



**HAL**  
open science

# Astrométrie solaire à haute résolution, Spectre solaire à haute résolution, et Influence du Soleil sur le climat

Mustapha Meftah

► **To cite this version:**

Mustapha Meftah. Astrométrie solaire à haute résolution, Spectre solaire à haute résolution, et Influence du Soleil sur le climat. Astrophysique stellaire et solaire [astro-ph.SR]. Université Versailles Saint Quentin en Yvelines, 2019. tel-02293842

**HAL Id: tel-02293842**

**<https://insu.hal.science/tel-02293842v1>**

Submitted on 22 Sep 2019

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

UNIVERSITE DE VERSAILLES SAINT-QUENTIN-EN-YVELINES

Laboratoire Atmosphères, Milieux, Observations spatiales  
LATMOS – UMR 8190

## **HABILITATION A DIRIGER DES RECHERCHES**

DISCIPLINE / SPECIALITE : ASTRONOMIE & ASTROPHYSIQUE

Présentée par :

**Mustapha MEFTAH**

**Astrométrie solaire à haute résolution,  
Spectre solaire à haute résolution,  
et Influence du Soleil sur le climat**

Soutenue le : 24 mai 2019

### **JURY**

Mr. Steven DEWITTE, Directeur de Recherche, RMIB à Bruxelles (Rapporteur)  
Mme Nathalie HURET, Professeur, Université de Clermont-Ferrand – OPGC (Rapporteur)  
Mme Nadège MEUNIER, Astronome, Université de Grenoble – IPAG (Rapporteur)  
Mr. Thierry CORBARD, Astronome Adjoint, Observatoire de la Côte d'Azur (Examineur)  
Mr Pierre Richard DAHOO, Professeur, UVSQ – LATMOS (Examineur)  
Mr. Philippe KECKHUT, Astronome, UVSQ – LATMOS (Tuteur)



« La vérité est comme le Soleil, elle fait tout voir et ne se laisse pas regarder. »

*Victor Hugo*

*À toute ma famille, À Gayant et à tous les Douaisiens (France) ...*

*À la commune d'Aïn El Arbaa (Algérie) ...*

# Remerciements

*En premier lieu, je tiens à remercier Philippe KECKHUT (Directeur du LATMOS) et à lui exprimer toute ma gratitude pour m'avoir accompagné, conseillé et soutenu dans ce parcours de l'Habilitation à Diriger des Recherches (HDR). Je lui suis extrêmement reconnaissant. Je remercie chaleureusement et amicalement Thierry CORBARD (OCA) pour tous les conseils qu'il m'a donnés sur la partie « astrométrie solaire » de ce mémoire. Je tiens aussi à exprimer mon profond respect à Slimane BEKKI (Responsable de l'équipe STRATO du LATMOS) pour la confiance qu'il m'a témoignée depuis plusieurs années. Ces conseils, ces encouragements permanents et son dynamisme, ont joué un rôle déterminant dans ce travail. Il m'a conseillé sur les thématiques « spectre solaire à haute résolution » et « influence du Soleil sur le climat de la Terre ».*

*Je remercie vivement Madame Nathalie HURET, Madame Nadège MEUNIER et Monsieur Steven DEWITTE pour avoir accepté d'évaluer ce travail et d'être rapporteurs de cette HDR. Chacun d'eux apporte par sa thématique de recherche un éclairage particulier.*

*Je remercie aussi les examinateurs qui ont accepté d'être membre du jury de ma soutenance d'Habilitation à Diriger des Recherches.*

*Mes remerciements vont aussi à ceux qui m'ont accompagné au cours de ces vingt dernières années. Le présent mémoire met en évidence les échanges que j'ai eus avec un grand nombre de collègues de disciplines scientifiques très variées. Ce travail d'HDR doit beaucoup à tous ceux avec qui j'ai partagé mes idées, mes réflexions, mes doutes et mes projets. Dès lors, je tiens à remercier mes collègues des différents instituts et centres de recherche nationaux et internationaux (LATMOS, OCA, Université Paris Saclay, Sorbonne Université, PMOD/WRC, IRMB, IASB, ORB, LASP, Université de Boulder, Université de Stanford, Yale, etc.).*

*Enfin, et surtout, merci à mes proches, mon épouse et mes deux enfants, qui m'auront encouragé tout le long de la préparation de cette HDR.*

« Là où il y a une volonté, il y a un chemin. »

*Vladimir Ilitch Oulianov*

## **Titre : Astrométrie solaire à haute résolution, spectre solaire à haute résolution, et influence du Soleil sur le climat**

— **Résumé** — Le rôle de la variabilité solaire sur le changement climatique reste un sujet d'intérêt scientifique et sociétal fort. Comprendre l'évolution récente du climat passé et se projeter dans l'avenir nécessitent d'être capable de faire la distinction entre les variations climatiques d'origine anthropique et les variations naturelles, notamment d'origine solaire. L'objectif scientifique global poursuivi dans le cadre de mes recherches est d'améliorer notre connaissance du Soleil (diamètre et spectre solaire) et de pouvoir mieux estimer l'impact du forçage solaire sur le climat. La mise en œuvre d'instruments scientifiques et l'utilisation de données de différents types d'observation (sol, in situ, satellitaire) représentent les principaux outils utilisés. L'approche que je poursuis s'appuie sur le développement d'instruments scientifiques et sur l'exploitation des données associées. Mes principaux intérêts de recherche concernent l'astrométrie solaire à haute résolution et le spectre solaire à haute résolution. Pendant longtemps, on s'est interrogé sur une éventuelle relation entre diamètre solaire, activité solaire et climat. Aujourd'hui, la valeur absolue du diamètre de notre astre représente surtout un intérêt en astronomie stellaire. Connaître le diamètre solaire avec la plus grande précision possible est indispensable pour savoir si notre étoile est stable dans le temps. Les variations du diamètre solaire reflètent des processus encore mal compris qui peuvent être associés au cycle de l'activité magnétique sous la surface du Soleil. Par ailleurs, je travaille sur le suivi à long terme des variations de l'éclairement solaire spectral. La mesure précise du spectre solaire hors atmosphère et de sa variabilité au cours du temps constituent des entrées fondamentales pour la physique solaire, la photochimie atmosphérique terrestre, et le climat de la Terre. Mes perspectives de recherche portent sur l'influence du Soleil sur le climat. Je m'intéresse à la variabilité solaire et à son effet sur le climat de la Terre à l'échelle globale et régionale. Plusieurs mécanismes ont été proposés pour décrire l'influence de la variabilité solaire sur le climat mais leur efficacité n'est pas clairement établie. L'idée est de pouvoir mieux estimer l'impact du forçage solaire sur le climat. Dès lors, je m'intéresse à la mesure du bilan radiatif de la Terre et à son déséquilibre énergétique pour essayer d'obtenir des informations qui peuvent permettre de contraindre les forçages radiatifs mal connus (aérosols, interactions avec les aérosols, éclairement solaire total et UV, *etc.*) et révéler surtout l'orientation future du changement climatique. Pour cela, je travaille sur le développement d'un petit satellite dédié à la mesure du bilan radiatif de la Terre.

**Mots-clés** : Soleil, Diamètre, Spectre, UV, Climat, Instrumentation, Satellite.

## **Title : Solar astrometry, solar spectrum, and the Sun Earth Relationship**

— **Abstract** — The role of solar variability in climate evolution remains a topic of considerable scientific and societal importance. To understand the recent evolution of the past climate and to project oneself in the future need to be able to distinguish between the climatic variations of anthropic origin and the natural variations, in particular of solar origin. The overall scientific objective pursued in the context of my research is to improve our knowledge of the Sun (diameter and solar spectrum) and to better estimate the impact of solar forcing on climate. The implementation of scientific instruments and the use of data from different types of observation (ground, in situ, satellite) are the main tools used. The implemented approach relies on the development of scientific instruments and the exploitation of associated data. My main research interests are in high resolution solar astrometry and high resolution solar spectrum. For a long time, we wondered about a possible relationship between solar diameter, solar activity and climate. Today, the absolute value of the diameter of our star represents above all an interest in stellar astronomy. Knowing the solar diameter with the greatest accuracy is essential to know if our star is stable in time. Variations in solar diameter reflect processes that are still poorly understood and can be associated with the cycle of magnetic activity below the Sun's surface. In addition, I am working on the long-term monitoring of the solar spectral irradiance variations. Accurate measurement of the solar spectrum at the top of the atmosphere and its variability over time are fundamental inputs for solar physics, terrestrial atmospheric photochemistry, and Earth's climate. My research perspectives are on the influence of the Sun on the climate. I am interested in solar variability and its effect on the Earth's climate at global and regional scale. Several mechanisms have been proposed to describe the influence of solar variability on the climate but their effectiveness is not clearly established. The idea is to better estimate the impact of solar forcing on climate. Indeed, I am interested in the measurement of the radiative budget of the Earth and its energy imbalance. The idea is to obtain information that can help to constrain poorly known radiative forcings (aerosols, interactions with aerosols, total solar irradiance, UV spectral irradiance, *etc.*) and to reveal the future direction of climate change. For this, I am working on the development of a small satellite dedicated to the measurement of the radiative budget of the Earth.

**KeyWords** : Sun, Diameter, Spectrum, UV, Climate, Instrumentation, Satellite.

# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>1 Curriculum Vitæ</b>	<b>5</b>
1.1 Identité, formation & expériences professionnelles . . . . .	6
1.2 Thèmes de Recherche . . . . .	10
1.3 Publications dans les revues avec comité de lecture . . . . .	11
1.4 Autres publications depuis 2009 . . . . .	15
1.5 Contributions orales sans actes à des conférences internationales depuis 2009 . . . . .	18
1.6 Expertises, « Referee » et participation à des jurys de thèse . . . . .	19
1.7 Activités d'enseignement & d'encadrement . . . . .	20
1.8 Responsabilités collectives, animation & diffusion . . . . .	22
<b>2 Astrométrie solaire à haute résolution</b>	<b>23</b>
2.1 Introduction et contexte scientifique . . . . .	24
2.2 Contexte historique . . . . .	25
2.3 La mission PICARD et les développements instrumentaux . . . . .	27
2.3.1 Le télescope SODISM à bord du satellite PICARD . . . . .	27
2.3.2 Le télescope SODISM II et les instruments PICARD SOL . . . . .	28
2.3.3 L'adaptation de l'instrument SODISM II . . . . .	29
2.3.4 Etalonnages et corrections des images de l'instrument SODISM II	30
2.3.5 Effets atmosphériques sur les mesures SODISM II . . . . .	33
2.4 La détermination absolue du diamètre solaire à partir des instruments PICARD . . . . .	37

2.4.1	Introduction . . . . .	37
2.4.2	Résultats . . . . .	38
2.5	Surveillance à long terme du diamètre solaire (PICARD) . . . . .	38
2.5.1	Introduction et ordre de grandeur des variations recherchées . . . . .	38
2.5.2	L'environnement associé aux observations PICARD SOL . . . . .	41
2.5.3	Variations du demi-diamètre solaire observées avec PICARD . . . . .	43
2.6	Profil d'assombrissement centre-bord observé par SODISM . . . . .	46
2.7	Conclusions, perspectives et projet scientifique . . . . .	47
2.7.1	Vers un cycle solaire complet de mesures avec PICARD . . . . .	47
2.7.2	Perspectives avec le projet METEOSPACE (météorologie de l'espace au sol à $H\alpha$ ) . . . . .	48
2.7.3	Perspectives avec le future télescope SUAVE observant dans l'UV (météorologie de l'espace hors atmosphère à Lyman-Alpha) . . . . .	50
<b>3</b>	<b>Spectre solaire à haute résolution et suivi de l'éclairement spectral</b>	<b>51</b>
3.1	Introduction et contexte scientifique . . . . .	52
3.2	Contexte historique et difficulté des mesures . . . . .	55
3.2.1	Le spectre solaire et les raies de Fraunhofer . . . . .	55
3.2.2	Les mesures au sol du spectre solaire et les principales limitations . . . . .	56
3.2.3	Les mesures hors atmosphère du spectre solaire . . . . .	62
3.3	Détermination absolue du spectre solaire depuis l'espace . . . . .	65
3.4	Différentes méthodes pour obtenir un spectre solaire à haute résolution . . . . .	66
3.5	Conclusions, perspectives et projet scientifique . . . . .	69
3.5.1	Vers une nouvelle version du spectre solaire SOLAR-ISS (V 2.0) . . . . .	69
3.5.2	Développement d'un spectromètre solaire de nouvelle génération . . . . .	74
3.5.3	Vers la détermination d'un spectre solaire à très haute résolution . . . . .	76
3.5.4	Vers la détermination de la variation du spectre solaire au cours du temps (programme SOL-ATMOS) . . . . .	79
3.5.5	Vers la validation d'un nouveau composite de l'éclairement solaire total (groupe de travail international) . . . . .	82

<b>4</b>	<b>Influence du Soleil sur le climat de la Terre</b>	<b>85</b>
4.1	Problématique et contexte scientifique . . . . .	86
4.1.1	Introduction . . . . .	86
4.1.2	Modèles simplifiés de l'équilibre radiatif de la Terre . . . . .	90
4.1.3	Contributions au réchauffement climatique et forçage radiatif . . . . .	95
4.2	Influence du Soleil sur le climat de la Terre & bilan radiatif . . . . .	99
4.2.1	Introduction . . . . .	99
4.2.2	Sensibilité de la réponse tropicale à l'ozone stratosphérique au cycle de rotation solaire . . . . .	102
4.2.3	Importance de la mesure du bilan radiatif de la Terre . . . . .	103
4.3	Conclusions, perspectives et projet scientifique . . . . .	105
4.3.1	Vers une meilleure compréhension de l'influence du Soleil sur le climat de la Terre (programme SOL-ATMOS) . . . . .	107
4.3.2	Vers la mesure du bilan radiatif (projet SERB) . . . . .	109
<b>5</b>	<b>Conclusions</b>	<b>113</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>117</b>
	<b>Notations</b>	<b>125</b>
<b>A</b>	<b>Liste des 5 publications sélectionnées &amp; articles associés</b>	<b>127</b>
A.1	Article 1 : PICARD/SODISM, a space telescope to study the Sun from the middle ultraviolet to the near infrared . . . . .	128
A.2	Article 2 : Ground-based measurements of the solar diameter during the rising phase of solar cycle 24 . . . . .	163
A.3	Article 3 : Solar radius determined from PICARD/SODISM observations . . . . .	179
A.4	Article 4 : SOLAR-ISS : A new reference spectrum based on SOLAR/-SOLSPEC observations . . . . .	190
A.5	Article 5 : Sensitivity of the tropical stratospheric ozone response to the solar rotational cycle . . . . .	205
<b>B</b>	<b>Correction de la réfraction astronomique (observation du Soleil)</b>	<b>227</b>



<b>C</b>	<b>Influence de la turbulence sur le rayon solaire (simulations)</b>	<b>239</b>
C.1	Relation objet-image . . . . .	240
C.2	Fonction de transfert instrument + atmosphère ( $\Phi(q)$ ) . . . . .	241
C.2.1	PSF et FTO d'un instrument optique hors atmosphère . . . . .	241
C.2.2	Fonctions de transfert de l'atmosphère et PSF . . . . .	244
C.3	Fonction d'assombrissement centre bord et fonction $I(q)$ . . . . .	246
C.3.1	Modèle empirique de Hestroffer & Magnan (1998) . . . . .	246
C.3.2	Modèle empirique de Neckel (2005) . . . . .	246
C.4	Profil solaire observé et position du point d'inflexion . . . . .	247
C.4.1	Profil solaire observé en fonction de $I(q)$ et de $\Phi(q)$ . . . . .	247
C.4.2	Définition du rayon solaire – méthode du point d'inflexion . . . . .	248
C.4.3	Biais vis à vis de la détermination du rayon solaire . . . . .	248
C.5	Rappels mathématiques . . . . .	248
C.5.1	La fonction gamma ( $\Gamma$ ) . . . . .	248
C.5.2	Les fonctions de Bessel ( $J_m$ ) . . . . .	249
C.5.3	La transformation de Fourier ( $\mathcal{F}$ ) . . . . .	250
C.5.4	La transformation de Hankel ( $\mathcal{H}$ ) . . . . .	250
<b>D</b>	<b>Conversion air–vide (<math>\lambda</math>)</b>	<b>251</b>
<b>E</b>	<b>Paramètres influençant la mesure du spectre solaire depuis le sol</b>	<b>253</b>
E.1	Spectre solaire hors atmosphère . . . . .	253
E.2	L'atmosphère de la Terre . . . . .	254
E.3	Spectre solaire observé depuis la surface de la Terre . . . . .	256
E.4	Coefficient de la masse d'air ( $AM$ ) . . . . .	256
E.5	Épaisseur optique de l'ozone ( $\tau_{\lambda,O_3}$ ) et bandes de transmission . . . . .	257
E.6	Bandes de transmission de certains gaz ( $H_2O, CO_2, CH_4, O_2$ ) . . . . .	260
E.7	Diffusion de Rayleigh, épaisseur optique et transmission . . . . .	260
E.8	Diffusion de Mie, aérosols, épaisseur optique et transmission . . . . .	261
E.9	Spectre solaire à la surface de la Terre . . . . .	262
<b>F</b>	<b>Proposition de recherche SOL-ATMOS</b>	<b>265</b>

# Introduction

## Introduction générale et parti-pris éditorial

Ce mémoire d'Habilitation à Diriger des Recherches (HDR) représente un document de synthèse dans lequel je mets en perspective une partie de ma démarche et de ma production scientifique. Le contenu du manuscrit de demande d'HDR n'est soumis à aucun format normatif. Ce qui rend plus libre la rédaction de ce document. Un Curriculum Vitæ (CV) détaillé fait partie du manuscrit. Il fait apparaître les éléments de carrière, le bilan scientifique (liste des publications, conférences, communications, *etc.*), les activités d'enseignement & d'encadrement doctoral, la participation à des programmes scientifiques, et les responsabilités collectives. J'ai choisi de présenter un résumé de mes travaux de recherche en adoptant un angle relativement personnel et en mettant l'accent sur des résultats scientifiques innovants. Cinq publications jugées comme significatives de mes travaux au cours de ces dernières années, et utiles à ce mémoire, sont fournies dans l'annexe A. Par ailleurs, une description des projets sur lesquels je suis impliqué est présentée. Les futurs projets de recherche sont présentés de manière concise, où seules les idées maitresses sont discutées. Ce mémoire apporte une contextualisation de mon itinéraire personnel qui permet notamment d'éclairer les choix opérés pour l'HDR.

Au travers de cette HDR, j'ai voulu prendre le temps d'établir un travail de réflexion sur mes activités de recherche qui s'étalent sur plusieurs années. Il s'agit de faire un bilan et de définir une politique de recherche claire sur les années à venir et de pouvoir diriger et soutenir plus fortement des activités de recherche qui me concernent (astrométrie solaire, spectre solaire, influence du Soleil sur le climat, instrumentation scientifique).

## Thèmes de recherche

J'effectue mes activités d'ingénierie et de recherches scientifiques au sein du Laboratoire ATmosphères, Milieux, Observations Spatiales (LATMOS, unité mixte de recherche 8190). Le LATMOS a été créé début 2009 par regroupement du Service d'Aéronomie

(SA) avec une partie du Centre d'Etude des Environnements Terrestres et Planétaires (CETP), tous deux implantés en région parisienne. Le LATMOS est une unité mixte de recherche placée sous la tutelle du Centre National de la Recherche Scientifique (CNRS), de l'Université Paris-Saclay, de l'Université de Versailles-Saint-Quentin-en-Yvelines (UVSQ), et de l'Université Pierre-et-Marie-Curie (Sorbonne Université depuis 2018). Il fait partie de l'observatoire des sciences de l'univers de l'UVSQ et de l'Institut Pierre-Simon-Laplace (IPSL). Le LATMOS est impliqué dans de nombreux projets pour développer et construire des instruments sol, aéroportés, et spatiaux. Un grand nombre de mes analyses est issu de l'analyse des données obtenues à partir des instruments développés au LATMOS. Au travers de mes différentes activités, je fais partie de plusieurs départements scientifiques du LATMOS dont le département « Stratosphère, Haute Troposphère et Interfaces » (STRATO) et le département « Héliosphère, Exosphères Planétaires, Plasmas et Interfaces » (HEPPI).

Mes deux principaux thèmes de recherche sont la physique solaire et les relations Soleil-Terre. Mes différentes études permettent d'apporter des éléments de réponses à quelques questions clés de physique solaire. Par ailleurs, mes différentes analyses contribuent à une meilleure compréhension des relations entre le Soleil et la Terre.

Un de mes objectifs en terme de connaissance est de mieux déterminer quelques paramètres fondamentaux du Soleil tels que le diamètre de notre astre et le spectre solaire. La détermination précise de la valeur absolue du diamètre de notre astre représente un intérêt en astronomie stellaire, car le Soleil est le seul repère de dimension d'une étoile connu avec une bonne précision. La surveillance à long terme du diamètre solaire est indispensable pour savoir si notre étoile est stable au cours du temps ; ce qui représente un intérêt scientifique par rapport à sa signification astrophysique. Quant au spectre solaire et à sa variabilité, ils représentent des intrants clés non seulement pour la physique du climat (Terre et planètes du système solaire) mais aussi pour la physique solaire où le spectre solaire caractérise l'activité des couches extérieures du Soleil (photosphère, chromosphère, couronne). Par comparaison avec les reconstructions théoriques, un spectre mesuré avec précision permet d'évaluer la température, la composition et les densités de l'atmosphère solaire. En outre, les modèles atmosphériques et climatiques ont besoin d'avoir comme donnée d'entrée un spectre solaire variant dans le temps. Ce forçage solaire est basé sur des mesures et des modèles de reconstruction solaire. Concernant les relations Soleil-Terre, une relation quantitative de forçage et de réponse est problématique sans une compréhension claire des mécanismes clés engagés dans l'action de la variabilité solaire sur l'atmosphère et le climat, notamment à l'échelle régionale. Il est maintenant reconnu que l'influence de la variabilité solaire sur l'atmosphère et le climat ne se résume pas à une variation du flux énergétique total (éclairage solaire

total) et à des considérations simples sur le bilan énergétique de la Terre. La réponse de l'atmosphère et du climat à la variabilité solaire implique un large éventail de processus chimiques, dynamiques et radiatifs couplés et les interactions entre les différentes couches atmosphériques et entre l'atmosphère et l'océan. Dans ce cadre, les variations spectrales solaires jouent un rôle assez important.

## Plan

Ce mémoire de demande d'HDR relate mes travaux de recherche depuis plusieurs années. Il est présenté en quatre parties.

Le premier chapitre de ce mémoire présente mon CV détaillé avec une synthèse de mon parcours professionnel jusqu'à aujourd'hui.

Dans le deuxième chapitre de ce document, je m'intéresse à l'astrométrie solaire à haute résolution. Je décris les objectifs, le contexte historique, et l'intérêt de déterminer avec précision le diamètre du Soleil. Je précise pourquoi il est nécessaire de faire une surveillance à long terme du diamètre de notre étoile. Je montre ensuite les développements instrumentaux réalisés dans le cadre du programme PICARD (synergie et complémentarités des mesures Sol/Espace). Je présente les principaux résultats obtenus à partir des instruments d'observation. La détermination absolue du diamètre du Soleil est obtenue pour plusieurs longueurs d'onde. Il s'agit de mesures directes du diamètre solaire photosphérique dont la définition se base sur la position du point d'inflexion de la courbe d'assombrissement centre bord du Soleil. La valeur nominale du diamètre solaire adoptée par l'Union Astronomique Internationale (UAI) en 2015 s'appuie sur une mesure instrumentale (photosphère) et deux déterminations du diamètre sismique (bord solaire déterminé à partir des données de l'héliosismologie où le diamètre est situé sous la photosphère). Dès lors, je montre pourquoi ce choix est contestable et pourquoi il est nécessaire de définir une nouvelle valeur de référence du diamètre solaire. Par ailleurs, je présente les variations du diamètre solaire obtenues à partir des mesures réalisées par les instruments PICARD au cours des huit dernières années. Il est important de suivre ce paramètre sur un cycle solaire d'activité mais aussi sur des échelles de temps plus longues afin d'obtenir un nouveau paramètre de surveillance continue de l'activité solaire. Ce suivi met en évidence une synergie avec le projet de météorologie de l'espace et de surveillance de l'activité solaire (METEOSPACE).

Le troisième chapitre de ce mémoire est consacré à l'étude du spectre solaire à haute résolution. Le programme SOLar SPECTrometer (SOLSPEC) repose sur des mesures du spectre solaire hors atmosphère à bord de la Station Spatiale Internationale (ISS),

sur des reconstructions de la variabilité temporelle et spectrale à l'aide de ces mesures combinées à des indicateurs solaires, et sur le forçage de modèles de chimie-climat par ces reconstructions pour étudier l'impact de la variabilité solaire sur la moyenne atmosphère et, plus généralement, sur le climat. Le programme couvre aussi l'analyse d'observations de l'atmosphère pour estimer l'impact de la variabilité solaire et utiliser ces résultats pour valider les simulations chimie-climat.

Dans le quatrième chapitre de ce mémoire, je m'intéresse à l'influence du Soleil sur le climat de la Terre. Je présente le contexte scientifique, l'importance de la mesure du bilan radiatif et les perspectives possibles autour de cette thématique de recherche. Je mets en évidence l'intérêt que nous avons à utiliser des petits satellites (nano-satellites, micro-satellites) pour imaginer les futures constellations dédiées à l'observation de la Terre.

Enfin, le dernier chapitre est dédié aux conclusions générales de cette HDR. Les principales perspectives de recherche scientifique sont recensées. Les différents travaux présentés me permettent de mettre en exergue l'ensemble des compétences que j'ai pu acquérir et qui me rendent apte à encadrer pleinement des travaux de recherche.

# Chapitre 1

## Curriculum Vitæ

### Sommaire

---

1.1	Identité, formation & expériences professionnelles . . . . .	6
1.2	Thèmes de Recherche . . . . .	10
1.3	Publications dans les revues avec comité de lecture . . . . .	11
1.4	Autres publications depuis 2009 . . . . .	15
1.5	Contributions orales sans actes à des conférences internationales depuis 2009 . . . . .	18
1.6	Expertises, « Referee » et participation à des jurys de thèse	19
1.7	Activités d'enseignement & d'encadrement . . . . .	20
1.8	Responsabilités collectives, animation & diffusion . . . . .	22

---

## 1.1 Identité, formation & expériences professionnelles

**Mustapha MEFTAH – Scientifique instrumentaliste, Chercheur, IR CNRS**

Né le 13 mars 1973 à Douai (59), France

Nationalité Française, marié, deux enfants

– **Adresse professionnelle :**

**LATMOS**, Université de Versailles Saint-Quentin-en-Yvelines, Université Paris Saclay

11 Boulevard d'Alembert, 78280 Guyancourt, France

Tél : +33 (0)1 80 28 51 79

E-mail : [Mustapha.Meftah@latmos.ipsl.fr](mailto:Mustapha.Meftah@latmos.ipsl.fr)

– **A) Position dans les départements du LATMOS**

- Membre du département « Instrumentation Scientifique »
- Membre du département « Stratosphère, Haute Troposphère et Interfaces »
- Membre du département « Héliosphère, Exosphères Planétaires, Plasmas et Interfaces »

– **B) Formation & diplômes**

- Doctorat en structure et évolution de la Terre et des autres planètes (félicitations du jury), Université de Versailles Saint-Quentin-en-Yvelines, France
  - Sujet de thèse : Nouveau regard sur quelques caractéristiques physiques du Soleil
  - Directeur de thèse : Dr. Alain Hauchecorne
- 1998 : Diplôme d'Etudes Approfondies (DEA) en physique (mention très bien), Université Paul Sabatier, INSA, ISAE-SUPAERO, Toulouse, France
- 1998 : Diplôme d'ingénieur généraliste de l'Institut National des Sciences Appliquées (INSA), Toulouse, France
- 1994–1995 : Service national effectué au 2<sup>ème</sup> régiment de dragons et dans la 2<sup>ème</sup> division blindée de la 1<sup>ère</sup> armée française (médaille de la défense nationale), Région Nord, France
- 1992 : Baccalauréat scientifique (mention bien), Douai, France
- Diplôme national du brevet des collèges, Douai, France

– **C) Fonctions & responsabilités**

- Depuis 2015 : Enseignant vacataire à l’Institut Supérieur de l’Aéronautique et de l’Espace (ISAE-SUPAERO), Toulouse, France
- Depuis 2012 : Enseignant vacataire à l’Université de Versailles Saint-Quentin-en-Yvelines, Guyancourt, France
- Depuis 2008 : Ingénieur de Recherche au CNRS, Responsable Projet en instrumentation scientifique, LATMOS, Guyancourt, France
- 1999–2008 : Ingénieur de Recherche au CNRS, Responsable Projet en instrumentation scientifique, Service d’Aéronomie, Verrières le Buisson, France

– **D) Autres responsabilités & expériences professionnelles**

- Depuis 2018 : Membre du Conseil Scientifique du CRAAG, Alger, Algérie
- Depuis 2017 : Coordinateur d’un groupe de travail Paris Saclay dédié à l’utilisation scientifique des petits satellites, Université Paris Saclay, France
- Depuis 2017 : Expert scientifique au PMOD/WRC, Davos, Suisse
- Depuis 2016 : Membre de la commission « Recherche » de l’Université de Versailles Saint-Quentin-en-Yvelines, France
- Depuis 2015 : Coordinateur des activités de Recherche et Développement (R&D) du LATMOS, Guyancourt, France
- 2015–2017 : Coordinateur d’un groupe de travail Paris Saclay dédié à l’instrumentation scientifique (département ingénierie électrique, optique et électronique), Université de Paris Saclay, France
- 2013–2014 : Responsable de la plateforme d’intégration et de tests (PIT) de l’OVSQ, Guyancourt, France
- 2013 : Chercheur invité à l’Institut d’Astronomie, Hawaii, Etats-Unis
- Depuis 2013 : Chercheur invité à l’ORB, Bruxelles, Belgique
- Depuis 2013 : Expert à la Commission Européenne (observation de la Terre, physique solaire, instrumentation spatiale), Bruxelles, Belgique
- 2012–2015 : Chercheur invité à l’Université de Stanford, Palo Alto, Etats-Unis
- 2008–2018 : Chercheur invité à l’IRMB, Bruxelles, Belgique



- 1998–1999 : Stage de recherche (DEA) chez Aérospatiale suivi d’une expérience professionnelle dans le monde industriel, Toulouse, France
- 1997 : Projet d’étude et de recherche à l’ONERA, Toulouse, France
- 1994 : Stage de découverte de la Recherche à l’Ecole des Mines de Douai, France

– **E) Responsabilités dans le cadre de développement instrumentaux**

Depuis plus de 20 ans, j’ai participé à la définition et à la conception de plusieurs études spatiales proposées pour l’imagerie à haute résolution, la radiométrie, la spectroscopie, et la coronographie (PICARD, SODISM, SOVAP, PREMOS, SOLSPEC, SWUSV, DARA, SERB, PICARD SOL, METEOSPACE, EAGER, CLARA, INSPIRE, OWLS, . . . ). J’ai été architecte et/ou Responsable Projet de plusieurs instruments spatiaux. Au travers de mon expérience professionnelle, j’ai encadré et coordonné des équipes pluridisciplinaires allant jusqu’à 20 personnes dans le cadre de projets internationaux. J’ai réalisé l’interface avec l’ensemble des acteurs des projets (agences spatiales, coopérants internationaux, sous-traitants). Ma forte expérience en management et en gestion d’équipes m’a permis de mener à bien des projets de grande envergure dans le domaine du spatial. Au travers de mes différentes expériences (en collaboration avec les agences spatiales telles que le CNES, la NASA, ROSCOSMOS, ou l’ESA), j’ai acquis des méthodes et des outils dans la conduite de projets scientifiques. Ci-après la liste de quelques responsabilités actuelles et passées.

- Depuis 2018 : Principal Investigateur (PI) du nano-satellite UVSQ-SAT  
Il s’agit d’un programme récemment financé dont l’objectif est de mettre en orbite un nano-satellite (cube d’un décimètre de côté et pesant moins de 1.5 kg) à vocation pédagogique, technologique et scientifique. Plusieurs instruments issus de l’expérience du LATMOS vont être intégrés dans ce nano-satellite dédié à l’observation de la Terre et du Soleil. Je cherche à utiliser de nouveaux capteurs de flux thermiques dédiés à l’étude du bilan radiatif de la Terre. Par ailleurs, de nouveaux photo-détecteurs UV dédiés à la mesure de l’éclairement solaire dans le continuum de Herzberg (entre 200 et 240 nm) seront intégrés dans ce nano-satellite. Au travers de ce programme, je cherche à augmenter le niveau de maturité technologique de ces composants pour préparer les futurs instruments spatiaux.
- Depuis 2017 : PI d’une antenne UHF/VHF pour nano-satellites  
L’objectif de cette antenne est de pouvoir répondre aux besoins de communication des futurs nano-satellites du programme INSPIRE (INternational Satellite Program In Research and Education). Par ailleurs, je cherche à développer un cours associé à la conception et au fonctionnement de cette antenne.

- Depuis 2014 : Responsable scientifique de l'instrument SOLAR/SOLSPEC  
Il s'agit d'un instrument embarqué à bord de la station spatiale internationale. Ce spectromètre a mesuré le spectre solaire d'avril 2008 à février 2017. Au travers de mes activités de recherche, j'ai mis en œuvre un nouveau spectre solaire de référence qui est utilisé entre autres par la communauté des modélisateurs du climat. Grâce au retour d'expérience acquis au travers de l'exploitation de l'instrument SOLAR/SOLSPEC, je cherche à développer un nouveau spectromètre spatial innovant pour réaliser des mesures plus précises.
- Depuis 2014 : PI de la mission PICARD SOL (instrument SODISM II)  
PICARD SOL est un ensemble d'instruments dédié à l'astrométrie solaire à haute résolution (couplage avec la météorologie de l'espace). Depuis 2009, j'assume le rôle de responsable projet de la mission PICARD SOL (5 instruments qui impliquent 12 personnes). Depuis 2011, les instruments PICARD SOL observent le Soleil et permettent de faire une surveillance de l'activité solaire en continu.
- Depuis 2014 : PI de la mission SERB  
La mission SERB (Solar Irradiance and Earth Radiation Budget) représente une constellation de petits satellites innovants dont le but est de mesurer le bilan radiatif de la Terre avec une précision et une résolution inégalée jusqu'à aujourd'hui. La première étape de ce programme ambitieux consiste à développer un petit satellite de démonstration afin de valider le caractère innovant des mesures proposées.
- 2009 – 2014 : Co-Investigateur scientifique de plusieurs instruments spatiaux dédiés à la mesure de l'éclairement solaire total (SOVAP, PREMOS, ...)  
En partenariat avec des laboratoires étrangers, j'ai développé des instruments spatiaux innovants. Mes activités ont fait l'objet de quelques publications.
- 1999 – 2014 : Responsable de la charge utile du satellite PICARD  
J'ai été Responsable de la charge utile du micro satellite « PICARD » et de son imageur SODISM (ayant pour objectifs scientifiques l'étude de l'origine de la variabilité solaire et l'étude des relations entre le Soleil et le climat de la Terre). Ces instruments ont été développés et testés en totalité par le LATMOS avec une équipe placée sous ma responsabilité (jusqu'à 10 personnes). J'ai joué un rôle majeur dans les opérations et les étalonnages en vol du satellite PICARD (1 million d'images du Soleil acquises et bien d'autres mesures). J'ai mis en œuvre plusieurs simulations pour corriger les données. La mission PICARD était extrêmement ambitieuse du point de vue métrologique aussi bien concernant la mesure du diamètre solaire que la mesure absolue du flux solaire. Les challenges instrumentaux ont été nombreux, et riches d'enseignement compte tenu des infimes variations à mesurer.

## 1.2 Thèmes de Recherche

J'ai plus de vingt ans d'expérience en « Recherche » dans les domaines de l'instrumentation spatiale, de la physique spatiale, de la physique solaire et de la physique atmosphérique. Mes recherches s'articulent autour de trois principales thématiques (voir les chapitres 2, 3 et 4).

– ① **L'astrométrie solaire à haute résolution**

Je m'intéresse au suivi à long terme des variations du diamètre solaire et leurs liens avec les variations de l'éclairement solaire total et spectral. Pour cela, il est nécessaire de développer des instruments qui permettent d'observer le Soleil de manière assidue sur des échelles de temps allant du cycle solaire de 11 ans jusqu'à celles permettant de chercher d'éventuelles évolutions séculaires. Par ailleurs, je m'intéresse à la détection précoce des éruptions solaires et des éjections de masse coronale.

– ② **Le spectre solaire à haute résolution**

Je cherche à mettre en œuvre un spectre solaire extrêmement précis en absolu et à très haute résolution. Je m'intéresse au suivi à long terme des variations de l'éclairement solaire spectral. La mesure précise du spectre solaire hors atmosphère et de sa variabilité au cours du temps (quelques cycles solaires) constituent des entrées fondamentales pour la physique solaire, la photochimie atmosphérique terrestre, et le climat de la Terre.

– ③ **L'influence du Soleil sur le climat de la Terre**

Je m'intéresse à la variabilité solaire et à son effet sur le climat de la Terre à l'échelle globale et régionale. Plusieurs mécanismes ont été proposés pour décrire l'influence de la variabilité solaire sur le climat mais leur efficacité n'est pas clairement établie. Je m'intéresse aussi à la mesure du bilan radiatif de la Terre et à son déséquilibre énergétique pour essayer d'obtenir des informations qui peuvent permettre de mieux contraindre les forçages radiatifs mal connus (aérosols, interactions avec les aérosols, éclairement solaire total et UV, *etc.*). Le déséquilibre énergétique de la Terre révèle surtout l'orientation future du changement climatique et les mesures nécessaires pour prévenir un réchauffement climatique excessif.

---

Enfin, je m'intéresse à l'instrumentation scientifique. J'ai pour mission d'assurer la recherche & le développement (R&D), puis le suivi de réalisation industrielle et l'étalonnage d'équipements et d'instruments pour les expériences scientifiques au sol ou embarquées sur satellite.

### 1.3 Publications dans les revues avec comité de lecture

1. **Meftah M.**, Corbard T., Hauchecorne A., Morand F., Ikhlef R., Chauvineau B., Renaud C., Sarkissian A., Damé L. — Solar radius determined from PICARD/SODISM observations and extremely weak wavelength dependence in the visible and the near-infrared. *Astronomy and Astrophysics - A&A*, EDP Sciences, 616, A64 (10p.), **2018**.
2. **Meftah M.**, Damé L., Bolsée D., Hauchecorne A., Pereira N., Sluse D., Cessateur G., Irbah A., Bureau J., Weber M., Bramstedt K. et al. — SOLAR-ISS : A new reference spectrum based on SOLAR/SOLSPEC observations. *Astronomy and Astrophysics - A&A*, EDP Sciences, 611, A1 (14 p.), **2018**.
3. Alasta A., Algamudi A., Qahwaji R., Ipson S., Hauchecorne A., **Meftah M.** — New method of Enhancement using Wavelet Transforms applied to SODISM Telescope. *Advances in Space Research*, Elsevier, **2018**.
4. Thiéblemont R., Bekki S., Marchand M., Bossay S., Schmidt H., **Meftah M.**, Hauchecorne A. — Night-time Mesospheric/Lower Thermospheric Tropical Ozone Response to the 27-day Solar Rotational Cycle : ENVISAT-GOMOS Satellite Observations versus HAMMONIA Idealized Chemistry-Climate Model Simulations. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, American Geophysical Union, 123 (16), pp.8883-8896, **2018**.
5. Alraddawi D., Sarkissian A., Keckhut P., Bock O., Noël S., Bekki S., Irbah A., **Meftah M.**, Claud C. — Comparison of total water vapour content in the Arctic derived from GNSS, AIRS, MODIS and SCIAMACHY. *Atmospheric Measurement Techniques*, European Geosciences Union, 11, pp.2949-2965, **2018**.
6. Hilbig T., Weber M., Bramstedt K., Noël S., Burrows J., Krijger M., Snel R., **Meftah M.**, Damé L., Bekki S., Bolsée D. et al. — The New SCIAMACHY Reference Solar Spectral Irradiance and Its Validation. *Solar Physics*, Springer Verlag, 293 (8), pp.art. 121, **2018**.
7. Hauchecorne A., Blanot L., Wing R., Keckhut P., Khaykin S., Bertaux J.-L., **Meftah M.**, Claud C., Sofieva V. — A new MesosphEO dataset of temperature profiles from 35 to 85 km using Rayleigh scattering at limb from GOMOS/ENVISAT daytime observations. *Atmospheric Measurement Techniques Discussions*, **2018**.
8. Gigoyan K., Mauron N., Sarkissian A., Zamkotsian F., Kostandyan R., **Meftah M.**, Vartanian R. — New Carbon Stars in the Catalina Catalog of Periodic Variables. *Astrophysics*, Springer Verlag, 61 (3), pp.324-332, **2018**.
9. **Meftah M.**, Damé L., Bolsée D., Pereira N., Sluse D., Cessateur G., Irbah A., Sarkissian A., Djafer D., Hauchecorne A., Bekki S. et al. — A New Solar Spectrum from 656 to 3088 nm. *Solar Physics*, Springer Verlag, 2017, 292 (art. 101), **2017**.
10. Alraddawi D., Keckhut P., Sarkissian A., Bock O., Irbah A., Bekki S., Claud C. and **Meftah M.** — Enhanced MODIS Atmospheric Total Water Vapour Content Trends in Response to Arctic Amplification. *Atmosphere*, MDPI 2017, 8 (12), pp.art. 241, **2017**.

11. Thiéblemont R., Marchand M., Bekki S., Bossay S., Lefèvre F., **Meftah M.**, Hauchecorne A. — Sensitivity of the tropical stratospheric ozone response to the solar rotational cycle in observations and chemistry-climate model simulations. *Atmospheric Chemistry and Physics*, European Geosciences Union, 17, pp.9897-9916, **2017**.
12. Gigoyan K. S., Sarkissian A., Rossi C., Russeil D., Kostandyan G., Calabresi M., Zamkotsian F., **Meftah M.** — Investigation of Faint Galactic Carbon Stars from the First Byurakan Spectral Sky Survey. III. Infrared Characteristics. *Astrophysics*, Springer Verlag, 2017, 60 (1), pp.70-82, **2017**.
13. Bolsée D., Pereira N., Gillotay D., Pandey P., Cessateur G., Foujols T., Bekki S., Hauchecorne A., **Meftah M.**, Damé L., Hersé M. et al. — SOLAR/SOLSPEC mission on ISS : In-flight performances for SSI measurements in the UV. *Astronomy and Astrophysics - A&A*, EDP Sciences, 600, A21 (13 p.), **2017**.
14. Kostandyan G., Gigoyan K. S., Sarkissian A., **Meftah M.**, Zamkotsian F. — New CH Carbon Stars Found in the DFBS. *Astrophysics*, Springer Verlag, 60 (2), pp.300-303, **2017**.
15. **Meftah M.**, Bolsée D., Damé L., Hauchecorne A., Pereira N., Irbah A., Bekki S., Cessateur G., Foujols T., Thiéblemont R. — Solar Irradiance from 165 to 400 nm in 2008 and UV Variations in Three Spectral Bands During Solar Cycle 24. *Solar Physics*, Springer Verlag, 291 (12), pp.3527-3547, **2016**.
16. Ikhlef R., Corbard T., Morand F., Renaud C., Fodil M., Ziad A., Borgnino J., **Meftah M.**, Assus P., Chauvineau B., Hauchecorne A. et al. — MISOLFA : a generalized monitor for daytime spatio-temporal turbulence characterization. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Oxford University Press (OUP) : Policy P - Oxford Open Option A, 458 (1), pp.517-530, **2016**.
17. **Meftah M.**, Hauchecorne A., Irbah A., Cessateur G., Bekki S., Damé L., Bolsée D., Pereira N. — Solar Spectral Irradiance at 782 nm as Measured by the SES Sensor Onboard Picard. *Solar Physics*, Springer Verlag, 291 (4), pp.1043-1057, **2016**.
18. **Meftah M.**, Hauchecorne A., Bush R. I., Irbah A. — On HMI solar oblateness during solar cycle 24 and impact of the space environment on results. *Advances in Space Research*, Elsevier, 58 (7), pp.1425-1440, **2016**.
19. **Meftah M.**, Chevalier A., Conscience C., Nevens S. — Total solar irradiance as measured by the SOVAP radiometer onboard PICARD. *Journal of Space Weather and Space Climate*, EDP sciences, 6, pp.A34, **2016**.
20. Cessateur G., Schmutz W., Wehrli C., Groebner J., Haberreiter M., Kretschmar M., Rozanov E., Schöll M., Shapiro A., Thuillier G., Egorova T. et al. — Solar irradiance observations with PREMOS filter radiometers on the PICARD mission : In-flight performance and data release. *Astronomy and Astrophysics - A&A*, EDP Sciences, 588, A126 (16p.), **2016**.

21. Zhu P., Wild M., Ruymbeke M. v., Thuillier G., **Meftah M.**, Karatekin O. — Interannual variation of global net radiation flux as measured from space. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, American Geophysical Union, 121 (12), pp.6877-6891, **2016**.
22. Zhu P., Van Ruymbeke M., Karatekin O., Noël J.-P., Thuillier G., Dewitte S., Chevalier A., Conscience C., Janssen E., **Meftah M.**, Irbah A. et al. — A high dynamic radiation measurements instrument : the Bolometric Oscillation Sensor (BOS). *Geoscientific Instrumentation, Methods and Data Systems*, European Geosciences Union 2015, 4 (2), pp.89-98, **2015**.
23. **Meftah M.**, Irbah A., Hauchecorne A., Corbard T., Turck-Chièze S., Hochedez J.-F., Boumier P., Chevalier A., Dewitte S., Mekaoui S., Salabert D. et al. — On the determination and constancy of the solar oblateness. *Solar Physics*, Springer Verlag, 2015, 290 (3), pp.673-687, **2015**.
24. **Meftah M.**, Hauchecorne A., Irbah A., Corbard T., Ikhlef R., Morand F., Renaud C., Riguet F., Pradal F. — On the Constancy of the Diameter of the Sun during the Rising Phase of Solar Cycle 24. *Astrophysical Journal*, American Astronomical Society, 2015, 808 (1), pp.808.4, **2015**.
25. **Meftah M.**, Corbard T., Irbah A., Ikhlef R., Morand F., Renaud C., Hauchecorne A., Assus P., Borgnino J., Chauvineau B., Crepel M. et al. — Ground-based measurements of the solar diameter during the rising phase of solar cycle 24. *Astronomy and Astrophysics - A&A*, EDP Sciences, 569, A60 (15p.), **2014**.
26. **Meftah M.**, Hauchecorne A., Crepel M., Irbah A., Corbard T., Djafer D., Hochedez J.-F. — The Plate Scale of the SODISM Instrument and the Determination of the Solar Radius at 607.1 nm. *Solar Physics*, Springer Verlag, 289 (1), pp.1-10, **2014**.
27. Hochedez J.-F., Timmermans C., Hauchecorne A., **Meftah M.** — Dark signal correction for a lukewarm frame-transfer CCD. New method and application to the solar imager of the PICARD space mission. *Astronomy and Astrophysics - A&A*, EDP Sciences, 561, A17 (16 p.), **2014**.
28. Irbah A., **Meftah M.**, Hauchecorne A., Djafer D., Corbard T., Bocquier M., Cissé M. — New space value of the solar oblateness obtained with PICARD. *Astrophysical Journal*, American Astronomical Society, 785 (2), pp.89, **2014**.
29. **Meftah M.**, Dewitte S., Irbah A., Chevalier A., Conscience C., Crommelynck D., Janssen E., Mekaoui S. — SOVAP/Picard, a spaceborne radiometer to measure the Total Solar Irradiance. *Solar Physics*, Springer Verlag, 289 (5), pp.1885-1899, **2014**.
30. **Meftah M.**, Hochedez J.-F., Irbah A., Hauchecorne A., Boumier P., Corbard T., Turck-Chièze S., Assus P., Bertran E., Bourget P., Buisson F. et al. — PICARD/SODISM, a space telescope to study the Sun from the middle ultraviolet to the near infrared. *Solar Physics*, Springer Verlag, 289 (3), pp.1043-1076, **2014**.

31. Hauchecorne A., **Meftah M.**, Irbah A., Couvidat S., Bush R., Hochedez J.-F. — Solar Radius Determination from SODISM/Picard and HMI/SDO Observations of the Decrease of the Spectral Solar Radiance during the 2012 June Venus Transit. *Astrophysical Journal*, American Astronomical Society, 783 (2), pp.127, **2014**.
32. Corbard T., Salabert D., Boumier P., Appourchaux T., Hauchecorne A., Journoud P., Nunge A., Gelly B., Hochedez J.-F., Irbah A., **Meftah M.** et al. — Helioseismology with PICARD. *Journal of Physics : Conference Series*, IOP Publishing, 440, pp.012025, **2013**.
33. Damé L., **Meftah M.**, Hauchecorne A., Keckhut P., Sarkissian A., Marchand M., Irbah A., Quémerais E., Bekki S., Foujols T., Kretzschmar M. et al. — The Space Weather and Ultraviolet Solar Variability (SWUSV) Microsatellite Mission. *Journal of Advanced Research*, Elsevier, 4 (3), pp.235-251, **2013**.
34. **Meftah M.**, Corbard T., Irbah A., Morand F., Ikhlef R., Renaud C., Hauchecorne A., Assus P., Chauvineau B., Crepel M., Dalaudier F. et al. — PICARD SOL, a new ground-based facility for long-term solar radius measurements : first results. *Journal of Physics : Conference Series*, IOP Publishing, 440, 012003 (6p.), **2013**.
35. Benmoussa A., Gissot S., Schühle U., Del Zanna G., Auchère F., Mekaoui S., Jones A. R., Walton D., Eyles C. J., Thuillier G., Seaton D., **Meftah M.** et al. — On-Orbit Degradation of Solar Instruments. *Solar Physics*, Springer Verlag, 2013, 288 (1), pp.389-434, **2013**.
36. Ikhlef R., Corbard T., Irbah A., **Meftah M.**, Morand F., Fodil M., Assus P., Renaud C., Chauvineau B. — MISOLFA : a seeing monitor for daytime turbulence parameters measurement. *EAS Publications Series*, EDP Sciences, 55, pp.369-373, **2012**.
37. Djafer D., Irbah A., **Meftah M.** — Identification of Sunspots on Full-Disk Solar Images Using Wavelet Analysis. *Solar Physics*, Springer Verlag, 281 (2), pp.863-875, **2012**.
38. Damé L., Abe L., Faurobert M., Fineschi S., Kuzin S., Lamy P., **Meftah M.**, Vives S. — ESCAPE : a first step to high resolution solar coronagraphy in Antarctica. *EAS Publications Series*, EDP Sciences, 55, pp.359-364, **2012**.
39. **Meftah M.**, Irbah A. — The space instrument SODISM, a telescope to measure the solar diameter. *SPIE Volume 8146*, **2011**.
40. Irbah A., Dufour C., **Meftah M.**, Meissonnier M., Thuillier G., Assus P., Corbard T., Pradels G. — Solar radius measurements with the SODISM instrument : methods and algorithm developments for the PICARD Payload Data Center. *Astronomical Notes / Astronomische Nachrichten*, Wiley-VCH Verlag, AN 331 (9-10), pp.59, **2010**.
41. Schmutz W., Fehlmann A., Hulsen G., Meind P., Winkler R., Thuillier G., Blattner P., Buisson F., Egorova T., Finsterle W., Fox N., **Meftah M.** et al. — The PREMOS/PICARD instrument calibration. *Metrologia*, IOP Publishing, 46 (4), pp.S202-S206, **2009**.
42. Chassefière E., Nagy A., Manda M., ..., **Meftah M.**, et al. — DYNAMO : A Mars upper atmosphere package for investigating solar wind interaction and escape processes, and mapping Martian fields. *Advances in Space Research*, 33, 2228-2235, **2004**.

## 1.4 Autres publications depuis 2009

1. **Meftah M.**, Keckhut P., Damé L., Bekki S., Sarkissian A., Hauchecorne A. — Think the way to measure the Earth Radiation Budget and the Total Solar Irradiance with a small satellites constellation. Proc. SPIE 10641, Sensors and Systems for Space Applications XI, Apr 2018, Orlando, United States, **2018**.
2. **Meftah M.**, Corbard T., Morand F., Renaud C., Ikhlef R., Fodil M., Damé L., Vieau A.-J. — Eight years of solar observations with PICARD. SPIE Astronomical Telescopes + Instrumentation, 2018 - Observatory Operations : Strategies, Processes, and Systems VII, Jun 2018, Austin, United States. SPIE, 10704, pp.107041F, **2018**.
3. **Meftah M.**, Dominique M., Benmoussa A., Dammasch I., Bolsée D., Pereira N., Damé L., Bekki S., Hauchecorne A. — On-orbit degradation of recent space-based solar instruments and understanding of the degradation processes. Proc. SPIE, 10196 (13 pp.), **2017**.
4. Pereira N., Bolsée D., Sluse D., Michel A., **Meftah M.**, Damé L., Irbah A. — Design of an optical sun sensor for a space application : a reliable passive sun tracking device for the SOLAR/SOLSPEC instrument. Proceedings SPIE 10231, Optical Sensors 2017, Apr 2017, Prague, Czech Republic, **2017**.
5. **Meftah M.**, Bamas É., Cambournac P., Cherabier P., Demarets R., Denis G., Dion A., Duroselle R., Duveiller F., Eichner L., Lozeve D. et al. — SERB, a nano-satellite dedicated to the Earth-Sun relationship. SPIE 9838, Sensors and Systems for Space Applications IX, Apr 2016, Baltimore, United States, **2016**.
6. Irbah A., **Meftah M.**, Hauchecorne A., Damé L., Djafer D. — How mission requirements affect observations : case of the PICARD mission. Space Telescopes and Instrumentation 2016 : Optical, Infrared, and Millimeter Wave. Proceedings SPIE 9904, pp.99044G, **2016**.
7. **Meftah M.**, Corbard T., Hauchecorne A., Irbah A., Boumier P., Chevalier A., Schmutz W., Ikhlef R., Morand F., Renaud C., Hochedez J.-F. et al. — Main results of the PICARD mission. Space Telescopes and Instrumentation 2016 : Optical, Infrared, and Millimeter Wave. Proceedings SPIE 9904, pp.99040Z, **2016**.
8. Corbard T., Malherbe J.-M., Crussaire D., Morand F., Ruty F., Biree L., Abouardham J., Fuller N., Renaud C., **Meftah M.** — METEOSPACE, solar monitoring and space weather at Calern observatory. Journées 2016 de la Société Française d'Astronomie & d'Astrophysique (SF2A), Jun 2016, Lyon, France. Comptes-rendus des Journées SF2A, pp.293-296, **2016**.
9. Riguet F., **Meftah M.**, Pradal F. — Impact of aberrations on the measurement of the solar diameter with the SODISM instrument. Proceedings SPIE 9626, pp.96262B, **2015**.
10. **Meftah M.**, Montmessin F., Poiet G., Korablev O., Trokhimovsky A., Bel J.-B. — High-resolution infrared detector and its electronic unit for space application. Proceedings SPIE 9469, pp.946905, **2015**.



11. Irbah A., **Meftah M.**, Hauchecorne A., Damé L., Bocquier M., Cissé M. — Thermal effects on solar images recorded in space. *Space Telescopes and Instrumentation 2014 : Optical, Infrared, and Millimeter Wave*, Jun 2014, Montréal, Canada. SPIE 9143, pp.914342, **2014**.
12. **Meftah M.**, Irbah A., Hauchecorne A. — Solar astrophysical fundamental parameters. *Space Telescopes and Instrumentation 2014 : Optical, Infrared, and Millimeter Wave*, Jun 2014, Montréal, Canada. SPIE 9143, pp.91431R, **2014**.
13. Damé L., **Meftah M.**, Irbah A., Hauchecorne A., Keckhut P., Quémerais E. — SUAVE : a UV telescope for space weather and solar variability studies. *Space Telescopes and Instrumentation 2014 : Ultraviolet to Gamma Ray*, Jun 2014, Montréal, Canada. SPIE 9144, pp.914431, **2014**.
14. **Meftah M.**, Irbah A., Damé L., Hauchecorne A., Sarkissian A., Keckhut P., Lagage P.-O., Dewitte S., Chevalier A. — A nano-satellite to study the Sun and the Earth. SPIE 9085, pp.90850Y, **2014**.
15. Damé L., **Meftah M.**, Hauchecorne A., Keckhut P., Sarkissian A., Marchand M., Irbah A., Quémerais E., Bekki S., Foujols T., Kretzschmar M. et al. — The Space Weather & Ultraviolet Solar Variability Microsatellite Mission (SWUSV). *Proceedings of the International Astronomical Union, Volume 8*, Jun 2013, Paris, France. Cambridge University Press, S300, pp.525-526, **2014**.
16. **Meftah M.**, Irbah A., Hauchecorne A., Hochedez J.-F. — PICARD payload thermal control system and general impact of the space environment on astronomical observations. SPIE 8739, pp.87390B, **2013**.
17. Cabane M., Coll P., Szopa C., Coscia D., Buch A., Teinturier S., Navarro-González R., Goutail J.-P., Montaron C., Rigal J.-B., Correia J.-J., **Meftah M.** et al. — Initial Performances/Observations/Results of the SAM Gas Chromatograph (SAM-GC) at Rocknest Site. 44th LPSC Lunar and Planetary Science Conference, Mar 2013, Houston, United States. LPI Contribution No. 1719, p.2334, **2013**.
18. **Meftah M.**, Irbah A., Le Letty R., Barré M., Pasquarella S., Bokaie M., Bataille A., Poiet G. — Mechanisms for space applications. *Proceedings of the SPIE Volume 8385*, **2013**.
19. **Meftah M.**, Irbah A., Corbard T., Morand F., Thuillier G., Hauchecorne A., Ikhlef R., Rouze M., Renaud C., Djafer D., Abbaki S. et al. — PICARD SOL mission, a ground-based facility for long-term solar radius measurement. *Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy IV*, Jul 2012, Amsterdam, Netherlands. *Proceedings of the SPIE Volume 8446*, pp.844676, **2012**.
20. Ikhlef R., Corbard T., Irbah A., Morand F., Fodil M., Chauvineau B., Assus P., Renaud C., **Meftah M.**, Abbaki S., Borgnino J. et al. — Atmospheric seeing measurements obtained with MISOLFA in the framework of the PICARD Mission. *Proceedings SPIE 8444*, pp.84446C, **2012**.

21. Irbah A., **Meftah M.**, Hauchecorne A., Cissé M., Lin M., Rouzé M. — How Earth atmospheric radiations may affect astronomical observations from low-orbit satellites, **2012**.
22. Damé L., Quémerais E., Keckhut P., Hauchecorne A., **Meftah M.**, Dudok De Wit T., Zaki A., Abdel Hady A., Mahrous A., Khaled S., Ghitas A. et al. — SWUSV : a Space Weather Microsatellite Program to Investigate CMEs Precursors and the Influence of Solar UV Variability on Climate. 39th COSPAR Scientific Assembly 2012, Mysore, India, **2012**.
23. **Meftah M.**, Irbah A., Le Letty R., Bataille A., Ducourt E., Poiet G., Privat M. — The PICARD/SODISM Pointing Mechanism : From the Design to the Flight Performances. ESMATS 2011, 14th European Space Mechanisms and Tribology Symposium 2011, Constance, Germany. Proceedings of ESA, 8 pp., **2011**.
24. **Meftah M.**, Lee S., Irbah A., Ostergren S. — Carbon/Carbon for satellite applications. Proceedings SPIE 8044, pp.80440Y, **2011**.
25. Irbah A., **Meftah M.**, Corbard T., Ikhlef R., Morand F., Assus P., Fodil M., Lin M., Ducourt E., Lesueur P., Poiet G. et al. — Ground-based solar astrometric measurements during the PICARD mission. Proceedings SPIE 81780A (12pp), **2011**.
26. Conscience C., **Meftah M.**, Chevalier A., Dewitte S., Crommelynck D. — The space instrument SOVAP of the PICARD mission. Proceedings SPIE 8146, pp.814613, **2011**.
27. **Meftah M.**, Irbah A., Ducourt E., Assus P. — The space instrument SODISM, first results in space. The 2nd International Conference on Space Technology (ICST), Sep 2011, Athens, Greece. IEEE, 6 pp., **2011**.
28. Etcheto P., **Meftah M.**, Meissonnier M., Irbah A., Assus P., Thuillier G. — Stray light in PICARD/SODISM instrument : design, check, flight results, and alignment issues. Optical System Alignment, Tolerancing, and Verification. Proceedings SPIE 8131, pp.81310K, **2011**.
29. Irbah A., Corbard T., Assus P., Borgnino J., Dufour C., Ikhlef R., Martin F., **Meftah M.**, Morand F., Renaud C., Simon E. et al. — The solar seeing monitor MISOLFA : presentation and first results. Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy, Jun 2010, San Diego, United States. Proceedings SPIE 7735, pp.211, **2010**.
30. **Meftah M.**, Meissonnier M., Irbah A., Abbaki S., Assus P., Bertran E., Dubois J.-P., Ducourt E., Dufour C., Marcovici J.-P., Poiet G. et al. — The space instrument SODISM and the ground instrument SODISMII. Space Telescopes and Instrumentation 2010 : Optical, Infrared, and Millimeter Wave. Proceedings of the SPIE Vol 7731 (12p.), **2010**.
31. **Meftah M.**, Meissonnier M., Irbah A., Abbaki S., Assus P., Bertran E., Dubois J.-P., Ducourt E., Marcovici J.-P., Poiet G., Vieau A.-J. et al. — The Space instrument SODISM of the PICARD mission. First international conference on space technology, Aug 2009, Tessalonique, Greece, **2009**.

## 1.5 Contributions orales sans actes à des conférences internationales depuis 2009

1. **Juillet 2018** — 42nd COSPAR à Pasadena (Etats-Unis) — SERB, a first innovative proof-of-concept nanosatellite of a constellation to measure the Earth Radiation Budget — **Meftah M.**, Keckhut P. et al.
2. **Avril 2018** — EGU à Vienne (Autriche) (contribution invitée) — Recent variability of the solar spectral irradiance by using SOLAR/SOLSPEC data — **Meftah M.**, Damé L. et al.
3. **Mars 2018** — 2018 Sun-Climate Symposium (contribution invitée) à Lake Arrowhead (Etats-Unis) — On the New Solar Reference Composite Spectrum SOLAR-ISS — **Meftah M.**, L. Damé.
4. **Novembre 2017** — SOLARIS-HEPPA working group meeting à Paris (France) (contribution invitée) — Recent solar spectral irradiance results from space and the determination of a new reference solar spectrum that extends until 3000 nm — **Meftah M.**
5. **Août 2017** — INSPIRE meeting à Boulder (Etats-Unis) (contribution invitée) — Definition of a small satellite dedicated to the Sun-Earth Relationship — **Meftah M.**, Keckhut P. et al.
6. **Juin 2017** — Newrad 2017 à Tokyo (Japon) — JTSIM/DARA, a new innovative development space-based radiometer to measure the total solar irradiance for the next decades — **Meftah M.**, Finsterle W.
7. **Mars 2017** — AnalytiX 2017 à Fukuoka (Japon) (contribution invitée) — Recent Solar Spectral Irradiance Observations and High Interest to Develop New Space-based Instruments — **Meftah M.**
8. **Décembre 2016** — AGU à San Francisco (Etats-Unis) — A new solar reference spectrum obtained with the SOLAR/SOLSPEC space-based spectro-radiometer — **Meftah M.**, Bolsée D., Hauchecorne A., Damé L., Bekki S., Pereira N.
9. **Septembre 2016** — IAC 2016 à Guadalajara (Mexique) (contribution invitée) — SERB, a nano-satellite dedicated to observe the Sun and the Earth — **Meftah M.**, P. Keckhut.
10. **Avril 2016** — Space Climate 6 à Levi (Finlande) (contribution invitée) — Recent Solar Spectral Irradiance Observations — **Meftah M.**
11. **Avril 2016** — EGU à Vienne (Autriche) — The Measurement of the Solar Spectral Irradiance Variability at 782 nm during the Solar Cycle 24 using the SES on-board PICARD — **Meftah M.**, Hauchecorne A., Irbah A., Bekki S.

12. **Décembre 2015** — AGU à San-Francisco (Etats-Unis) — On solar oblateness measurements during the current solar cycle 24 — **Meftah M.**, Hauchecorne A., Irbah A., Bush R.
13. **Novembre 2015** — 2015 Sun-Climate Symposium (Multi-Decadal Variability in Sun and Earth during the Space Era) à Savannah (Etats-Unis) — Evolution of the Total Solar Irradiance during the Rising Phase of Solar Cycle 24 — **Meftah M.**, Dewitte S., Zhu P., Chevalier A., Conscience C.
14. **Août 2015** — XXIX IAU General Assembly à Honolulu (Etats-Unis) — Evolution of the solar radius during the solar cycle 24 rise time — **Meftah M.**
15. **Avril 2015** — EGU à Vienne (Autriche) — Measuring the solar radius with PICARD during the rising phase of solar cycle 24 — **Meftah M.**, Hauchecorne A., Irbah A.
16. **Mars 2015** — Workshop on Six Years of SOLAR/SOLSPEC mission on ISS à Bruxelles (Belgique) — On solar radius measurements during the rising phase of solar cycle 24 — **Meftah M.**, Hauchecorne A., Irbah A.
17. **Décembre 2014** — AGU à San Francisco (Etats-Unis) — On solar radius measurements with PICARD — **Meftah M.**, Irbah A., Hauchecorne A.
18. **Août 2014** — 40th COSPAR à Moscou (Russie) — Picard, a solar mission dedicated to the study of the Sun : current results — **Meftah M.**, Hochedez J.-F., Dewitte S., Hauchecorne A., Irbah A., Boumier P., Corbard T., Turck-Chièze S.
19. **Septembre 2011** — Second international conference on space technology à Athènes (Grèce) — The Space instrument PICARD/SODISM : first results — **Meftah M.**
20. **Septembre 2011** — ESMATS 2011, Symposium 2011 à Constance (Allemagne) (contribution invitée) — Mechanisms for space applications — **Meftah M.**, Irbah A., Le Letty R., Bataille A., Ducourt E., Poiet G., Privat M.
21. **Août 2009** — First international conference on space technology à Thessalonique (Grèce) (contribution invitée) — The Space instrument SODISM of the PICARD mission — **Meftah M.**, Irbah A.

## 1.6 Expertises, « Referee » et participation à des jurys de thèse

### – Expertises internationales

- Expert à la commission européenne (H2020, science, technologie)
- Expertises concernant les rapports du GIEC (IPCC Special Report on Global Warming of 1.5°C, *etc.*)

– **Participation à des comités de lecture (Referee)**

- Solar Physics
- Astronomy & Astrophysics
- Astrophysical Journal
- Advances in Space Research
- Sun & Geosphere
- IET Science, Measurement & Technology
- Journal of Applied Remote Sensing, SPIE
- Remote Sensing of Environment

– **Participation à des jurys de thèse**

- Romaric GRAVET (thèse soutenue le 26 octobre 2018 – Université d’Orléans)
  - Sujet : Étude des contrastes solaires dans le domaine ultraviolet. Contraintes sur les modèles d’irradiance et applications stellaires.

## 1.7 Activités d’enseignement & d’encadrement

– **Activités d’enseignement**

Depuis septembre 2012, je dispense une quinzaine d’heures de cours par an à l’Université de Versailles Saint-Quentin-en-Yvelines (Master M2 Arctic Studies – instrumentation spatiale, physique solaire, relations Soleil-Terre). Depuis septembre 2015, je dispense une dizaine d’heures de cours par an à l’Institut Supérieur de l’Aéronautique et de l’Espace à Toulouse (optique, thermique spatiale, nano-satellites).

– **Activités d’encadrement (écoles d’ingénieurs, Master 2, DUT)**

J’ai encadré un grand nombre d’étudiants depuis une quinzaine d’années. Ci-joint une liste non-exhaustive des étudiants que j’ai supervisé ces dernières années.

- 2017 : Groupe projet (Georges Giakoumakis, Alexandre Malecot, Guillaume Stankowiak, Maxime Quesnel) – 3 mois (100%) – Sujet : Consolidation des objectifs scientifiques du satellite SERB et mise en place d’un plan de mission – Master M2 (Outils et Systèmes de l’Astronomie et de l’Espace).
- 2016 : Marine Brand – 4 mois (100%) – Sujet : Plan de mission scientifique d’un satellite dédié aux relations Soleil-Terre et étude thermique d’un radiomètre solaire – Ecole d’ingénieurs ESTACA.

- 2016 : Loïc Wauquiez – 4 mois (100%) – Sujet : Etude de l'architecture d'un nano-satellite dédié à l'observation de la Terre – Ecole d'ingénieurs ESTACA.
- 2015 : Helix Osabuohien Aideyan – 2.5 mois (100%) – Sujet : Intérêt de l'utilisation des petits satellites pour l'environnement – Master M2 (Eco-innovation).
- 2015 : Thibault Bonnit – 3 mois (100%) – Sujet : Mise en place d'un banc de caractérisation d'un détecteur infrarouge pour une application spatiale – Ecole d'ingénieurs ESTACA.
- 2014 : Adam Benbelkacem – 2.5 mois (100%) – Sujet : Caractérisation d'un obturateur spatial – IUT Mesures Physiques d'Orsay.
- 2014 : Jean-Daniel Hourtic – 2.5 mois (100%) – Sujet : Réalisation d'un programme de cyclage thermique sous LabVIEW pour une cuve de simulation spatiale – IUT Mesures Physiques d'Orsay.
- 2012 : Clément Fryer – 5 mois (100%) – Sujet : Impact de l'environnement thermique sur les images acquises par le télescope SODISM – Master M2 (Outils et Systèmes de l'Astronomie et de l'Espace).

#### – Activités d'encadrement au cours de projets (École polytechnique)

De 2013 à 2017, j'ai encadré plusieurs groupes d'étudiants de l'École polytechnique pour travailler sur des programmes spatiaux. Il y a eu 34 étudiants (projet de  $\simeq 80$  heures par an). Le premier groupe d'étudiants (2013–2014) était constitué des personnes suivantes : T. Bordier, M. Inizan, L. de Pampelonne, J. Pommies, A. Qian.

#### – Activités d'encadrement de thèse

- Amro ALASTA (thèse en cours – Bradford University) (20%)
  - Sujet : Development of digital imaging technologies for the segmentation of solar features and the extraction of filling factors from SODISM images
  - Directeur de thèse : Prof. Rami Qahwaji
  - 1 article publié (New method of Enhancement using Wavelet Transforms applied to SODISM Telescope, Alasta A., Algamudi A., Qahwaji R., Ipson S., Hauchecorne A., Meftah M., Advances in Space Research, 2018)
- Dunia ALRADDAWI (thèse soutenue le 19 décembre 2017 – Paris Saclay) (20%)
  - Sujet : Rôle de la vapeur d'eau dans le cycle hydrologique en Arctique
  - Directeur de thèse : Alain Sarkissian
  - 2 articles publiés (voir dans la bibliographie)

## 1.8 Responsabilités collectives, animation & diffusion

### – Responsabilités collectives

- Depuis 2018 : Membre nommé du Conseil Scientifique du Centre de Recherche en Astronomie, Astrophysique et Géophysique (CRAAG, Algérie)
- Depuis 2016 : Membre élu de la Commission Recherche de l'Université de Versailles Saint-Quentin-en-Yvelines (UVSQ, France)
- Depuis 2016 : Coordinateur de plusieurs groupes de travail «Paris Saclay» en instrumentation scientifique (Université Paris Saclay, France)

### – Organisation ou participation au comité scientifique de manifestations

- Août 2018 (à Paris) : Principal organisateur du séminaire INSPIRE (<https://events.oma.be/indico/event/51/>), ~70 participants.
- Juillet 2018 (à Pasadena) : Co-organisateur d'une session au 42<sup>ème</sup> COSPAR  
– Nom de la session : COSPAR Session C2.4 : Small satellite missions for Aeronomy and Ionosphere Studies.
- Septembre 2015 (à Bruxelles) : Principal organisateur d'un séminaire international en instrumentation spatiale et en physique solaire (<https://events.oma.be/indico/event/5/>)  
– Nom du colloque : Solar Metrology, Needs and Methods II, ~40 participants.
- Octobre 2014 (à Paris) : Co-organisateur d'un séminaire international en instrumentation spatiale, en physique solaire, et en relations Soleil-Terre  
– Nom du colloque : Solar Metrology, Needs and Methods, ~50 participants.

### – Vulgarisation scientifique

- Depuis 2009 : Participation à la fête de la science (présentations en instrumentation scientifique, en physique solaire, et en relations Soleil-Terre).
- Depuis 2009 : Création de films de vulgarisation scientifique.

# Chapitre 2

## Astrométrie solaire à haute résolution

### Sommaire

---

<b>2.1</b>	<b>Introduction et contexte scientifique</b>	<b>24</b>
<b>2.2</b>	<b>Contexte historique</b>	<b>25</b>
<b>2.3</b>	<b>La mission PICARD et les développements instrumentaux</b>	<b>27</b>
2.3.1	Le télescope SODISM à bord du satellite PICARD	27
2.3.2	Le télescope SODISM II et les instruments PICARD SOL	28
2.3.3	L'adaptation de l'instrument SODISM II	29
2.3.4	Étalonnages et corrections des images de l'instrument SODISM II	30
2.3.5	Effets atmosphériques sur les mesures SODISM II	33
<b>2.4</b>	<b>La détermination absolue du diamètre solaire à partir des instruments PICARD</b>	<b>37</b>
2.4.1	Introduction	37
2.4.2	Résultats	38
<b>2.5</b>	<b>Surveillance à long terme du diamètre solaire (PICARD)</b>	<b>38</b>
2.5.1	Introduction et ordre de grandeur des variations recherchées	38
2.5.2	L'environnement associé aux observations PICARD SOL	41
2.5.3	Variations du demi-diamètre solaire observées avec PICARD	43
<b>2.6</b>	<b>Profil d'assombrissement centre-bord observé par SODISM</b>	<b>46</b>
<b>2.7</b>	<b>Conclusions, perspectives et projet scientifique</b>	<b>47</b>
2.7.1	Vers un cycle solaire complet de mesures avec PICARD	47
2.7.2	Perspectives avec le projet METEOSPACE (météorologie de l'espace au sol à $H\alpha$ )	48
2.7.3	Perspectives avec le future télescope SUAVE observant dans l'UV (météorologie de l'espace hors atmosphère à Lyman-Alpha)	50

---



## 2.1 Introduction et contexte scientifique

Le Soleil est une étoile variable quelque peu banale appartenant à notre galaxie qui en compte plus de deux cent milliards. Il s'agit de la seule étoile qui peut être observée avec une très grande résolution. Le Soleil est donc un laboratoire privilégié qui permet de mieux comprendre le fonctionnement des étoiles. Par ailleurs, l'observation du Soleil est nécessaire pour améliorer la connaissance de notre astre et enrichir les modèles de physique solaire. L'étude de la variabilité solaire contribue à mieux comprendre les processus internes au Soleil qui en sont responsables. De nombreux indices témoignent de la variabilité de notre astre, mais il en est un qui reste complexe à évaluer. Il s'agit du diamètre solaire et de sa variabilité à différentes échelles de temps. Les variations du diamètre solaire reflètent des processus encore mal compris qui peuvent être associés au cycle de l'activité magnétique sous la surface du Soleil. Dès lors, des mesures continues pendant au moins un cycle solaire de environ 11 ans pourraient contribuer à une meilleure compréhension des mécanismes mis en jeu.

Observer le Soleil hors atmosphère en utilisant des instruments embarqués sur un satellite représente le cas idéal. Cependant, la durée de vie d'un satellite reste limitée à quelques années. Il convient alors d'assurer au sol une surveillance à plus long terme des paramètres observés depuis l'espace afin de tirer profit de la complémentarité des mesures «Sol-Espace». C'est dans cet état d'esprit que le segment sol de la mission PICARD a été développé afin de pouvoir réaliser des observations sur le plus long terme. L'objectif du segment sol de la mission PICARD était d'une part d'assurer le suivi astrométrique depuis le sol simultanément aux observations du satellite PICARD [Thuillier *et al.*, 2006] afin de comprendre et étalonner l'influence des effets atmosphériques. D'autre part, l'objectif du programme PICARD SOL était de continuer le suivi astrométrique sur le long terme après l'arrêt de la mission spatiale PICARD.

PICARD SOL [Meftah *et al.*, 2014a] est un ensemble d'instruments dédiés au suivi à long terme de la mesure du diamètre solaire depuis le sol. Il s'agit d'un programme d'astrométrie et de surveillance de l'activité solaire en continu. Des images de la chromosphère du Soleil sont acquises dans la raie K du Calcium à 393.37 nm. D'autres observations sont réalisées à 535.7, à 607.1, à 782.2 et à 1025.0 nm.

Depuis plusieurs années, je m'intéresse à la détermination absolue du diamètre solaire et à la surveillance solaire à long terme (PICARD SOL). Ces activités de recherche ont été accompagnées par de nombreuses campagnes d'observation sur le site de Calern (Observatoire de la Côte d'Azur) depuis 2011.

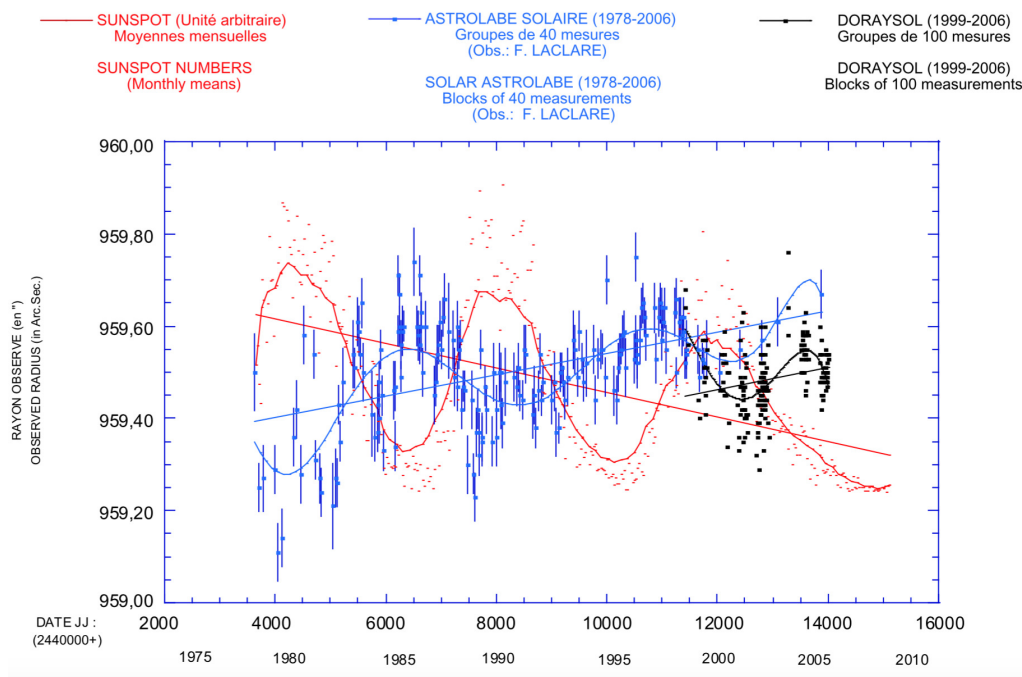
## 2.2 Contexte historique

Le suivi continu du diamètre solaire a été initié en 1975 sur le site de Calern en utilisant un astrolabe (mesure du temps de transit à une hauteur donnée). Le principe de l'instrument initial a été décrit par Débarbat et Guinot (1970). Pour pouvoir observer le Soleil suivant plusieurs distances zénithales, l'Astrolabe de Danjon a été modifié. Plusieurs adaptations ont été réalisées telles que l'utilisation de prismes réflecteurs d'angles stables en Zerodur, l'emploi d'une lame en silice de densité 5.5 pour protéger les éléments optiques du rayonnement solaire, et l'utilisation d'un filtre centré à 538 nm avec une bande passante de 200 nm et placé en amont du micromètre. Les premières mesures étaient visuelles. A partir de 1978, les observations devenaient systématiques et couvraient environ 8 à 9 mois de l'année [Laclare, 1983]. A partir de 1989, les mesures ont été réalisées avec un détecteur CCD (Charge-Coupled Device) en alternance avec des mesures visuelles. Le principe de mesure de l'astrolabe solaire permet de déterminer un demi-diamètre solaire (différence des instants de passage de deux bords solaires successifs par le même cercle de hauteur). A cette époque, c'était un des seuls instruments d'astrométrie au sol à pouvoir observer de façon fiable des diamètres solaires verticaux.

A partir de 1999, l'instrument « Définition et Observation du RAYon SOLaire » (DORAYSOL) a été mis en service sur le site de Calern afin d'observer le Soleil conjointement avec l'astrolabe solaire. DORAYSOL [Morand *et al.*, 2010] est un instrument alt-azimutal qui fonctionnait sur le même principe que celui de l'Astrolabe de Danjon où toutes les réfractions (sauf celle du filtre) sont changées en réflexions. DORAYSOL était un télescope de type Cassegrain dont le miroir primaire a un diamètre de 110 mm et une focale de 3 450 mm. Les éléments optiques de DORAYSOL étaient protégés par une lame d'entrée en BK7 de densité 4.5. Un filtre centré à 548 nm avec une bande passante de 60 nm était employé. Le principe de l'observation des bords du disque solaire à hauteurs égales avait été conservé. Un prisme d'angle variable avait été utilisé afin de permettre un grand nombre de mesures le même jour. La motorisation des principales fonctions avait permis la quasi-automatisation de l'instrument. L'emploi d'un détecteur CCD au foyer avait permis d'évaluer de manière objective certains paramètres atmosphériques ou instrumentaux affectant la qualité des images.

Environ 30 000 mesures du demi-diamètre solaire ont été réalisées sur le site de Calern entre 1978 et 2006. En 8 ans, la quantité de mesures acquises avec DORAYSOL est plus du double de celle des mesures obtenues avec l'astrolabe solaire réparties sur presque 30 ans. Francis Laclare a été le principal investigateur de ce programme qui a permis l'obtention d'une série historique unique. Pour rendre compatible les données et tenir compte des effets systématiques liés à la distance zénithale, les mesures visuelles ont été

ramenées au zénith ( $\sec(z) = 1$ ). L'écart observé entre les séries visuelles, ainsi corrigées, et celles obtenues avec le détecteur CCD étaient stables (de l'ordre de 0.1 seconde d'arc). Cet écart peut être lié au mode d'observation. Le demi-diamètre solaire obtenu à partir des observations CCD est donné par les positions du point d'inflexion de la courbe d'assombrissement centre bord. Ces points en lien avec la fonction d'étalement de l'image du bord solaire sont en retrait des régions de contraste appréciées par les mesures visuelles ; il peut en outre résulter des différences de sensibilités spectrales propres à chaque mode d'observation. Plusieurs paramètres peuvent influencer la détermination précise du demi-diamètre solaire tels que sa définition (observations visuelles, position du point d'inflexion, *etc.*).



**FIGURE 2.1** Mesures du demi-diamètre solaire à Calern (Observatoire de la Côte d'Azur) et évolution de l'activité magnétique (1978–2006). En 2007, les mesures réalisées avec l'astrolabe et avec DORAYSOL ont cessé.

La figure 2.1 montre les mesures du demi-diamètre solaire obtenues avec l'astrolabe solaire et DORAYSOL de 1978 à 2006 [Morand *et al.*, 2010]. Les observations du demi-diamètre solaire, réparties en moyennes de 40 mesures et approximées par un polynôme de degré 9, présentent sur l'ensemble de la série une apparente anti-corrélation avec le cycle d'activité solaire ; celle-ci étant plus marquée pendant les dix premières années. Le principal résultat de cette campagne de mesures couvrant presque trois cycles solaires a été de révéler une variation significative du demi-diamètre solaire apparent, pouvant atteindre 200 millièmes de seconde d'arc pic à pic et anti-corrélée avec l'activité solaire [Laclare *et al.*, 1996; Morand *et al.*, 2010]. La question de l'origine solaire ou atmosphé-

rique de cette variation apparente a conduit au développement de la mission spatiale PICARD. En effet, malgré les améliorations apportées aux instruments solaires de Calern (utilisation de détecteurs de type CCD, automatisation des mesures), l'atmosphère avec ses instabilités limite de façon inéluctable la précision des observations. Seules les mesures obtenues hors atmosphère peuvent répondre de manière plus rigoureuse aux questions concernant les éventuelles variations du diamètre solaire mais à condition que le suivi des observations couvre de longues durées, voir plusieurs cycles solaires. Cependant, ce type de « surveillance » n'incombe généralement pas aux expériences spatiales dont la durée de vie est brève et de l'ordre de quelques années. C'est donc au sol (projet PICARD SOL), par des mesures continues et étalonnées sur les mesures spatiales (satellite PICARD) que l'on doit conduire un tel programme.

### 2.3 La mission PICARD et les développements instrumentaux

PICARD est une mission dédiée à l'observation de la variabilité solaire, qui vise à perpétuer de précieuses séries temporelles historiques du diamètre solaire (figure 2.1). PICARD contient un double programme avec des mesures hors atmosphère et des mesures au sol qui ont commencé en 2010. J'ai fortement contribué au développement et à l'exploitation des différents instruments de la mission PICARD. J'ai acquis une solide expérience en tant que « scientifique instrumentaliste ».

#### 2.3.1 Le télescope SODISM à bord du satellite PICARD

L'instrument « Solar Diameter Imager and Surface Mapper » (SODISM) est un télescope de type Ritchey-Chrétien dédié à l'astrométrie solaire. Il s'insère dans la continuité des instruments développés à Calern (astrolabe solaire et DORAYSOL). SODISM est un télescope de environ 9 cm de diamètre associé à un détecteur CCD ayant une résolution de  $2048 \times 2048$  pixels. C'est un des instruments du satellite PICARD qui a été mis en orbite le 15 juin 2010 et qui a cessé de fonctionner en avril 2014. J'ai été responsable de cet instrument et j'ai fortement contribué aux opérations en orbite et à l'exploitation de la mission spatiale PICARD de juin 2010 à avril 2014. L'étude de ce télescope m'a permis d'acquérir un grand retour d'expérience d'un grand projet spatial allant de la phase 0 (identification des besoins et analyse de mission) à la phase F (retrait de service du satellite). Avec l'aide et le support de l'équipe PICARD, j'ai publié un article [Meftah *et al.*, 2014b] qui décrit de manière détaillée le télescope et ses performances en orbite. Cet article publié dans Solar Physics est fourni dans l'annexe A.

