough, C. Griovel, J. M. Herreros, H. Lagardere, J.-P. Moalic, P. L. Pallé, N. Petrou, M. Sanchez, R. Ulrich et H. B. van der Raay. Global Oscillations at Low Frequency from the SOHO Mission (GOLF). *Sol. Phys.*, 162:61–99, 1995.
- A. H. Gabriel, S. Turck-Chièze, R. A. García, P. L. Pallé, P. Boumier, S. Thiery, F. Baudin, G. Grec, R. K. Ulrich, L. Bertello, T. Roca Cortés et J.-M. Robillot. Results from the GOLF instrument on SOHO. *Advances in Space Research*, 24:147–155, 1999.
- R. A. García. *Calibration and analysis of the GOLF experiment*. Thèse de doctorat, AA (Instituto de astrofísica de Canarias, 38205, La Laguna, Tenerife, Spain, August 1996.
- R. A. García et J. Ballot. On the backwards difference filter (Research Note). *A&A*, Accepted, 2007.
- R. A. García, L. Bertello, S. Turck-Chièze, S. Couvidat, A. H. Gabriel, C. J. Henney, C. Régulo, J. M. Robillot, T. Roca Cortés, R. K. Ulrich et F. Varadi. Analysis of low frequency signal with the GOLF experiment : methodology and results. Dans A. Wilson et P. L. Pallé, éditeurs,

- ESA SP-464 : SOHO 10/GONG 2000 Workshop : Helio- and Asteroseismology at the Dawn of the Millennium*, volume 10, pages 473–478, janvier 2001a.
- R. A. García, P. Boumier, J. Charra, T. Foglizzo, A. H. Gabriel, G. Grec, C. Régulo, J. M. Robillot, S. Turck-Chièze et R. K. Ulrich. The integrated magnetic field of the Sun as seen by GOLF on board SOHO. *A&A*, 346:626–632, juin 1999.
- R. A. García, T. Corbard, W. J. Chaplin, S. Couvidat, A. Eff-Darwich, S. J. Jiménez-Reyes, S. G. Korzennik, J. Ballot, P. Boumier, E. Fossat, C. J. Henney, R. Howe, M. Lazrek, J. Lochard, P. L. Pallé et S. Turck-Chièze. About the rotation of the solar radiative interior. *Sol. Phys.*, 220:269–285, avril 2004a.
- R. A. García, S. J. Jiménez-Reyes, S. Turck-Chièze, J. Ballot et C. J. Henney. Solar Low-Degree P-Mode Parameters after 8 Years of Velocity Measurements with SOHO. Dans D. Danesy, éditeur, *ESA SP-559 : SOHO 14 Helio- and Asteroseismology : Towards a Golden Future*, volume 14, pages 436–+, octobre 2004b.
- R. A. García, S. Mathur, J. Ballot, S. J. Jiménez-Reyes et S. G. Korzennik. Influence of the low-degree high-order p-mode splittings on the solar rotation profile. *Sol. Phys.*, submitted, 2007a.
- R. A. García, C. Régulo, S. Turck-Chièze, L. Bertello, A. G. Kosovichev, A. S. Brun, S. Couvidat, C. J. Henney, M. Lazrek, R. K. Ulrich et F. Varadi. Low-Degree Low-Order Solar p Modes As Seen By GOLF On board SOHO. *Sol. Phys.*, 200:361–379, mai 2001b.
- R. A. Garcia, S. Turck-Chieze, J. Ballot, S. Couvidat, A. Eff-Darwich, S. J. Jiménez-Reyes, S. Mathur, P. L. Pallé et The GOLF-Ng Team. The solar radiative interior : gravity modes and future instrumentation. Dans F. Combes, D. Barret, T. Contini, F. Meynadier et L. Pagani, éditeurs, *SF2A-2004 : Semaine de l'Astrophysique Francaise*, pages 99–+, décembre 2004.
- R. A. García, S. Turck-Chièze, P. Boumier, J. M. Robillot, L. Bertello, J. Charra, H. Dzitko, A. H. Gabriel, S. J. Jiménez-Reyes, P. L. Pallé, C. Renaud, T. Roca Cortés et R. K. Ulrich. Global solar Doppler velocity determination with the GOLF/SoHO instrument. *A&A*, 442:385–395, octobre 2005.
- R. A. García, S. Turck-Chièze, S. J. Jiménez-Reyes, J. Ballot, P. L. Pallé, A. Eff-Darwich, S. Mathur et J. Provost. Tracking Solar Gravity Modes : The Dynamics of the Solar Core. *Science*, 316:1591–, juin 2007b.
- B. Gelly, M. Lazrek, G. Grec, A. Ayad, F. X. Schmider, C. Renaud, D. Salabert et E. Fossat. Solar p-modes from 1979 days of the GOLF experiment. *A&A*, 394:285–297, octobre 2002.
- D. O. Gough. Theory of Solar Oscillations. Dans E. Rolfe et B. Battrick, éditeurs, *ESA SP-235 : Future Missions in Solar, Heliospheric & Space Plasma Physics*, pages 183–+, 1985.
- G. Grec, E. Fossat et M. Pomerantz. Solar oscillations - Full disk observations from the geographic South Pole. *Nature*, 288:541–544, décembre 1980.