### 2.3.2 Le télescope SODISM II et les instruments PICARD SOL

La durée de la mission spatiale PICARD étant nécessairement limitée, il est apparu important de suivre le diamètre solaire depuis le sol avec une précision suffisante afin de dissocier les effets atmosphériques et/ou instrumentaux d'éventuelles variations d'origine solaire. Dans ce but, il a été décidé d'utiliser le modèle de qualification de l'instrument spatial SODISM (SODISM II) associé à un moniteur de turbulence diurne [Ikhlef *et al.*, 2016] qui permet de mesurer l'ensemble des paramètres spatio-temporels de la turbulence. SODISM II et le Moniteur d'Images SOLaires Franco Algérien (MISOLFA) sont opérationnels sur le site de Calern depuis mars 2011. La figure 2.2 montre une vue des instruments installés sur le site de Calern. Une instrumentation complémentaire est associée à ces deux instruments avec un photomètre multi-longueurs d'onde (Université de Lille) du réseau « Aerosol Robotic Network » (AERONET) pour la mesure des aérosols, un pyranomètre et une caméra grand champ permettant de qualifier à chaque instant la qualité des images acquises.



FIGURE 2.2 Principaux instruments du programme PICARD SOL.

Je suis actuellement un des principaux investigateurs de la mission PICARD SOL avec Thierry Corbard (OCA). Je suis le principal investigateur de l'instrument SODISM II et de l'instrumentation complémentaire. Je contribue à la maintenance et à l'exploitation du segment sol de la mission PICARD depuis 2011. Le LATMOS et l'OCA assurent ensemble l'exploitation de PICARD SOL. Avec le support de toute l'équipe PICARD SOL, j'ai publié un article [Meftah *et al.*, 2014a] qui décrit de manière détaillée les instruments du segment sol de la mission PICARD et les premiers résultats obtenus. Cet article publié dans *Astronomy & Astrophysics* est présenté dans l'annexe A.



### 2.3.3 L'adaptation de l'instrument SODISM II

L'instrument sol SODISM II devait être le plus proche de l'instrument spatial observant hors atmosphère (SODISM) tant sur le plan physique que sur les modes opératoires. Le respect de ces exigences a entraîné de nombreuses contraintes et plusieurs adaptations. SODISM est conçu pour fonctionner dans le vide ; il a donc été nécessaire d'installer l'instrument SODISM II dans une enceinte à vide conçue par le LATMOS (figure 2.3). Le refroidissement du détecteur CCD de l'instrument SODISM II est assuré par un module Peltier (refroidissement thermoélectrique) contrôlé en température contrairement à l'instrument vol qui utilise un radiateur passif avec un contrôle thermique actif [Mef-tah *et al.*, 2014b]. Concernant le choix des longueurs d'onde de l'instrument SODISM II (table 2.1), nous avons remplacé le filtre UV à 215.0 nm (non observable depuis le sol) par un filtre à 1025.0 nm (continuum solaire). En effet, le rayonnement solaire inférieur à 300 nm n'atteint pas la surface terrestre [Delmas *et al.*, 2005] ; l'ozone possède une bande d'absorption dans le domaine des longueurs d'onde comprises entre 200 et 300 nm avec un maximum d'efficacité à 255 nm qui absorbe la totalité du rayonnement.

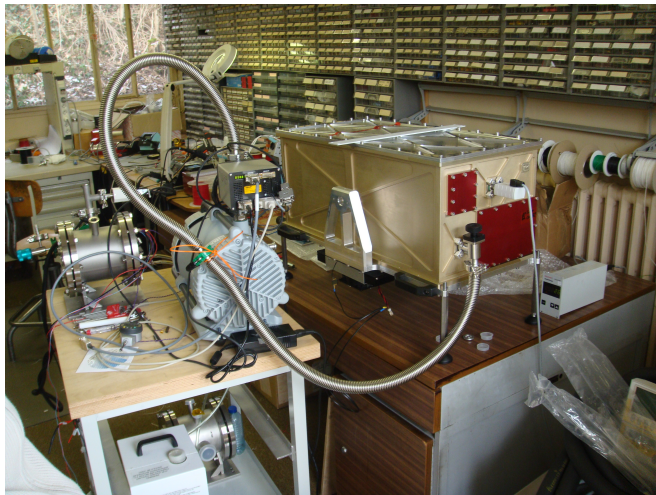


FIGURE 2.3 Cuve à vide de l'instrument SODISM II avec son système de pompage primaire qui permet d'obtenir une pression de quelques mbar à l'intérieur du caisson. L'idée est de réduire significativement les échanges thermiques sous forme de convection naturelle au niveau du télescope SODISM II.

Une autre limitation de l'adaptation de l'instrument SODISM II est associée à l'utilisation du simulateur de l'ordinateur de bord du satellite PICARD. Ce simulateur permet de piloter l'instrument SODISM II. Cependant, il est relativement lent. En effet, ce simulateur limite la vitesse d'acquisition des images (pas plus d'une image du Soleil par minute). Par ailleurs, il n'est pas possible de visualiser les images en temps réel depuis les panneaux de contrôle de l'instrument SODISM II. Les images obtenues sont disponibles au moins 3 minutes après leurs acquisitions. Dès lors, j'ai pensé à de nouvelles solutions qui pourraient améliorer le nombre d'images acquises par l'instrument SODISM II. Une des solutions serait de complètement changer le détecteur CCD et son système d'acquisition (ne plus utiliser le simulateur) afin de pouvoir acquérir plusieurs images par

minute. Cela permettrait aussi d’observer le Soleil en temps quasi-réel. L’utilisation de détecteurs CMOS (Complementary Metal Oxide Semiconductor) peut être envisagée. Contrairement aux capteurs CCD, les charges sont cette fois directement converties au niveau du photosite de génération par le biais d’un amplificateur sur chaque pixel. Cette particularité permet de supprimer un grand nombre de transferts comme dans le cas des registres à décalage du CCD et donc d’augmenter la cadence de lecture. Dès lors, de nouveaux objectifs scientifiques pourraient être envisagés.

**TABLE 2.1** Principales caractéristiques des télescopes PICARD. Le Soleil est observé suivant plusieurs longueurs d’onde.

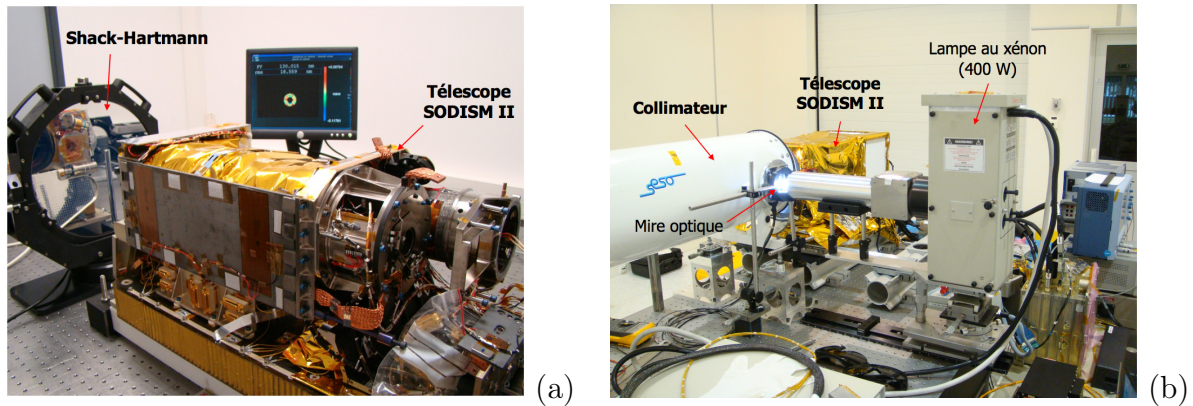
Instrument	SODISM	SODISM II	MISOLFA
Focale	2.626 m	2.626 m	10.00 m
Diamètre de la pupille	0.089 m	0.089 m	0.250 m
Résolution angulaire	~0.6 à 2.2 as	~1.1 à 2.9 as	~0.54 as
Taille du pixel	13.5 $\mu m$	13.5 $\mu m$	9.9 $\mu m$
Facteur d’échelle	1.06 arcsec/pixel	1.06 arcsec/pixel	0.20 arcsec/pixel
Longueur d’onde ( $\lambda$ )	215.0 nm	–	–
	393.37 nm	393.37 nm	–
	535.7 nm (H et D)	535.7 nm (H et D)	535.7 nm
	607.1 nm	607.1 nm	–
	782.2 nm	782.2 nm	–
	–	1025.0 nm	–

### 2.3.4 Etalonnages et corrections des images de l’instrument SODISM II

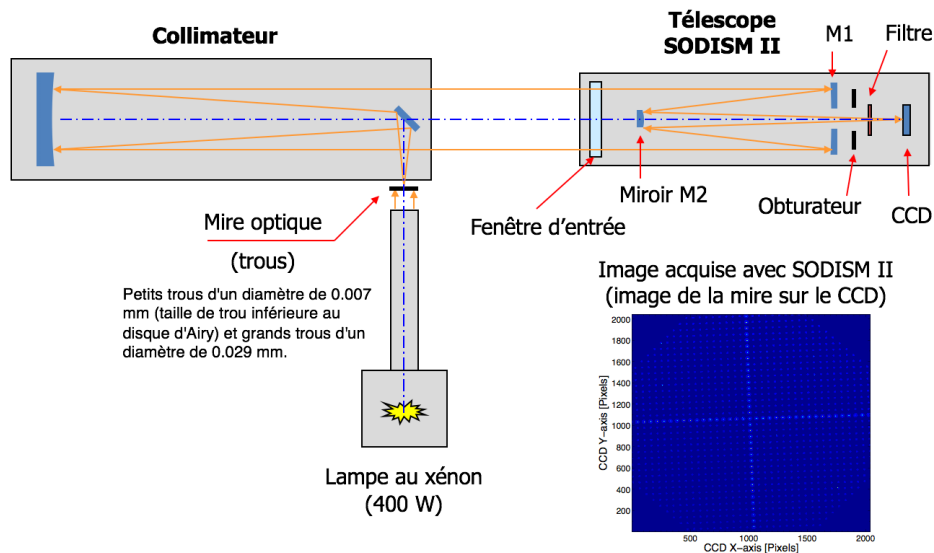
#### - Etalonnages de l’instrument SODISM II

Le principe de l’étalonnage de l’instrument SODISM II est le même que celui utilisé pour SODISM [Meftah *et al.*, 2014b]. Pour mesurer la déformation du front d’onde de l’instrument SODISM II, nous avons utilisé un Shack-Hartmann (figure 2.4, (a)). L’idée est de pouvoir améliorer la focalisation du télescope. Cependant, les capacités de réglage du télescope sont limitées puisque les deux miroirs ont été collés. Le réglage de l’instrument SODISM II n’est pas optimal. A l’issue de la campagne de mesures de l’instrument SODISM II, la qualité du réglage du télescope devra être contrôlée.

Pour caractériser la réponse impulsionnelle de SODISM II ou fonction d’étalement du point (point spread function ou PSF en anglais), nous avons développé un banc optique (figure 2.4, (b)) dédié à cette mesure. A l’issue des mesures SODISM II (probablement fin 2021-2022), la PSF du télescope et son facteur d’échelle devront être mesurés pour toutes les longueurs d’onde. Par la suite, une nouvelle campagne pourra commencer.



**FIGURE 2.4** (a) Banc optique permettant le réglage de l'instrument SODISM II en utilisant l'analyseur de front d'onde (Shack-Hartmann). Le détecteur CCD de l'instrument n'est pas encore intégré. (b) Banc optique permettant de caractériser la PSF du télescope ainsi que son facteur d'échelle.



**FIGURE 2.5** Schéma de principe du banc optique développé au LATMOS (figure 2.4, (b)) pour réaliser les étalonnages optiques.

### - Corrections radiométriques de l'instrument SODISM II

Avant les calibrations géométriques et les traitements nécessaires pour extraire l'information sur le diamètre solaire, des corrections radiométriques au niveau des images acquises par SODISM II ont été nécessaires. Les corrections d'obscurité et de champ plat redressent l'information photométrique des images. Il faut soustraire des images brutes le courant d'obscurité du CCD et diviser le signal obtenu par une carte de champ plat (Flat-Field). Ces procédures sont rigoureusement décrites par [Corbard \(2016\)](#).

Comme son nom l'indique, le courant d'obscurité correspond au signal enregistré alors qu'aucune source n'éclaire le détecteur. Il s'agit d'un courant résiduel. En appliquant les



travaux de [Hochedez \*et al.\* \(2014\)](#) sur le courant d'obscurité de SODISM à bord du satellite PICARD, l'équipe PICARD SOL a développé un modèle de courant d'obscurité pour le CCD de l'instrument SODISM II en y ajoutant une dépendance en température [[Corbard, 2016](#)]. En effet, la régulation de température du CCD de l'instrument SODISM II n'est pas aussi bonne que celle obtenue avec SODISM dans l'espace. Par ailleurs, le CCD de l'instrument SODISM II présente un grand nombre de défauts. Nous n'avons plus de détecteurs à disposition pour pouvoir en intégrer un autre.

La figure 2.6 montre un exemple d'image de courant d'obscurité obtenue avec l'instrument SODISM II.

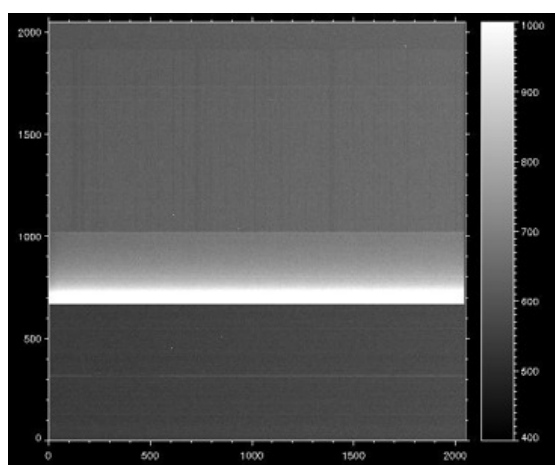


FIGURE 2.6 Image de courant d'obscurité du détecteur. Quelques lignes sont défectueuses. Plusieurs lignes sont affectées par un fort courant d'obscurité et une sensibilité très forte. Le CCD est un dispositif à transfert de charge (sur une impulsion, tous les éléments transfèrent en même temps leur charge sur l'élément adjacent). On peut observer un défaut avec un gradient horizontal (transfert vers la zone mémoire de gauche à droite).

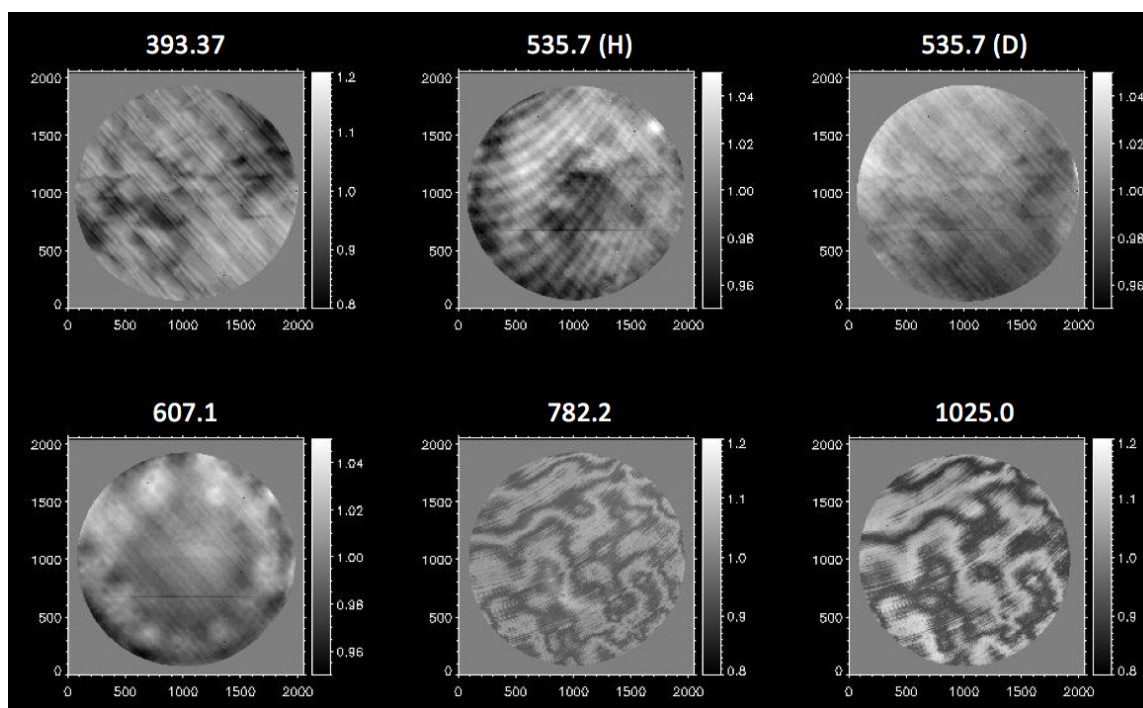
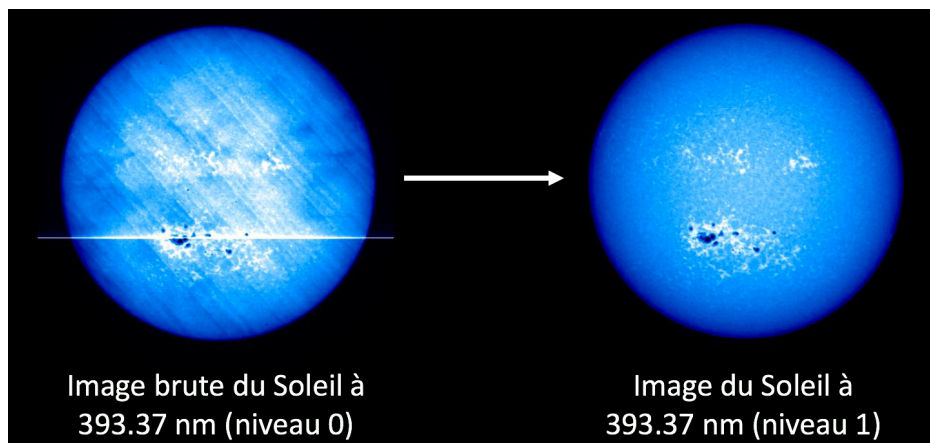


FIGURE 2.7 Images de champ plat (Flat-Field) pour les différentes longueurs d'onde de l'instrument SODISM II.

L'obtention des cartes de champ-plat (Flat-Field) de l'instrument SODISM II n'ont pas été évidentes à obtenir, car il faut disposer d'une source qui soit la plus uniforme possible. Pour l'instrument SODISM, nous avons appliqué la méthode développée par [Kuhn \*et al.\* \(1991\)](#). L'idée était de prendre une série d'images solaires décalées pour pouvoir comparer la réponse des différents pixels du CCD à la même source (le Soleil lui-même). Au sol, c'est beaucoup plus compliqué puisque les conditions varient en permanence (effets de l'atmosphère). Cependant, une méthode a été développée par notre équipe pour répondre à ce besoin. Elle est décrite par [Corbard \(2016\)](#) : « des cartes de contraste sont construites en ajustant à chaque image (qui n'est pas à la même position) une fonction théorique d'assombrissement centre bord puis en divisant les images par la fonction ajustée ; la médiane des différentes cartes de contrastes donne ensuite une estimation du champ plat ». Cette méthode permet de mettre à jour régulièrement les cartes de champ-plat en sélectionnant les meilleures images.

La figure 2.8 montre un exemple d'image corrigée avec les méthodes présentées ci-dessus.



**FIGURE 2.8** (gauche) Image brute acquise par l'instrument SODISM II à 393.37 nm. (droite) Image de niveau 1 corrigée.

#### - Détermination du facteur d'échelle de l'instrument SODISM II (sur étoiles)

Des calibrations régulières du facteur d'échelle sont faites sur étoiles. La procédure est décrite par [Meftah \*et al.\* \(2014a\)](#).

### 2.3.5 Effets atmosphériques sur les mesures SODISM II

#### - La réfraction astronomique

La réfraction atmosphérique est un phénomène optique qui consiste en une trajectoire non rectiligne de la lumière à la traversée de l'atmosphère et qui est dû à la variation

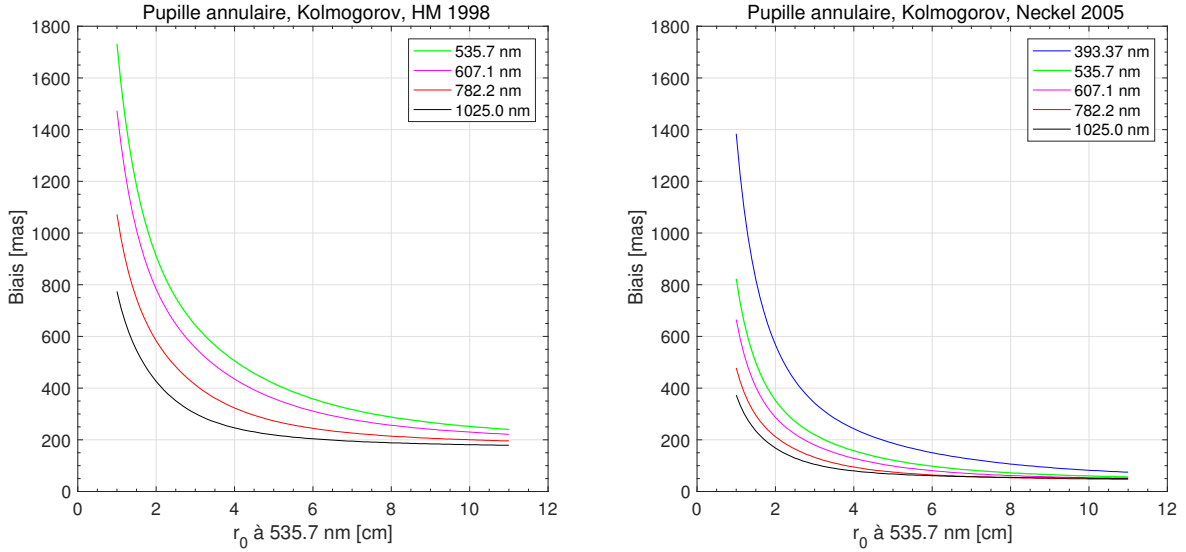
de la densité de l'air avec l'altitude. La réfraction astronomique est la mesure du déplacement angulaire des objets astronomiques à partir de leur position vraie, ou position géométrique, lorsqu'ils sont observés depuis la Terre. La réfraction astronomique conduit à une erreur de mesure de la position angulaire réelle du Soleil.

Ce phénomène optique est dû à la courbure des rayons lumineux lorsqu'ils traversent l'atmosphère terrestre. Lors d'un coucher de Soleil, nous pouvons constater la forme aplatie du disque solaire à l'horizon. Aux distances zénithales plus faibles, l'effet diminue mais il n'est pas nul. Ainsi, une correction de la réfraction astronomique doit être apportée afin de corriger les mesures de diamètres solaires obtenues avec l'instrument SODISM II. Toutes les positions héliographiques doivent être corrigées. La méthode développée par l'équipe PICARD SOL est présentée dans l'annexe B.

### - La turbulence

En astronomie, la turbulence atmosphérique est un problème fréquent au niveau des observations. La principale source d'incertitude et de biais pour notre programme d'observation du Soleil reste la turbulence atmosphérique. En l'absence d'atmosphère, tous les rayons arrivent parallèles entre eux. En observant une étoile avec un télescope, les rayons convergent donc en un seul point : le foyer du télescope. Lorsqu'il y a de la turbulence atmosphérique, les rayons ne convergent plus en un point, mais dans une zone, plus ou moins grande en fonction de l'intensité de la turbulence. La turbulence induit dans l'atmosphère terrestre des fluctuations de température et de densité qui provoquent des fluctuations de l'indice de réfraction. Le front d'onde qui se propage à travers ce milieu subit alors des déformations qui sont liées aux variations du trajet optique. Le seeing (exprimé en secondes d'arc) est la grandeur principale qui correspond à la qualité de la visibilité ; il est directement lié à la turbulence atmosphérique. On le définit comme la largeur à mi-hauteur de la fonction d'étalement du point. Hors atmosphère, le seeing est nul d'où l'intérêt des observations hors atmosphère avec des télescopes spatiaux. Plus le seeing est faible, plus il se rapproche d'une tache d'Airy. Sinon il se compose de nombreuses taches appelées tavelures (speckles). Pour un bon site d'observation, le seeing doit être inférieur à 1 arcsec. Le paramètre de Fried [Fried, 1966] est lié au seeing par la formule suivante :  $s = 0.98\lambda/r_0$ . Le paramètre de Fried représente le diamètre qu'aurait un télescope qui fournirait, en l'absence de turbulence, une tache d'Airy de même taille que notre télescope en présence de turbulence. Si le paramètre de Fried est de environ 3 cm à une longueur d'onde donnée (site de Calern à 535.7 nm), que l'on utilise un télescope de 30 m ou de 3 cm, la résolution serait la même ! Pour quantifier la turbulence atmosphérique, d'autres paramètres sont importants. Il y a l'échelle externe

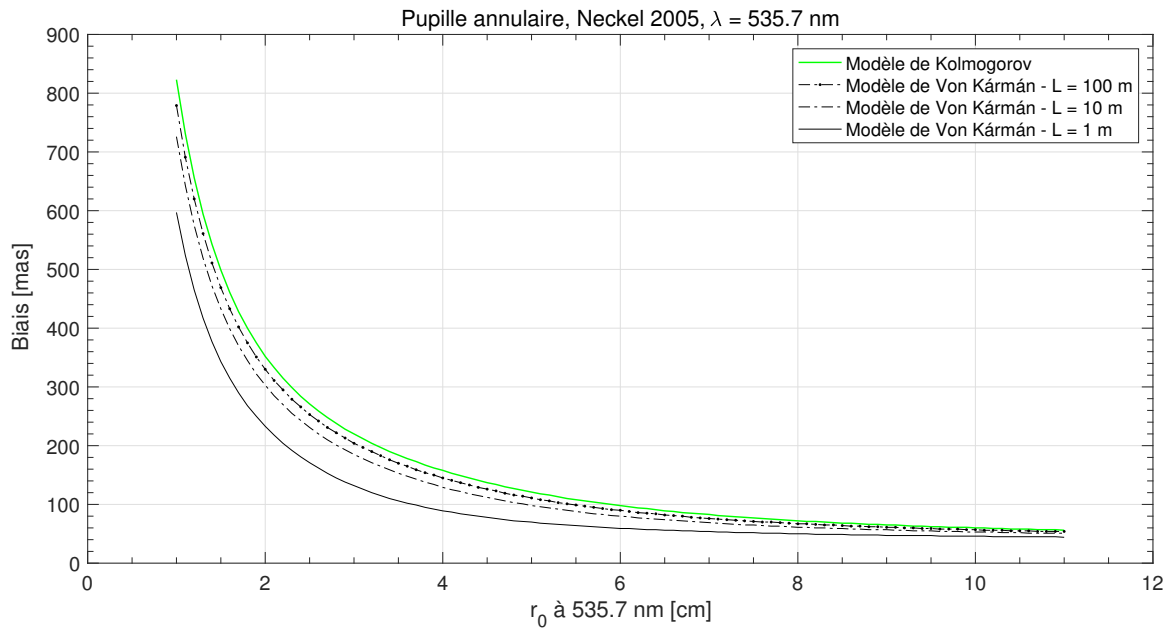
de cohérence spatiale du front d'onde ( $\mathcal{L}_0$  en m) qui correspond à la longueur caractéristique des plus grandes structures des fluctuations de la phase du front d'onde. Elle est aussi liée à la taille des plus grands tourbillons dans un volume d'atmosphère considéré.  $\mathcal{L}_0$  peut varier de quelques mètres à une centaine de mètres pour le site de Calern [Ikhlef *et al.*, 2016]. Il y a aussi le temps caractéristique d'évolution du front d'onde ( $\tau_0$  en ms) et l'angle d'isoplanétisme ( $\Theta_0$ ) qui est fondamental en optique adaptative. L'instrument MISOLFA a été développé afin de pouvoir fournir la valeur des principaux paramètres de la turbulence atmosphérique.



**FIGURE 2.9** Biais sur la détermination du demi-diamètre solaire en fonction de  $r_0$  à 535.7 nm – télescope SODISM II (pupille de 89 mm de diamètre avec occultation centrale de 35 mm) – modèle de turbulence de Kolmogorov.

Le biais sur la détermination du demi-diamètre solaire ( $\text{biais}(\lambda, r_0, \mathcal{L}_0) = R_\odot - \bar{R}(\lambda, r_0, \mathcal{L}_0) \rightarrow \text{rayon réel moins rayon observé}$ ) introduit par la turbulence atmosphérique dépend principalement du seeing tel que mesuré par le paramètre de Fried et de l'échelle externe. L'annexe C présente une méthode qui permet de déterminer le biais sur la détermination du demi-diamètre solaire pour un télescope donné (diamètre de la pupille). Le biais dépend de la longueur d'onde ( $\lambda$ ), du paramètre de Fried ( $r_0$ ), de l'échelle externe ( $\mathcal{L}_0$ ) et du profil d'assombrissement centre bord du Soleil [Hestroffer et Magnan, 1998; Neckel, 2005]. L'annexe C correspond aussi à un support de cours donné à des étudiants en université et en école d'ingénieurs.

La figure 2.9 met en évidence l'impact de la turbulence sur la mesure du demi-diamètre solaire (simulations utilisant les caractéristiques de SODISM II et pour  $\sec(z) = 1$ ). En utilisant le modèle de turbulence de Kolmogorov ( $\mathcal{L}_0 \rightarrow \infty$ ), nous pouvons constater l'importance que peut avoir le profil d'assombrissement centre bord du Soleil [Hestroffer et Magnan, 1998; Neckel, 2005] au niveau des résultats. Les écarts sont assez importants.



**FIGURE 2.10** Biais sur la détermination du demi-diamètre solaire en fonction de  $r_0$  à 535.7 nm – télescope SODISM II – modèle de turbulence de Kolmogorov et de Von Kármán.

On sait que le modèle HM 1998 n'est pas représentatif au limbe [Hestroffer et Magnan, 1998]. On verra plus tard que le modèle Neckel 2005 est le plus représentatif et qu'il s'ajuste bien avec les observations faites par l'instrument SODISM hors atmosphère.

La figure 2.10 montre l'influence du modèle de turbulence (modèle de Kolmogorov et modèle de Von Kármán) pour une longueur d'onde donnée et avec  $\sec(z) = 1$ . On voit l'intérêt de mesurer l'échelle externe ( $\mathcal{L}_0$ ) de la turbulence.

### - Influence des aérosols sur la mesure du diamètre solaire

La présence d'aérosols dans l'atmosphère peut induire de la lumière diffusée qui peut perturber la détermination du demi-diamètre solaire. L'impact de la diffusion des aérosols sur la position des points d'inflexion du limbe solaire reste un problème complexe. Il n'y a pas d'études associées à ce problème. Une analyse préliminaire de cette influence a été faite par Didier Tanré et Jean-Luc Deuzé du Laboratoire d'Optique Atmosphérique (Université de Lille) en février 2010. Ils ont effectué un calcul d'ordre de grandeur afin d'avoir une idée de l'influence des aérosols sur la détermination du demi-diamètre solaire. Ils ont utilisé des hypothèses simplificatrices sur le transfert avec deux cas standards :

- Cas n°1 : un Soleil à  $50^\circ$  d'élévation, une couche d'aérosols d'épaisseur optique 0.5, une fonction de phase de l'ordre de 100 en « pointe avant » (choix d'un modèle d'aérosols de taille relativement importante), un diamètre apparent du Soleil de  $0.5^\circ$  avec une « réponse en cosinus » du signal hors atmosphère. La présence de

cette couche fait passer le diamètre apparent de  $0.5^\circ$  à  $0.50004^\circ$  (impact de 72 millièmes de secondes d'arc sur la détermination du demi-diamètre solaire).

- Cas n°2 : un Soleil à  $30^\circ$  d'élévation, une couche diffusante (qui pourrait être de très gros aérosols ou un cirrus) d'épaisseur optique 1.0, une fonction de phase de l'ordre de 1000 en « pointe avant » ; le diamètre apparent passe alors à  $0.5039^\circ$ . Le même cas avec une épaisseur optique de 2 conduit à une valeur de  $0.5588^\circ$ .

Si des conditions standard d'aérosols n'affectent que très peu la mesure, il semble prématuré de considérer que cet effet est négligeable quelles que soient les conditions d'observations, comme la présence d'un cirrus par exemple. Bien sûr, ces résultats sont préliminaires et doivent être validés. Une campagne incluant des mesures d'épaisseur optique pourrait d'ailleurs être envisagée, à la fois pour mettre en évidence le phénomène ou pour ne sélectionner que les cas « clairs ».

L'instrumentation solaire complémentaire (photomètre, pyranomètre, caméra grand champ) permet d'apporter une information utile à la sélection des images.

## 2.4 La détermination absolue du diamètre solaire à partir des instruments PICARD

### 2.4.1 Introduction

En 2015, l'Union Astronomique Internationale (UAI) a adopté une nouvelle valeur nominale du rayon solaire fixée à 695 700 km [Prša *et al.*, 2016] et qui doit être utilisée lorsque l'on exprime la taille d'un objet observé en unité de rayon solaire (ou, maintenant, unité de rayon solaire nominal). La précédente valeur adoptée par l'UAI, 696 000 km, correspondait au rayon photosphérique qui peut être mesuré directement par le point d'inflexion dans la courbe donnant la diminution de l'intensité lumineuse au bord du disque solaire mesurée dans le continuum. La nouvelle valeur nominale choisie revient à changer la définition du rayon solaire en considérant que la « surface » du Soleil est le lieu où la température atteint la température effective du rayonnement solaire. La détermination de ce niveau dépend de la modélisation et n'est donc pas mesurable directement. Il correspond cependant au « rayon sismique » qui peut être évalué indirectement par l'héliosismologie. Les calculs de transfert radiatif sur lesquels sont basés la résolution de l'UAI prédisent un rayon photosphérique supérieur de  $333 \pm 8$  km au rayon nominal [Haberreiter *et al.*, 2008].



### 2.4.2 Résultats

En 2012, l'instrument SODISM à bord du satellite PICARD a observé le passage de Vénus. Cet événement astronomique a permis une détermination précise du rayon photosphérique à 535.7, à 607.1 et à 782.2 nm. Depuis le sol, sur le site de Calern de l'Observatoire de la Côte d'Azur, des observations systématiques sont menées depuis 2011 en utilisant le modèle de qualification de l'instrument SODISM, appelé SODISM II. Ce télescope de type Ritchey-Chrétien opère dans les mêmes longueurs d'onde que SODISM mais aussi dans le proche infra-rouge à 1025 nm où les effets de la turbulence atmosphérique sont moindres. Un moniteur de turbulence diurne a par ailleurs été développé pour compléter l'interprétation des images au sol de SODISM II. L'analyse statistique d'environ 5000 images par an et par longueur d'onde acquises au sol a permis d'atteindre des niveaux de précision comparables à ceux obtenus dans l'espace sur une période plus courte. Ces analyses montrent que l'ensemble des mesures dans le continuum sont compatibles, indépendamment de la longueur d'onde utilisée, avec la valeur estimée à 607.1 nm soit  $696\,156 \pm 145$  km ( $\pm 1\sigma$ ). Ce résultat reste marginalement compatible à un écart-type avec la valeur nominale adoptée par l'UAI si l'on prend en compte la différence entre rayon sismique et rayon photosphérique prédite par la modélisation et le transfert radiatif. Elle tend cependant à montrer une différence avec le rayon sismique systématiquement supérieure à celle prédite, ce qui pourra motiver de nouvelles modélisations plus réalistes de la photosphère, par exemple avec des codes magnéto-hydrodynamique en 3 dimensions (3D).

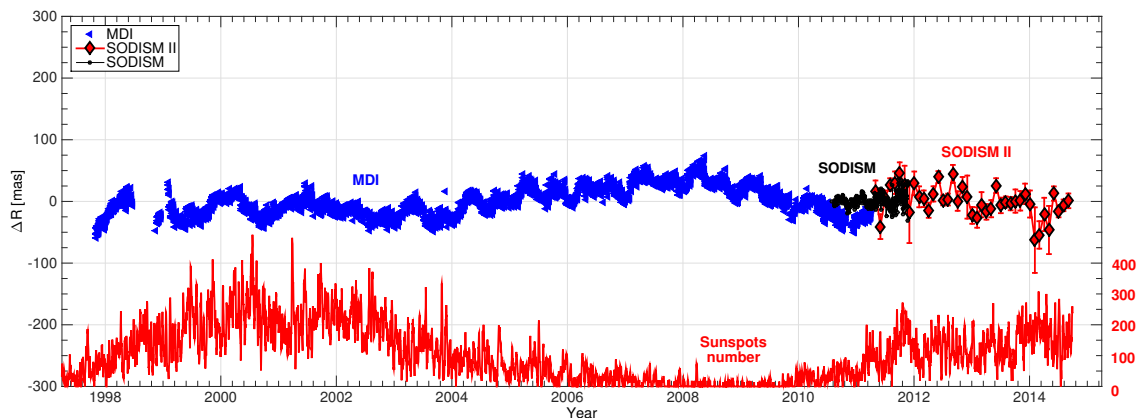
En utilisant les observations de l'instrument SODISM de la mission spatiale PICARD et celles au sol de SODISM II, nous avons montré que les mesures directes les plus précises du rayon solaire photosphérique sont supérieures à celles des prédictions déduites du transfert radiatif par les modèles (voir l'article publié dans la revue *Astronomy & Astrophysics* en 2018 et faisant partie de l'annexe A). Ce résultat [Meftah *et al.*, 2018a] insinue que le Soleil serait plus gros que prévu par les modèles. De même, il est supérieur à la valeur nominale actuellement retenue par l'UAI. Dès lors, la nouvelle définition du rayon solaire adoptée par l'UAI en 2015 est confrontée aux observations directes.

## 2.5 Surveillance à long terme du diamètre solaire (PICARD)

### 2.5.1 Introduction et ordre de grandeur des variations recherchées

L'intérêt du programme PICARD SOL est de pouvoir faire une surveillance à long terme du diamètre solaire sur au moins un cycle solaire. L'idée est de continuer nos observations

à minima jusqu'en 2021. PICARD SOL (SODISM II, MISOLFA et son instrumentation complémentaire) a démontré la faisabilité d'une mesure astrométrique du Soleil au sol avec une précision suffisante pour contraindre les modèles de physique solaire [Meftah *et al.*, 2015]. La figure 2.11 montre l'évolution au cours du temps du demi-diamètre solaire mesuré par plusieurs instruments : MDI (Michelson Doppler Imager) à bord de l'observatoire solaire SoHO (Solar and Heliospheric Observatory), SODISM à bord du satellite PICARD et SODISM II observant le Soleil depuis le site de Calern.



**FIGURE 2.11** Evolution au cours du temps du demi-diamètre solaire « photosphérique » mesuré par deux instruments spatiaux (MDI et SODISM) et un instrument sol (SODISM II) [Meftah *et al.*, 2015].

Les méthodes développées dans le cadre du programme PICARD SOL nous donnent la capacité de détecter sans ambiguïté toute variation du demi-diamètre solaire qui dépasserait significativement les 50 mas. En poursuivant nos observations sur le long terme, nous allons pouvoir confirmer ou non les variations du demi-diamètre solaire « photosphérique » ( $\sim 200$  mas) détectées sur les cycles précédents par les mesures de l'astrolabe solaire et de DORAYSOL (figure 2.1). A ce jour, les variations observées par les instruments MDI, SODISM et SODISM II ne montrent aucun lien direct ou évident avec l'activité solaire.

Récemment, une étude menée par Kosovichev et Rozelot (2018) a mis évidence une faible variation du demi-diamètre solaire ( $\sim 2$  km) qui est en anti-corrélation avec l'activité solaire (20 ans d'observations). Ce résultat a été obtenu avec les données de l'instrument MDI [Schmid et Wehrli, 1995] et de l'imageur HMI (Helioseismic and Magnetic Imager) [Schou *et al.*, 2012]. Une méthode différente a été développée pour déterminer le diamètre solaire ; elle s'appuie sur l'héliosismologie. Le résultat obtenu par Kosovichev et Rozelot (2018) permet de déterminer les variations du rayon sismique au cours du temps. Ce résultat est obtenu après suppression des changements de fréquence des modes  $f$  associés à l'activité de surface. Dès lors, il peut y avoir un lien potentiel entre le résidu de surface



et le rayon solaire sismique. Pour simplifier, cette variation peut ne pas exister. Par ailleurs, cette analyse ne peut fournir aucune information sur les couches superficielles du Soleil (moins de 2 Mm de la surface du Soleil). Ainsi, ces résultats peuvent être jugés complémentaires avec les mesures obtenues par les instruments PICARD SOL ; dans notre cas, on s'intéresse aux variations du diamètre solaire photosphérique (impact de l'activité magnétique au niveau de l'atmosphère solaire). Malgré tout, les résultats obtenus par [Kosovichev et Rozelot \(2018\)](#) nous renseignent sur l'ordre de grandeur attendu et sur l'existence d'une anti-corrélation avec l'activité solaire déjà observée par [Laclare \*et al.\* \(1996\)](#). De même, les résultats de [Bush \*et al.\* \(2010\)](#) nous informent que les variations du rayon solaire photosphérique peuvent être inférieures à une trentaine de mas.

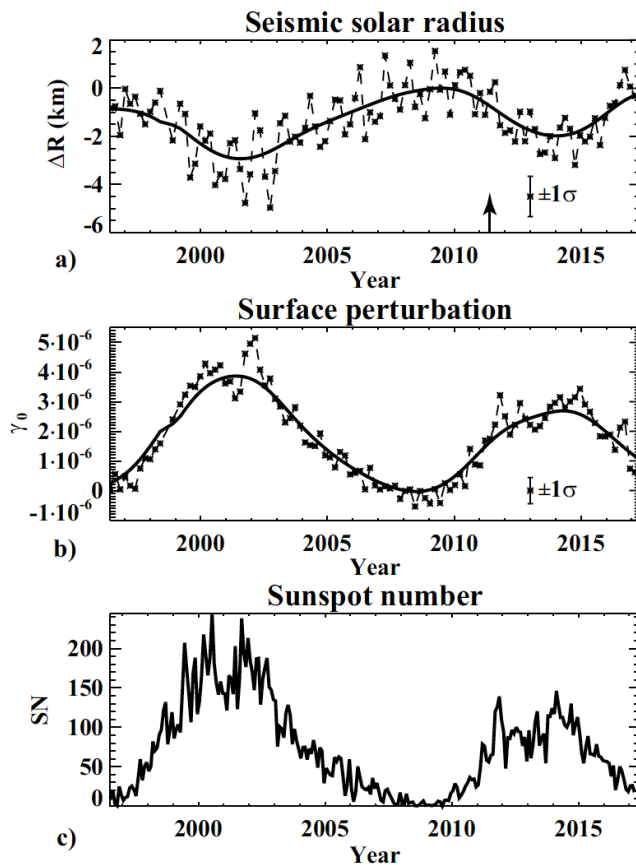
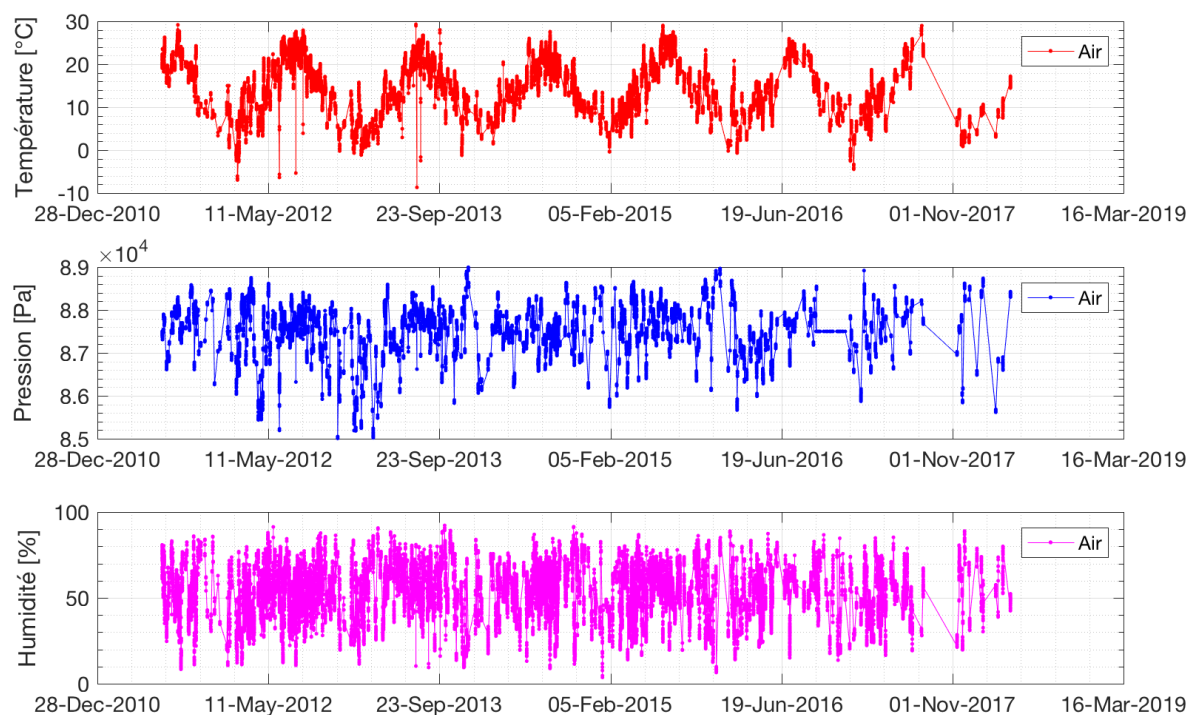


FIGURE 2.12 Evolution au cours du temps du rayon « sismique ». [Kosovichev et Rozelot \(2018\)](#) trouvent une variation du rayon sismique ( $\sim 2$  km) anti-corrélée avec l'activité solaire (20 ans d'observations). Ces variations sont associées à un rayon du Soleil qui se situe à une profondeur de  $5 \pm 2$  Mm de la surface solaire. La flèche verticale correspond au début des mesures réalisées avec HMI.

Il paraît alors nécessaire de pouvoir détecter des variations du rayon solaire photosphérique depuis le sol (PICARD SOL) avec une précision meilleure que la quinzaine de mas ; ce qui représente un très grand défi pour le programme PICARD SOL. La continuité des mesures PICARD SOL est associée à une surveillance de la stabilité instrumentale, du vieillissement des filtres, et de faire un grand nombre d'étalonnages (facteur d'échelle du télescope (étalonnages étoiles), front d'onde, PSF, *etc.*).

### 2.5.2 L'environnement associé aux observations PICARD SOL

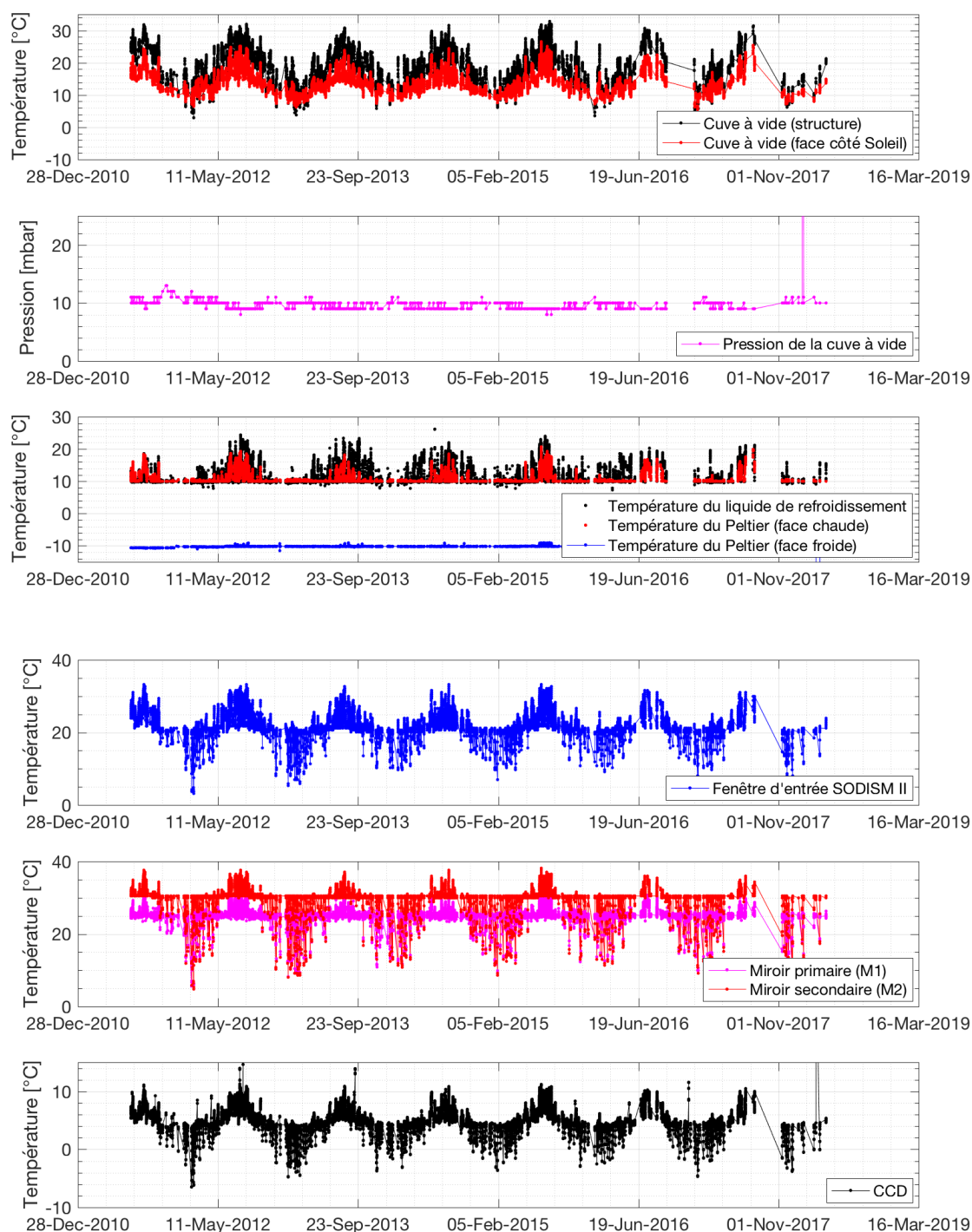
Les observations de l'instrument SODISM II sont affectées par l'atmosphère (réfraction, turbulence atmosphérique, aérosols dans une moindre mesure) et par les effets instrumentaux. Les variations de températures des composants optiques du télescope sont liées à la température de l'air mesurée sur le site de Calern. Ces variations de températures perturbent les performances de l'instrument.



**FIGURE 2.13** Evolution au cours du temps de la température, de la pression et de l'humidité de l'air à proximité des instruments PICARD SOL.

La figure 2.13 montre l'évolution au cours du temps de la température, de la pression et de l'humidité de l'air sur le site de Calern. Ces variations ont un impact direct sur la stabilité thermique de la cuve à vide de l'instrument SODISM II (figure 2.3) et par conséquent sur le télescope. La figure 2.14 met en évidence les variations de températures et de pression de la cuve à vide. De même, les variations de températures des principaux éléments optiques du télescope varient au cours du temps suivant un cycle annuel. Malgré la mise en place d'un contrôle thermique actif pour réguler en température le télescope, on peut constater la forte influence de la température de l'air sur les températures des principaux composants optiques (fenêtre d'entrée, miroirs, détecteur CCD, *etc.*).

Il est nécessaire d'apporter des corrections à nos mesures de diamètre solaire en intégrant l'évolution des températures des principaux éléments optiques du télescope.



**FIGURE 2.14** Evolution au cours du temps des principaux observables de la cuve à vide SODISM II (températures et pression). Evolution au cours du temps des températures des éléments associés au système de refroidissement du CCD (liquide de refroidissement et élément Peltier). Evolution au cours du temps des températures des principaux composants de l'instrument SODISM II (fenêtre d'entrée, miroirs, CCD).

Par ailleurs, la température du CCD n'est pas stable au cours du temps. Un dispositif de refroidissement thermoélectrique utilisant un élément Peltier est utilisé pour le contrôle

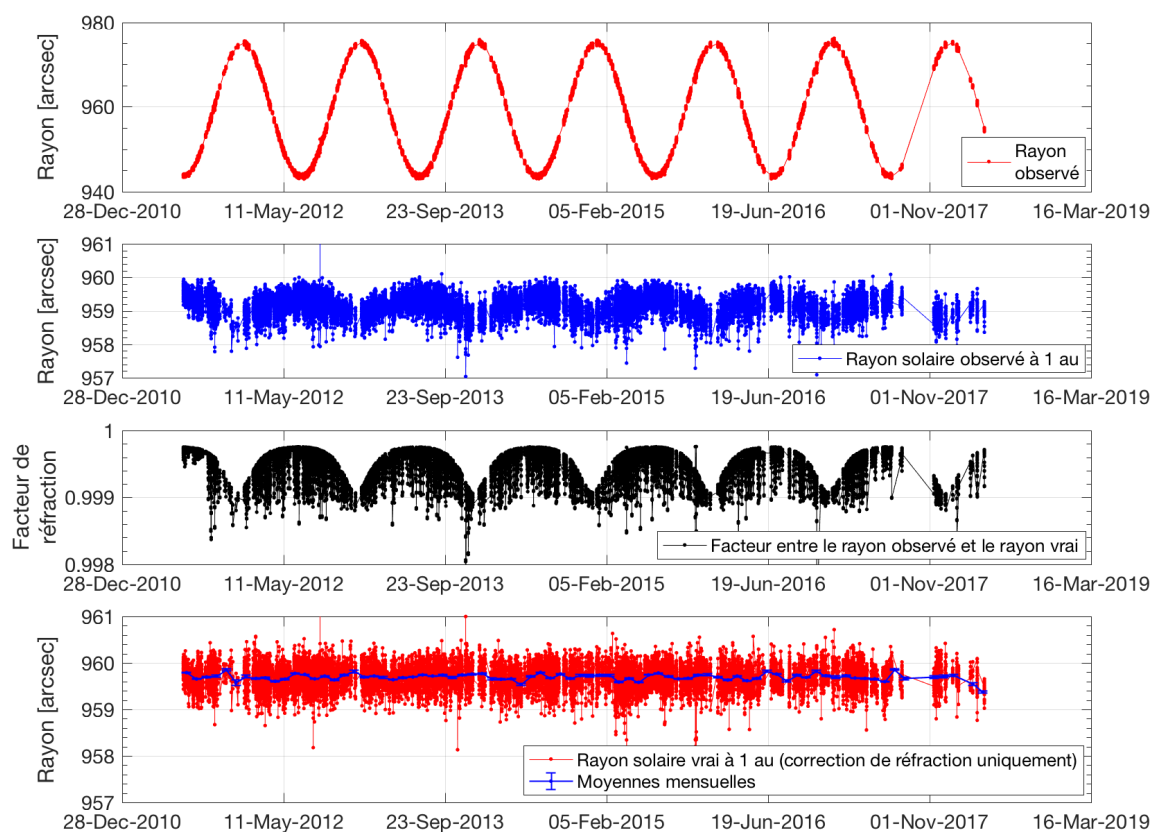
thermique du détecteur CCD de l'instrument SODISM II. Un doigt froid retire la chaleur à l'arrière du CCD pour le refroidir ; la température du doigt froid est de  $-10 \pm 0.2^\circ\text{C}$ . Quand à la température du CCD, elle est proche de  $5^\circ\text{C}$  en moyenne et varie au cours du temps en suivant un cycle saisonnier ( $\pm 4^\circ\text{C}$ ). Cette variation de température affecte directement les performances de l'instrument et modifie la taille des pixels du détecteur. L'effet sur la mesure du demi-diamètre solaire est de  $-1.88 \text{ mas}/+1^\circ\text{C}$  (lien direct avec le facteur d'échelle).

Enfin les images de niveau 1 doivent être corrigées par les bonnes cartes de courant d'obscurité associées à la bonne température du détecteur.

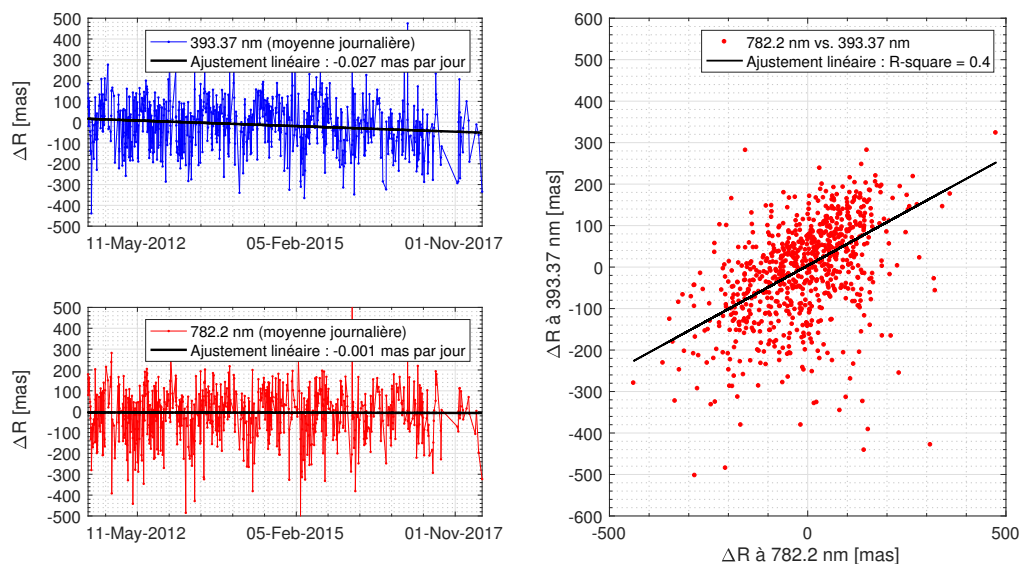
### 2.5.3 Variations du demi-diamètre solaire observées avec PICARD

De juillet 2010 à aujourd'hui (série en cours), les instruments PICARD ont observé le Soleil ; cela représente plus de huit années d'observations solaires. De 2010 à 2014, le rayon solaire a été mesuré par le télescope spatial SODISM à bord du satellite PICARD. L'instrument a subi une dégradation importante en raison de l'environnement spatial sévère. L'évolution du demi-diamètre solaire observé par SODISM à une unité astronomique est donnée au niveau de la figure 2.11 (à 782.2 nm). Pour obtenir ces résultats, une correction instrumentale a été appliquée [Meftah *et al.*, 2015]. Les variations de demi-diamètre solaire sont inférieures à 20 mas pic à pic au cours de la phase ascendante du cycle solaire 24.

Depuis mai 2011, le demi-diamètre solaire est mesuré par SODISM II à Calern. Le demi-diamètre solaire observé avec SODISM II (782.2 nm) montre de petites variations après 84 mois de mesures. Avant d'obtenir des résultats, plusieurs corrections sont nécessaires. Elles sont montrées au niveau de la Figure 2.15. La première étape consiste à corriger la distance Soleil-Terre. La deuxième étape consiste à corriger la réfraction comme indiqué au niveau de la figure 2.15. Une méthode de correction de la réfraction a été développée par Corbard *et al.* (2013). En effet, la détermination précise du demi-diamètre solaire est fortement influencée par les effets de l'atmosphère (réfraction) ; en particulier pour les télescopes d'imagerie tels que PICARD SOL/SODISM II. Les paramètres clés pour la correction de la réfraction atmosphérique sont la température ( $T_a$ ), la pression ( $P_a$ ) et l'humidité relative ( $f_h$ ). Tous ces paramètres sont mesurés avec PICARD SOL (Figure 2.13). Les prochaines étapes de notre analyse consisteraient à corriger les effets de la turbulence atmosphérique (en utilisant les données de l'instrument MISOLFA) et en corrigeant les effets instrumentaux (utilisation des données de servitudes de l'instrument SODISM II).



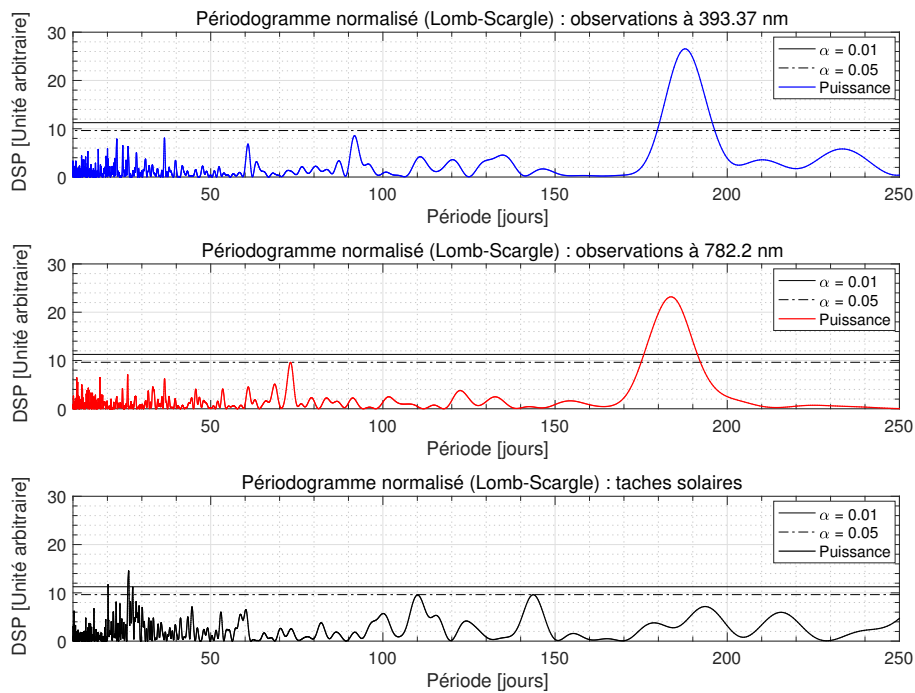
**FIGURE 2.15** Corrections successives pour obtenir le demi-diamètre solaire à 782.2 nm avec SODISM II. Les données ne sont pas corrigées des effets de la turbulence atmosphérique et des effets instrumentaux. Les corrections radiométriques (courant d'obscurité, champ plat, corrections d'images) ont été faites à l'avance.



**FIGURE 2.16** Evolution du demi-diamètre solaire observé par SODISM II à 393.37 nm et à 787 nm ( $\Delta R$ ).

La figure 2.16 montre les variations du demi-diamètre solaire à 393.37 et à 782.2 nm (toutes les données). Ces données sont normalisées à une unité astronomique. Le demi-diamètre solaire SODISM II à 782,2 nm (canal photosphérique) décroît très faiblement (-0.001 mas par jour). Pour le canal chromosphérique (393.37 nm), la tendance est également faible. Ces tendances linéaires des variations du demi-diamètre solaire ne sont pas significatives ; les prédictions liées à la régression ne correspondaient pas parfaitement aux séries de données (la qualité de l'ajustement est faible). En revanche, il existe un lien entre les mesures à 393.37 et à 782.2 nm, qui montre que ces mesures sont couplées (Soleil, turbulence, et très certainement les effets instrumentaux du télescope au sol). Les périodogrammes (Figure 2.17) des variations du demi-diamètre solaire (393.37 et 782.2 nm) mettent en évidence un effet saisonnier en relation avec la variation de température de l'air et de l'instrument SODISM ; ce qui suggère que les effets instrumentaux SODISM II sont significatifs.

Dès lors, nous avons un travail conséquent pour corriger les données SODISM II des effets instrumentaux et ensuite des effets de la turbulence atmosphérique.



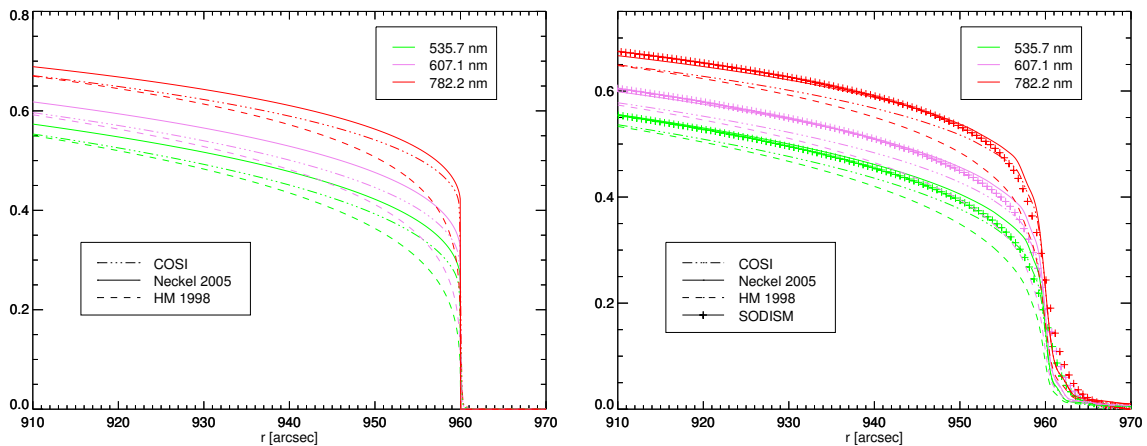
**FIGURE 2.17** Périodogramme (Lomb-Scargle) à 393.37 nm, à 782.2 nm et pour les taches solaires. Nous utilisons des données de taches solaires de l'observatoire royal de Belgique (World Data Center SILSO). La période de rotation solaire ( $\sim 26.2$  jours) est observée avec les taches solaires mais pas pour les demi-diamètres solaires observés (respect des niveaux de confiance).



## 2.6 Profil d'assombrissement centre-bord observé par SODISM

La détermination précise du profil d'assombrissement centre-bord (limb darkening function, LDF) du Soleil suivant plusieurs longueurs d'onde est importante. C'est une entrée importante pour les modèles de physique solaire.

Des mesures précises ont été obtenues avec l'instrument spatial SODISM pour plusieurs longueurs d'onde (535.7, 607.1 and 782.2 nm) en juillet 2010 (début de vie de l'instrument). Ces mesures montrent que les profils observés avec SODISM sont très proches de ceux obtenus par le modèle empirique de Neckel 2005 [Neckel, 2005] et ce après avoir convolué la fonction instrumentale du télescope SODISM (PSF). En effet, le modèle Neckel 2005 est beaucoup plus représentatif que d'autres modèles (Code for Solar Irradiance (COSI) [Shapiro *et al.*, 2010] ou HM 1998 [Hestroffer et Magnan, 1998]). La détermination précise de la fonction d'assombrissement centre-bord est importante car elle permet de déterminer avec précision le rayon solaire. En effet, l'une des définitions du rayon solaire est basée sur la détermination de la position du point d'inflexion (IPP) de cette courbe.



**FIGURE 2.18** (gauche) Fonctions d'assombrissement centre bord pour trois modèles de physique solaire (COSI, Neckel 2005 et HM 1998). Intensité (unité arbitraire) du Soleil en fonction de sa position radiale ( $r$  en arcsec). (droite) Fonctions d'assombrissement centre bord observés par SODISM II et simulés avec les modèles de physique solaire (produit de convolution 2D de la fonction d'assombrissement centre bord (COSI, Neckel 2005 et HM 1998) avec la réponse impulsionnelle exacte de l'instrument SODISM à partir de la PSF théorique).

Ces travaux sont en cours. On cherche à sélectionner les meilleures images acquises en orbite par l'instrument SODISM afin de proposer les meilleurs profils d'assombrissement centre-bord. Il s'agit de mesures uniques obtenues dans le continuum solaire et pour plusieurs longueurs d'onde.

## 2.7 Conclusions, perspectives et projet scientifique

Un grand nombre de résultats a été obtenu au travers de mes différents travaux. Ce qui conduit à de nouvelles perspectives et à la mise en place d'un projet scientifique orienté vers l'astrométrie solaire à très haute résolution et à la météorologie spatiale. Le développement de nouveaux instruments spatiaux est nécessaire pour pouvoir atteindre certains objectifs.

### 2.7.1 Vers un cycle solaire complet de mesures avec PICARD

Le suivi continu du diamètre solaire a été entamé en 1978 à Calern (Observatoire de la Côte d'Azur, OCA) à partir d'un astrolabe. Le principal résultat de cette campagne couvrant presque trois cycles solaires a été de révéler une variation significative du demi-diamètre solaire apparent, pouvant atteindre 200 mas pic à pic et anti-corrélée avec l'activité solaire [Laclare *et al.*, 1996; Morand *et al.*, 2010]. La question de l'origine solaire ou atmosphérique de cette variation apparente a conduit au développement de la mission spatiale PICARD et de son segment sol. Les instruments de la mission PICARD se placent dans cette continuité. Depuis 8 ans, ils observent le Soleil en continu. Le cycle solaire actuel a débuté en décembre 2008. En mars 2018, la National Oceanic and Atmospheric Administration (NOAA) a signalé que le nombre de taches solaires était au plus bas depuis 2009 et que cette activité récente correspondait à celle de la faible activité observée en 2007–2008. S'agit-il de la fin du cycle solaire 24 et ce dès 2018–2019? Quoi qu'il arrive, nous allons continuer nos observations du diamètre solaire avec les instruments de la mission PICARD SOL afin d'avoir des mesures pendant un cycle solaire complet. Aujourd'hui, PICARD donne de nouvelles estimations des variations du rayon solaire dans différentes bandes spectrales (393.37, 535.7, 607.1, 782.2 et 1025.0 nm). Nous n'observons aucun lien direct et évident entre l'activité solaire et les variations du diamètre solaire. Si des variations du diamètre solaire existent, elles sont extrêmement faibles. Pour pouvoir faire une analyse plus détaillée, il faut améliorer les différentes étapes de nos traitements PICARD SOL et prendre en compte les corrections des effets instrumentaux liés aux variations de température et corriger les effets de turbulence en utilisant MISOLFA. Ces études sont menées conjointement par le LATMOS et l'Observatoire de la Côte d'Azur.

La détermination précise du diamètre solaire et de ses variations nécessite une analyse rigoureuse et détaillée :

- Amélioration des corrections radiométriques des images (courant d'obscurité, champ plat, défauts des images) pour améliorer la qualité des données,



- Caractérisation optique complète du télescope (mesure de l'erreur du front d'onde (utilisation du banc optique représenté sur la figure 2.4), détermination de la PSF (utilisation du banc optique représenté sur la figure 2.4), *etc.*) pour avoir une excellente connaissance de la fonction instrumentale,
- Définition du demi-diamètre solaire utilisé (position du point d'inflexion) et amélioration des méthodes de calcul,
- Utilisation de la fonction d'assombrissement centre bord du Soleil la plus réaliste telle que le profil Neckel 2005 [Neckel, 2005]; c'est celle qui est la plus proche des profils solaires observés par SODISM en orbite (Figure 2.18, droite),
- Etalonnage angulaire (sur étoiles) du télescope pour avoir une excellente connaissance du facteur d'échelle du télescope SODISM II (exigence de valeurs absolues du rayon solaire et de contrôle du vieillissement du télescope),
- Corrections de réfraction utilisant la méthode développée par l'équipe PICARD SOL [Corbard *et al.*, 2013],
- Corrections d'effets instrumentaux pour éliminer ou réduire l'effet saisonnier (correction de température (fenêtre d'entrée, miroirs, CCD, *etc.*) et effets sur la focale du télescope),
- Corrections de turbulences pour annihiler les effets de l'atmosphère.

Nous avons vu l'importance d'observer le Soleil de manière assidue sur des échelles allant du cycle solaire de 11 ans jusqu'aux échelles permettant de chercher d'éventuelles évolutions séculaires.

### 2.7.2 Perspectives avec le projet METEOSPACE (météorologie de l'espace au sol à $H\alpha$ )

Le programme PICARD a ouvert la voie au développement de nouveaux programmes d'astrométrie solaire à haute résolution. Je m'intéresse particulièrement au développement d'une nouvelle génération d'instruments qui permettront d'observer notre étoile à très haute résolution. C'est par exemple le seul moyen de déceler ce qui précède les éruptions solaires, en l'occurrence de petites modifications de la surface, premiers signes d'une activité magnétique anormale. La surveillance de l'activité solaire en temps réel est également nécessaire pour la recherche sur les événements éruptifs et pour ses applications en météorologie de l'espace (ou météorologie spatiale). Il s'agit d'une discipline récente qui s'intéresse principalement à l'impact de l'activité solaire sur notre environnement terrestre. Dès lors, je m'implique dans le projet METEOSPACE (météorologie

de l'espace et surveillance de l'activité solaire) qui est un projet en partenariat entre l'OCA, l'Observatoire de Paris, le LATMOS et l'armée de l'air.

METEOSPACE [Corbard *et al.*, 2016] intégrera SODISM2 dans un ensemble plus vaste. Le principal objectif de METEOSPACE est de pouvoir mettre en place la première station française automatique de surveillance continue de l'activité solaire. Le contexte scientifique est celui de la surveillance solaire sur le long terme et de la météorologie de l'espace à partir de moyens sols déployés à la station de Calern de l'Observatoire de la Côte d'Azur. Ce programme venant en complémentarité des missions spatiales (PICARD, SDO, Solar Orbiter) et en complément du projet FEDOME (Fédération des Données de Météorologie de l'Espace) dans le domaine des observations optiques. Les données METEOSPACE seront accessibles via le portail BASS2000 et renforceront la contribution française aux services européens de météorologie de l'espace et éventuellement au programme européen SSA (Space Situational Awareness). La surveillance de l'activité solaire à la fois en temps réel et sur le long terme est donc nécessaire pour la recherche et pour ses applications en météorologie de l'espace par le biais de la détection des phénomènes solaires rapides et transitoires :

- Les instabilités des filaments solaires, les filaments éruptifs étant pour partie associés au déclenchement des éjections de masse coronale (CME),
- Les éruptions solaires, également associées aux CME,
- Les ondes chromosphériques de Moreton, associées également à l'onde coronale dont la contrepartie apparaît dans la basse couronne en rayonnement radio et dans la haute couronne blanche dans les observations coronographiques (SOHO LASCO).

La raie H $\alpha$  est la raie la plus adaptée pour surveiller les phénomènes solaires dès leur naissance, bas dans l'atmosphère solaire, dans la chromosphère, à la source de l'activité solaire. Ces observations seront complétées par des observations en CaII K à bande étroite pour le suivi de l'activité chromosphérique ainsi que par l'observation du continuum à 535.7, 607.1, 782.2 et 1025.0 nm pour le suivi de l'activité photosphérique. Deux lunettes H-alpha (cœur et aile bleue) permettront de générer des séquences d'images différentielles appropriées pour la détection des ondes de Moreton qui sont souvent décrites comme une sorte de tsunami solaire (générées par des éruptions solaires). Parce que les images H $\alpha$  ( $\sim 656.3$  nm) du Soleil sont potentiellement très utiles pour prédire les éruptions, les observatoires du monde entier observent le soleil à cette longueur d'onde à la fois pour les scientifiques et les applications spatiotemporelles.

### 2.7.3 Perspectives avec le future télescope SUAVE observant dans l'UV (météorologie de l'espace hors atmosphère à Lyman-Alpha)

Je travaille sur le développement d'un télescope de nouvelle génération observant dans l'UV lointain [Damé *et al.*, 2014]. Il s'agit d'une activité de Recherche & Développement qui s'appuie sur l'expérience acquise au cours de la mission spatiale PICARD. L'idée est de réaliser un télescope spatial innovant. Le télescope SUAVE (Solar Ultraviolet Advanced Variability Experiment) devra faire l'acquisition d'images à Lyman-Alpha ( $\sim 121.6$  nm) et dans le continuum de Herzberg (200–220 nm) sans subir de dégradation notable de ses performances. Actuellement, nous cherchons à valider et tester les éléments technologiques critiques (miroirs en SiC-CVD et filtres) afin de garantir les performances optiques du télescope. L'environnement spatial représente la principale contrainte (vide, radiations, rayonnement solaire, contamination des instruments, environnement thermique sévère, *etc.*). Ainsi, l'architecture optique du télescope a été optimisée afin de limiter les problèmes liés à l'environnement thermique (passage d'un télescope de type Ritchey-Chrétien vers un télescope off-axis afin de faciliter le contrôle thermique des miroirs et garantir la stabilité opto-mécanique du télescope). D'autres études sont prévues telles que l'optimisation du baffle optique du télescope afin de minimiser la lumière parasite.

Ce programme est important puisque la mesure du flux Lyman-Alpha (121.6 nm) couplée à l'imagerie haute résolution peut nous permettre de mieux comprendre la nature de la variabilité. Ces variations sont produites par les manifestations en surface de l'activité magnétique dont l'émission Lyman Alpha, formée dans la haute chromosphère, est le traceur le plus efficace (comparé à  $H\alpha$  mais compatible avec la synergie sol-espace). Ce choix de longueur d'onde dans l'ultraviolet lointain (Lyman-Alpha) est fondamental. Il permet une détection précoce des éruptions solaires et des éjections de masse coronale. Les images acquises à Lyman-Alpha montrent aussi très bien les régions actives et les facules du Soleil, qui sont extrêmement chaudes. Par ailleurs, il est important de relier la variabilité observée du flux UV (comme avec l'instrument LYRA/PROBA-2 (Lyman Alpha Radiometer/PROject for On-Board Autonomy 2)) avec les manifestations directes (activité magnétique) à la surface du Soleil pour comprendre l'origine physique de ces variations UV, seules capables, par leur énergie, d'influencer le climat de la Terre. La mesure dans le continuum de Herzberg (210 nm) permettra aussi de mieux comprendre la nature de la variabilité dans l'UV (importante et de l'ordre de 10% au cours d'un cycle solaire de 11 ans par rapport à 0.12% de variation pour la « constante solaire » qui n'intègre que la partie visible du spectre solaire).

# Chapitre 3

## Spectre solaire à haute résolution et suivi de l'éclairement spectral

### Sommaire

---

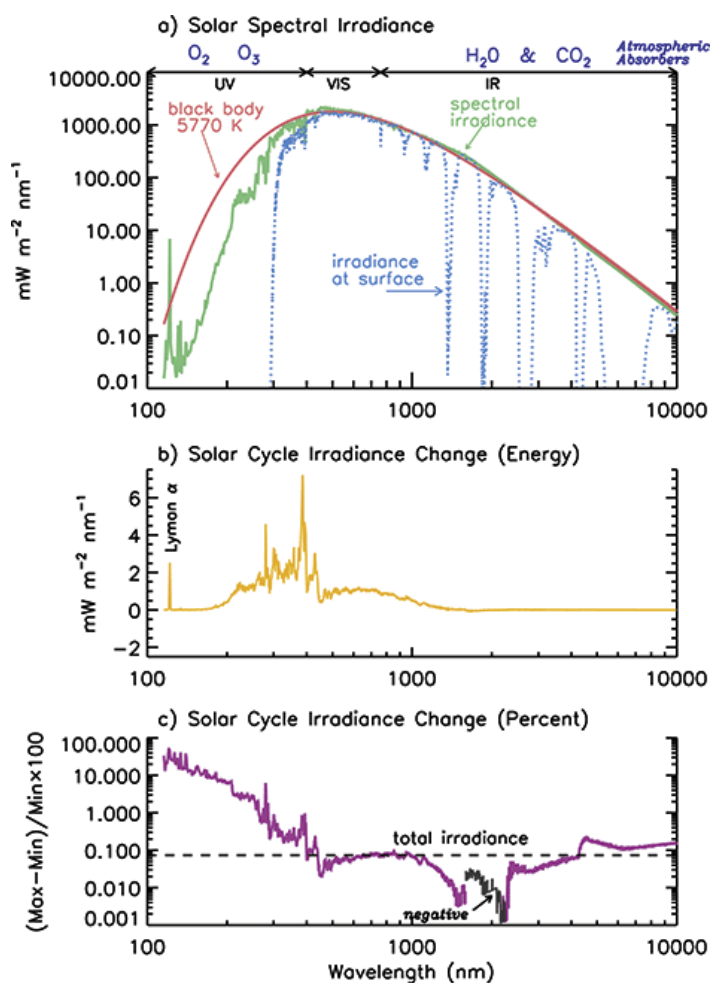
<b>3.1</b>	<b>Introduction et contexte scientifique</b> . . . . .	<b>52</b>
<b>3.2</b>	<b>Contexte historique et difficulté des mesures</b> . . . . .	<b>55</b>
3.2.1	Le spectre solaire et les raies de Fraunhofer . . . . .	55
3.2.2	Les mesures au sol du spectre solaire et les principales limitations	56
3.2.3	Les mesures hors atmosphère du spectre solaire . . . . .	62
<b>3.3</b>	<b>Détermination absolue du spectre solaire depuis l'espace</b> . .	<b>65</b>
<b>3.4</b>	<b>Différentes méthodes pour obtenir un spectre solaire à haute résolution</b> . . . . .	<b>66</b>
<b>3.5</b>	<b>Conclusions, perspectives et projet scientifique</b> . . . . .	<b>69</b>
3.5.1	Vers une nouvelle version du spectre solaire SOLAR-ISS (V 2.0)	69
3.5.2	Développement d'un spectromètre solaire de nouvelle génération	74
3.5.3	Vers la détermination d'un spectre solaire à très haute résolution	76
3.5.4	Vers la détermination de la variation du spectre solaire au cours du temps (programme SOL-ATMOS) . . . . .	79
3.5.5	Vers la validation d'un nouveau composite de l'éclairement solaire total (groupe de travail international) . . . . .	82

---

### 3.1 Introduction et contexte scientifique

A une distance moyenne d'une unité astronomique du Soleil ( $\sim 150\,000\,000$  km), la Terre reçoit au sommet de son atmosphère un flux d'énergie solaire total de  $\sim 1361\text{ W m}^{-2}$  (éclairement solaire total). La figure 3.1 met en évidence la dépendance en longueurs d'onde de ce flux d'énergie qui culmine dans le visible. Aux longueurs d'onde inférieures à  $\sim 295$  nm, il y a une variation relativement importante de l'éclairement solaire spectral dans l'UV ( $>$  à 1%) au cours d'un cycle undécennal de environ 11 ans. Il s'agit d'une gamme de longueurs d'onde où l'atmosphère terrestre est opaque.

Je m'intéresse directement à la mesure du spectre solaire à partir d'instruments spatiaux.



**FIGURE 3.1** (a) Spectre solaire de 100 à 10 000 nm (vert) comparé à un spectre de corps noir à  $\sim 5770$  K (rouge). Le spectre solaire qui atteint la surface de la Terre est présenté en bleu tout comme les gammes de longueurs d'onde des gaz atmosphériques primaires qui absorbent le rayonnement solaire. (b) Illustration de l'évolution du spectre (en unités d'énergie) pour une activité solaire élevée (février 2000) et une activité faible (juillet 2008). (c) Illustration de l'évolution du spectre solaire (en pourcentages).  
Crédits : Dr. Judith Lean (U.S. Naval Research Laboratory).

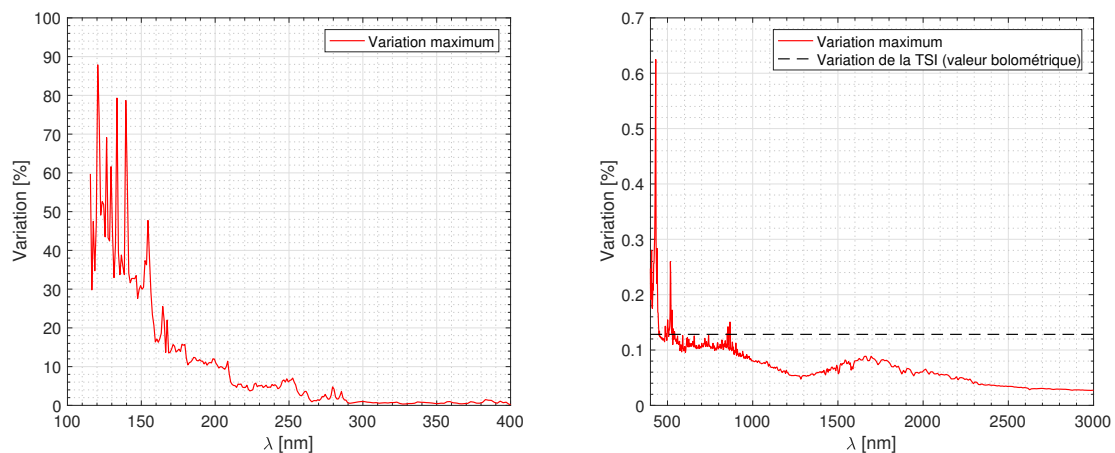
La mesure précise du spectre solaire hors atmosphère et de sa variabilité au cours du temps (quelques cycles solaires) constituent des entrées fondamentales pour la physique solaire, la photochimie atmosphérique terrestre, et le climat de la Terre.

En physique solaire, le spectre solaire caractérise l'activité des couches extérieures du Soleil (photosphère, chromosphère, couronne). Par comparaison avec les reconstructions théoriques, un spectre solaire mesuré avec précision permet d'évaluer la température, la composition et les densités de l'atmosphère solaire. Par ailleurs, la connaissance précise de l'évolution à long terme de l'éclairement solaire spectral permet d'accéder aux processus (champ magnétique) conduisant à mieux comprendre la variabilité des régions extérieures de notre étoile. Ces mesures permettent aussi de remonter à la température et à la composition de ces régions. Plus généralement, elles permettent de valider les modèles d'atmosphère solaire. Deux types de variabilité doivent être observées avec précision : la variabilité undécennale (cycle solaire de  $\sim 11$  ans) et la variabilité due à l'émergence des taches dont l'effet est modulé par la rotation solaire de  $\sim 27$  jours.

En photochimie atmosphérique terrestre, la mesure absolue du spectre solaire est importante. Les processus photo-chimiques fondamentaux qui agissent dans la l'atmosphère terrestre tels que la photo-absorption, la photodissociation, la photo-ionisation dépendent de la longueur d'onde. La physique de l'atmosphère utilise donc les mesures de l'éclairement solaire spectral absolu pour calculer l'état de l'atmosphère (température, composition, dynamique) et comparer ses prévisions avec les observations. Cette stratégie permet de valider les processus physiques mis en œuvre dans les modèles atmosphériques. Cette approche peut être extrapolée à l'étude des atmosphères planétaires (Mars, Vénus, Mercure).

Enfin, le rôle de la variabilité solaire sur le changement climatique reste un sujet d'intérêt scientifique et sociétal fort. Comprendre l'évolution récente du climat passé et se projeter dans l'avenir nécessitent d'être capable de faire la distinction entre les variations climatiques d'origine anthropique et les variations naturelles, notamment d'origine solaire. L'éclairement solaire est la principale source d'énergie du système climatique terrestre et, en tant que tel, il détermine en grande partie l'équilibre radiatif et le climat de la Terre. Le flux solaire entrant et/ou sa distribution au sommet de l'atmosphère (en raison de changements dans l'activité solaire ou dans les paramètres orbitaux de la Terre) fluctue sur une large gamme d'échelles temporelles. Par exemple, les variations dans l'UV impactent directement les processus photochimiques et les taux de chauffage dans la stratosphère. In fine, elles influencent la troposphère et le climat de surface par l'intermédiaire des flux radiatifs et surtout des couplages dynamiques. Cette action indirecte est importante à considérer car si l'éclairement solaire total varie seulement

de 0.12% au cours du cycle solaire undécennal, le flux solaire UV varie beaucoup plus. Par exemple à 200 nm, la variation atteint  $\sim 10\%$  (figure 3.2). Les données solaires disponibles souffrent d'inhomogénéité en raison du vieillissement des instruments et d'étalonnages absolus présentant des biais. La reconstruction du spectre solaire peut être effectuée à l'aide d'un spectre unique de référence et de l'indice du Mg II pour assurer la continuité dans une échelle unique permettant l'étude des effets de la variabilité solaire. L'utilisation de cette reconstruction pour déterminer la variabilité de la concentration de l'ozone est prévue à l'aide des modèles de chimie-climat (LMDz-REPROBUS, *etc.*). Mais, plus généralement, il existe d'autres reconstructions qui en première approche prévoient des éclaircissements solaires voisins. Or, que ce soit pour la physique de l'atmosphère ou la physique du climat, l'existence de rétroactions dans la stratosphère du fait des forts couplages entre chimie, dynamique et radiation impose une précision de quelques %, alors que des différences supérieures peuvent être mise en évidence entre certaines reconstructions comme par exemple à 200 nm qui intéresse en premier lieu la photochimie de l'ozone.



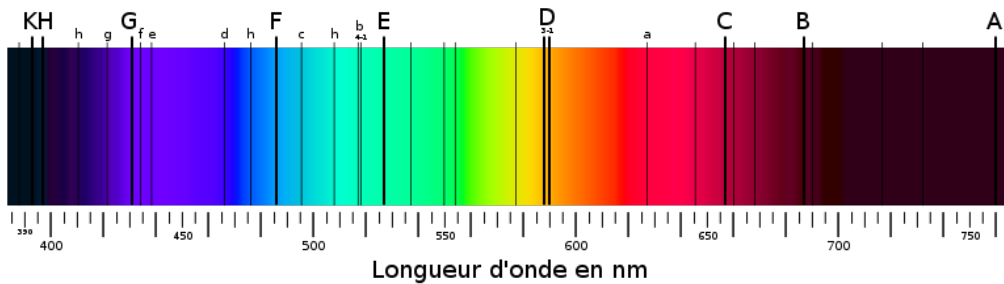
**FIGURE 3.2** Variation maximum de l'éclairement solaire spectral de 1974 à 2018. Cette figure a été obtenue à partir des données du modèle semi-empirique SATIRE-S (Spectral And Total Irradiance REconstructions). La ligne en pointillés noirs indique le changement de l'éclairement solaire total.

Depuis plusieurs années, je m'intéresse à la détermination absolue du spectre solaire et à sa variabilité au cours du temps (observations réalisées par l'instrument SOLSPEC à bord de la station spatiale internationale). Ces activités de recherche m'ont permis de devenir membre du groupe SOLAR de l'agence spatiale européenne (ESA). Le principal résultat de nos études actuelles nous a conduit à la détermination d'un spectre solaire de référence. Ce résultat sera présenté dans les sections suivantes tout comme les perspectives (spectre solaire à haute résolution, variabilité au cours du cycle 24, composite de l'éclairement solaire total, *etc.*) rendues possibles par ces activités de recherche.

## 3.2 Contexte historique et difficulté des mesures

### 3.2.1 Le spectre solaire et les raies de Fraunhofer

Avant le dix-neuvième siècle on ignorait presque tout sur le spectre solaire. En 1802, William Hyde Wollaston (1766–1828) est le premier à observer quelques raies sombres du spectre solaire en utilisant une fente éloignée et très fine à travers un prisme. Il découvre ainsi la présence de raies d'absorption dans le spectre solaire. En 1814, Joseph von Fraunhofer (1787–1826) redécouvre les raies sombres du spectre solaire (figure 3.3) en utilisant un spectroscopie développé pour observer la lumière du Soleil.



**FIGURE 3.3** Principales raies de Fraunhofer au niveau du spectre solaire. Les raies noires correspondent à des éléments chimiques présents dans les couches supérieures du Soleil (découverte issue des expériences de Gustav Robert Kirchhoff (1824–1887) et Robert Wilhelm Bunsen (1811–1899) réalisées en 1859 à Heidelberg – lien entre spectre et composition chimique).

**TABLE 3.1** Liste des principales raies de Fraunhofer (à air ambiant).

Désignation	Élément	$\lambda$ (nm)	Désignation	Élément	$\lambda$ (nm)
<i>y</i>	$O_2$	898.765	<i>c</i>	<i>Fe</i>	495.761
<i>Z</i>	$O_2$	822.696	<i>F</i>	$H\beta$	486.134
<i>A</i>	$O_2$	759.370	<i>d</i>	<i>Fe</i>	466.814
<i>B</i>	$O_2$	686.719	<i>e</i>	<i>Fe</i>	438.355
<i>C</i>	$H\alpha$	656.281	<i>G'</i>	$H\gamma$	434.047
<i>a</i>	$O_2$	627.661	<i>G</i>	<i>Fe</i>	430.790
<i>D</i> <sub>1</sub>	<i>Na</i>	589.592	<i>G</i>	<i>Ca</i>	430.774
<i>D</i> <sub>2</sub>	<i>Na</i>	588.995	<i>h</i>	$H\delta$	410.175
<i>D</i> <sub>3</sub> ou <i>d</i>	<i>He</i>	587.5618	<i>H</i>	$Ca^+$	396.847
<i>e</i>	<i>Hg</i>	546.073	<i>K</i>	$Ca^+$	393.366
<i>E</i> <sub>2</sub>	<i>Fe</i>	527.039	<i>L</i>	<i>Fe</i>	382.044
<i>b</i> <sub>1</sub>	<i>Mg</i>	518.362	<i>N</i>	<i>Fe</i>	358.121
<i>b</i> <sub>2</sub>	<i>Mg</i>	517.270	<i>P</i>	$Ti^+$	336.112
<i>b</i> <sub>3</sub>	<i>Fe</i>	516.891	<i>T</i>	<i>Fe</i>	302.108
<i>b</i> <sub>4</sub>	<i>Mg</i>	516.733	<i>t</i>	<i>Ni</i>	299.444



Fraunhofer montre que le spectre solaire est sillonné par de nombreuses raies sombres d'intensité variables et situées à des positions fixes par rapport aux différentes couleurs (figure 3.3). Il détermine huit raies qu'il indexe de A à H et deux raies supplémentaires notées a et b (figure 3.3). Puis il répertorie au total 574 lignes comprises entre les précédentes B et H et publie ses résultats en 1817. La table 3.1 liste les principales raies de Fraunhofer entre  $\sim 300$  et 900 nm. Il s'agit de valeurs définies dans l'air. L'annexe D présente des méthodes permettant de faire la conversion air-vide pour les longueurs d'onde.

Aujourd'hui, on connaît plus de 40 000 raies d'absorptions discrètes documentées. La notation alphabétique utilisée par Fraunhofer est encore employée pour l'identification des raies du Soleil et d'autres astres.

### 3.2.2 Les mesures au sol du spectre solaire et les principales limitations

#### Historique des mesures du spectre solaire depuis le sol

En 1842, Edmond Becquerel (1820–1891) fut le premier à photographier le spectre solaire en utilisant un daguerréotype (procédé photographique qui produit une image sans négatif sur une surface d'argent pur, polie comme un miroir, exposée directement à la lumière). Grâce à la photographie, Becquerel obtient une reproduction du spectre. Depuis, plusieurs mesures quantifiées du spectre solaire ont été réalisées en utilisant différents instruments au sol (pyranomètres, photomètres, spectromètres, *etc.*).

#### Méthode de Bouguer-Langley

La principale méthode utilisée pour obtenir un spectre solaire hors atmosphère à partir des mesures au sol de l'éclairement solaire spectral se base sur la loi de Beer-Lambert (équation 3.1).

$$I_\lambda = I_\lambda^0 \exp[-AM \times \tau_\lambda] \times d_{S-T} \quad (3.1)$$

où  $I_\lambda$  correspond à l'éclairement solaire spectral mesuré au sol pour une longueur d'onde donnée ( $\lambda$ ),  $I_\lambda^0$  représente l'éclairement solaire spectral au sommet de l'atmosphère,  $AM$  représente le coefficient de la masse d'air traversée par la lumière,  $\tau_\lambda$  est le coefficient de transparence de l'air, et  $d_{S-T}$  caractérise le coefficient de correction de la distance Terre-Soleil afin de normaliser la mesure à une distance d'une unité astronomique.

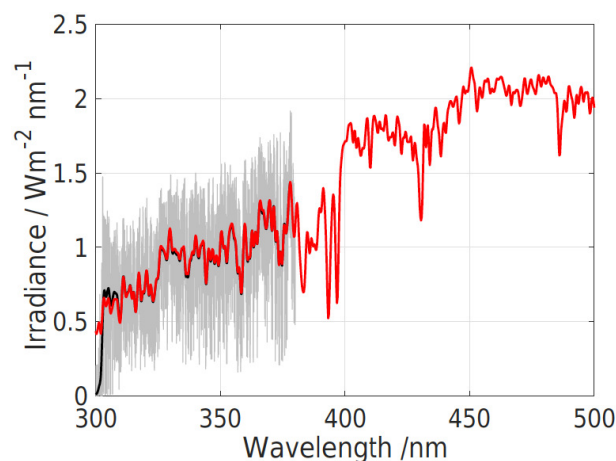
En utilisant les propriétés de la fonction logarithme au niveau de l'équation 3.1, nous obtenons :

$$\log(I_\lambda) = \log(I_\lambda^0 \times d_{S-T}) - AM \times \tau_\lambda \quad (3.2)$$

La méthode de Bouguer-Langley consiste à mesurer l'éclairement solaire spectral au sol ( $I_\lambda$ ) au cours du temps et à tracer un graphique en portant en abscisse les coefficients de la masse d'air ( $AM$ ) et les valeurs de  $\log(I_\lambda)$  en ordonnées (principe de l'équation 3.2). Les différents points obtenus se placent sur une droite ( $D$ ) dont la pente est égale à  $\tau_\lambda$ . Par extrapolation linéaire de la droite ( $D$ ) à  $AM=0$ , on obtient  $I_\lambda^0$ , c'est-à-dire l'éclairement solaire spectral qui serait observé par un instrument placé au-dessus de l'atmosphère. Cette méthode reste valable si on considère que les perturbations atmosphériques ne changent pas pendant la durée des observations. Cette exigence ne peut être satisfaite que dans des conditions particulières (absence de nuages le long du trajet optique, absence de variations de la couche d'aérosols atmosphérique, *etc.*). En effet, les aérosols ont tendance à être plus concentrés à basse altitude. Dès lors, les observations au niveau des sites solaires de haute montagne (observatoire d'Izaña, observatoire solaire de Mauna Loa, *etc.*) sont recommandées.

### Mesures du spectre solaire réalisées par quelques instruments sol

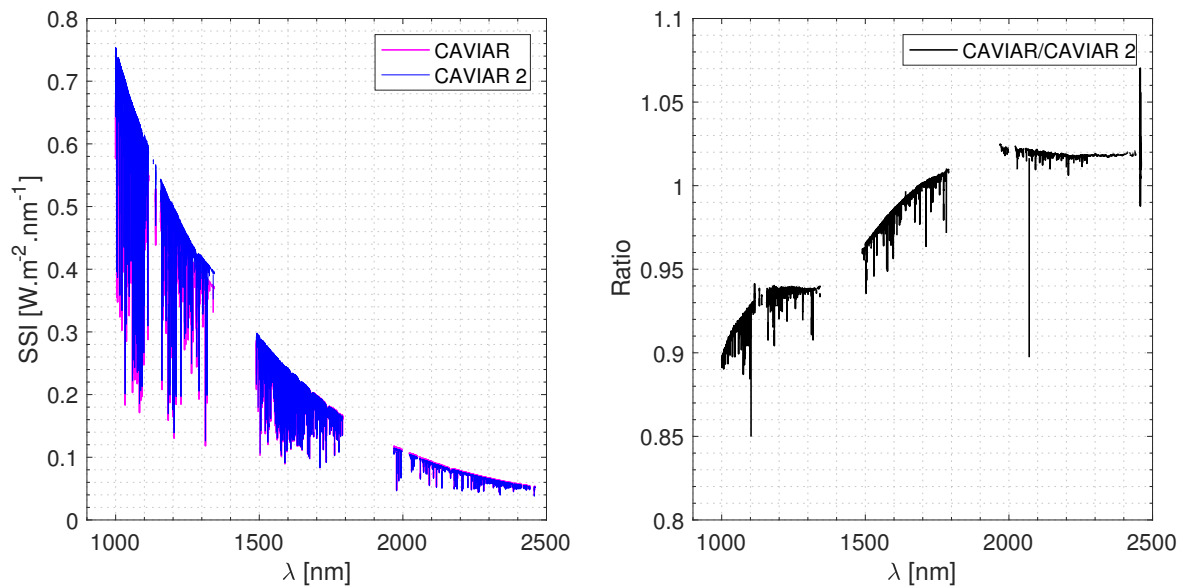
Au cours des vingt dernières années, plusieurs mesures d'éclairement solaire spectral ont été obtenues par des photomètres solaires [Schmid et Wehrli, 1995] ou des spectroradiomètres [Bais, 1997; Gröbner et Kerr, 2001; Menang *et al.*, 2013; Bolsée *et al.*, 2014; Gröbner *et al.*, 2017; Elsey *et al.*, 2017]. Ces mesures ont permis de déterminer plusieurs spectres du Soleil dans certaines fenêtres atmosphériques (l'atmosphère ne laisse passer le rayonnement solaire que dans un nombre limité de bandes spectrales). Ces différents spectres du Soleil ont été obtenus à partir de mesures au sol et en utilisant la méthode de Bouguer-Langley.



**FIGURE 3.4** Spectres du Soleil obtenus à partir des mesures des instruments QASUME (courbe rouge) et FTS (courbe grise). La courbe noire représente la convolution du spectre à haute résolution des mesures FTS en utilisant la fonction d'appareil (slit function) de l'instrument QASUME.

La figure 3.4 présente les spectres du Soleil obtenus à partir des mesures du spectroradiomètre QASUME (Quality Assurance of Spectral Ultraviolet Measurements in Europe) et de l'instrument FTS (Fourier transform spectroradiometer) [Gröbner *et al.*, 2017]. Ces mesures ont été obtenues sur le site d'Izaña (Ténériffe, Espagne) en septembre 2016. Le travail réalisé par Gröbner *et al.* (2017) est rigoureux ; le spectre QASUMEFTS (<ftp://ftp.pmodwrc.ch/pub/people/julian.groebner/QASUMEFTS.dat>) peut être considéré comme un spectre de référence dans la bande 300–500 nm.

La figure 3.5 présente les spectres du Soleil obtenus à partir des mesures d'un spectroradiomètre à transformée de Fourier [Menang *et al.*, 2013; Elsey *et al.*, 2017]. Ce type d'instrument permet d'obtenir une très haute résolution au niveau des mesures. CAVIAR (Continuum Absorption at Visible and Infrared Wavelengths and its Atmospheric Relevance) est un spectre solaire obtenu à partir de mesures réalisées en septembre 2008. Ces observations ont été faites sur un site à basse altitude (Camborne, Royaume-Uni). Dès lors, on peut s'interroger sur la précision absolue du spectre solaire obtenu (CAVIAR, 1000–5000 nm) [Menang *et al.*, 2013]. Une nouvelle version a été proposée (CAVIAR 2, 1000–2500 nm) [Elsey *et al.*, 2017]. CAVIAR 2 présente des différences significatives par rapport à la première version du spectre (figure 3.5). Dans la nouvelle version (CAVIAR 2), des corrections supplémentaires ont été apportées (prise en compte la perte de réflectivité d'un miroir au cours du temps *etc.*) et d'autres ont été supprimées (dérive de l'étalonnage basée sur une source de transfert).



**FIGURE 3.5** Spectres solaires CAVIAR [Menang *et al.*, 2013] et CAVIAR 2 [Elsey *et al.*, 2017] obtenus en utilisant la méthode de Bouguer-Langley appliquée aux observations au sol d'un spectromètre à haute résolution à transformée de Fourier dans des fenêtres atmosphériques.

### Avantages et inconvénients de la méthode de Bouguer-Langley

Les mesures de l'éclairement solaire spectral depuis le sol qui sont associées à la méthode de Bouguer-Langley présentent différents avantages tels que :

- Une traçabilité métrologique des mesures vis à vis du Système International d'unités (SI) qui est assurée par une chaîne d'étalonnages radiométriques utilisant par exemple le corps noir du PTB (Physikalisch-Technische Bundesanstalt, Allemagne) ou la source d'étalonnage du LASP (Laboratory for Atmospheric and Space Physics, Etats-Unis),
- Un étalonnage répété des instruments avant, pendant et après les mesures,
- L'utilisation d'une source de proximité elle-même étalonnée par rapport à un corps noir (source de référence),
- Des incertitudes de mesures inférieures à ce qui est actuellement réalisable avec des instruments spatiaux, ...

Les mesures de l'éclairement solaire spectral depuis le sol présentent aussi une série d'inconvénients tels que :

- Des plages de longueurs d'onde limitées où seules les régions atmosphériques faiblement absorbantes sont accessibles,
- De réaliser des observations sur des sites en altitude et où la qualité de la visibilité est excellente,
- Un besoin d'avoir des conditions atmosphériques stables, ...

### Limitations de la mesure du spectre solaire à partir des observations au sol

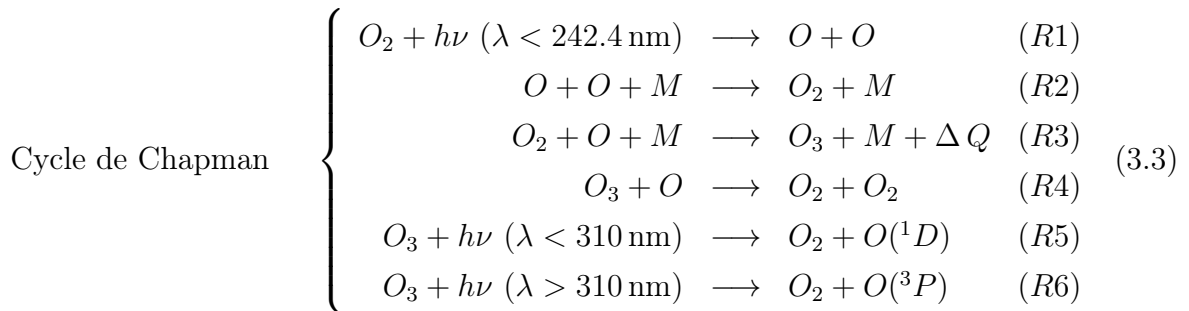
L'observation du spectre solaire depuis la surface de la Terre est limitée par des processus d'extinction du rayonnement dans l'atmosphère. Plusieurs effets d'atténuation de l'éclairement solaire se produisent au travers de l'atmosphère suivant deux processus d'extinction. Le premier processus est lié à l'absorption de l'éclairement solaire spectral par certains gaz (ozone,  $O_2$ ,  $H_2O$ ,  $CO_2$ ,  $CH_4$ , *etc.*). Le deuxième processus d'extinction est associé à la diffusion (Rayleigh et Mie). L'annexe E présente les différents paramètres qui influencent la mesure d'un spectre solaire depuis le sol. Les différents mécanismes mis en jeu montrent la difficulté d'obtenir un spectre absolu à partir des mesures au sol.

Dès lors, une caractérisation complète du spectre solaire à partir de mesures au sol est impossible. Par exemple, il existe une extinction complète de l'éclairement solaire dans l'ultraviolet pour les longueurs d'onde inférieures à  $\sim 290$  nm en raison de l'absorption de l'ozone et de l'oxygène moléculaire dans l'atmosphère moyenne. Le spectre solaire

présente une diminution très rapide de l'intensité dans la partie UV, si bien qu'aucun éclairement solaire spectral n'est observable depuis le sol pour les longueurs d'onde inférieures à 290 nm (figure 3.1, figures de l'annexe E). L'ozone stratosphérique filtre, par ses propriétés d'absorption, une partie du rayonnement solaire UV. Ce filtrage est fondamental puisqu'il protège les êtres vivants des effets nocifs du rayonnement UV dans la bande 242–310 nm (bande de Hartley). Par ailleurs, il ne faut pas confondre l'ozone stratosphérique avec l'ozone troposphérique qui est quand à lui, un polluant hautement indésirable (le « mauvais » ozone, celui des pics de pollution, qui nous brûle les yeux et nous irrite la gorge) et un acteur de l'augmentation de l'effet de serre.

### Impossibilité d'observer la variabilité UV depuis le sol ( $\lambda < 290$ nm)

Pour pouvoir étudier l'impact de la variabilité solaire sur l'ozone stratosphérique de la moyenne atmosphère, il est nécessaire de pouvoir mesurer précisément l'éclairement solaire spectral et sa variabilité au cours du temps dans la bande 180–400 nm. L'objectif est de mieux quantifier la relation entre la variabilité solaire et la variabilité de l'ozone. Il s'agit d'une relation clé dans l'effet indirect solaire sur l'atmosphère et le climat (problème que nous allons analyser dans le chapitre suivant). Le cycle de [Chapman \(1930\)](#) correspond à la succession de réactions menant à la formation d'ozone stratosphérique ( $\sim 90\%$  de la quantité d'ozone atmosphérique) dans une atmosphère exclusivement constituée d'oxygène (voir les équations 3.3).



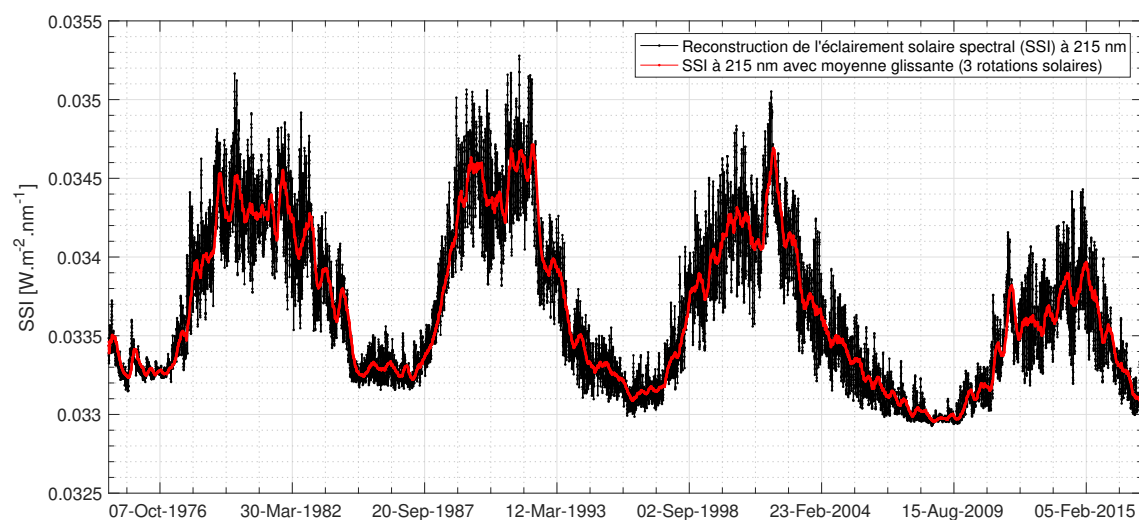
La première réaction (*R1*) correspond à la photodissociation UV de l'oxygène moléculaire ( $O_2$ ) en oxygène atomique ( $O$ ). Ce processus se produit essentiellement dans la bande 200–242.4 nm (continuum de Herzberg). Dès lors, il est intéressant de pouvoir suivre l'évolution de l'éclairement solaire spectral dans cette bande de longueurs d'onde et notamment à 215 nm puisque nous sommes dans un continuum (figure 3.6). Ce type de mesures n'est pas atteignable depuis le sol.

La deuxième réaction (*R2*) correspond à une recombinaison de l'oxygène moléculaire où  $M$  est une molécule d'azote ou d'oxygène. Ce processus est lent. Dès lors, c'est la

réaction ( $R3$ ) qui est prépondérante dans la formation de l’ozone. Cette réaction est exothermique. Elle entraîne un dégagement de chaleur ( $\Delta Q = 24 \text{ kcal}$ ) pour chaque mole d’ozone formée, qui correspond à l’énergie de liaison  $O-O_2$  dans la molécule  $O_3$ . Ce processus explique le gradient positif de température observé au niveau de la stratosphère (figure E-2).

La destruction de l’ozone intervient par recombinaison avec de l’oxygène atomique selon la réaction ( $R4$ ) pour reformer de l’oxygène moléculaire.

La destruction de l’ozone intervient aussi par photodissociation selon les réactions ( $R5$ ) et ( $R6$ ) pour reformer l’oxygène moléculaire ( $O_2$ ) et de l’oxygène atomique suivant un état qui dépend de la longueur d’onde de l’éclairement solaire spectral (bandes de Hartley et de Huggins).  $O(^1D)$  représente un état excité et  $O(^3P)$  représente un état fondamental de l’oxygène atomique.



**FIGURE 3.6** Variation de l’éclairement solaire spectral à 215 nm.

L’examen des réactions (qui sont plus complexes dans la réalité) des équations 3.3 montre que la production photochimique d’ozone dépend de l’intensité de l’éclairement solaire spectral ; ce qui montre l’intérêt de ces mesures entre  $\sim 180$  et  $400 \text{ nm}$ . Dès lors, le suivi de la variabilité solaire UV au cours d’un cycle solaire présente un intérêt majeur. La production photochimique d’ozone est dépendante de l’intensité de l’éclairement solaire UV. Ce phénomène se produit principalement dans les régions équatoriales plutôt que dans les régions polaires. Grâce à la circulation méridienne de Brewer-Dobson, l’ozone est transporté ensuite vers le pôle où les plus fortes concentrations sont observées. L’ozone est donc produit dans la stratosphère tropicale vers  $40-50 \text{ km}$  d’altitude mais sa concentration est maximale autour de  $20 \text{ km}$  à des moyennes et hautes latitudes. Le fait de ne pas pouvoir observer depuis le sol le spectre solaire et sa variabilité au cours du

temps à des longueurs d'onde inférieures à 290 nm est trop restrictif. Cette contrainte a permis le développement d'instruments spatiaux pour pouvoir observer le spectre solaire hors atmosphère.

### 3.2.3 Les mesures hors atmosphère du spectre solaire

Avant l'avènement de l'ère spatiale, les mesures de l'éclairement solaire spectral étaient effectuées depuis le sol en appliquant la méthode de Bouguer-Langley au travers de techniques d'extrapolation du coefficient de la masse d'air ( $AM$ ) [Ångström, 1970]. Dans la section précédente, nous avons vu les principales limitations des mesures au sol et l'intérêt de faire des mesures hors atmosphère du spectre solaire.

#### Avènement de l'ère spatiale

En 1946, les premières observations de l'éclairement solaire dans l'ultraviolet ont été réalisées à partir de fusées-sondes non stabilisées qui ne permettaient que quelques minutes d'observations avec un pointage peu précis. De plus, l'altitude atteinte par ces fusées-sondes ( $\sim 80$  km) ne permettait pas de faire des observations dans l'UV lointain. A cette altitude, l'absorption par les molécules d'oxygène est encore importante pour les longueurs d'onde inférieures à 220 nm. L'astronomie spatiale débuta à la fin des années 1940 avec la première observation d'un spectre UV du Soleil de 220 à 290 nm [Durand *et al.*, 1949]. Cette mesure a été réalisée avec un spectrographe développé par le NRL (Etats-Unis). Cet instrument avait été embarqué à bord d'une fusée allemande (Vergeltungswaffe 2 ou V2) datant de la seconde guerre mondiale afin de pouvoir faire des observations à haute altitude et au-dessus de la couche d'ozone (entre 35 et 75 km). La récupération des stocks de V2 et la documentation technique associée sont directement à l'origine des lanceurs qui ont ouvert l'ère spatiale à la fin des années 1950.

#### Les programmes scientifiques spatiaux et les observations hors atmosphère

Les événements décrits ci-dessus ont ouvert la voie à un grand nombre de programmes scientifiques spatiaux et à des observations hors atmosphère. Ce qui permettait d'obtenir des spectres solaires complets sans être gêné par les processus d'extinction du rayonnement dans l'atmosphère. A partir des années 1960, les mesures du spectre solaire dans l'UV ont commencé avec le programme OSO (Orbiting Solar Observatory). OSO est un programme de la NASA (National Aeronautics and Space Administration), constitué d'une série de 9 observatoires spatiaux lancés entre 1962 et 1975. Leur mission principale était l'étude du cycle solaire de 11 ans par observation du rayonnement ultraviolet



et X émis par le Soleil. A partir des années 1970, on assista à un essor spectaculaire des observations du Soleil dans l'UV. Des mesures ont été réalisées avec des instruments embarqués à bord de fusées-sondes (moyen d'observation abandonné aujourd'hui mais toujours utile pour étalonner les instruments en orbite et maîtriser leur vieillissement), dans des ballons (technique peu employée aujourd'hui mais intéressante car très économique) et surtout dans des satellites. A partir de 1975, des mesures régulières de l'éclairement solaire dans l'UV ( $\lambda < 400$  nm) ont été réalisées par les instruments des satellites du programme Explorer de la NASA (Atmosphere Explorer C, AE-D, AE-E) et ceux des satellites météorologiques de la NOAA (National Oceanic and Atmospheric Administration, Etats-Unis) tels que SBUV (Solar Backscatter Ultraviolet Radiometer). Une vue d'ensemble des principales missions spatiales ayant effectué des observations de l'éclairement solaire spectral à des longueurs d'onde supérieures à 100 nm est présentée au niveau de la figure 3.7 [Ermolli *et al.*, 2013].

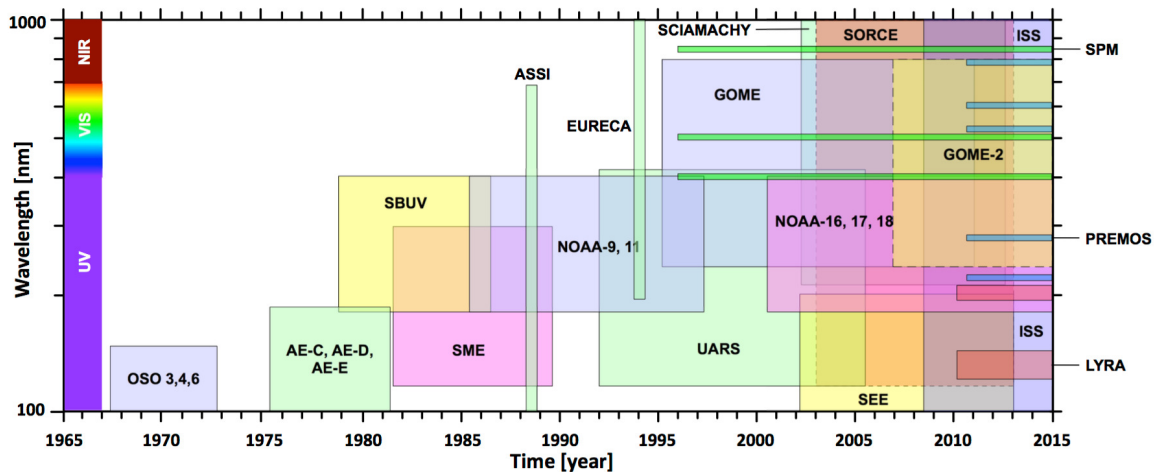


FIGURE 3.7 Vue des principales missions spatiales ayant effectuées des observations de l'éclairement solaire spectral [Ermolli *et al.*, 2013].

### Les observations sur une large gamme de longueurs d'onde

La surveillance spatiale du spectre solaire sur une large gamme de longueurs d'onde (UV, visible et infrarouge) a été initiée par les mesures du spectromètre SCIAMACHY (SCanning Imaging Absorption for Atmospheric CHartographY) à bord du satellite ENVISAT (ENVironment SATellite) [Bovensmann *et al.*, 1999]. Avec cet instrument, l'éclairement solaire est observé avec une haute résolution spectrale (0.2 à 0.5 nm) de 240 à 1700 nm, et dans certaines régions spectrales comprises entre 2000 et 2400 nm. Un nouveau spectre solaire de référence a été publié dans Solar Physics en 2018 (The New SCIAMACHY Reference Solar Spectral Irradiance and its Validation, Hilbig *et al.*) à partir de l'analyse des données de cet instrument. J'ai participé à l'obtention de ce



spectre de référence qui s'étend sur une gamme de longueur d'onde partielle (240–1700 et de 2000 à 2400 nm). La principale limitation de ce nouveau spectre de référence peut être associée à l'incertitude de la mesure (correction de la dégradation du spectromètre en orbite) et à la précision de mesure liée au bruit du spectromètre.

D'autres instruments à bord du satellite SORCE (Solar Radiation and Climate Experiment) ont permis de faire une surveillance de l'éclairement solaire spectral depuis l'espace. Depuis 2003, les instruments SOLSTICE (SOLAR STelar Irradiance Comparison Experiment, 115–320 nm) et SIM (Spectral Irradiance Monitor, 300–2400 nm) observent le Soleil [Woods *et al.*, 2000; Rottman, 2005]. A partir de l'analyse des données de ces instruments, un spectre de référence a été proposé par Woods *et al.* (2009). Il s'agit du spectre SIRS–WHI 2008 (Solar Irradiance Reference Spectra (SIRS) for the 2008 Whole Heliosphere Interval (WHI)) qui est représentatif du minimum solaire du cycle 24. Il s'agit d'un spectre de référence de premier ordre.

Des mesures solaires régulières ont aussi été effectuées d'avril 2008 à février 2017 par l'instrument SOLAR SPECTrometer (SOLSPEC) à bord de la station spatiale internationale (ISS). SOLSPEC est un des instruments de la charge utile SOLAR à bord du module COLOMBUS de la station spatiale internationale. SOLSPEC (dimensions de 436×437×455 mm, masse de  $\sim 29$  kg et puissance nominale de  $\sim 50$  W) est le premier instrument à avoir réalisé une surveillance de l'éclairement solaire spectral au cours d'un cycle solaire complet depuis l'espace et sur une grande gamme de longueurs d'onde (165–3088 nm). SOLAR/SOLSPEC résulte d'une longue collaboration entre le Laboratoire AtMosphères et Observations Spatiales (LATMOS, France) et l'Institut d'Aéronomie Spatiale de Belgique (IASB). Il s'agit d'une version améliorée de plusieurs instruments qui ont déjà accompli plusieurs vols orbitaux sans défaillance. Imaginé par le CNRS, ce type d'instruments avait déjà permis de faire la mesure de l'éclairement solaire spectral et de sa variabilité lors de 5 missions spatiales (SPACELAB 1, ATLAS 1, ATLAS 2, ATLAS 3, EURECA). Les précédentes versions d'instruments ont volé sur plusieurs missions spatiales de l'ESA et de la NASA dans les années 1980 et 1990 et ont permis d'établir le composite solaire ATLAS 3 [Thuillier *et al.*, 2003]. A partir de l'analyse des données de l'instrument SOLAR/SOLSPEC, un nouveau spectre solaire de référence a été proposé (SOLAR-ISS) par Meftah *et al.* (2018b).

### Les futures observations et la continuité des mesures

Le 15 décembre 2017, les instruments de la mission TSIS (Total and Spectral solar Irradiance Sensor) ont été mis en orbite grâce à un lanceur Falcon 9 développé par la société SpaceX. La mission TSIS doit assurer la poursuite des mesures réalisées par les

instruments TIM (Total Irradiance Monitor), SOLSTICE et SIM du satellite SORCE. Un nouveau spectre solaire sera disponible. Il pourra être comparé à celui que nous avons obtenu avec l'instrument SOLAR/SOLSPEC.

### 3.3 Détermination absolue du spectre solaire depuis l'espace

Avec mes différents collègues (France, Belgique et Allemagne), j'ai déterminé avec précision un nouveau spectre solaire de référence à partir des mesures réalisées par l'instrument SOLAR/SOLSPEC à bord de la station spatiale internationale.

Le LATMOS travaille sur l'éclairement solaire spectral et sa variabilité depuis les années 1970. Il a acquis une notoriété internationale indéniable, notamment avec le spectre solaire de référence ATLAS-3. L'étude publiée récemment [Meftah *et al.*, 2018b] a permis d'aller plus loin et d'élaborer un nouveau spectre solaire de référence couvrant les domaines de longueurs d'onde allant de l'ultraviolet lointain (165 nm) à l'infrarouge (3000 nm). Le nouveau spectre solaire de référence (SOLAR-ISS) a été obtenu à partir des mesures réalisées par l'instrument SOLAR/SOLSPEC.

SOLAR-ISS représente un nouveau spectre solaire de référence avec une précision connue. Avant la mise en orbite de l'instrument SOLAR/SOLSPEC en février 2008, un étalonnage radiométrique a été réalisé au sol en utilisant le corps noir du Physikalisch-Technische Bundesanstalt (PTB) comme étalon primaire. Les mesures réalisées au PTB ont permis d'obtenir les coefficients d'étalonnage de l'instrument SOLAR/SOLSPEC en fonction de la longueur d'onde. Les incertitudes des coefficients d'étalonnage introduisent des erreurs au niveau de la détermination absolue du spectre solaire mesuré par SOLAR/SOLSPEC (environ 1.26% d'erreur sur tout le spectre). SOLAR-ISS est le premier spectre solaire obtenu hors atmosphère sur une gamme de longueur d'onde allant de 165 à 3000 nm avec un niveau d'incertitude faible et connu. Au-delà de 1500 nm, SOLAR-ISS présente des différences significatives avec d'autres spectres de référence (NASA CV-990 (1996), ATLAS-3 (2003), WHI2008 (2009)). Par ailleurs, l'équipe scientifique en charge de l'instrument dispose d'une traçabilité complète des fonctions d'appareil du spectromètre SOLAR/SOLSPEC qui permettent d'établir un spectre à haute résolution sans aucune ambiguïté. L'article publié dans *Astronomy and Astrophysics* en 2018 fournit les principaux résultats de cette étude. Les données du nouveau spectre solaire de référence ont été transmises au Centre de Données astronomiques de Strasbourg (CDS), qui gère la collecte et à la distribution dans le monde entier de données astronomiques. L'article [Meftah *et al.*, 2018b] qui décrit la méthode utilisée pour déterminer le nouveau spectre solaire est présenté dans l'annexe A.

### 3.4 Différentes méthodes pour obtenir un spectre solaire à haute résolution

La détermination d'un spectre solaire hors atmosphère et hautement résolu est extrêmement importante (section 3.1). C'est un des besoins de la mission spatiale MicroCarb sur laquelle j'ai une implication. Actuellement, quatre approches existent pour pouvoir déterminer un spectre solaire hors atmosphère à haute résolution.

#### - 1) L'approche théorique

On cherche à déterminer un spectre solaire à une période donnée en utilisant des codes de transfert radiatif. Le spectre solaire peut être déterminé à partir de codes tels que :

- Le code de transfert radiatif développé par Kurucz (<http://kurucz.harvard.edu/sun/irradiance2008/>). Ce code s'appuie uniquement sur des calculs en équilibre thermodynamique local (LTE).
- Le code de transfert radiatif COSI (COde for Solar Irradiance). COSI [Shapiro *et al.*, 2010] est un code de transfert radiatif sphérique qui résout simultanément l'équation de transport radiatif et les équations d'équilibre statistique. Ceci est essentiel pour pouvoir déterminer l'éclairement solaire spectral dans l'ultraviolet, puisqu'il est partiellement formé dans la chromosphère, où l'hypothèse d'équilibre thermodynamique local ne tient pas.
- Le code de transfert radiatif NESSY (Non-Local Thermodynamic Equilibrium (NLTE) Spectrum SYnthesis). NESSY [Tagirov *et al.*, 2017] est une amélioration de COSI où la totalité du spectre solaire est restituée (UV, visible, IR et radio). Le temps de calcul de ce code est beaucoup plus rapide qu'avec COSI.
- Le code SRPM (Solar Radiation Physical Modeling) développé par J.-M. Fontenla [Fontenla *et al.*, 2009; Fontenla *et al.*, 2015].

La détermination théorique du spectre solaire s'appuie sur la connaissance des niveaux d'énergie atomique/moléculaire et de plusieurs paramètres du Soleil (pression, température, composition). Il s'agit de méthodes complexes mais qui peuvent par la suite être appliquées à tous les types d'étoiles. C'est extrêmement intéressant d'améliorer ces méthodes puisque la connaissance des spectres stellaires permet d'étudier les atmosphères des étoiles. Divers éléments chimiques présents dans les atmosphères stellaires se manifestent dans les millions de raies spectrales observées dans les spectres stellaires. Les calculs de ces spectres nécessitent l'application de codes de transfert radiatif comme nous l'avons vu précédemment. Le Soleil est la seule étoile à pouvoir être observée avec une très grande résolution. Ainsi, on s'intéresse à la mesure directe du spectre solaire pour pouvoir améliorer les codes de transfert radiatifs et les spectres stellaires.

**- 2) L'approche basée sur des mesures au sol et l'extrapolation en utilisant la méthode de Bouguer-Langley**

Cette méthode (Langley, 1881) a été présentée au niveau de la section 3.2. Il s'agit de mesurer l'évolution de l'éclairement solaire spectral au sol pour plusieurs valeurs du coefficient de la masse d'air ( $AM$ ). Puis, par extrapolation linéaire à  $AM=0$ , on obtient la valeur de l'éclairement solaire spectral hors atmosphère. Avec un instrument extrêmement résolu, cette méthode est excellente. Elle permet d'obtenir un spectre solaire à haute résolution dans des bandes de longueurs d'onde bien précises (dans les fenêtres atmosphériques). Cependant, comme nous l'avons vu précédemment, cette méthode nécessite d'avoir des conditions atmosphériques stables au cours des mesures (pression, température, aérosols, *etc.*). Par ailleurs, les absorptions atmosphériques sous-résolues ne sont pas complètement éliminées si elles ne sont pas linéaires.

**- 3) L'approche basée sur des mesures hors atmosphère**

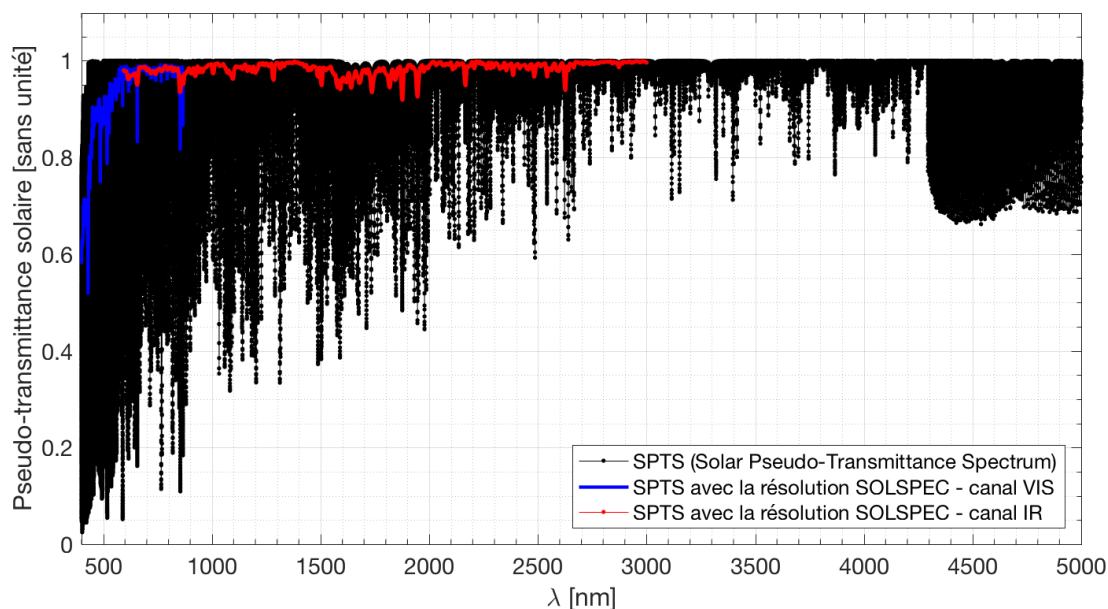
La mesure du spectre solaire au dessus de l'atmosphère est de loin la meilleure approche (les absorptions telluriques sont négligeables). Cependant, les spectres solaires obtenus vont avoir une couverture et/ou une résolution spectrale limitée. De plus, bien que les procédures d'étalonnage et de caractérisation des instruments spatiaux avant lancement atteignent de très faibles niveaux d'incertitude, une fois dans l'espace, les possibilités de vérification et/ou de ré-étalonnage de tels instruments deviennent rapidement très difficiles, voir impossibles. Comme l'ont montré des études récentes [Schöll *et al.*, 2016], les spectres solaires mesurés à partir d'instruments spatiaux peuvent différer considérablement les uns des autres, en partie à cause des problèmes de dégradation des instruments en orbite et des difficultés à tenir compte des éventuels changements des instruments entre l'étalonnage avant le vol et son fonctionnement dans l'espace. Malgré tout, c'est l'unique manière d'obtenir un spectre complet hors atmosphère. Dès lors, il est nécessaire de développer de nouveaux instruments spatiaux qui deviennent complètement traçables vis à vis du Système International d'Unités.

**- 4) L'approche basée sur la soustraction tellurique**

Il s'agit de faire des mesures du spectre solaire pour des coefficients de masse d'air faible et dans différentes conditions (au centre du disque solaire, pour un disque solaire intégré, *etc.*). Comme ces mesures sont faites depuis le sol ou par avion, la présence de raies telluriques (raies spectrales trouvant leur origine dans l'atmosphère terrestre) perturbent les mesures. Les principales raies telluriques viennent de l'eau, du dioxygène, de l'ozone, et d'autres constituants atmosphériques (voir l'annexe E). Dès lors, il faut soustraire ces raies des mesures réalisées afin d'obtenir un spectre solaire à haute résolution. Il est donc

nécessaire de disposer d'un bon modèle de lignes spectroscopiques et atmosphériques (HITRAN, par exemple) et d'un excellent logiciel d'ajustement pour pouvoir réaliser cette soustraction tellurique. Les absorptions telluriques sont ajustées à l'aide d'un logiciel (HITRAN) et toute absorption restante, indépendante de la masse d'air, peut être attribuée au Soleil. Les quantités exactes et précises des constituants atmosphériques ( $CO_2$ ,  $CH_4$ ,  $N_2O$ ,  $HF$ ,  $CO$ ,  $H_2O$ ,  $HDO$ , *etc.*) sont extraites de la colonne. Comme les exigences de précision sur les mesures de composition de l'atmosphère deviennent plus strictes, de meilleures représentations du spectre solaire sont nécessaires.

En utilisant les données du réseau TCCON (Total Carbon Column Observing Network) et à partir de l'approche basée sur la soustraction tellurique, une liste empirique de raies solaires a été mise en œuvre par Geoffrey Toon (Jet Propulsion Laboratory, California Institute of Technology). Des spectres de pseudo-transmittance des raies d'absorption du Soleil ont été obtenus au centre du disque solaire et pour un disque solaire intégré ([https://mark4sun.jpl.nasa.gov/toon/solar/solar\\_spectrum.html](https://mark4sun.jpl.nasa.gov/toon/solar/solar_spectrum.html)). Ces spectres de pseudo-transmittance contiennent plus de 40 000 lignes étroites et discrètes (raies de Fraunhofer) et couvrent une région comprise entre  $\sim 380$  et  $16660$  nm ( $26\,316$ – $600$   $cm^{-1}$ ). En dessous de  $400$  nm, il y a tellement de raies de Fraunhofer qui se chevauchent, qu'il devient difficile de déterminer à quel niveau de signal se situe le continuum. La figure 3.8 présente la pseudo-transmittance solaire (transparence entre  $400$  et  $5000$  nm) dans le cas d'un disque solaire intégré. Je vais utiliser ces données pour obtenir un spectre solaire à haute résolution.



**FIGURE 3.8** La courbe noire (SPTS) représente la pseudo-transmittance solaire dans le cas d'un disque intégré (travaux de Geoffrey Toon). Les deux autres courbes (bleue et rouge) sont obtenues en utilisant les fonctions d'appareil de l'instrument SOLSPEC (canal visible (VIS) et IR).

### 3.5 Conclusions, perspectives et projet scientifique

Un grand nombre de résultats a été obtenu au travers de mes différents travaux de recherche avec notamment la mise en œuvre d'un spectre solaire de référence à haute résolution [Meftah *et al.*, 2018b]. Le spectre SOLAR-ISS a une résolution meilleure que 0.1 nm en dessous de 1000 nm et d'environ 1 nm entre 1000 et 3000 nm. Ces travaux conduisent à de nouvelles perspectives scientifiques et à la mise en place d'un projet scientifique orienté vers la détermination d'un spectre solaire à très haute résolution ( $<0.01$  nm entre 0.5 et 5000 nm) et à sa variabilité au cours du temps pendant au moins un cycle solaire de environ 11 ans.

Différentes méthodes permettent d'obtenir un spectre solaire à très haute résolution. Elles ont été présentées dans la section 3.4. Je propose d'utiliser deux de ces approches (mesures hors atmosphère avec un instrument spatial & soustraction tellurique à partir de mesures au sol et/ou aéroportés) et de les combiner afin d'obtenir un spectre solaire SOLAR-ISS-HR à très haute résolution (meilleure que 0.01 nm entre 0.5 et 5000 nm).

Par ailleurs, le développement d'un nouvel instrument solaire spatial à basse résolution (fonction d'appareil de quelques nm) est nécessaire pour pouvoir déterminer plus rigoureusement le niveau absolu du spectre solaire avec la plus faible incertitude possible, notamment dans l'UV ( $<0.2\%$  dans la gamme 160–350 nm).

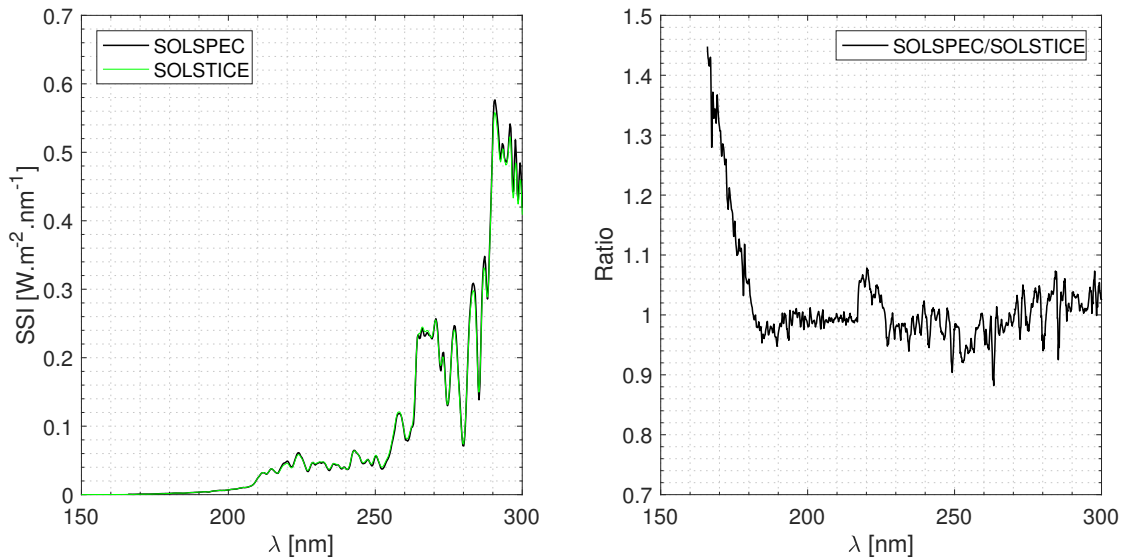
Dans un premier temps, il est nécessaire de mettre à niveau le spectre solaire de référence SOLAR-ISS (de la version 1.1 à la version 2.0) et les incertitudes qui lui sont associées.

#### 3.5.1 Vers une nouvelle version du spectre solaire SOLAR-ISS (V 2.0)

Comme énoncé précédemment, un nouveau spectre solaire de référence (V 1.1) a été déterminé [Meftah *et al.*, 2018b]. Pour obtenir ce résultat, j'ai utilisé des mesures hors atmosphère et des modèles théoriques. SOLAR-ISS a été obtenu à partir des observations hors atmosphère de l'instrument SOLAR/SOLSPEC entre 165 et 3000 nm (obtention du niveau absolu à basse résolution  $\Rightarrow SSI_{\text{SOLSPEC}}(\lambda)$ ) et des modèles théoriques pour la haute résolution (Kurucz et SRPM  $\Rightarrow SSI_{\text{HR}}(\lambda)$ ). Les modèles théoriques (Kurucz et SRPM) ont été utilisés respectivement dans les gammes de longueurs d'onde 165–2400 et 2400–3000 nm. Les spectres solaires issus des modèles à haute résolution (Kurucz et SRPM) ont été convolués avec les fonctions d'appareil de l'instrument SOLAR/SOLSPEC ( $SF_{\text{SOLSPEC}}(\lambda)$ ). Cela permet d'obtenir un spectre théorique ( $SSI_{\text{LR}}(\lambda)$ ) correspondant à la résolution de l'instrument SOLAR/SOLSPEC (inférieure à 2.2 nm dans la gamme 165–656 nm et inférieure à 10 nm dans la gamme 656–3000 nm). Le jeu d'équations 3.4 décrit la méthode utilisée qui permet d'obtenir le spectre SOLAR-ISS.

$$\text{Spectre SOLAR-ISS} \left\{ \begin{array}{l} \text{SSI}_{\text{LR}}(\lambda) = \text{SSI}_{\text{HR}}(\lambda) \otimes \text{SF}_{\text{SOLSPEC}}(\lambda) \\ \text{Ratio}(\lambda) = \text{SSI}_{\text{SOLSPEC}}(\lambda) / \text{SSI}_{\text{LR}}(\lambda) \\ \text{SOLAR-ISS}(\lambda) = \text{SSI}_{\text{HR}}(\lambda) \times \text{Ratio}(\lambda) \end{array} \right\} \quad (3.4)$$

Par ailleurs, un bilan d'incertitudes crédible a été établi en utilisant les incertitudes de mesure du spectre observé par l'instrument SOLAR/SOLSPEC. Dès lors, le spectre SOLAR-ISS peut être considéré comme traçable vis à vis du Système International d'Unités.



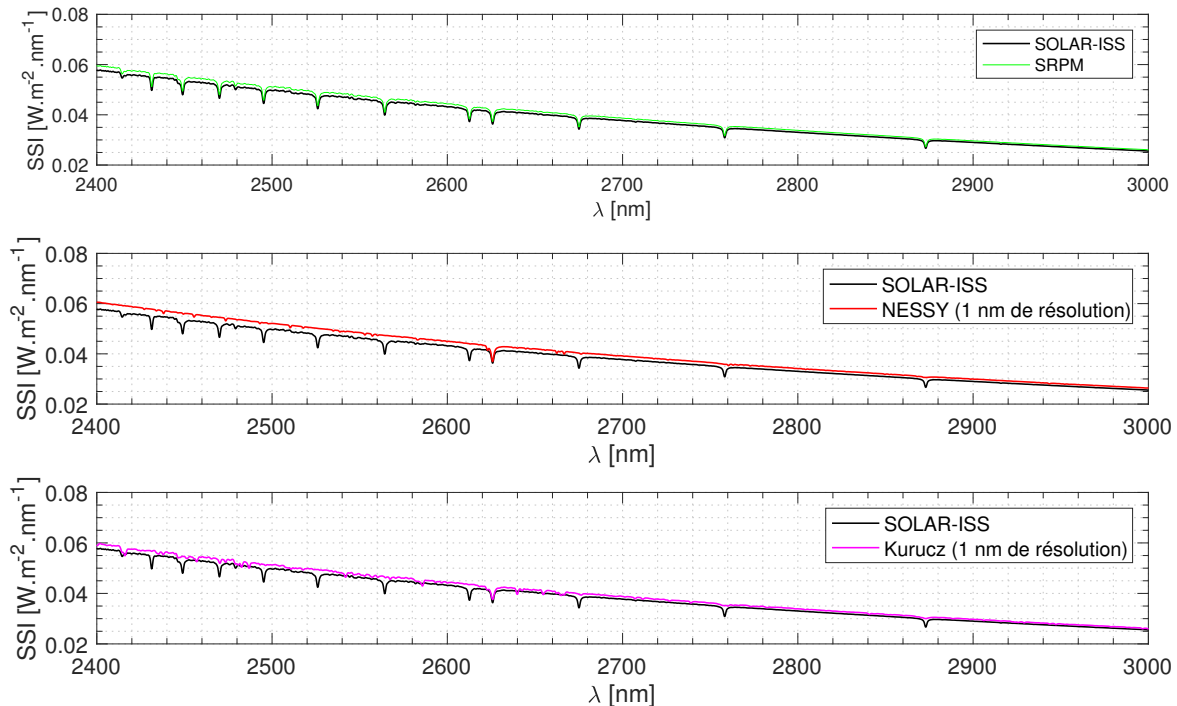
**FIGURE 3.9** (gauche) Distribution spectrale de l'éclairement solaire observée par les instruments SOLAR/SOLSPEC et SOLSTICE en avril 2008. (droite) Ratio SOLSPEC/SOLSTICE entre 165 et 300 nm.

Malgré tout, le spectre SOLAR-ISS doit être mis à niveau. Ci-dessous, quelques axes d'améliorations sont proposés :

1. Nécessité d'utiliser une résolution en longueur d'onde avec un pas non-régulier afin de pouvoir mieux considérer la discontinuité des raies de Fraunhofer ;
2. Valider l'étalonnage de l'instrument SOLAR/SOLSPEC entre 165 et 180 nm afin de confirmer ou non le ratio SOLSPEC/SOLSTICE (figure 3.9, droite) ;
3. Corriger la réponse absolue du canal UV ( $R_{\text{UV}}(\lambda)$ ) de l'instrument SOLAR/SOLSPEC entre 216 et 230 nm. Dans cette région, l'incertitude de la mesure est importante. Elle est principalement due à un changement de filtre au niveau du spectromètre UV de l'instrument SOLAR/SOLSPEC ;



4. Entre 2400 et 3000 nm, le modèle SRPM a été utilisé pour pouvoir mettre en œuvre le spectre SOLAR-ISS. Dans cette région, on voit clairement le désaccord entre SOLAR-ISS et les modèles NESSY et Kurucz (figure 3.10). Dès lors, il est probablement nécessaire de mettre à niveau le spectre SOLAR-ISS en utilisant aussi le modèle de Kurucz entre 2400 et 3000 nm. Aujourd’hui, le modèle NESSY [Tagirov *et al.*, 2017] peut être jugé comme robuste et plus précis que Kurucz (meilleure caractérisation dans l’UV, voir la section 3.4). NESSY peut probablement être utilisé dans toute la gamme de longueurs d’onde (165 et 3000 nm) pour pouvoir obtenir une nouvelle version du spectre SOLAR-ISS à haute résolution.



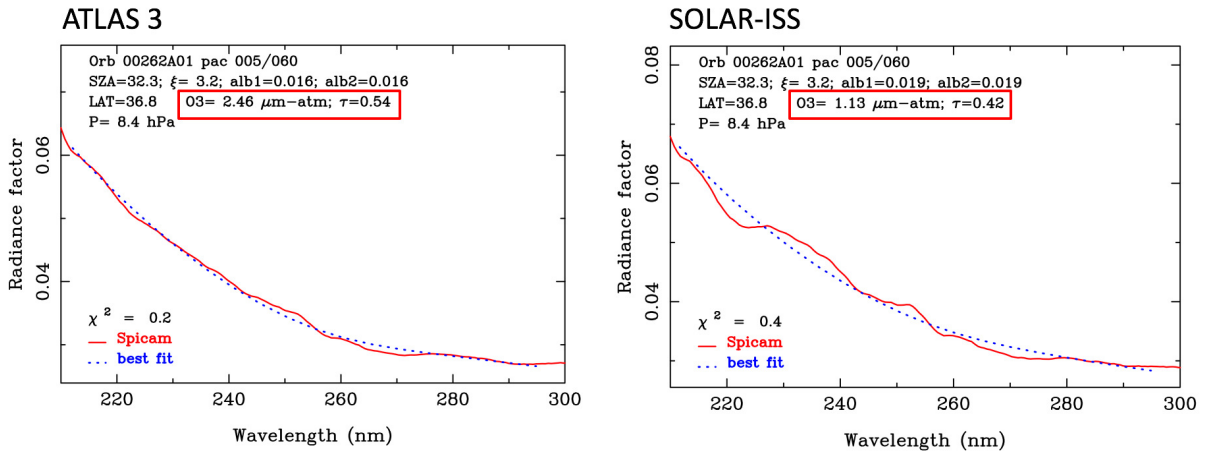
**FIGURE 3.10** Distribution spectrale de l’éclairement solaire entre 2400 et 3000 nm (SOLAR-ISS, SRPM, NESSY, Kurucz).

- Autres perspectives

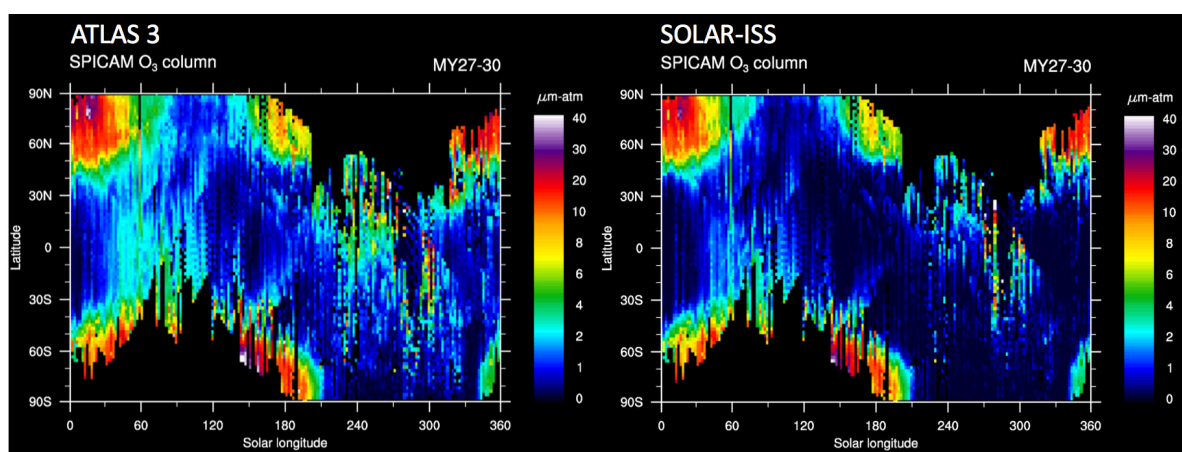
D’autres études peuvent être envisagées afin de consolider le niveau absolu du spectre SOLAR-ISS. Entre 165 et 320 nm, la distribution spectrale de l’éclairement solaire observée par l’instrument SOLAR/SOLSPEC peut être comparée à celle observée par l’instrument SPICAM (SPectroscopy for the Investigation of the Characteristics of the Atmosphere of Mars). SPICAM-UV est un spectromètre UV (118–320 nm) qui réalise des observations avec une visée au nadir et une visée au limbe afin de déterminer le profil vertical de l’atmosphère par occultation solaire et stellaire. Les mesures réalisées par SPICAM-UV ne permettent pas d’obtenir des valeurs absolues du spectre solaire. En effet, le Soleil est observé au travers d’une ouverture latérale de l’instrument SPICAM-UV puis d’un filtre dont la transmission spectrale n’est pas connue précisément. De



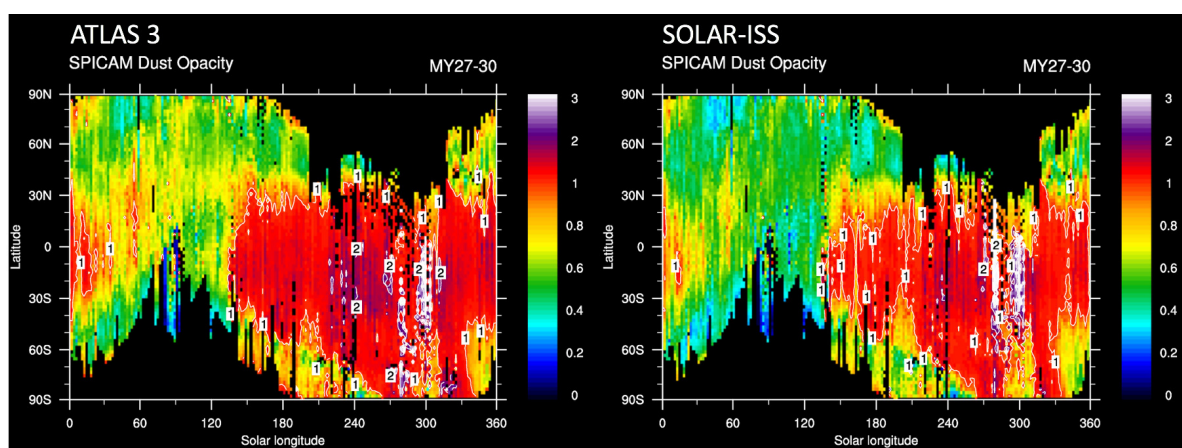
plus, l'assombrissement centre-bord du Soleil n'est pas considéré. Les études autour des données de l'instrument SPICAM-UV nécessitent une bonne connaissance du niveau absolu du spectre solaire. En effet, il est nécessaire de diviser le spectre observé par SPICAM au nadir ( $B(\lambda)$ ) par un spectre solaire connu ( $SSI(\lambda)$ ) afin d'obtenir le facteur de brillance ( $Rad(\lambda)$ ). La courbe obtenue (exemple donné au niveau de la figure 3.11) doit être ajustée en optimisant plusieurs paramètres (albédo de surface ( $alb$ ), ozone ( $O_3$ ), poussière ( $\tau$ ) et  $\chi^2$  pour la qualité de l'ajustement de la courbe). Une étude préliminaire a été réalisée par Franck Lefèvre (LATMOS) afin de quantifier l'impact du niveau absolu du spectre solaire sur la détermination de quelques paramètres clés associés à l'atmosphère de Mars. Deux spectres solaires de référence ont été utilisés : ATLAS 3 et SOLAR-ISS. Entre 210 et 300 nm, le niveau absolu de l'éclairement solaire spectral de SOLAR-ISS est inférieur à celui d'ATLAS 3 (autour de 5%). La figure 3.11 présente les résultats obtenus pour une latitude donnée et une date donnée (année 2004). Lorsque le niveau de l'éclairement solaire spectral diminue, l'ozone tout comme les poussières diminuent alors que l'albédo de Mars augmente. Les figures 3.12 et 3.13 montrent l'évolution au cours du temps de la colonne d'ozone et de l'opacité de la poussière sur Mars en utilisant comme entrée un spectre solaire donné. Quelle que soit la période donnée, le spectre solaire est considéré comme constant au cours du temps. La variabilité solaire dans l'UV (figure 3.2) n'est pas prise en compte.



**FIGURE 3.11** Facteur de brillance ou réflectance ( $Rad(\lambda) = B(\lambda) \cdot \pi / SSI(\lambda)$ ) en fonction de la longueur d'onde. SZA représente la distance solaire zénithale et  $\xi$  est l'angle d'émergence du satellite. L'atmosphère de Mars est composée de dioxyde de carbone ( $\sim 96\%$ ), d'argon ( $\sim 1.93\%$ ), de diazote ( $\sim 1.89\%$ ), quelques traces de dioxygène, et d'eau.  $\tau$  représente l'épaisseur optique des poussières dans l'UV. Il y a aussi une légère couche d'ozone ( $O_3$ ) dont l'épaisseur est très faible. Sur Mars, la concentration d'ozone est environ 300 fois plus faible que sur Terre. L'instrument SPICAM de la mission Mars Express a permis de caractériser sa très forte variabilité spatiale et saisonnière.



**FIGURE 3.12** Evolution de la colonne d’ozone au cours du temps (entre les années martiennes MY27 et MY30, soit entre 2004 et 2010–2011) et en latitude. Les années martiennes sont superposées (longitude). Une année martienne dure environ 686.98 jours terrestres. Deux spectres différents ont été utilisés pour ces analyses. Le spectre ATLAS 3 est associé à des observations réalisées en 1994. Quand à SOLAR-ISS, il est représentatif du minimum solaire de l’année 2008.



**FIGURE 3.13** Evolution de l’opacité de la poussière de l’atmosphère de Mars au cours du temps. Les zones en noires correspondent à la nuit polaire (pas d’observation possible avec SPICAM). De manière cyclique et à partir de 130° de longitude, une période avec beaucoup de poussière commence. Le paramètre d’ajustement  $\chi^2$  est affecté au cours de cette période.

Si on avait une connaissance précise des quantités de plusieurs paramètres associés à l’atmosphère de Mars (albédo de surface, ozone, poussière), on pourrait utiliser ces informations pour consolider le niveau absolu du spectre solaire entre 210 et 300 nm (étude inverse). Aujourd’hui, ce n’est pas le cas. Par exemple, la quantité d’ozone présente au niveau de l’atmosphère de Mars reste assez faible et difficile à déterminer avec précision. De plus, cette quantité dépend du temps et de la latitude. [Barth \*et al.\* \(1973\)](#) ont été les premiers à démontrer la présence d’ozone sur Mars et sa variabilité saisonnière autour des régions polaires (utilisation des données du spectromètre UV à bord de la

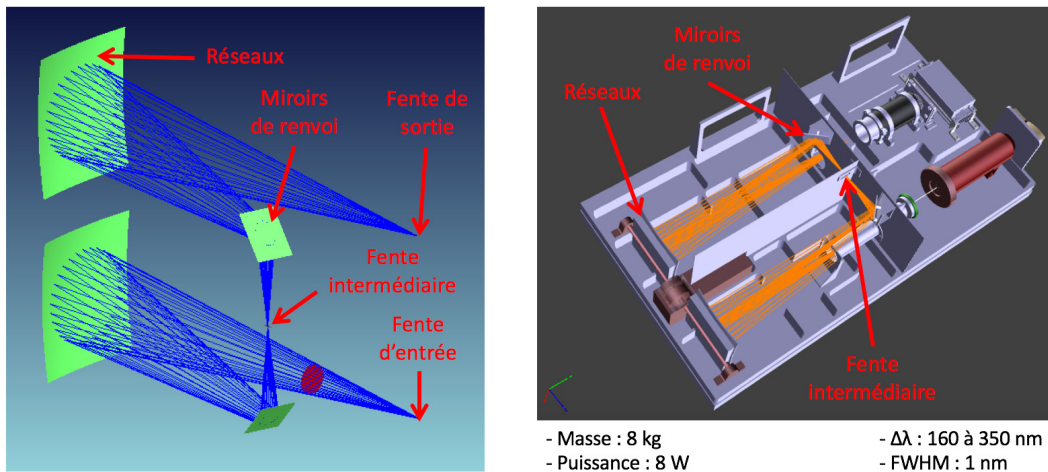
sonde Mariner 9). Ils ont estimé que la quantité d'ozone présente dans l'atmosphère polaire était inférieure à  $3 \mu\text{m-atm}$  l'été. En hiver, la valeur maximale observée a été de  $57 \mu\text{m-atm}$  (soit 5.7 unité Dobson) dans les régions polaires Nord. [Barth \*et al.\* \(1973\)](#) n'ont fourni aucune incertitude vis à vis de la mesure de cette quantité d'ozone. Plus récemment, une autre quantification de l'ozone présent dans l'atmosphère de Mars a été obtenue grâce aux données de l'instrument SPICAM-UV. [Montmessin \*et al.\* \(2017\)](#) ont estimé que les colonnes d'ozone maximales mesurées par SPICAM étaient proches de  $40 \mu\text{m-atm}$  pour les hautes latitudes en hiver et au printemps. En été, ils ont montré que l'ozone polaire affichait des colonnes généralement inférieures à  $1 \mu\text{m-atm}$ . Aux basses et moyennes latitudes, ils ont montré que le cycle annuel de l'ozone avait une amplitude beaucoup plus limitée (valeurs en général de l'ordre de  $1 \mu\text{m-atm}$  ou moins). [Perrier \*et al.\* \(2006\)](#) ont quantifié l'incertitude des mesures SPICAM à environ 10%. De plus, comme énoncé précédemment, l'étude SPICAM s'appuie sur la connaissance absolue d'un spectre solaire (ATLAS 3) sans considérer sa variabilité au cours du temps ; on pourrait améliorer ces analyses en prenant en considération la variabilité du spectre solaire au cours du temps. A l'inverse, pour mieux estimer le niveau absolu du spectre solaire, il faudrait quantifier avec une grande précision plusieurs paramètres associés à l'atmosphère de Mars (albédo de surface, ozone, poussière), et ce, indépendamment de la connaissance absolue du spectre solaire. Il faudrait des mesures avec des incertitudes extrêmement faibles (pour l'ozone, une incertitude autour de  $0.2 \mu\text{m-atm}$  l'été). Dans le futur, des mesures avec d'autres instruments spatiaux pourront peut-être mieux nous renseigner sur les quantités d'ozone, de poussière et d'albédo à la surface de Mars. Dès lors, on pourra mieux considérer le niveau absolu du spectre solaire dans l'UV à partir des observations de ces quantités.

Enfin, les observations réalisées par SPICAM-UV peuvent apporter des informations complémentaires vis à vis de la forme du spectre solaire entre 165 et 310 nm au cours de l'année 2008 (référence du spectre SOLAR-ISS). En effet, les observations SPICAM-UV peuvent peut-être nous permettre de confirmer ou non l'existence de la bosse au niveau du ratio SOLSPEC/SOLSTICE entre 216 et 230 nm (figure 3.9). Dans ce cas de figure, on s'intéresse à la forme du spectre solaire observé directement par SPICAM-UV, indépendamment du niveau absolu. C'est un axe de recherche à développer.

### 3.5.2 Développement d'un spectromètre solaire de nouvelle génération

Un de mes projets scientifiques est d'améliorer la précision absolue du spectre solaire SOLAR-ISS et de faire un suivi de sa variabilité durant au moins un cycle solaire. Dès lors, je cherche à développer un nouvel instrument spatial dédié à cette thématique.

Dans un premier temps, il est nécessaire de faire l'étude d'un spectromètre spatial de nouvelle génération observant le spectre solaire dans l'UV avec une grande précision ( $\pm 0.5\%$  à  $1\sigma$  pour la détermination absolue et une dérive de  $\pm 0.1\%$  par décade). De nouvelles technologies doivent être utilisées (détecteurs rapides et stables, composants optiques résistants au rayonnement UV, étalonnage au sol avec traçabilité vis à vis du système international, sources de calibration en orbite afin de contrôler le vieillissement de l'instrument, *etc.*). Un travail de miniaturisation autour du design opto-mécanique est fondamental pour pouvoir intégrer ce nouvel instrument dans différents type de plateforme (micro-satellite, nano-satellite, *etc.*). La proposition SOL-ATMOS (annexe F) présente partiellement cette ambition et les enjeux qui lui sont associés. La figure 3.14 montre un premier schéma du nouveau système spatial que nous cherchons à développer au LATMOS avec l'aide de partenaires étrangers (Belgique, Allemagne, Suisse).



**FIGURE 3.14** Étude d'un nouvel instrument dédié à l'observation du Soleil. Le principal objectif est de mesurer avec précision le spectre solaire et sa variabilité dans l'UV (160 et 350 nm) pendant au moins un cycle solaire. On peut imaginer la mise en orbite de plusieurs instruments (embarqués chacun sur un petit satellite) à différents instants et avec des périodes de recouvrement pour étalonner les instruments entre eux.

Par ailleurs, j'ai une implication dans le programme INSPIRE (International Satellite Program in Research and Education). Le LATMOS et plusieurs laboratoires étrangers (LASP à Boulder, National Central University à Taïwan, Nanyang Technological University à Singapour, *etc.*) sont impliqués dans ce programme. Dans ce cadre, nous cherchons à mettre en œuvre un programme de petits satellites dédiés à la recherche et à l'éducation. A moyen terme, le nouvel instrument spatial (figure 3.14) que nous étudions pourra être intégré dans de petites plateformes de type INSPIRE. A plus court terme, nous espérons utiliser ces petites plateformes pour pouvoir faire des essais en orbite sur des composants optiques dans le but de vérifier leurs tenues vis à vis de l'environnement spatial (cyclage thermique, radiations, rayonnement UV, *etc.*).

### 3.5.3 Vers la détermination d'un spectre solaire à très haute résolution

Un de mes objectifs est de mettre à disposition de la communauté scientifique un nouveau spectre solaire à très haute résolution. Pour mettre en œuvre ce spectre à très haute résolution, je vais utiliser les mesures hors atmosphère réalisées avec l'instrument SOLAR/SOLSPEC (obtention du niveau absolu du spectre solaire) et la pseudo-transmittance solaire (dans le cas d'un disque intégré, voir la figure 3.8) qui a été obtenue par soustraction tellurique à partir de mesures au sol et/ou aéroportés. Pour rappel, l'approche basée sur la soustraction tellurique s'appuie sur une liste empirique d'observations solaires qui a été générée par ajustement simultané des spectres ATMOS, MkIV, Kitt Peak, Denver U et TCCON (Toon et al., 2014). Les absorptions telluriques ont été ajustées à l'aide de la liste de lignes atmosphériques du logiciel HITRAN et toutes les absorptions restantes qui sont indépendantes de la masse d'air ont été attribuées au Soleil. Conjointement avec une fonction simple, cette liste de lignes a permis le calcul d'un spectre solaire de pseudo-transmittance pour un disque solaire intégré (figure 3.8).

Ainsi, je vais combiner deux méthodes (mesures hors atmosphère et soustraction tellurique) afin d'obtenir une partie du spectre solaire SOLAR-ISS-HR entre 400 et au moins 4200 nm (SSHR). Dans cette gamme de longueurs d'onde, le nouveau spectre solaire disposera d'une très haute résolution (meilleure que 0.01 nm). En dessous de 400 nm, je peux utiliser les mesures hors atmosphère réalisées avec l'instrument SOLAR/SOLSPEC afin d'ajuster le niveau absolu des modèles (obtention de la très haute résolution). Plus tard, je souhaite utiliser les mesures du nouvel instrument spatial pour affiner dans l'UV le niveau absolu de ce spectre solaire à très haute résolution.

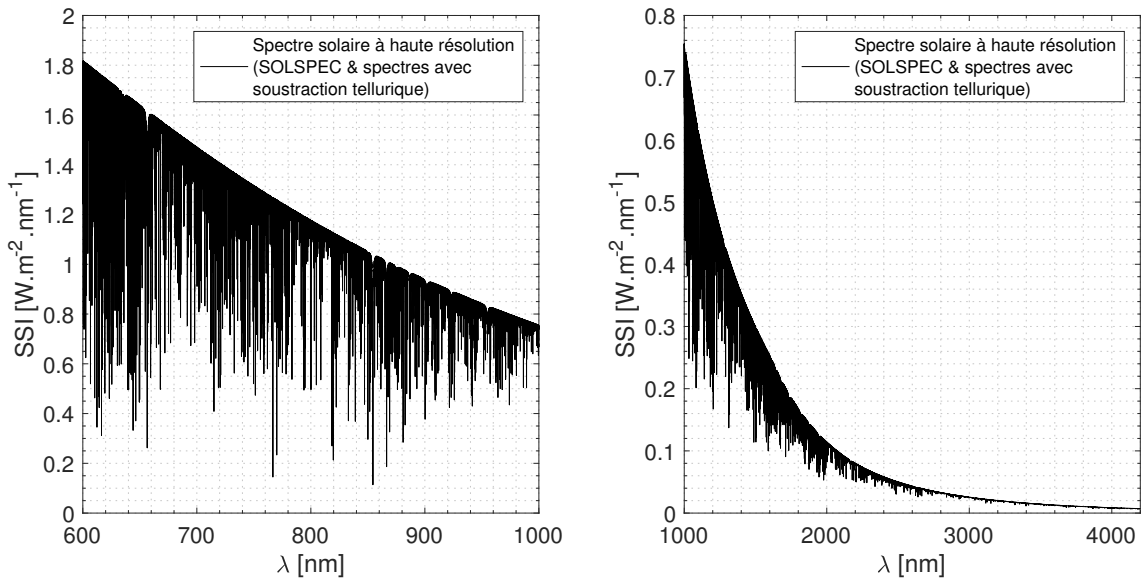
Aujourd'hui, plusieurs programmes scientifiques ont besoin d'avoir une bonne connaissance du niveau absolu du spectre solaire dans des bandes de longueurs d'onde données. C'est le cas de la mission MicroCarb. Pour cette mission spatiale, il est nécessaire de disposer d'un spectre solaire aussi proche que possible du « vrai » spectre solaire pour améliorer l'inversion des données MicroCarb. MicroCarb est un projet scientifique de l'agence spatiale française (CNES) qui doit mesurer les échanges de dioxyde de carbone présent dans l'atmosphère de la Terre au-dessus de l'ensemble des régions du globe et plus particulièrement dans les zones mal couvertes par l'instrumentation terrestre. L'objectif scientifique est d'établir le bilan de carbone dans les zones vulnérables comme l'Amazonie, l'Afrique et les régions boréales dont le sol et la végétation sont susceptibles dans un futur proche de relâcher du  $CO_2$ . Les volumes de ce gaz à effet de serre peuvent jouer un rôle notable dans les changements climatiques. L'instrument embarqué sur MicroCarb est un spectromètre infrarouge passif, fonctionnant à 4 longueurs d'onde et reposant sur l'utilisation d'un réseau à échelle pour assurer la dispersion



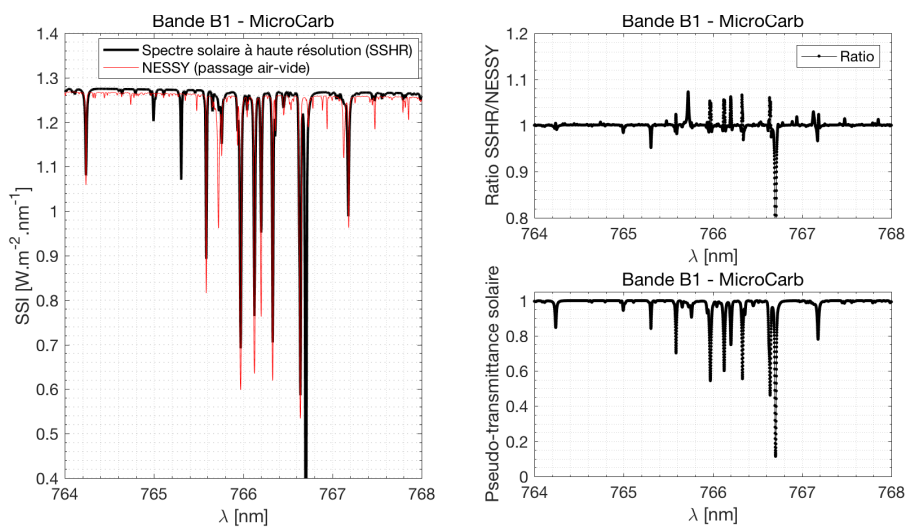
spectrale. L'instrument mesure des spectres atmosphériques correspondant à l'oxygène ( $O_2$ ) suivant deux bandes de longueurs d'onde (autour de  $0.76 \mu m$  et  $1.27 \mu m$ ) afin de reconstituer la pression de surface et ainsi de corriger la mesure de concentration du  $CO_2$  en la normalisant, et le dioxyde de carbone ( $CO_2$ ) suivant dans 2 bandes (autour de  $1.6 \mu m$  et  $2 \mu m$ ).

Dès lors, il est nécessaire d'avoir une excellente connaissance du spectre solaire pour pouvoir garantir le succès de la mission spatiale MicroCarb.

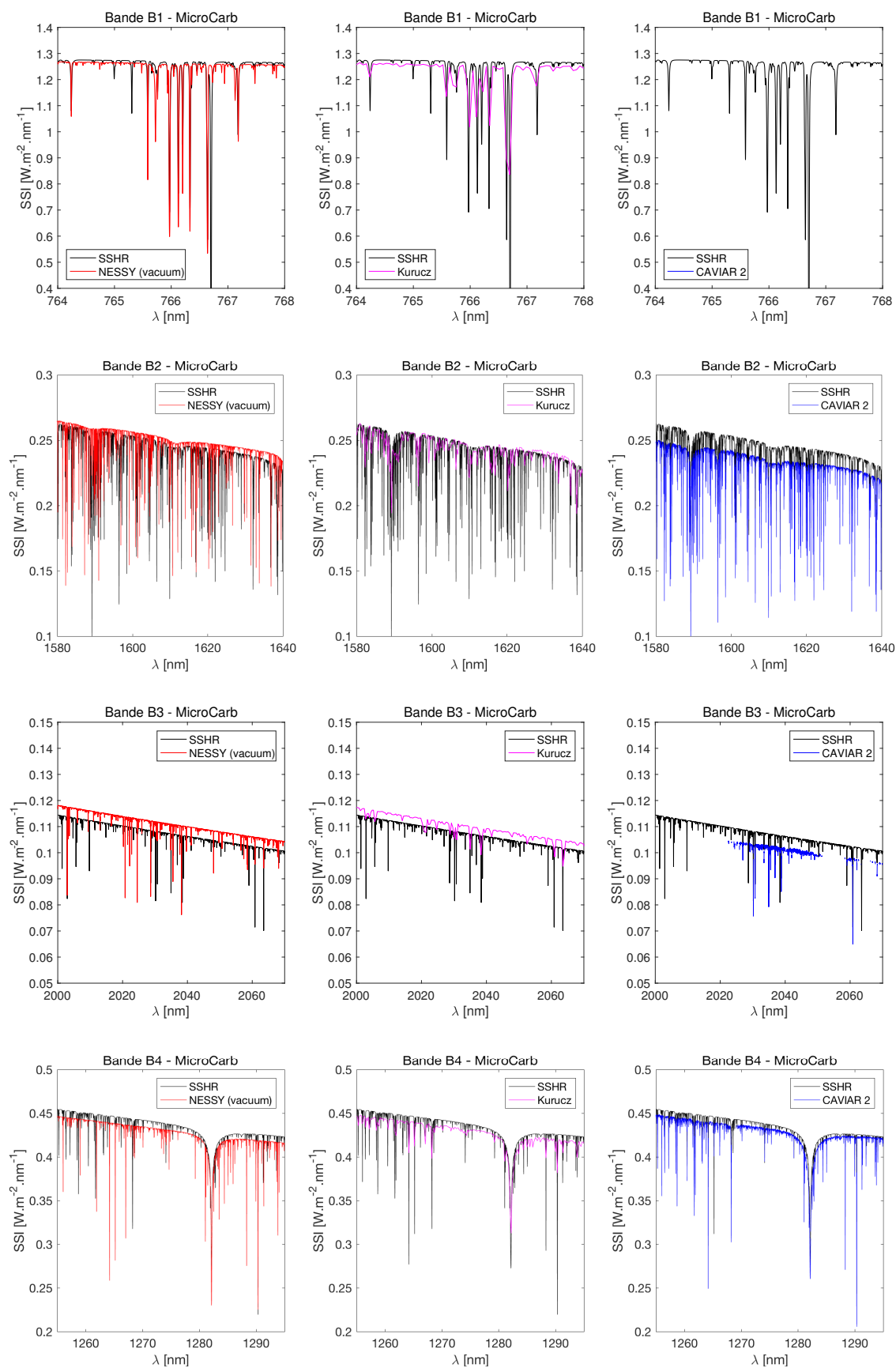
A partir d'études préliminaires, j'ai restitué un spectre solaire à très haute résolution (figure 3.15). J'ai aussi commencé quelques comparaisons avec les modèles (figure 3.16).