- G. Grec, E. Fossat et M. A. Pomerantz. Full-disk observations of solar oscillations from the geographic South Pole - Latest results. *Sol. Phys.*, 82:55–66, janvier 1983.
- G. Grec, J. Provost, C. Renaud et G. Berthomieu. GOLF : Probing the Observed Low Frequency Spectrum with a Numerical Model. Dans D. Danesy, éditeur, *SOHO 14 Helio- and Asteroseismology : Towards a Golden Future*, volume 559 de *ESA Special Publication*, pages 452–+, octobre 2004.
- G. Grec et C. Renaud. Monte Carlo filtering for the detection of phase-coherent solar signal in the low-frequency domain. Dans H. Sawaya-Lacoste, éditeur, *ESA SP-517 : GONG+ 2002. Local and Global Helioseismology : the Present and Future*, volume 12, pages 287–290, février 2003.
- N. Grevesse et A. Noels. Cosmic Abundances of the Elements. Dans N. Prantzos, E. Vangioni-Flam et M. Casse, éditeurs, *Origin and evolution of the elements : proceedings of a symposium in honour of H. Reeves, held in Paris, June 22-25, 1992. Edited by N. Prantzos, E. Vangioni-Flam and M. Casse. Published by Cambridge University Press, Cambridge, England, 1993, p.14*, pages 14–+, janvier 1993.
- J. A. Guzik, L. S. Watson et A. N. Cox. Can Enhanced Diffusion Improve Helioseismic Agreement for Solar Models with Revised Abundances ? *ApJ*, 627:1049–1056, juillet 2005.
- C. J. Hansen, J. P. Cox et H. M. van Horn. *ApJ*, 217:151, 1977.
- J. Harvey. High-Resolution Helioseismology. Dans E. Rolfe et B. Battrick, éditeurs, *Future Missions in Solar, Heliospheric & Space Plasma Physics*, volume 235 de *ESA Special Publication*, pages 199–+, 1985.
- H. Hill, C. Fröhlich, M. Gabriel et V. A. Kotov. *Solar gravity modes*, pages 562–617. Solar interior and atmosphere (A92-36201 14-92). Tucson, AZ, University of Arizona Press, 1991, p. 562-617., 1991.
- R. Howe, J. Christensen-Dalsgaard, F. Hill, R. W. Komm, R. M. Larsen, J. Schou, M. J. Thompson et J. Toomre. Dynamic Variations at the Base of the Solar Convection Zone. *Science*, 287:2456–2460, mars 2000.
- C. A. Iglesias et F. J. Rogers. Updated Opal Opacities. *ApJ*, 464:943–+, juin 1996.
- G. R. Isaak, H. B. van der Raay, P. L. Palle, T. R. Cortes et P. Delache. Solar G modes. *Memorie della Societa Astronomica Italiana*, 55:91–97, juin 1984.
- A. Jimenez, F. Perez Hernandez, A. Claret, P. L. Palle, C. Regulo et T. Roca Cortes. The rotation of the solar core. *ApJ*, 435:874–880, novembre 1994.
- S. J. Jiménez-Reyes, W. J. Chaplin, Y. Elsworth, R. A. García, R. Howe, H. Socas-Navarro et T. Toutain. On the Variation of the Peak Asymmetry of Low- l Solar p Modes. *ApJ*, 654: 1135–1145, janvier 2007.

- R. W. Komm, E. Anderson, F. Hill, R. Howe, I. Fodor et P. Stark. Multitaper Analysis Applied to a 3-month Time Series. Dans S. Korzennik, éditeur, *Structure and Dynamics of the Interior of the Sun and Sun-like Stars*, volume 418 de *ESA Special Publication*, pages 257–+, 1998.
- S. G. Korzennik. A Mode-Fitting Methodology Optimized for Very Long Helioseismic Time Series. *ApJ*, 626:585–615, juin 2005.
- A. G. Kosovichev. Inversion methods in helioseismology and solar tomography. *J. Comput. Appl. Math*, 109:139, 1999.
- P. Kumar, E. J. Quataert et J. N. Bahcall. Observational Searches for Solar g-Modes : Some Theoretical Considerations. *ApJ Lett.*, 458:L83+, février 1996.
- J. W. Leibacher. The global oscillation network group (GONG) project. *Advances in Space Research*, 24:173–176, 1999.
- R. B. Leighton, R. W. Noyes et G. W. Simon. Velocity Fields in the Solar Atmosphere. I. Preliminary Report. *ApJ*, 135:474–+, mars 1962.
- A. Maeder et G. Meynet. Stellar evolution with rotation. VII. . Low metallicity models and the blue to red supergiant ratio in the SMC. *A&A*, 373:555–571, juillet 2001.
- A. Maeder et J.-P. Zahn. Stellar evolution with rotation. III. Meridional circulation with MU-gradients and non-stationarity. *A&A*, 334:1000–1006, juin 1998.
- S. Mathis et J. . Zahn. Transport and mixing by internal waves in stellar interiors : effect of the Coriolis force. *ArXiv e-prints*, 706, juin 2007.
- S. Mathis et J.-P. Zahn. Transport and mixing in the radiation zones of rotating stars. II. Axisymmetric magnetic field. *A&A*, 440:653–666, septembre 2005.
- S. Mathur, S. Turck-Chièze, S. Couvidat et R. A. García. On the Characteristics of the Solar Gravity Mode Frequencies. *ApJ*, 668:594–602, octobre 2007.
- G. Michaud et C. R. Proffitt. Particle transport processes. Dans W. W. Weiss et A. Baglin, éditeurs, *IAU Colloq. 137 : Inside the Stars*, volume 40 de *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, pages 246–259, janvier 1993.
- A. Mitchell et M. Zemansky. *Resonance radiation and excited atoms*. Cambridge at the University Press, 1971.
- P. Morel. CESAM : A code for stellar evolution calculations. *A&AS*, 124:597–614, septembre 1997.
- A. Palacios, C. Charbonnel, S. Talon et L. Siess. Rotational mixing in low-mass stars. II. Self-consistent models of Pop II RGB stars. *A&A*, 453:261–278, juillet 2006.
- A. Palacios, S. Talon, C. Charbonnel et M. Forestini. Rotational mixing in low-mass stars. I Effect of the mu-gradients in main sequence and subgiant Pop I stars. *A&A*, 399:603–616, février 2003.