**FIGURE 3.15** Partie du spectre solaire à très haute résolution – SOLAR-ISS–HR (SSHR en cours de validation).



**FIGURE 3.16** Spectre solaire à très haute résolution (SSHR) dans la bande B1 de la mission MicroCarb. Comparaison avec le modèle NESSY.



**FIGURE 3.17** Spectre solaire à très haute résolution (SSHR) dans des bandes de longueurs d'onde identiques à celles qui seront observées par MicroCarb (B1 à B4). Comparaison avec les modèles (NESSY, Kurucz) et les mesures (CAVIAR 2).

J'ai aussi réalisé des comparaisons entre le nouveau spectre solaire à très haute résolution, les modèles (NESSY, Kurucz) et les mesures (CAVIAR2). La figure 3.17 présente ces résultats. Il s'agit d'une étude préliminaire qui mérite une analyse poussée.

#### 3.5.4 Vers la détermination de la variation du spectre solaire au cours du temps (programme SOL-ATMOS)

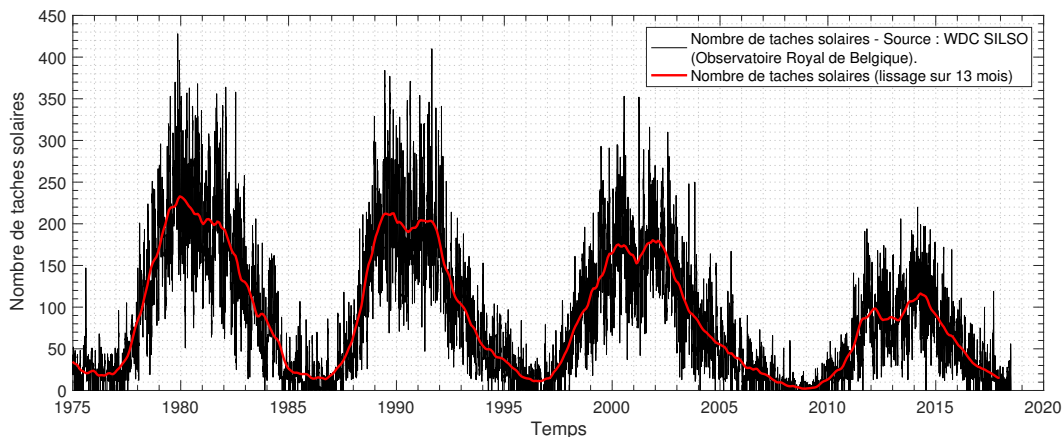
Je travaille sur la variabilité de l'éclairement solaire spectral au cours du temps. Je m'intéresse particulièrement à la variabilité spectrale dans l'UV [Meftah *et al.*, 2016]. L'influence de la variabilité solaire sur l'atmosphère et le climat est associée à des mécanismes complexes. Au cours d'un cycle solaire de environ 11 ans, la variabilité de l'éclairement solaire spectral dans l'UV est plus élevée (entre  $\sim 11$  et  $0.3\%$  dans la bande  $200 - 400$  nm) que celle de l'éclairement solaire total ( $\Delta TSI \sim 0.13\%$ ). Or, cette variabilité dans l'UV module directement la concentration de l'ozone et la température dans la moyenne atmosphère, induisant des changements dynamiques qui peuvent influencer la circulation dans la basse atmosphère.

A partir des mesures réalisées par l'instrument SOLAR/SOLSPEC, je cherche à déterminer l'amplitude des variations de l'éclairement solaire spectral suivant plusieurs échelles de temps. Je m'intéresse aux variations à petites échelles de temps qui sont inférieures à environ 80 jours (effets de la rotation solaire, effets de l'assombrissement centre bord du Soleil). Par ailleurs, je m'intéresse aux variations à grandes échelles de temps et qui sont supérieures à  $\sim 80$  jours (effet du cycle magnétique solaire et tendance long terme). Dans la proposition SOL-ATMOS (annexe F), je présente partiellement la méthodologie que je cherche à mettre en place afin d'atteindre ces objectifs (variations de l'éclairement solaire spectral obtenues avec l'instrument SOLAR/SOLSPEC). L'étude des mesures réalisées par l'instrument SOLAR/SOLSPEC est complexe de par la dégradation de l'instrument en orbite (forte dégradation du signal mesuré). Une première approche a été développée par Meftah *et al.* (2016) afin d'estimer la dégradation de l'instrument SOLAR/SOLSPEC en orbite et de pouvoir déterminer la variation de l'éclairement solaire en fonction de la longueur d'onde. Le processus de dégradation de l'instrument SOLAR/SOLSPEC suit un modèle mathématique qui s'apparente à une courbe avec une exponentielle à deux termes (après l'année 2010). Un ajustement basé sur la méthode de Levenberg-Marquardt correspond au processus de dégradation observé au niveau de la courbe de signal. L'algorithme de Levenberg-Marquardt permet d'obtenir une solution numérique au problème de minimisation d'une fonction, souvent non linéaire et dépendant de plusieurs variables.

Une autre approche consisterait à corriger les données SOLAR/SOLSPEC en utilisant



des indices indirects ('proxies' en anglais). Cette approche peut être considérée comme plus robuste. Cependant, le résultat recherché (éclairement solaire spectral corrigé des effets de la dégradation instrumentale) devient dépendant d'un autre paramètre d'observation (proxy utilisé). De nombreux auteurs ont déjà évalué la pertinence de l'utilisation des proxies solaires pour la spécification de la haute atmosphère et leurs utilisations pour contraindre les modèles. Cependant, cette évaluation n'est pas évidente et les modèles physiques de l'éclairement solaire tels que SRPM ne sont pas encore suffisamment précis en dessous de 400 nm pour pouvoir les juger comme suffisants. On peut malgré tout s'interroger sur la pertinence de nouveaux modèles solaires tels que NESSY. Aujourd'hui, il est préférable que la continuité des mesures solaires étalonnées soit assurée par des instruments spatiaux ultra-stables afin de mieux comprendre les relations avec les autres « proxies » d'activité solaire (taches solaires (figure 3.18), aire des taches solaires, indice de flux radio solaire F10.7 cm, indice de flux radio solaire à 30 cm, indice du Ca II K, indice Mg II, éclairement solaire total (TSI), *etc.*). Ainsi, le cas idéal serait d'arriver à corriger les données SOLAR/SOLSPEC indépendamment de l'utilisation des proxies.



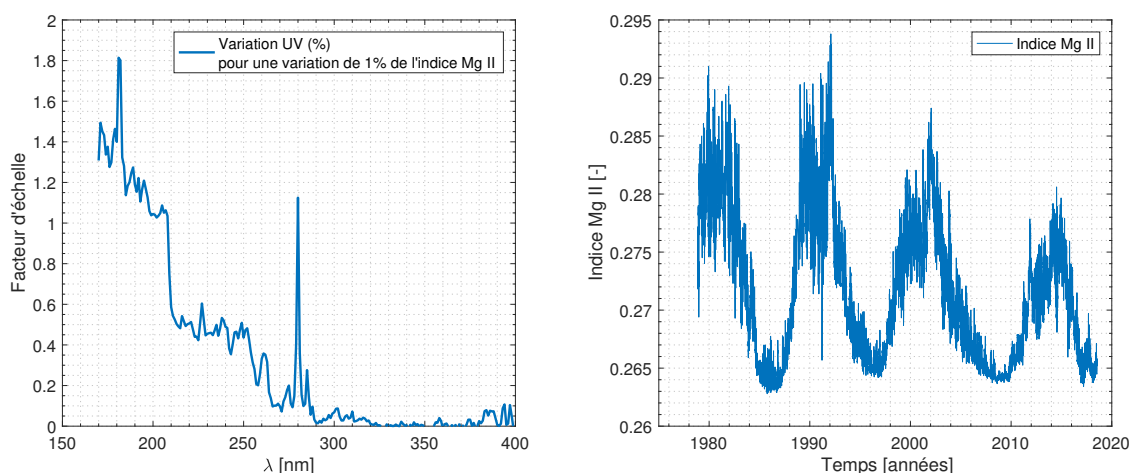
**FIGURE 3.18** Evolution du nombre de taches depuis plus de 40 ans.

Malgré tout, nous souhaitons utiliser les proxies solaires pour essayer de corriger au mieux les mesures réalisées par l'instrument SOLAR/SOLSPEC. Aujourd'hui, aucun proxy ne convient parfaitement dans la bande MUV (200–300 nm), pour laquelle une meilleure mesure des émissions photosphériques est nécessaire. Trouver des proxies reproduisant correctement des bandes ou lignes spectrales spécifiques reste un problème récurrent [Dudok de Wit *et al.*, 2009]. Ainsi, un ou plusieurs proxies combinés peuvent être utilisés pour pouvoir corriger les données SOLAR/SOLSPEC en fonction d'une bande de longueurs d'onde. En dessous de 200 nm, cette méthode peut être utilisée pour estimer l'évolution de l'éclairement solaire et améliorer l'estimation de la dégradation ( $Deg(\lambda, t)$ ) de l'instrument SOLAR/SOLSPEC. Ainsi, les proxies peuvent être l'indice Mg II, le nombre de taches solaires, le flux radio F10.7 ou tout autre indice so-

laire. La courbe de dégradation de l'instrument SOLAR/SOLSPEC peut être obtenue avec un ajustement de Levenberg-Marquardt de l'évolution avec le temps du signal mesuré  $S(t)$ . L'idée est d'utiliser une fonction d'ajustement égale au produit d'une courbe de sensibilité  $S(t)$  multipliée par un terme variant proportionnellement à l'indice solaire  $I(t)$ . La courbe de sensibilité est représentée par une somme de deux exponentielles (équation 3.5) :

$$S(t) = (A_1 \times e^{-A_2 \times t} + A_3 \times e^{-A_4 \times t}) \times (1 + A_5 \times I(t)) + R(t) \quad (3.5)$$

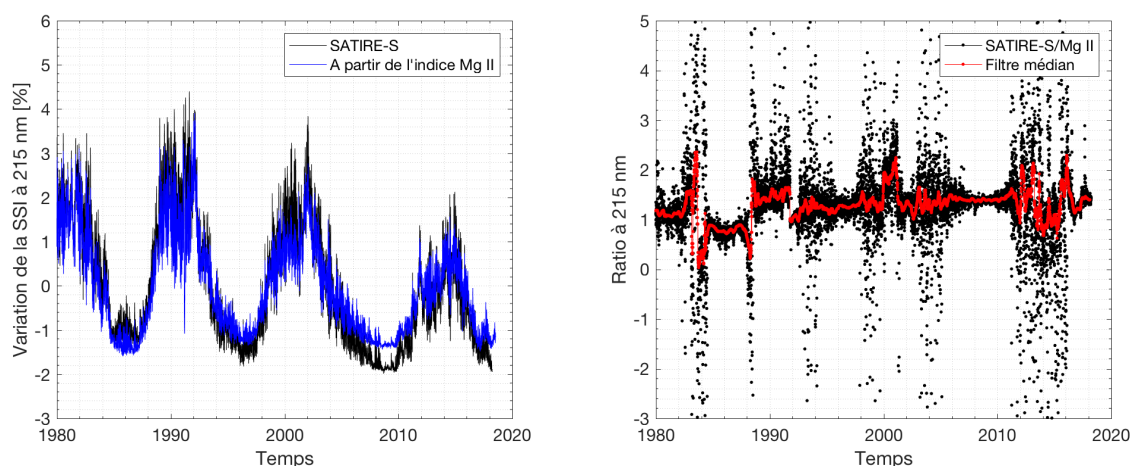
L'ajustement de Levenberg-Marquardt détermine les coefficients  $A_1$  à  $A_5$  en minimisant la somme quadratique des résidus ( $R(t)$ ). L'avantage de la méthode est que la série de données complète est utilisée pour déterminer la courbe de dégradation ( $Deg(\lambda, t)$ ). Sa faiblesse réside dans le fait que la corrélation entre l'éclairement solaire dans une bande spectrale et les indices solaires n'est pas parfaite. C'est pour cela que l'utilisation de plusieurs proxies solaires nous permet d'estimer la robustesse de l'estimation en observant la dispersion des résultats. Il s'agit d'une étude en cours.



**FIGURE 3.19** (gauche) Variation de l'éclairement solaire entre 165 et 400 nm pour une variation de 1% de l'indice Mg II. (droite) Evolution de l'indice Mg II depuis 1978 à nos jours.

La figure 3.19 (droite) montre l'évolution de l'indice Mg II depuis 1978. Cette évolution se rapproche de celle des taches solaires (figure 3.18), mais elle n'est pas parfaitement corrélée. Comme énoncé précédemment, aucun proxy solaire ne convient parfaitement dans la bande MUV. Cependant, l'indice Mg II semble avoir un poids significatif vis à vis de son lien avec l'éclairement solaire entre 200 et 300 nm. La figure 3.19 (gauche) présente la variation de l'éclairement solaire entre 165 et 400 nm pour une variation de 1% de l'indice Mg II. Si on utilise le facteur d'échelle à 215 nm (figure 3.19, gauche) et qu'on le multiplie par l'évolution de l'indice Mg II (figure 3.19, droite), on obtient l'évolution de

l'éclairement solaire à 215 nm à partir de l'indice Mg II (figure 3.20, gauche). Lorsque l'on compare cette évolution avec celle issue du modèle SATIRE-S à 215 nm, on constate que le ratio SATIRE-S/Mg II est très souvent proche de 1. Dès lors, on peut s'interroger sur la robustesse de cette méthode et de l'amélioration de ces résultats en combinant plusieurs proxys (Mg II, taches solaires, *etc.*). On peut aussi s'interroger sur la variation de l'éclairement solaire issue du modèle SATIRE-S et de son potentiel forçage vis à vis de l'indice Mg II. Cette approche doit faire l'objet d'une étude approfondie afin de consolider ces résultats et de mettre en œuvre la meilleure stratégie pour corriger les données SOLAR/SOLSPEC.



**FIGURE 3.20** (gauche) Evolution de l'éclairement solaire à 215 nm depuis 1978 à nos jours. La courbe noire correspond aux données SATIRE-S. La courbe bleue a été obtenue à partir de l'indice Mg II et de la courbe de correspondance issue de la figure 3.19 (gauche). Les données SATIRE-S mettent en évidence une diminution de l'éclairement solaire à 215 nm au cours du temps (tendance long terme). (droite) Ratio SATIRE-S/Mg II.

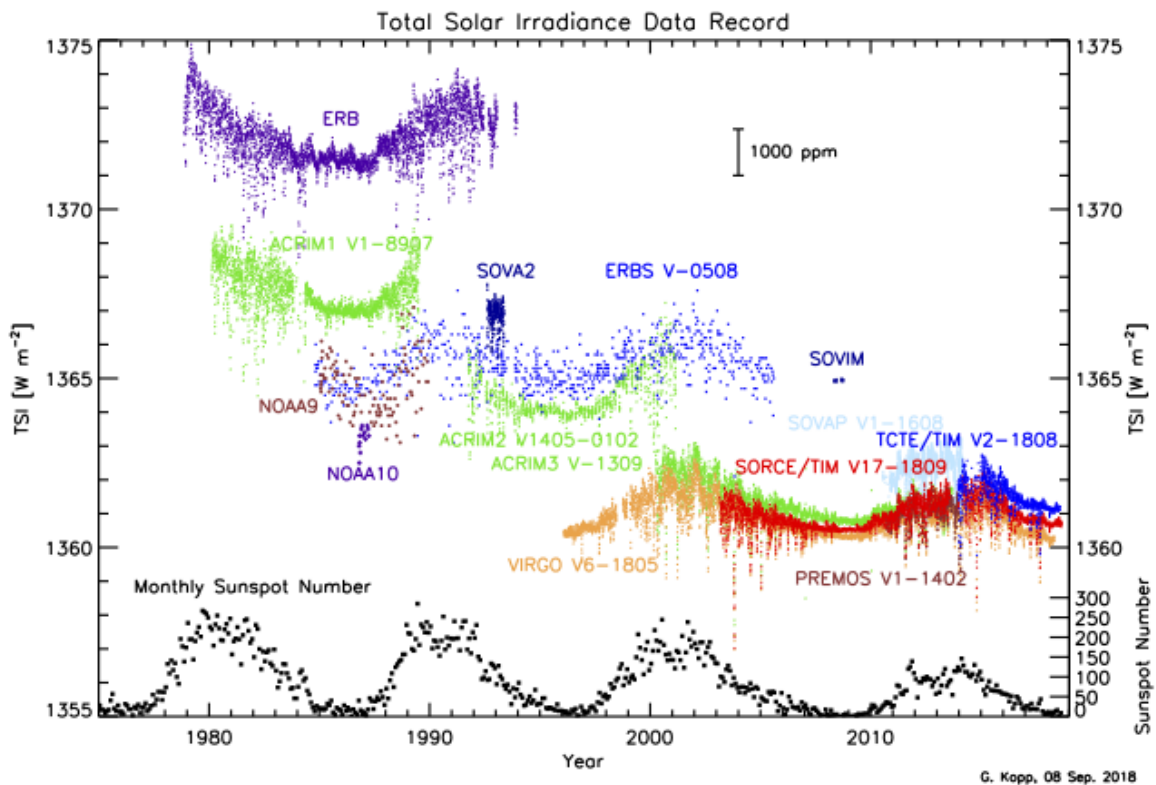
### 3.5.5 Vers la validation d'un nouveau composite de l'éclairement solaire total (groupe de travail international)

Je participe à l'élaboration d'un nouveau composite de l'éclairement solaire total (TSI). Ce composite pourra par la suite être utilisé comme proxy de l'activité solaire. Il pourra être comparé aux modèles de la TSI (NRL-TSI et SATIRE-T). Ce composite s'appuie sur une méthode développée par [Dudok de Wit \*et al.\* \(2017\)](#). En partenariat avec plusieurs chercheurs et collègues étrangers (Greg Kopp, William Ball, Thierry Dudok de Wit, Wolfgang Finsterle, Claus Fröhlich, Kim Kokkonen, et Werner Schmutz), nous essayons d'établir un consensus sur un nouveau composite de l'éclairement solaire total : « A New Community-Consensus TSI Composite for Solar and Climate Researchers ».

Ce nouveau composite est en cours d'approbation par la communauté scientifique qui

travaille sur l'éclairement solaire total (TSI pour « Total Solar Irradiance »). Comparé aux précédents composites (voir la figure 3.21 qui présente les mesures réalisées par différents instruments spatiaux), le nouveau composite de l'éclairement solaire total présente les avantages suivants :

- Utilisation d'une pondération déterminée statistiquement pour toutes les mesures d'instruments spatiaux disponibles à tout instant plutôt que de choisir d'utiliser les mesures d'un instrument à un temps donné ;
- Rester impartial dans la sélection des mesures d'un instrument en fondant des pondérations sur un modèle de bruit dépendant de la fréquence de chacun ;
- Avoir des transitions harmonieuses entre les mesures des instruments grâce à des pondérations qui dépendent du temps et de l'échelle ;
- Fournir des incertitudes qui dépendent du temps.

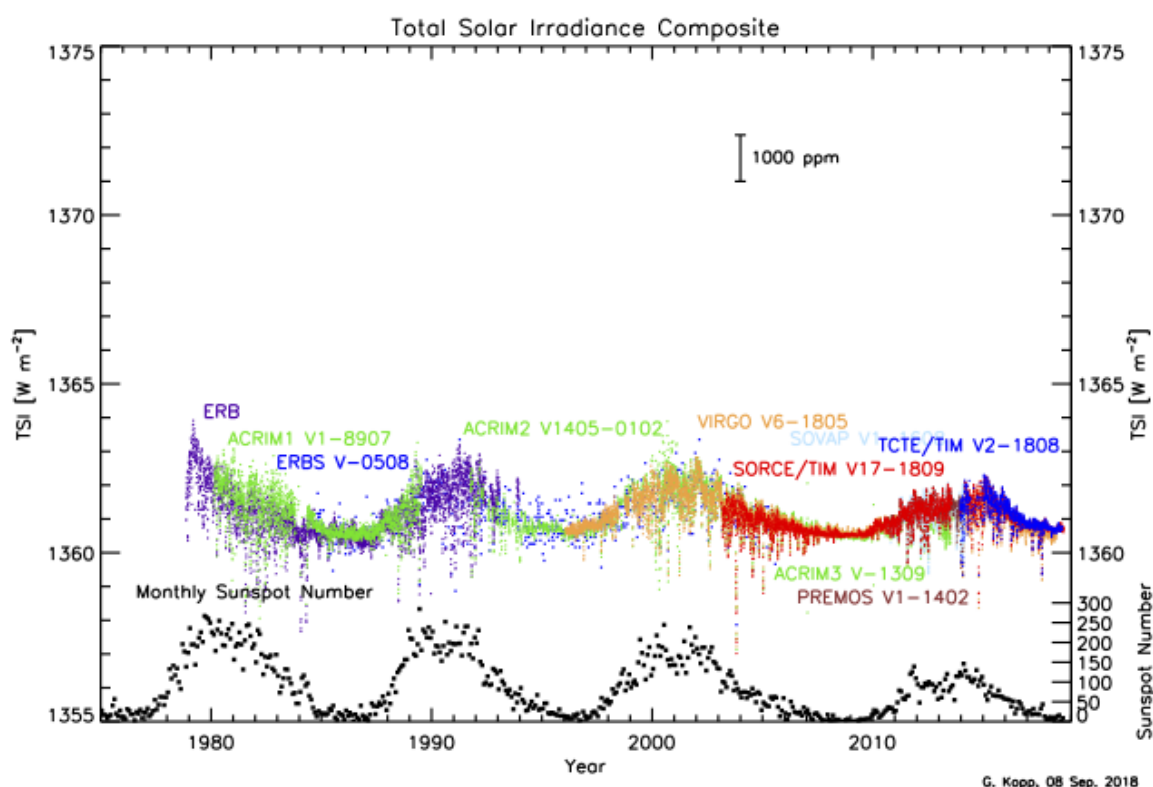


**FIGURE 3.21** Evolution de l'éclairement solaire total observé par plusieurs instruments spatiaux. Ces mesures couvrent environ quarante années. Les décalages de mesures entre les instruments sont associées à des différences d'étalonnage non résolues, dont la plupart sont dues à la dispersion interne des instruments (voir Kopp & Lean, 2011).

Le nouveau composite de l'éclairement solaire total (figure 3.22) est mis à l'échelle de la moyenne pondérée des mesures des instruments qui contribuent à l'élaboration de ce composite. Les pondérations sont déterminées par l'incertitude déclarée de chaque

instrument en valeur absolue. Le composite couvre la plage de temps allant de 1978 à nos jours et utilise les mesures de quasiment tous les instruments spatiaux observant suffisamment longtemps l'éclairement solaire total depuis l'avènement de l'ère des satellites.

Kopp et al. (2018) ont mis en œuvre de manière informatisée une méthodologie afin de fournir des mises à jour régulières aux chercheurs dans le domaine de l'énergie solaire et du climat, à mesure que de nouvelles données et de nouveaux instruments deviennent disponibles, tels que TSIS/TIM qui a été récemment mis en orbite en décembre 2017. Dans le futur, je souhaite utiliser ce composite comme proxy de l'activité solaire pour essayer de corriger les données SOLAR/SOLSPEC. A partir du nouveau composite de la TSI (figure 3.22), nous n'observons pas de diminution des minimas solaires de 1978 à nos jours (de l'entre-cycle 21–22 à l'entre-cycle 24–25) contrairement à ce que nous constatons avec l'éclairement solaire total obtenu à partir du modèle SATIRE. On peut s'interroger sur le niveau d'incertitudes des valeurs du nouveau composite de l'éclairement solaire total, particulièrement au cours des minimas d'activité solaire. Il faudrait que les incertitudes entre deux minimas solaires soient inférieures à  $0.05 \text{ W m}^{-2}$  pour pouvoir confirmer ou non des tendances sur le long terme.



**FIGURE 3.22** Nouveau composite de l'éclairement solaire total (TSI). J'ai étudié en détail la série temporelle de l'instrument SOVAP (Solar Variability PICARD) à bord du satellite PICARD.

# Chapitre 4

## Influence du Soleil sur le climat de la Terre

### Sommaire

---

<b>4.1 Problématique et contexte scientifique . . . . .</b>	<b>86</b>
4.1.1 Introduction . . . . .	86
4.1.2 Modèles simplifiés de l'équilibre radiatif de la Terre . . . . .	90
4.1.3 Contributions au réchauffement climatique et forçage radiatif	95
<b>4.2 Influence du Soleil sur le climat de la Terre &amp; bilan radiatif</b>	<b>99</b>
4.2.1 Introduction . . . . .	99
4.2.2 Sensibilité de la réponse tropicale à l'ozone stratosphérique au cycle de rotation solaire . . . . .	102
4.2.3 Importance de la mesure du bilan radiatif de la Terre . . . . .	103
<b>4.3 Conclusions, perspectives et projet scientifique . . . . .</b>	<b>105</b>
4.3.1 Vers une meilleure compréhension de l'influence du Soleil sur le climat de la Terre (programme SOL-ATMOS) . . . . .	107
4.3.2 Vers la mesure du bilan radiatif (projet SERB) . . . . .	109

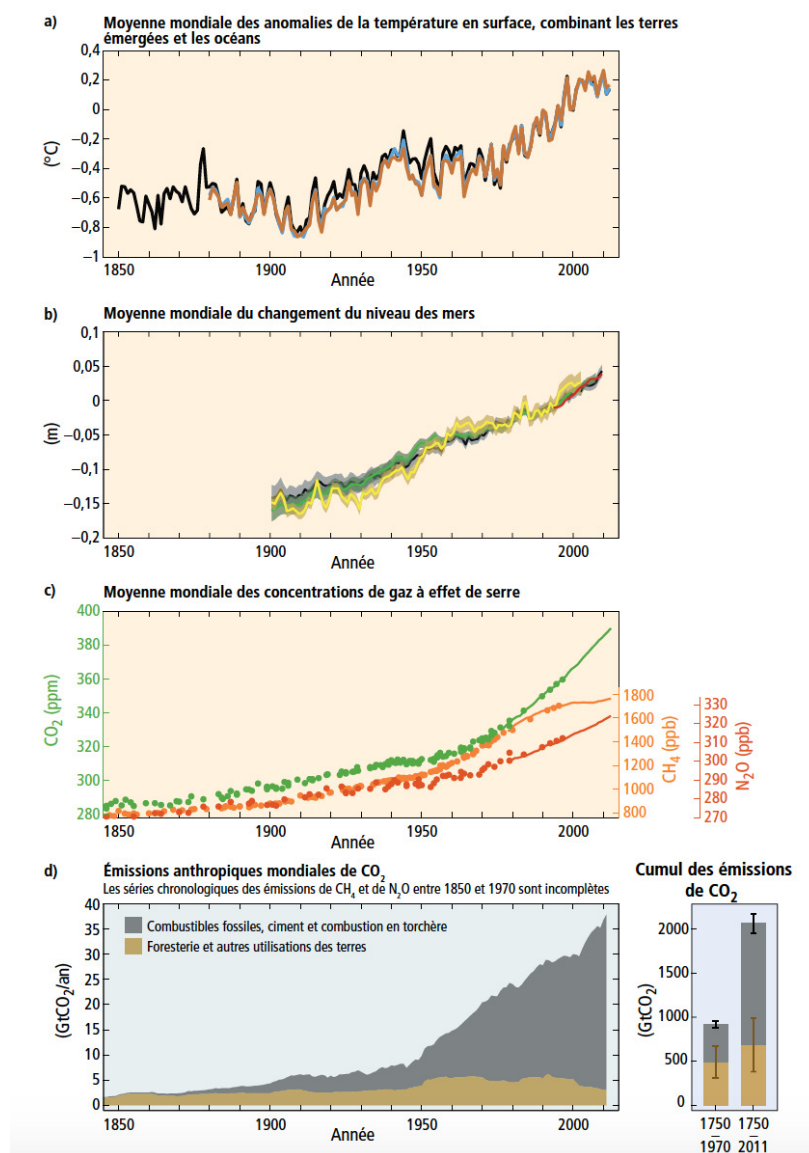
---



## 4.1 Problématique et contexte scientifique

### 4.1.1 Introduction

Le réchauffement climatique représente un défi majeur pour l'humanité. L'écrasante majorité des publications scientifiques de ces quinze dernières années démontre que l'Homme est le principal responsable du réchauffement climatique en cours. La figure 4.1 met en évidence ce constat au travers de plusieurs observables.



**FIGURE 4.1** a) Moyenne annuelle et mondiale des anomalies de la température de surface par rapport à la moyenne établie pour la période 1986–2005. b) Moyenne annuelle et mondiale de l'évolution du niveau des mers par rapport à la moyenne établie pour la période 1986–2005. c) Concentrations atmosphériques des gaz à effet de serre ( $CO_2$ ,  $CH_4$ ,  $N_2O$ ) déterminées à partir de l'analyse de carottes de glace (points) et obtenues par mesure directe dans l'atmosphère (courbes). d) émissions anthropiques mondiales. Source : IPCC. Changements climatiques 2014 – Rapport de synthèse.

Les principales causes du réchauffement climatique sont liées à l'exploitation massive des combustibles fossiles (pétrole, charbon, gaz naturel, sable bitumineux, gaz de schiste, tourbe, *etc.*), à la déforestation, aux pratiques agricoles et à l'industrie. Les activités humaines sont directement responsables de l'augmentation des concentrations atmosphériques en gaz à effet de serre d'origine anthropique (figure 4.1).

**TABLE 4.1** Liste des principaux gaz à effet de serre avec durée de vie, pouvoir de réchauffement global (PRG) et part dans les émissions totales de GES d'origine anthropique pour l'année 2004 (en équivalent  $CO_2$ ).

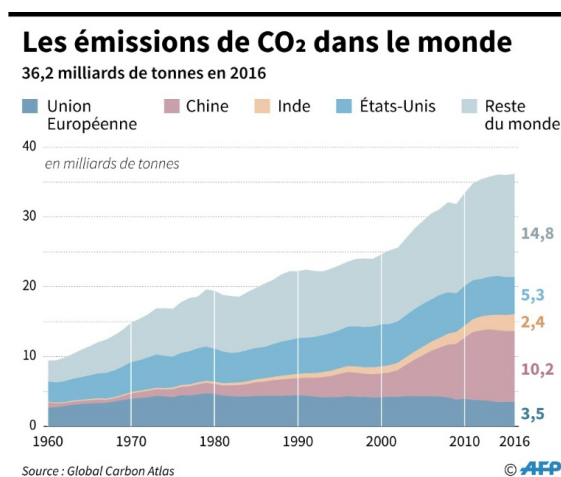
GES	Durée de vie	PRG	Remarques
$H_2O$	$\sim 0.02$ an	–	La vapeur d'eau reste très peu de temps dans l'atmosphère, à peine quelques jours. Les émissions de vapeur d'eau jouent donc un rôle direct très négligeable dans l'augmentation de l'effet de serre.
$CO_2$	$\sim 100$ ans	1	Le dioxyde de carbone représente 76.7% des émissions de GES d'origine anthropique dans les émissions totales. Ces émissions proviennent essentiellement de l'activité humaine (combustion de ressources fossiles (pétrole, gaz naturel ou charbon) pour le chauffage et/ou le transport, <i>etc.</i> ).
$CH_4$	$\sim 14$ ans	$\sim 25$	Le méthane représente 14.3% des émissions de gaz à effet de serre d'origine anthropique. Ces émissions proviennent entre autres de l'élevage intensif des bovins, des déjections animales, des cultures (comme le riz), des feux de forêts, de l'utilisation du bois pour le chauffage et la cuisson, <i>etc.</i>
$N_2O$	$\sim 120$ ans	$\sim 298$	Le protoxyde d'azote représente 7.9% des émissions de gaz à effet de serre d'origine anthropique. Son potentiel de réchauffement est environ 300 fois celui du $CO_2$ à l'horizon d'un siècle. Ces émissions sont directement liées aux activités humaines et notamment à l'agriculture intensive.

La table 4.1 liste les principaux gaz à effet de serre (GES). Les GES sont des composants gazeux qui absorbent le rayonnement infrarouge (IR) émis par la surface terrestre (retour des émissions solaires) et contribuent à l'effet de serre. Un gaz ne peut absorber le rayonnement IR que si il est constitué de 3 atomes par molécule ou à partir de deux si ce sont deux atomes différents. Les deux principaux gaz « naturels » à effet de serre sont la vapeur d'eau ( $H_2O$ ) et le dioxyde de carbone ( $CO_2$ ). Outre la vapeur d'eau et le dioxyde de carbone, les principaux gaz « naturels » à effet de serre sont le méthane ( $CH_4$ ), le protoxyde d'azote ( $N_2O$ ) et l'ozone ( $O_3$ ). L'eau sous toutes ses formes représente près



des trois quarts de l'effet de serre total. La contribution restante est essentiellement due au  $CO_2$ . Les gaz « naturels » à effet de serre étaient présents dans l'atmosphère de la Terre bien avant l'apparition de l'Homme. Depuis la révolution industrielle, les activités humaines ont fortement contribué à l'augmentation de certains gaz « naturels » à effet de serre ( $CO_2$ ,  $CH_4$ ,  $N_2O$ , *etc.*) comme le montre la figure 4.1.

La table 4.1 liste la part de chaque contributeur dans les émissions totales de gaz à effet de serre d'origine anthropique pour l'année 2004 (en équivalent  $CO_2$ ). D'autres GES résultant uniquement des activités humaines existent. Il s'agit des gaz fluorés qui contribuent à hauteur de 1.1% des émissions de gaz à effet de serre d'origine anthropique dans les émissions totales de l'année 2004. Ces gaz possèdent de très bonnes espérances de vie dans l'atmosphère, de sorte que leur PRG est très élevé. Ces gaz ont donc un effet durable dans l'atmosphère et leur accumulation préoccupe les groupes environnementaux.



**FIGURE 4.2** Émissions de  $CO_2$  dans le monde. La Chine et les États-Unis sont les principaux contributeurs. Avec l'industrialisation des économies chinoise et indienne, les émissions ont explosé.

Malgré la signature du protocole de Kyoto le 11 décembre 1997 (accord international visant à la réduction des émissions de GES afin de limiter le réchauffement climatique), les émissions de gaz à effet de serre d'origine anthropique continuent d'augmenter avec un rythme extrêmement inquiétant. La figure 4.2 permet de mettre en évidence ce constat alarmant avec l'augmentation continue des émissions de  $CO_2$  dans le monde. Le problème du changement climatique est relativement difficile à appréhender sur différentes échelles de temps avec notamment la longue durée de vie des molécules de  $CO_2$  dans l'atmosphère ( $\sim 100$  ans). En 2014, le cinquième rapport du groupe d'experts intergouvernemental sur l'évolution du climat (GIEC) précise qu'une hausse des températures de 0.3 à 4.8°C d'ici 2100 est possible. Dès lors, un premier accord universel pour le climat a été approuvé le 12 décembre 2015 à la conférence de Paris (COP 21) pour

maintenir le réchauffement climatique à moins de 2°C à l'horizon 2100 (avec une réduction significative des émissions mondiales de GES d'origine anthropique). Cet accord a été approuvé à l'unanimité par les 196 délégations présentes (195 états + l'Union Européenne). Pourtant en juin 2017, le président américain Donald Trump a annoncé le retrait des Etats-Unis de l'accord international de Paris sur le climat. Ce retrait va dans le sens des intérêts économiques américains et il permet de maintenir le mode de vie américain qui est jugé non négociable dans la tradition du parti républicain. C'est pourtant le modèle économique & social et le mode de vie des américains tout comme ceux des pays les plus polluants en émissions totales ou par habitant (Chine, Union européenne, Inde, Russie, monarchies pétrolières, *etc.*) qu'il est nécessaire de changer avant que le problème du réchauffement climatique ne s'aggrave. Ce problème se combine avec l'explosion démographique dans le monde et les risques de pénuries alimentaires. Les effets les plus importants toucheront les populations déjà vulnérables des pays en voie de développement. En effet, les effets du réchauffement climatique seront très divers et géographiquement inégaux. A court et moyen terme, on peut s'attendre à :

- Des phénomènes climatiques extrêmes (ouragans, cyclones, tempêtes, sécheresses, précipitations abondantes) qui arrivent de plus en plus fréquemment. Une explosion de la pauvreté d'ici à 2030 à cause des mauvaises récoltes dues à la diminution de la quantité d'eau dans certaines régions. Par ailleurs, plusieurs centaines de millions de réfugiés climatiques en 2050 sont à prévoir.
- Une augmentation du niveau des mers (îles englouties et villes envahies par les eaux). Ce qui constitue une menace pour des millions de personnes vivant à proximité des côtes, et principalement dans des pays en voie de développement.
- Des records de chaleur d'année en année avec une recrudescence des maladies sous l'effet des vagues de chaleur et des inondations. Les feux de forêts seront de plus en plus fréquents à cause d'un plus grand nombre de canicules. En effet, les canicules provoquent des conditions climatiques sèches et extrêmement chaudes ; ce qui favorise la survenue des feux de forêts. Un grand nombre d'espèces animales pourrait aussi disparaître à cause de l'augmentation des températures.
- Les saisons sont devenues très instables ce qui a, entre autres, des conséquences sur l'agriculture et sur la flore et la faune.
- Les glaciers fondent massivement et cela met en danger l'approvisionnement en eau de nombreuses personnes. *etc.*

Cette introduction générale permet de faire un état des lieux de la situation actuelle et montre les limites du système « Terre + atmosphère ». La complexité des mécanismes mis en jeu met en évidence l'intérêt d'une approche scientifique multi-disciplinaire. Plus que jamais il est nécessaire de comprendre pour proposer des actions et agir rapidement.

Dès lors, je m'intéresse à certains mécanismes (forçage radiatif associé à la variation solaire, impact de l'ozone stratosphérique, *etc.*) qui peuvent influencer le climat de la Terre. Je m'intéresse aussi à la mesure du bilan radiatif de la Terre en essayant d'imaginer un système d'observation original depuis l'espace [Meftah *et al.*, 2018c]. L'observation hors atmosphère associée à la modélisation permet d'augmenter notre niveau de compréhension scientifique des mécanismes mis en jeu au niveau du réchauffement climatique.

#### 4.1.2 Modèles simplifiés de l'équilibre radiatif de la Terre

Dans ce paragraphe, je vais décrire deux modèles simplifiés de l'équilibre radiatif de la Terre afin d'introduire quelques paramètres clés. Ce sont des exemples que je traite dans les cours que je dispense à l'Université afin de mettre en évidence l'effet des gaz à effets de serre sur la température de la Terre. A partir de ces modèles, on peut établir des bilans d'énergie pour le système Terre + atmosphère. On peut aussi faire des études de sensibilité pour voir quels sont les éléments les plus influents (GES, Soleil, ...).

##### – Modèle d'équilibre radiatif et température équivalente

Il s'agit d'un modèle d'équilibre radiatif simple où l'on néglige les effets de l'atmosphère (sauf l'albédo). On suppose que l'éclairement solaire atteint la surface de la Terre ou qu'il est renvoyé vers l'espace sans être absorbé par l'atmosphère terrestre. On peut alors calculer la température équivalente de la Terre ( $T_{equ}$ ) en fonction de l'éclairement solaire total ( $TSI=1361 W m^{-2}$ ) et de l'albédo de la Terre ( $a=0.306$ ). Les équations du modèle sont données ci-après.  $\sigma$  représente la constante de Boltzmann.

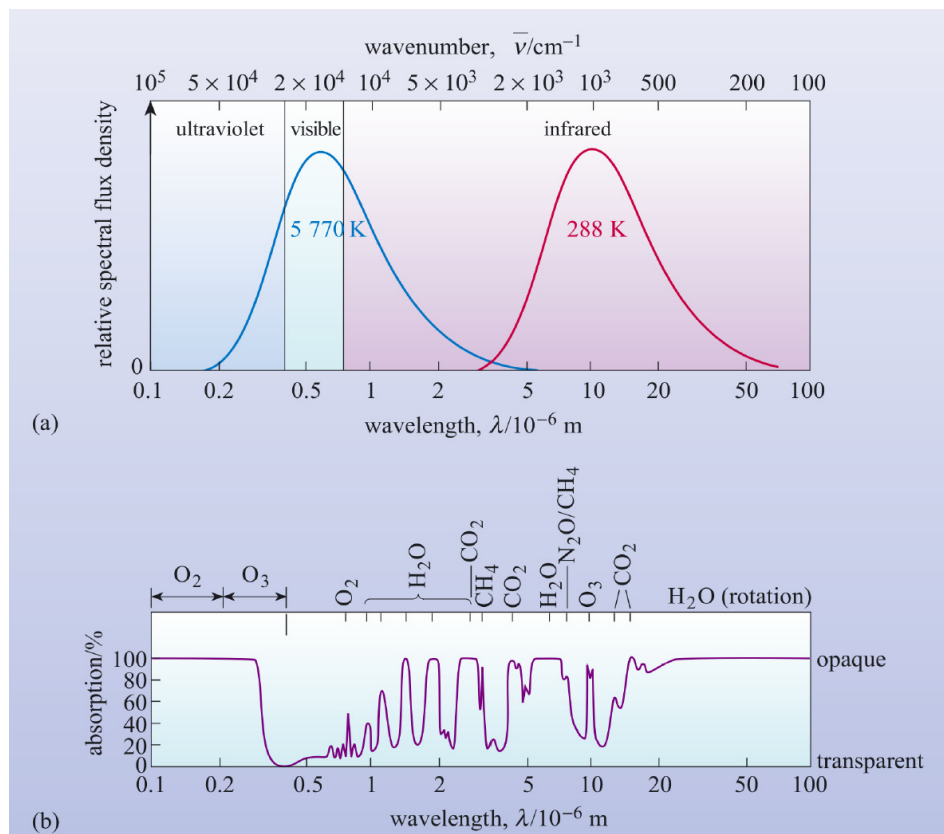
$$\left. \begin{array}{l} \text{Eclairement solaire incident : } TSI_i = TSI/4 \\ \text{Eclairement solaire réfléchi : } OSR = a \times TSI/4 \\ \text{Eclairement IR sortant : } OLR = \sigma T_{equ}^4 \\ \hline \text{Bilan radiatif : } TSI_i = OSR + OLR \end{array} \right\} T_{equ} = \left( \frac{(1-a) \times TSI}{4\sigma} \right)^{0.25} \quad (4.1)$$

A partir de ce modèle, la température équivalente de la Terre est de environ 254 K (soit  $\sim -19^\circ C$ ). Cette température est bien trop faible par rapport à la température de surface mesurée ( $\sim 288 K$ ). Un modèle plus élaboré où l'atmosphère interagit avec le rayonnement est donc nécessaire. Au travers de ce modèle simple, on voit que la contribution de l'atmosphère (au travers des émissions de GES) est de environ  $34^\circ C$ .

##### – Modèle à une couche et effet de serre ( $\Theta$ )

Comme énoncé ci-dessus, il est nécessaire de raffiner notre modèle en prenant en compte l'effet de serre. Au préalable, il est nécessaire de rappeler les mécanismes d'absorption

associés au spectre solaire et au spectre IR de la Terre. La figure 4.3 (a) représente la répartition des rayonnements émis par le Soleil (5770 K) et par la Terre (288 K). Les deux courbes sont chacune normalisées au niveau de la longueur d'onde correspondant à la densité de flux spectrale maximale (loi de Wien). La figure 4.3 (b) représente l'absorption de l'atmosphère en fonction de la longueur d'onde. L'absorption est proche de zéro sur une portion significative du spectre solaire. En effet, le rayonnement du Soleil est très peu intercepté par l'atmosphère (excepté quelques légères bandes dans l'UV ( $O_2$ ,  $O_3$ ,  $NO_2$ ), dans le visible ( $O_2$ ,  $O_3$ ) et dans le proche IR ( $H_2O$ ,  $CO_2$ ,  $CH_4$ ,  $N_2O$ , *etc.*)). Concernant la Terre, l'absorption est proche de 1 sur une partie significative du spectre tellurique. Contrairement aux longueurs d'onde courtes, l'atmosphère de la Terre est très opaque dans l'IR. On distingue seulement une fenêtre entre 8 et  $12\ \mu\text{m}$  où le rayonnement émis par la surface s'échappe en grande partie vers l'espace. Les principaux absorbants sont la vapeur d'eau ( $H_2O$ ) et le dioxyde de carbone ( $CO_2$ ). D'autres gaz ( $CH_4$ ,  $O_3$ ,  $N_2O$ ) ont des contributions plus faibles. Dès lors, les gaz à effet de serre absorbent le rayonnement IR thermique. Ils ont un impact direct sur le bilan radiatif de la Terre et sur la température de surface de la Terre.



**FIGURE 4.3** (a) Spectres de corps noir du Soleil et de la Terre (loi de Planck). (b) Absorption (en %) entre le sommet de l'atmosphère et la surface. Les principaux GES responsables de l'absorption à différentes longueurs d'onde sont indiqués. Source : McBride et Gilmour (2004).

Pour le modèle à une couche avec prise en compte de l'effet de serre, l'objectif est de déterminer la température de surface de la Terre ( $T_S$ ). On suppose que l'atmosphère de la Terre est composée d'une seule couche avec une température  $T_a$  et une émissivité IR notée  $\varepsilon$ . L'atmosphère de la Terre est considérée en équilibre thermodynamique local ( $\varepsilon_\lambda = \alpha_\lambda$ ). L'atmosphère de la Terre est considérée comme un corps gris dont l'absorption ne dépend pas de la longueur d'onde. Les équations du modèle sont données ci-après. L'équation (1) représente l'équation d'équilibre au sommet de l'atmosphère (TOA). L'équation (2) représente l'équation d'équilibre au niveau de l'atmosphère. L'équation (3) représente l'équation d'équilibre à la surface de la Terre.

$$\left. \begin{array}{l} (1) \quad TSI/4 = a \times TSI/4 + \varepsilon\sigma T_a^4 + (1 - \varepsilon)\sigma T_S^4 \\ (2) \quad \varepsilon\sigma T_a^4 + \varepsilon\sigma T_a^4 = \varepsilon\sigma T_S^4 \\ (3) \quad \sigma T_S^4 = (1 - a) \times TSI/4 + \varepsilon\sigma T_a^4 \end{array} \right\} T_S = \left( \frac{(1 - a) \times TSI}{4\sigma} \frac{1}{1 - \frac{1}{2}\varepsilon} \right)^{0.25} \quad (4.2)$$

Lorsque  $\varepsilon$  est égal à zéro (pas d'effet de serre), la température de surface de la Terre est de  $\sim 254$  K ( $T_{equ}$ ). Lorsque  $\varepsilon$  est égal à 1 (effet de serre dans l'IR), la température de surface de la Terre est de  $\sim 302$  K ( $\sim 29^\circ\text{C}$ ). Cette température est supérieure à la température de surface mesurée ( $\sim 288$  K). Une émissivité IR de la Terre proche de 0.79 (corps gris) conduit à l'obtention d'une température de surface proche de 288 K.

#### – Variation de la température de surface avec une augmentation du $CO_2$

Entre 1850 et 2014, les émissions de  $CO_2$  sont passées de  $\sim 280$  ppm à  $\sim 390$  ppm (figure 4.1). Comme énoncé précédemment, la concentration en dioxyde de carbone affecte l'apport énergétique de l'atmosphère. Le calcul du forçage radiatif au sommet de l'atmosphère est obtenue à partir de l'approximation suivante :

$$\Delta F = 5.35 \times \ln \left( \frac{C}{C_0} \right) \quad (4.3)$$

où  $C$  est la concentration en  $CO_2$  en parties par million par volume et  $C_0$  la concentration de référence.  $\Delta F$  représente la variation du forçage radiatif en  $W m^{-2}$ . Dans ce cas de figure, le forçage radiatif est de  $1.8 W m^{-2}$ . Il est lié à l'émission de  $CO_2$  d'origine anthropique. Au sommet de l'atmosphère, l'éclairement solaire IR sortant ( $OLR_\Theta$ ) est égal à  $(1 - \varepsilon/2) \times \sigma T_S^4$  (modèle à une couche et effet de serre). En considérant  $\Delta F$  petit devant ( $OLR_\Theta - \Delta F$ ), la variation de température de surface de la Terre associée au forçage radiatif  $\Delta F$  est obtenue à partir de l'équation 4.4.

$$\Delta T_S \simeq \frac{\Delta F}{OLR_\Theta} \times \frac{T_S}{4} \quad (4.4)$$

L'augmentation de température obtenue à partir du modèle est de l'ordre de  $0.55^{\circ}\text{C}$ . Il s'agit d'une augmentation importante qui montre l'impact des émissions de GES.

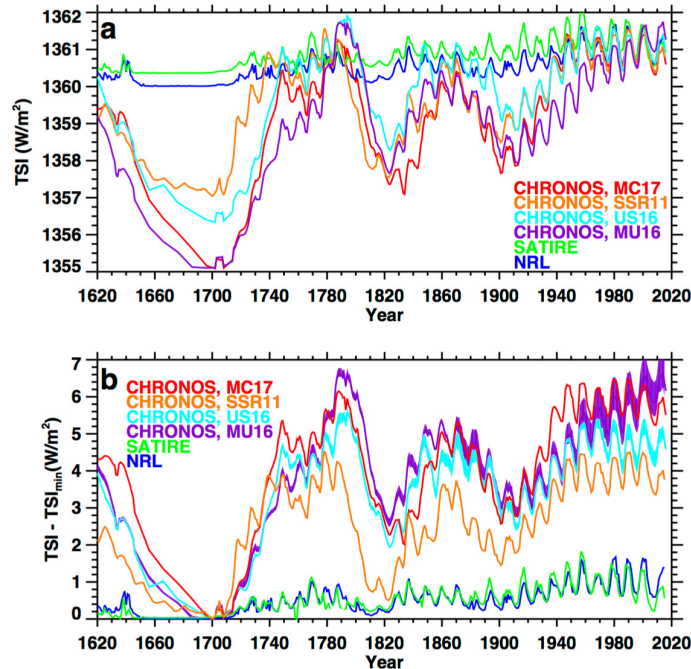
### – Variation de la température de surface avec une augmentation de l'éclairement solaire total

La variation de température de surface de la Terre associée à la variation de l'éclairement solaire total ( $\Delta T_S$ ) est obtenue à partir de l'équation 4.5.

$$\Delta T_S = \frac{\Delta TSI}{TSI} \times \frac{T_S}{4} \quad (4.5)$$

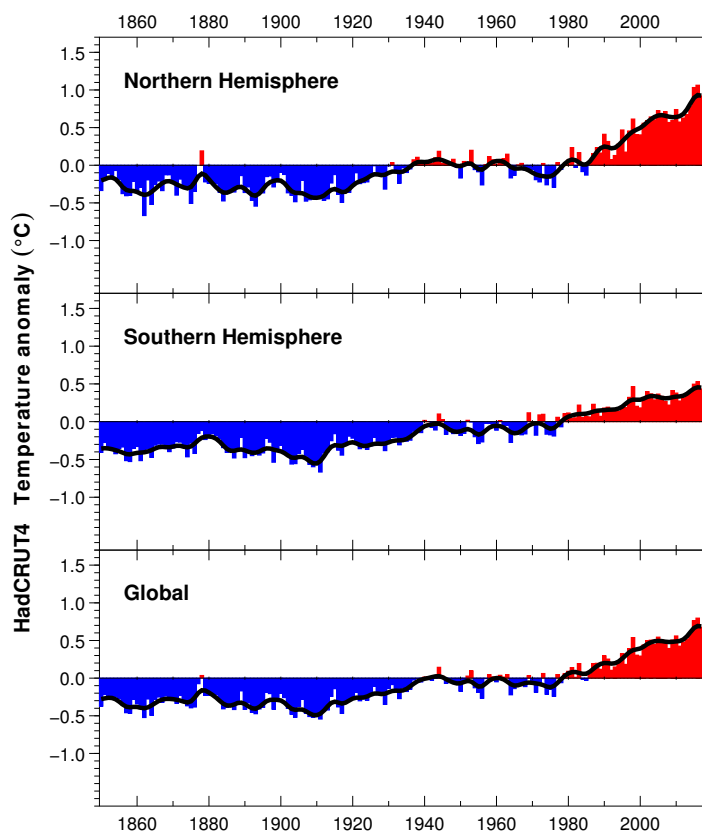
Au cours d'un cycle solaire de environ 11 ans, l'éclairement solaire varie de environ 0.1%. Dès lors, la variation de température de surface obtenue à partir du modèle est de l'ordre de  $0.07^{\circ}\text{C}$ . L'impact sur la température de surface semble tout juste décelable.

Entre le minimum de Maunder et aujourd'hui, deux modèles théoriques de reconstruction (SATIRE et NRL) montrent que la variation de l'éclairement solaire total ( $TSI$ ) est de l'ordre de  $1 \text{ W m}^{-2}$  (voir la figure 4.4). Dès lors, la variation de température de surface de la Terre au cours de cette période serait proche de celle obtenue au cours d'un cycle solaire. Avec ces hypothèses, l'impact sur la température de surface entre le minimum de Maunder et aujourd'hui serait négligeable.



**FIGURE 4.4** Variations de l'éclairement solaire total de 1620 à aujourd'hui. Variations obtenues à partir des modèles théoriques NRL, SATIRE et CHRONOS (Code for the High spectral ResolutiOn recoNstructiOn of Solar irradiance). Source : [Egorova et al. \(2018\)](#).

Un autre modèle théorique de reconstruction de l'éclairement solaire total (CHRONOS) montre des variations différentes de celles proposées par les modèles SATIRE et NRL (figure 4.4). CHRONOS suggère que les variations de l'activité solaire pourraient avoir un effet mesurable sur le climat et sur les variations de température de surface de la Terre (mesurées depuis 1850, voir figure 4.5) de  $\sim +0.4^{\circ}\text{C}$  depuis le minimum de Maunder.

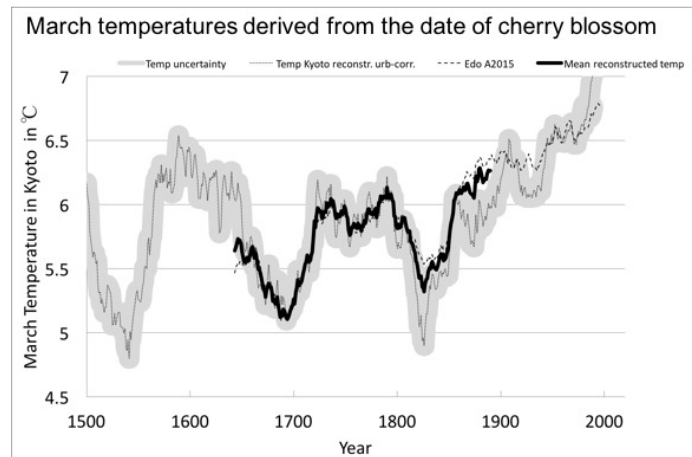


**FIGURE 4.5** Moyenne annuelle globale et hémisphérique de la température à la surface de la Terre de 1850 à 2015 par rapport à la moyenne établie entre 1961 et 1990. L'activité volcanique a un effet sur la température. L'éruption du Pinatubo en 1991 a diminué la température globale moyenne de l'air de  $0.2^{\circ}\text{C}$  durant plus d'un an. Source : HadCRUT4.

En effet, entre le minimum de Maunder et aujourd'hui, la variation de l'éclairement solaire total du modèle CHRONOS peut atteindre  $6\text{ W m}^{-2}$ . Cette variation est bien supérieure à celle des deux autres modèles de reconstruction de la TSI. Par ailleurs, l'allure de l'évolution de l'éclairement solaire total de CHRONOS s'apparente bien avec celle du modèle de reconstruction de température à Kyoto et dans la baie de Tokyo (figure 4.6). Si le modèle CHRONOS s'avérait vrai, l'impact du Soleil sur la Terre aurait un effet bien plus significatif que ce que l'on pense aujourd'hui. Dans le futur, le réchauffement terrestre induit par les activités humaines pourrait accuser un léger ralentissement au cours des prochaines décennies (projection avec CHRONOS). En effet, un éclairement solaire total plus faible dans le futur pourrait contribuer à une baisse de la température de quelques dixièmes de degrés Celsius si l'apport des GES est stabilisé.



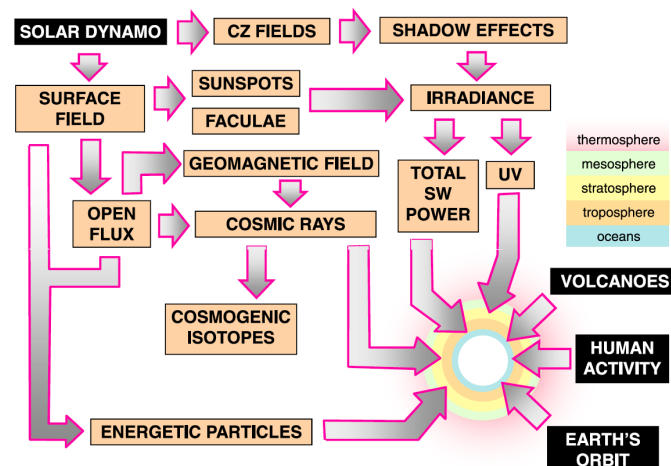
Cependant, on peut s'interroger sur la crédibilité du modèle CHRONOS. Aujourd'hui, les deux modèles jugés comme fiables sont les modèles SATIRE et NRL. Ces deux modèles mettent en évidence des variations faibles de l'éclairement solaire total. En effet, les rapports du GIEC (Groupe d'experts intergouvernemental sur l'évolution du climat) partent du principe que l'activité solaire enregistrée dans un passé récent, comme celle à venir dans un futur proche, n'est pas significative pour le réchauffement climatique.



**FIGURE 4.6** Reconstruction de température à Kyoto et dans la baie de Tokyo (Edo Bay). Variations significatives au cours du minimum de Spörer (1450–1550), du minimum de Maunder (1645–1715), et du minimum de Dalton (1790–1820). Source : [Aono et Kazui \(2008\)](#) et [Aono \(2015\)](#).

#### 4.1.3 Contributions au réchauffement climatique et forçage radiatif

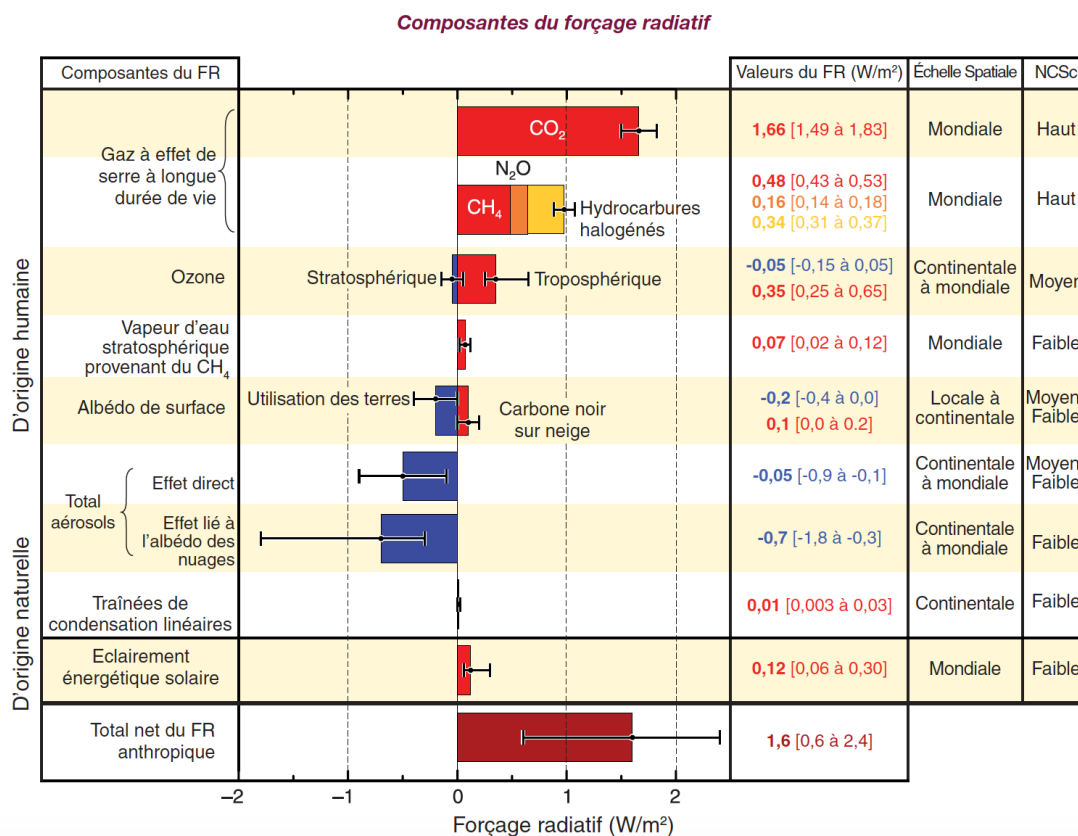
La figure 4.7 présente les divers forçages climatiques de l'atmosphère terrestre qui sont d'origine humaine ou naturelle.



**FIGURE 4.7** Schéma représentant les divers forçages climatiques de l'atmosphère terrestre, avec des facteurs qui influencent le forçage associé à la variabilité solaire. Source : [Gray et al. \(2010\)](#).



La figure 4.8 représente les composantes du forçage radiatif moyen à l'échelle du globe pour l'année 2005 et par rapport à 1750. Pour bien distinguer les différentes contributions au réchauffement climatique de notre planète, il est nécessaire de définir l'apport de chaque composante.



**FIGURE 4.8** Composantes du forçage radiatif moyen à l'échelle du globe en 2005 par rapport à 1750 (valeurs les plus probables et intervalles d'incertitude de 5 à 95 %). Les composantes du forçage radiatif sont d'origine humaine ou naturelle. Le niveau de compréhension scientifique (NCSc) est donné pour chaque composante. Source : IPCC 2007.

#### – a) Les composantes du forçage anthropique

Parmi les forçages anthropiques, on trouve les émissions de gaz à effet de serre à longue durée de vie, l'ozone, la vapeur d'eau stratosphérique provenant du méthane, l'albédo de surface (déforestation et plus généralement la modification des surfaces végétales, carbone noir sur neige), les aérosols et les traînées de condensation linéaire.

–  $CO_2$  : il s'agit du forçage radiatif le plus important. 2/3 de ces émissions proviennent de la combustion de ressources fossiles, le reste étant lié au changement de vocation des terres avec la mise en œuvre de nouvelles surfaces agricoles. Son niveau de compréhension scientifique (NCSc) est important. Dès lors, il s'agit du premier facteur à réduire pour espérer atténuer les effets du réchauffement climatique.

–  $CH_4$ ,  $N_2O$  et les hydrocarbures halogénés : ils représentent des forçages radiatifs importants. Le méthane provient principalement des activités agricoles et de la fonte du pergélisol (permafrost en anglais) qui désigne un sol dont la température est en permanence en dessous de  $0^\circ C$  au moins deux années de suite. Le pergélisol renferme deux fois plus de carbone que l’atmosphère terrestre. Sous l’effet du réchauffement climatique, une partie du carbone est remis en circulation dans l’atmosphère sous forme de  $CO_2$  ou pire sous forme de méthane. Si aucune action n’est mise en place, le réchauffement climatique risque de passer hors de contrôle. Le protoxyde d’azote provient de l’agriculture intensive. Quand aux hydrocarbures halogénés, ce sont des molécules artificielles créées par l’humain et ayant des applications spécifiques dans différents domaines de l’industrie. Ces molécules ont une durée de vie dans l’atmosphère exceptionnellement longue, ce qui leur permet de voyager jusque dans la stratosphère et d’y détruire la couche d’ozone, en plus de la participation au réchauffement de l’atmosphère. Leurs NCSs sont assez importants. Il s’agit évidemment de facteurs à réduire.

–  $O_3$  : la diminution de l’ozone stratosphérique (protocole de Montréal du 16 septembre 1987 relatif à des substances qui appauvrissent la couche d’ozone) a été la première manifestation d’un changement d’origine anthropique. Cet effet provoque une diminution de la température de la stratosphère entraînant un forçage radiatif négatif. Quand à l’ozone troposphérique en concentration élevée, il est nuisible pour la santé et pour la végétation. L’émission de polluants comme le monoxyde de carbone ou encore le protoxyde d’azote a pour effet d’augmenter le taux d’ozone troposphérique (une des composantes du smog). Cet effet provoque un forçage positif. Leurs NCSs sont moyens. Par ailleurs, l’ozone a un impact à l’échelle globale tout comme à l’échelle régionale.

–  $H_2O$  : la vapeur d’eau stratosphérique provenant du méthane a un effet sur le réchauffement climatique. La durée de vie du méthane est suffisante pour lui permettre d’atteindre la stratosphère. Dès lors, le méthane s’oxyde en créant des molécules d’eau. Cette eau sous forme de vapeur provoque un forçage radiatif positif. Le NCSs de ce processus est faible.

– L’albédo : l’activité humaine a un effet sur l’utilisation des terres (urbanisation). Elle provoque une diminution de l’albédo des sols qui provoque un forçage radiatif négatif. Par ailleurs, les poussières émises par les activités humaines recouvrent les zones neigeuses et provoquent une augmentation de l’albédo de ses régions. Le NCSs de ces processus est moyen-faible. De plus, il y a un impact à l’échelle locale et continentale.

– Les aérosols : les activités humaines créent des poussières ou aérosols (sulfate, carbone provenant du combustible fossile, combustion de biomasse et poussière minérale). Ces poussières bloquent l’éclairement solaire en le réfléchissant. Cet effet est majeur et

provoque un forçage radiatif négatif avec une très grande incertitude. Le NCS de ce processus est assez faible. Il y a un impact à l'échelle locale et continentale.

– Les traînées de condensation linéaires : il s'agit de nuages qui se forment à l'arrière des avions (lien avec le trafic aérien). Le NCS de ces processus est faible.

La balance totale du forçage radiatif anthropique est de  $+1.6 \text{ W m}^{-2}$  pour l'année 2005 selon l'IPCC 2007 (Intergovernmental Panel on Climate Change). L'intervalle d'évaluation va de  $+0.6$  à  $+2.4 \text{ W m}^{-2}$ . On peut établir avec une confiance élevée qu'il y a un réchauffement climatique et qu'il est causé par les activités humaines malgré le faible niveau de compréhension scientifique de certaines composantes du forçage radiatif anthropique.

#### – b) Les composantes du forçage naturel

Parmi les forçages naturels, on trouve les variations de l'éclairement solaire (activité solaire et variations de la distance Terre-Soleil<sup>1</sup>) et les éruptions volcaniques qui provoquent des variations de la quantité de l'éclairement solaire réfléchi par la planète.

Entre 1750 et 2004, l'éclairement solaire a provoqué un léger forçage radiatif de  $+0.12 \text{ W m}^{-2}$  (quatrième rapport d'évaluation de l'IPCC datant de 2007). Ce forçage radiatif peut atteindre jusqu'à  $0.30 \text{ W m}^{-2}$  dans le cas pire. Ces valeurs sont cohérentes avec deux modèles de reconstruction de l'éclairement solaire total (à savoir SATIRE et NRL) et moins avec le modèle CHRONOS. Par ailleurs, il y a un faible niveau de compréhension scientifique du forçage radiatif associé à l'éclairement énergétique solaire.

Les mécanismes par lesquels les variations solaires peuvent affecter le climat de la Terre restent un domaine de recherche ouvert. L'interaction de l'éclairement énergétique solaire avec le système climatique est complexe, mais il est clair que tout changement dans l'éclairement solaire entrant peut influencer le climat.

#### – c) Les causes du changement climatique

Si on exclut les variations de l'activité volcanique (refroidissement de l'atmosphère sur une période de quelques années suivant une éruption majeure) et les variations climatiques induites par les changements orbitaux (périodes extrêmement longues), on sait clairement que les composantes du forçage radiatif présentées au niveau de la figure 4.8 ont un effet majeur sur le réchauffement climatique de la Terre. On sait aussi clairement qu'il est nécessaire de prendre des mesures fortes pour l'écologie et qu'un changement

---

1. Les paramètres de Milanković (excentricité, obliquité et précession) ont un effet sur les changements climatiques sur des périodes extrêmement longues. L'excentricité présente des périodes de 413 000 et 100 000 ans (influence de la Lune et des autres planètes). L'obliquité induit une période de 41 000 ans et la précession présente des effets entre 19 000 et 24 000 ans (effet des saisons).

de notre mode de vie doit être opéré. Mais il y a comme une amnésie mondiale et plus particulièrement dans les « pays riches ». On est comme incapable de concevoir l'étendue du problème ; c'est tellement anxiogène que nous sommes dans le déni.

Devant l'incapacité des nations à œuvrer ensemble, des irresponsables proposent des solutions pour refroidir le climat (capture du  $CO_2$  atmosphérique, gestion de l'éclairement solaire, fertilisation des océans avec du fer, injection d'aérosols dans l'atmosphère, *etc.*). Ce genre d'actions peut avoir des conséquences dramatiques sur le climat dès lors que nous n'avons pas une certitude sur le poids réel de chaque composante du forçage radiatif anthropique (notamment pour l'ozone et les aérosols). Par ailleurs, il est nécessaire de faire la distinction entre les variations climatiques d'origine anthropique et les variations naturelles, notamment d'origine solaire.

Je m'intéresse particulièrement à l'influence du Soleil sur le climat de la Terre afin d'apporter une contribution à la problématique soulevée ci-dessus. Cette thématique représente un de mes projets scientifiques. Je m'intéresse aussi à la mesure du bilan radiatif de la Terre et à son déséquilibre énergétique. Le déséquilibre énergétique de la Terre révèle l'orientation future du changement climatique et les mesures nécessaires pour prévenir un réchauffement climatique excessif. Il apporte aussi des informations pour contraindre les forçages radiatifs mal connus (aérosols, interactions avec les aérosols, éclairement solaire total et UV, *etc.*).

## 4.2 Influence du Soleil sur le climat de la Terre & bilan radiatif

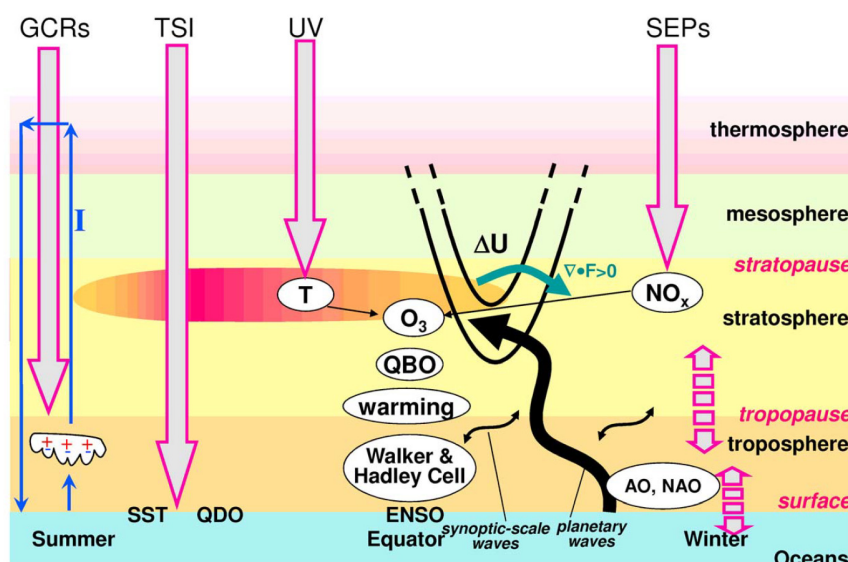
### 4.2.1 Introduction

Le Soleil est la principale source d'énergie de la Terre. Les variations de l'éclairement solaire ont un effet sur le climat à l'échelle globale et régionale. Ces effets s'ajoutent à ceux du changement climatique provoqué par l'Homme.

Dans cette section, je m'intéresse uniquement à la variabilité de l'activité solaire. Comprendre le rôle de la variabilité de l'activité solaire est essentiel pour l'interprétation du climat passé et la prévision du futur.

La figure 4.9 représente l'influence du Soleil sur le climat de la Terre. Plusieurs mécanismes ont été proposés pour décrire l'influence de la variabilité solaire sur le climat mais leur efficacité n'est pas clairement établie. Ces mécanismes sont complexes car ils impliquent différentes composantes du système climatique ; allant de la moyenne atmosphère (mésosphère/stratosphère) à l'océan. Ce que l'on sait cependant, c'est que pour

comprendre et quantifier l'influence des variations solaires sur le climat, il faut considérer les variations spectrales (de l'UV à l'IR) de l'éclairement solaire (figure 3.2) et pas seulement les variations de l'énergie totale ( $TSI$ ). Les variations spectrales dans la gamme UV pourraient être une source indirecte mais importante de variabilité climatique à l'échelle régionale au travers (1) d'une modification de l'état thermique et dynamique de la stratosphère (où l'UV est absorbé) puis (2) des couplages dynamiques stratosphère/troposphère. L'article de [Lubin \*et al.\* \(2018\)](#) est très intéressant à cet égard car il quantifie le déclin (probable) de l'UV lors d'épisodes de grand minimum, passés (minimum de Maunder par exemple) et futurs. Cette quantification permet donc de mieux contraindre les modèles pour l'étude de la réponse climatique. Il faut rester prudent cependant quant aux prédictions de l'activité solaire : la probabilité qu'un grand minimum ait lieu d'ici à 2050 a été estimée à 8% par de récentes études.



**FIGURE 4.9** Schéma représentant l'influence du Soleil sur le climat de la Terre. Il a été obtenu à partir des travaux de [Kodera et Kuroda \(2002\)](#). Les effets directs et indirects, tels que les variations de l'éclairement solaire ( $TSI$  et éclairement spectral dans l'UV) par rapport au flux maximum, ainsi que les effets du rayonnement corpusculaire (particules énergétiques (SEP) et le rayonnement cosmique (GCR)), sont présentés. Les deux flèches en pointillés indiquent le couplage entre la stratosphère et la troposphère et le couplage entre l'océan et l'atmosphère. Source : [Gray \*et al.\* \(2010\)](#).

On sait que les variations de l'éclairement solaire, engendrées soit par des fluctuations de l'activité solaire soit par des changements de paramètres orbitaux, entraînent nécessairement des modifications du système. La variabilité climatique qui résulte de ces variations solaires peut être de grande amplitude comme le montrent les séries paléoclimatiques. Cette problématique de l'impact de la variabilité solaire sur le climat reste encore vivement débattue. C'est un des arguments éculés des climato-sceptiques qui est

avancé pour expliquer les évolutions climatiques au cours du dernier demi-siècle. Cependant, bien que la variabilité solaire soit à l'origine d'une partie de la variabilité naturelle climatique, il est déjà établi que le « réchauffement climatique » observé depuis le milieu du vingtième siècle est essentiellement d'origine anthropique (IPCC, 2013). Indépendamment de ce débat un peu stérile, la variabilité solaire a souvent été à l'origine de la variabilité climatique au cours de l'histoire de la Terre. On peut pointer un certain nombre de questions et de sujets dans lesquels les mécanismes d'action de la variabilité solaire sur le climat et les rétroactions sur une vaste gamme d'échelles de temps n'ont pas encore été complètement élucidés ou, du moins, quantifiés et simulés dans les modèles de manière univoque :

- Q1 : Est-ce que les minimas prolongés de l'activité solaire à l'échelle centenaire (comme le minimum de Maunder (1645-1715) qui a coïncidé en partie avec le petit âge glaciaire) ont véritablement un effet sur le climat [Shindell *et al.*, 2001] ?
- Q2 : Est-ce que la variabilité solaire est un facteur à prendre en compte dans la prévisibilité du climat à l'échelle décennale ?
- Q3 : Comment la variabilité solaire à haute fréquence (cycle lié à la rotation solaire de 27 jours, cycle de 11 ans lié aux variations de l'activité magnétique du Soleil) influence la variabilité climatique [Gray *et al.*, 2010], notamment à l'échelle régionale avec des signatures solaires détectées dans plusieurs régions (Europe/Eurasie, Pacifique, ...) ?

Malgré l'existence de ces fortes corrélations entre différents indices climatiques et solaires, il n'existe pas de consensus sur les mécanismes exacts impliqués dans le forçage solaire et la réponse du climat [Gray *et al.*, 2010]. Il est de plus en plus reconnu que l'influence de la variabilité solaire sur l'atmosphère et le climat est beaucoup plus complexe que ce qu'on pourrait déduire de simples considérations de bilan énergétique. On sait par exemple que les variations spectrales jouent un rôle significatif car la variabilité dans le domaine du rayonnement ultraviolet est beaucoup plus élevée que celle de l'éclairement solaire total (*TSI*). Par exemple, dans le cas du cycle solaire de 11 ans, la variation d'intensité de l'éclairement solaire à 200 nm (au centre d'une fenêtre atmosphérique, entre la bande d'absorption Schumann-Runge de l'oxygène moléculaire et la bande d'absorption Hartley de l'ozone) est de 8% alors que les variations de l'éclairement solaire total (*TSI*) sont de l'ordre de 0.1%. Les fluctuations du rayonnement solaire UV entraînent des changements couplés de la concentration d'ozone et de la structure thermique de la stratosphère avec des répercussions sur la dynamique stratosphérique. Au travers des couplages stratosphère/troposphère, ces perturbations se propagent à la troposphère et impactent alors sa circulation et le climat régional en surface [Kodera *et al.*, 2002;

Gray *et al.*, 2010; Mitchell *et al.*, 2015]. Notez que la production d’ozone (le gaz clé pour la chimie et le bilan d’énergie de la stratosphère, et un gaz à effet de serre dans la basse stratosphère) est très sensible au rayonnement UV, et donc que la stratosphère est beaucoup plus perturbée par la variabilité solaire que la basse atmosphère [Swartz *et al.*, 2012]. Ce type de mécanisme d’impact du climat en surface qui est piloté par la variabilité UV est appelé « top down » (initié par des perturbations de la moyenne atmosphère). Ce terme est utilisé par opposition aux mécanismes « bottom-up » (initiés par des perturbations de la surface et la basse atmosphère qui peuvent alors se propager à la moyenne atmosphère) qui sont pilotés par la variabilité dans le visible, un domaine de rayonnement pour lequel l’atmosphère et donc la variabilité dans le visible impacte directement la surface.

L’étude de l’influence du Soleil sur le climat de la Terre est fondamentale. L’annexe F présente un programme dans lequel je m’implique fortement afin de mieux comprendre ces relations.

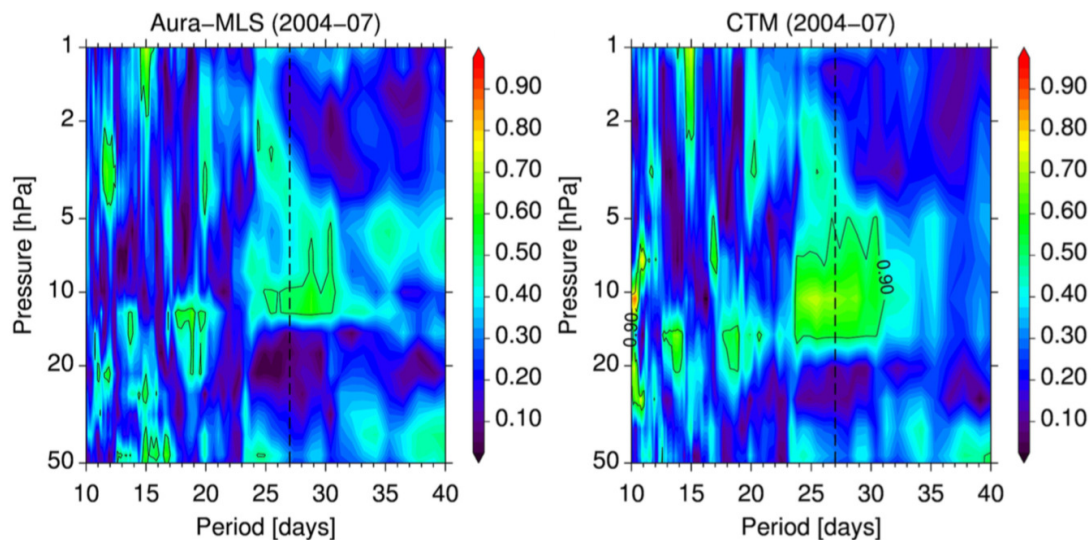
#### **4.2.2 Sensibilité de la réponse tropicale à l’ozone stratosphérique au cycle de rotation solaire**

Les variations spectrales de l’éclairement solaire (influence de la longueur d’onde) jouent un rôle significatif au niveau de la chimie de l’atmosphère et du climat de la Terre. Au cours d’un cycle solaire de 11 ans, la variabilité dans l’UV est par exemple beaucoup plus élevée (~5–10%) que celle de l’éclairement solaire total (0.1%). Les perturbations du rayonnement UV n’affectent cependant pas directement la basse atmosphère (troposphère; 0–10 km) mais la moyenne atmosphère (stratosphère/mésosphère 10–90 km), où le rayonnement UV est absorbé par l’ozone et l’oxygène moléculaire. Les fluctuations UV modulent directement la concentration de l’ozone et la température dans la moyenne atmosphère. Ces perturbations induisent des changements dynamiques qui peuvent affecter la circulation troposphérique par les couplages stratosphère-troposphère. Une meilleure compréhension de l’influence de la variabilité solaire UV sur le climat nécessite donc une connaissance précise du forçage radiatif et des perturbations directes que ses fluctuations entraînent.

Nous avons ainsi quantifié l’impact des variations UV du cycle solaire rotationnel de 27 jours sur l’ozone dans la stratosphère, à l’aide d’observations satellitaires et de simulations du modèle de chimie climat LMDz-Reprobus. Comme le montre la figure 4.10, le modèle est capable de simuler avec précision le signal solaire de l’ozone observé. L’utilisation d’un grand ensemble de simulations LMDz-Reprobus a cependant révélé que la variabilité interne de la stratosphère contribue à masquer la réponse de l’ozone au cycle



solaire de 27 jours et que des séries d’ozone à long terme sont nécessaires pour obtenir une estimation robuste du signal. En général, 10 ans d’analyse permettent de réduire l’incertitude du signal solaire de l’ozone à moins de 20%. Ces résultats pourraient expliquer les divergences passées dans les estimations du signal solaire de l’ozone qui furent déduites sur des périodes d’observations satellitaires différentes et généralement courtes (moins de 2 ans). La prochaine étape consiste à utiliser les données SOLAR/SOLSPEC au cours du cycle solaire 24 (de 2008 à 2017) pour pouvoir mieux étudier ce processus. Un article a été publié dans la revue *Atmos. Chem. Phys.* en août 2017. Il est présenté dans l’annexe A. Dans cette étude, nous examinons la sensibilité de la réponse de l’ozone stratosphérique tropical au cycle de rotation solaire en comparant les observations satellitaires et les modèles de chimie de l’atmosphère afin de mieux comprendre l’origine des écarts, et parfois des résultats contradictoires, dans l’estimation de la réponse de l’ozone au cycle de rotation solaire trouvé dans des études antérieures.



**FIGURE 4.10** Cohérence entre le flux solaire UV et la série temporelle d’ozone tropical stratosphérique (50–1 hPa) (à gauche) mesurée par Aura MLS et (à droite) simulée par le modèle LMDz-Reprobus dans sa configuration guidée (c.-à-d. la dynamique est rappelée vers la ré-analyse météorologique) sur la période 2004–2007. L’observation et les résultats des modèles montrent une réponse d’ozone cohérente et significative au flux solaire UV qui semble centrée sur une période de 27 jours et à 10 hPa ( $\sim 30$  km).

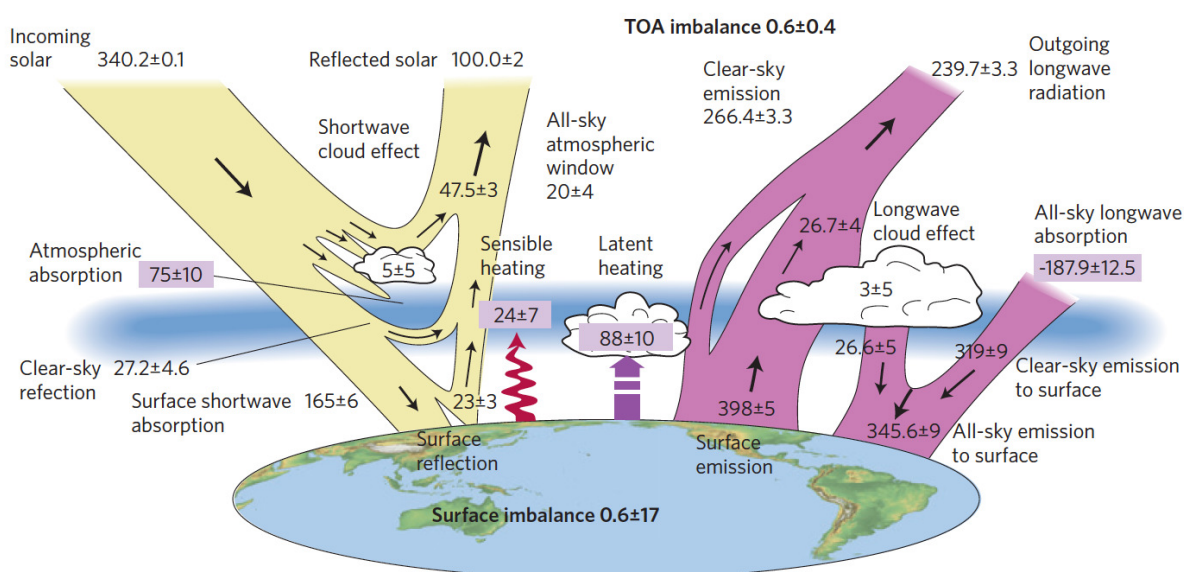
### 4.2.3 Importance de la mesure du bilan radiatif de la Terre

L’étude du bilan radiatif de la Terre représente un problème extrêmement complexe. L’approche simplifiée exposée au paragraphe 4.1.2 (modèles simplifiés de l’équilibre radiatif de la Terre) montre déjà la complexité des mécanismes et les incertitudes concernant les effets de certains paramètres. Les premiers bilans relativement détaillés des



échanges énergétiques de la planète et de son atmosphère ont été publiés en 1997 par Kiehl et Trenberth. Une mise à jour du bilan radiatif de la Terre à la lumière des dernières observations mondiales a été réalisée par Stephens *et al.* (2012). La figure 4.11 représente le bilan radiatif de la Terre. Le déséquilibre énergétique de la Terre est la différence entre la quantité d'énergie solaire absorbée par la Terre et la quantité d'énergie que la planète émet dans l'espace sous forme de rayonnement. Si le déséquilibre est positif (plus d'énergie entrante que sortante), nous pouvons nous attendre à ce que la Terre devienne plus chaude à l'avenir.