- P. L. Pallé. *Detection of the solar spectrum of gravity modes*. Thèse de doctorat, , Universidad de La Laguna Tenerife, (1986), 1986.
- P. L. Pallé. The search for solar gravity modes. *Advances in Space Research*, 11:29–38, 1991.
- P. L. Pallé et T. Roca-Cortés. Search for Solar G-Modes from 1981-1985. Dans J. Christensen-Dalsgaard et S. Frandsen, éditeurs, *Advances in Helio- and Asteroseismology*, volume 123 de *IAU Symposium*, pages 79–+, 1988.
- W. H. Press, S. A. Teukolsky, W. T. Vetterling et B. P. Flannery. *Numerical recipes in FORTRAN. The art of scientific computing*. Cambridge : University Press, [c1992, 2nd ed., 1992.
- J. Provost. NOSC : Nice OScillations Code. *Ap&SS*, pages 432–+, novembre 2007.
- J. Provost et G. Berthomieu. Asymptotic properties of low degree solar gravity modes. *A&A*, 165:218–226, septembre 1986.
- J. Provost, G. Berthomieu et P. Morel. Low-frequency p- and g-mode solar oscillations. *A&A*, 353:775–785, janvier 2000.
- T. I. Rashba, V. B. Semikoz, S. Turck-Chièze et J. W. F. Valle. Probing the internal solar magnetic field through g modes. *MNRAS*, 377:453–458, mai 2007.
- D. Richard et J.-P. Zahn. Turbulence in differentially rotating flows. What can be learned from the Couette-Taylor experiment. *A&A*, 347:734–738, juillet 1999.
- T. M. Rogers et G. A. Glatzmaier. Gravity waves in the Sun. *MNRAS*, 364:1135–1146, décembre 2005.
- P. H. Scherrer, R. S. Bogart, R. I. Bush, J. T. Hoeksema, A. G. Kosovichev, J. Schou, W. Rosenberg, L. Springer, T. D. Tarbell, A. Title, C. J. Wolfson, I. Zayer et MDI Engineering Team. The Solar Oscillations Investigation - Michelson Doppler Imager. *Sol. Phys.*, 162:129–188, 1995.
- J. Schou, H. M. Antia, S. Basu, R. S. Bogart, R. I. Bush, S. M. Chitre, J. Christensen-Dalsgaard, M. P. di Mauro, W. A. Dziembowski, A. Eff-Darwich, D. O. Gough, D. A. Haber, J. T. Hoeksema, R. Howe, S. G. Korzennik, A. G. Kosovichev, R. M. Larsen, F. P. Pijpers, P. H. Scherrer, T. Sekii, T. D. Tarbell, A. M. Title, M. J. Thompson et J. Toomre. Helioseismic Studies of Differential Rotation in the Solar Envelope by the Solar Oscillations Investigation Using the Michelson Doppler Imager. *ApJ*, 505:390–417, septembre 1998.
- H. Shibahashi et S. Tamura. A seismic solar model with the updated elemental abundances. Dans *Proceedings of SOHO 18/GONG 2006/HELAS I, Beyond the spherical Sun*, volume 624 de *ESA Special Publication*, octobre 2006.
- L. Siess, E. Dufour et M. Forestini. An internet server for pre-main sequence tracks of low- and intermediate-mass stars. *A&A*, 358:593–599, juin 2000.
- E. A. Spiegel et J.-P. Zahn. The solar tachocline. *A&A*, 265:106–114, novembre 1992.