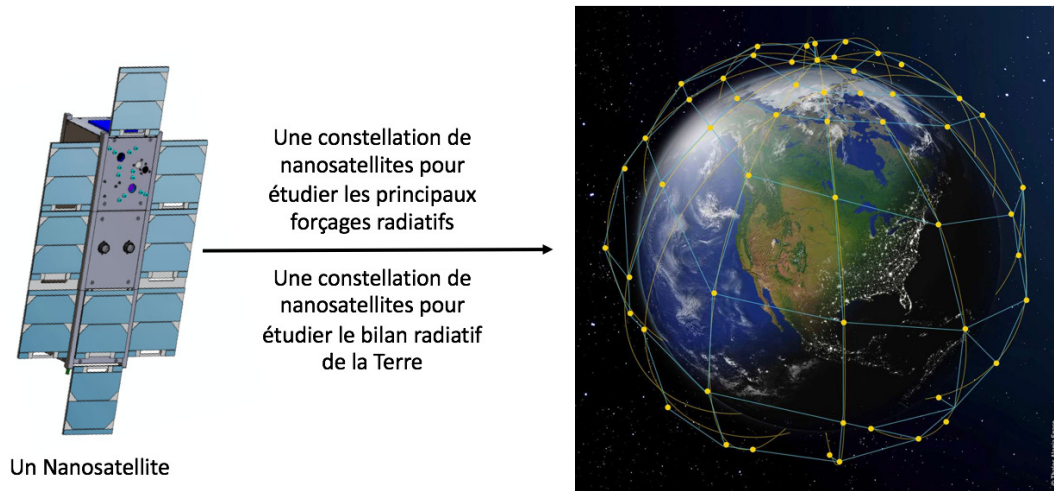
Dans l'étude réalisée par Stephens *et al.* (2012), le déséquilibre énergétique de la Terre est positif. Au sommet de l'atmosphère, nous avons  $0.6 \pm 0.4 \text{ W m}^{-2}$ . Le déséquilibre énergétique de la Terre est donc la mesure la plus cruciale de l'état du climat de la Terre. Il définit les attentes en matière de changement climatique futur (prise en compte de l'inertie de la Terre). La mesure du bilan radiatif de la Terre et de son déséquilibre représentent un des objectifs sur lequel je travaille. Je cherche à développer la mission SERB (Solar Irradiance and Earth Radiation Budget); c'est un nano-satellite dédié à cette mesure [Meftah *et al.*, 2018c].



**FIGURE 4.11** Bilan annuel global de la Terre pour la période 2000–2010. Tous les flux sont exprimés en  $\text{W m}^{-2}$ . Les flux d'origine solaire sont représentés en jaune et les flux IR en violet. Les quantités des composantes principales de l'équilibre énergétique atmosphérique sont données dans les cadres de couleur violette. Source : Stephens *et al.* (2012).

Dès lors, je m'intéresse directement à la mesure du bilan radiatif. C'est un de mes projets scientifiques. Le déséquilibre énergétique de la Terre au sommet de l'atmosphère (TOA imbalance) caractérise la proximité du système climatique à l'équilibre. Il révèle l'orientation future du changement climatique et les mesures nécessaires pour prévenir

un réchauffement climatique excessif. Cette mesure aide à limiter les forçages radiatifs mal connus (par exemple, aérosol, interactions aérosol-nuage ou éclaircissement solaire). Enfin, la mesure simultanée des trois composantes du bilan radiatif ( $TSI$ ,  $OSR$ ,  $OLR$ ) peut aider à améliorer les modèles climatiques. Ces mesures doivent être réalisées hors atmosphère. Par la suite, je m'intéresse à la mise en œuvre d'une constellation de nanosatellites dédiée à l'observation de la Terre (figure 4.12).



**FIGURE 4.12** Mise en œuvre d'un programme spatial dédié à l'observation de la Terre. Il est nécessaire d'observer pour comprendre, puis comprendre pour prévoir afin de garantir notre survie face aux enjeux de la surpopulation (+ mode de vie non écologique) et aux effets du réchauffement climatique.

### 4.3 Conclusions, perspectives et projet scientifique

Dans le chapitre 4, je me suis intéressé aux mécanismes qui peuvent influencer le climat de la Terre. On a clairement vu la complexité des mécanismes mis en jeu et les incertitudes associées à certaines composantes du forçage radiatif.

Les variations naturelles du climat accompagnent le réchauffement lié aux activités humaines. Le Soleil constitue un paramètre de taille dans les fluctuations des températures de la Terre, qui suit différents cycles. Les oscillations de son activité modifient l'intensité du rayonnement qui parvient sur Terre. Déterminer si ces variations exercent ou non une influence mesurable sur le climat de la Terre constitue l'une des questions centrales de la recherche climatique.

L'activité solaire (cycle de 11 ans) peut avoir un effet à plusieurs niveaux.

- **A la surface de la Terre** : Les variations de l'éclairement solaire total au cours d'un cycle solaire de environ 11 ans ( $\sim 0.1\%$ ) sont trop faibles et trop rapides pour

provoquer des variations de températures significatives et décelables à la surface de la Terre ( $\sim 0.07^\circ\text{C}$  au cours d'un cycle solaire). Cependant, il existe une corrélation entre les cycles solaires et les pressions et températures de surface dans certaines régions du Pacifique [Christoforou et Hameed, 1997]. Par ailleurs, le cycle solaire semble interagir avec d'autres cycles internes au système climatique (l'oscillation décennale du Pacifique (fluctuation sur une période de 20 à 30 ans de la température de surface de la mer), l'oscillation nord-atlantique (lien entre l'intensité de la dépression d'Islande et celle de l'anticyclone des Açores), *etc.*).

- **Dans la stratosphère** : L'influence du Soleil est plus nette dans les hautes couches de l'atmosphère, notamment au niveau de la stratosphère. Les fluctuations de l'éclairement UV ( $\sim 5\text{--}10\%$ ) au cours d'un cycle solaire ont un impact sur la concentration d'ozone et la structure thermique de la stratosphère. Le cycle solaire de environ 11 ans a une signature clairement identifiable. Les processus physiques et chimiques associés au mécanisme UV-ozone (absorption de l'éclairement UV au niveau du cycle de l'ozone, réchauffement de l'air stratosphérique, modification des gradients méridiens de température) sont aujourd'hui bien modélisés [Marchand *et al.*, 2012]. Pour rappel, la production photochimique d'ozone (lien avec l'intensité de l'éclairement solaire UV) se produit principalement dans les régions équatoriales. Grâce à la circulation méridienne de 'Brewer-Dobson', l'ozone est transporté ensuite vers le pôle où les plus fortes concentrations sont observées. L'impact du cycle solaire sur la stratosphère affecte l'intensité du vortex polaire arctique, notamment en hiver, qui lui-même affecte la basse troposphère aux hautes et moyennes latitudes. L'impact du cycle solaire est modulé par le sens de circulation du courant jet stratosphérique (inversion tous les deux ans de la direction des vents dans la stratosphère équatoriale  $\rightarrow$  'Oscillation quasi-biennale').
- **Dans la formation des nuages** : L'atmosphère de la Terre reçoit en permanence des rayons cosmiques et des particules énergétiques chargées (protons, noyaux d'hélium, antiprotons, électrons, positrons et particules neutres). Les particules énergétiques interagissent avec les molécules de l'atmosphère de la Terre pour former des ions. Ces ions pourraient favoriser la formation de noyaux de condensation qui sont de fines particules, solides ou liquides, en suspension dans l'atmosphère. Ces noyaux de condensation sont à l'origine de la formation des nuages et de la pluie. La variation de l'activité solaire (flux de particules énergétiques) a un impact climatique direct très faible, mais une forte amplification pourrait exister au travers du contrôle des particules sur les nuages. Il y a très certainement un effet sur le climat.

Aujourd'hui, on cherche à mieux comprendre l'impact de l'activité solaire (cycle de 11

ans) sur le réchauffement climatique à l'échelle régionale et globale. C'est nécessaire pour l'interprétation du climat passé (impact sur des variations séculaires de l'activité solaire (cycle de Gleissberg) ou des minimums solaires (Spörer, Maunder, Dalton)). C'est aussi fondamental pour la prévision du climat futur avec la probabilité qu'un grand minimum solaire ait lieu d'ici à 2050.

Pour conclure, je pense que l'activité solaire a des impacts climatiques plus prononcés à l'échelle régionale qu'à l'échelle globale. De meilleures reconstitutions et simulations de ces variations climatiques régionales, et indépendamment des forçages climatiques, sont nécessaires pour comprendre leurs relations. C'est justement ce qu'il manque dans les rapports du GIEC (influence régionale de l'activité solaire).

Toutes ces discussions conduisent évidemment à la mise en place de nouveaux projets scientifiques.

#### 4.3.1 Vers une meilleure compréhension de l'influence du Soleil sur le climat de la Terre (programme SOL-ATMOS)

Les mesures d'éclairement solaire spectral des instruments du satellite SORCE depuis 2004 [Harder *et al.*, 2009] ont montré un comportement inattendu avec des variations du rayonnement UV largement supérieures à celles obtenues à partir des modèles de reconstruction solaire [Lean *et al.*, 2005; Ermolli *et al.*, 2013; Marchenko *et al.*, 2016]. Plus surprenant est la faible augmentation du rayonnement visible vue dans les données SORCE au cours de la phase descendante du cycle solaire 23 (de 2004 à 2008) [Harder *et al.*, 2009]. Ce qui n'est pas compatible avec notre compréhension de la physique solaire ou des hypothèses utilisées dans les reconstructions de l'éclairement solaire total à partir des indicateurs solaires usuels [Pagaran *et al.*, 2011]. La fin du cycle solaire 23 (vers 2008–2009) a aussi été caractérisée par une diminution exceptionnelle du nombre de taches solaires, une des plus importantes depuis le minimum de Dalton [Lockwood *et al.*, 2011]. Les densités thermosphériques à la fin du cycle 23 ont également été les plus faibles observées dans une base de données de 43 ans (Emmert *et al.*, 2010) dont la principale cause était certainement le niveau anormalement bas du rayonnement UV extrême [Solomon *et al.*, 2010]. Lorsque les différents jeux de données de l'éclairement solaire spectral sont utilisés pour forcer les modèles climatiques, les résultats en termes de réponses atmosphériques et climatiques peuvent varier fortement selon le jeu de données solaires utilisé et selon le modèle [Merkel *et al.*, 2011; Haigh *et al.*, 2010; Sukhodolov *et al.*, 2016]. Après ce minimum très prononcé, la phase montante du cycle solaire 24 (2009–2015) s'est révélée très inhabituelle. Alors que le maximum en taches solaires du cycle 23 (1997–2009) était déjà faible par rapport aux deux cycles précédents,

le cycle 24 se démarque encore plus avec un maximum de taches solaires qui représente seulement la moitié des précédents maxima [Broomhall et Nakariakov, 2015]. Les lacunes dans notre compréhension des liens Soleil–Terre ne se limitent pas à la caractérisation de la variabilité de la TSI et de la SSI. Les mécanismes par lesquels la variabilité solaire affecte les différentes régions de l’atmosphère et le climat de surface ne sont pas totalement compris, notamment les mécanismes de propagation des perturbations solaires de l’atmosphère moyenne à la basse atmosphère jusqu’à la surface. L’une des avancées les plus prometteuses sur cette problématique est la mise en évidence récente du rôle de la moyenne atmosphère dans le système climatique. Du fait de l’augmentation rapide des moyens de calcul, pratiquement tous les grands centres de prévision météorologique et de modélisation du climat utilisent maintenant des modèles qui couvrent la moyenne atmosphère (stratosphère et mésosphère). De plus, certains modèles climatiques, appelés modèles de chimie-climat (CCM), prennent aussi en compte la chimie atmosphérique, et donc l’ozone stratosphérique qui est extrêmement sensible aux fluctuations spectrales de l’éclairement solaire. Certains des CCMs peuvent même être couplés à des modèles océaniques, notamment celui de l’IPSL (Institut Pierre Simon Laplace), ce qui permet en principe de calculer la réponse finale du climat de surface aux variations solaires. Ces modèles sont des outils puissants d’étude des mécanismes car ils permettent d’isoler en partie les mécanismes et processus, par exemple en ne prescrivant en entrée du modèle que la variabilité UV ou alors seulement celle dans le visible et proche infra-rouge. On peut aussi découpler les effets de la photochimie de ceux du radiatif ou encore forcer ou non la température de surface des océans. Ces études de sensibilité fournissent des informations précieuses sur les mécanismes. Evidemment, elles doivent aussi s’appuyer sur des confrontations aux observations. Il faut souligner que jusqu’à présent, la plupart des études de modélisation des relations Soleil–Terre ont été réalisées avec des modèles couplés océan-atmosphère dans lesquels la composition chimique, notamment l’ozone, est prescrite. Dans cette configuration de modélisation, les perturbations de la stratosphère sont faibles et donc les effets « top-down » sont très limités. On sait bien que l’ozone répond fortement à la variabilité solaire et que son évolution interagit avec le climat. Dans ce contexte, l’ozone devrait être traité comme une variable du système, au même titre que la température et le vent, et non pas prescrit. En résumé, les incertitudes vont de la caractérisation de la variabilité spectrale solaire elle-même à l’identification et la simulation des mécanismes-clés du forçage solaire sur l’atmosphère.

L’idée de la proposition SOL-ATMOS (voir l’annexe F pour plus de détails) est de revisiter des aspects importants de ces questions à la lumière des avancées récentes sur la caractérisation de la variabilité solaire, sur la nature des mécanismes impliqués et sur la modélisation chimie-climat. L’objectif du projet SOL-ATMOS est de mieux caractériser

et quantifier l'influence de la variabilité solaire dans les différentes régions de l'atmosphère et, in fine, sur le climat de surface à l'aide d'analyses couplées d'observations et de modèles.

La première étape du programme SOL-ATMOS permettra de mettre en œuvre un nouvel ensemble de données de l'éclairement solaire spectral obtenu à partir des observations de l'instrument SOLAR/SOLSPEC entre 2008 et 2017. Puis, les données solaires (spectre SOLAR-ISS combiné aux reconstructions solaires) seront utilisées pour forcer un modèle de chimie-climat et simuler les réponses de l'atmosphère à la variabilité solaire. Les réponses simulées seront évaluées par des comparaisons aux données d'observations, notamment les données satellites de composition chimique (e.g. GOMOS, MLS, ...), et aux ré-analyses météorologiques. L'objectif final est d'aboutir à une vision physiquement cohérente de la variabilité atmosphérique (dynamique, composition chimique) associée à la variabilité solaire.

#### 4.3.2 Vers la mesure du bilan radiatif (projet SERB)

Je travaille sur le développement du démonstrateur en orbite SERB qui est dédié à la mesure du bilan radiatif de la Terre [Meftah *et al.*, 2018c]. Le développement du nano-satellite SERB représente une première étape dans la mise en place d'un programme plus ambitieux (constellation de nano-satellites afin de pouvoir réaliser des mesures simultanées à différentes heures locales et pendant au moins un cycle solaire ou deux satellites aux points de Lagrange L1 et L2 pour fournir des observations continues).

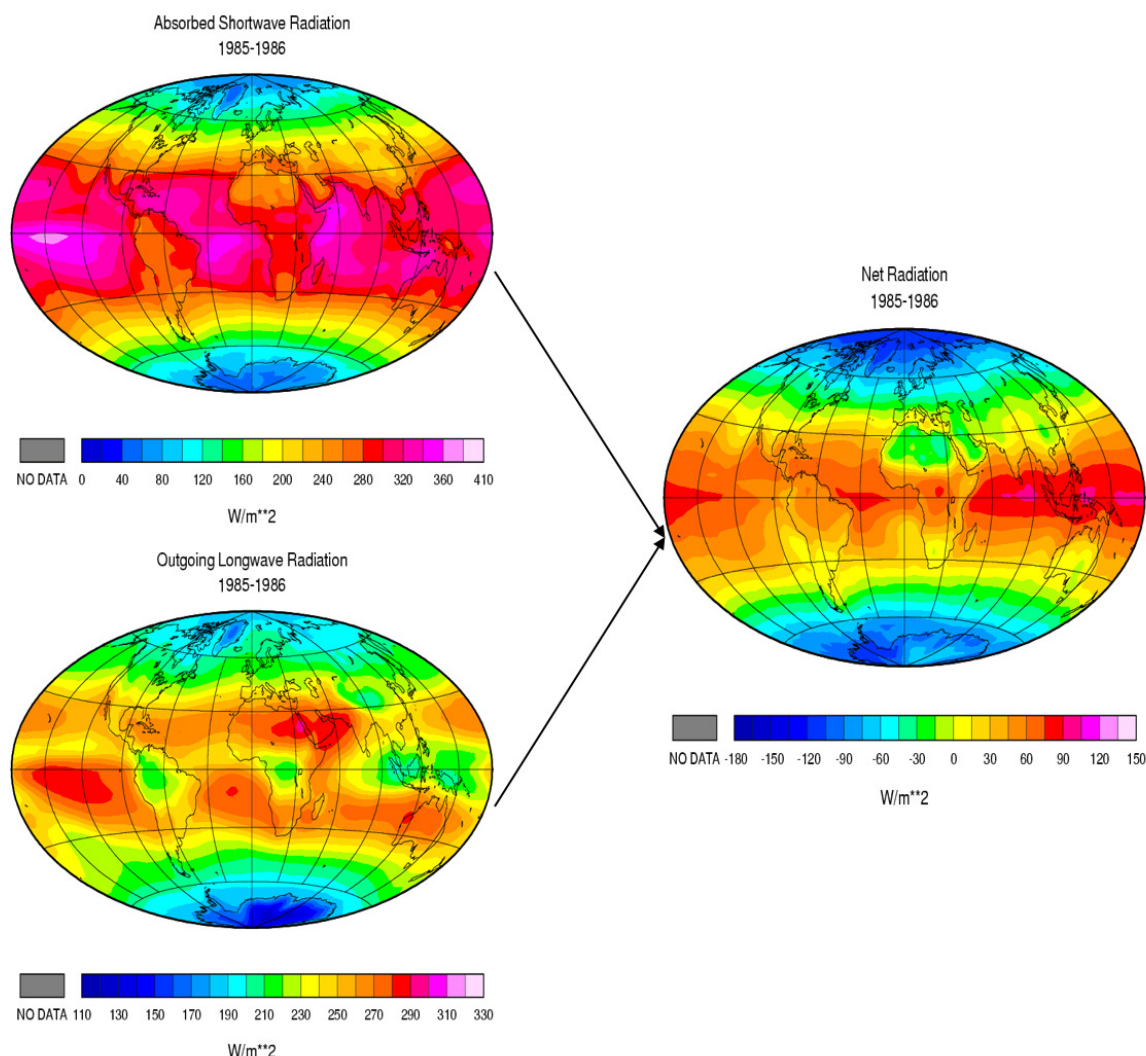
A partir des futures observations spatiales, je cherche à mesurer avec précision l'éclairement solaire total ( $TSI$ ), l'éclairement solaire visible absorbé par la Terre ( $TSI_i - OSR$ ), et l'éclairement IR sortant au sommet de l'atmosphère ( $OLR$ ). Ainsi, je pourrais obtenir le flux net absorbé par la Terre. L'idée est de pouvoir réaliser des mesures simultanées afin d'éliminer au maximum les potentiels effets instrumentaux en orbite. La figure 4.13 montre une idée de l'allure des cartographies recherchées.

L'éclairement solaire visible absorbé par la Terre (figure 4.13, haut) montre une dépendance en latitude. L'effet de l'éclairement solaire au sommet de l'atmosphère est plus fort dans les tropiques. L'albédo élevé aux latitudes polaires à cause de la présence de neige et de glace au sol a un effet important (intérêt de suivre cette évolution au cours du temps). Il y a aussi des différences locales dues à l'albédo des régions nuageuses (zone intertropicale de convergence) ou du sol (Sahara).

L'éclairement IR sortant au sommet de l'atmosphère (figure 4.13, bas) a lui aussi une dépendance en latitude. Les hautes latitudes de la Terre qui sont plus froides émettent



moins de rayonnement IR. Les régions humides tropicales sont nettement visibles. Le rayonnement IR provenant de ces latitudes est beaucoup plus faible qu'aux tropiques.



**FIGURE 4.13** (haut, gauche) Eclairement solaire visible absorbé par la Terre ( $TSI_i - OSR$ ) – en moyenne annuelle. (bas, gauche) Eclairement IR sortant au sommet de l’atmosphère ( $OLR$ ) – en moyenne annuelle. (droite) Flux net absorbé par la Terre (visible - IR sortant  $\rightarrow (TSI_i - OSR) - OLR$ ) en moyenne annuelle – données ERBE.

Le flux net absorbé par la Terre (bilan net au sommet de l’atmosphère  $\rightarrow (TSI_i - OSR) - OLR$ ) montre que la signature des régions humides est nettement plus faible que pour l’éclairement IR sortant au sommet de l’atmosphère. En effet, l’effet de serre et l’albédo des nuages se compensent. Le flux net absorbé par la Terre est positif dans les tropiques. Il est proche de zéro dans les régions où l’albédo au sol est élevé (Sahara) ou lorsque les nuages sont bas (au Chili). Enfin, il est négatif dans les hautes latitudes. La distribution de l’éclairement solaire visible absorbé par la Terre conditionne la structure globale du flux net absorbé par la Terre.

Les excès et les déficits de flux net absorbé par la Terre au niveau local sont compensés par le transport de l'énergie qui va se faire par les circulations atmosphériques et la formation de cellules de convection (persistance de courants ascendants et de courants descendants → cellules de Hadley).

Pour pouvoir suivre le déséquilibre énergétique de la Terre au sommet de l'atmosphère, il est nécessaire de réaliser des mesures extrêmement précises ( $TSI \rightarrow \pm 0.5 W m^{-2}$ ,  $OSR \rightarrow \pm 1.0 W m^{-2}$ ,  $OLR \rightarrow \pm 1.0 W m^{-2}$  à  $1 \sigma$ ). Le déséquilibre énergétique de la Terre doit être mesuré de manière différentielle avec une précision meilleure que  $\pm 0.1 W m^{-2}$ . Avec la technologie dont nous disposons aujourd'hui, je ne sais pas si c'est réalisable.

Pour rappel, le déséquilibre énergétique de la Terre a été de  $+0.58 \pm 0.15 W m^{-2}$  pour la période 2005–2010 [Hansen *et al.*, 2011]. Ce résultat met en évidence l'impact du forçage radiatif d'origine anthropique au cours d'une période où l'éclairement solaire total a diminué. En effet, l'activité solaire a été inhabituellement faible au cours de la période 2005–2010. Dès 2008–2009, il y a eu plus de 800 jours sans taches solaires. Si le Soleil était le forçage climatique le plus important, alors la Terre aurait dû perdre de l'énergie au cours de la période 2005–2010 (passage minimum du cycle solaire 23 au 24 en 2008–2009). L'étude de Hansen *et al.* (2011) montre de manière irréfutable le rôle dominant de l'effet de serre créé par l'Homme dans la conduite du changement climatique mondial. Cette étude montre l'intérêt de la mesure du bilan radiatif de la Terre et l'importance de la mission spatiale SERB et de sa future constellation.

Par ailleurs, la mesure du déséquilibre énergétique de la Terre fournit une évaluation immédiate et précise de la quantité de  $CO_2$  atmosphérique qui devrait être réduite pour rétablir l'équilibre énergétique. C'est une des conditions fondamentales pour stabiliser le climat. Si les autres forçages climatiques étaient inchangés et si l'éclairement solaire total est pris comme constant, augmenter le rayonnement de la Terre dans l'espace de  $+0.58 W m^{-2}$  nécessiterait une réduction du  $CO_2$  de  $\sim 40$  ppm en prenant comme valeur initiale une concentration de 390 ppm dans l'atmosphère. Cette action aurait pour but de stabiliser le climat de la Terre et de limiter les effets du réchauffement climatique.

La mesure du déséquilibre énergétique de la Terre permet aussi d'estimer le forçage climatique causé par les aérosols atmosphériques d'origine humaine. Ce forçage radiatif est majeur. En pratique, il est difficilement mesurable. A partir de la figure 4.8, nous savons que le forçage par les gaz à effet de serre d'origine humaine est d'environ  $+3 W m^{-2}$ . Nous savons aussi que le rôle des aérosols anthropiques sur l'évolution du climat est significatif par rapport aux gaz à effet de serre ( $-0.75 W m^{-2}$  selon la figure 4.8, forçage négatif → refroidissement). Cependant, l'estimation du forçage radiatif des aérosols anthropiques est très incertaine (entre  $-0.4$  et  $-2.7 W m^{-2}$ ). Les causes majeures



d'incertitudes proviennent d'une faible connaissance des sources d'émissions des aérosols. Les incertitudes proviennent aussi des processus de formation, de transformation et de dépôt des aérosols. En outre, les aérosols servent de noyaux de condensation pour la vapeur d'eau, provoquant ainsi un forçage climatique supplémentaire des aérosols en altérant les propriétés des nuages. En conséquence, des mesures globales sophistiquées sont nécessaires pour mieux déterminer le forçage climatique des aérosols. Le forçage radiatif des aérosols a été estimé par Hansen *et al.* (2011). A partir de leur étude du déséquilibre énergétique de la Terre ( $+0.58 W m^{-2}$  entre 2005 et 2010), ils ont supposé que le forçage climatique des aérosols fût de  $-1.6 \pm 0.3 W m^{-2}$ . Ce qui implique un forçage climatique indirect important causé par les aérosols via le changement des nuages. Ce forçage négatif est plus important que celui utilisé dans la plupart des modèles climatiques. Les modèles utilisés dans les contributions du GIEC prennent en considération un forçage des aérosols autour de  $-0.7 W m^{-2}$ . La mesure précise du déséquilibre énergétique de la Terre aiderait à résoudre l'ambiguïté actuelle entre les aérosols et le mélange des océans (notamment en tant que cause du ralentissement du réchauffement climatique en 2000-2010 et en améliorant la projection du climat futur par les modèles climatiques). A noter que la plupart des modèles utilisés par le GIEC mélangent efficacement la chaleur dans les océans intermédiaires et profonds. Ce qui entraîne le besoin d'un forçage climatique significatif ( $\sim 2 W m^{-2}$ ) pour réchauffer la surface terrestre par les  $0.8^{\circ}C$  observés au cours du siècle dernier. Mais si l'océan mélange moins efficacement la chaleur dans l'océan profond, le forçage climatique net nécessaire pour faire face au réchauffement planétaire observé est plus faible. Quant au ralentissement climatique observé dans la période 2000–2010, il peut dépendre de plusieurs paramètres (vapeur d'eau stratosphérique, aérosols, effet de rebond retardé par les aérosols de l'éruption du mont Pinatubo, variabilité naturelle des oscillations El Niño / La Niña des températures de surface du Pacifique, *etc.*).

Dès lors, nous avons besoin de mettre en avant les programmes de R&D au sein de notre Laboratoire afin de pouvoir réaliser ces missions scientifiques ambitieuses dans un futur proche. L'instrumentation qui doit être développée (radiomètre, interféromètre, *etc.*) nécessite des sauts technologiques importants pour pouvoir réaliser des mesures de métrologie complexe. Ainsi, je cherche à développer de nouvelles technologies pour pouvoir répondre à ce nouveau type de besoin.

# Chapitre 5

## Conclusions

Pendant une vingtaine d'années, j'ai mis en place une démarche scientifique originale dans plusieurs domaines de recherche (l'instrumentation scientifique, la physique solaire, l'influence du Soleil sur la Terre). J'ai mis en œuvre une stratégie de recherche autonome. J'ai aussi développé une capacité à encadrer des équipes « Projet », des étudiants et des jeunes chercheurs.

**Mes recherches actuelles s'articulent autour de 3 principales thématiques :**

- ① **L'astrométrie solaire à haute résolution**
  - ② **Le spectre solaire à haute résolution**
  - ③ **L'influence du Soleil sur le climat de la Terre**
- **Thème ① : L'astrométrie solaire à haute résolution**

Une de mes activités concerne l'astrométrie solaire à haute résolution. Je cherche à déterminer avec précision la valeur absolue du diamètre solaire et ses variations au cours du temps. Pendant longtemps, on s'est interrogé sur une éventuelle relation entre diamètre solaire, activité solaire et climat. Aujourd'hui, la valeur absolue du diamètre de notre astre représente surtout un intérêt en astronomie stellaire. Le Soleil représente le seul repère de dimension d'une étoile qui est connu avec une bonne précision. Par ailleurs, connaître le diamètre solaire avec la plus grande précision possible est indispensable pour savoir si notre étoile est stable dans le temps. L'étude de la variabilité solaire contribue à une meilleure compréhension des processus internes au Soleil qui en sont responsables. Les variations du diamètre solaire reflètent des processus encore mal compris qui peuvent être associés au cycle de l'activité magnétique sous la surface du Soleil.

Grâce à l'instrumentation spatiale développée au LATMOS et aux mesures réalisées hors atmosphère avec le télescope SODISM, nous avons déterminé avec précision la valeur

absolue du rayon solaire ( $696\,156 \pm 145$  km à  $\pm 1\sigma$  (mesures directes)  $\rightarrow$  rayon photosphérique situé à  $\sim 333$  km de la surface du Soleil). Le résultat obtenu est supérieur à celui adopté par l'Union Astronomique Internationale en 2015 (695 700 km (mesures indirectes)  $\rightarrow$  rayon sismique situé à proximité de la surface). Le problème de la valeur adoptée par l'UAI (voir la critique formulée par [Meftah et al. \(2018a\)](#)) est qu'elle s'appuie sur deux mesures indirectes du rayon solaire (obtenues par l'héliosismologie au travers des « modes f ») et sur une mesure directe (obtenue avec l'instrument « Solar Diameter Monitor »). La mesure directe utilisée par l'UAI ne devrait pas être utilisée (problème de définition  $\rightarrow$  utilisation du rayon sismique), elle diminue considérablement la valeur moyenne du rayon solaire adoptée par l'UAI. Dès lors, je pense que la valeur adoptée par l'UAI est sous-estimée et qu'elle doit être révisée. Elle ne devrait prendre en considération que les valeurs issues de l'héliosismologie.

Concernant les variations du diamètre du Soleil au cours du cycle solaire 24, les mesures des instruments PICARD SOL ne mettent en évidence aucun lien direct avec l'activité solaire. Ce résultat reste cohérent avec celui proposé par [Antia en 2003](#). Si des variations du diamètre solaire existent, elles sont extrêmement faibles. Selon [Kosovichev et Rozelot \(2018\)](#), les variations du diamètre du Soleil sont inférieures à 10 millièmes de seconde d'arc. Elles sont anti-corrélées avec l'activité solaire. Il est donc nécessaire d'améliorer les différentes étapes du traitement des données PICARD SOL pour confirmer ou non le résultat avancé par [Kosovichev et Rozelot \(2018\)](#). Dès lors, il est nécessaire de corriger les données PICARD SOL des effets instrumentaux liés aux variations de température. Il faut aussi corriger les données des effets de la turbulence atmosphérique en utilisant les mesures du moniteur de turbulence MISOLFA.

Le programme PICARD a ouvert la voie au développement de nouveaux programmes d'astrométrie solaire à haute résolution et à de nouvelles perspectives de recherche. Je m'intéresse particulièrement au développement d'une nouvelle génération d'instruments qui permettront d'observer notre étoile à très haute résolution. C'est par exemple le seul moyen de déceler ce qui précède les éruptions solaires, en l'occurrence de petites modifications de la surface, premiers signes d'une activité magnétique anormale. La surveillance de l'activité solaire en temps réel est également nécessaire pour la recherche sur les événements éruptifs et pour ses applications en météorologie de l'espace (impact de l'activité solaire sur notre environnement terrestre). Je m'implique ainsi dans le projet METEOSPACE et dans le développement de R&D du télescope SUAVE (Solar Ultraviolet Advanced Variability Experiment) qui devra faire l'acquisition d'images à Lyman-Alpha ( $\sim 121.6$  nm) et dans le continuum de Herzberg (200–220 nm) sans subir de dégradation notable de ses performances.

---

– **Thème ② : Le spectre solaire à haute résolution**

Une autre de mes activités est orientée vers la détermination du spectre solaire à haute résolution. Je cherche à mettre en œuvre un spectre solaire extrêmement précis en absolu et à très haute résolution ( $<0.01$  nm entre 0.5 et 5000 nm). Je m'intéresse aussi au suivi à long terme des variations de l'éclairement solaire spectral. Ces mesures précises réalisées hors atmosphère constituent des entrées fondamentales pour la physique solaire, la photochimie atmosphérique terrestre, et le climat de la Terre.

Grâce aux mesures réalisées hors atmosphère par le spectromètre solaire SOLSPEC, nous avons déterminé un nouveau spectre solaire de référence (SOLAR-ISS) avec une précision connue. Le spectre SOLAR-ISS a été transmis au centre de données astronomiques de Strasbourg pour qu'il puisse être archivé et tracé. Je cherche aussi à déterminer avec précision l'évolution de l'éclairement solaire spectral vu par l'instrument SOLSPEC au cours du cycle solaire 24. Je m'intéresse aux variations UV à petites échelles de temps qui sont inférieures à 80 jours (effets de la rotation solaire, effets de l'assombrissement centre bord du Soleil) et aux variations à grandes échelles de temps qui sont supérieures à  $\sim 80$  jours (effet du cycle magnétique solaire et tendance long terme). Les premiers résultats de variabilité UV vus par SOLAR/SOLSPEC ont été obtenus par [Meftah \*et al.\* \(2016\)](#) en essayant d'estimer la dégradation de l'instrument en orbite. Aujourd'hui, je cherche à développer des méthodes plus robustes qui vont permettre de mieux corriger les données SOLAR/SOLSPEC. Une approche consisterait à corriger les données SOLAR/SOLSPEC en utilisant des indices indirects de l'activité solaire ('proxies' en anglais) en fonction des longueurs d'onde les plus appropriées (programme SOL-ATMOS). D'autres travaux de recherche sont possibles avec l'amélioration du spectre SOLAR-ISS (vers la version 2.0) afin de corriger les défauts recensés dans ce document. Par ailleurs, il est nécessaire de mettre en œuvre de nouvelles activités de recherche afin de développer un spectre solaire à très haute résolution (amélioration de l'inversion des données de la mission MicroCarb dont l'objectif est de mesurer les échanges de dioxyde de carbone au-dessus de l'ensemble des régions du globe). Enfin, le développement d'un spectromètre solaire de nouvelle génération est fondamental ; cela va permettre d'avoir une meilleure connaissance sur le niveau absolu du spectre solaire et cela permettra surtout de mieux mesurer la variabilité solaire dans l'UV au cours d'un cycle solaire.

– **Thème ③ : L'influence du Soleil sur le climat de la Terre**

Je m'intéresse à la variabilité solaire et à son effet sur le climat de la Terre à l'échelle globale et régionale. Plusieurs mécanismes ont été proposés pour décrire l'influence de la variabilité solaire sur le climat mais leur efficacité n'est pas clairement établie. L'idée est de pouvoir mieux estimer l'impact du forçage solaire sur le climat. Plusieurs travaux

de recherche sont possibles. Ils doivent permettre une meilleure compréhension de l'influence du Soleil sur le climat de la Terre (programme SOL-ATMOS). Je m'intéresse aussi aux effets indirects du Soleil sur le climat de la Terre. On peut s'interroger par exemple sur l'effet réel de la variabilité UV au cours d'un cycle solaire de 11 ans sur l'ozone stratosphérique. Cependant, ce genre d'analyse reste complexe à mener puisqu'elle s'appuie sur une approche statistique (beaucoup de données) et que les séries de données sont perturbées par des paramètres externes (éruptions volcaniques (El Chichón en 1982, Pinatubo en 1991), augmentation des concentrations de gaz à effet de serre, *etc.*). Dès lors, l'étude de la variabilité UV au cours d'un cycle solaire rotationnel de 27 jours sur l'ozone stratosphérique est beaucoup plus accessible. Nous avons justement quantifié l'impact des variations UV du cycle solaire rotationnel de 27 jours sur l'ozone stratosphérique [Thiéblemont *et al.*, 2017] à l'aide d'observations satellitaires et de simulations du modèle de chimie climat LMDz-Reprobus. Le modèle est capable de simuler avec précision le signal solaire de l'ozone observé. L'utilisation d'un grand ensemble de simulations a cependant révélé que la variabilité interne de la stratosphère contribue à masquer la réponse de l'ozone au cycle solaire de 27 jours et que des séries d'ozone à long terme sont nécessaires pour obtenir une estimation robuste du signal. En général, 10 ans d'analyse permettent de réduire l'incertitude du signal solaire de l'ozone à moins de 20%. Ces résultats pourraient expliquer les divergences passées dans les estimations du signal solaire de l'ozone qui furent déduites sur des périodes d'observations satellitaires différentes et généralement courtes (moins de 2 ans).

Enfin, je m'intéresse à la mesure du bilan radiatif de la Terre et à son déséquilibre énergétique. Le déséquilibre énergétique de la Terre révèle surtout l'orientation future du changement climatique et les mesures nécessaires pour prévenir un réchauffement climatique excessif. Dès lors, je travaille sur le développement du démonstrateur SERB [Meftah *et al.*, 2018c] dédié à la mesure du bilan radiatif de la Terre. Je cherche à mesurer simultanément et avec précision plusieurs paramètres (éclairage solaire total, éclairage solaire visible absorbé par la Terre, éclairage IR sortant au sommet de l'atmosphère) afin de pouvoir obtenir la valeur du flux net absorbé par la Terre. La simultanéité des mesures peut nous permettre d'affranchir les potentiels effets instrumentaux en orbite. Par la suite, il sera nécessaire de disposer d'une constellation de satellites (différentes inclinaison, différentes heures locales, et des mesures toutes les 5 secondes par satellite) pour pouvoir réaliser avec succès ces mesures extrêmement ambitieuses mais aussi extrêmement importantes.

Plus que jamais, il est nécessaire de mieux comprendre les effets qui impactent le climat de la Terre en essayant d'avoir le plus haut niveau de compréhension scientifique. **Il faut observer pour comprendre** afin de proposer des actions de réponses **ET agir**.

# Bibliographie

- [Ångström, 1970] A. Ångström. Apparent solar constant variations and their relation to the variability of atmospheric transmission. *Tellus*, 22 :205–218, 1970.
- [Antia, 2003] H. M. Antia. Does the Sun Shrink with Increasing Magnetic Activity? *Astrophys. J.*, 590 :567–572, Juin 2003.
- [Aono et Kazui, 2008] Y. Aono et K. Kazui. Phenological data series of cherry tree flowering in Kyoto, Japan, and its application to reconstruction of springtime temperatures since the 9th century. *International Journal of Climatology*, 28 :905–914, Juin 2008.
- [Aono, 2015] Y. Aono. Cherry blossom phenological data since the seventeenth century for Edo (Tokyo), Japan, and their application to estimation of March temperatures. *International Journal of Biometeorology*, 59 :427–434, Avril 2015.
- [Bais, 1997] A. F. Bais. Absolute spectral measurements of direct solar ultraviolet irradiance with a Brewer spectrophotometer. *Applied Optics*, 36 :5199–5204, Juillet 1997.
- [Barth *et al.*, 1973] C. A. Barth, C. W. Hord, A. I. Stewart, A. L. Lane, M. L. Dick, et G. P. Anderson. Mariner 9 Ultraviolet Spectrometer Experiment : Seasonal Variation of Ozone on Mars. *Science*, 179 :795–796, Février 1973.
- [Bodhaine *et al.*, 1999] B. A. Bodhaine, N. B. Wood, E. G. Dutton, et J. R. Slusser. On Rayleigh Optical Depth Calculations. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, 16 :1854, Novembre 1999.
- [Bolsée *et al.*, 2014] D. Bolsée, N. Pereira, W. Decuyper, D. Gillotay, H. Yu, P. Sperfeld, S. Pape, E. Cuevas, A. Redondas, Y. Hernández, et M. Weber. Accurate Determination of the TOA Solar Spectral NIR Irradiance Using a Primary Standard Source and the Bouguer-Langley Technique. *Solar Phys.*, 289 :2433–2457, Juillet 2014.
- [Bovensmann *et al.*, 1999] H. Bovensmann, J. P. Burrows, M. Buchwitz, J. Frerick, S. Noël, V. V. Rozanov, K. V. Chance, et A. P. H. Goede. SCIAMACHY : Mission Objectives and Measurement Modes. *Journal of Atmospheric Sciences*, 56 :127–150, Janvier 1999.
- [Brasseur et Solomon, 2005] G. P. Brasseur et S. Solomon. *Aeronomy of the Middle Atmosphere : Chemistry and Physics of the Stratosphere and Mesosphere*. 2005.
- [Broomhall et Nakariakov, 2015] A.-M. Broomhall et V. M. Nakariakov. A Comparison Between Global Proxies of the Sun’s Magnetic Activity Cycle : Inferences from Helioseismology. *Solar Phys.*, 290 :3095–3111, Novembre 2015.
- [Bush *et al.*, 2010] R. I. Bush, M. Emilio, et J. R. Kuhn. On the Constancy of the Solar Radius. III. *Astrophys. J.*, 716 :1381–1385, Juin 2010.
- [Chapman, 1930] S. Chapman. On ozone and atomic oxygen in the upper atmosphere. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, 10(64) :369–383, 1930.
- [Christoforou et Hameed, 1997] P. Christoforou et S. Hameed. Solar cycle and the Pacific centers of action. *Geophys. Res. Lett.*, 24 :293–296, 1997.

- [Ciddor, 1996] P. E. Ciddor. Refractive index of air : new equations for the visible and near infrared. *Applied Optics*, 35 :1566, Mars 1996.
- [Corbard *et al.*, 2013] T. Corbard, F. Morand, F. Laclare, R. Ikhlef, et M. Meftah. On the importance of astronomical refraction for modern Solar astrometric measurements. *ArXiv e-prints*, Mars 2013.
- [Corbard *et al.*, 2016] T. Corbard, J.-M. Malherbe, D. Crussaire, F. Morand, F. Ruty, L. Biree, J. Aboudarham, N. Fuller, C. Renaud, et M. Meftah. METEOSPACE, solar monitoring and space weather at Calern observatory. In *SF2A-2016 : Proceedings of the Annual meeting of the French Society of Astronomy and Astrophysics*, éditeurs C. Reylé, J. Richard, L. Cambrésy, M. Deleuil, E. Pécontal, L. Tresse, et I. Vauglin, pages 293–296, Décembre 2016.
- [Corbard, 2016] Thierry Corbard. *Héliosismologie et astrométrie solaire à haute résolution*. Habilitation à diriger des recherches en astrophysique, Université Nice Sophia Antipolis, Octobre 2016. 190 pages.
- [Damé *et al.*, 2014] L. Damé, M. Meftah, A. Irbah, A. Hauchecorne, P. Keckhut, et E. Quémerais. SUAVE : a UV telescope for space weather and solar variability studies. In *Space Telescopes and Instrumentation 2014 : Ultraviolet to Gamma Ray*, volume 9144 de *SPIE*, page 914431, Juillet 2014.
- [Débarbat et Guinot, 1970] S. Débarbat et B. Guinot. *La méthode des hauteurs égales en astronomie*, Ed. Gordon and Breach. 1970.
- [Delmas *et al.*, 2005] R. Delmas, G. Mégie, et V-H. Peuch. *Physique et chimie de l’atmosphère*, Ed. Belin. 2005.
- [Dudok de Wit *et al.*, 2009] T. Dudok de Wit, M. Kretzschmar, J. Liliensten, et T. Woods. Finding the best proxies for the solar UV irradiance. *Geophys. Res. Lett.*, 36 :L10107, Mai 2009.
- [Dudok de Wit *et al.*, 2017] T. Dudok de Wit, G. Kopp, C. Fröhlich, et M. Schöll. Methodology to create a new total solar irradiance record : Making a composite out of multiple data records. *Geophys. Res. Lett.*, 44 :1196–1203, Février 2017.
- [Durand *et al.*, 1949] E. Durand, J. J. Oberly, et R. Tousey. Analysis of the First Rocket Ultraviolet Solar Spectra. *Astrophys. J.*, 109 :1, Janvier 1949.
- [Edlén, 1953] B. Edlén. The dispersion of standard air. *Journal of the Optical Society of America (1917-1983)*, 43 :339, Mai 1953.
- [Edlén, 1966] B. Edlén. The Refractive Index of Air. *Metrologia*, 2 :71–80, Avril 1966.
- [Egorova *et al.*, 2018] T. Egorova, W. Schmutz, E. Rozanov, A. I. Shapiro, I. Usoskin, J. Beer, R. V. Tagirov, et T. Peter. Revised historical solar irradiance forcing. *Astron. Astrophys.*, 615 :A85, Juillet 2018.
- [Elseby *et al.*, 2017] J. Elseby, M. D. Coleman, T. Gardiner, et K. P. Shine. Can Measurements of the Near-Infrared Solar Spectral Irradiance be Reconciled ? A New Ground-Based Assessment Between 4,000 and 10,000  $\text{cm}^{-1}$ . *Geophys. Res. Lett.*, 44 :10, Octobre 2017.
- [Ermolli *et al.*, 2013] I. Ermolli, K. Matthes, T. Dudok de Wit, N. A. Krivova, K. Tourpali, M. Weber, Y. C. Unruh, L. Gray, U. Langematz, P. Pilewskie, E. Rozanov, W. Schmutz, A. Shapiro, S. K. Solanki, et T. N. Woods. Recent variability of the solar spectral irradiance and its impact on climate modelling. *Atmospheric Chemistry & Physics*, 13 :3945–3977, Avril 2013.
- [Fontenla *et al.*, 2009] J. M. Fontenla, W. Curdt, M. Haberreiter, J. Harder, et H. Tian. Semiempirical Models of the Solar Atmosphere. III. Set of Non-LTE Models for Far-Ultraviolet/Extreme-Ultraviolet Irradiance Computation. *Astrophys. J.*, 707 :482–502, Décembre 2009.



- [Fontenla *et al.*, 2015] J. M. Fontenla, P. C. Stancil, et E. Landi. Solar Spectral Irradiance, Solar Activity, and the Near-Ultra-Violet. *Astrophys. J.*, 809 :157, Août 2015.
- [Fried, 1965] D. L. Fried. Statistics of a Geometric Representation of Wavefront Distortion. *Journal of the Optical Society of America (1917-1983)*, 55 :1427–1431, Novembre 1965.
- [Fried, 1966] D. L. Fried. Optical Resolution Through a Randomly Inhomogeneous Medium for Very Long and Very Short Exposures. *Journal of the Optical Society of America (1917-1983)*, 56 :1372, Octobre 1966.
- [Gorshchev *et al.*, 2014] V. Gorshchev, A. Serdyuchenko, M. Weber, W. Chehade, et J. P. Burrows. High spectral resolution ozone absorption cross-sections - Part 1 : Measurements, data analysis and comparison with previous measurements around 293 K. *Atmospheric Measurement Techniques*, 7 :609–624, Février 2014.
- [Gray *et al.*, 2010] L. J. Gray, J. Beer, M. Geller, J. D. Haigh, M. Lockwood, K. Matthes, U. Cubasch, D. Fleitmann, G. Harrison, L. Hood, J. Luterbacher, G. A. Meehl, D. Shindell, B. van Geel, et W. White. Solar Influences on Climate. *Reviews of Geophysics*, 48 :RG4001, Octobre 2010.
- [Gröbner *et al.*, 2017] J. Gröbner, I. Kröger, L. Egli, G. Hülsen, S. Riechelmann, et P. Sperfeld. The high-resolution extraterrestrial solar spectrum (QASUMEFTS) determined from ground-based solar irradiance measurements. *Atmospheric Measurement Techniques*, 10 :3375–3383, Septembre 2017.
- [Gröbner et Kerr, 2001] J. Gröbner et J. B. Kerr. Ground-based determination of the spectral ultraviolet extraterrestrial solar irradiance : Providing a link between space-based and ground-based solar UV measurements. *J. Geophys. Res.*, 106 :7211–7218, Avril 2001.
- [Haberreiter *et al.*, 2008] M. Haberreiter, W. Schmutz, et A. G. Kosovichev. Solving the Discrepancy between the Seismic and Photospheric Solar Radius. *Astrophys. J. Lett.*, 675 :L53, Mars 2008.
- [Haigh *et al.*, 2010] J. D. Haigh, A. R. Winning, R. Toumi, et J. W. Harder. An influence of solar spectral variations on radiative forcing of climate. *Nature*, 467 :696–699, Octobre 2010.
- [Hansen *et al.*, 2011] J. Hansen, M. Sato, P. Kharecha, et K. von Schuckmann. Earth’s energy imbalance and implications. *Atmospheric Chemistry & Physics*, 11 :13421–13449, Décembre 2011.
- [Hansen et Travis, 1974] J. E. Hansen et L. D. Travis. Light scattering in planetary atmospheres. *Space Sci. Rev.*, 16 :527–610, Octobre 1974.
- [Harder *et al.*, 2009] J. W. Harder, J. M. Fontenla, P. Pilewskie, E. C. Richard, et T. N. Woods. Trends in solar spectral irradiance variability in the visible and infrared. *Geophys. Res. Lett.*, 36 :7801, Avril 2009.
- [Hestroffer et Magnan, 1998] D. Hestroffer et C. Magnan. Wavelength dependency of the Solar limb darkening. *Astron. Astrophys.*, 333 :338–342, Mai 1998.
- [Hochedez *et al.*, 2014] J.-F. Hochedez, C. Timmermans, A. Hauchecorne, et M. Meftah. Dark signal correction for a lukecold frame-transfer CCD. New method and application to the solar imager of the PICARD space mission. *Astron. Astrophys.*, 561 :A17, Janvier 2014.
- [Holton, 2004] J.R. Holton. *An Introduction to Dynamic Meteorology*. Numéro vol. 1 dans An Introduction to Dynamic Meteorology. Elsevier Academic Press, 2004.
- [Ikhlef *et al.*, 2016] R. Ikhlef, T. Corbard, F. Morand, C. Renaud, M. Fodil, A. Ziad, J. Borgnino, M. Meftah, P. Assus, B. Chauvineau, A. Hauchecorne, P. Lesueur, G. Poiet, F. Ubaldi, M. Hamadouche, et T. Abdelatif. MISOLFA : a generalized monitor for daytime spatio-temporal turbulence characterization. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 458 :517–530, Mai 2016.

- [Kasten et Young, 1989] F. Kasten et A. T. Young. Revised optical air mass tables and approximation formula. *Applied Optics*, 28 :4735–4738, Novembre 1989.
- [Kiehl et Trenberth, 1997] J. T. Kiehl et K. E. Trenberth. Earth’s Annual Global Mean Energy Budget. *Bulletin of the American Meteorological Society*, 78 :197–197, Février 1997.
- [Kodera et Kuroda, 2002] K. Kodera et Y. Kuroda. Dynamical response to the solar cycle. *Journal of Geophysical Research (Atmospheres)*, 107 :4749, Décembre 2002.
- [Kolmogorov, 1941] A. Kolmogorov. The Local Structure of Turbulence in Incompressible Viscous Fluid for Very Large Reynolds’ Numbers. *Akademiia Nauk SSSR Doklady*, 30 :301–305, 1941.
- [Kosovichev et Rozelot, 2018] A. G. Kosovichev et J. P. Rozelot. Solar cycle variations of rotation and asphericity in the near-surface shear layer. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 176 :21–25, Septembre 2018.
- [Kuhn *et al.*, 1991] J. R. Kuhn, H. Lin, et D. Loranz. Gain calibrating nonuniform image-array data using only the image data. *Pub. Astron. Soc. Pac.*, 103 :1097–1108, Octobre 1991.
- [Laclare *et al.*, 1996] F. Laclare, C. Delmas, J. P. Coin, et A. Irbah. Measurements and Variations of the Solar Diameter. *Solar Phys.*, 166 :211–229, Juillet 1996.
- [Laclare, 1983] F. Laclare. Astrolabe measurements of the solar diameter. *Astron. Astrophys.*, 125 :200–203, Septembre 1983.
- [Lean *et al.*, 2005] J. Lean, G. Rottman, J. Harder, et G. Kopp. *SORCE Contributions to New Understanding of Global Change and Solar Variability*. *Solar Phys.*, 230 :27–53, Août 2005.
- [Leckner, 1978] B. Leckner. The spectral distribution of solar radiation at the earth’s surface - Elements of a model. *Solar Energy*, 20 :143–150, 1978.
- [Lockwood *et al.*, 2011] M. Lockwood, M. J. Owens, L. Barnard, C. J. Davis, et F. Steinhilber. The persistence of solar activity indicators and the descent of the Sun into Maunder Minimum conditions. *Geophys. Res. Lett.*, 38 :L22105, Novembre 2011.
- [Lubin *et al.*, 2018] D. Lubin, C. Melis, et D. Tytler. Ultraviolet Flux Decrease Under a Grand Minimum from IUE Short-wavelength Observation of Solar Analogs. *Astrophys. J. Lett.*, 852 :L4, Janvier 2018.
- [Marchand *et al.*, 2012] M. Marchand, P. Keckhut, S. Lefebvre, C. Claud, D. Cugnet, A. Hauchecorne, F. Lefèvre, M.-P. Lefebvre, J. Jumelet, F. Lott, F. Hourdin, G. Thuillier, V. Poullain, S. Bossay, P. Lemennais, C. David, et S. Bekki. Dynamical amplification of the stratospheric solar response simulated with the Chemistry-Climate Model LMDz-Reprobus. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 75 :147–160, Février 2012.
- [Marchenko *et al.*, 2016] S. V. Marchenko, M. T. DeLand, et J. L. Lean. Solar spectral irradiance variability in cycle 24 : observations and models. *Journal of Space Weather and Space Climate*, 6(27) :A40, Décembre 2016.
- [McBride et Gilmour, 2004] N. McBride et I. Gilmour. An introduction to the solar system, 2004.
- [Meftah *et al.*, 2014a] M. Meftah, T. Corbard, A. Irbah, R. Ikhlef, F. Morand, C. Renaud, A. Hauchecorne, P. Assus, J. Borgnino, B. Chauvineau, M. Crepel, F. Dalaudier, L. Damé, D. Djafer, M. Fodil, P. Lesueur, G. Poiet, M. Rouzé, A. Sarkissian, A. Ziad, et F. Laclare. Ground-based measurements of the solar diameter during the rising phase of solar cycle 24. *Astron. Astrophys.*, 569 :A60, Septembre 2014.
- [Meftah *et al.*, 2014b] M. Meftah, J.-F. Hochedez, A. Irbah, A. Hauchecorne, P. Boumier, T. Corbard, S. Turck-Chièze, S. Abbaki, P. Assus, E. Bertran, P. Bourget, F. Buisson, M. Chaigneau, L. Damé, D. Djafer, C. Dufour, P. Etcheto, P. Ferrero, M. Hersé, J.-P. Marcovici, M. Meissonnier, F. Morand, G. Poiet, J.-Y. Prado, C. Renaud, N. Rouanet, M. Rouzé,

- D. Salabert, et A.-J. Vieau. Picard SODISM, a Space Telescope to Study the Sun from the Middle Ultraviolet to the Near Infrared. *Solar Phys.*, 289 :1043–1076, Mars 2014.
- [Meftah *et al.*, 2015] M. Meftah, A. Hauchecorne, A. Irbah, T. Corbard, R. Ikhlef, F. Morand, C. Renaud, F. Riguet, et F. Pradal. On the Constancy of the Diameter of the Sun during the Rising Phase of Solar Cycle 24. *Astrophys. J.*, 808 :4, Juillet 2015.
- [Meftah *et al.*, 2016] M. Meftah, D. Bolsée, L. Damé, A. Hauchecorne, N. Pereira, A. Irbah, S. Bekki, G. Cessateur, T. Foujols, et R. Thiéblemont. Solar Irradiance from 165 to 400 nm in 2008 and UV Variations in Three Spectral Bands During Solar Cycle 24. *Solar Phys.*, 291 :3527–3547, Décembre 2016.
- [Meftah *et al.*, 2018a] M. Meftah, T. Corbard, A. Hauchecorne, F. Morand, R. Ikhlef, B. Chauvineau, C. Renaud, A. Sarkissian, et L. Damé. Solar radius determined from PICARD/SODISM observations and extremely weak wavelength dependence in the visible and the near-infrared. *Astron. Astrophys.*, 616 :A64, Août 2018.
- [Meftah *et al.*, 2018b] M. Meftah, L. Damé, D. Bolsée, A. Hauchecorne, N. Pereira, D. Sluse, G. Cessateur, A. Irbah, J. Bureau, M. Weber, K. Bramstedt, T. Hilbig, R. Thiéblemont, M. Marchand, F. Lefèvre, A. Sarkissian, et S. Bekki. SOLAR-ISS : A new reference spectrum based on SOLAR/SOLSPEC observations. *Astron. Astrophys.*, 611 :A1, Mars 2018.
- [Meftah *et al.*, 2018c] M. Meftah, P. Keckhut, L. Damé, S. Bekki, A. Sarkissian, et A. Hauchecorne. Think the way to measure the Earth Radiation Budget and the Total Solar Irradiance with a small satellites constellation. In *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, volume 10641 de *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, page 106410S, Mai 2018.
- [Menang *et al.*, 2013] K. P. Menang, M. D. Coleman, T. D. Gardiner, I. V. Ptashnik, et K. P. Shine. A high-resolution near-infrared extraterrestrial solar spectrum derived from ground-based Fourier transform spectrometer measurements. *Journal of Geophysical Research (Atmospheres)*, 118 :5319–5331, Juin 2013.
- [Merkel *et al.*, 2011] A. W. Merkel, J. W. Harder, D. R. Marsh, A. K. Smith, J. M. Fontenla, et T. N. Woods. The impact of solar spectral irradiance variability on middle atmospheric ozone. *Geophys. Res. Lett.*, 38 :L13802, Juillet 2011.
- [Mitchell *et al.*, 2015] D. M. Mitchell, S. Misios, L. J. Gray, K. Tourpali, K. Matthes, L. Hood, H. Schmidt, G. Chiodo, R. Thiéblemont, E. Rozanov, D. Shindell, et A. Krivolutsky. Solar signals in CMIP-5 simulations : the stratospheric pathway. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 141 :2390–2403, Juillet 2015.
- [Montmessin *et al.*, 2017] F. Montmessin, O. Korablev, F. Lefèvre, J.-L. Bertaux, A. Fedorova, A. Trokhimovskiy, J. Y. Chaufray, G. Lacombe, A. Reberac, L. Maltagliati, Y. Willame, S. Guslyakova, J.-C. Gérard, A. Stiepen, D. Fussen, N. Mateshvili, A. Määttänen, F. Forget, O. Witasse, F. Leblanc, A. C. Vandaele, E. Marcq, B. Sandel, B. Gondet, N. Schneider, M. Chaffin, et N. Chapron. SPICAM on Mars Express : A 10 year in-depth survey of the Martian atmosphere. *Icarus*, 297 :195–216, Novembre 2017.
- [Morand *et al.*, 2010] F. Morand, C. Delmas, T. Corbard, B. Chauvineau, A. Irbah, M. Fodil, et F. Laclare. Mesures du rayon solaire avec l’instrument DORAYSOL (1999-2006) sur le site de Calern (observatoire de la Côte d’Azur). *Comptes Rendus Physique*, 11 :660–673, Novembre 2010.
- [Neckel, 2005] H. Neckel. Analytical Reference Functions  $F(\lambda)$  for the Sun’s Limb Darkening and Its Absolute Continuum Intensities ( $\lambda\lambda$  300 to 1100 m). *Solar Phys.*, 229 :13–33, Juin 2005.
- [Oosterhoff, 1957] P. T. Oosterhoff. *Trans. IAU.* 9 :69 & 202, 1957.

- [Pagaran *et al.*, 2011] J. Pagaran, M. Weber, M. T. Deland, L. E. Floyd, et J. P. Burrows. Solar Spectral Irradiance Variations in 240 - 1600 nm During the Recent Solar Cycles 21 - 23. *Solar Phys.*, 272 :159–188, Août 2011.
- [Peck et Reeder, 1972] E. R. Peck et K. Reeder. Dispersion of Air. *Journal of the Optical Society of America (1917-1983)*, 62 :958, Août 1972.
- [Perrier *et al.*, 2006] S. Perrier, J. L. Bertaux, F. Lefèvre, S. Lebonnois, O. Korablev, A. Fedorova, et F. Montmessin. Global distribution of total ozone on Mars from SPICAM/MEX UV measurements. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 111 :E09S06, Septembre 2006.
- [Perrier, 1989] C. Perrier. *Amplitude Estimation from Speckle Interferometry*, pages 99–112. Springer Netherlands, Dordrecht, 1989.
- [Prša *et al.*, 2016] A. Prša, P. Harmanec, G. Torres, E. Mamajek, M. Asplund, N. Capitaine, J. Christensen-Dalsgaard, É. Depagne, M. Haberreiter, S. Hekker, J. Hilton, G. Kopp, V. Kostov, D. W. Kurtz, J. Laskar, B. D. Mason, E. F. Milone, M. Montgomery, M. Richards, W. Schmutz, J. Schou, et S. G. Stewart. Nominal Values for Selected Solar and Planetary Quantities : IAU 2015 Resolution B3. *Astron. J.*, 152 :41, Août 2016.
- [Redondas *et al.*, 2014] A. Redondas, R. Evans, R. Stuebi, U. Köhler, et M. Weber. Evaluation of the use of five laboratory-determined ozone absorption cross sections in Brewer and Dobson retrieval algorithms. *Atmospheric Chemistry & Physics*, 14 :1635–1648, Février 2014.
- [Rottman, 2005] G. Rottman. The SORCE Mission. *Solar Phys.*, 230 :7–25, Août 2005.
- [Schmid et Wehrli, 1995] B. Schmid et C. Wehrli. Comparison of Sun photometer calibration by use of the Langley technique and the standard lamp. *Applied Optics*, 34 :4500, Juillet 1995.
- [Schöll *et al.*, 2016] M. Schöll, T. Dudok de Wit, M. Kretzschmar, et M. Haberreiter. Making of a solar spectral irradiance dataset I : observations, uncertainties, and methods. *Journal of Space Weather and Space Climate*, 6(27) :A14, Mars 2016.
- [Schou *et al.*, 2012] J. Schou, P. H. Scherrer, R. I. Bush, R. Wachter, S. Couvidat, M. C. Rabello-Soares, R. S. Bogart, J. T. Hoeksema, Y. Liu, T. L. Duvall, D. J. Akin, B. A. Allard, J. W. Miles, R. Rairden, R. A. Shine, T. D. Tarbell, A. M. Title, C. J. Wolfson, D. F. Elmore, A. A. Norton, et S. Tomczyk. Design and ground calibration of the helioseismic and magnetic imager (hmi) instrument on the solar dynamics observatory (sdo). *Solar Physics*, 275(1) :229–259, 2012.
- [Schwartz et Warneck, 1995] S.E. Schwartz et P. Warneck. *Units for use in atmospheric chemistry (IUPAC Recommendations 1995)*, vol. 67, Issue 8, pp. 1377–1406. 1995.
- [Serdyuchenko *et al.*, 2014] A. Serdyuchenko, V. Gorshlev, M. Weber, W. Chehade, et J. P. Burrows. High spectral resolution ozone absorption cross-sections - Part 2 : Temperature dependence. *Atmospheric Measurement Techniques*, 7 :625–636, Février 2014.
- [Shapiro *et al.*, 2010] A. I. Shapiro, W. Schmutz, M. Schoell, M. Haberreiter, et E. Rozanov. NLTE solar irradiance modeling with the COSI code. *Astron. Astrophys.*, 517 :A48, Juillet 2010.
- [Shindell *et al.*, 2001] D. T. Shindell, G. A. Schmidt, M. E. Mann, D. Rind, et A. Waple. Solar Forcing of Regional Climate Change During the Maunder Minimum. *Science*, 294 :2149–2152, Décembre 2001.
- [Solomon *et al.*, 2010] S. Solomon, J. S. Daniel, T. J. Sanford, D. M. Murphy, G.-K. Plattner, R. Knutti, et P. Friedlingstein. Persistence of climate changes due to a range of greenhouse gases. *Proceedings of the National Academy of Science*, 107 :18354–18359, Octobre 2010.

- [Stephens *et al.*, 2012] G. L. Stephens, J. Li, M. Wild, C. A. Clayson, N. Loeb, S. Kato, T. L'Ecuyer, P. W. Stackhouse, M. Lebsock, et T. Andrews. An update on Earth's energy balance in light of the latest global observations. *Nature Geoscience*, 5 :691–696, Octobre 2012.
- [Sukhodolov *et al.*, 2016] T. Sukhodolov, E. Rozanov, W. T. Ball, A. Bais, K. Tourpali, A. I. Shapiro, P. Telford, S. Smyshlyaev, B. Fomin, R. Sander, S. Bossay, S. Bekki, M. Marchand, M. P. Chipperfield, S. Dhomse, J. D. Haigh, T. Peter, et W. Schmutz. Evaluation of simulated photolysis rates and their response to solar irradiance variability. *Journal of Geophysical Research (Atmospheres)*, 121 :6066–6084, Mai 2016.
- [Swartz *et al.*, 2012] W. H. Swartz, R. S. Stolarski, L. D. Oman, E. L. Fleming, et C. H. Jackman. Middle atmosphere response to different descriptions of the 11-yr solar cycle in spectral irradiance in a chemistry-climate model. *Atmospheric Chemistry & Physics Discussions*, 12 :7039–7071, Mars 2012.
- [Tagirov *et al.*, 2017] R. V. Tagirov, A. I. Shapiro, et W. Schmutz. NESSY : NLTE spectral synthesis code for solar and stellar atmospheres. *Astron. Astrophys.*, 603 :A27, Juillet 2017.
- [Tatarski, 1961] V. I. Tatarski. *Wave Propagation in Turbulent Medium*. McGraw-Hill, 1961.
- [Thiéblemont *et al.*, 2017] R. Thiéblemont, M. Marchand, S. Bekki, S. Bossay, F. Lefèvre, M. Meftah, et A. Hauchecorne. Sensitivity of the tropical stratospheric ozone response to the solar rotational cycle in observations and chemistry-climate model simulations. *Atmospheric Chemistry & Physics*, 17 :9897–9916, Août 2017.
- [Thuillier *et al.*, 2003] G. Thuillier, M. Hersé, D. Labs, T. Foujols, W. Peetermans, D. Gillotay, P. C. Simon, et H. Mandel. The Solar Spectral Irradiance from 200 to 2400 nm as Measured by the SOLSPEC Spectrometer from the Atlas and Eureca Missions. *Solar Phys.*, 214 :1, Mai 2003.
- [Thuillier *et al.*, 2006] G. Thuillier, S. Dewitte, W. Schmutz, et Picard Team. Simultaneous measurement of the total solar irradiance and solar diameter by the PICARD mission. *Advances in Space Research*, 38 :1792–1806, Janvier 2006.
- [Woods *et al.*, 2000] T. N. Woods, G. J. Rottman, J. W. Harder, G. M. Lawrence, W. E. McClintock, G. A. Kopp, et C. Pankratz. Overview of the EOS SORCE mission. In *Earth Observing Systems V*, éditeur W. L. Barnes, volume 4135 de *SPIE*, pages 192–203, Novembre 2000.
- [Woods *et al.*, 2009] T. N. Woods, P. C. Chamberlin, J. W. Harder, R. A. Hock, M. Snow, F. G. Eparvier, J. Fontenla, W. E. McClintock, et E. C. Richard. Solar Irradiance Reference Spectra (SIRS) for the 2008 Whole Heliosphere Interval (WHI). *Geophys. Res. Lett.*, 36 :L01101, Janvier 2009.



# Sigles et acronymes

ACRIM	Active Cavity Radiometer Irradiance Monitor
ATLAS-3	ATmospheric Laboratory for Applications and Science
CCD	Charge Coupled Device (détecteur)
CLARA	Compact Lightweight Absolute Radiometer
CNES	Centre National d'Etudes Spatiales
CNRS	Centre National de la Recherche Scientifique
COSI	COde for Solar Irradiance
CRAAG	Centre de Recherche en Astronomie, Astrophysique et Géophysique
DORAYSOL	Définition et Observation du RAYon SOLaire
EAGER	EArth radation budGet ExploreR
ENVISAT	ENVIronment SATellite
ESA	European Space Agency
GOMOS	Global Ozone Monitoring by Occultation of Stars
HEPPI	Héliosphère, Exosphères Planétaires, Plasmas et Interfaces
HMI	Helioseismic and Magnetic Imager
IASB	Institut royal d'Aéronomie Spatiale de Belgique
IMCCE	Institut de Mécanique Céleste et de Calcul des Ephémérides
INSPIRE	International Satellite Program in Research and Education
IPSL	Institut Pierre-Simon-Laplace
IRMB	Institut Royal Météorologique de Belgique
LATMOS	Laboratoire Atmosphères, Milieux, Observations Spatiales
LDF	Limb Darkening Function (assombrissement du limbe solaire)
LEONARDO	Low Earth Orbit Novel Advanced Radiation Diurnal Observation
LPC2E	Laboratoire de Physique et Chimie de l'Environnement et de l'Espace
mas	millièmes de seconde d'arc (milli-arc-second)
MATLAB	MATrix LABoratory
MDI	Michelson Doppler Imager
MISOLFA	Moniteur d'Images Solaires Franco-Algérien

NASA	National Aeronautics and Space Administration
NRLSSI	Naval Research Laboratory Solar Spectral Irradiance
OCA	Observatoire de la Côte d'Azur
ONERA	Office national d'études et de recherches aérospatiales
ORB	Observatoire royal de Belgique
OVSQ	Observatoire de Versailles Saint-Quentin-en-Yvelines
OWLS	Occultation Wave Limb Sounder
PMOD	Physikalisch-Meteorologisches Observatorium Davos
PREMOS	PREcision MONitor Sensor
PICARD SOL	Composante sol de la mission PICARD
PIT	Plateforme d'intégration et de tests
PSF	Point Spread Function (fonction d'étalement du point)
PSPT	Precision Solar Photometric Telescope
ROSCOSMOS	Roscosmos State Corporation for Space Activities
SA	Service d'Aéronomie (actuellement LATMOS)
SERB	Solar irradiance and Earth Radiation Budget
SATIRE	Spectral And Total Irradiance REconstruction
STRATO	Stratosphère, Haute Troposphère et Interfaces
RMS	Root Mean Square (moyenne quadratique)
SCIAMACHY	SCanning Imaging Absorption spectroMeter for Atmospheric CHartography
SDO	Solar Dynamics Observatory
SIRS	Solar Irradiance Reference Spectra
SODISM	Solar Diameter Imager and Surface Mapper
SODISM II	Solar Diameter Imager and Surface Mapper (réplique utilisée au sol)
SoHO	Solar and Heliospheric Observatory
SOLSPEC	SOLar SPECTral Irradiance Measurements
SORCE	Solar Radiation and Climate Experiment
SOVAP	SOLar VARIability PICARD
SSI	Solar Spectral Irradiance (éclairage solaire spectral)
TIM	Total Irradiance Monitor
TSI	Total Solar Irradiance (éclairage solaire total)
UAI	Union Astronomique Internationale
UVSQ	Université de Versailles-Saint-Quentin-en-Yvelines
WHI 2008	The 2008 Whole Heliosphere Interval
WRC	World Radiation Centre



# Annexe A

## Liste des 5 publications sélectionnées & articles associés

Les cinq publications jugées comme significatives et utiles à ce mémoire sont :

1. PICARD/SODISM, a space telescope to study the Sun from the middle ultraviolet to the near infrared.  
**Meftah M.**, Hochedez J.-F., Irbah A., Hauchecorne A., Boumier P., Corbard T., Turck-Chièze S., Assus P., Bertran E., Bourget P., Buisson F. et al., *Solar Physics*, Springer Verlag, 289 (3), pp.1043-1076, **2014**.
2. Ground-based measurements of the solar diameter during the rising phase of solar cycle 24.  
**Meftah M.**, Corbard T., Irbah A., Ikhlef R., Morand F., Renaud C., Hauchecorne A., Assus P., Borgnino J., Chauvineau B., Crepel M. et al., *Astronomy and Astrophysics - A&A*, EDP Sciences, 569, A60 (15p.), **2014**.
3. Solar radius determined from PICARD/SODISM observations and extremely weak wavelength dependence in the visible and the near-infrared.  
**Meftah M.**, Corbard T., Hauchecorne A., Morand F., Ikhlef R., Chauvineau B., Renaud C., Sarkissian A., Damé L., *Astronomy and Astrophysics - A&A*, EDP Sciences, 616, A64 (10p.), **2018**.
4. SOLAR-ISS : A new reference spectrum based on SOLAR/SOLSPEC observations.  
**Meftah M.**, Damé L., Bolsée D., Hauchecorne A., Pereira N., Sluse D., Cessateur G., Irbah A., Bureau J., Weber M., Bramstedt K. et al., *Astronomy and Astrophysics - A&A*, EDP Sciences, 611, A1 (14 p.), **2018**.
5. Sensitivity of the tropical stratospheric ozone response to the solar rotational cycle in observations and chemistry-climate model simulations.  
Thiéblemont R., Marchand M., Bekki S., Bossay S., Lefèvre F., **Meftah M.**, Hauchecorne A., *Atmospheric Chemistry and Physics*, European Geosciences Union, 17, pp.9897-9916, **2017**.

**A.1 Article 1 : PICARD/SODISM, a space telescope to study  
the Sun from the middle ultraviolet to the near infrared**

## ***Picard* SODISM, a Space Telescope to Study the Sun from the Middle Ultraviolet to the Near Infrared**

**M. Meftah · J.-F. Hochedez · A. Irbah · A. Hauchecorne · P. Boumier · T. Corbard · S. Turck-Chièze · S. Abbaki · P. Assus · E. Bertran · P. Bourget · F. Buisson · M. Chaigneau · L. Damé · D. Djafer · C. Dufour · P. Etcheto · P. Ferrero · M. Hersé · J.-P. Marcovici · M. Meissonnier · F. Morand · G. Poiet · J.-Y. Prado · C. Renaud · N. Rouanet · M. Rouzé · D. Salabert · A.-J. Vieau**

Received: 11 January 2013 / Accepted: 24 July 2013 / Published online: 27 August 2013  
© Springer Science+Business Media Dordrecht 2013

**Abstract** The *Solar Diameter Imager and Surface Mapper* (SODISM) onboard the *Picard* space mission provides wide-field images of the photosphere and chromosphere of the Sun in five narrow bandpasses centered at 215.0, 393.37, 535.7, 607.1, and 782.2 nm. The *Picard* spacecraft was successfully launched on 15 June 2010 into a Sun-synchronous dawn–dusk orbit. The *Picard* space mission represents a European asset in collecting solar observations useful to improve Earth climatic models. The scientific payload consists of the SODISM imager and of two radiometers, *Solar VARIability Picard* (SOVAP) and *PREcision MONitor*

---

M. Meftah (✉) · J.-F. Hochedez · A. Irbah · A. Hauchecorne · S. Abbaki · E. Bertran · L. Damé · C. Dufour · P. Ferrero · M. Hersé · J.-P. Marcovici · M. Meissonnier · G. Poiet · N. Rouanet · A.-J. Vieau  
LATMOS – Laboratoire Atmosphères, Milieux, Observations Spatiales, CNRS – Université Paris VI & Université de Versailles Saint-Quentin-en-Yvelines – IPSL, 78280 Guyancourt, France  
e-mail: [Mustapha.Meftah@latmos.ipsl.fr](mailto:Mustapha.Meftah@latmos.ipsl.fr)

P. Boumier · M. Chaigneau  
IAS – Institut d’Astrophysique Spatiale, CNRS – Université Paris XI, 91471 Orsay, France

T. Corbard · P. Assus · F. Morand · C. Renaud · D. Salabert  
OCA – Observatoire de la Côte d’Azur, Laboratoire Lagrange, Université de Nice-Sophia Antipolis, CNRS, Parc Valrose, 06108 Nice Cedex 2, France

S. Turck-Chièze  
IRFU, CEA-Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette Cedex, France

F. Buisson · P. Etcheto · J.-Y. Prado · M. Rouzé  
CNES – Centre National d’Etudes Spatiales, Rue Edouard Belin, 31000 Toulouse, France

D. Djafer  
Unité de Recherche Appliquée en Energies Renouvelables URAER/CDER, B.P. 88, Ghardaïa, Algeria

J.-F. Hochedez  
ORB – Observatoire Royal de Belgique, Allée Circulaire 3., 1180 Bruxelles (Uccle), Belgique

P. Bourget  
ESO – European Southern Observatory, Alonso de Cordova 3107, Vitacura, Santiago, Chile

*Sensor* (PREMOS), which measure the Total Solar Irradiance (TSI) and part of the Solar Spectral Irradiance (SSI).

The SODISM telescope continuously monitors solar activity from the middle ultraviolet to the near infrared spectral ranges and produces solar images that feed SSI reconstruction models. Further, SODISM probes the solar interior *via* a helioseismic analysis of the solar disc and limb images at 535.7 nm, and *via* astrometric investigations at the limb. The latter allows us to deduce the spectral dependence of the solar limb profile, and the asphericity of the Sun. Furthermore, SODISM data taken during the transit of Venus allow a determination of the absolute value of the solar diameter. This paper provides a detailed description of the SODISM instrument, including thermo-optical analysis, its different modes of observation, and its first performance in space.

**Keywords** Instrumentation and data management · Instrumental effects · Solar cycle observations · Helioseismology observations · Center-limb observations · Solar diameter · Eclipse observations · Atmospheric extinction

## 1. Introduction

Most electromagnetic radiation from the middle ultraviolet (MUV) to the near infrared (NIR) reaches the ground, but there are compelling reasons to observe the Sun in all these wavelengths from space (Veselovsky and Koutchmy, 2009, and references therein); this is because the Earth's atmosphere generates various hindrances that make morphometry and photometry difficult. Those include refraction and turbulence, scattering, extinction, and diurnal alternation. It is possible that the inconsistencies regarding the temporal dependence of the solar diameter measured from the ground would stem primarily from such contingencies (Ribes *et al.*, 1991; Delache and Kroll, 1994; Badache-Damiani *et al.*, 2007). Avoiding them has been the major motivation for developing *Solar Diameter Imager and Surface Mapper* (SODISM) as a space imaging telescope. Learning how Earth's atmospheric perturbations could be corrected has been the objective of a parallel project of the *Picard* program: its twin instrument (the Qualification Model) is installed at Calern, located in the South of the French Alps. It acquires solar images from ground in the same wavelengths as SODISM (Irbah *et al.*, 2011; Meftah *et al.*, 2012, 2013a).

The *Picard* mission expands observations of the global parameters of the Sun in the hope of linking the variability of its total and spectral irradiance to its geometric shape (chiefly its diameter and oblateness) (Damé *et al.*, 1999; Thuillier, Dewitte, and Schmutz, 2006). Bringing consistency between these global solar parameters and helioseismology has for long been expected to enable insights into the stellar interior (Gilliland, 1982; Delache *et al.*, 1993; Lefebvre *et al.*, 2005; Sofia and Li, 2005; Steiner and Ferriz-Mas, 2005; Stothers, 2006; Lefebvre, Nghiem, and Turck-Chièze, 2009). The name of the mission comes from Jean Picard (1620–1682), a pioneer of precise modern astrometry, who observed the sunspots, and measured their rotation velocity and the solar diameter. The eponymous space mission has been funded by the French space agency (CNES), and the SODISM telescope was designed and built between 1999 and 2008, under the responsibility of CNRS-LATMOS (previously 'Service d'Aéronomie').

SODISM has been designed to address the center-to-limb wavelength variation (CLV), the limb darkening function (LDF), and their latitudinal dependence, the photospheric radius and its dependence on latitude, its asphericity. Today, we hope to be able to use the data to estimate the LDF, the photospheric radius, and the absolute values of oblateness

and its variation during the lifetime of the space mission. Moreover, complementing the exploitation of dedicated radiometers such as SOVAP (Conscience *et al.*, 2011) and PREMOS (Schmutz *et al.*, 2009), SODISM investigations can also contribute to the assessment of the solar spectral irradiance (SSI) *via e.g.* the models that assign a known spectral radiance to particular solar features (Fontenla *et al.*, 2011). In addition, SODISM data could be exploited in view of solar radiance studies, regarding *e.g.* its uniformity (Rast, Ortiz, and Meisner, 2008), or the dependence of the contrast of solar features on the center-to-limb location or on the cycle (Crane *et al.*, 2004; Penn and MacDonald, 2007; Wesolowski, Walton, and Chapman, 2008). Furthermore, sequences of photospheric and chromospheric images offer the possibility of determination of the velocity field of the solar rotation and meridional flow near the surface, or characteristics of the supergranular network, which can be viewed as a global solar parameter (Meunier, Roudier, and Rieutord, 2008).

By aiming at filling the observational gap of astrometry at the solar limb from space, which enables resolved observations in narrow bandpasses free of Fraunhofer lines in the visible spectral range, fundamental features of its instrumental design qualify SODISM as a monitor of solar oscillations in intensity (Corbard *et al.*, 2008). The inclusion of helioseismology among its objectives is scientifically sound and technically straightforward, albeit increasing the telemetry requirement and the duty cycle of the instrument (*e.g.* use of the shutter). Other solar missions such as *Solar and Heliospheric Observatory* (SoHO) and *Solar Dynamics Observatory – Helioseismic and Magnetic Imager* (SDO-HMI) are monitoring oscillations in velocity, for which the signal-to-noise ratio is higher, but the complementarity of physics of intensity and velocity measurements provides a strong motivation to exploit SODISM for helioseismology. The amplification of p modes at the limb (Appourchaux and Toutain, 1998; Toner, Jefferies, and Toutain, 1999) constitutes a second incentive. This gain could indeed help detecting low-degree low-frequency pressure modes of oscillations (p modes) and gravity modes of oscillations (g modes) despite the fact that their detection is known to be challenging.

The *Picard* payload was conceived to better quantify the influence of the Sun on the terrestrial upper atmosphere. Its total and spectral solar irradiance (Ermolli *et al.*, 2012, and references therein) coupled to global features might contribute to the development of a more comprehensive knowledge of this interaction. Moreover, combined with other information obtained by SoHO and SDO, it might help to better extrapolate the global information toward the past and toward the future (Turck-Chièze and Lambert, 2007).

The *Picard* payload uses the MYRIADE family platform developed by CNES and designed for a total mass of about 130 kg at launch. The spacecraft was successfully launched into a Sun-synchronous orbit on 15 June 2010 by a DNEPR-1 launcher (named after the Dnieper River). The mission was commissioned in-flight in October of the same year.

Sections 2 to 7 describe in detail the SODISM instrument and its operational specifications. Part of Section 3 and Section 4 give some information on the sensitivity of the instrument to mechanical and thermal variabilities that one needs to know for performing adapted corrections which lead to scientific return. Section 8 shows some first results. Section 9 summarizes the scientific perspective of SODISM.

## 2. Design of SODISM

A Ritchey–Chrétien design was selected (Wilson, 2007) for SODISM to obtain a wide-field while compact telescope with minimal optical aberrations. It is composed of a concave

hyperbolic primary mirror, a convex hyperbolic secondary mirror, and a flat imaging device at the focal plane. Special attention has been given to the shape of the mirrors, their initial alignment, and the thermal control of the telescope assembly.

## 2.1. Observed Spectral Domain

The central wavelengths of the five spectral bands (*viz.* 215.0, 393.37, 535.7, 607.1, and 782.2 nm, often referred to henceforth as simply ‘215’, ‘393’, ‘535’, ‘607’, and ‘782’) ensue from the following rationale. The photospheric bandpasses (‘535’, ‘607’, and ‘782’) were selected for being quasi-free of Fraunhofer lines, so as to account for the solar continuum and to therefore neglect any overlying structure. A narrow bandpass centered around 535.7 nm was chosen for its heritage with the Calern measurements although those were carried out in a wider bandpass around 540 nm (Laclare *et al.*, 1996). A second narrow channel was adopted at 607.1 nm. This band has been used by the *Precision Solar Photometric Telescope* (PSPT) and produces images at 607.1 nm (Coulter, Kuhn, and Lin, 1996) in the red continuum ([http://lasp.colorado.edu/pspt\\_access/](http://lasp.colorado.edu/pspt_access/)). It can also be compared with the 590–670 nm spectral range of the *Solar Disk Sextant* (SDS) balloon experiment (Sofia *et al.*, 1984; Egidi *et al.*, 2006) and with the 617.3 nm continuum spectral range of the SDO-HMI space experiment (Scherrer *et al.*, 2012; Schou *et al.*, 2012; Couvidat *et al.*, 2012). A third Fraunhofer-line-free bandpass is centered at 782.2 nm. It can relate to the *Solar Diameter Monitor* (SDM) measurements at 800 nm (Brown and Christensen-Dalsgaard, 1998) and it offers the steepest limb darkening function (LDF) of the three photospheric channels.

The mechanical design of SODISM, namely its two five-slot filter wheels, allowed for two additional spectral channels. Bandpasses around 215.0 nm and 393.37 nm were selected. The first wavelength has a large climatic relevance since it is known that the variability of the irradiance in the Herzberg continuum (200–242 nm) strongly influences the ozone concentration in the stratosphere (Rozanov *et al.*, 2011). This is why this range is also sampled by the PREMOS spectro photometers (Schmutz *et al.*, 2009) allowing cross-calibration with SODISM. High spatial resolution narrow-field observations at 214 nm have been recorded by the *Sunrise Filter Imager* (SUFI) imager onboard the *Sunrise* balloon borne solar observatory (Gandorfer *et al.*, 2011), but 215.0 nm full-disc images are not monitored otherwise. The SODISM 215 nm channel therefore produces data that are very valuable, even on their own. The chromospheric channel is centered at 393.37 nm (Ca II K line, singly ionized calcium, which is sensitive to magnetic activity). This permits to image the low chromosphere (Ermolli *et al.*, 2010) and particularly, to observe the plages with an enhanced contrast. The Ca II K line is indeed used by several ground-based observatories to generate a ‘plage index’ (Bertello, Ulrich, and Boyden, 2010), and more generally, to provide information about solar magnetism (Ermolli *et al.*, 2009; Sheeley, Cooper, and Anderson, 2011, and references therein).

## 2.2. Specific Design of SODISM

The instrument has been supplemented with important design features that increases its capabilities:

- In closed position, a door covers the front window and protects the whole telescope against solar radiations. Its mechanism allows several opening and closing of the whole telescope, although the operational plan anticipates a single opening that occurred on 21 July 2010, at the beginning of the solar observing program. See Section 6.1.

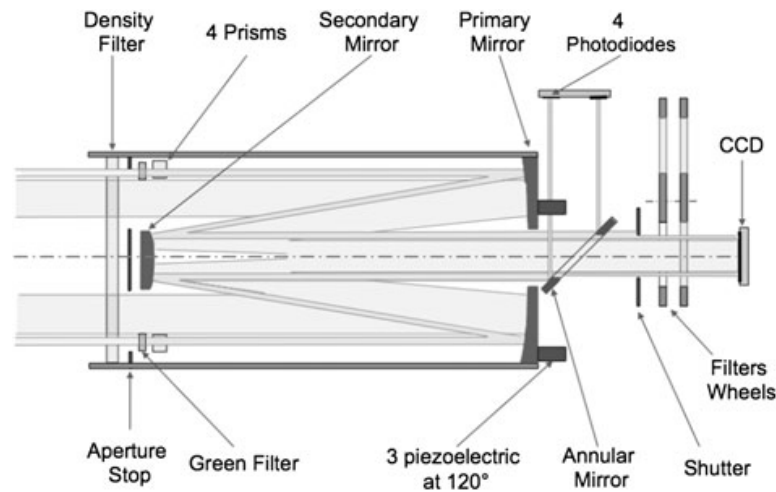
- A front window bears on its inner side a reflective and absorbing coating, which decreases by a factor of  $\sim 20$  the penetration of radiation inside the instrument. This protection is especially necessary in the ultraviolet and infrared ranges. The purpose is to limit the degradation due to the polymerization of hydrocarbons (by UV) and to facilitate the heat management (in the IR). See Section 3.2.
- The whole SODISM instrument is thermally controlled. See Section 4.1.
- Two successive filter wheels allow insertion of one of the above mentioned spectral filters and other refractive elements (a defocusing lens, and another lens for stellar operations), or to leave the optical path open. See Sections 3.4 and 6.2.
- A  $2k \times 2k$  frame-transfer CCD is placed in the focal plane. A shutter mechanism provides it with dark conditions except within the duration of its electronic exposures. The CCD is anti-reflective (AR) coated. See Sections 5 and 6.3.
- A radiator and a cold finger remove the heat at the back of the CCD to cool it and decrease its dark signal during normal operations. The low CCD temperature and the dark conditions granted by the shutter provide for the slow readout of the camera ( $\sim 22$  s). In parallel, heaters on the cold finger give the possibility to accurately control its temperature and to raise it to room temperature for bake-out on demand.
- Three piezoelectric actuators are installed triangularly at the back of the primary mirror (M1). They allow shifting it by  $\pm 15 \mu\text{m}$ , and tilting it to shift the image of the Sun by  $\pm 1$  arcmin. See Section 3.5.1.
- A ring-shape green filter and four prisms are disposed circularly around the external border of the telescope entrance, just behind the front window. This optical subsystem generates four shifted images of the solar disc. Part of those are again deviated by a third folding mirror (M3), which is inclined (by  $45^\circ$ ) in order to illuminate four photodiodes at the input of a declutchable image-stabilizing controller which feeds back on the M1 mirror location, *via* the three piezoelectric actuators at its back. See Section 3.5.
- The M3 mirror is hollow in order to let the central main beam and the other parts of the four shifted images reach the selected spectral filter. All five images get focused on the CCD. In particular, the prisms that are located near the pupil create green secondary images in each corner of the field of view (FOV). Their external shape is determined by the vignetting of the M3 mirror. The wedge angle of the prisms being stable, those corner images can reveal optical evolutions occurring potentially in the rest of the telescope. This is the so-called ‘internal scale’ (Assus *et al.*, 2008).
- Although in *Picard*’s normal attitude the rows of the CCD are aligned with the North–South axis of the Sun, the platform is able, on demand, to roll around the optical axis of SODISM in an attempt to separate instrumental effects (such as distortion) from astrophysical quantities (such as solar oblateness). See Section 7.
- Finally, the platform is also able to quit the nominal solar pointing and overturn in order to point at fields of stars. This capability provides a complementary means to calibrate the optical system, and especially its point spread function (PSF) and its magnification. This is the so-called ‘external scale’. See Section 7.

### 3. Optical Design

#### 3.1. Overall Configuration

SODISM is an 11-cm diameter telescope with a charge coupled device (CCD) at its focal plane. The SODISM telescope uses the carbon/carbon (Meftah *et al.*, 2011), invar, and





**Figure 1** SODISM main optical path consists essentially of a front window (density filter), a primary mirror (M1), a secondary mirror (M2), interchangeable interference filters, and a CCD. The distance between M1 and M2 is 323.5 mm, and the distance between M2 and the CCD is 516.8 mm. The secondary optical path is represented with a darker shade. It starts with a green filter and four prisms at the level of the pupil. It feeds four corner images as well as an internal pointing and stabilization system. The external portion of the secondary optical path is deviated by the M3 annular mirror onto four photodiodes. Their signal is processed and fed back on three piezoelectric actuators at the back of the M1.

**Table 1** SODISM main characteristics.

Telescope type	Ritchey–Chrétien
Focal length	2626 mm
Main entrance pupil	89 mm
Volume	670 (d) × 308 (w) × 300 (h) mm <sup>3</sup>
Weight and power consumption	27.7 kg and 43.5 W
Field of view and angular resolution	36 arcmin and 1.06 arcsec/pixel
EEV-4280 back thinned CCD detector	2 × 2048 × 2048 and 13.5 μm square pixels
Data rate	2.2 Gbits per day
Nominal cadence	One image per minute

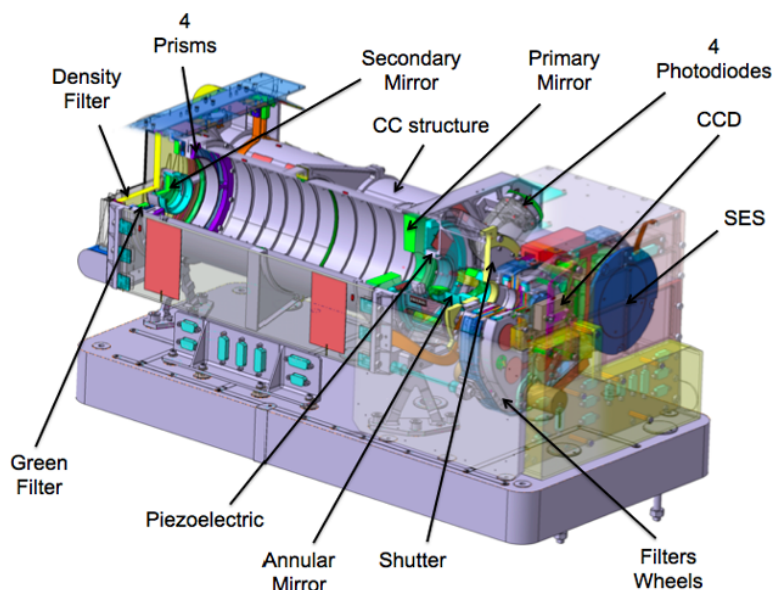
titanium materials for their respective mechanical properties. Figure 1 presents its optical layout, Figure 2 gives a view on its interior, and Table 1 summarizes the main characteristics of the instrument.

The chosen Ritchey–Chrétien configuration minimizes spherical and coma aberrations, but this design entails some field curvature. Since the image quality is primarily required at the solar limb, the CCD was consequently positioned to reach best focus there, *i.e.* about 16 arcmin away from the FOV center.

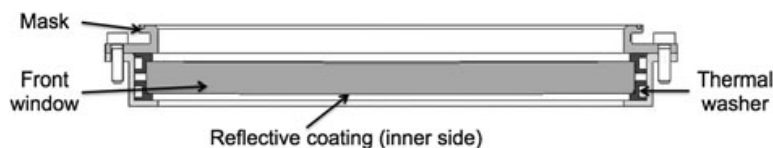
The pupil is determined by the 89 mm inner diameter of the ring-shaped green filter. The aperture therefore amounts to  $f/29.5$  and the diffraction limit matches approximately the pixel resolution. During nominal operations (solar pointed), the Sun is the only significant light source and it almost fills the FOV, so no external baffles were foreseen.

As mentioned in Section 2, several dioptric components provide spectral selection and flux adjustment. Additionally, together with the M3 mirror and associated subsystems, they enable an intra-SODISM stabilization system and the internal scale. The optical elements will now be reviewed one by one.





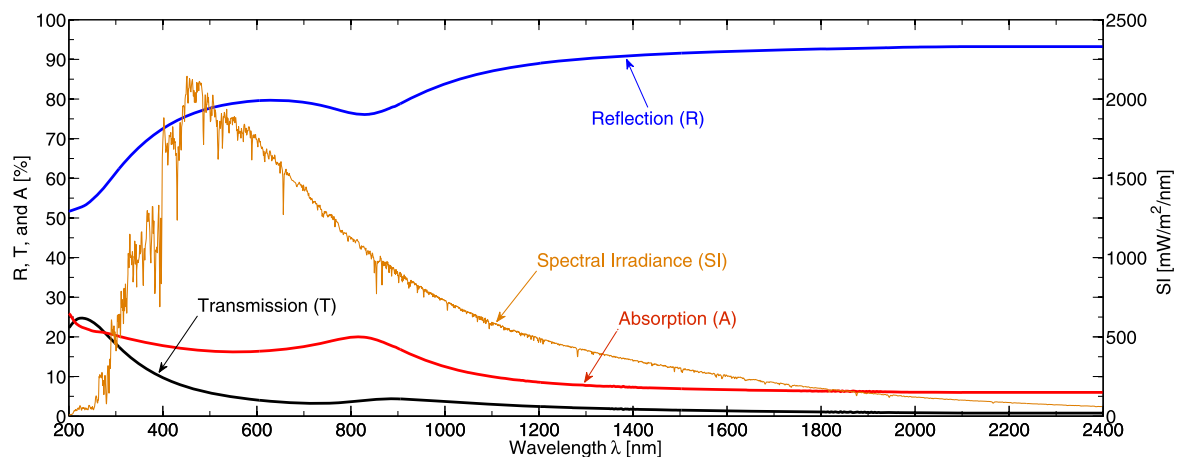
**Figure 2** Computer-aided design representation of the SODISM telescope. The door, front part, inner baffle, and optical elements are on the left of the telescope. The camera, the filter wheels, and the shutter mechanism are on the right. A carbon/carbon (CC) composite monolithic structure (located behind the internal optical baffle) was selected to link the mirror and the CCD because it imparts thermo-mechanical stability thanks to its low coefficient of thermal expansion. The ‘Senseur d’Ecartométrie Solaire’ (SES) is located inside the CC structure. The telescope is fixed on a common baseplate (by three feet).



**Figure 3** Optomechanical representation of the front window subassembly. The front window is conductively decoupled from the mechanical structure by using thermal washers, aimed at minimizing radiative heat transfer between the elements.

### 3.2. The Front Window

The front window protects the internal SODISM optics from the space environment and limits the solar flux into the instrument, thus restraining heating and degradation. A schematic view is provided in Figure 3. It has an outer diameter of 126 mm and a useful diameter of 114.3 mm. Its central thickness is 8 mm. It is actually slightly domed, with outwards concavity having a radius of curvature of  $\sim 5$  m, specified and manufactured slightly differently for each side to minimize optical power. This concavity was meant to prevent parasitic reflections (‘ghosts’) which can otherwise add up at the limb of the solar image. The bulk of the front window is made of silica (refractive index  $n_F = 1.46$ , thermal refractive index  $\beta_F = 10.2$  ppm/ $^{\circ}$ C at 546.07 nm, and coefficient of thermal expansion  $\alpha_F = 5.5 \times 10^{-7}$  m/m/ $^{\circ}$ C). A reflective coating has been deposited on its inner side. A chromium layer links the  $\sim 30$  nm thick aluminum +  $\sim 30$  nm  $\text{SiO}_2$  layers onto the silica substrate (Suprasil). It rejects by reflection  $\sim 79$  % of the solar radiative flux. Altogether, the front window has a total transmission of 5.8 % and a total absorption smaller than 15 % for the spectral ranges comprised between 250 nm and 2400 nm. Figure 4 shows its spectral reflection, transmission, absorption, and the SSI measured by the *SOLar SPECTrum* (SOLSPEC) spectrometer (Thuillier *et al.*, 2003).



**Figure 4** Reflection, transmission, and absorption measurements of the front window. The solar spectral irradiance from 200 nm to 2400 nm represented here in gold has been measured by the SOLSPEC spectrometer.

**Table 2** Characteristics of the flight model (FM) mirrors.

#	Thickness at the vertex	Outside diameter	Inside diameter	Radius of curvature	Conic parameter
M1	14 mm	121 mm	41 mm	− 804.61 mm	− 1.01
M2	6 mm	35 mm	N/A	− 186.07 mm	− 1.9382
M3	10 mm	46 × 64.8 mm	29.2 × 41.2 mm	∞	N/A

Samples of the window have been subjected to thermal cycling (from  $-40$  °C to  $+50$  °C), humidity testing (24 hours at  $+50$  °C with moisture of 90 %RH, relative humidity), and to ultraviolet testing (dose equivalent to 6000 ESH, or equivalent Sun hours). No individual test has produced a significant effect on the transmission of the samples. The front normal emittance has been measured to be around 0.81 and the back emittance to be around 0.08.

The front window is conductively isolated (thermally) from the rest of the instrument. The goal was to maintain a temperature of at least  $20$  °C at the window center. This matches closely the temperature of the front structure and prevents excessive contamination.

### 3.3. The Mirrors

All three SODISM mirrors are made of class-2 Zerodur, a stable material with a very low coefficient of thermal expansion ( $10^{-7}$  m/m/°C). The mirror coatings are multilayer (chrome, aluminum, and  $\text{SiO}_2$ ). Chrome links the substrate with the optical layers. The optical parameters of the M1 and M2 mirrors are listed in Table 2. The external diameter of the M2 mirror assembly (including a protective mask facing the Sun, on the back of the reflective surface) measures 45.5 mm. As a result, the central obstruction of the pupil for the main light track is 50 % in diameter and 26 % in area.

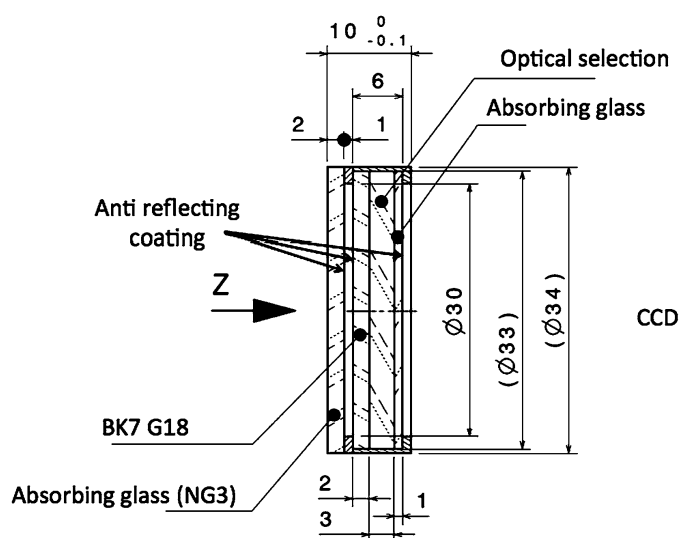
### 3.4. The Spectral Filters

In addition to the front window, SODISM uses interference filters to adjust the solar flux at the CCD and to determine the narrow bandpass of its spectral channels. Table 3 summarizes

**Table 3** Characteristics of the flight model (FM) interference filters. Bandpass interference filters are designed to transmit a portion of the spectrum, while rejecting all other wavelengths (transmission  $\leq 10^{-8}$  % from X-rays to far infrared except within the bandpass). The equivalent interference filter transmission is defined by the equation  $T_{eq} = \int T(\lambda) d\lambda \times \Delta\lambda^{-1}$ .

Central wavelength $\lambda$ [nm]	Bandwidth (FWHM) $\Delta\lambda$ [nm]	$T_{eq}$ : Equivalent transmission at $\lambda$ [%]	Optical thickness [mm]	Provider
$215.00 \pm 0.50$	7.0	$\sim 3 \times 10^{-3}$	12.150	Acton Research
$393.37 \pm 0.10$	0.7	$\sim 8 \times 10^{-4}$	12.274	Andover
$535.70 \pm 0.05$ (Helio)	0.5	$\sim 4 \times 10^{-5}$	12.324	Andover
$535.70 \pm 0.05$	0.5	$\sim 3 \times 10^{-4}$	12.158	Andover
$607.10 \pm 0.10$	0.7	$\sim 3 \times 10^{-4}$	12.320	Andover
$782.20 \pm 0.20$	1.6	$\sim 2 \times 10^{-4}$	12.296	Andover

**Figure 5** Each spectral filter ('393', '535', '607', and '782') includes an attenuating plate (Inconel front coating and absorbing glass), a filter plate (pass band and blocking coating), a glass plate and an absorbing plate. The three back plates are glued together. All filter elements were mounted in a black anodized aluminum ring and kept assembled.



the main characteristics of these filters. Each filter consists of two successive interference filters separated by a small gap, except at 215.0 nm. The first one is a broad-band, the second is a narrow-band filter (Figure 5). These interference filters have been developed by the Andover Corporation (<http://www.andovercorp.com>). The 215.0 nm filter was procured at Acton Research (<http://www.princetoninstruments.com/products/optics/filters/>).

Scientific requirements specifically exclude Fraunhofer lines from the photospheric filter bandpass, but those are temperature dependent; typical values are 0.015 nm/°C at 500 nm and 0.020 nm/°C at 900 nm. As the thermal control system (Section 4.1) ensures a maximum shift of 0.09 nm over the duration of the mission, it meets the above requirements.

An Inconel layer is deposited on the front surface of the filters and on the glasses as discussed below. The Inconel reflects strongly the in-pinging beam in order to tailor the solar flux at the CCD on a channel-per-channel basis. The reflected beam is in principle sent back to space.

The filters employ the following glasses: BK7G18, GG495, OG590, RG715, NG3, and NG4. BK7G18 (from Schott) is for radiation protection. This construction is standard and has been used successfully in the sun-photometers (Fröhlich *et al.*, 1995) on *Variability of solar IRradiance and Gravity Oscillations* (VIRGO). According to the literature, it displays

a very small loss of transmission after exposure to 2 Krad of gamma radiation. GG495, OG590, and RG715 (from Schott) are colloiddally colored long-pass filters. The CNES space agency demonstrated that, after exposure to 5 Krad of gamma radiation on samples, the peak transmittance was reduced by 0.9 % for GG495, by 0.65 % for OG590, and exhibited no change for RG715. This test is slightly more severe than the 2 Krad calculated for a two year mission. After sample cleaning, the peak transmittance was reduced by 1 % for GG495 and for OG590. There was no effect for the RG715. Neutral density glasses (NG3 and NG4) exhibit constant transmission over a large spectral range, especially in the visible.

Anti-reflection (AR) coatings have been deposited on the internal and external surfaces of the filter elements. This is to limit the generation of ghost images that would have arisen from reflections between the CCD (despite its AR coating) and the filter elements ahead, or within the filters themselves. It has been verified that any resulting ghost images would not exceed a few percent of the main image brightness. All filter elements were sealed and glued to their barrel.

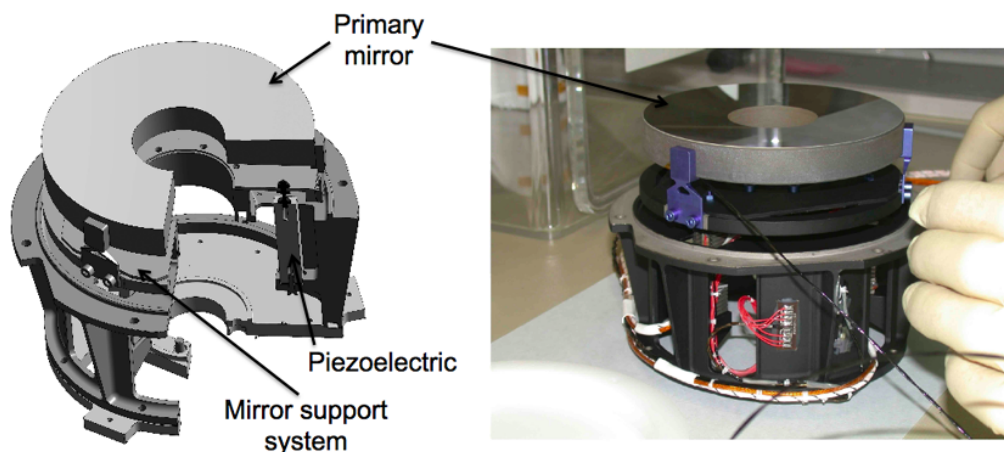
### 3.5. The Image Stabilization and Internal Pointing System

The platform is three-axes stabilized. The attitude and orbit control subsystem (AOCS) is required to provide a pointing accuracy of  $\pm 36$  arcsec for the  $Z$  axis of the spacecraft (along the optical path), and a stability of  $5 \text{ arcsec s}^{-1}$  of the  $X$  and  $Y$  axis. This level of performance is higher than the performance that is guaranteed by a standard Myriade platform. Attitude sensing is provided by a star sensor, Sun sensors, a magnetometer, and/or by the telescope; actuation is provided by a set of reaction wheels and magnetic rods. The solar images are normally stabilized on the detector by a three-level system:

- i) Two star trackers are used by the platform to achieve pre-pointing within  $\pm 0.1$  degree, the platform AOCS feeding back on the spacecraft reaction wheels.
- ii) A solar tracking system based on a four-quadrant sensor achieves a pointing within  $\pm 36$  arcsec, with a maximum drift of  $5 \text{ arcsec s}^{-1}$  by feeding back also on the *Picard* reaction wheels. This system is declutchable on demand, typically during deep eclipses.
- iii) A fraction of each of the four prism-generated images between 500 nm and 600 nm is sent by the M3 folding mirror to a four-diode system. Their signals are processed onboard and the output of the associated control loop allows feedback on the three piezoelectric actuators at the back of the M1 mirror, thereby positioning and stabilizing the solar image on the CCD with a precision of  $\pm 0.2$  arcsec. It is represented in Figure 6. This system is also declutchable on demand, typically during weak eclipses, or to assess its performance.

#### 3.5.1. The Piezoelectric Actuators

The piezoelectric actuator technology has been used in various instruments, notably on SoHO and *Rosetta* (the probe is named after the Rosetta Stone). For SODISM, piezoelectric actuators, procured from “Cedrat Technologies” with reference PPA40M, were modified to reach a higher mechanical preload and to include piezoelectric ceramics. Preloading such components is essential, as they cannot bear any tensile stress. The parallel pre-stressed actuator is a preloaded stack of low voltage piezoelectric ceramics. Strain gauges are used for each piezoelectric actuator for repeatability of the positioning. Each component has its own characteristics, and, for 170 V applied, the FM devices ‘1’, ‘2’, and ‘3’ demonstrated peak-to-peak displacement amplitudes of 50.04, 50.39, and 50.84  $\mu\text{m}$ , respectively. These



**Figure 6** (Left) Mechanical design of the pointing system. Three piezoelectric actuators are used to rotate the mirror. (Right) Qualification Model (QM) of the mechanism. The main design objectives of the mechanism were a pointing accuracy of  $\pm 0.2$  arcsec and a tilt amplitude of  $\pm 1$  arcmin in both the  $X$  and  $Y$  directions.

three piezoelectric actuators have been arranged triangularly at the back of the M1 mirror. They allow to translate it along the  $Z$  optical axis of the telescope, thus enabling a ‘piston mode’, and to tilt it perpendicularly, around the  $X$  and  $Y$  axis, in view of the functions that are explained in Section 3.5.3.

### 3.5.2. The Four Photodiodes and the Feedback Loop

The four-diode system mentioned is located aside the main beam track, thanks to the M3 folding mirror. The photodiodes reference is API SD9973. By design, any signal unbalance between pairs of detectors indicates a departure away from a situation whereby the solar disc is near the center of the FOV. More generally, the needed unbalance can be computed and commanded *via* the piezoelectric actuators in order to translate the solar image by a desired amount in the  $X$  and  $Y$  directions. Further, during an exposure, the unbalance configuration is controlled by a feedback loop in order to stabilize the solar image with respect to the CCD, thereby avoiding kinematic blur. The performance in space shows that the precision is better than  $\pm 0.2$  arcsec rms for the duration of an exposure.

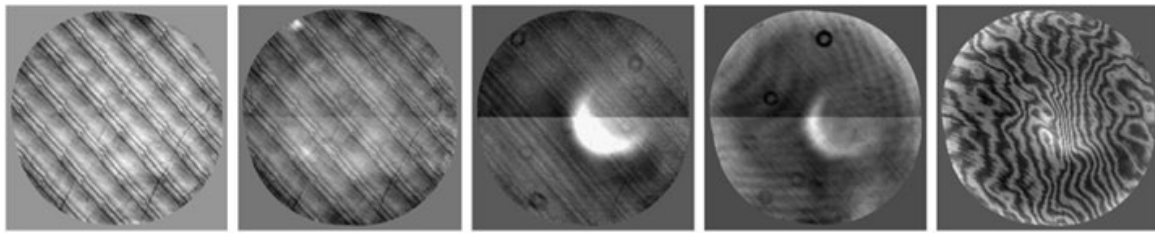
This subsystem therefore provides SODISM with internal pointing as well as with image stabilization capability. Solar images are recorded every minute. The pointing mechanism is therefore permanently operational, but not continuously operated. Outside exposure times, the piezoelectric actuators are supplied with 60 V, which corresponds to their mean position. The strain gauges are driven uninterruptedly to reach a stable thermal behavior. Image stabilization is activated by the feedback loop 2 s before shutter opening, and of course, during the whole exposure. The piezoelectric actuators thereafter return to their 60 V position. This subsystem delivers estimates of the angular displacement of the primary mirror (called P5X and P5Y), and of its translation (called P4). These values are embedded in the housekeeping (HK) data.

### 3.5.3. The Benefits of Internal Off-Pointing and Flatfield

SODISM has the possibility to tilt its M1 mirror around the  $X$  and  $Y$  axes, and to translate it along the  $Z$  axis. This offers at least three applications that will now be briefly described.

The first benefit derives from the creation of a data set where solar images are translated to different locations in the FOV. Several such datasets have been programmed and





**Figure 7** Flatfield in the different channels: ‘215’, ‘393’, ‘535’, ‘607’, and ‘782’ (left to right). The ghost image that is visible in the flatfield is explained as described by Etcheto *et al.* (2011).

recorded. For some, the Sun center was made to follow a cross-shaped trajectory; for others, the Sun centers were positioned on an irregular grid. Using the method of Kuhn, Lin, and Loranz (1991), it has then been possible to estimate the flatfield of the SODISM instrument (Figure 7). As the mechanical range is rather small, mainly the small scale component is recovered. By repeating the procedure after some months, the evolution of the flatfield can be monitored in time. It could for example be shown that the ‘782’ images are strongly dominated by an interference pattern in the surface layer of the CCD that disappears after flatfield correction (see Figure 13).

A second benefit arises from the ability of the above datasets to also enable the reconstruction of an unwanted ghost image that forms on top of the solar disc image (Etcheto *et al.*, 2011). Indeed, varying the M1 tilt so that the ghost model remains in agreement with the ghost observation provides a way to estimate the unknown optical parameters that lead to the formation of a ghost image.

Thirdly, in-phase driving of the piezoelectric actuators enables a ‘piston mode’, which varies the M1–M2 distance and hence modulates the level of focus of the telescope.

### 3.6. Point Spread Function

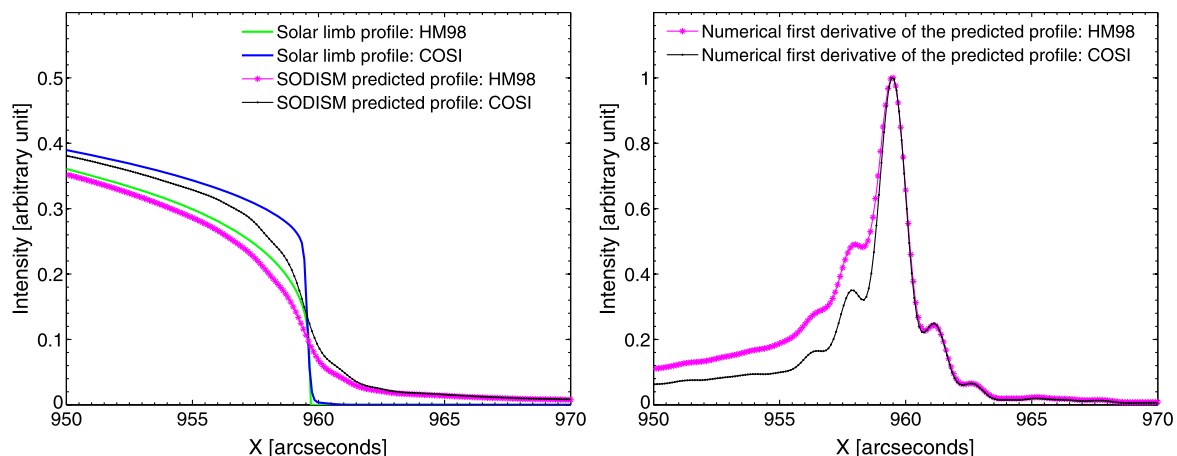
The SODISM Point Spread Function (PSF) and its effect on the solar limb have been studied for the nominal optical configuration, wherein the instrument is diffraction-limited. Indeed, SODISM design and dimensions are such that the size of the Airy disc of diffraction is about 1 arcsec in the bluest case (215.0 nm), which is still larger than any of the expected aberrations. The limb darkening function (LDF) of HM98 (Hestroffer and Magnan, 1998) and COSI code for solar irradiance (Haberreiter, Schmutz, and Hubeny, 2008; Shapiro *et al.*, 2010) have been convolved by the theoretical PSF of the telescope, and the results at 535.7 nm are represented in Figure 8. The first derivative of the limb is spread over about 2 arcsec, and the location of the inflection point (maximum of the first derivative) appears to be well defined for both LDF models.

### 3.7. Optical Tolerances

The high accuracy requirements in position and figure of the various optical elements is due to the fact that aberrations must remain small compared to the size of the Airy disc.

#### 3.7.1. Positioning Errors

After manufacturing the mechanical parts, we have established an error budget in terms of translation and rotation of the main optical elements of SODISM. Table 4 summarizes this error budget. The filters’ requirement is a Wave Front Error (WFE) smaller than  $\lambda/4$  and a



**Figure 8** (Left) Limb darkening function (LDF) at 535.7 nm for the HM98 (empirical power law model extrapolated to the limb) and COSI models, in green and blue, respectively. Their convolution with the nominal PSF of SODISM (dominated by diffraction) is over-plotted in pink and black. This PSF has been estimated by an optical model of SODISM. (Right) First derivative of these observables, using the same color code. It can be verified visually that the full width at half maximum (FWHM) of the first derivative of the solar limb is less than 2 arcsec and that the inflection point appears to be unequivocally defined for both radial limb profiles.

**Table 4** SODISM optical elements positioning error budget. The optical path is along the Z direction. Tx, Ty, and Tz are translations, and Rx, Ry, and Rz are rotations.

Optical element	Tx	Ty	Tz
Front window	+0.245/−0.155 mm	+0.245/−0.155 mm	+0.015/−0.3 mm
Secondary mirror M2	+0.106/+0.007 mm	+0.106/+0.007 mm	±0.219 mm
Primary mirror M1	+0.111/+0.031 mm	+0.111/+0.031 mm	±0.24 mm
Filter	+0.55/+0.133 mm	+0.55/+0.133 mm	+0.152/−0.192 mm
CCD	±0.5 mm	±0.5 mm	±0.1 mm
Optical element	Rx	Ry	Rz
Front window	±2 arcmin	±2 arcmin	–
Secondary mirror M2	±7 arcmin	±7 arcmin	–
Primary mirror M1	±3 arcmin	±3 arcmin	–
Filter	±16 arcmin	±16 arcmin	±20 arcmin
CCD	±12 arcmin	±12 arcmin	±5 arcmin

prism that must be less than 30 arcsec. A tilt of 16 arcmin between the filters and the optical axis is tolerated on the basis of its spectral effect but it generates an unwanted parasitic reflection that is discussed in Etcheto *et al.* (2011). The tolerance on the central position of the detector with respect to the telescope axis is about 1 arcmin (~0.5 mm).

3.7.2. Effects of Some Misalignments on the FWHM Solar Limb First Derivative

Table 5 shows how the predicted FWHM solar limb first derivative can be modified by the position of different optical elements ( $\Delta$ FWHM). Small displacements of the M2 mirror along the Z axis appear to modify significantly the radial shape of the limb. This makes the M2 positioning critical.

**Table 5** Comparison between the predicted FWHM solar limb first derivative at 535.7 nm (displacement type) with the nominal configuration (FWHM  $\sim 1.8$  arcsec).

Displacement type	Translation	$\Delta$ FWHM (HM98 model)
CCD defocalization (Tz)	2 mm	+ 1.54 arcsec
	3 mm	+ 4.98 arcsec
	4 mm	+ 8.52 arcsec
M2 mirror displacement (Tz)	10 $\mu$ m	+ 0.1 arcsec
	20 $\mu$ m	+ 0.44 arcsec
	50 $\mu$ m	+ 1.27 arcsec
	100 $\mu$ m	+ 8.66 arcsec
M2 mirror shift (Tx or Ty)	100 $\mu$ m	+ 0.11 arcsec
	200 $\mu$ m	+ 0.2 arcsec
	500 $\mu$ m	+ 0.33 arcsec
	1000 $\mu$ m	+ 0.76 arcsec

**Table 6** Simulated effects of the telescope prescription on the estimated Solar radius.

Error source	Nature of the error	Effect on the radius
T $^\circ$ change in the telescope	Distance M2–M1 along Z	+ 2.2 milli arcsec/+ 1 $\mu$ m
T $^\circ$ change in the telescope	Distance CCD–M1	+ 1.6 milli arcsec/+ 1 $\mu$ m
T $^\circ$ change in the CCD	CCD geometry	– 1.88 milli arcsec/+ 1 $^\circ$ C
T $^\circ$ change in the M1 mirror	Curvature of M1	+ 0.08 milli arcsec/+ 1 $^\circ$ C
T $^\circ$ change in the M2 mirror	Curvature of M2	+ 0.09 milli arcsec/+ 1 $^\circ$ C
T $^\circ$ gradient in the M1 mirror	Curvature of M1	+ 0.96 milli arcsec/+ 1 $\mu$ m
T $^\circ$ gradient in the M2 mirror	Curvature of M2	+ 4.54 milli arcsec/+ 1 $\mu$ m
T $^\circ$ gradient in the front window	Axial thermal gradient	+ 0.15 milli arcsec/+ 1 $^\circ$ C

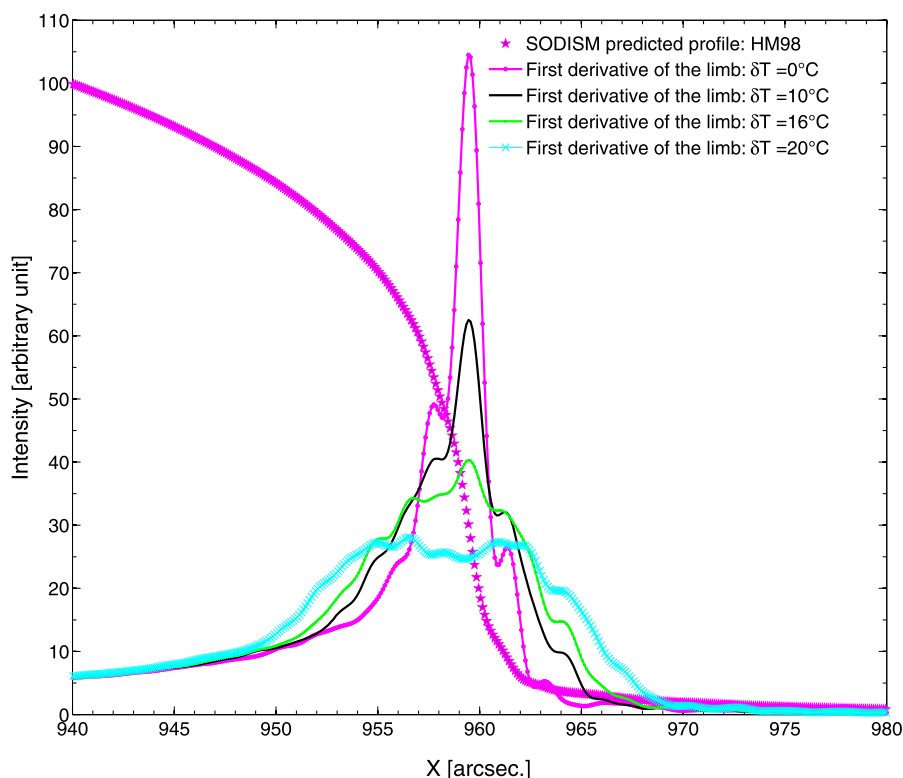
### 3.7.3. Stability Budget for the Diameter Measurements of the Sun

Solar diameter measurements are impacted if any optical element translates or rotates more than is acceptable. We have performed a model based on a solar diameter defined by the position of the inflection point at the solar limb and on an optical model of the different possible motions of the SODISM instrument. This model is then converted into an error budget for the mechanical positioning, which is provided in Table 6 (for a nominal configuration). SODISM appears robust against changes of the order of few microns or few degrees of temperature.

### 3.7.4. Effects of Gradients in the Front Window

We analyze the effect of a radial thermal gradient in the front window. The impact of various center-to-edge temperature gradients in the front window is shown in Figure 9. Thermal gradients in the front window result in a significant evolution of the FWHM solar limb first derivative. A defect in the pupil can cause a variable effect on the field of the telescope. It can be verified that the FWHM solar limb first derivative depends on the radial thermal



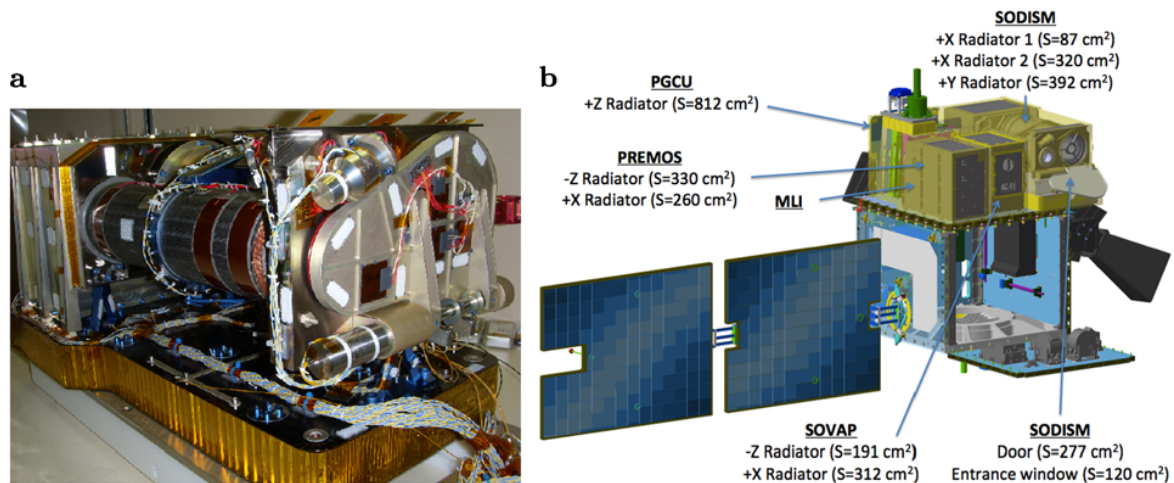


**Figure 9** SODISM predicted solar limb profile at 607.1 nm for the HM98 model (with  $\delta T = 0^\circ\text{C}$ ), in magenta (stars). The figure also displays the first derivative of the predicted solar limb for different radial thermal gradients  $\delta T$  in the front window.

gradient in the front window and that the inflection point appears to be difficult to determine when the gradient increases. This makes the front window thermal gradient very critical (the shape of the thermal gradient is shown in Figure 11).

#### 4. Thermal Control, Thermal Model, and Thermal Balance Test

Space observations offer many benefits such as the removal of all atmospheric optical effects. Unfortunately, these advantages come with a batch of drawbacks, one of the largest being “thermo-mechanico-optical” issues. As the Sun–Earth’s distance varies naturally by 1.6 % along the year, the main thermal load is modulated by  $\sim 3.2\%$  and the location of the abrupt transition created by the steep solar limb on the near-focus optical elements and on the CCD varies accordingly. Additionally, the whole platform is further subject to thermal inputs from the Earth. They vary along the orbit because the platform maintains a fixed attitude with respect to the Sun and therefore is not fixed with respect to the Earth, and because the terrestrial surface is not homogeneous (lands and seas, *etc.*). They also vary on a weekly and a yearly basis since the Earth’s climate has seasons and changing weather conditions. Finally, various degradations can affect the platform and the instrument, with consequences for their sensitivity to impinging thermal radiations. Consequently, a space telescope in low Earth orbit (LEO) is exposed to a thermal environment that evolves over an extremely wide range of temperatures.



**Figure 10** (a) SODISM during assembly. (b) Locations of the *Picard* radiators.

#### 4.1. The Thermal Control System (TCS)

Thermal control is essential to guarantee the best possible performance and eventual success of the mission, but it is also needed to keep some subsystems safe, within a required temperature range. A thorough thermal strategy has therefore been implemented. It consists of

- i) an efficient thermal protection of the overall telescope *via* multi-layer insulation (MLI),
- ii) design and material choices that protect the exposed parts against solar illumination and further thermal issues, and
- iii) the implementation of a complex thermal control system (TCS) that monitors many thermal sensors and drives several heaters (Figure 10a).

The first two items pertain to passive thermal control: thermal insulation, radiators, surface finishes (coatings, paints, and treatments), and thermal washers which reduce the thermal coupling at platform interfaces. The thermal radiators have been oriented in the direction of cold space (avoiding solar flux) in order to offer the best heat rejection capability.

The *Picard* payload includes several radiators. Those are devices with a large area which rejects the heat by radiating it to space. It is desirable for their surface to have a high value of  $\varepsilon$  (emittance between 3 and 100  $\mu\text{m}$ ) and a low value of  $\alpha$  (solar absorptivity between 0.2 and 3  $\mu\text{m}$ ) in order to maximize their heat rejection and to minimize the solar inflow. Thermal coatings are very efficient. But, unfortunately, they degrade over time. The locations of the *Picard* payload radiators are shown in Figure 10b. Thermal control coating surfaces, such as white paints, soft second surface mirror (SSM), or rigid back surface mirrors (BSM), are used. They have special thermo-optical properties (Table 7).

Before SODISM was made operational, its stay-alive heaters prepared it for the unpowered phase (survival in cold conditions using three thermo-switches and three heaters). In non-operating mode, the in-orbit temperature range is foreseen to be  $[-35\text{ }^{\circ}\text{C}; +50\text{ }^{\circ}\text{C}]$ . This avoids any degradation of the structure, electronics and optical parts.

The active temperature control system includes the hardware that is needed to heat and to measure the temperature of the controlled components of the telescope, including the structure, the mirrors, the mechanisms, *etc.* But this system also implied a software development for the thermal control algorithm. The latter defines several areas that are located all over the structure and are independently controlled. Each area consists of a set of heaters, mounted in the same electrical circuit, for which the heating power is adjusted based on the temperature measured by a sensor located in the vicinity. Critical areas are controlled redundantly.

**Table 7** SODISM radiators.

Denomination	Coating surface	$\alpha_{\text{BOL}}/\alpha_{\text{EOL}}$	$\varepsilon_{\text{BOL}}/\varepsilon_{\text{EOL}}$
+ X radiator 1	Silvered SSM	0.14/0.18	0.75/0.75
+ X radiator 2	SG121FD white paint	0.17/0.25	0.88/0.88
+ Y radiator (CCD)	SG121FD white paint	0.17/0.25	0.88/0.88
Door	Silvered SSM	0.14/0.18	0.75/0.75
Front window	Optical coating	$\leq 0.15/?^*$	0.81/0.81

BOL: Begin Of Life, EOL: End Of Life (design hypothesis), ?\* = Unknown ageing

The temperature set point of each area is reprogrammable and was adjusted during the commissioning phase. The thermal control is based on a Proportional Integral (PI) feedback. The instrument stability strongly depends upon the precise definition of the parameters of these feedback loops. The onboard electronic system calculates continuously the optimized electrical power needed to achieve the instrument thermal control.

The heaters are of laminar type (copper resistive circuit encased in a Kapton film). They are bonded to the structure. Critical heaters are redundant.

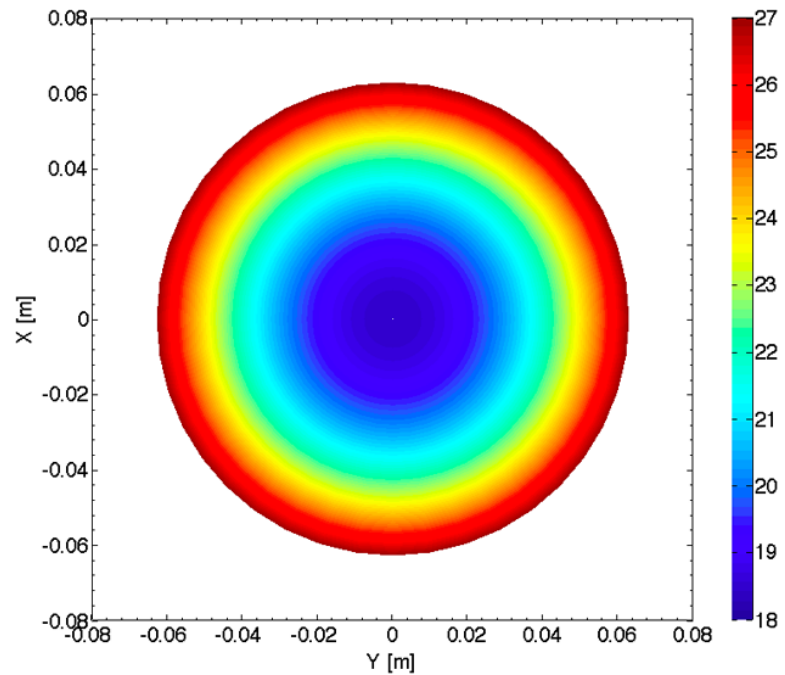
The temperature sensors are used for the thermal control process, as well as for the telescope housekeeping, thereby enabling *a posteriori* thermo-mechanical modeling. Analog temperature sensors (AD590MF-883B) have been used for high accuracy and high stability. They have been calibrated so as to offer an accuracy of  $\pm 0.1$  °C. There are 45 temperature sensors on the entire telescope and three for the electronics units (information supported by the payload management unit). Twenty heaters are used to thermally stabilize most regions of the instrument at  $20$  °C  $\pm 1$  °C. In particular, the temperature of the interference filters is kept at  $20$  °C  $\pm 1$  °C to avoid spectral shifts of their bandwidth. The CCD is thermally controlled at  $\sim -7$  °C  $\pm 0.2$  °C to avoid any thermal expansion of its pixels, hence maintaining its geometry, and to limit the effects of a dark signal and hot pixels.

The temperature of the front window cannot be controlled but the modeling predicts that it is kept by design between  $0$  °C and  $40$  °C while Sun-pointed. The front window thermal gradient has a direct impact on the instrumental performance. The achieved model shows a significant thermal gradient on the front window ( $\sim 9$  °C). The core temperature of the front window is lower than that at the edge (initial solar absorptivity too low). Knowing the temperatures of the front optical elements (front window, green filter, prisms) permits to exploit these subsystems (Figure 11) metrologically.

#### 4.2. The Thermal Model and its Coupling to the Structural Model

A thermal model allows the estimate of the temperature variations and the gradients experienced by the telescope in different situations. It uses the dedicated Esarad and Esatan software packages from Alstom that operates by way of Monte Carlo ray tracing. The thermal model hence computes the exchanges of energy between the surfaces of the geometrical model as well as the heat fluxes impinging on the instrument and the thermal radiation escaping from it to cold deep space. The results obtained are given in Table 8. The parameters of the onboard TCS (Section 4.1) were originally deduced from this model and from the thermal balance test. They were subsequently adjusted during flight as spacecraft occultations by the Earth could be used as a temperature step response to estimate the instrument relaxation time, which is an important parameter of the thermal control. The first “eclipse season” started in November 2010.

**Figure 11** Thermal gradient  $\delta T$  (in  $^{\circ}\text{C}$ ) in the front window (prediction for the start of operation).



**Table 8** Temperatures and gradients provided by thermal analysis

Optical component and structure	Temperatures	Gradient
Primary Mirror M1	$23^{\circ}\text{C} < T < 25^{\circ}\text{C}$	$0.22^{\circ}\text{C}$
Secondary Mirror M2	$29^{\circ}\text{C} < T < 34^{\circ}\text{C}$	$1.18^{\circ}\text{C}$
CCD	$-7^{\circ}\text{C} \pm 0.2^{\circ}\text{C}$	$2.5^{\circ}\text{C}$
Carbon/carbon plate	$20^{\circ}\text{C} \pm 5^{\circ}\text{C}$	$0.8^{\circ}\text{C}$
Carbon/carbon tube	$20^{\circ}\text{C} \pm 5^{\circ}\text{C}$	$1.1^{\circ}\text{C}$
Mirror M1 plate	$20^{\circ}\text{C} \pm 5^{\circ}\text{C}$	$3^{\circ}\text{C}$
Mirror M2 plate	$20^{\circ}\text{C} \pm 5^{\circ}\text{C}$	$7.9^{\circ}\text{C}$
Filters wheels plate	$20^{\circ}\text{C} \pm 5^{\circ}\text{C}$	$1.5^{\circ}\text{C}$
CCD plate	$20^{\circ}\text{C} \pm 5^{\circ}\text{C}$	$9.3^{\circ}\text{C}$
Interference filter	$18^{\circ}\text{C} < T < 24^{\circ}\text{C}$	$0.1^{\circ}\text{C}$
Front window	$-19^{\circ}\text{C} < T < 37^{\circ}\text{C}$	$10^{\circ}\text{C}$

The output of the above thermal model can then be fed into the structural model in order to analyze the thermo-elastic behavior of the telescope. This strategy was already used to assess the optical performance of SODISM during its thermal balance test. Two typical cases of thermal configuration have been particularly studied: the winter solstice and the summer solstice loads. These two different thermal cases, once coupled to the structural model, have allowed analysis of the thermo-elastic behavior of the telescope structure and its consequences on the optical path.

A finite element analysis (FEA) program was also used to budget mechanical stability in the optical path (translations and rotations of the optics), and we could compute the sensitivity of the three main optical elements (M1, M2, and CCD) to a change of temperature of another element (Table 9).

These results show the robustness of the design, with the exception of initial alignments and the effects of the space environment, which are combined with the radial thermal gradient in the front window.

**Table 9** Displacement in the Z direction of M1, M2 and of the CCD for a +1 °C change in temperature on various elements of the telescope. This was obtained by thermo-mechanical analysis.

Heated element in the telescope	$\delta T$	dZ M1 [nm]	dZ M2 [nm]	dZ CCD [nm]
Primary mirror M1	+1 °C	-150.00	-0.13	-0.18
Secondary mirror M2	+1 °C	-0.03	25.30	-0.02
CCD	+1 °C	0.00	0.00	-51.41
Carbon/carbon plate	+1 °C	-15.55	51.87	9.08
Carbon/carbon tube	+1 °C	-31.89	35.81	-127.40
Mirror M1 plate	+1 °C	-37.91	-96.88	-47.58
Mirror M2 plate	+1 °C	58.69	81.18	30.96
Filters wheels plate	+1 °C	-45.58	-41.76	37.34
CCD support plate	+1 °C	-0.27	-0.17	87.42
Piezoelectric support	+1 °C	-149.98	10.56	8.05

### 4.3. The *Picard* Spacecraft Thermal Balance Test (TBT)

The *Picard* spacecraft thermal balance test was performed on the flight model. The thermal balance test was limited (no solar simulator and no optical performance). The thermal test was conducted from 17 April to 1 May 2009 (Intespace facility, France). Two equilibrium cases for the thermal balance (Hot case – Hc, and Cold case – Cc) were made. Test results provided sufficient data to correlate the thermal mathematical model. All sensors match predictions within 5 °C for both test cases (after correlation). The thermal balance test correlation has successfully confirmed the validity of the model.

## 5. The CCD and Its Electronics

### 5.1. The Charge Coupled Device (CCD)

SODISM uses a 42-80 CCD from E2V (9271-18-08, #60, Mehen). This imaging sensor is a frame-transfer matrix of  $2 \times 2048 \times 2048$  pixels, with 13.5  $\mu\text{m}$  square pixel size. The CCD area is split into two zones: one  $2048 \times 2048$  image zone (IZ) where the signal is accumulated during integration, and a  $2048 \times 2048$  memory zone (MZ) where the signal is stored during readout. The frame-transfer design would allow shutterless operations and exposing while reading out. However, neither of these two features is used and the main rationale for choosing this device has been synergy with the contemporaneous *CONvection ROTation and planetary Transits* (COROT) astrometric program (Lapeyrere *et al.*, 2006). The main characteristics of the SODISM CCD are given in Table 10. The Flight Model (FM) CCD is thinned and back-illuminated. This technology improves the sensitivity, especially in the MUV/NUV ranges. The sensor has a high quantum efficiency (QE) in the [370–950] nm spectral range.

It operates under multi-pinned phase (MPP) mode. Associated with a temperature controlled at about  $-7$  °C, the MPP technology reduces the dark signal to an acceptable level. But this temperature level, imposed by the spacecraft environment, cannot prevent a large spurious signal from the hot pixels, whose number increases along the mission.



**Table 10** Some characteristics of the SODISM CCD and associated camera.

Photo response global non-uniformity	At 400 nm	12.10 %
	At 550 nm	10.10 %
	At 650 nm	5.40 %
	At 750 nm	9.00 %
	At 900 nm	11.50 %
Quantum efficiency	At 300 nm	14.60 %
	At 350 nm	18.90 %
	At 400 nm	53.90 %
	At 500 nm	81.20 %
	At 650 nm	86.90 %
	At 800 nm	63.50 %
Charge Transfer Efficiency (CTE)	Vertical	0.999999
Maximum local dark signal	− 40 °C	$1.1 \text{ e}^- \text{ pixel}^{-1} \text{ s}^{-1}$
Maximum local dark signal	− 7.2 °C	$\sim 4.0 \text{ e}^- \text{ pixel}^{-1} \text{ s}^{-1}$
Maximum local dark signal (calculated)	+ 20 °C	$6493 \text{ e}^- \text{ pixel}^{-1} \text{ s}^{-1}$

## 5.2. Camera Electronics

The camera electronics has two functions. First, the electronics supplies the CCD and the shutter mechanism with the voltages, which they need for powering and biasing. It also provides the CCD and the shutter with the varied voltages that define the integration, exposure, frame transfer, and readout phases. Second, it amplifies and converts the low analog signals that are read out from the two output ports of the CCD into a stream of digital numbers that is directed to the computing unit *Picard* Gestion Charge Utile (PGCU, see Section 7), where the image is formed, processed, and most often, compressed. The camera was designed by the ‘Service d’Aéronomie’ of the CNRS. The shutter exposure occurs strictly *within* the duration of the electronic integration, which always exceeds the former by 0.4 s. Therefore, the dark signal integration time is longer than the illuminated exposure time by this amount. The shutter exposure duration can be programmed to take any value between 0.5 s and 16 s by steps of 0.1 s. The integration time goes in parallel from 0.9 s to 16.4 s. When the integration is over, given the frame-transfer structure of the CCD, the signal that has accumulated in the image zone is rapidly transferred to its memory zone. This takes only 20 ms and occurs anyway under dark conditions.

Another main function of the camera deals with signal amplification and analog-to-digital conversion (ADC). The gain of the preamplifier is  $\sim 0.0045 \text{ V/mV}$ . In order to avoid negative values that the ADC would not be able to convert, an offset is added to the signal before it is fed to the ADC. Its value is 32 mV, which is in the [840–850] DN range for the ‘left’ port of the CCD, and in the [810–820] DN range for its ‘right’ port. These values are systematically estimated onboard by calculating the average and the standard deviation of an under-scan area, and transmitting the (rounded) result of these as part of the housekeeping (HK). The ADC then operates on 16 bit, but for the lossy compressed images only 15 bit are retained. The pixel conversion cadence is 100 kHz, hence a CCD line rate of 10.2 ms per line, and a total readout duration of 22 s for a full frame (on the two CCD channels simultaneously). The overall gain of the readout chain has been estimated to be  $\sim 1.18 \text{ ADU/e}^-$ , *i.e.*  $K \cong 0.85 \text{ e}^-/\text{ADU}$  (when the image is coded on 16 bits), with a discrepancy of about 2 % between the two CCD ports. The readout noise (RN) is worth  $\sim 15 \text{ e}^- \text{ RMS}$ .

## 6. Mechanisms and Mechanical Design

### 6.1. The Front Door

The door at the entrance serves to protect the front window against contamination during the outgassing phase, between 15 June 2010 (launch date) and 21 July 2010 when the door was fully opened. It weights overall 0.98 kg and a large plate ( $168 \times 250 \times 54$  mm) covers or clears simultaneously the front window and the nearby ‘Senseur d’Ecartométrie Solaire’ (SES, *viz.* the four-quadrant sensor allowing fine solar pointing by the *Picard* platform).

The door can be commanded into three positions: ‘closed’, ‘partially closed’, and ‘opened’. The door is anticipated to always remain in open position during science operations. Once in space, its mechanism was operated to contribute to the outgassing phase of the instrument. Six days after launch, the door was first set into the ‘partially closed’ position for about a month. Then, on 21 July 2010, it was set into the ‘opened’ position. Late in the mission, it must be again operated (tests, and end of life of the spacecraft). The door has been qualified to survive a minimum of 1225 cycles (stepper gear-motor).

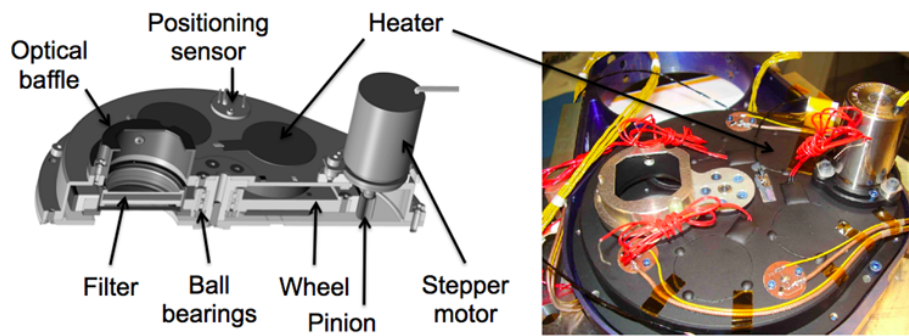
### 6.2. The Filter-Wheel Mechanism

Two filter wheels are located behind the shutter, the second one being  $\sim 15$  mm ahead of the CCD. Tele-commands can program angular positions for each of them. The main configurations are summarized in Table 11. Their main function is to select a channel, *i.e.* a spectral domain of observation for SODISM. The outer diameter of the various filter elements is 34 mm, but their area is actually limited by the diaphragming effect of their mount (32 mm). Each wheel accommodates five elements. On the second wheel, two of them are *not* narrow-band filters, nor an open aperture. The first one is a defocusing lens that can be inserted in cascade with the filters of the first wheel ahead, in order to *e.g.* contribute to assessment of the flatfield of the CCD. The second one is a diopter that has the same optical depth as the spectral filters, and which thus needs to be used (alone) during the stellar pointing when the low-transmitting filters have to be removed.

The wheels are actuated by stepper motors. The positioning time is less than 5.6 s. This is short, as compared to the nominal 1 min cadence of the camera. The precision of the

**Table 11** Usual configurations of the filter wheels.

Configuration purpose	Filter wheel #1	Filter wheel #2
215.0 nm observations	Filter ‘215’ (5)	Open (2)
393.37 nm observations	Open (1)	Filter ‘393’ (4)
535.7 nm helioseismic observations	Open (1)	Filter ‘535H’ (1)
535.7 nm observations	Filter ‘535D’ (2)	Open (2)
607.1 nm observations	Filter ‘607’ (3)	Open (2)
782.2 nm observations	Filter ‘782’ (4)	Open (2)
Blurred 215.0 nm observations	Filter ‘215’ (5)	Defocusing lens (5)
Blurred 535.7 nm observations	Filter ‘535D’ (2)	Defocusing lens (5)
Blurred 607.1 nm observations	Filter ‘607’ (3)	Defocusing lens (5)
Blurred 782.2 nm observations	Filter ‘782’ (4)	Defocusing lens (5)
Stellar observations	Open (1)	Diopter (3)
Dark signal observations	Any	Any



**Figure 12** (Left) Mechanical design of the filter wheel. (Right) One of the two filter wheels during the assembly of the SODISM qualification model.

positioning of a filter around the optical Z axis is  $\pm 20$  arcmin. To minimize the risk of contamination, molybdenum disulfide (MoS<sub>2</sub>) is used as the (solid) lubricant on the ball bearings of the wheels. Those mechanisms (Figure 12) have had to operate in vacuum at 293 K during a 6-month ground test, and then for 2 years at least in space. The filter wheels have been qualified to survive a minimum of 444 400 cycles (one cycle is a two-way motion).

### 6.3. The Shutter

The SODISM mechanical shutter is an electro-programmable device with a large 35 mm aperture. VS35 types were procured from Vincent Associates/Uniblitz (<http://www.uniblitz.com>). This reference has been used in other space-borne applications in the past. Its space heritage includes the *Shuttle Ozone Limb Sounding Experiment* (SOLSE) in 1997 and SOLSE-2 in 2003 aboard the *Space Shuttle*. A 25 mm version flew to Comet Halley aboard the *Vega Probes* in 1986. The uncased version allowed flexibility for integrating the VS35 shutter in SODISM. The FM shutter has thereafter been qualified to survive a minimum of 1 329 560 opening and closing operations.

The electronics associated with the shutter permits exposure times comprised between 0.5 second and 16 seconds. It needs less than 30 milliseconds to switch from closed to opened or back. The exposure time is measured with an accuracy of  $\pm 36$  microseconds in agreement with the needs of the science objectives, in particular those of the helioseismology. This information is telemetered as part of the HK information.

## 7. Design of the Payload Management Unit and of the Flight Operations

The *Picard* payload is programmed by a main onboard electronics called the ‘PGCU’ (“*Picard* Gestion Charge Utile” which stands for “Payload Management Unit”). The PGCU receives the tele-commands sent by the *Picard* Payload Data Centers in Brussels and Toulouse (Irbah *et al.*, 2010; Pradels *et al.*, 2012) and processes them sequentially. CCD images can be compressed onboard the PGCU in different ways before being transmitted. The Langevin (LGV) algorithm (Said and Pearlman, 1996; Langevin and Forni, 2000) has been implemented as part of the onboard software and is normally set at a rate of 16, although rates of 8 and 4 can be programmed too. The LGV compression is nominally used for full-field full-resolution (FFFR) images, except for the defocused and the dark signal frames. A lossless compression is carried out by the ‘PLLC’ (*Picard* lossless cruncher), which has been developed by E. Remeteau under CNES ownership. During commissioning, the exposure



duration for each channels was confirmed to be optimal at 1.2 s for ‘215’, 1.3 s for ‘393’, 1.0 s for ‘535D’, 6.9 s for ‘535H’, 0.97 s for ‘607’, and 1.1 s for channel ‘782’. These values were used for almost all further image acquisitions, except for the two UV channels for which sensitivity degradation had to be compensated by successive increases of their exposure times. Everyday operations consist of programming SODISM observations on the basis of a fixed daily template, the so-called *Routine* composed of a few observational programs.

- *The full frame full-resolution synoptic monitoring*: In the frame of SODISM Routine, three daily full-field full-resolution images are produced in each of the six channels, except for the ‘393’ one that delivers about 11 FFFR images per day instead of six. These FFFR images are lossily (LGV) compressed onboard. The primary role of the FFFR observations is to monitor the solar surface, and particularly the differential rotation and the various signatures of magnetic activity.
- *The DL wide annulus program*: The last dataset produced by the Routine corresponds to the so-called DL annuli images. They are carried out in all channels (contrarily to HL, which occurs in ‘535H’ only). Their thickness has been 40 pixels all along, and their frequency has been 22 observations per channel and per day.
- *The macro-pixel (MP) program*: A second program involves also full-field images: the MP series generates ‘535H’ images once per minute, interrupted by the other monitoring. MP images are binned onboard into  $256 \times 256$  frames. The primary application of the MP sequence is on-disc helioseismology.
- *The HL narrow annulus program*: The program of the Routine supports helioseismology too. One ‘535H’ MP acquisition out of two is not only binned into an MP image, but also cropped into a narrow annulus image in order to spare the telemetry budget (2-mn, without interruptions of other programs). These data are losslessly compressed and they are dubbed “HL”. The annulus used to be 22-pixels thick until March 2012, when it was increased to 31 pixels henceforth.

Some calibration data are also acquired in the context of the Routine: dark signal and defocused images. The latter employ the defocusing lens available on the second filter wheel. The duration of integration of the former has been cycling after September 2012. It must finally be mentioned that the Routine program adapts to the “eclipse season”, *i.e.* from mid November to early February. In particular, FFFR images of the Sun partly absorbed by the Earth atmosphere are recorded; this is the so-called MAB mode (Absorption mode).

SODISM special operations belong to two types. The first type of manual procedures corresponds to the commissioning phase (June–September 2010). The second category includes all other calibration campaigns. Yet, it is worthwhile mentioning those which have a significant calibration role.

- i) *Spacecraft rolling (also known as ‘MDO’)*: During such campaigns, the whole *Picard* spacecraft revolves around the *Picard*-Sun axis by steps of  $30^\circ$ . Such campaigns were carried out several times in different channels. They aim at estimating the asphericity – and particularly the oblateness – of the solar disc. Besides, they contribute to the calibration of the field of distortion and to large scale flat-fielding. As compared to the original plan, the MDO procedure has been improved to permit revolving *Picard* twice, instead of only once, or alternatively, to double the repetend duration (roll maneuver + data acquisition) from one up to two orbits. In addition, one of the MDO campaigns produced FFFR images instead of the normally planned annuli images.
- ii) *Stellar pointing (also known as ‘MES’)*: In addition to its corner images (which provide a way to investigate possible evolutions of the telescope magnification), *Picard* is able to overturn and observe stars in the night sky. Pairs of stars, separated by *circa* a

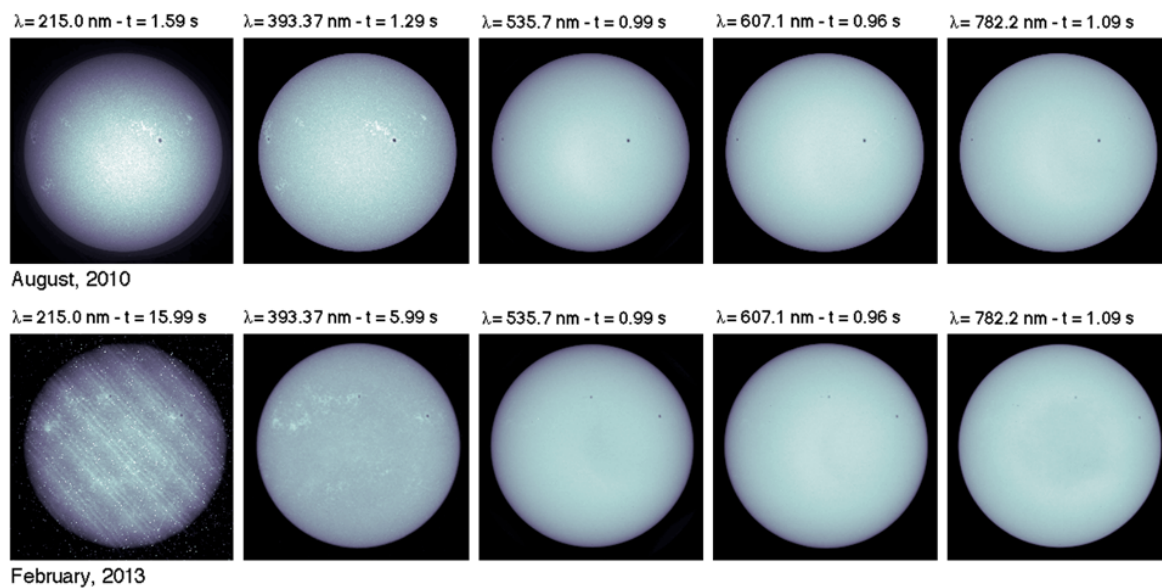
- solar angular diameter, were selected before launch and hard-coded in the operational scheme. This was meant to offer an absolute calibration of SODISM's magnification, but it provides other benefits to SODISM, as well as to the rest of the payload.
- iii) *Scan of the exposure time*: In few occasions, the exposure time was scanned from its minimum value (0.5 s) up to saturation. This is important to discriminate the effects of the stabilization systems. Additionally, it allows studying tradeoffs and the mixed effects of a larger SNR, higher cosmic ray hits (CRHs) density, and LGV compression rates.
  - iv) *Burst mode*: Normally, routine operations bring forth three FFFR images per day (11 in the case of the '393' channel). This cadence is insufficient to catch flares or to precisely track the motion and brightness variations of sustained features. High-cadence sequences were run (between 17 and 20 May 2012) at the maximal cadence of one image per minute, until all onboard buffers were filled up, which allowed taking data for 4 to 8 hours depending on the channels.
  - v) *Internal off-pointing*: The piezoelectric actuators have been commanded to impose rotational scans of the M1 mirror, resulting in mild amplitude translations of the Sun in the FOV. Such sequences enable the reconstruction of the instrumental flatfield (combining filters and CCD flatfields): see Section 3.5.3.
  - vi) *Piston mode*: The piezoelectric actuators can also be collectively actuated in order to impose a translational motion of the M1 mirror along its *Z* optical axis (instead of a rotation around the *X* and *Y* axis as mentioned in the previous bullet-point). This mode results in an exploration of the focusing.
  - vii) *Spacecraft off-pointing*: Although they require special preparation at CNES, large off-points (enabled by platform maneuvers) allow exceeding the limited amplitude of M1 rotations. This is useful in order to *e.g.* position the corner images in the center of the FOV. This special operation occurred on 11 March 2012.
  - viii) *Bake-outs*: This special procedure heats the CCD temperature up to  $\sim 20$  °C. It does not allow removal of possible contaminants that have probably been polymerized in the meanwhile, but it does allow partial passivation of the hot pixels. The ones of the imaging zone (IZ) are only reduced in amplitude, but more importantly, the hot pixels of the memory zone (MZ) too; this has the beneficial effect of lowering the main component of the dark signal and associated noise. Bake-outs were performed in June 2011 (2 days) and in June 2012 (3 days).

## 8. Observational Results, and Science Exploitation Program

### 8.1. SODISM in Space and Observational Results

The *Picard* spacecraft is on a Sun-synchronous orbit at an altitude of  $\sim 735$  km, allowing us to observe the Sun non-stop, except for short periods during a November–January 'eclipse season' when the Earth comes within SODISM line-of-sight once per orbit. The spacecraft AOCS is continuously operated to maintain the solar rotation axis in a constant direction, *i.e.* ordinarily the solar poles are in a direction parallel to the vertical axis of SODISM images.

The SODISM door was opened in July 2010 (after some faltering). Its two filter wheels and its shutter mechanisms operate flawlessly since then, almost every minute. As to its flight software, no substantial errors were encountered; the commanding and the onboard data handling perform as they were intended to. The Level 0 (L0) data products are correctly generated every day at the *Picard* Payload Data Center situated at BUSOC in Brussels (Irbah

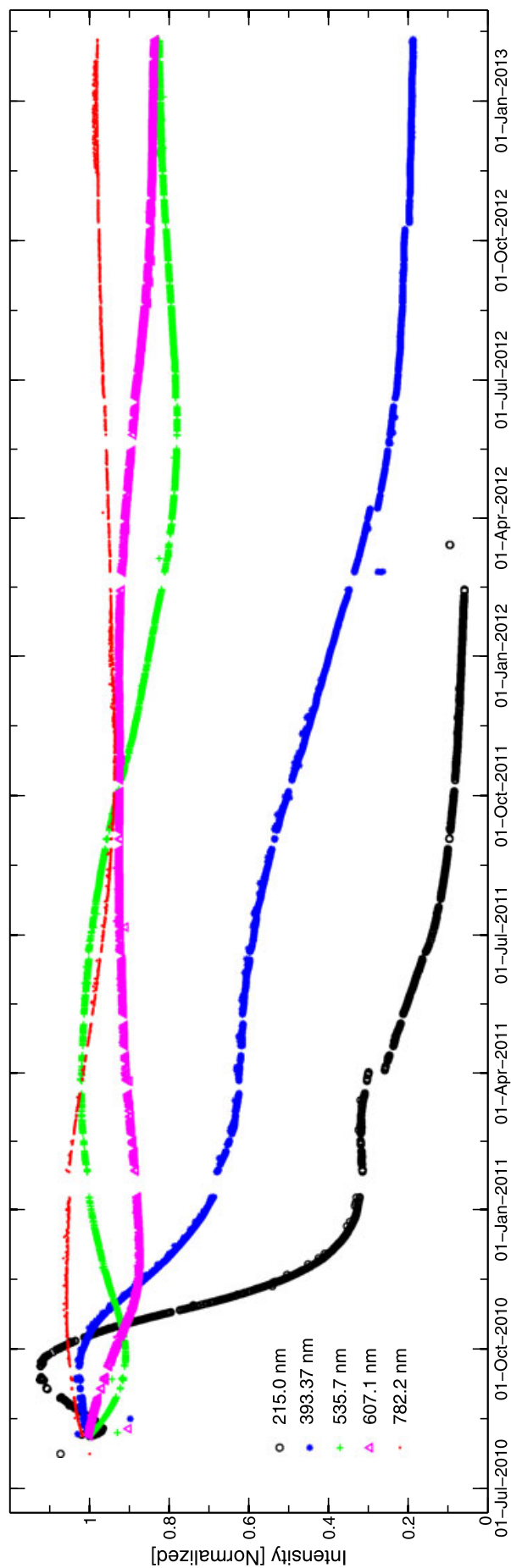


**Figure 13** Solar images in the different SODISM channels (Level 1 data products). The images in the upper row were taken in August 2010, near the beginning of operations, while the images in the lower row in February 2013. By early 2013, the ‘215’ channel has lost more than 90 % of the initial intensity (bad flatfield, effect of the out of band rejection?).

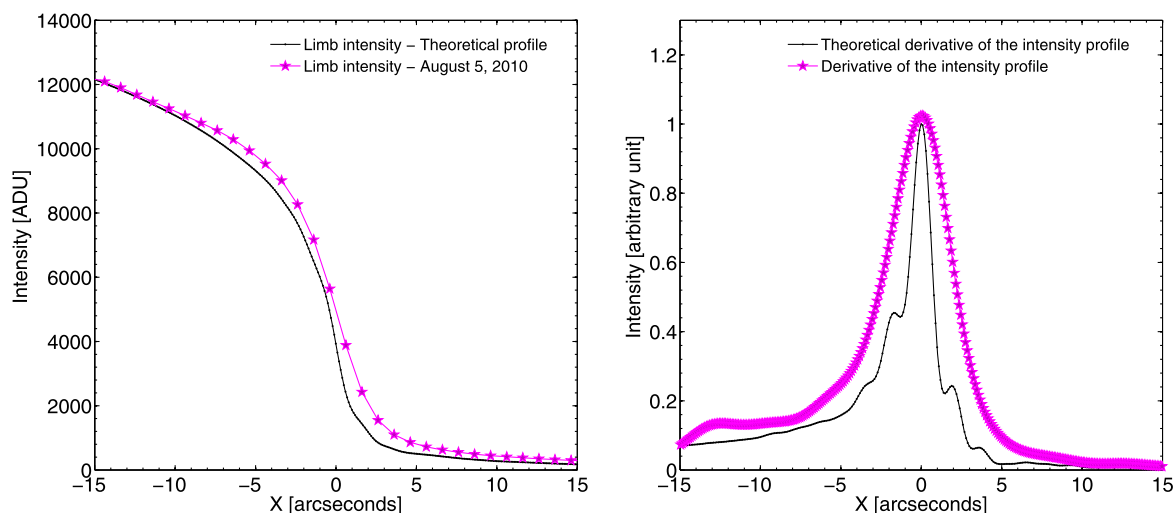
*et al.*, 2010). SODISM has recorded more than one million solar images since the beginning of the mission in June 2010 and is still operating in 2013. The upper part of Figure 13 shows a sample of Level 1 solar images at the five wavelengths recorded in August 2010, while the lower part represents solar images recorded in February 2013. All have been corrected for dark current and flatfield (using the method proposed by Kuhn, Lin, and Loranz 1991). We have observed that in 2013, the ‘215’ and ‘393’ images exhibit in a 2013 a flatter Center-to-Limb Variation (CLV) than in 2010. This is due to the expected loss of sensitivity in these ultraviolet channels.

The integrated intensity in SODISM images at all wavelengths has been computed since the beginning of the mission and their temporal evolution is displayed in Figure 14, where UV channels are seen to experience degradation. By early 2013, the ‘215’ channel has lost more than 90 %, and ‘393’ about 80 % of its initial sensitivity. The degradation is probably induced by the polymerization of contaminants on the front window and/or on the other optical elements under solar UV exposure. Note that the integrated intensity for the visible and near infrared channels shows a temporal oscillation but remains relatively constant. We are currently investigating why the degradation is not a decreasing function for all channels.

We then study the quality of the first SODISM images to see whether the solar diameter measurement can be achieved with those data. We show in Figure 15 the solar limb intensity darkening extracted from solar images recorded at 607.1 nm. We compare it with an empirical parametric model of the LDF HM98 convolved with the nominal PSF of the instrument. The PSF is obtained with an optical model of the instrument (Irbah *et al.*, 2010). The left side of Figure 15 compares the convolved LDF at 607.1 nm with the LDF that is actually observed. We next compute the first derivative of those two LDFs to better evaluate their spread (right panel in Figure 15). The observational curve gives an indication of the image quality. We notice that the solar limb recorded with SODISM is significantly wider than the spread expected from the model. The slope of the observed intensity profile – defined as the full width at half (or 70 %) maximum (FWHM) of its first derivative – is wider than expected by  $\sim 3$  arcsec. This could be due to a misalignment of the optical elements



**Figure 14** Normalized time series of the integrated intensity since the beginning of the mission. Black circles show the '215', blue the '393', green the '535', pink the '607', and red the '782' channel.



**Figure 15** (Left) LDF at 607.1 nm (theoretical in black and observed in pink). (Right) First derivative of the LDF at 607.1 nm (theoretical and observed). The HM98 parametric model of the LDF, convolved with the theoretical PSF of SODISM is represented by continuous black curves. The August 2010 data are over-plotted in pink.

(see Table 5), combined with thermo-optical effects, which can also blur the image. In itself, this does not disqualify the scientific objective since it is equivalent to having a telescope with a smaller aperture, giving the observed PSF. But it would have to be time invariant, *i.e.* constant during the entire mission. However, the solar limb FWHM evolves with time: it displays a modulation in phase with the orbit due to the Earth's atmospheric radiation, which affects the observations (Irbah *et al.*, 2012), as well as a long-term worsening trend due to degradation (Figure 16). Additionally, the solar limb FWHM at the equator is more spread out than the FWHM at the pole, which shows that some corrections are still missing.

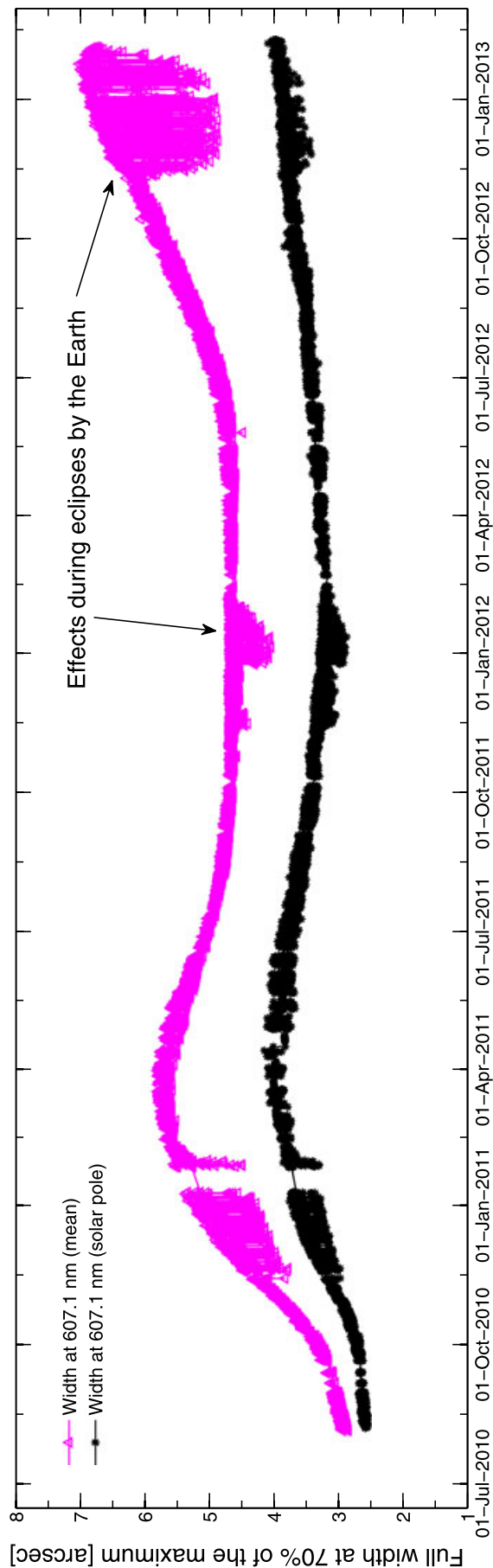
The temporal variations shown in Figure 16 do not have a random behavior. They can be modeled, and it is actually our quest to develop a model that will allow correction of the data for the instrumental changes.

The transit of Venus has been observed with *Picard* on 5–6 June 2012. On this occasion, special observations were carried out and they appear already to be very useful for the PSF calibration and modeling purpose.

The SODISM thermal model is also necessary for the data correction. We observed that the elements of SODISM that are thermally controlled (primary mirror, interferences filters, CCD) and not exposed to the Sun remain stable in temperature (very good correlation with the thermal model of the instrument derived from the thermal balance test), unlike the front window temperature (mechanical interface) which has varied significantly since the beginning of the mission (Figure 17). During the orbit, SODISM solar radius measurement and front window temperature have the same behavior (an unobservable effect with ground tests). A good modeling of this optical component is required.

Space is known to represent a harsh environment for optical instruments. Several physical phenomena can lead to severe degradation of the optical performance in space. In the case of SODISM these effects entail solarization and polymerization of molecular contamination. As a result, the thermo-optical properties of the front window drift. Its temperature map needs to be reconstructed from the data themselves. However, in general terms, we can already expect that its center-to-edge temperature gradient  $\delta T$  evolves.





**Figure 16** Evolution of the solar limb FWHM at 607.1 nm from the start of the mission. The spread is measured as the full width at 70 % of the maximum of the first derivative. The black curve is the average along the circumference.

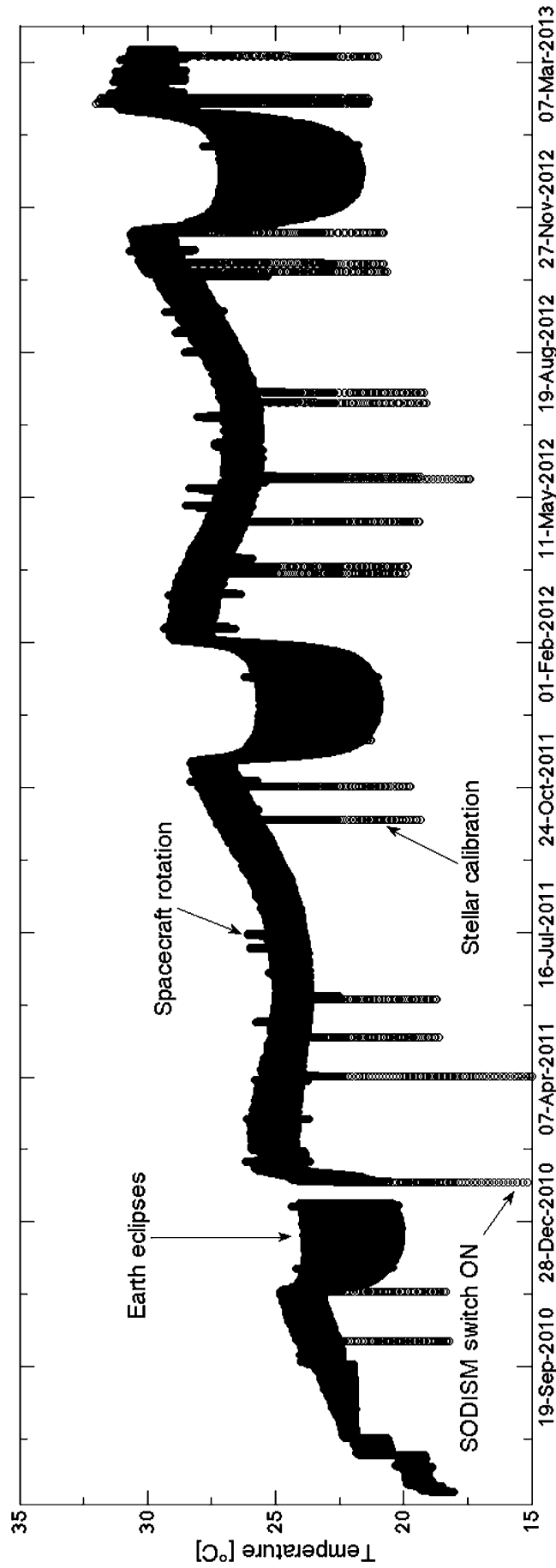
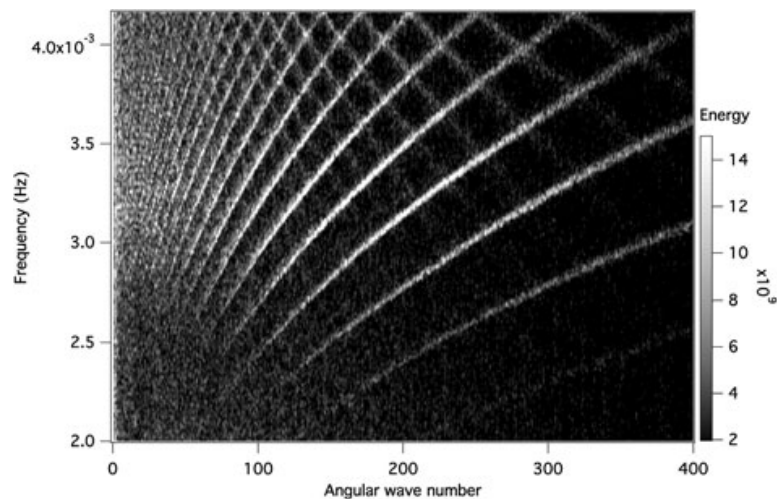


Figure 17 General ageing of the thermal control of SODISM (temperature of the front window interface).



**Figure 18**  $l$ - $\nu$  diagram computed from 3 days of SODISM observations (limb images). In April 2011, three consecutive days were dedicated to helioseismic measurements at 535.7 nm without interruption.



## 8.2. Helioseismology Program

We look now at the impact of the mentioned image quality issue on the *Picard* helioseismology program. From the first days of in-flight *Picard* operations, we have continuously produced  $l$ - $\nu$  diagrams from the set of Macro-Pixel images. The ridges are well defined up to  $l = 300$ . With long enough time series and a duty cycle above 70 %, this allows to conduct the medium- $l$  program (Corbard *et al.*, 2008), *i.e.* to fit mode parameters and perform inversion for the internal rotation profile (Corbard *et al.*, 2013). Therein, 769 oscillation modes with spherical harmonics up to  $l = 99$  are fitted and frequency splittings inverted showing the differential rotation rate throughout the convection zone and the steep gradient in the tachocline. The image blur has no negative impact on this program which uses binned images. It even actually reduces the spatial aliasing.