- M. S. Spiegel. *Statistics, Schaum's outline series : Theory and problems*. 1972.
- S. M Sze. *Physics of semi-conductor devices*. Wiley-Interscience, 2nde édition, 1981.
- S. Talon. *Hydrodynamique des étoiles en rotation*. Thèse de doctorat, , Observatoire de Paris, (1997), 187 pages, 1997.
- M. Tassoul. Asymptotic approximations for stellar nonradial pulsations. *ApJS*, 43:469–490, août 1980.
- S. Thiery, P. Boumier, A. H. Gabriel, L. Bertello, M. Lazrek, R. A. García, G. Grec, J. M. Robillot, T. Roca Cortés, S. Turck-Chièze et R. K. Ulrich. Analysis of asymmetric p-mode profiles in GOLF data. *A&A*, 355:743–750, mars 2000.
- M. J. Thompson, J. Christensen-Dalsgaard, M. S. Miesch et J. Toomre. The Internal Rotation of the Sun. *ARA&A*, 41:599–643, 2003.
- D. J. Thomson, C. G. MacLennan et L. J. Lanzerotti. Propagation of Solar Oscillations Through the Interplanetary Medium. *Nature*, 376:139–+, juillet 1995.
- S. Turck-Chièze. Solar gravity modes : Present and future. *Advances in Space Research*, 37: 1569–1575, 2006.
- S. Turck-Chièze et al. The DynaMICS perspective. Dans *ESA SP-624 : Proceedings of SOHO 18/GONG 2006/HELAS I, Beyond the spherical Sun*, octobre 2006.
- S. Turck-Chièze, A. S. Brun et R. A. Garcia. Predictions of the Solar Neutrino Fluxes and the Solar Gravity Mode Frequencies from the Solar Sound Speed Profile. Dans S. Korzennik, éditeur, *Structure and Dynamics of the Interior of the Sun and Sun-like Stars*, volume 418 de *ESA Special Publication*, pages 549–+, 1998.
- S. Turck-Chièze, S. Couvidat, A. G. Kosovichev, A. H. Gabriel, G. Berthomieu, A. S. Brun, J. Christensen-Dalsgaard, R. A. García, D. O. Gough, J. Provost, T. Roca-Cortés, I. W. Roxburgh et R. K. Ulrich. Solar Neutrino Emission Deduced from a Seismic Model. *ApJ Lett.*, 555:L69–L73, juillet 2001.
- S. Turck-Chièze, S. Couvidat et L. Piau. Helioseismology, Neutrinos and Radiative Zones. Dans G. Alecian, O. Richard et S. Vauclair, éditeurs, *EAS Publications Series*, volume 17 de *EAS Publications Series*, pages 149–154, 2005.
- S. Turck-Chièze, S. Couvidat, L. Piau, J. Ferguson, P. Lambert, J. Ballot, R. A. García et P. Nghiem. Surprising Sun : A New Step Towards a Complete Picture ? *Physical Review Letters*, 93(21):211102–+, novembre 2004a.
- S. Turck-Chièze, R. A. Garcia, S. Couvidat, J. Ballot, S. J. Jiménez-Reyes, E. Fossat, B. Gelly, S. Mathur, P. A. P. Nghiem, P. Pallé, J. Robillot et The GOLF-Ng Technical Team. Gravity Modes with a Resonant Scattering Spectrophotometer. Dans D. Danesy, éditeur, *ESA SP-559 : SOHO 14 Helio- and Asteroseismology : Towards a Golden Future*, pages 85–+, octobre 2004b.

- S. Turck-Chièze, R. A. García, S. Couvidat, R. K. Ulrich, L. Bertello, F. Varadi, A. G. Kosovichev, A. H. Gabriel, G. Berthomieu, A. S. Brun, I. Lopes, P. Pallé, J. Provost, J. M. Robillot et T. Roca Cortés. Erratum : “Looking for Gravity-Mode Multiplets with the GOLF Experiment aboard SOHO” ([ApJ](bib_query ?2004ApJ...604..455T), 604, 455 [2004]). *ApJ*, 608:610–610, juin 2004d.
- S. Turck-Chièze, R. A. García, S. Couvidat, R. K. Ulrich, L. Bertello, F. Varadi, A. G. Kosovichev, A. H. Gabriel, G. Berthomieu, A. S. Brun, I. Lopes, P. Pallé, J. Provost, J. M. Robillot et T. Roca Cortés. Looking for Gravity-Mode Multiplets with the GOLF Experiment aboard SOHO. *ApJ*, 604:455–468, mars 2004c.
- S. Turck-Chièze et S. Talon. *Advances in Space Research*, Available online, 2007.
- A. Zatri, J. Provost, G. Berthomieu, P. Morel et T. Corbard. Sensitivity of low degree oscillations to the change in solar abundances. *A&A*, 469:1145–1149, juillet 2007.
- J.-P. Zahn. Circulation and turbulence in rotating stars. *A&A*, 265:115–132, novembre 1992.