Before developing the program of helioseismology at the solar limb, it is important to show whether or not the instrumental defocusing prevents the detection of  $p$  modes at the extreme limb, where we know they can be amplified (Toutain, Berthomieu, and Provost, 1999). To answer this question, SODISM telescope data recorded in April 2011 at 535.7 nm have been analyzed. They consist of a ring of 22-pixel width centered on the solar edge and recorded every 120 seconds during 3 consecutive days. The analyzed data series has a duty cycle of 95 %. Each ring image is divided into several sectors (here 600) over which the intensity is computed on a smaller ring of 10 pixels centered on the solar image. The whole data set is then assembled in a matrix of  $600 \times 2160$ . A 2D Fourier Transform is made on the obtained matrix leading to the result shown in Figure 18. This clearly shows that the  $p$  modes are also detected in SODISM limb images recorded every two minutes.

## 8.3. Astrometry Program

First results of the astrometry program include a study of the June 2012 Venus transit for solar diameter determination (Meftah *et al.*, 2013b), and an analysis of the solar oblateness. In addition, SODISM data can provide an estimate of the parameters of the differential rotation and meridional flow as a function of time and wavelength. Feature detection has been developed in SODISM images (Djafer, Irbah, and Meftah, 2012). This method is now used to analyze the SODISM data together with the solar images recorded on the same date with the twin *Picard* ground-based telescope (Meftah *et al.*, 2012).

## 9. Summary and Scientific Prospects for SODISM

At the time of writing of this instrumental paper (2012 and early 2013), SODISM has already performed space observations for more than 2 years. This paper provides a detailed view on the design and specifications, flight operations, first observations and estimated sensitivity of the instrument to thermal and mechanical effects inherent to its low orbit and spacecraft capability.

SODISM was in good instrumental health during these 2.5 years, except for its degradation in the UV channels. The raw images have revealed some optical aberrations that blur the images in an evolving way.

SODISM provides a distinctive opportunity to investigate solar oscillations from intensity variations observed at the limb and on the disc. This investigation and the comparison with studies using the velocity signal is important because it provides useful information on the instrumental and solar background noises. This is a way to improve our understanding of the physics of solar oscillations and their interaction with convection and the solar atmosphere and this can contribute to a more reliable interpretation of helioseismic results.

Measurement of solar asphericity at several wavelengths is achievable with this instrument. The magnitude of the solar oblateness is an important observable to constrain models of the solar interior. However, its very small value (the difference in equator to pole radius is less than  $10^{-2}$  arcsec) justifies specific attention.

Another achievable objective is an absolute determination of the solar diameter from SODISM, from the Venus transit data. This transit during the lifetime of *Picard* has offered a unique opportunity to determine accurately the solar diameter from the duration of the transit. The relative position of Venus and the Sun are known with very high accuracy from ephemeris, which allows determination of the solar diameter with low uncertainty. These data provide also the possibility to estimate the centre to limb variation of the solar flux, as SODISM took full images at four wavelengths (393.37, 535.7, 607.1, and 782.2 nm, with some preference for 607.1 nm) during the ingress and egress of Venus.

Finally, various other investigations can be performed such as the evolutions of the supergranular pattern, differential rotation in all spectral channels, chromospheric studies, *etc.*

**Acknowledgements** *Picard* is a mission supported by the CNES, the CNRS/INSU, the Belgian Space Policy (BELSPO), the Swiss Space Office (SSO), and the European Space Agency (ESA). The SODISM instrument has been built by CNRS – LATMOS. We thank CNES, CNRS, and CEA for their support as well as all participants providing their expertise to this project. We wish to express our gratitude to the members of the calibration facility station of IAS (France) who participated in the preparation of this mission, and the help of the LESIA laboratory (France). Numerous individuals have been involved in this project. The authors thank the referee and the Editor in Chief for the constructive remarks and suggestions.

## References

- Appourchaux, T., Toutain, T.: 1998, Sounding solar and stellar interiors. In: Provost, J., Schmitter, F.-X. (eds.) *IAU Symp.* **181**, Poster volume, 5. Kluwer Academic Publishers, Dordrecht.
- Assus, P., Irbah, A., Bourget, P., Corbard, T., PICARD Team: 2008, Monitoring the scale factor of the PICARD SODISM instrument. *Astron. Nachr.* **329**, 517. doi:[10.1002/asna.200710987](https://doi.org/10.1002/asna.200710987).
- Badache-Damiani, C., Rozelot, J.P., Coughlin, K., Kilifarska, N.: 2007, Influence of the UTLS region on the astrolabes solar signal measurement. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **380**, 609–614. doi:[10.1111/j.1365-2966.2007.12079.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2007.12079.x).
- Bertello, L., Ulrich, R.K., Boyden, J.E.: 2010, The Mount Wilson Ca II K plage index time series. *Solar Phys.* **264**, 31–44. doi:[10.1007/s11207-010-9570-z](https://doi.org/10.1007/s11207-010-9570-z).
- Brown, T.M., Christensen-Dalsgaard, J.: 1998, Accurate determination of the solar photospheric radius. *Astrophys. J. Lett.* **500**, L195. doi:[10.1086/311416](https://doi.org/10.1086/311416).

- Conscience, C., Meftah, M., Chevalier, A., Dewitte, S., Crommelynck, D.: 2011, The space instrument SO-VAP of the PICARD mission. In: *SPIE CS-8146*. doi:[10.1117/12.895447](https://doi.org/10.1117/12.895447).
- Corbard, T., Boumier, P., Appourchaux, T., Jiménez-Reyes, S.J., Gelly, B., PICARD Team: 2008, Helioseismology program for the PICARD satellite. *Astron. Nachr.* **329**, 508–516. doi:[10.1002/asna.200710986](https://doi.org/10.1002/asna.200710986).
- Corbard, T., Salabert, D., Boumier, P., Appourchaux, T., Hauchecorne, A., Journoud, P., Nunge, A., Gelly, B., Hochedez, J.F., Irbah, A., Meftah, M., Renaud, C., Turck-Chièze, S.: 2013, Helioseismology with Picard. *J. Phys.* **CS-440**. doi:[10.1088/1742-6596/440/1/012025](https://doi.org/10.1088/1742-6596/440/1/012025).
- Coulter, R.L., Kuhn, J.R., Lin, H.: 1996, The precision solar photometric telescopes. In: *AAS Meeting Abstracts #188, Bull. Am. Astron. Soc.* **28**, 912.
- Couvidat, S., Schou, J., Shine, R.A., Bush, R.I., Miles, J.W., Scherrer, P.H., Rairden, R.L.: 2012, Wavelength dependence of the helioseismic and magnetic imager (HMI) instrument onboard the solar dynamics observatory (SDO). *Solar Phys.* **275**, 285–325. doi:[10.1007/s11207-011-9723-8](https://doi.org/10.1007/s11207-011-9723-8).
- Crane, P.C., Floyd, L.E., Cook, J.W., Herring, L.C., Avrett, E.H., Prinz, D.K.: 2004, The center-to-limb behavior of solar active regions at ultraviolet wavelengths. *Astron. Astrophys.* **419**, 735–746. doi:[10.1051/0004-6361:20040012](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20040012).
- Damé, L., Hersé, M., Thuillier, G., Appourchaux, T., Crommelynck, D., Dewitte, S., Joukoff, A., Fröhlich, C., Laclare, F., Delmas, C., Boumier, P.: 1999, PICARD: simultaneous measurements of the solar diameter, differential rotation, solar constant and their variations. *Adv. Space Res.* **24**, 205–214. doi:[10.1016/S0273-1177\(99\)00502-5](https://doi.org/10.1016/S0273-1177(99)00502-5).
- Delache, P., Kroll, R.J.: 1994, Panel discussion on Solar diameter variations. In: Nesme-Ribes, E. (ed.) *The Solar Engine and Its Influence on Terrestrial Atmosphere and Climate*, 193.
- Delache, P., Gavriusev, V., Gavriuseva, E., Laclare, F., Regulo, C., Roca Cortes, T.: 1993, Time correlation between solar structural parameters – p-mode frequencies, radius, and neutrino flux. *Astrophys. J.* **407**, 801–805. doi:[10.1086/172561](https://doi.org/10.1086/172561).
- Djafer, D., Irbah, A., Meftah, M.: 2012, Identification of sunspots on full-disk solar images using wavelet analysis. *Solar Phys.* **281**, 863–875. doi:[10.1007/s11207-012-0109-3](https://doi.org/10.1007/s11207-012-0109-3).
- Egidi, A., Caccin, B., Sofia, S., Heaps, W., Hoegy, W., Twigg, L.: 2006, High-precision measurements of the solar diameter and oblateness by the solar disk sextant (SDS) experiment. *Solar Phys.* **235**, 407–418. doi:[10.1007/s11207-006-0073-x](https://doi.org/10.1007/s11207-006-0073-x).
- Ermolli, I., Solanki, S.K., Tlatov, A.G., Krivova, N.A., Ulrich, R.K., Singh, J.: 2009, Comparison among Ca II K spectroheliogram time series with an application to solar activity studies. *Astrophys. J.* **698**, 1000–1009. doi:[10.1088/0004-637X/698/2/1000](https://doi.org/10.1088/0004-637X/698/2/1000).
- Ermolli, I., Criscuoli, S., Uitenbroek, H., Giorgi, F., Rast, M.P., Solanki, S.K.: 2010, Radiative emission of solar features in the Ca II K line: comparison of measurements and models. *Astron. Astrophys.* **523**, A55. doi:[10.1051/0004-6361/201014762](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201014762).
- Ermolli, I., Matthes, K., Dudok de Wit, T., Krivova, N.A., Tourpali, K., Weber, M., Unruh, Y.C., Gray, L., Langematz, U., Pilewskie, P., Rozanov, E., Schmutz, W., Shapiro, A., Solanki, S.K., Thuillier, G., Woods, T.N.: 2012, Recent variability of the solar spectral irradiance and its impact on climate modelling. *Atmos. Chem. Phys. Discuss.* **12**, 24557–24642. doi:[10.5194/acpd-12-24557-2012](https://doi.org/10.5194/acpd-12-24557-2012).
- Etcheto, P., Meftah, M., Meissonnier, M., Irbah, A., Assus, P., Thuillier, G.: 2011, Stray light in PICARD SODISM instrument: design, check, flight results, and alignment issues. In: *SPIE CS-8131*. doi:[10.1117/12.896434](https://doi.org/10.1117/12.896434). <http://hal.archives-ouvertes.fr/hal-00640473>.
- Fontenla, J.M., Harder, J., Livingston, W., Snow, M., Woods, T.: 2011, High-resolution solar spectral irradiance from extreme ultraviolet to far infrared. *J. Geophys. Res.* **116**, 20108. doi:[10.1029/2011JD016032](https://doi.org/10.1029/2011JD016032).
- Fröhlich, C., Romero, J., Roth, H., Wehrli, C., Andersen, B.N., Appourchaux, T., Domingo, V., Telljohann, U., Berthomieu, G., Delache, P., Provost, J., Toutain, T., Crommelynck, D.A., Chevalier, A., Fichot, A., Däppen, W., Gough, D., Hoeksema, T., Jiménez, A., Gómez, M.F., Herreros, J.M., Cortés, T.R., Jones, A.R., Pap, J.M., Willson, R.C.: 1995, VIRGO: experiment for helioseismology and solar irradiance monitoring. *Solar Phys.* **162**, 101–128. doi:[10.1007/BF00733428](https://doi.org/10.1007/BF00733428).
- Gandorfer, A., Grauf, B., Barthol, P., Riethmüller, T.L., Solanki, S.K., Chares, B., Deutsch, W., Ebert, S., Feller, A., Germerott, D., Heerlein, K., Heinrichs, J., Hirche, D., Hirzberger, J., Kolleck, M., Meller, R., Müller, R., Schäfer, R., Tomasch, G., Knölker, M., Martínez Pillet, V., Bonet, J.A., Schmidt, W., Berkefeld, T., Feger, B., Heidecke, F., Soltau, D., Tischenberg, A., Fischer, A., Title, A., Anwand, H., Schmidt, E.: 2011, The filter imager SuFI and the image stabilization and light distribution system ISLiD of the Sunrise Balloon-Borne observatory: instrument description. *Solar Phys.* **268**, 35–55. doi:[10.1007/s11207-010-9636-y](https://doi.org/10.1007/s11207-010-9636-y).
- Gilliland, R.L.: 1982, Modeling solar variability. *Astrophys. J.* **253**, 399–405. doi:[10.1086/159644](https://doi.org/10.1086/159644).
- Haberreiter, M., Schmutz, W., Hubeny, I.: 2008, NLTE model calculations for the solar atmosphere with an iterative treatment of opacity distribution functions. *Astron. Astrophys.* **492**, 833–840. doi:[10.1051/0004-6361:200809503](https://doi.org/10.1051/0004-6361:200809503).

- Hestroffer, D., Magnan, C.: 1998, Wavelength dependency of the solar limb darkening. *Astron. Astrophys.* **333**, 338–342.
- Irbah, A., Dufour, C., Meftah, M., Meissonnier, M., Thuillier, G., Assus, P., Corbard, T., Pradels, G.: 2010, Solar radius measurements with the SODISM instrument: methods and algorithm developments for the PICARD payload data center. *Astron. Nachr.* **331**(9–10), 59. <http://hal.archives-ouvertes.fr/hal-00565373>.
- Irbah, A., Meftah, M., Corbard, T., Ikhlef, R., Morand, F., Assus, P., Fodil, M., Lin, M., Ducourt, E., Lesueur, P., Poiet, G., Renaud, C.: 2011, Ground-based solar astrometric measurements during the PICARD mission. In: *SPIE CS-8178*. doi:[10.1117/12.898301](https://doi.org/10.1117/12.898301).
- Irbah, A., Meftah, M., Hauchecorne, A., Cisse, E.h.M., Lin, M., Rouzé, M.: 2012, How Earth atmospheric radiations may affect astronomical observations from low-orbit satellites. In: *SPIE CS-8442*. doi:[10.1117/12.925747](https://doi.org/10.1117/12.925747).
- Kuhn, J.R., Lin, H., Lorz, D.: 1991, Gain calibrating nonuniform image-array data using only the image data. *Publ. Astron. Soc. Pac.* **103**, 1097–1108. doi:[10.1086/132932](https://doi.org/10.1086/132932).
- Laclare, F., Delmas, C., Coin, J.P., Irbah, A.: 1996, Measurements and variations of the solar diameter. *Solar Phys.* **166**, 211–229. doi:[10.1007/BF00149396](https://doi.org/10.1007/BF00149396).
- Langevin, Y., Forni, O.: 2000, Image and spectral image compression for four experiments on the ROSETTA and Mars Express missions of ESA. In: *SPIE CS-4115*, 364–373.
- Lapeyrere, V., Bernardi, P., Buey, J.-T., Auvergne, M., Tiphène, D.: 2006, Calibration of flight model CCDs for CoRoT mission. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **365**, 1171–1179. doi:[10.1111/j.1365-2966.2005.09793.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2005.09793.x).
- Lefebvre, S., Nghiem, P.A.P., Turck-Chièze, S.: 2009, Impact of a radius and composition variation on stratification of the solar subsurface layers. *Astrophys. J.* **690**, 1272–1279. doi:[10.1088/0004-637X/690/2/1272](https://doi.org/10.1088/0004-637X/690/2/1272).
- Lefebvre, S., Rozelot, J.P., Pireaux, S., Ajabshirizadeh, A., Fazel, Z.: 2005, Global properties of Sun and stars: what can we learn from irradiance and shape? *Mem. Soc. Astron. Ital.* **76**, 994.
- Meftah, M., Lee, S., Irbah, A., Ostergren, S.: 2011, Carbon/carbon for satellite applications. In: *SPIE CS-8044*. doi:[10.1117/12.878952](https://doi.org/10.1117/12.878952).
- Meftah, M., Irbah, A., Corbard, T., Morand, F., Thuillier, G., Hauchecorne, A., Ikhlef, R., Rouze, M., Renaud, C., Djafer, D., Abbaki, S., Assus, P., Chauvineau, B., Cissé, E.M., Dalaudier, F., D’Almeida, E., Fodil, M., Laclare, F., Lesueur, P., Lin, M., Marcovici, J.P., Poiet, G.: 2012, PICARD SOL mission, a ground-based facility for long-term solar radius measurement. In: *SPIE CS-8446*. doi:[10.1117/12.925712](https://doi.org/10.1117/12.925712).
- Meftah, M., Corbard, T., Irbah, A., Morand, F., Ikhlef, R., Renaud, C., Hauchecorne, A., Assus, P., Chauvineau, B., Crepel, M., Dalaudier, F., Djafer, D., Fodil, M., Laclare, F., Lesueur, P., Lin, M., Poiet, G.: 2013a, Picard sol, a new ground-based facility for long-term solar radius measurements: first results. *J. Phys.* **CS-440**. <http://stacks.iop.org/1742-6596/440/i=1/a=012003>.
- Meftah, M., Hauchecorne, A., Crepel, M., Irbah, A., Corbard, T., Djafer, D., Hochedez, J.-F.: 2013b, The plate scale of the SODISM instrument and the determination of the solar radius at 607.1 nm. *Solar Phys.*, in press. doi:[10.1007/s11207-013-0347-z](https://doi.org/10.1007/s11207-013-0347-z).
- Meunier, N., Roudier, T., Rieutord, M.: 2008, Supergranules over the solar cycle. *Astron. Astrophys.* **488**, 1109–1115. doi:[10.1051/0004-6361:20078835](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20078835).
- Penn, M.J., MacDonald, R.K.D.: 2007, Solar cycle changes in sunspot umbral intensity. *Astrophys. J. Lett.* **662**, L123–L126. doi:[10.1086/519558](https://doi.org/10.1086/519558).
- Pradels, G., Baroukh, J., Queyruat, O., Sellé, A., Malapert, J.-C.: 2012, CNES solution for a reusable payload ground segment. *Acta Astronaut.* **81**, 610–622. doi:[10.1016/j.actaastro.2012.08.036](https://doi.org/10.1016/j.actaastro.2012.08.036).
- Rast, M.P., Ortiz, A., Meisner, R.W.: 2008, Latitudinal variation of the solar photospheric intensity. *Astrophys. J.* **673**, 1209–1217. doi:[10.1086/524655](https://doi.org/10.1086/524655).
- Ribes, E., Beardsley, B., Brown, T.M., Delache, P., Laclare, F., Kuhn, J.R., Leister, N.V.: 1991, The variability of the solar diameter. In: Sonett, C.P., Giampapa, M.S., Matthews, M.S. (eds.) *The Sun in Time*, 59–97.
- Rožanov, E., Shapiro, A.V., Harder, J.W., Egorova, T.A., Schmutz, W.K., Peter, T.: 2011, The stratospheric ozone response to a discrepancy of the SSI data. *AGU Fall Meeting Abstracts*, A919.
- Said, A., Pearlman, W.A.: 1996, An image multiresolution representation for lossless and lossy compression. *IEEE Trans. Image Process.* **5**, 1303–1310. doi:[10.1109/83.535842](https://doi.org/10.1109/83.535842).
- Scherrer, P.H., Schou, J., Bush, R.I., Kosovichev, A.G., Bogart, R.S., Hoeksema, J.T., Liu, Y., Duvall, T.L., Zhao, J., Title, A.M., Schrijver, C.J., Tarbell, T.D., Tomczyk, S.: 2012, The helioseismic and magnetic imager (HMI) investigation for the solar dynamics observatory (SDO). *Solar Phys.* **275**, 207–227. doi:[10.1007/s11207-011-9834-2](https://doi.org/10.1007/s11207-011-9834-2).
- Schmutz, W., Fehlmann, A., Hülsen, G., Meindl, P., Winkler, R., Thuillier, G., Blattner, P., Buisson, F., Egorova, T., Finsterle, W., Fox, N., Gröbner, J., Hochedez, J.-F., Koller, S., Meftah, M., Meissonnier, M., Nyeki, S., Pfiffner, D., Roth, H., Rožanov, E., Spescha, M., Wehrli, C., Werner, L., Wyss, J.U.: 2009, The PREMOS/PICARD instrument calibration. *Metrologia* **46**, 202. doi:[10.1088/0026-1394/46/4/S13](https://doi.org/10.1088/0026-1394/46/4/S13).



- Schou, J., Scherrer, P.H., Bush, R.I., Wachter, R., Couvidat, S., Rabello-Soares, M.C., Bogart, R.S., Hoeksema, J.T., Liu, Y., Duvall, T.L., Akin, D.J., Allard, B.A., Miles, J.W., Rairden, R., Shine, R.A., Tarbell, T.D., Title, A.M., Wolfson, C.J., Elmore, D.F., Norton, A.A., Tomczyk, S.: 2012, Design and ground calibration of the helioseismic and magnetic imager (HMI) instrument on the solar dynamics observatory (SDO). *Solar Phys.* **275**, 229–259. doi:[10.1007/s11207-011-9842-2](https://doi.org/10.1007/s11207-011-9842-2).
- Shapiro, A.I., Schmutz, W., Schoell, M., Haberreiter, M., Rozanov, E.: 2010, NLTE solar irradiance modeling with the COSI code. *Astron. Astrophys.* **517**, A48. doi:[10.1051/0004-6361/200913987](https://doi.org/10.1051/0004-6361/200913987).
- Sheeley, N.R. Jr., Cooper, T.J., Anderson, J.R.L.: 2011, Carrington maps of Ca II K-line emission for the years 1915–1985. *Astrophys. J.* **730**, 51. doi:[10.1088/0004-637X/730/1/51](https://doi.org/10.1088/0004-637X/730/1/51).
- Sofia, S., Li, L.H.: 2005, Mechanisms for global solar variability. *Mem. Soc. Astron. Ital.* **76**, 768.
- Sofia, S., Chiu, H.-Y., Maier, E., Schatten, K.H., Minott, P., Endal, A.S.: 1984, Solar disk sextant. *Appl. Opt.* **23**, 1235–1237. doi:[10.1364/AO.23.001235](https://doi.org/10.1364/AO.23.001235).
- Steiner, O., Ferriz-Mas, A.: 2005, Connecting solar radiance variability to the solar dynamo with the virial theorem. *Astron. Nachr.* **326**, 190–193. doi:[10.1002/asna.200410375](https://doi.org/10.1002/asna.200410375).
- Stothers, R.B.: 2006, A virial theorem investigation of magnetic variations in the Sun. *Astrophys. J. Lett.* **653**, L73–L75. doi:[10.1086/510406](https://doi.org/10.1086/510406).
- Thuillier, G., Dewitte, S., Schmutz, W.: 2006, Simultaneous measurement of the total solar irradiance and solar diameter by the PICARD mission. *Adv. Space Res.* **38**(8), 1792–1806. doi:[10.1016/j.asr.2006.04.034](https://doi.org/10.1016/j.asr.2006.04.034).
- Thuillier, G., Hersé, M., Labs, D., Foujols, T., Peetermans, W., Gillotay, D., Simon, P.C., Mandel, H.: 2003, The solar spectral irradiance from 200 to 2400 nm as measured by the SOLSPEC spectrometer from the Atlas and Eureca missions. *Solar Phys.* **214**, 1–22.
- Toner, C.G., Jefferies, S.M., Toutain, T.: 1999, Increasing the visibility of solar oscillations. *Astrophys. J. Lett.* **518**, L127–L130. doi:[10.1086/312076](https://doi.org/10.1086/312076).
- Toutain, T., Berthomieu, G., Provost, J.: 1999, Light perturbation from stellar nonradial oscillations: an application to solar oscillations. *Astron. Astrophys.* **344**, 188–198.
- Turck-Chièze, S., Lambert, P.: 2007, Understanding the origin of the solar cyclic activity for an improved Earth climate prediction. *Adv. Space Res.* **40**, 907–914. doi:[10.1016/j.asr.2007.01.090](https://doi.org/10.1016/j.asr.2007.01.090).
- Veselovsky, I.S., Koutchmy, S.: 2009, Scientific requirements for future spatially resolved white-light and broad-band high-cadence observations of the Sun. *Adv. Space Res.* **43**(6), 995–1000. doi:[10.1016/j.asr.2008.10.020](https://doi.org/10.1016/j.asr.2008.10.020). <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0273117708005656>.
- Wesolowski, M.J., Walton, S.R., Chapman, G.A.: 2008, The behavior of sunspot contrast during cycle 23. *Solar Phys.* **248**, 141–154. doi:[10.1007/s11207-008-9123-x](https://doi.org/10.1007/s11207-008-9123-x).
- Wilson, R.: 2007, *Reflecting Telescope Optics I: Basic Design Theory and Its Historical Development*, Springer, Berlin. ISBN 3540765816.

**A.2 Article 2 : Ground-based measurements of the solar  
diameter during the rising phase of solar cycle 24**

# Ground-based measurements of the solar diameter during the rising phase of solar cycle 24

M. Meftah<sup>1</sup>, T. Corbard<sup>2</sup>, A. Irbah<sup>1</sup>, R. Ikhlef<sup>2,3</sup>, F. Morand<sup>2</sup>, C. Renaud<sup>2</sup>, A. Hauchecorne<sup>1</sup>, P. Assus<sup>2</sup>, J. Borgnino<sup>2</sup>, B. Chauvineau<sup>2</sup>, M. Crepel<sup>1</sup>, F. Dalaudier<sup>1</sup>, L. Damé<sup>1</sup>, D. Djafer<sup>4</sup>, M. Fodil<sup>3</sup>, P. Lesueur<sup>1</sup>, G. Poiet<sup>1</sup>, M. Rouzé<sup>5</sup>, A. Sarkissian<sup>1</sup>, A. Ziad<sup>2</sup>, and F. Laclare<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Université Versailles St-Quentin; Sorbonne Universités, UPMC Univ. Paris 06; CNRS/INSU, LATMOS-IPSL, 11 boulevard d'Alembert, 78280 Guyancourt, France  
e-mail: Mustapha.Meftah@latmos.ipsl.fr

<sup>2</sup> Laboratoire Lagrange, UMR 7293, Université de Nice Sophia-Antipolis, CNRS, Observatoire de la Côte d'Azur, Bd. de l'Observatoire, 06304 Nice, France  
e-mail: Thierry.Corbard@oca.eu

<sup>3</sup> CRAAG, Observatoire d'Alger, BP 63 Bouzareah, Alger, Algérie

<sup>4</sup> Unité de Recherche Appliquée en Énergies Renouvelables (URAER), Centre de Développement des Energies Renouvelables (CDER), BP 88, Ghardaïa, Algérie

<sup>5</sup> CNES – Centre National d'Études Spatiales, Rue Édouard Belin, 31000 Toulouse, France

Received 7 February 2014 / Accepted 5 August 2014

## ABSTRACT

**Context.** For the past thirty years, modern ground-based time-series of the solar radius have shown different apparent variations according to different instruments. The origins of these variations may result from the observer, the instrument, the atmosphere, or the Sun. Solar radius measurements have been made for a very long time and in different ways. Yet we see inconsistencies in the measurements. Numerous studies of solar radius variation appear in the literature, but with conflicting results. These measurement differences are certainly related to instrumental effects or atmospheric effects. Use of different methods (determination of the solar radius), instruments, and effects of Earth's atmosphere could explain the lack of consistency on the past measurements. A survey of the solar radius has been initiated in 1975 by Francis Laclare, at the Calern site of the Observatoire de la Côte d'Azur (OCA). Several efforts are currently made from space missions to obtain accurate solar astrometric measurements, for example, to probe the long-term variations of solar radius, their link with solar irradiance variations, and their influence on the Earth climate.

**Aims.** The *Picard* program includes a ground-based observatory consisting of different instruments based at the Calern site (OCA, France). This set of instruments has been named “*Picard Sol*” and consists of a Ritchey-Chrétien telescope providing full-disk images of the Sun in five narrow-wavelength bandpasses (centered on 393.37, 535.7, 607.1, 782.2, and 1025.0 nm), a Sun-photometer that measures the properties of atmospheric aerosol, a pyranometer for estimating a global sky-quality index, a wide-field camera that detects the location of clouds, and a generalized daytime seeing monitor allowing us to measure the spatio-temporal parameters of the local turbulence. *Picard Sol* is meant to perpetuate valuable historical series of the solar radius and to initiate new time-series, in particular during solar cycle 24.

**Methods.** We defined the solar radius by the inflection-point position of the solar-limb profiles taken at different angular positions of the image. Our results were corrected for the effects of refraction and turbulence by numerical methods.

**Results.** From a dataset of more than 20 000 observations carried out between 2011 and 2013, we find a solar radius of  $959.78 \pm 0.19$  arcsec ( $696\,113 \pm 138$  km) at 535.7 nm after making all necessary corrections. For the other wavelengths in the solar continuum, we derive very similar results. The solar radius observed with the Solar Diameter Imager and Surface Mapper II during the period 2011–2013 shows variations shorter than 50 milli-arcsec that are out of phase with solar activity.

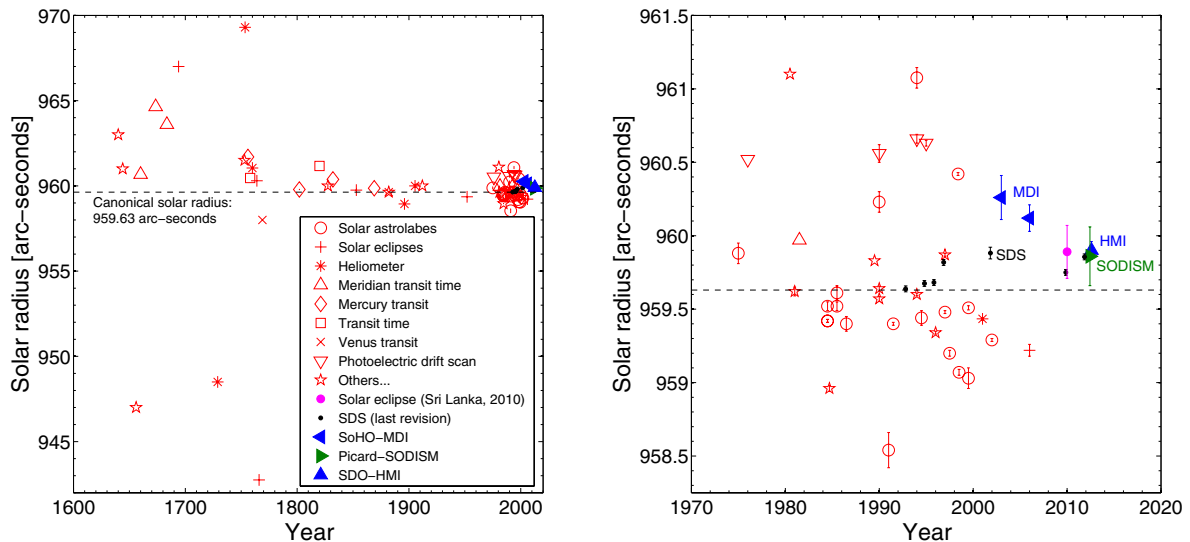
**Key words.** astrometry – Sun: fundamental parameters – Sun: activity

## 1. Introduction

Measurements of the solar radius are of great interest within the scope of the debate on the role of the Sun in climate change (Rozelet 2001a,b; Schröder 2001). The solar radius is mainly related to the knowledge of the solar atmosphere. However, it is very difficult to measure this fundamental parameter of astrophysical interest. Solar radius determination is one of the oldest problems in astrophysics. Systematic measurements of the solar radius have been made since Antiquity (Rozelet & Damiani 2012). At the end of the nineteenth century, an investigation of the value of the solar radius obtained by meridian observations was carried out by Arthur Auwers (Auwers 1891). He published

a value for the solar radius of 959.63 arcsec that he derived from heliometer measurements made by 29 observers (Wittmann 1977) during the period 1873–1886. In solar modeling, this canonical value has been commonly used and was adopted by the International Astronomical Union (IAU). Solar radius measurements (mostly from ground) are plotted in Fig. 1, showing inconsistent results that are probably caused by different instruments, different spectral domains of measurements, different calculation methods, different definitions (Haberreiter et al. 2008b), and different sites where the conditions of observations are not comparable. Thus, the accurate absolute value of the solar radius is not the subject of a consensus. Indeed, the Earth





**Fig. 1.** *Left:* solar radius measurements (red symbols) made since the seventeenth century (Rozelot & Damiani 2012). The mean value of all these measurements is close to 960 arcsec. *Right:* focus on solar radius measurements made since 1970. Solar Disk Sextant (SDS) measurements (Sofia et al. 2013) are represented with black circles. Solar and Heliospheric Observatory – Michelson Doppler Imager (SoHo-MDI) and Solar Dynamics Observatory – Helioseismic and Magnetic Imager (SDO-HMI) records are represented with blue symbols. The Solar Diameter Imager and Surface Mapper (SODISM) measurement obtained during the transit of Venus is represented with a green symbol. Adassuriya et al. (2011) found a solar radius of  $959.89 \pm 0.18$  arcsec (see magenta circle symbol) during solar eclipse in Sri Lanka.

atmosphere generates various hindrances that make morphometric and photometric studies subject to discussion concerning the distinction between solar activity and atmospheric effects merged in ground-based measurements. They include refraction, turbulence, scattering, extinction, and diurnal alternation. It is suspected that the past inconsistencies of the temporal dependence of the solar radius measured from the ground stem primarily from such contingencies (Ribes et al. 1991; Delache & Kroll 1994; Badache-Damiani et al. 2007). Efforts have been made in the past to understand and quantify the effects of atmospheric disturbances on ground-based observations (Brown 1982; Lakhali et al. 1999). The interpretation of ground-based observations, however, remains controversial to date, and recent measurements obtained outside the atmosphere (balloon flights and space instruments) indicate that the canonical value of the solar radius is under-estimated. Ideally, space instrumentation is required for solar radius measurements, but this instrumentation is a high-level technical challenge given the desired accuracy (a few milli-arcsec), and mission duration in a harsh environment (BenMoussa et al. 2013). From the ground, the instruments are not affected by degradation due to space environment, and maintenance can be easily provided. If, in addition, the atmospheric effects are properly monitored and taken into account, they represent our best chance to build the needed long time-series records. That is why an important program of measurements from the ground is associated with the space operations during and after the *Picard* mission. The *Picard* program (Thuillier et al. 2006) owes its name to Jean Picard, considered as a pioneer of precise modern astrometry. *Picard Sol* comprises the Solar Diameter Imager and Surface Mapper II or SODISM II (a copy of the SODISM space instrument), the turbulence monitor (Moniteur d’Images Solaires Franco-Algérien or MISOLFA), and the additional instrumentation. The main objectives of the *Picard Sol* mission are:

- to understand the influence of the atmosphere on the solar radius;

- to determine the relation between the turbulence parameters and the measured solar radius;
- to determine whether small-angle scattering by aerosols could also impact significantly the metrologic accuracy;
- to compare the solar radius measurements obtained with SODISM II and ground-based instruments (to identify possible biases);
- to continue solar radius measurements with ground-based instruments.

## 2. Historical solar radius measurements at Calern Observatory

The solar radius survey was initiated in 1975 with the Solar Astrolabe at Calern Observatory (France). Simultaneously with visual observations on the same instrument, a program of charge-coupled device (CCD) records was conducted, which started in 1989. The coherence of visual and CCD measurements thus obtained over ten years permitted qualifying the whole visual series, which appeared to be free of systematic personal effects (Laclare et al. 1999). The DORAYSOL (Définition et Observation du Rayon Solaire) instrument was then designed and also developed at Calern Observatory. The principle of this instrument remains the same as that of the Solar Astrolabe (timing the crossing of a parallel of altitude by the Sun), but a prism at a varying angle enables more daily measurements. The DORAYSOL mean solar radius of 959.48 arcsec (with  $\sigma = 0.32$  arcsec) was deduced from 19 169 measurements between years 2000 and 2006 (Morand et al. 2010). Data were corrected for atmospheric refraction, but not for turbulence. For the same period, a mean solar radius of 959.55 arcsec (with  $\sigma = 0.26$  arcsec) was deduced from 371 Astrolabe measurements (with the same corrections). Measurements of the solar radius made at Calern with the Solar Astrolabe over two solar cycles (between 1978 and 1994) show apparent variations anti-correlated with solar activity defined by the number of sunspots (Laclare et al. 1996). These results have raised many questions

and led to the development of the dedicated *Picard* mission. Simulation of atmospheric effects on the solar radius measurements made at the Solar Astrolabe also showed the influence of seeing conditions and the importance of having a monitor that records the image quality (Lakhal et al. 1999). The idea of developing MISOLFA (Irbah et al. 2001; Assus et al. 2002) established itself, to run in conjunction with the *Picard* space mission and SODISM II. Thus, the *Picard* program contributes to the historical solar radius series initiated at Calern Observatory.

### 3. Solar radius variability

Possible temporal variations of the solar radius are important as an indicator of internal energy storage and as a mechanism for changes in the total solar irradiance (TSI). Long-term or cyclic variations in the solar luminosity can be related to the corresponding changes in the solar radius  $R_{\odot}$  and effective temperature  $T_{\text{eff}}$  of the Sun by deriving the Stefan-Boltzmann equation:

$$\frac{\Delta \text{TSI}}{\text{TSI}} = 2 \times \frac{\Delta R_{\odot}}{R_{\odot}} + 4 \times \frac{\Delta T_{\text{eff}}}{T_{\text{eff}}}. \quad (1)$$

Thus, it is interesting to estimate the solar radius variations with the solar cycle. If we assume that the observed TSI variations over a solar cycle ( $\sim 0.1\%$ ) represents an upper limit for the luminosity variation and assuming no variation in  $T_{\text{eff}}$ , the strongest possible variation  $\Delta R_{\odot}$  of the solar radius cannot exceed 0.5 arcsec during a solar cycle. Periodicities of solar activity with periods longer than the sunspot cycle (e.g., the 87 year Gleissberg cycle or the 210 year Suess cycle) have been found and fueled a discussion on the influence of solar variability on the Earth's climate (Braun et al. 2005). The potential link between solar activity and solar radius variations remains a matter of debate, however, requiring both modeling and measurements with enough accuracy over long periods. The relationship between the solar radius and the solar activity is the field of measurements and solar modeling. One of the first researchers to raise questions about the solar radius variations was Hermann Helmholtz (1821–1894), who proposed a theory for the solar luminosity that states that the Sun had been larger in the past and was slowly collapsing into itself because of its own gravity, releasing gravitational energy in the form of light and heat. But that was before nuclear fusion was discovered. Eddy & Boornazian (1979) were pioneers in the field of measuring solar radius variations. From the analysis of Greenwich meridian transit measurements over more than a century (1836–1853), they found a statistically significant secular decrease of the solar diameter of about 0.1% per century, which is even more than the rate proposed by Helmholtz in 1854 to explain solar luminosity. Later, however, while analyzing larger datasets spanning 265 years, Gilliland (1981) reported a marginally significant secular decrease of only around 0.1 arcsec per century. Other analyses concluded that there has been no detectable variation of the Sun over the past 250 years (Parkinson et al. 1980). Michel Toulmonde compiled all the solar radius measurements made between 1660 to 1995 and concluded that the mean solar radius at one astronomical unit is  $960.0 \pm 0.1$  arcsec. His investigations did not reveal any substantial secular variation in the solar radius (Toulmonde 1997). However, it is very difficult to extract a trend in the solar radius from historical data. Thus, a possible long-term trend in solar radius records is still a matter of debate. On the one hand, the variability of the solar radius can be analyzed during a solar cycle. Historical solar radius measurements performed at the Calern

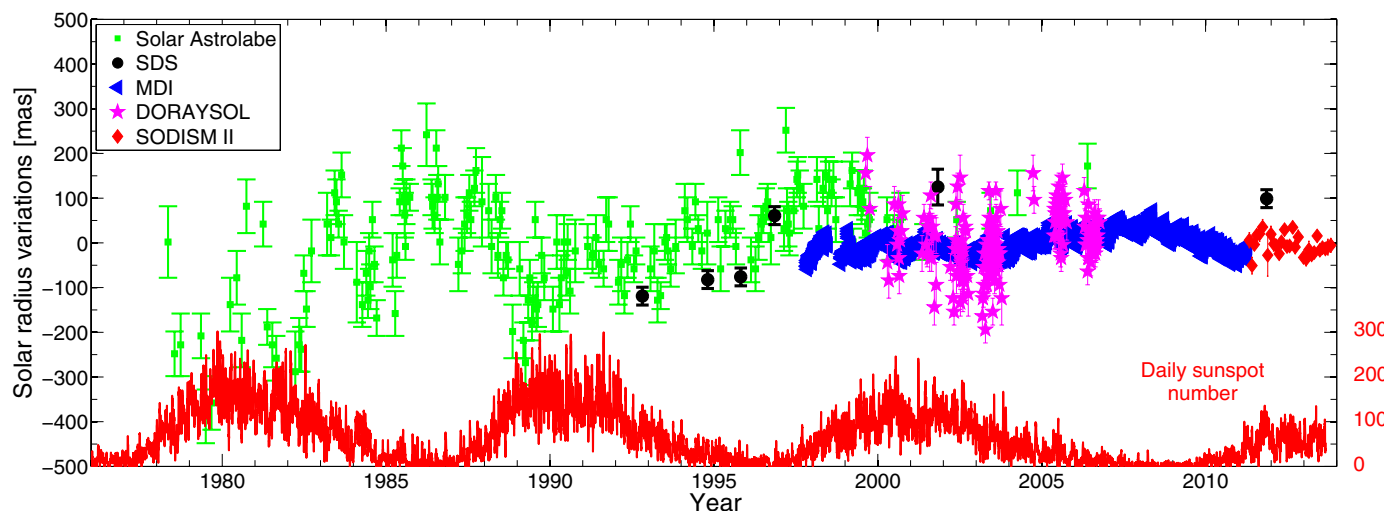
site have revealed an anticorrelation with solar activity (Laclare et al. 1996) for a period covering solar cycles 21 and 22 (1978–1994). However, during solar cycle 23, ground-based records (Solar Astrolabe and DORAYSOL) showed no clear correlation or anticorrelation between the solar radius and the activity of the Sun (Morand et al. 2010). The Solar Disk Sextant (SDS) experiment shows the solar radius variability through its seven balloon flights during the years 1992 to 2011. The solar radius is found to vary over that period by up to 0.2 arcsec (Sofia et al. 2013), but the variation is not in phase with solar activity. Data from the Michelson Doppler Imager (MDI) instrument onboard the Solar and Heliospheric Observatory (SoHo) cover the whole solar cycle 23 and show no evidence of secular trends in the solar radius, or variations attributable to the 11 year cycle. Systematic changes in the solar radius with the sunspot cycle must be smaller than 23 milliarcsec (mas) peak-to-peak (Kuhn et al. 2004; Bush et al. 2010). Solar radius variations for different instruments are plotted in Fig. 2, showing some inconsistent results. The MDI result, even if often considered as the most reliable to date, would therefore certainly gain in being confirmed by other dedicated solar missions, such as *Picard*. Foukal et al. (2006) concluded that it is unlikely that solar radius measurements can reveal deeper-lying sources of solar irradiance variations, as was originally hoped. This is coherent with both the fact that modeling the net contribution of sunspots, faculae and plagues is able to explain at least 90% of the observed cycle TSI variations (Ball et al. 2012), and the fact that no observable solar radius variation is expected from these surface effects (Spruit 1991). Therefore, changes in the size of the solar disk contribute probably negligibly to the TSI variations during a solar cycle. Coherent long-term measurements are therefore still needed to determine any significant variations of the solar radius during a solar cycle or any secular trend. This is the aim of the *Picard SOL* project in continuation of the series started at Calern observatory in 1978.

### 4. Picard Sol, a ground-based facility for long-term measurements

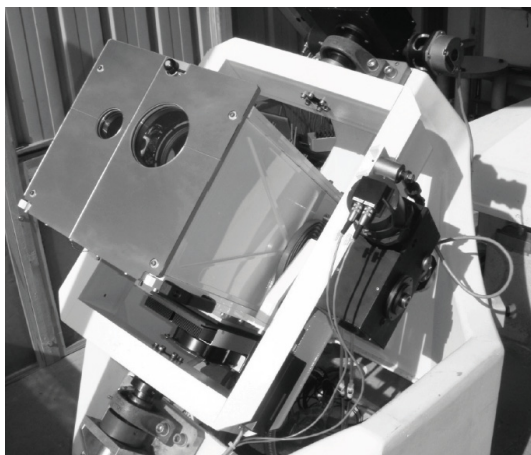
The *Picard* program includes a ground-based observatory consisting of different instruments based at the Calern site (Observatoire de la Côte d'Azur, France). *Picard Sol* and its instruments were described in detail by Meftah et al. (2012). SODISM II is a multiwavelength full disk solar imager specially designed for metrological solar radius measurements. MISOLFA (Corbard et al. 2010; Irbah et al. 2010; Ikhlef et al. 2012) is a high-cadence solar limb imager allowing us to measure the spatio-temporal parameters of the local turbulence. The photometer provides a quality index of pictures taken by SODISM II (aerosol optical depth or thickness and water vapor). The pyranometer measures the luminous flux received and provides another quality index for SODISM II measurements. The visible wide-field camera is used to detect the location of clouds.

#### 4.1. The SODISM II ground-based instrument and solar radius measurements

For the space mission, two identical units were developed. One unit named SODISM (Meftah et al. 2014b) was launched on 15 June 2010, and the second was installed some months later at Calern Observatory (N 43°44'53" latitude, E 6°55'36" longitude and altitude of 1271 m). This ground-based unit, named SODISM II, is placed in a vacuum tank (Fig. 3) and pointed toward the Sun.



**Fig. 2.** Evolution of the solar radius variations over time for ground instruments (Solar Astrolabe, DORAYSOL and SODISM II monthly mean at 782.2 nm), balloon experiment (SDS), and space instrument (MDI) vs. daily sunspot number time-series. For each series, the mean has been taken as reference value.



**Fig. 3.** View of the SODISM II equatorial mount. The ground-based telescope is placed in a vacuum tank closed by a glass window.

SODISM II is an 11 cm diameter telescope with a CCD at its focal plane. One image is recorded every minute with the instrument. It is a Ritchey-Chrétien telescope (to minimize both spherical and coma aberrations) with a focal length of 2626 mm, and an aperture of F/23 with a central obscuration of 40% in diameter (F/30 and 50% for the main channel). This aperture was chosen for geometric resolution. The field of view is  $\sim 36 \times 36$  arcmin. The detector is a 2048 by 2048 pixel CCD array with square  $13.5 \mu\text{m}$  pixels ( $\sim 1.06$  arcsec per pixel). During nominal operations (solar pointing), the Sun is the only significant light source and it almost fills the field of view. This is why no external baffles were foreseen. This design has some field curvature, but image quality is only required at the Sun edge, so the focus is adjusted to this. The SODISM II main optical path consists essentially of a front window, a primary mirror (M1), a secondary mirror (M2), interchangeable interference filters, and a CCD. These choices about the optical configuration and spectral channels determine the core design of SODISM II, but the instrument has been supplemented with a number of important design features that augment its capacities:

1. the whole SODISM II instrument is in primary vacuum at  $\sim 10$  mbar;

2. the whole SODISM II assembly is thermally regulated at  $\sim 20$  °C;
3. the Sun image is stabilized on the detector by the equatorial mount (better than  $\pm 0.5$  arcsec during the exposure time);
4. a front window bears a reflective and absorbing coating on its inner side, which divides the penetration of solar flux inside the instrument by  $\sim 20$ ;
5. two successive filter wheels permit inserting one of the spectral filters (between 393.37 and 1025.0 nm) and other refractive elements (lens for stellar operations), or to leave the optical path open;
6. a  $2k \times 2k$  frame-transfer CCD is placed at the focal plane. A shutter mechanism provides it with dark conditions except within the duration of its electronic exposures. The CCD is anti-reflective coated;
7. a Peltier and a cold finger remove the heat at the back of the CCD to cool it ( $-10$  °C  $\pm 0.2$  °C) and decrease its dark-signal during nominal operations. The low CCD temperature and the dark conditions granted by the shutter provide the relatively slow readout of the camera ( $\sim 22$  s).

Two filters wheels carry a set of interference filters with specific roles, as shown in Table 1. The central wavelengths of the five spectral bands (viz. 393.37, 535.7, 607.1, 782.2 nm, and 1025.0 nm) ensue from the following rationale. The photospheric bandpasses (535.7 to 1025.0 nm) were selected for being quasi-free of Fraunhofer lines to account for the solar continuum and to therefore neglect any overlying structure. They also had to perpetuate valuable historical series, or to initiate new time-series if a compelling case could be made. A narrow bandpass centered around 535.7 nm was chosen for its heritage with the Calern measurements (Solar Astrolabe and DORAYSOL), although they were carried out in a wider bandpass of around 548 nm (Laclare et al. 1996). SODISM II is a replica of the space instrument and used two different filters at 535.7 nm for solar astrometry (a) and helioseismic observations (b). Furthermore, SODISM probes the solar interior via an helioseismic analysis of the solar disk and limb images at 535.7 nm (b), and via astrometric investigations at the limb. For our ground-based measurements, we kept these two filters at 535.7 nm to monitor the aging process. In both cases, we are beyond the characteristic time of the turbulence, which is



**Table 1.** SODISM II channels, characteristics, and relationship with other instruments.

Wavelength	Solar atmosphere	Bandwidth [nm]	Exposure time [s]	Role/relationship
393.37 nm	Ca II K line	~0.7	1.70	Chromosphere influence
535.7 nm (a)	Continuum	~0.5	1.30	Solar Astrolabe and DORAYSOL
535.7 nm (b)	Continuum	~0.5	8.90	Solar Astrolabe and DORAYSOL
607.1 nm	Continuum	~0.7	1.28	PSPT, SDS, SDO-HMI
782.2 nm	Continuum	~1.6	1.43	SDM
1025.0 nm	Continuum	~6.4	1.70	New time-series

**Table 2.** Solar radius observations in arcsec (") at one astronomical unit (AU).

Instrument, site, authors	Years	Solar radius ["]	$\lambda$ [nm]
Solar Astrolabe, Calern (Fr), <a href="#">Laclare et al. (1999)</a>	1975–1998	$959.51 \pm 0.01^*$	540.0
SDM, Boulder (US), <a href="#">Brown &amp; Christensen-Dalsgaard (1998)</a>	1981–1987	$959.65 \pm 0.01^{**}$	800.0
SDS, Balloon experiment (mean value), <a href="#">Sofia et al. (2013)</a>	1992–2011	$959.76 \pm 0.01$	615.0
DORAYSOL, Calern (Fr), <a href="#">Morand et al. (2010)</a>	1999–2006	$959.48 \pm 0.01^*$	548.0
SoHO-MDI, in space (Transit of Mercury), <a href="#">Emilio et al. (2012)</a>	2003, 2006	$960.12 \pm 0.09$	676.78
<i>Picard</i> -SODISM, in space (Transit of Venus), <a href="#">Meftah et al. (2014a)</a>	2012	$959.86 \pm 0.20$	607.1
SDO-HMI, in space (Transit of Venus), <a href="#">Hauchecorne et al. (2014)</a>	2012	$959.90 \pm 0.06$	617.3

**Notes.** (\*) Solar Astrolabe and DORAYSOL data were corrected for atmospheric refraction and for zenith distance, but not for turbulence. (\*\*) Corrected data to one astronomical unit.

measured in milliseconds. A second narrow channel was adopted at 607.1 nm. It can be compared with the 590–670 nm spectral range of the SDS balloon experiment ([Sofia et al. 1984, 2013](#)). This band has been used by the Precision Solar Photometric Telescope (PSPT) and produces images at 607.1 nm ([Coulter et al. 1996](#)) in the red continuum<sup>1</sup>. It can also be compared with the 617.3 nm continuum spectral range of the SDO-HMI space experiment ([Scherrer et al. 2012; Schou et al. 2012](#)). A third Fraunhofer-line-free bandpass is centered on 782.2 nm. It can relate to the Solar Diameter Monitor (SDM) measurements at 800 nm ([Brown & Christensen-Dalsgaard 1998](#)). A last Fraunhofer-line-free bandpass is centered on 1025.0 nm. With this wavelength, we initiate a new time-series, and while remaining in the photospheric continuum, we hope to minimize the impact of turbulence for ground-based observations. The chromospheric channel is centered on 393.37 nm (Ca II K line, singly ionized calcium, which is magnetically active). This permits us to image the low chromosphere and particularly, to observe the regions with an enhanced contrast. It can be compared with the PSPT experiment. References to solar radius observations corresponding to our channels are listed in the Table 2. It is important to note, however, that the uncertainties quoted by the authors for each set of measurements are not directly comparable because they cover periods of different lengths and do not all include estimates of the contribution from systematic effects.

SODISM II has recorded more than 75 000 solar images since the beginning of the mission in May 2011. Figure 4 shows a sample of Level-1 solar images at the six wavelengths recorded in 2013. All images were corrected for dark-current and flat-field. Thus, we can track the solar radius.

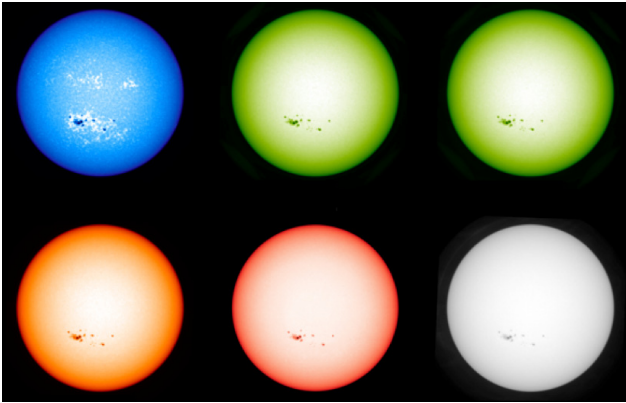
#### 4.2. The MISOLFA instrument and turbulence monitoring

Simulation of atmospheric effects on the solar radius measurements shows the influence of seeing conditions ([Lakhali et al. 1999](#)). There are three common descriptions of the astronomical seeing conditions at an observatory of (i) the Fried parameter  $r_0$  (size of a typical lump of uniform air within the turbulent

atmosphere) and  $\tau_0$  (the time-scale over which the changes in the turbulence become significant); (ii) the turbulence vertical profile  $C_n^2(h)$ ; and (iii) the full width at half maximum (FWHM) of the seeing disk. Using the Von Kàrmàn's model, it is shown that turbulence simulated through the Fried parameter ( $r_0$ ) modifies the measured solar radius ([Ikhlef et al. 2012](#)). Figure 5 presents the effect of turbulence as a function of  $r_0$  on SODISM II solar radius for each wavelength and shows that the systematic bias decreases as  $r_0$  increases. At 535.7 nm, we note that for  $r_0$  equal to 7 cm, the asymptotic value is reached, but with a bias of  $\sim 0.18$  arcsec. Figure 6 shows the limb-shape evolution for different values of  $r_0$  (FWHM of the solar limb first derivative decreases as  $r_0$  increases). This indicator may also be used to correct the solar radius measurements obtained by SODISM II (see also Fig. 13). Thus, atmospheric turbulence modifies the ground-based observed shape of the solar limb, and this effect is always considered to be the source of the discrepancies among the radius determinations. These numerical results confirmed turbulence as a perturbing phenomenon that needs correcting for by about few tens of arcsec, and led to build a dedicated instrument (MISOLFA) to measure the turbulence parameters. MISOLFA is a solar seeing monitor associated with a CCD detector at its focal plane. This instrument is placed on an Alt-Azimuth mount support, which rotates MISOLFA about two perpendicular axes. The instrument has been described in detail by [Irbah et al. \(2010\)](#). Thirty-two solar limbs are recorded every second with the instrument. It is a Cassegrain-coudé telescope with a focal length of 10 000 mm, a main entrance pupil of 252 mm, and an aperture of F/40. The field of view is  $\sim 2.1 \times 1.6$  arcmin. The detector is a 640 by 480 pixel CCD array with square  $9.9 \mu\text{m}$  pixels ( $\sim 0.20$  arcsec per pixel). The MISOLFA design is based on the statistical analysis of the entry angle fluctuations defined as the slope in each point of the wavefront through the pupil. In the case of diurnal conditions, these fluctuations are shown by the observation of the solar limb. Two measurement channels are provided:

1. a direct channel in which the Sun image is formed on a CCD camera with suitable magnification. This channel enables the evaluation of the spatial coherence parameters of

<sup>1</sup> [http://lasp.colorado.edu/pspt\\_access/](http://lasp.colorado.edu/pspt_access/)



**Fig. 4.** *Top:* solar images in the different SODISM II channels (Level-1 data products): 393.37, 535.7 (a) and 535.7 nm; (b) starting from left to right. *Bottom:* solar images for other wavelengths: 607.1, 782.2 and 1025.0 nm starting from left to right.

the wavefront (Fried parameter, outer scale and isoplanetism domain) as well as the turbulence profiles;

2. a second channel (pupil channel) that forms the image of the pupil through a diaphragm placed on the solar limb is used to evaluate the wavefront temporal parameters using photo-electric detectors (photodiodes).

The first MISOLFA objective is to quantify the atmosphere effects on the ground-based solar radius measurements made by SODISM II, and the second is to validate the correction methods for this effect. To achieve these goals, the MISOLFA instrument measures all the optical parameters, which allows the observation conditions in which the measurements are made to be quantified. These parameters are the Fried parameter  $r_0$ , the spatial coherence outer scale  $L_0$ , the isoplanetism domain  $\theta_0$ , the temporal characteristic(s) of the wave front evolution  $\tau_0$ , and the turbulence vertical profile  $C_n^2(h)$ . To perform solar radius measurements, the chosen wavelengths are the same as that of the SODISM II instrument (393, 535, 607, 782, and 1025 nm). Currently, only one wavelength is operational (535 nm with  $\Delta\lambda = 2.5$  nm). The exposure time of SODISM II images at 535.7 nm (a) is 1.3 s. The mean recorded turbulence characteristic time ( $\tau_0$ ) is about 20 ms, therefore SODISM II images can be considered as long-exposure times (see Fig. 5).

#### 4.3. The PAPS photometer and aerosols detection

Details about liquid and solid aerosols, especially cirrus, sub-visible cirrus, and generally transparency of the atmosphere above the observation site are required to properly correct the SODISM II observations. Aerosol influence on solar radius measurements has motivated our interest. Indeed, all the atmospheric effects may have an impact on our measurements. Thus, an automatic photometer (Photomètre Automatique *Picard Sol* or PAPS) provides a quality index for the pictures taken by SODISM II. The main purpose of PAPS is measuring Sun and sky radiance to derive the total column water vapor (cm), ozone, and aerosol properties using a combination of spectral filters. This instrument is included in the aerosol robotic network (AERONET) program (Holben et al. 2001). Aerosol optical thickness (AOT) is a quantitative measurement of the extinction of solar radiation by aerosol scattering and absorption between the point of observation and the top of the atmosphere. AOT can be determined from the ground through measurements of the spectral transmission of solar

radiation through the atmosphere using the *Picard Sol* photometer. To perform solar radius measurements, the wavelengths (340 nm, 380 nm, 440 nm, 500 nm, 675 nm, 870 nm, and 1020 nm) are chosen very close to those used by the SODISM II instrument. Diffusion by aerosols affects image contrasts, and Fig. 7 shows the effect of different atmospheric conditions on two adjacent days on the limb-shape and its first derivative. The interpretation of Fig. 7 in terms of the influence of aerosols alone is not possible because the optical turbulence in the two cases is not necessarily the same. Simulations show that the decrease of contrast does not lead to significant bias on the location of the inflection point. It affects the precision of the measurement, however.

#### 4.4. The PPS pyranometer and solar radiation monitoring

The *Picard Sol* pyranometer (Pyranomètre *Picard Sol* or PPS) is a radiometer that measures on a flat surface the sum of the luminous flux received from the Sun and the scattered solar light by the atmosphere after many reflections between the ground and atmosphere particles (molecules and aerosols). In clear atmospheric conditions, the received energy has a distribution as a function of time (shape with maximum at local solar noon). If there are clouds or more generally aerosols, this distribution departs from the previous shape by a decrease of the energy received by the instrument. This is seen by comparing the received energy distribution measured on an adjacent clear day. However, there are cases of enhanced solar irradiance at ground level that occur when there are high altitude cloud such as alto-cumulus and cirrus. This instrument detects this effect by an increase of the received energy. Figure 8 shows such an occurrence. The pyranometer detects these circumstances, but integrates the whole sky and therefore does not provide the relevant information in the direction of the Sun alone. An automatic determination of cloud type is possible with these data (Duchon & O'Malley 1999), however, which would be interesting to combine in a future work with the information on aerosols provided by PAPS.

#### 4.5. The CPS visible wide-field camera and nature of the detected clouds

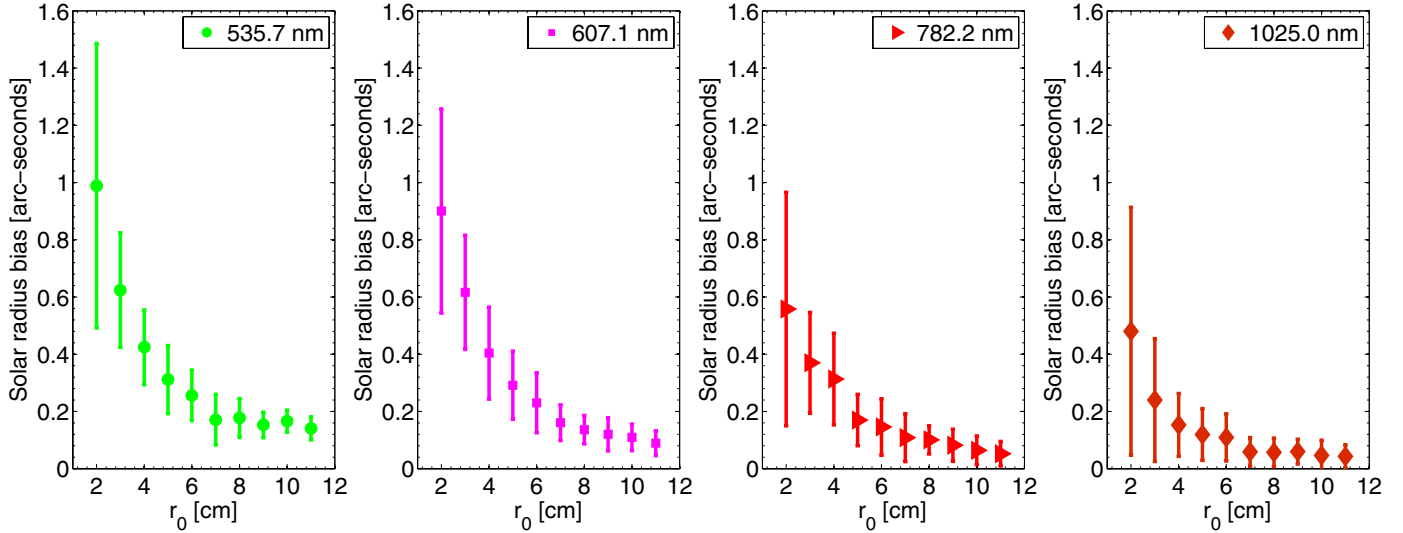
A *Picard Sol* visible wide-field camera (Caméra *Picard Sol* or CPS), operating in color (SBIG AllSky-340, Santa Barbara Instrument Group) is used to detect the location of clouds, which the pyranometer and photometer do not allow. This instrument permits detecting thin cirrus because of its great sensitivity and provides complementary information to the pyranometer and the photometer (aerosols). CPS brings us information about the quality of the sky (Fig. 9) and high-altitude clouds.

## 5. Picard Sol instrumental calibrations and operations

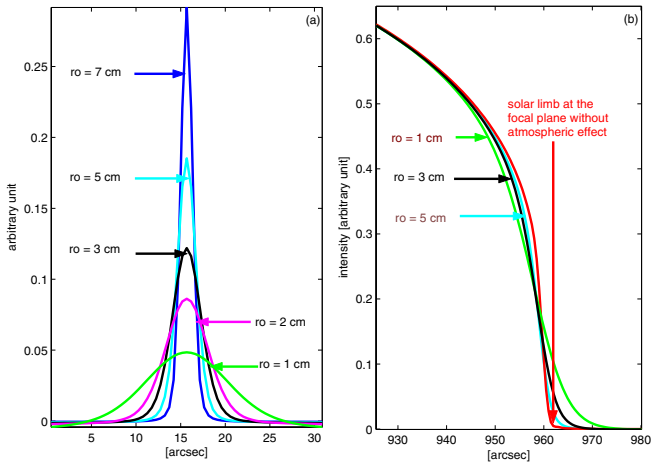
### 5.1. Picard Sol instrumental calibrations

#### 5.1.1. Angular calibration for the SODISM II plate-scale determination

The knowledge of the SODISM II plate-scale is a fundamental parameter to derive an absolute value of the solar radius. Moreover, to discuss its wavelength dependence, we also need to obtain the plate-scale at different wavelengths. This can first be estimated theoretically using the appropriate optical



**Fig. 5.** Simulation of the bias due to Fried parameter ( $r_0$ ) on SODISM II measurements (Von Kàrmàn model) with long-exposure times ( $50 \times \tau_0$ ).



**Fig. 6.** Effect of turbulence on the limb-shape **b)** and its derivative **a)** as a function of  $r_0$ .

configuration (optical thickness of the different filters, point spread function (PSF), etc.). However, given the level of accuracy required for our measurements, a specific experimental calibration is also required. This is achieved by observing pairs of stars selected according to their brightness and angular distances, which must be close to 30 arcmin. The highest acceptable magnitude is 5 and the elevation must be greater than 20 arcdegrees given the limitation of the equatorial mount and to avoid strong atmospheric refraction. Five pairs of stars have been selected for measurements at different periods of the year (Meftah et al. 2012). Data processing includes three types of corrections:

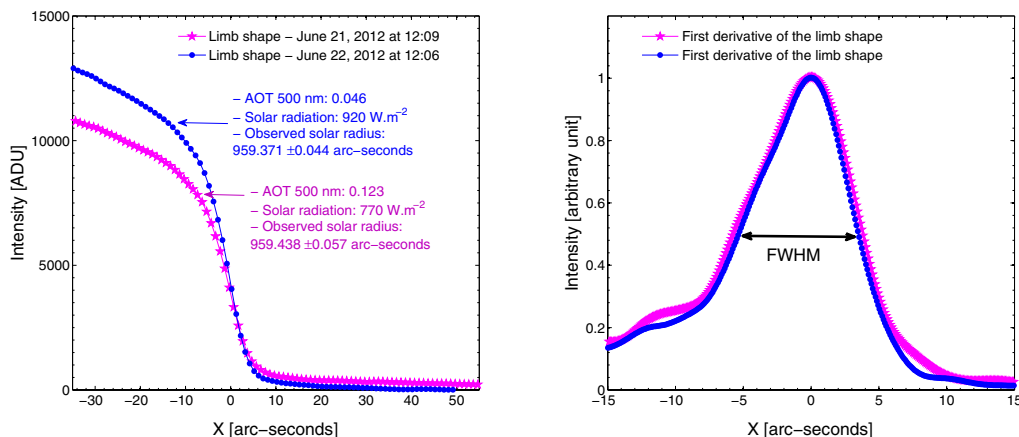
1. proper motion of the star, parallax depending on the position of Earth around the Sun, and aberration;
2. chromatic effects, because the measurements are made without interference filter using stars of different types to infer the plate-scale conversion at the wavelength of the SODISM II measurements through an interference filter of known optical thickness;
3. thermal effects, because the measurements are made in the night-time. Thermal corrections to the focus applied for night-time star observing are weak. Indeed, our front window is inside the vacuum tank, which is controlled in temperature.

Another way for estimating SODISM II plate-scale is to use the solar radius obtained by the SODISM space instrument during the Venus transit as reference (Meftah et al. 2014a). The synthesis associated with these three approaches is given in Table 3. Two experimental calibrations (ACPS and SRPS) lead to results that agree at a level better than  $5 \times 10^{-5}$ . These results and the wavelength dependence are strongly linked to the knowledge and proper modeling of the instrumental optical configuration, however. In the following, we adopt the SRPS values, with which we associate conservative uncertainties of  $10^{-4}$ . This introduces an uncertainty of  $\pm 0.090$  arcsec on the determination of the absolute value of the solar radius.

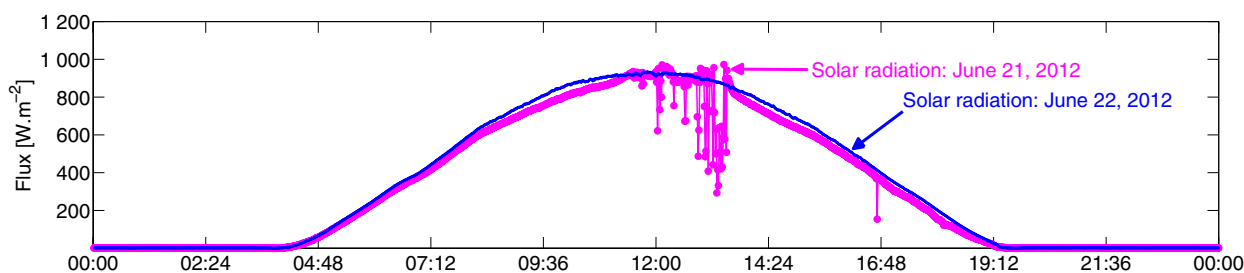
### 5.1.2. SODISM II radiometric calibrations

The image data of the SODISM II solar telescope require dark-signal corrections (Hochedez et al. 2014). SODISM II dark-current images have been performed every day and with an exposure time of 1.4 s. All images have been corrected for dark-current.

Our images also require flat-field corrections, which consist of measurements allowing to set the pixels responsivity on the same photometric scale. This is potentially important for the precise determination of the limb-shape from which the solar radius is obtained. The whole SODISM II system must be used, including the interference filters. For flat-field measurements, the absence of clouds is mandatory, which is ensured by taking into account the observations gathered by the PAPS photometer, the PPS pyranometer, and the CPS camera. We used the method developed by Kuhn et al. (1991), which is based on the displacement of multiple images from the same source, here, the Sun. The set of images covers the CCD by scanning the Sun using the solar mounting. During the displacement, the Sun irradiance constancy is checked by using the pyranometer data and the integrated intensity within the image. As expected, operation made around solar noon is preferable. For each wavelength, the duration of the operation is around 80 minutes for acquiring 64 images. It is difficult to ensure that we keep excellent and stable conditions over such a long period and therefore it is very difficult to obtain a good flat-field on a regular basis for all wavelengths this way. A new method based on contrast maps has been developed and is being tested. This method basically assumes that the limb darkening function (LDF) is theoretically



**Fig. 7.** Left: atmospheric effect on limb-shape at 535.7 nm (b). Right: evolution of the limb-shape first derivative. FWHM of the solar limb first derivative decreases as AOT decreases.

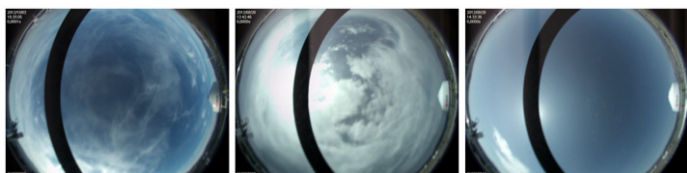


**Fig. 8.** Superposed solar radiation received on a horizontal plane in clear and slightly perturbed atmospheric conditions. The blue curve shows the measurement on the next day to allow a comparison with clear air conditions.

**Table 3.** SODISM II plate-scale for different wavelengths.

Wavelength [nm]	Optical thickness [mm]	TPS	ACPS	SRPS	SRPS-ACPS
393.37	12.328	1.060818	1.061076	1.061102	$2.63 \times 10^{-5}$
535.7 (a)	12.297	1.060792	1.061057	1.061060	$2.75 \times 10^{-6}$
535.7 (b)	12.303	1.060796	1.061061	1.061064	$2.92 \times 10^{-6}$
607.1	12.225	1.060757	1.061016	1.061025	$9.42 \times 10^{-6}$
782.2	12.341	1.060781	1.061083	1.061049	$-3.40 \times 10^{-5}$
1025.0	12.080	1.060679	1.060931	1.060947	$1.54 \times 10^{-5}$

**Notes.** The optical thickness column corresponds to a characterization of the different filters. SODISM II interference filters do not have the same optical thickness (index, thickness of optical elements used, etc.). Thus, each wavelength has its own plate-scale correction factor. Theoretical plate-scales (TPS in arcsec pixel<sup>-1</sup>) are obtained from an optical model using the appropriate optical configuration. Angular calibration plate-scales (ACPS in arcsec pixel<sup>-1</sup>) are obtained during specific campaigns on star doublets. SODISM reference plate-scales (SRPS in arcsec pixel<sup>-1</sup>) are obtained from the knowledge of the solar radius measured by SODISM at 607.1 nm during the Venus transit. Six digits of the TPS, ACPS, and SRPS entries are significant.



**Fig. 9.** Three typical situations encountered during operations that show different atmosphere transparency. They provide additional information for the instrumental calibration.

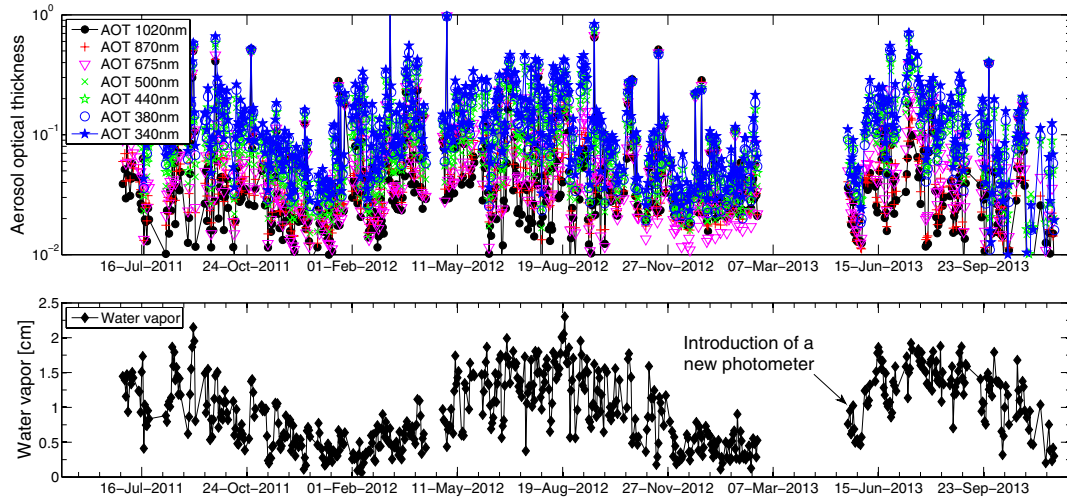
well known at least up to 0.8 solar radius and can be removed from each image after a proper normalization. The resulting contrast map is then assimilated to a uniformly illuminated plane, and the imperfect tracking of the Sun center during an observation sequence is used to build the flat-field. The effects of active

regions are eliminated by taking for each pixel a median value over the whole sequence of contrast maps (Fig. 4). Our first tests have shown that the effect of flat-field corrections on the determination of the mean inflection point location is lower than 1 mas.

## 5.2. Picard Sol operations

The seeing monitor MISOLFA and the solar imager SODISM II have observed the Sun together since March 2011. SODISM II records full solar images at several wavelengths, with an optimal cadence of one image per minute (nominal operations since May 6, 2011). At the same time, MISOLFA records a continuous sequence of high-resolution (0.2 arcsec) and high-cadence (32 images per second) limb images at 535 nm from the two opposite sides of the solar disk as well as the temporal irradiance fluctuations on the pupil channel.





**Fig. 10.** Aerosols optical thickness (AOT) and water vapor content as a function of time at the observation site of Calern. The measurements obtained are part of data selection process.

## 6. Data selection, SODISM II corrections, and uncertainty budget

### 6.1. SODISM II data selection

The main causes of perturbation acting on the solar images are the transparency of the atmosphere and turbulence. The transparency of the atmosphere is of prime importance for the quality of the measurements. Scattered light has an effect on the image contrast and the limb-shape. Correcting for it would be difficult even if the detailed structures of the aerosols cloud (solid or liquid) were known. The best way consists of performing a drastic data selection. To achieve it, we dispose of key information about the aerosols load and presence of cirrus, which is more frequent in summer (constituting June, July, and August) than in winter (December, January, and February). The additional instrumentation (photometer, pyranometer and camera) provides a quality index for solar images taken by SODISM II and allows us to reject all data that are contaminated by atmospheric effects. Figure 10 shows that in terms of atmospheric aerosol, local winter is preferable. However, the lower mean Sun elevation in winter corresponds to a higher air mass, which also affects the mean image contrast. This is why both summer and winter images can pass the data selection process. The only way to minimize the presence of aerosol or to reduce its seasonal variations would be to observe from an observatory at a higher altitude.

### 6.2. SODISM II corrections

#### 6.2.1. SODISM II correction for Sun-Earth distance (Calern-Sun distance)

The average Sun-Earth distance is called the astronomical unit (1 AU is equal to 149 597 870.700 km). It is a simple matter to correct the solar radius measurements within any time to their corresponding values at 1 AU based on the well-known ephemeris (Calern observatory). An error of one minute on dating images (impact on ephemeris value) would correspond to a maximum of 1 mas uncertainty on the determination of the solar radius.

#### 6.2.2. Refraction and SODISM II computational method

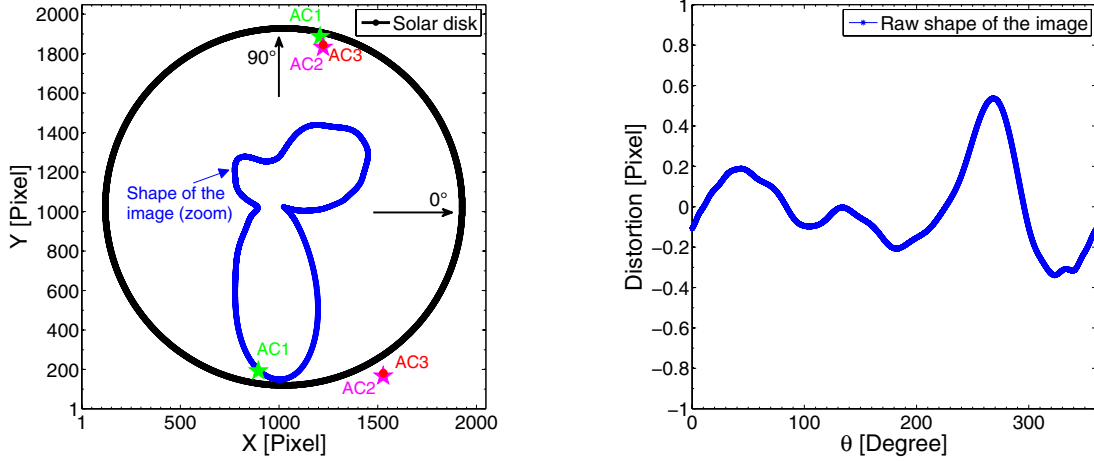
Effect of refraction on the mean solar radius is corrected. The key inputs for this correction are temperature ( $T$ ), pressure ( $P$ ), and relative humidity ( $f_h$ ) locally measured with the additional instrumentation. The standard conditions for Calern site are: (i)  $T = 15^\circ\text{C}$ ; (ii)  $P = 875$  hPa; and (iii)  $f_h = 50\%$ . For temperature, pressure, and relative humidity, we assumed uncertainties of  $\Delta T = 0.5^\circ\text{C}$ ,  $\Delta P = 1$  hPa, and  $\Delta f_h = 5\%$ , which are typical for a standard weather station. Thus, the uncertainty on the correction is smaller than 20 mas for zenith distances lower than  $70^\circ$ . In this work, the correction for refraction is directly applied on the mean solar radius. For more accurate measurements, the corrections can be applied individually for each heliographic angle. This method should be used in future work to distinguish and understand the different effects on solar radius measurements (optical aberrations, turbulence, etc.).

#### 6.2.3. Turbulence and MISOLFA measurements

The main source of uncertainty and bias for any ground-based measurement is certainly the effect of optical turbulence. Attempts to reduce this effect were historically made by using the finite Fourier transform definition of an edge on the solar disk (Brown 1982). This definition of the solar edge is based on a filtered integral of the solar signal at the solar limb. This minimizes the influence of the varying slope of the observed LDF that is induced mostly (but not only) by the varying atmospheric conditions such as seeing and scattering. Thus, the effect of turbulence is a spreading of the limb-shape that leads to a decrease of the solar radius. In other terms, turbulence generates a biased solar radius measurement. This bias can be estimated by using a model of turbulence and a given limb-shape. The results are shown in Fig. 5 using the model of Von Kärman (Ikhlef et al. 2012). The bias on solar radius is decreasing with increasing  $r_0$  and reaches an asymptotic value that depends on the wavelength (for solar continuum). As we show below,  $r_0$  found in our observations is around 3 cm (at 535 nm), which implies a bias correction of about 0.6 arcsec, with a root mean square (RMS) of about 0.2 arcsec (at 535.7 nm). MISOLFA and SODISM II are simultaneously operated, which allows us, in principle, to correct each solar radius. The detailed treatment of MISOLFA records is still underway, however, and in this preliminary work, we use

**Table 4.** Fried parameter measurement performed between June 2010 and May 2012 (monthly median values  $r_0$  and standard deviation  $\sigma$ ).

Month	Jan.	Feb.	Mar.	Apr.	May	Jun.	Jul.	Aug.	Sep.	Oct.	Nov.	Dec.
$r_0$ [cm]	2.82	3.42	2.92	3.71	4.10	4.20	3.88	2.50	3.70	3.45	3.50	2.75
$\sigma$ [cm]	0.94	1.26	1.11	1.28	1.32	1.32	1.76	1.16	1.24	1.19	0.91	0.50



**Fig. 11.** *Left:* the solar disk as seen on the CCD shown with the black curve. The raw shape of the SODISM II image (solar radius at a given angle minus its lowest value) is represented with the blue curve. The scale is amplified by a factor of 1000. The three stellar angular calibrations (AC) that have been performed are represented by star symbols. The SODISM II plate-scale also depends on the shape of the image. *Right:* average limb position vs. central angle plotted in pixel units. The shape of the image corresponds to a SODISM II optical default (astigmatism). This shape does not change significantly over time (few mas).

only an average value of  $r_0$ . In a future work, the use of monthly averages of the Fried parameter should remove most of the seasonal effects induced by turbulence, but the ultimate goal with MISOLFA is to obtain reliable estimates of  $r_0$  every minute. The Fried monthly averaged parameter measured from 2010 to 2012 is shown in Table 4.

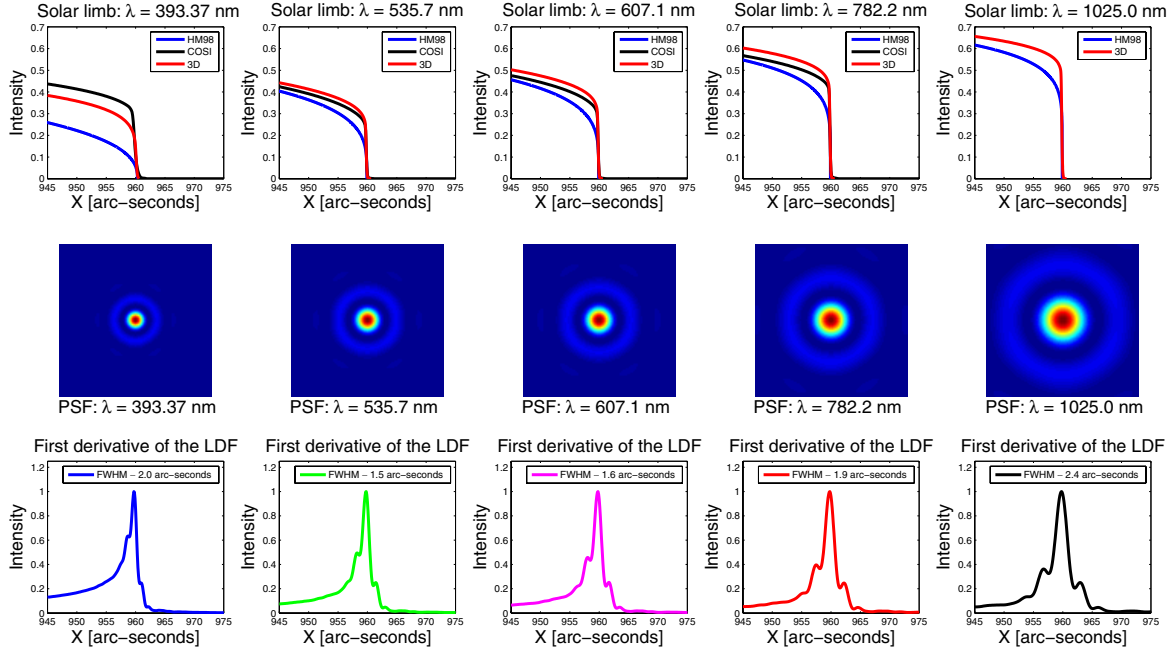
#### 6.2.4. SODISM II distortion and shape of the raw image

We defined the solar radius by the inflection-point position (IPP) of the solar-limb profiles taken at different angular positions ( $\theta$ ) of the image. The IPP is obtained by the passage through zero of the solar limb second derivative. The shape of SODISM II raw image (contour) is obtained from the calculation of all inflection points. Figure 11 shows the raw shape of SODISM II images obtained at low zenith distance to avoid astronomical refraction effects. The shape of the image is at most one pixel (around one arcsec). Knowledge of the image shape is critical for different calibrations (plate-scale) and corrections. Measurements of solar oblateness are not achievable with SODISM II instrument. It has been established from space missions that the difference in equator-to-pole radius is smaller than  $10^{-2}$  arcsec (Kuhn et al. 2012). Thus, we can consider that the shape of the Sun is a perfect solar disk. Therefore, the shape of the image depends on the refraction, turbulence, and optical aberrations. In Fig. 11, the positions of three pairs of stars used for the plate-scale calibration are shown. The values of the plate-scale deduced from the measurements of their angular distance on the CCD were corrected using the information on image distortion provided by the observed shape of the solar disk.