Résumé

Cette thèse traite de l'étude de la zone radiative du Soleil par le biais des modes de gravité, en particulier la dynamique. Le profil de rotation dans la partie centrale du Soleil est encore mal connu alors que le cœur représente plus de 50% de la masse du Soleil. Afin d'avoir une vision globale de l'évolution des étoiles, nous cherchons à mettre des contraintes sur les processus dynamiques ayant lieu dans le Soleil. Nous avons emprunté plusieurs voies pour cette étude : la modélisation, la mise au point et l'étude d'un nouvel instrument, les observations et les inversions de la rotation. Une meilleure compréhension de la dynamique solaire nécessite la détection des modes de gravité. Un prototype technologique construit au CEA (GOLF-NG) a pour but de valider certains points techniques et de préparer pour une mission scientifique dédiée à la détection des modes de gravité. Nous avons étudié le photodétecteur ainsi que la réponse de l'instrument complet. Nous montrons la faisabilité de l'instrument ainsi que son bon fonctionnement après avoir observé la résonance dans les différents canaux. En attendant que cette mission prenne jour, l'analyse des données de GOLF, à bord de SoHO, nous a permis de détecter un candidat mode de gravité et d'observer la signature des modes de gravité dipolaires. Ce travail a en particulier bénéficié d'une approche plus théorique sur la prédiction des modes de gravité. Nous montrons l'impact de différents processus et quantités physiques sur ces prédictions. Enfin, les processus dynamiques au sein du Soleil étant pour le moment peu ou mal contraints, nous avons essayé de voir l'impact de l'ajout d'un ou plusieurs modes de gravité dans les inversions sur les profils de rotation extraits. Nous avons aussi voulu donner des contraintes sur les observations afin d'obtenir une information non négligeable sur le profil de rotation dans la zone radiative, en particulier dans le cœur.

Mots-clés : Soleil – Héliosismologie – Modes de gravité – Rotation – Modélisation – Instrumentation – GOLF/SoHO – GOLF-NG

Abstract

This thesis is dedicated to the study of the dynamics of the solar radiative zone through gravity modes. Though the core represents more than 50% of the solar mass, we still do not have an accurate vision of the rotation profile in the very inner part of the Sun. To understand the evolution of stars, we try to put constraints on dynamic processes. Several paths have been followed in this thesis to tackle this issue : solar modeling, the study of a new instrument, observations and inversions of the rotation. The necessity of the detection of gravity modes is driven by the will for a better comprehension of the solar dynamics. With a technological prototype built at the CEA (GOLF-NG), we want to validate a few technical points and prepare the scientific mission which aim will be to detect these gravity modes. We studied first the photodetector and then the whole instrument response. We show the feasibility of the instrument. The observation of the resonance in all the channels proves that it works the way we expected. However, before this mission takes place, the analysis of GOLF data enabled us to detect one gravity-mode candidate as well as the signature of dipole gravity modes. This work benefited from a more theoretical approach on the prediction of gravity-mode frequencies. We show the influence of several physical processes and quantities. Finally, as the dynamical processes in the Sun are not well constrained, we tried to understand the impact of the introduction of one and several gravity modes on the inferred rotation profiles. We also tried to give constraints on the observations so that we could obtain some information on the rotation profile in the radiative zone, specially in the core.

Key words : Sun – Helioseismology – Gravity modes – Rotation – Solar modeling – Instrumentation – GOLF/SoHO – GOLF-NG