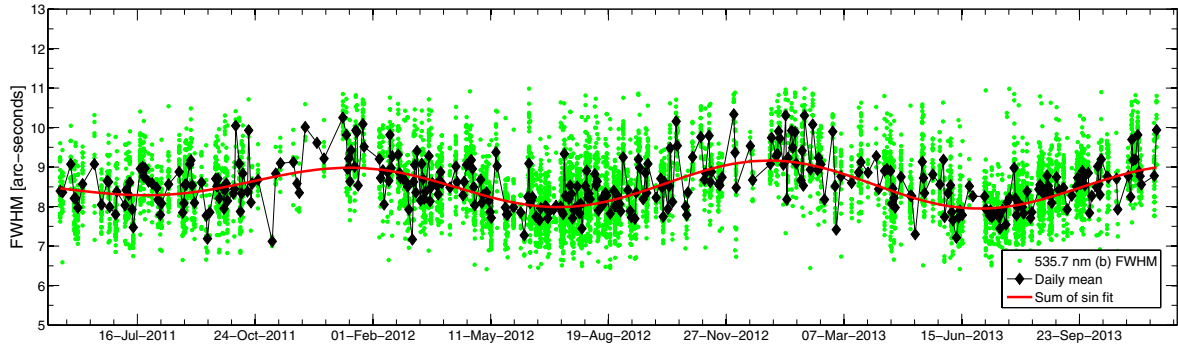
#### 6.2.5. SODISM II PSF

The SODISM II PSF and its effect on the solar limb were studied for the nominal optical configuration (Fig. 12), wherein the

instrument is diffraction limited. Indeed, the SODISM II design and dimensions are such that the size of the Airy diffraction disk is about one arcsecond in the bluest case, which is still larger than any of the expected aberrations. The LDF of HM98 (Hestroffer & Magnan 1998), the COSI code for solar irradiance (Haberreiter et al. 2008a; Shapiro et al. 2010) and 3D hydrodynamic and magneto-hydrodynamic simulations or 3D model (Piau et al. 2011) were convolved by the theoretical PSF of the telescope, and the results for each wavelength are represented in Fig. 12 (LDF, PSF, and first derivative of the LDF convolved with the instrument PSF). The first derivative of the limb is spread over about two arcsec, and the location of the inflection point (maximum of the first derivative) appears to be clearly defined for all LDF models. We then studied the quality of the SODISM II images to see whether a solar radius measurement can be achieved with those data. We show in Fig. 7 (left panel) the solar limb intensity darkening extracted from solar images recorded at 535.7 nm (b) in two typical cases. We next compute the first derivative of these two LDFs to better evaluate their spread (right panel in Fig. 7). The observational curve gives an indication of image quality. The first derivative of the solar limb recorded with SODISM II is significantly wider than the spread expected from the model (Fig. 12, bottom panel at 535.7 nm). The slope of the observed intensity profile – defined as the full width at half maximum of its first derivative – is wider than expected by  $\sim 6$  arcsec. This might be caused by a misalignment of the optical elements (astigmatism), combined with turbulence effects, and thermo-optical effects, which can also blur the image. In itself, this does not disqualify the scientific objective since it is equivalent to having a telescope with a smaller aperture, giving the observed PSF. But it would have to be time invariant that is constant during the entire mission. Thus, we do not seek to obtain the best focus. We simply wish to have a stable instrument. The daily means of observed LDF first derivative FWHM (Fig. 13) show a slight seasonal modulation,



**Fig. 12.** *Top:* LDF at 393.37, 535.7, 607.1, 782.2 and 1025.0 nm, for the HM98 (empirical power-law model extrapolated to the limb), COSI models and 3D model. Their convolution with the nominal PSF of SODISM II is dominated by diffraction. *Middle:* SODISM II PSF for each wavelength. These PSF have been estimated by an optical model of SODISM II. *Bottom:* first derivative of the convolution between the two observables (LDF and PSF). It can be verified visually that the FWHM of the first derivative of the solar limb is about two arcsec.



**Fig. 13.** Evolution of the solar limb first derivative FWHM at 535.7 nm (b) since the beginning of the mission (green dot). The black curve with diamond symbols corresponds to the FWHM of the daily mean at 535.7 nm (b).

however, which is probably related to the seasonal variations of the mean elevation of the Sun in the sky, which modulates both the influence of turbulence and the mean image contrast.

### 6.3. SODISM II uncertainty budget for determining the solar radius

Uncertainties for the absolute accuracy of the solar radius for different wavelengths are given in Table 5. Turbulence is a major source of uncertainty. The spatial and temporal variations of the refractive index change the path of light as it travels through the atmosphere, causing image motion and blurring. Turbulence limits the resolving power of the telescope. The Fried parameter, which qualifies the observations (seeing), is the dominant element in calculating the phase fluctuation variance. Considering a Kolmogorov model, the Fried parameter ( $r_0$ ) is related to the angle of arrival fluctuation variance ( $\sigma_\alpha^2$ ) by

$$r_0 = 8.25 \times 10^5 \times D^{-\frac{1}{5}} \times \lambda^{\frac{6}{5}} \times (\sigma_\alpha^2)^{-\frac{3}{5}}, \quad (2)$$

where  $D$  is the aperture of the telescope (m) and  $\lambda$  is the wavelength (m). This equation was used to compute the Fried parameter, and some results shown in the Table 4. It is predicted from the Kolmogorov theory of turbulence, and the known dispersion of air, that the Fried parameter varies with wavelength as  $r_0 \propto \lambda^{\frac{6}{5}}$ . As mentioned above, the average Fried parameter  $r_0$  is 3.41 cm at 535 nm. Thus, from the proportional relationship, we can determine the different values of  $r_0$  for SODISM II different wavelengths (3.97 cm at 607.1 nm, 5.38 cm at 782.2 nm and 7.44 cm at 1025.0 nm). Therefore, we know the bias and the associated uncertainty on solar radius measurement for each wavelength ( $540 \pm 170$  mas at 535.7 nm,  $410 \pm 160$  mas at 607.1 nm,  $160 \pm 90$  mas at 782.2 nm and  $60 \pm 50$  mas at 1025.0 nm), and that from Fig. 5.

The SODISM II instrument is thermally controlled and appears to be robust against changes on the order of few microns or a few degrees of temperature (Meftah et al. 2014b). Temperatures of the instrument (housekeeping) are measured, and their variations (thermal effects) introduce an uncertainty

**Table 5.** SODISM II uncertainties for all wavelengths.

Uncertainty sources	535.7 (a)	607.1	782.2	1025.0	Type
Angular calibration	90	90	90	90	Random
Aerosols	–	–	–	–	D <sup>a</sup>
Calern-Sun distance	≤1	≤1	≤1	≤1	Random
Refraction	≤20	≤20	≤20	≤20	Random
Turbulence	170	160	90	50	Random
Optical distortion	–	–	–	–	C <sup>c</sup>
PSF	–	–	–	–	C <sup>c</sup>
Scattered light	–	–	–	–	N <sup>b</sup>
Pointing	–	–	–	–	D <sup>a</sup>
Thermal effects	≤10	≤10	≤10	≤10	Random

**Notes.** All values are in mas. <sup>(a)</sup> D: Data selection. <sup>(b)</sup> N: Negligible. <sup>(c)</sup> C: Calibration.

smaller than 10 mas on the determination of the solar radius (for each wavelength).

## 7. Results and discussion

### 7.1. Solar radius determination

#### 7.1.1. Mean solar radii obtained after refraction correction

An evolution of the solar radius measurements obtained with SODISM II (SRPS reference) is shown in Fig. 14 as a function of time for different wavelengths and after refraction correction. From these corrected measurements, a mean solar radius for each wavelength is given in Table 6. The SODISM II mean radius of 959.237 arcsec (with  $\sigma = 0.25$  arcsec) at 535.7 nm (a) is deduced from 20300 measurements. This is our reference time-series (comparison with historical measurements made at Calern). The various evolutions indicate that with increasing wavelength (solar continuum) the mean solar radius increases. At 393.37 nm, chromospheric emissions are recorded. Given its location above the photosphere, the solar radius is larger than those measured by using photospheric emissions. There is a difference of 700 mas compared with our reference wavelength. Without turbulence and with a perfect instrument, this difference must be on the order of 400 mas. This channel requires a special analysis.

#### 7.1.2. Mean solar radii obtained after turbulence correction

The final SODISM II results (solar continuum), after making all necessary corrections described in the previous sections, are listed in the Table 7. The value of the solar radius is found to be equal to 959.777 arcsec at 535.7 nm (a), while the estimated uncertainties of the measurements are typically smaller than 0.2 arcsec. At 1025.0 nm, the solar radius is smaller than those found at 607.1 nm and 782.2 nm.

### 7.2. Solar radius variability

The current solar cycle is probably going to be the weakest in 100 years, which is an unprecedented opportunity for studying the variability of the solar radius during this period. The SODISM II measurements we made are reproducible. We did not observe any significant degradation. The solar radius observed with SODISM II results from variations smaller than 50 mas that are out of phase with solar activity. Solar radius variations for SODISM II and different instruments are plotted in Fig. 2,

**Table 6.** SODISM II mean solar radius ( $R$ ) for each wavelength and standard deviation ( $S$  at  $1\sigma$ ) of the daily mean values after refraction correction.

Wavelength [nm]	$N$	$d$	$R$	$S$
393.37	11 309	367	959.940''	0.106''
535.7 (a)	20 300	374	959.237''	0.125''
535.7 (b)	11 391	376	959.286''	0.103''
607.1	11 342	350	959.452''	0.126''
782.2	11 351	375	959.716''	0.099''
1025.0	11 759	375	959.772''	0.181''

**Notes.**  $N$  is the total number of measurements gathered between May 2011 and December 2013, and  $d$  is the number of observation days.

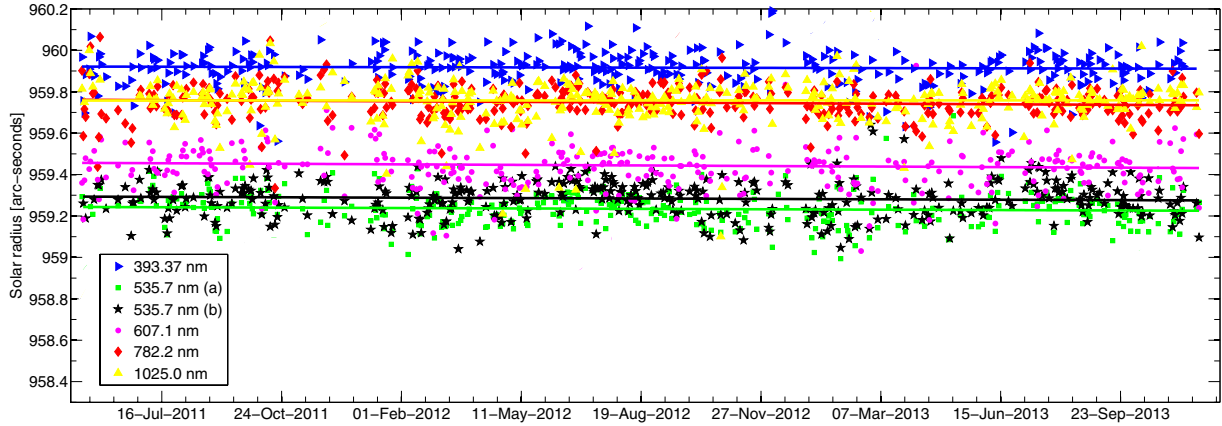
showing inconsistent results. Nevertheless, we can observe the measurement continuity between SODISM II and MDI.

### 7.3. Spectral dependence of solar continuum radius

One of the objectives of the PICARD mission is to deduce the spectral dependence of the solar limb profile. A study of the shape of the solar limb (models and observations) was carried out by Thuillier et al. (2011). Several kinds of solar atmosphere models were compared. Some models are constructed empirically for instance that of HM98, but contain no IPP. Others use theoretical models, such as VAL81 (Vernazza et al. 1981), FCH09 (Fontenla et al. 2009), and COSI, or are based on physical principles, such as SH09 (Short & Hauschildt 2009). Finally, others use 3D numerical simulations. Table 8 compares the IPP for four wavelengths. The different solar models show the same trend and their predictions agree well. The differences ( $\Delta$ IPP) of the inflection-point position at 607.1 nm, 782.2 nm and 1025.0 nm from the IPP reference at 535.7 nm are smaller than thirty mas for the different models, but numerous studies of solar radius variation at different wavelengths appear in the literature that show a higher wavelength dependence, but with conflicting results. These measurement differences are most likely dominated by a poor correction of the wavelength dependence of instrumental (plate-scale, PSF, etc.) and atmospheric effects and not on the weak wavelength dependence of the solar LDF itself in the photospheric continuum.

From a theoretical model, we analyzed the impact of an instrumental effect on the inflection-point position. Figure 15 highlights the impact of an optical aberration (astigmatism) on our fine metrology measurements. The trend we see with the instrument is real. Indeed, three interference filters are from the same fabrication batch (535.7, 607.1, and 782.2 nm). A more detailed laboratory measurement of the instrument PSF can help us to refine this result. At 1025.0 nm, the result is more delicate. For this wavelength, we manufactured the interference filter after all others. There may be a low deviation in the determination of the optical thickness. Moreover, for this wavelength the quantum efficiency of the CCD is poor and the difference between the mean corrections introduced for turbulence (Table 7) is 100 mas between 782.2 nm and 1025.0 nm. This is based on the theoretical  $\lambda^{6/5}$  dependence of  $r_0$ , but needs to be confirmed experimentally.





**Fig. 14.** Daily mean SODISM II observed solar radius with refraction correction as a function of time for different wavelengths. For all wavelengths, we obtained a negative slope of about 12 mas per year, which is not significant when compared with the  $1\sigma$  uncertainty obtained on the mean radius (between 100 and 200 mas in Table 6). Any long-term instrumental degradation of the PSF or focus would lead to a slightly lower radius estimate.

**Table 7.** SODISM II mean solar radii and associated combined standard uncertainties after turbulence correction.

Wavelength [nm]	535.7 (a)	607.1	782.2	1025.0
Radius $^a$ ["]	959.237	959.452	959.716	959.772
Estimated $r_0$ [cm]	3.41	3.97	5.38	7.44
Turbulence bias ["]	0.54	0.41	0.16	0.06
Corrected radius ["]	959.777	959.862	959.876	959.832
Uncertainty $-1\sigma$ ["]	0.194	0.185	0.129	0.105

**Notes.** Results shown for each wavelength are obtained with quasi-identical exposure time. <sup>(a)</sup> Refraction correction only.

#### 7.4. Discussion

The SODISM II mean radius value without turbulence correction (959.24 arcsec) obtained at 535.7 nm (a) is slightly lower than the mean value obtained by the two historic instruments (Solar Astrolabe and DORAYSOL) installed at Calern observatory (959.51 arcsec). Unfortunately, Solar Astrolabe and DORAYSOL are no longer in operation and simultaneous measurements could not be made to date. The SODISM II mean radius value obtained at 535.7 nm (b, 8.9 s) is slightly greater (50 mas) than 535.7 nm (a, 1.3 s), but the difference is within their uncertainties and they show the robustness of our instrumentation (almost equivalent results with two different interferential filters and with different exposure times). Thus, at 535.7 nm, we find a solar radius of  $959.78 \pm 0.19$  arcsec, which is slightly higher but still compatible with the canonical solar radius (Auwers 1891).

For SODISM II at 607.1 nm, we found a solar radius of  $959.86 \pm 0.18$  arcsec during the period 2011–2013. This result is also very similar to that obtained with the HMI instrument ( $959.90 \pm 0.06$  arcsec) during the last Venus transit. These results obtained with different instruments and methods highlight a probable underestimation of the solar radius canonical value (959.63 arcsec) or a slight evolution since the eighteenth century. On the other hand, our results at all wavelengths lead us to suspect an overestimation of the solar radius obtained with the MDI instrument ( $960.12 \pm 0.09$  arcsec). From radiative transfer simulations, we do not expect a variation of more than 20 mas between the measurements made at different wavelengths of the

**Table 8.** Difference ( $\Delta$ IPP) of the inflection-point position at 607.1 nm, 782.2 nm, and 1025.0 nm from the IPP reference at 535.7 nm (a) for different solar models.

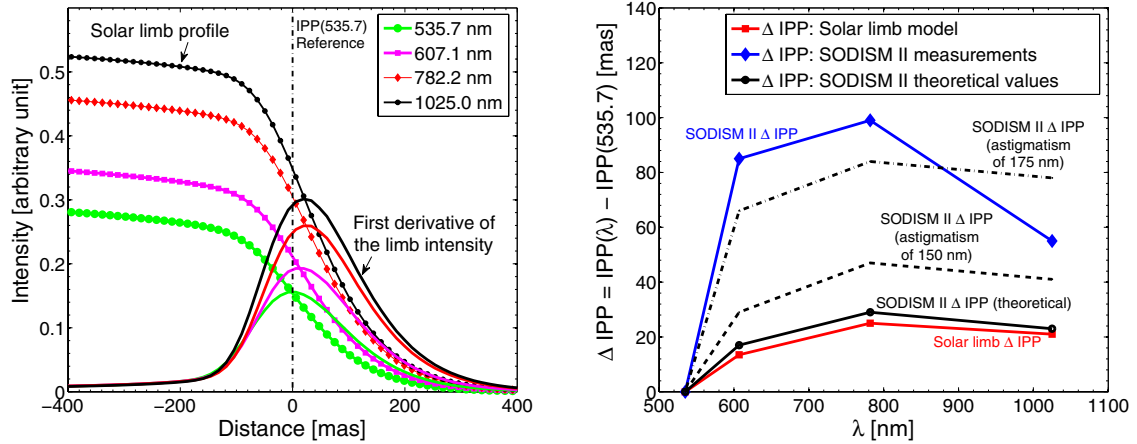
Wavelength ( $\lambda$ )	607.1 nm	782.2 nm	1025.0 nm
$\Delta$ IPP VAL81	11.9	30.2	–
$\Delta$ IPP FCH09	13.6	32.8	–
$\Delta$ IPP SH09	9.4	21.2	–
$\Delta$ IPP COSI	10.0	28.0	–
$\Delta$ IPP 3D	13.5	25.0	21.0
SODISM II $\Delta$ IPP	85.0	99.0	55.0

**Notes.** SODISM II  $\Delta$ IPP represents the values obtained by measurement. All values are in mas.

photospheric continuum. We have shown, however, that chromatic effects of astigmatism can contribute significantly to establish such a wavelength dependence in the measurements. From the ground, the bias introduced by optical turbulence is also dependent on the wavelength, and an inappropriate correction would also lead to different results.

At 1025.0 nm, we initiated a new time-series and found a solar radius of 959.83 arcsec during the period 2011–2013. This wavelength is interesting because it is less sensitive to either optical turbulence and atmospheric absorption. Our detector performs less well in this spectral range, however, and we estimate that our best result in the present instrumental configuration is probably obtained at 782.2 nm (solar radius of  $959.88 \pm 0.13$  arcsec).

The future work will be an even more detailed study of the instrumental and atmospheric turbulence effects and their uncertainty budget contribution. In addition, we have set up additional instrumentation to monitor various aspects of the instantaneous atmospheric conditions. A detailed analysis can also be conducted to verify the minor effects of aerosols on the solar radius measurements made by SODISM II. So far, we did not find any correlation between solar radius measurements and aerosol optical thickness or water vapor, which is less strong in winter. A seasonal effect still exists on the solar radius measurements after correction for refraction, but it is very likely related to the variation of the daily mean zenith distance, which enhances both the



**Fig. 15.** *Left:* LDF at 535.7, 607.1, 782.2 and 1025.0 nm, for theoretical solar models. First derivative of the LDF for each wavelength. Location of the IPP(535.7) reference position. *Right:* the red curve with circle symbol represents  $\Delta\text{IPP}$  as a function of wavelength for 3D solar model. The blue curve with diamond symbols represents  $\Delta\text{IPP}$  as a function of wavelength for SODISM II measurements. The black curves represents  $\Delta\text{IPP}$  as a function of wavelength for SODISM II theoretical results (convolution between LDF and PSF for three different cases).

effects of atmospheric extinction and turbulence. The most important parameters are the refraction and the optical turbulence. Scattering of the solar light by aerosols is not dominant.

Solar cycle 24 is particularly low, and as mentioned above, we find no significant correlation between solar activity or TSI and the variation of the solar radius. This finding is the same as that performed by SDS or MDI (Sofia et al. 2013; Bush et al. 2010). During the rising phase of cycle 24, however, we find much lower variations than those observed by SDS instrument over previous cycles. Only two and half years have been analyzed so far, but our first results show a remarkable stability at all wavelengths while the cycle was rising. This is consistent with the results obtained by MDI, which showed no significant variations of the solar radius in correlation or anticorrelation with activity over cycle 23.

## 8. Conclusion

At Calern (France), a set of instruments was installed to carry out solar radius measurements with the capability of distinguishing the atmospheric effect that might affect them. These effects are turbulence and aerosols scattering. The photometer provides a quality index of pictures taken by SODISM II (aerosol optical thickness and water vapor). The pyranometer measures the solar irradiance at ground level and provides another quality index for SODISM II measurements. A camera also contributes to data selection. These instruments allow us to discard contaminated data. Because turbulence effects cannot be avoided, an instrument is dedicated to measure this. SODISM II provides a nearly continuous record of the solar radius at different wavelengths since May 2011. MISOLFA measures the spatio-temporal parameters of the local turbulence since 2010. Currently, given the noise affecting its measurements, only monthly averages are used. The average Fried parameter  $r_0$  is 3.41 cm for the period of observations reported here. We showed that it is possible to quantify the effect of aerosols through an associated modulation transfer function (MTF) that can be multiplied to the optical turbulence MTF to estimate the overall atmospheric MTF (e.g., Dror & Kopeika 1995). Therefore aerosols potentially have an impact on image spread, but it is expected to be small when

observing the Sun from the heated ground where most of the optical turbulence is generated. Our first results presented here confirm that to first order, the effect of aerosols is rather only extinction and that optical turbulence is the only significant effect that contributes to the image spread. A detailed analysis of the PAPS records will help us in the future to determine the potential minor effects caused by aerosols. In this work, data selection was made mainly with the PAPS, PPS, and CPS. We are still working to improve the MISOLFA signal-to-noise ratio and pipeline, however, to derive estimates of  $r_0$  every minute. We have shown (Fig. 7 of Ikhlef et al. 2012) that at given moments the  $r_0$  value can be as high as 8 cm, which is significantly higher than the monthly average value. From Fig. 5, we see that the bias introduced by turbulence is low and remains roughly constant for  $r_0$  above 7 cm. Selecting these particular images would therefore effectively lead to a series with a lower bias introduced by turbulence and lower uncertainties associated with the estimated bias corrections. Main corrections to the observed radius of the Sun are (i) atmospheric refraction (at most  $\sim 1.0$  arcsec); and (ii) seeing, which generates a bias lower than  $\sim 0.5$  arcsec, which is wavelength dependent. The SODISM II solar radius at 535.7 nm, after making all necessary corrections, is close to 959.78 arcsec, while the estimated uncertainties of the measurements are typically smaller than 0.2 arcsec. For other wavelengths of the SODISM II instrument, the solar radii are close to 959.9 arcsec. The solar radius observed with SODISM II (during the period 2011–2013) results from variations smaller than 50 mas and it is out of phase with solar activity. A continuation of PICARD ground-based segment will allow us to confirm our observations about the variations of the solar radius.

*Acknowledgements.* This project is a collaboration between LATMOS, OCA, and CRAAG and is supported by CNES and CNRS. We thank CNES (Centre National d'Études Spatiales), CNRS (Centre National de la Recherche Scientifique), Laboratoire d'Optique Atmosphérique (University of Lille 1), and LESIA (Laboratoire d'Études Spatiales et d'Instrumentation en Astrophysique) for their support as well as all the participants who have devoted their expertise to this project. Numerous individuals have been involved in this project. They are all gratefully acknowledged for their respective contributions, although they cannot be listed here because many of them joined the development for only few months. The following institutes are acknowledged for providing the data: Solar Influences Data Center (Belgium), the "Physikalisch-Meteorologisches Observatorium Davos" (PMOD, Switzerland) and the Hansen Experimental Physics Laboratory (HEPL, Stanford University, United States). We especially

want to thank Rock Bush (HEPL team, Stanford University) who provided data from the MDI instrument. We also thank Alexander Shapiro and Werner Schmutz (PMOD) who provided COSI solar models at wavelengths associated with our instrument. We would like to thank Farrokh Vakili (Head of Côte d'Azur Observatory) for his support and provision of Calern site means. Finally, we thank the referee and the Editor for the constructive remarks and suggestions. This work is dedicated to the memory of Francis Laclare, who inspired a generation of astrophysicist to consider the measurement and interpretation of the solar diameter.

## References

- Adassuriya, J., Gunasekera, S., & Samarasingha, N. 2011, *Sun and Geosphere*, 6, 17
- Assus, P., Borgnino, J., Martin, F., et al. 2002, in *Astronomical Site Evaluation in the Visible and Radio Range*, eds. J. Vernin, Z. Benkhaldoun, & C. Muñoz-Tuñón, ASP Conf. Ser., 266, 134
- Auwers, A. 1891, *Astron. Nachr.*, 128, 361
- Badache-Damiani, C., Rozelot, J. P., Coughlin, K., & Kilifarska, N. 2007, *MNRAS*, 380, 609
- Ball, W. T., Unruh, Y. C., Krivova, N. A., et al. 2012, *A&A*, 541, A27
- BenMoussa, A., Gissot, S., Schühle, U., et al. 2013, *Sol. Phys.*, 288, 389
- Braun, H., Christl, M., Rahmstorf, S., et al. 2005, *Nature*, 438, 208
- Brown, T. M. 1982, *A&A*, 116, 260
- Brown, T. M., & Christensen-Dalsgaard, J. 1998, *ApJ*, 500, L195
- Bush, R. I., Emilio, M., & Kuhn, J. R. 2010, *ApJ*, 716, 1381
- Corbard, T., Irbah, A., Assus, P., et al. 2010, *Astron. Nachr.*, 331, P58
- Coulter, R. L., Kuhn, J. R., & Lin, H. 1996, in *BAAS* 28, 912
- Delache, P., & Kroll, R. J. 1994, Booktitle: *The Solar Engine and its Influence on Terrestrial Atmosphere and Climate*, ed. Nesme-Ribes, E. (Berlin, Heidelberg: Springer Verlag), 193
- Dror, I., & Kopeika, N. S. 1995, *J. Opt. Soc. Am. A*, 12, 970
- Duchon, C. E., & O'Malley, M. S. 1999, *J. Appl. Meteorol.*, 38, 132
- Eddy, J. A., & Boornazian, A. A. 1979, in *BAAS*, 11, 437
- Emilio, M., Kuhn, J. R., Bush, R. I., & Scholl, I. F. 2012, *ApJ*, 750, 135
- Fontena, J. M., Curdt, W., Haberreiter, M., Harder, J., & Tian, H. 2009, *ApJ*, 707, 482
- Foukal, P., Fröhlich, C., Spruit, H., & Wigley, T. M. L. 2006, *Nature*, 443, 161
- Gilliland, R. L. 1981, *ApJ*, 248, 1144
- Haberreiter, M., Schmutz, W., & Hubeny, I. 2008a, *A&A*, 492, 833
- Haberreiter, M., Schmutz, W., & Kosovichev, A. G. 2008b, *ApJ*, 675, L53
- Hauchecorne, A., Meftah, M., Irbah, A., et al. 2014, *ApJ*, 783, 127
- Hestroffer, D., & Magnan, C. 1998, *A&A*, 333, 338
- Hochedez, J.-F., Timmermans, C., Hauchecorne, A., & Meftah, M. 2014, *A&A*, 561, A17
- Holben, B. N., Tanré, D., Smirnov, A., et al. 2001, *J. Geophys. Res.*, 106, 12067
- Ikhlef, R., Corbard, T., Irbah, A., et al. 2012, in *SPIE Conf. Ser.* 8444
- Irbah, A., Chibani, M., Lakhali, L., et al. 2001, in *SF2A-2001: Semaine de l'Astrophysique Française*, eds. F. Combes, D. Barret, & F. Thévenin, 59
- Irbah, A., Corbard, T., Assus, P., et al. 2010, in *SPIE Conf. Ser.*, 7735
- Kuhn, J. R., Lin, H., & Loranz, D. 1991, *PASP*, 103, 1097
- Kuhn, J. R., Bush, R. I., Emilio, M., & Scherrer, P. H. 2004, *ApJ*, 613, 1241
- Kuhn, J. R., Bush, R., Emilio, M., & Scholl, I. F. 2012, *Science*, 337, 1638
- Laclare, F., Delmas, C., Coin, J. P., & Irbah, A. 1996, *Sol. Phys.*, 166, 211
- Laclare, F., Delmas, C., Sinceac, V., & Chollet, F. 1999, *Académie des Sciences Paris Comptes Rendus Série B Sciences Physiques*, 327, 645
- Lakhali, L., Irbah, A., Bouzaria, M., et al. 1999, *A&AS*, 138, 155
- Meftah, M., Irbah, A., Corbard, T., et al. 2012, in *SPIE Conf. Ser.*, 8446
- Meftah, M., Hauchecorne, A., Crepel, M., et al. 2014a, *Sol. Phys.*, 289, 1
- Meftah, M., Hochedez, J.-F., Irbah, A., et al. 2014b, *Sol. Phys.*, 289, 1043
- Morand, F., Delmas, C., Corbard, T., et al. 2010, *C. R. Phys.*, 11, 660
- Parkinson, J. H., Morrison, L. V., & Stephenson, F. R. 1980, *Nature*, 288, 548
- Piau, L., Stein, R. F., Melo, S., et al. 2011, in *SF2A-2011: Proc. Annual meeting of the French Society of Astronomy and Astrophysics*, eds. G. Alecian, K. Belkacem, R. Samadi, & D. Valls-Gabaud, 407
- Ribes, E., Beardsley, B., Brown, T. M., et al. 1991, Booktitle: *The Sun in Time*, eds. C. P. Sonett, & M. S. Giampapa, & M. S. Matthews (Tucson: University of Arizona Press), 59
- Rozelot, J. P. 2001a, *J. Atmos. Sol.-Terr. Phys.*, 63, 375
- Rozelot, J. P. 2001b, *J. Atmos. Sol.-Terr. Phys.*, 63, 2005
- Rozelot, J. P., & Damiani, C. 2012, *EPJH*, 37, 709
- Scherrer, P. H., Schou, J., Bush, R. I., et al. 2012, *Sol. Phys.*, 275, 207
- Schou, J., Scherrer, P. H., Bush, R. I., et al. 2012, *Sol. Phys.*, 275, 229
- Schröder, W. 2001, *J. Atmos. Sol.-Terr. Phys.*, 63, 2003
- Shapiro, A. I., Schmutz, W., Schoell, M., Haberreiter, M., & Rozanov, E. 2010, *A&A*, 517, A48
- Short, C. I., & Hauschildt, P. H. 2009, *ApJ*, 691, 1634
- Sofia, S., Chiu, H.-Y., Maier, E., et al. 1984, *Appl. Opt.*, 23, 1235
- Sofia, S., Girard, T. M., Sofia, U. J., et al. 2013, *MNRAS*, 436, 2151
- Spruit, H. C. 1991, in *The Sun in Time*, eds. C. P. Sonett, M. S. Giampapa, & M. S. Matthews (Tucson: University of Arizona Press), 118
- Thuillier, G., Dewitte, S., & Schmutz, W. 2006, *Adv. Space Res.*, 38, 1792
- Thuillier, G., Claudel, J., Djafer, D., et al. 2011, *Sol. Phys.*, 268, 125
- Toulmonde, M. 1997, *A&A*, 325, 1174
- Vernazza, J. E., Avrett, E. H., & Loeser, R. 1981, *ApJS*, 45, 635
- Wittmann, A. 1977, *A&A*, 61, 225



**A.3 Article 3 : Solar radius determined from  
PICARD/SODISM observations**

# Solar radius determined from PICARD/SODISM observations and extremely weak wavelength dependence in the visible and the near-infrared

M. Meftah<sup>1</sup>, T. Corbard<sup>2</sup>, A. Hauchecorne<sup>1</sup>, F. Morand<sup>2</sup>, R. Ikhlef<sup>2</sup>, B. Chauvineau<sup>2</sup>, C. Renaud<sup>2</sup>,  
A. Sarkissian<sup>1</sup>, and L. Damé<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Université Paris Saclay, Sorbonne Université, UVSQ, CNRS, LATMOS, 11 Boulevard d'Alembert, 78280 Guyancourt, France  
e-mail: Mustapha.Meftah@latmos.ipsl.fr

<sup>2</sup> Université de la Côte d'Azur, Observatoire de la Côte d'Azur (OCA), CNRS, Boulevard de l'Observatoire, 06304 Nice, France

Received 23 October 2017 / Accepted 9 May 2018

## ABSTRACT

**Context.** In 2015, the International Astronomical Union (IAU) passed Resolution B3, which defined a set of nominal conversion constants for stellar and planetary astronomy. Resolution B3 defined a new value of the nominal solar radius ( $R_{\odot}^N = 695\,700$  km) that is different from the canonical value used until now (695 990 km). The nominal solar radius is consistent with helioseismic estimates. Recent results obtained from ground-based instruments, balloon flights, or space-based instruments highlight solar radius values that are significantly different. These results are related to the direct measurements of the photospheric solar radius, which are mainly based on the inflection point position methods. The discrepancy between the seismic radius and the photospheric solar radius can be explained by the difference between the height at disk center and the inflection point of the intensity profile on the solar limb. At 535.7 nm (photosphere), there may be a difference of  $\sim 330$  km between the two definitions of the solar radius.

**Aims.** The main objective of this work is to present new results of the solar radius in the near-ultraviolet, the visible, and the near-infrared from PICARD space-based and ground-based observations. Simulations show the strong influence of atmosphere effects (refraction and turbulence) on ground-based solar radius determinations and highlight the interest of space-based solar radius determinations, particularly during planet transits (Venus or Mercury), in order to obtain more realistic and accurate measurements.

**Methods.** Solar radius observations during the 2012 Venus transit have been made with the Solar Diameter Imager and Surface Mapper (SODISM) telescope on board the PICARD spacecraft. We used the transit of Venus as an absolute calibration to determine the solar radius accurately at several wavelengths. Our results are based on the determination of the inflection point position of the solar limb-darkening function (the most common solar radius definition). A realistic uncertainty budget is provided for each solar radius obtained with the PICARD space-based telescope during the 2012 Venus transit. The uncertainty budget considers several sources of error (detection of the centers of Venus and Sun in PICARD images, positions of Sun and Venus from ephemeris (planetary theory), PICARD on-board timing, PICARD spacecraft position, and optical distortion correction from PICARD images).

**Results.** We obtain new values of the solar radius from the PICARD mission at several wavelengths and in different solar atmosphere regions. The PICARD spacecraft with its SODISM telescope was used to measure the radius of the Sun during the Venus transit in 2012. At 535.7 nm, the solar radius is equal to  $696\,134 \pm 261$  km (combined standard uncertainty based ( $\xi$ ) on the uncertainty budget). At 607.1 nm, the solar radius is equal to  $696\,156 \pm 145$  km ( $\xi$ ), and the standard deviation of the solar radius mean value is  $\pm 22$  km. At 782.2 nm, the solar radius is equal to  $696\,192 \pm 247$  km ( $\xi$ ). The PICARD space-based results as well as PICARD ground-based results show that the solar radius wavelength dependence in the visible and the near-infrared is extremely weak. The differences in inflection point position of the solar radius at 607.1 nm, 782.2 nm, and 1025.0 nm from a reference at 535.7 nm are less than 60 km for the different PICARD measurements.

**Key words.** Sun: general – Sun: fundamental parameters – telescopes

## 1. Introduction

The Sun is a star with a radius of 695 990 km ( $R_{\odot} = 959.63$  arcsec) at one astronomical unit (1 au), which corresponds to the canonical value (Auwers 1891) that is commonly used. This value differs from the nominal solar radius value ( $R_{\odot}^N = 695\,700$  km  $\approx 959.23$  arcsec) recommended by the XXIXth International Astronomical Union (IAU) General Assembly in 2015 (Prša et al. 2016). The IAU nominal value is based on one transit measurement (Solar Diameter Monitor, Brown et al. 1982) and two helioseismic determinations of the solar radius, in which the solar edge determined from helioseismic data is located below the photosphere. Since the solar radius has a new definition, a correction is required to compare the IAU

value ( $R_{\odot}^N$ ) and the direct measurements of the photospheric solar radius ( $R_{\odot}$ ) that are mainly obtained through the inflection point position methods. The difference between the seismic solar radius and the inflection point position is  $\sim 333$  km ( $\sim 0.46$  arcsec) for the apparent solar radius at 500 nm (Haberreiter et al. 2008). Brown & Christensen-Dalsgaard (1998) have corrected their observations to reduce their radius. Therefore, the direct measurements of the photospheric solar radius ( $R_{\odot}$ ) have to be adjusted for comparison.

The absolute determination of the solar radius from direct measurements is a source of discussion even today. Recent results (Table 1) are not consistent and differ with the canonical value of the solar radius ( $R_{\odot}$ ). Authors can interpret the discrepancies in relation with the different methods of analysis used in

**Table 1.** Recent results of the solar radius at 1 au using different methods and instruments for different wavelength ( $\lambda$ ).

Author(s)	Dates	Method (instrument)	$\lambda$ (nm)	$R_{\odot} \pm \text{STD}$ (km)	$\xi$ (km)
Vaquero et al. (2016)	1773–2006	Transit times (several instruments)	–	$695\,438 \pm 1284$	–
Lamy et al. (2015)	2010–2015	Total solar eclipses (photometers)	540.00	$696\,251 \pm 15$	–
Sofia et al. (2013)	1992–2011	Prism as angular reference (sextant)	615.00	$695\,997 \leq R_{\odot} \leq 696\,171$	$\pm 15$
Emilio et al. (2012)	2003 and 2006	Mercury transits (MDI)	676.78	$696\,345 \pm 65$	–
Hauchecorne et al. (2014)	2012	Venus transit (HMI)	617.30	$696\,185 \pm 44$	–
Meftah et al. (2014b)	2012	Venus transit (SODISM)	607.10	$696\,156 \pm 44$	$\pm 145$
Emilio et al. (2015)	2012	Venus transit (HMI)	617.30	$695\,946 \pm 15$	–
IAU ( $R_{\odot}^N$ )	2015	Transit and helioseismic determinations	–	<b>695 700</b>	–

**Notes.** Solar radius measurements using the transit-timing method, Vaquero et al. (2016) ground-based measurements made in the Royal Observatory of the Spanish Navy; prism angular reference, Solar Disk Sextant (SDS) balloon flights; planet transits, the Michelson Doppler Imager (MDI) on board the Solar and Heliospheric Observatory, the Helioseismic and Magnetic Imager (HMI) on board the Solar Dynamics Observatory, SODISM on board PICARD; and solar eclipses, ground-based measurements made with solar photometers. STD represents the standard error, which depicts the dispersion of individual observations around the mean or median value.  $\xi$  is the combined standard uncertainty of the individual standard uncertainties (errors of the uncertainty budget). For example, the typical estimated uncertainty of each SDS measurement (Sofia et al. 2013) is 15 km (0.02 arcsec) with a solar radius that is found to vary by up to 174 km (real variation and/or error) from 1992 to 2011.

their work. However, other effects may explain the discrepancies. Mainly, there is the influence of the atmosphere on ground-based measurements and the effects of the space environment on space-based measurements. Lunar and planetary transits of the Sun allow measurements of the solar radius with high accuracy. The determination of a realistic uncertainty budget remains a significant problem and requires special attention in its determination, such as in the analyses of Meftah et al. (2014b). Therefore, it is necessary to distinguish between the combined standard uncertainty of the individual random and systematic uncertainties (based on the uncertainty budget) and the standard error (standard deviation of the median value, or standard error on the fit that allows determining the solar radius). It is also necessary to specify the wavelength in relation to the solar radius measurements. Solar radius measurements at several wavelengths may be useful for testing numerical radiative hydrodynamics simulations of the solar atmosphere.

This work provides new values of the solar radius obtained during the PICARD mission for the space-based and the ground-based segments at several wavelengths. Solar radius observations during the 2012 transit of Venus have been made with the Solar Diameter Imager and Surface Mapper (SODISM) telescope on board the PICARD spacecraft (Meftah et al. 2014c). In addition, PICARD SOL is the ground-based segment of PICARD (Meftah et al. 2014a), which allows comparison of the solar radius measured in space to those obtained on ground by the PICARD/SODISM II instrument at the Observatoire de la Côte d’Azur (Calern site). One of the PICARD objectives was to determine the absolute values of the solar radius at several wavelengths at 393.37, 535.7, 607.1, 782.2, and 1025.0 nm. The last four wavelengths were selected for their desired shortage of Fraunhofer absorption lines, while the 393.37 nm wavelength reflects the chromosphere and activity therein.

PICARD contains a double program with in-space (PICARD spacecraft) and on-ground measurements (PICARD SOL). It aims at perpetuating valuable historical time-series of the solar radius. Space-based observations are a priori more favorable than ground-based observations. However, space-based measurements present technical challenges such as stability of the point spread function (PSF) of the instrument, a harsh operating environment, and a finite mission lifetime. As a reminder, the PICARD spacecraft was launched in June 15, 2010, and was retired in April 2014. On the ground, the instruments are less strongly affected by degradation than in space since maintenance

is easy to provide. In addition, if the atmosphere is properly monitored and taken into account, they still represent an opportunity for generating long-term time-series. Ground-based measurements have therefore been carried out by the PICARD/SODISM II instrument beginning in May 2011 and continuing through 2018.

Section 2 provides the most common solar radius definition used in most analyses. Section 3 discusses the influence of the atmosphere on ground-based solar radius measurements. Section 4 shows the results obtained with the PICARD/SODISM II ground-based instrument after making all necessary corrections (angular calibration with stars, Sun distance, refraction, estimation of the turbulence, etc.). The difficulty of ground-based measurements highlights the interest of measurements outside the atmosphere with space-based instruments. Section 5 shows the results obtained with the PICARD/SODISM space-based telescope using the June 2012 transit of Venus (see the image acquired by the SODISM instrument at the end of the transit in Appendix A).

## 2. Definition of the solar radius

The results may be influenced by the definition of the solar radius that is used. The most common solar radius definition is based on the determination of the inflection point position of the solar limb-darkening function (LDF). As explained by Emilio et al. (2015), the absolute value of the solar radius determined by Hauchecorne et al. (2014) cannot be compared with the inflection point position method since the authors adopted a different definition of the solar radius that does not depend on the inflection point position of the LDF. The method of Hauchecorne et al. (2014) is based on the spectral solar radiance decrease estimation in an area around the contact between Venus and the Sun during ingress and egress. Despite this, the SODISM solar radius at 607.1 nm reported by Meftah et al. (2014b) and by Hauchecorne et al. (2014) with two different methods are very similar,  $696\,156 \pm 145$  km ( $959.86 \pm 0.20$  arcsec) with the inflection point position of the LDF definition and  $696\,149 \pm 138$  km ( $959.85 \pm 0.19$  arcsec) with the spectral solar radiance decrease estimation method. On the other hand, the solar radius obtained during the 2012 transit of Venus by the Helioseismic and Magnetic Imager (HMI) is equal to  $695\,946$  km ( $959.57$  arcsec; Emilio et al. 2015) using the common definition of the solar radius and is equal to  $696\,185$  km ( $959.90$  arcsec) using the Hauchecorne et al. (2014) method. Use of different

definitions of the solar radius can lead to significantly different results. We here focus only on PICARD results obtained from the common definition of the solar radius (inflection point position of the LDF definition).

For a given solar atmosphere, the solar radius depends on wavelength. The solar atmosphere is primarily composed of the photosphere, the chromosphere, and the corona. The photosphere is the lowest layer of the solar atmosphere. It is about 500 km thick, providing more than 90% of the solar emitted radiation (especially in the visible). The height scale of the photosphere is not arbitrary. The base of the photosphere (height of 0 km) is defined as the optical depth of one (i.e.,  $\tau_{500\text{nm}} = 1$ ). For a given spectral domain, solar atmospheric models allow calculating the solar limb shape and determining the inflection point position with or without Fraunhofer lines. From radiative transfer simulations, we can accept variations of  $\sim 18$  km ( $\sim 25$  mas) between measurements made at several wavelengths in the photospheric continuum (Meftah et al. 2014a).

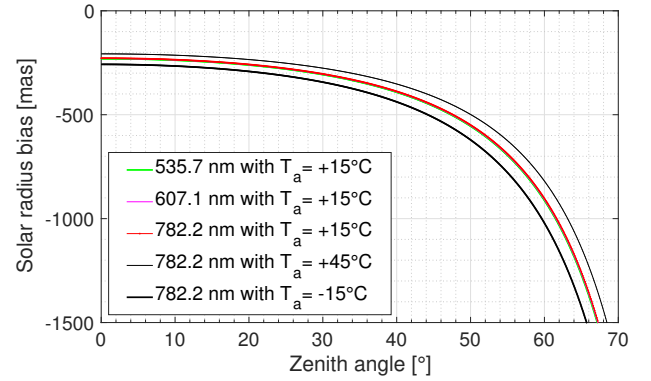
PICARD measurements (space-based and ground-based segments) in the solar photospheric continuum (535.7 nm, 607.1 nm, 782.2 nm, and 1025.0 nm) correspond to observations of the photosphere (at a height of between 300 and 400 km measured from the solar limb level). PICARD also enables observing the chromosphere (393.37 nm), which is an irregular layer of approximately 1500 km thickness. The chromosphere extends from 500 to 2000 km above the photosphere. One of its most prominent spectral line is the Ca II K line, which is split into three regions. Each region shows a specific area of the chromosphere. The formation heights according to Vernazza et al. (1981) are 450–650 km (at 0.15 nm from the core, K1), 700–1450 km (K2), and 1800–2000 km (core at 393.37 nm in air, K3), where prominences are visible, for instance. The Ca II K line is very sensitive to magnetic activity. However, this line is very wide and complex, showing a profile both in absorption and in emission. It originates in different heights of the chromosphere. The emissive part of this line reflects the temperature of the matter, creating brilliant regions that are called plages or faculae and are mainly situated around sunspots. PICARD Ca II K filters have a wide bandwidth ( $\Delta\lambda$ ) of 0.7 nm over the core at 393.37 nm, which covers the entire K1, K2, and K3 regions. Thus, PICARD Ca II K imagery reveals magnetic structures of the Sun from about 450 to 2000 km above the photosphere. Through PICARD observations, we can determine the absolute value of the photospheric and specific “chromospheric” solar radius. Knowledge of the solar radius and its wavelength dependence is of interest for solar physics. These explanations show that it is necessary to evaluate the solar radius wavelength dependence in different wavelength intervals, separating the measurements between the different solar regions: photospheric continuum, and chromosphere (Ca II K observations made by the PICARD team, H- $\alpha$  observations, etc.).

### 3. Influence of the atmosphere on ground-based solar radius measurements

The accurate determination of the solar radius is strongly influenced by the effects of the atmosphere (refraction and turbulence), particularly for imaging telescopes such as PICARD SOL/SODISM II. Space-based measurements therefore have a high interest in countering atmospheric effects.

#### 3.1. Influence of atmospheric refraction

Simulations of atmospheric effects on solar radius measurements show the influence of atmospheric refraction. Refraction is the



**Fig. 1.** Impact of refraction on the measurements of the solar radius for several wavelengths. Solar radius bias ( $R_o - R_\odot$ ) or difference between the mean radius of the observed Sun and the true radius of the Sun. The wavelength dependence is weak, in contrast to the air temperature, which has a significant effect on the measurement.

deviation of light from a straight line as it passes through the atmosphere due to the variation in air density as a function of height. The key inputs for atmospheric refraction correction are temperature ( $T_a$ ), pressure ( $P_a$ ), and relative humidity ( $f_h$ ). The solar radius after refraction correction is obtained by

$$R_\odot \approx \frac{R_o}{1 - k' - \frac{1}{2}k' \tan^2(z'_\odot)}, \quad (1)$$

$$k' = \alpha(1 - \beta) \left[ 1 - \alpha(1 - \beta) \sec^2(z'_\odot) \right]$$

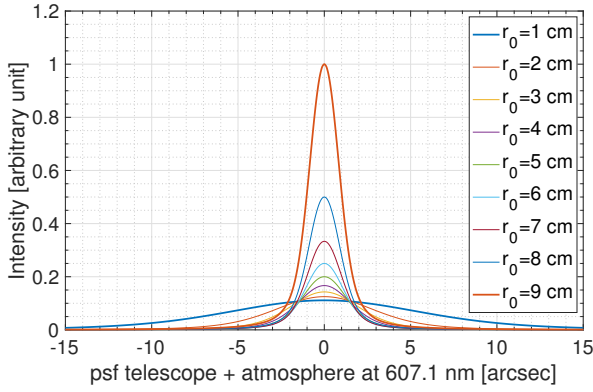
where  $R_o$  represents the mean observed solar radius,  $z'_\odot$  is the true zenith angle (from the ephemeris), and  $z'$  is the true topocentric zenith angle. The effect of atmospheric refraction is that it changes the true topocentric zenith angle of the Sun to a lower observed angle.  $\alpha$  (Eq. (2)) is the air refractivity (Ciddor 1996) for local atmospheric conditions at a given wavelength ( $\lambda$ ), where  $n$  is the refractive index of air.  $\beta$  (Eq. (3)) is the ratio between the height ( $l$ ) of the equivalent homogeneous atmosphere and the Earth radius of curvature ( $r_c$ ) at the observer position, assuming an ideal gas law for dry air. For the Calern site,  $r_c$  is close to 6 367 512 m.  $\rho$  is the air density,  $g$  is the gravity acceleration, and  $C_a$  represents a constant equal to 29.255 m K<sup>-1</sup> (ideal gas law),

$$\alpha = n_{(T_a, P_a, f_h, \lambda)} - 1 \quad (2)$$

$$\beta(T_a) = \frac{P_a}{\rho \times g \times r_c} = \frac{C_a \times T_a}{r_c}. \quad (3)$$

From Eq. (1) we can determine the influence of atmospheric refraction on solar radius measurements as a function of the zenith angle. For this analysis, we took standard conditions of the atmosphere ( $T_a = 15^\circ\text{C}$ ,  $P_a = 875$  hPa, and  $f_h = 50\%$ ). Figure 1 represents the influence of refraction on SODISM II solar radius measurements as a function of the zenith angle. Refraction is much stronger when the Sun is near the horizon than when it is near the zenith. The difference between the mean radius of the observed Sun and the true solar radius is always negative. This simulation highlights the importance of this correction and shows that ground-based measurements ( $R_o$ ) will always have smaller observed than true solar radii ( $R_\odot$ ).

We applied the refraction correction on the mean observed solar radius ( $R_o$ ). The correction uncertainty is smaller than 20 mas for zenith distances smaller than 70°. For more accurate measurements, the corrections can be applied individually for each heliographic angle of the solar disk.



**Fig. 2.** Impulse response of the instrument–atmosphere system at 607.1 nm for several values of the Fried parameter ( $r_0$ ). The instrument parameters used are the focal of the SODISM II instrument ( $f_i$ ) of 2.626 m, a pixel size of 13.5  $\mu\text{m}$ , and a pupil diameter ( $D_i$ ) of 9 cm.

### 3.2. Influence of atmospheric turbulence

Measurements of the solar radius made with ground-based instruments are affected by the atmosphere, and particularly by atmospheric turbulence (Roddier 1981). The wavefront of light propagating through the Earth atmosphere is randomly perturbed by turbulence. Simulations of atmospheric effects on solar radius measurements show the influence of seeing conditions. There are three common descriptions of the astronomical seeing conditions at an observatory:

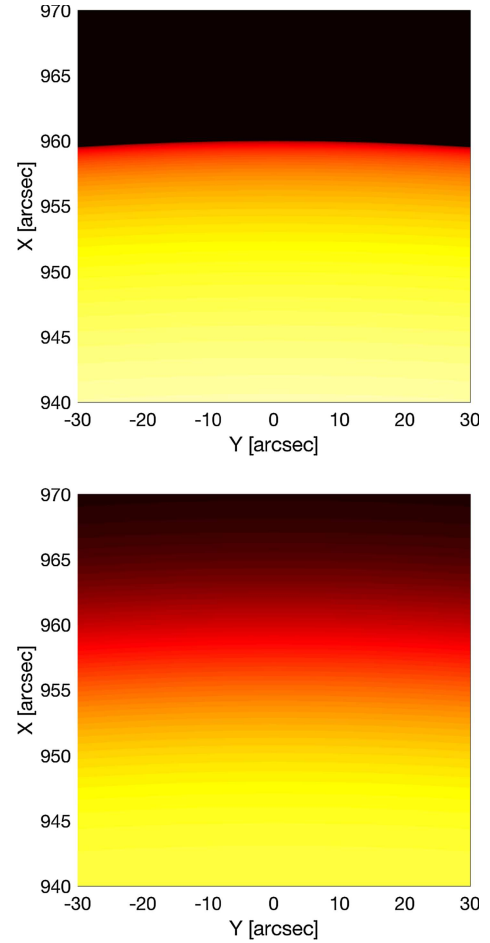
1. The FWHM of the seeing disk (or just “seeing”). A 1 arcsec seeing is good for astronomical sites.
2. The Fried (1965) parameter ( $r_0$ ) and the timescale ( $\tau_0$ ). The Fried parameter is the diameter of the coherence area of the degraded wavefront. It also corresponds to the diameter of an equivalent telescope whose spatial resolution results from turbulence effects (Roddier 1981). For the Calern site, the median Fried parameter is on the order of 3.3 cm at 535.7 nm (Ikhlef et al. 2016) in one year of observations. Irbah et al. (2016) highlighted lower  $r_0$  values for few days of observations with a non-optimized instrument.  $\tau_0$  is the timescale over which the changes in the turbulence become significant.
3. The turbulence profile as a function of altitude ( $C_n^2(h)$ ).

Other parameters characterize atmospheric turbulence and are listed below.

1. The outer scale vertical profile ( $L_0(h)$ ), which is the distribution of the characteristic scale of the largest velocity inhomogeneities in turbulent layers.
2. The spatial coherence outer scale ( $\mathcal{L}_0$ ), which defines the maximum size of wavefront perturbations that remain coherent. For the Calern site, the outer scale median value is  $\sim 6.3$  m (Ikhlef et al. 2016).
3. The isoplanatic patch ( $\theta_0$ ), which represents the angle where phase or speckles remain correlated.

A PICARD SOL turbulence monitor (Moniteur d’Images Solaires Franco-Algérien, MISOLFA) was designed (Assus et al. 2002) to provide estimates of turbulence parameters ( $r_0$ ,  $\mathcal{L}_0$ ,  $\theta_0$ ,  $\tau_0$ , and  $C_n^2(h)$ ). This work is still in progress (Irbah et al. 2010; Ikhlef et al. 2016) to obtain not only daily and monthly averages, but continuous estimates of these parameters.

We developed a simple model, as shown in Appendix B, to highlight the strong influence of atmospheric turbulence on the determination of the solar radius with ground-based telescopes. This approach demonstrates that the main source of uncertainty



**Fig. 3.** *Top:* image of the Sun made using the instrument–atmosphere system at 607.1 nm with  $r_0 = 9$  cm. *Bottom:* at 607.1 nm with  $r_0 = 1$  cm.

and bias for all ground-based astrometry programs is the effect of atmospheric turbulence.

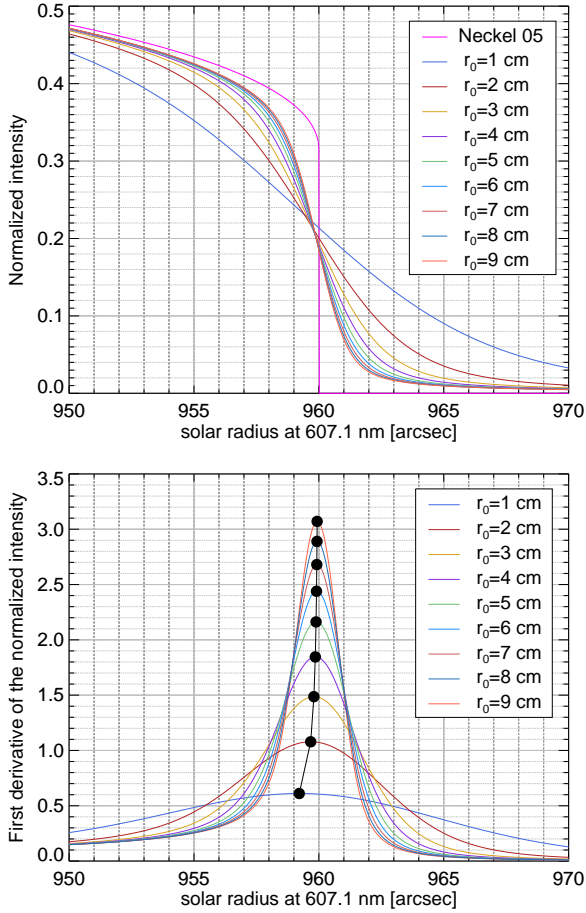
#### 3.2.1. Impact of the atmospheric turbulence on solar radius

At the Calern site, the Fried parameter can vary between 1 cm and up to 6 cm during SODISM II images acquisitions. Figure 2 shows the impulse responses of the instrument–atmosphere system for different values of the Fried parameter. The atmospheric turbulence causes a spread and blur of the solar limb when  $r_0 \rightarrow 1$  cm (Fig. 3). This causes a displacement of the position of the inflection point of the limb-darkening function (Fig. 4). For this analysis, we can use the model of the solar limb-darkening function (HM98) developed by Hestroffer & Magnan (1998) or the Neckel 2005 model (Neckel 2005), which represents the physical solar limb better. Figure 5 shows the impact of the atmospheric turbulence on the solar radius determination at several wavelengths.

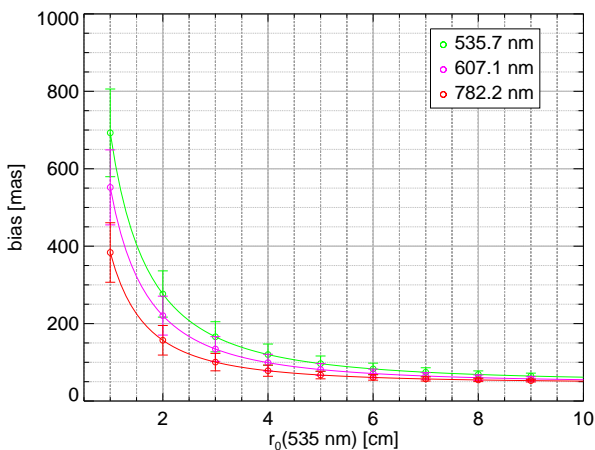
#### 3.2.2. Conclusions

The main problem is estimating the optical transfer function (OTF), which describes atmospheric turbulence effects on recorded images. Several procedures have been developed a posteriori on observations to calculate the instrument–atmosphere system PSF. This simulation highlights the importance of the turbulence correction and shows that ground-based measurements will always have smaller solar observed radii. For telescopes with





**Fig. 4.** *Top:* solar limb-darkening functions ( $LDF_i$  at 607.1 nm) obtained with several values of the Fried parameter compared to the Neckel 2005 empirical solar model without atmospheric turbulence. *Bottom:* first derivative of the solar limb-darkening functions ( $LDF_i$  at 607.1 nm) and location of the inflection point position of the solar limb-darkening function (observed solar radius).



**Fig. 5.** Impact of the atmospheric turbulence on the solar radius determination (535.7, 607.1, and 782.2 nm) for a perfect instrument (theoretical PSF). Solar radius bias ( $R_o - R_o$ ) or difference between the true radius of the Sun and the mean radius of the observed Sun as a function of the Fried parameter ( $r_0$  at 535.7 nm). The bottom of the error bar corresponds to  $\mathcal{L}_0 = 1$  m, the top of the error bar corresponds to the Kolmogorov model ( $\mathcal{L}_0 \rightarrow \infty$ ).

diameters ( $D_t$ ) larger than  $r_0$ , the image resolution is determined primarily by the atmosphere. The accurate determination of the solar radius from ground-based data is not obvious and may introduce significant uncertainties in final results.

#### 4. Solar radius determined from PICARD/SODISM II ground-based measurements

The SODISM II solar radius results (photospheric continuum and “chromospheric”), corrected as described in Meftah et al. (2014a), are listed in Table 2.

At the end of life of the PICARD SOL mission, a laboratory characterization of the SODISM 2 instrument (PSF and plate scale) will be carried out in order to refine the results. A test bench with a xenon lamp and a collimator will be used to create an artificial image of the Sun. An optical distortion target (pinholes) will be placed between the collimator and the lamp to characterize the telescope. Moreover, the MISOLFA data analysis will be improved ( $r_0$ ,  $\mathcal{L}_0$ , etc.).

##### 4.1. Solar radius wavelength dependence

The PICARD SOL solar radius at 393.37 nm (Fig. 6) is largely higher than the curve fitting proposed by Rozelot et al. (2015). This result shows that it is interesting to evaluate the solar radius wavelength dependence by properly taking into account different solar regions before fitting polynomial functions to the measurements.

The SODISM II solar radius dependence on the wavelength in the visible and the near-infrared is extremely weak, as shown in Fig. 6. The poor agreement with the curve fitting proposed by Rozelot et al. (2015) is evident. Moreover, Rozelot et al. (2015) investigated the solar radius wavelength dependence in different wavelength intervals by fitting polynomial functions to the measurements in the near-ultraviolet, the near-infrared, and the visible from different ground-based instruments. In their analysis, they considered the SODISM II solar radius obtained at 535.7 and 607.1 nm, but did not take into account the solar radius obtained at 782.2 and 1025.0 nm, although it was published in Meftah et al. (2014a). The inclusion of these results significantly changes their conclusions. The differences of the inflection point position ( $\Delta IPP$ ) at 607.1 nm, 782.2 nm, and 1025.0 nm from the inflection point position reference at 535.7 nm are indeed smaller than 100 mas for the different SODISM II measurements. Moreover, Meftah et al. (2014a) analyzed the impact of an instrumental effect (optical aberration) on the inflection point position. They demonstrated that the  $\Delta IPP$  differences are dominated by a poor correction of the wavelength dependence of instrumental (plate-scale, PSF) and atmospheric effects and not by the weak wavelength dependence of the solar LDF itself in the photospheric continuum. Therefore, the solar radius wavelength dependence in the visible and the near-infrared is extremely weak, and still lies within the 100–200 mas combined observational uncertainties.

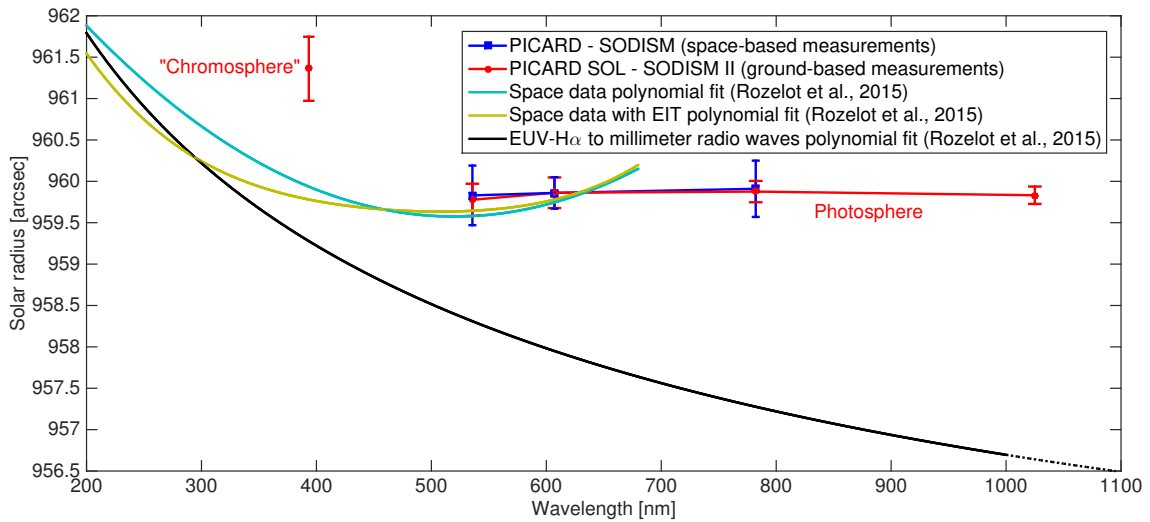
##### 4.2. Discussion of the combined standard uncertainty (uncertainty budget) and standard error (standard deviation of the solar radius median value)

Rozelot et al. (2015) summarized the solar radius observations at several wavelengths and provided errors on the determination of the solar radius for each experiment, although they are not of the same nature. For the PICARD case, the “error” on the solar radius

**Table 2.** Summary of the PICARD solar radius observations at several wavelengths.

$\lambda$ (nm)	$\Delta\lambda$ (nm)	Radius at 1 au <sup>a</sup>	STD (arcsec)	$\xi$ [arcsec]	$R_{\odot}$ (km)	Experiment	References
393.37	0.7	961.360 arcsec	$\pm 0.106$	$\pm 0.387$	$697\,244 \pm 281^b$	SODISM II	This work
535.7	0.5	959.777 arcsec	$\pm 0.125$	$\pm 0.194$	$696\,096 \pm 141^b$	SODISM II	Meftah et al. (2014a)
607.1	0.7	959.862 arcsec	$\pm 0.126$	$\pm 0.185$	$696\,157 \pm 134^b$	SODISM II	Meftah et al. (2014a)
782.2	1.6	959.876 arcsec	$\pm 0.099$	$\pm 0.129$	$696\,168 \pm 94^b$	SODISM II	Meftah et al. (2014a)
1025.0	6.4	959.832 arcsec	$\pm 0.181$	$\pm 0.105$	$696\,136 \pm 76^b$	SODISM II	Meftah et al. (2014a)
535.7	0.5	959.83 arcsec	$\pm 0.15$	$\pm 0.36$	$696\,134 \pm 261$	SODISM	This work
<b>607.1</b>	<b>0.7</b>	<b>959.86 arcsec</b>	<b><math>\pm 0.06</math></b>	<b><math>\pm 0.20</math></b>	<b><math>696\,156 \pm 145</math></b>	<b>SODISM</b>	Meftah et al. (2014c)
782.2	1.6	959.91 arcsec	$\pm 0.19$	$\pm 0.34$	$696\,192 \pm 247$	SODISM	This work

**Notes.** STD represents the standard deviation of the median value ( $\sigma = 1$ ).  $\xi$  represents the combined standard uncertainty of the individual standard uncertainties (based on the uncertainty budget).  $\Delta\lambda$  corresponds to the bandwidth of the central wavelength ( $\lambda$ ) of the filter. <sup>(a)</sup> The solar radius is based on the determination of the inflection point position. <sup>(b)</sup> The PICARD/SODISM II results are obtained from an estimate of the Fried parameter ( $r_0$ ). The PICARD/SODISM II combined uncertainties ( $\xi$ ) may be undervalued compared to those of SODISM, who are overestimated (center detections and PICARD/SODISM on-board timing).



**Fig. 6.** Solar radius variation with wavelength from PICARD SOL ground-based data (SODISM II data in red) and from PICARD spacecraft data (SODISM data in blue). The “chromospheric point” corresponds to the “PICARD” Ca II K line band. We also plot the solar radius variations with wavelength from data polynomial fits (Rozelot et al. 2015).

determination corresponds to a combined standard uncertainty of the individual standard uncertainties ( $\xi$ ) and not to a standard deviation of the solar radius median value (STD). The error is the difference between the measured value and the “true” value of the variable being measured, and the uncertainty is a quantification of the doubt about the measurement result. PICARD results are associated with an uncertainty budget with random (when repeating the measurement gives a randomly different result) and systematic (when the same influence affects the result for each of the repeated measurements) uncertainty sources.

## 5. Solar radius determined from PICARD/SODISM space-based measurements

The effects of the space environment (ultraviolet (UV), polymerization, contamination, radiation, South Atlantic Anomaly, thermal cycling, etc.) lead to considerable degradation of the instruments in orbit, such as PICARD/SODISM (Meftah et al. 2014c), which directly observed the Sun from July 2010 to March 2014. All these effects require complex corrections (optical, thermal, and electrical). The best way is to determine the solar radius during a planetary transit to counter calibration errors and aging

in space due to the effects of the space environment. We therefore used the transit of Venus as an absolute calibration to determine the solar radius accurately at several wavelengths.

### 5.1. Method implemented for PICARD/SODISM data

This section describes the method used to determine the solar radius accurately at several wavelengths from PICARD/SODISM observations. The 2012 transit of Venus is used to provide an absolute plate scale to calibrate the solar inflection point position. Our results are based on the determination of the inflection point position of the solar limb-darkening function. The true solar radius ( $R_{\odot}$ ) at a given wavelength is obtained from determining several parameters: the plate scale of the telescope ( $PS(\theta)$  in arcsec per pixel), the optical distortion function of the telescope ( $F_d^t(\theta)$  without units) and the mean solar radius of the normalized image at one astronomical unit ( $\langle R_{\text{image}}^{\text{PS}} \rangle$  in pixels). The direct measurements of the photospheric solar radius ( $R_{\odot}$ ) are obtained from Eq. (4). For each image acquired during the 2012 transit of Venus, the mean solar radius at a given wavelength is determined by

$$R_{\odot} = \langle R_{\text{image}}^{\text{PS}} \rangle \times PS(\theta) \times F_d^t(\theta). \quad (4)$$



The plate scale of the telescope is obtained from the determination of the positions of the Sun and Venus from ephemeris and PICARD/SODISM images (Eq. (5)). It is necessary to know the ephemeris and to calculate the positions of the Sun and Venus from images taken by the SODISM instrument. The transit of Venus is a very convenient tool for calibrating the SODISM telescope (PSF and plate scale),

$$\text{PS}(\theta) = \frac{d_{\odot\ominus}^E}{\sqrt{(X_{\odot}^I - X_{\ominus}^I)^2 + (Y_{\odot}^I - Y_{\ominus}^I)^2}} = \frac{d_{\odot\ominus}^E}{d_{\odot\ominus}^I}, \quad (5)$$

where  $d_{\odot\ominus}^E$  corresponds to the distance between the Sun and Venus obtained from the ephemeris (arcsec),  $X_{\odot}^I$  and  $Y_{\odot}^I$  correspond to the Sun positions obtained from PICARD images (pixels), and  $X_{\ominus}^I$  and  $Y_{\ominus}^I$  correspond to the Venus positions obtained from PICARD images (pixels).

The optical distortion function was obtained during a PICARD/SODISM calibration (determination of the telescope distortion during spacecraft rotation using a total of 1040 images at a given wavelength). During distortion measurements campaigns, the PICARD spacecraft revolves around the PICARD-Sun axis by steps of  $30^\circ$  from North to West (clockwise). Solar images are taken for each roll step of the spacecraft (80 images per roll step). The optical distortion function is obtained by

$$F_d^{td}(\theta) = \frac{R_{\text{image}}^{td}(\theta)}{\langle R_{\text{image}}^{td} \rangle}, \quad (6)$$

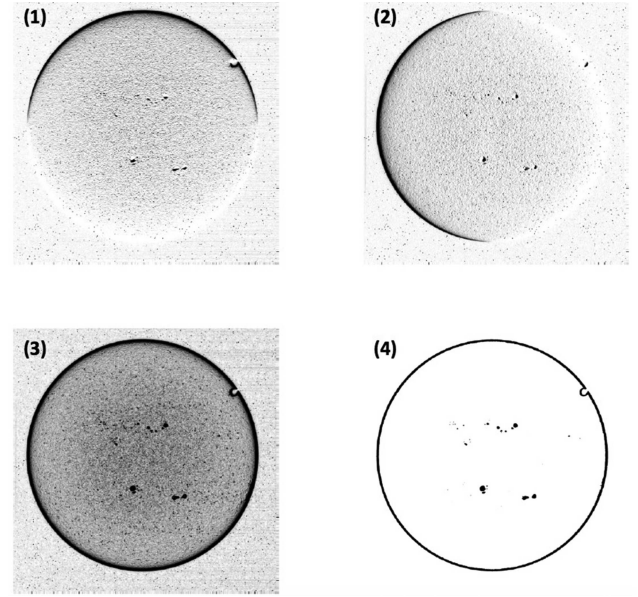
where  $\langle R_{\text{image}}^{td} \rangle$  (in pixels) represents the value of the mean solar radius obtained during the distortion campaign and  $R_{\text{image}}^{td}(\theta)$  corresponds to the radius value (in pixels) at the desired angular position ( $\theta$ ). The optical distortion function is obtained from many images acquired at several angular positions of the spacecraft. Thus, the random-type error associated with its determination is very weak (a few mas).

#### 5.1.1. Determination of the positions of the Sun and Venus from ephemeris

The ephemeris calculation requires knowledge of the spacecraft positions, the Venus positions, and the Sun positions in the J2000 coordinate system. The PICARD spacecraft coordinates were corrected for precession (Capitaine et al. 2003), nutation (Seidelmann 1992), and aberration due to the speed of the spacecraft. The uncertainty obtained is 0.1 mas. Planetary theories (Fienga et al. 2008) were used to determine the positions of Venus and the Sun. The uncertainty obtained is 5 mas. These uncertainties can be considered negligible compared to the uncertainty associated with the PICARD on-board timing (80 mas), which could be significantly reduced (work in progress). For each PICARD date of image, the distance between the center of the Sun and the center of Venus was calculated using the ephemeris ( $d_{\odot\ominus}^E$  in arcsec).

#### 5.1.2. Determination of the positions of the Sun and Venus from PICARD/SODISM images

The main uncertainty depends on the determination of the position of the Sun and Venus (up to a few tenths of a pixel). These positions were determined for each image taken by the SODISM



**Fig. 7.** Panel 1: PICARD/SODISM image (607.1 nm) acquired on June 6, 2012 at 04H31 UTC with a horizontal gradient. Panel 2: vertical gradient. Panel 3: norm of the gradient. Panel 4: norm of the gradient with the use of a threshold.

instrument. The distance between the center of the Sun and the center of Venus was calculated ( $d_{\odot\ominus}^I$  in pixels).

This section describes the method used to obtain the parameters used in the determination of the plate scale (radius and location of the center of the Sun and Venus). Six steps are necessary:

1. Noise removal. The image is processed with a median filter to remove outlier pixels. Then, a Gaussian blur is applied to smooth the edges in the image. The displacement of Venus across the solar disk generates a slight blur.
2. Extraction of contours. The contours are extracted using the Sobel filter (operator used in image processing for the detection of gradients) and the Canny method (a tool that allows good contour detection and good localization). A threshold applied to the norm of the gradient is used to select the pixels of the contours. An example of gradient extraction on one image is shown in Fig. 7 using the image of the Sun acquired by the PICARD/SODISM instrument at 607.1 nm in June 2012.
3. Center detection using the Hough method. The Hough method (Hough 1962; Duda & Hart 1972) is used in image segmentation; this method is not very sensitive to noise and allows detecting geometrical shapes for a given image. This method is used to detect the centers of the Sun and Venus. This is a good approximation to detect the centers in order to start the extraction of each inflection point position of the contours.
4. Extraction of the inflection point position. The next step is to extract a set of edge points from the contour of the Sun and Venus. This is done by analyzing the profile whose abscissa is a range of radii and whose ordinates are the intensity levels interpolated along radial segments. The edge of the contour is determined by the abscissa for which the above profile reaches the highest gradient. This abscissa can be computed with three methods: an analysis of the numerical first derivative, an adjustment of the profile by a polynomial function, and an adjustment of the profile by a rational function. We employed the first method.
5. Characterization of the ellipse. After the edge points are computed, the set of points is fitted by a circle, a non-oriented

ellipse, or an oriented ellipse. The ellipse center is computed and the edge points are extracted again using the new center to extract a new set of profiles. This new set of profiles is used to compute a new ellipse whose center is used to extract another new set of profiles, and so on until the distance between two consecutive centers is lower than the value (in pixels) of a stop criterion. This refinement should converge to a best characterization of the ellipse because the radial segments are becoming more and more perpendicular to the tangents to the ellipse contours, and the edges consequently become ever more accurate (the gradients are increasingly higher) in the profile curves.

6. Average radius of the Sun and Venus. The apparent radii of the Sun and Venus are determined from the position of the different points of the contours (median value).

## 5.2. Results

The PICARD/SODISM solar radius results (photospheric continuum at 535.7, 607.1, and 782.2 nm), using the method described in Sect. 5.1, are listed in Table 2. At 215.00 and 393.37 nm, we have no results because the SODISM images are blurred and no distortion correction is available around the period time of the transit of Venus in 2012. A realistic uncertainty budget (Table 3) is provided for each solar radius obtained with the SODISM space-based telescope during the 2012 Venus transit. The uncertainty budget considers several sources of errors (detection of Venus and Sun centers from PICARD images, Sun and Venus positions from ephemeris (planetary theory), PICARD on-board timing, PICARD spacecraft position, and optical distortion correction from images). For each result, we calculated the combined standard uncertainty of the individual standard uncertainties (based on the uncertainty budget) and the standard error (standard deviation of the median value).

The value of the solar radius at 607.1 nm is equal to  $959.86 \pm 0.2$  arcsec ( $\xi$ ). This result corresponds to the most accurate value obtained with the PICARD/SODISM data (higher number of measurements, measurements during contacts, and the best PSF). The standard deviation of the median value is  $\pm 0.06$  arcsec (STD). The combined standard uncertainty ( $\xi$ ) takes into account the different types of errors (random and systematic). From the method developed in Sect. 5.1, we calculate the solar radius at 535.7 nm and at 782 nm. For each image at a given wavelength (535.7 and 782.2 nm) during the June 2012 transit of Venus, we determined the mean value of the solar radius and its center in this way. From the knowledge of the plate scale (arcsec pixel<sup>-1</sup>), we can calculate the value of the solar radius (arcsec) at 1 au (Fig. 8, curves plotted with black squares). The new values obtained at 535.7 and 782.2 nm can be corrected for the optical distortion function of the telescope ( $F_d^t(\theta)$ ). The plate scale depends on its position from the center to the limb (distance  $r$  in mm on the charge-coupled device (CCD)). The Ritchey-Chrétien configuration of the SODISM telescope minimizes spherical and coma aberrations, but this design presents some field curvature. Moreover, since the image quality was primarily required at the solar limb, the CCD was consequently positioned to reach its best focus there, that is, about 16 arcmin away from the field-of-view center. Figure 8 shows the corrected measurements (distortion correction) at each wavelength (535.7, 607.1, and 782.2 nm) near the solar limb when  $r$  is between 8.5 to 11.5 mm. At 535.7 nm, the solar radius is equal to  $959.83 \pm 0.36$  arcsec ( $\xi$ ), that is, consistent with the results obtained at 607.1 nm. The standard deviation of the solar radius median value (standard error) is  $\pm 0.15$  arcsec because we only

**Table 3.** Error budget in the determination of the PICARD/SODISM solar radius (typical values in mas) with error types (random (R) or systematic (S)).

Error source (error type)	535.7 nm	607.1 nm	782.2 nm
Center of Venus (R)	348	178	326
Center of the Sun (R)	14	11	16
Planetary theory (S)	5	5	5
PICARD on-board timing (R)	80	80	80
Spacecraft position (R)	0.1	0.1	0.1
Distortion correction (R)	10	5	10
$\xi$ (combined uncertainty)	362 mas	201 mas	341 mas

**Notes.** The uncertainty budget is an aid for specifying the expanded measurement uncertainty. The individual measurement uncertainty factors are summarized, usually in tabular form, in the measurement uncertainty budget.  $\xi$  is the combined standard uncertainty.

have few images near the solar limb. Similarly, at 782.2 nm, the solar radius is equal to  $959.91 \pm 0.34$  arcsec ( $\xi$ ). The standard deviation is  $\pm 0.19$  arcsec (few images).

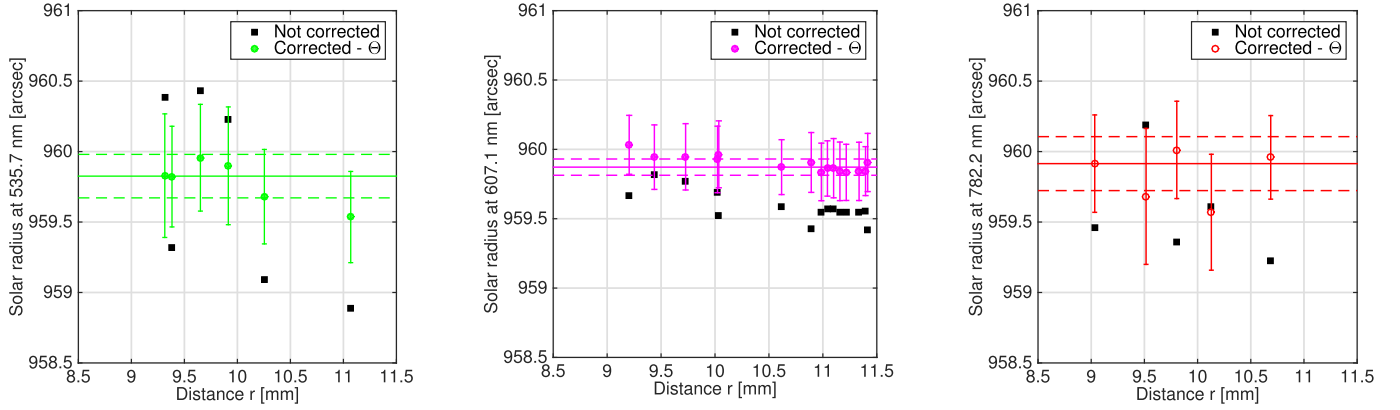
Therefore, the SODISM solar radius as a function of wavelength in the visible (535.7 nm and 607.1 nm) and the near-infrared (782.2 nm) is extremely weak, as shown in Fig. 6. The PICARD photospheric solar radius depending on the wavelength is almost constant, in contrast to the claim made in [Rozelot et al. \(2015\)](#). Our results using the Venus transit as an absolute calibration clearly show the dependence of the solar radius on wavelength, which raised many questions.

## 6. Conclusions

One of the best methods to determine the solar radius accurately is to measure it during planet transits (Venus or Mercury). The planet transits can even be used as an absolute calibration to determine the solar radius accurately. This allows countering calibration errors, effects of the atmosphere for ground-based instruments, and aging in space for space-based instruments.

From the PICARD mission, we obtained the solar radius at several wavelengths and from different solar atmosphere regions. PICARD data show that the solar radius wavelength dependence in the visible and the near-infrared is extremely weak. The differences of the inflection point position of the solar radius at 607.1 nm, 782.2 nm, and 1025.0 nm from a reference at 535.7 nm are smaller than 100 mas for the different PICARD measurements. The photospheric solar radius dependence on the wavelength is extremely weak, in contrast to claim made in [Rozelot et al. \(2015\)](#), and this is even expected since the density profile of the Sun near the photosphere is very sharp.

[Rozelot et al. \(2015\)](#) claimed that the solar radius wavelength dependence were clear. From X-ray to radio waves, they analyzed the solar radius dependence on wavelength using data sets that are associated with scientific publications. For measurements in the visible and the near-infrared, their analysis requires an improvement. Our work sheds new light on the solar radius wavelength dependence. The PICARD data showed that the solar radius wavelength dependence in the visible and the near-infrared is extremely weak. Moreover, it is necessary to distinguish the wavelength dependencies of the solar radius based on two different regions of the solar atmosphere (photosphere and chromosphere). It is known that the Ca II K line (the K3 region lies at 393.37 nm) originates in the lower part of the chromosphere and the H $\alpha$  line (core at 656.28 nm) in the mid-



**Fig. 8.** Solar radius measurements (535.7, 607.1, and 782.2 nm) obtained from PICARD/SODISM measurements during the Venus transit. The solar radius at 1 au (no distortion correction) is plotted with black squares, and the solar radius at 1 au (with distortion correction) is plotted with circles.  $r$  represents the distance from the center of the Sun image on the SODISM CCD to the solar limb ( $\sim 11.5$  mm). We are particularly interested in the values at the solar limb; the PICARD/SODISM telescope is focused on this position.

dle chromosphere. The  $H\alpha$  core region (1500 km above the photosphere) is lower than the K3 region (1800 km). Thus, when evaluating the solar radius wavelength dependence in different wavelength intervals, one needs to consider these differences before fitting any polynomial functions to the measurements. The PICARD/SODISM II solar radius at 393.37 nm ( $\Delta\lambda = 0.7$  nm) is  $\sim 1500$  km above the base of the photosphere.

Correcting the PICARD/SODISM solar radius value (at 535.7 nm) of  $696\,134 \pm 261$  km ( $959.83 \pm 0.36$  arcsec) by  $\sim 333$  km ( $\sim 0.46$  arcsec) for the apparent solar radius at 500 nm, our corrected results ( $695\,801 \pm 261$  km;  $959.37 \pm 0.36$  arcsec) from the space-based instrument are fully consistent with the nominal solar radius adopted by the IAU ( $695\,700$  km ( $959.23$  arcsec) with respect to  $\tau_{\text{Ross}} = 2/3$ ). These results confirm the reconciliation between the inflection point measurements and the seismic radii within the combined uncertainties ( $\xi$ ), as demonstrated in this analysis.

Our most reliable and accurate result is obtained with the PICARD/SODISM space-based instrument at 607.1 nm. The PICARD solar radius ( $R_{\odot}^P$ ) is  $695\,823 \pm 145$  km ( $959.40 \pm 0.20$  arcsec;  $\xi$ ) using the IAU definition of the solar radius, where  $R_{\odot}^N = 695\,700$  km. The standard deviation of the  $R_{\odot}^P$  solar radius median value is  $\pm 44$  km. We find a PICARD solar radius value ( $R_{\odot}^P$ ) higher than that of the IAU ( $R_{\odot}^N$ ). The value adopted by the IAU is defined by the layer where the optical depth of Rosseland is equal to  $2/3$  (or  $T = T_{\text{eff}\odot}$  model-dependent definition). The value of Haberreiter et al. (2008) is based on two helioseismic estimates ( $f$  modes; and not three) and one transit measurement (SDM) that was previously corrected to be reduced to  $T = T_{\text{eff}\odot}$ . The third measurement, which should not be there, decreases the average value significantly. The IAU value may therefore be considered underestimated, which is in line with the result we propose from PICARD analysis as a reference.

The PICARD/SODISM analysis provides a result of the solar radius with a realistic uncertainty budget and a combined standard uncertainty of the individual standard uncertainties ( $\xi$ ). The error derived from the PICARD on-board timing is certainly overestimated. Recent analyses showed that the on-board timing is close to zero for differential measurements during the Venus transit ( $\sim 6$  h), which may reduce the combined uncertainty from  $\pm 145$  to  $\pm 132$  km at 607.1 nm.

*Acknowledgements.* This work was supported by Programme National Soleil-Terre (PNST, France) and CNES (Centre National d'Études Spatiales, France).

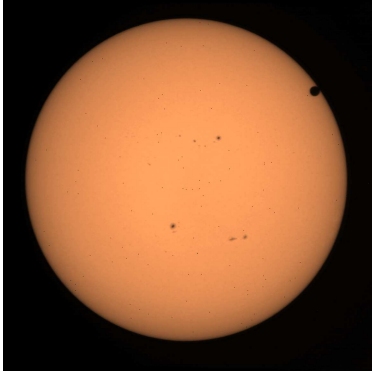
The developing institutes of the PICARD SOL mission and PICARD/SODISM are LATMOS and OCA. This work is dedicated to the memory of Mireille Meissonnier, who was a key person at the beginning of the PICARD program in LATMOS (formerly Service d'Aéronomie du CNRS). The authors would also like to thank the referee for their valuable comments and suggestions that improved the quality of the manuscript.

## References

- Assus, P., Borgnino, J., Martin, F., et al. 2002, in *Astronomical Site Evaluation in the Visible and Radio Range*, eds. J. Vernin, Z. Benkhaldoun, & C. Muñoz-Tuñón, *ASP Conf. Ser.* 266, 134
- Auwers, A. 1891, *Astron. Nachr.*, 128, 361
- Brown, T. M., & Christensen-Dalsgaard, J. 1998, *ApJ*, 500, L195
- Brown, T. M., Elmore, D. F., Lacey, L., & Hull, H. 1982, *Appl. Opt.*, 21, 3588
- Capitaine, N., Wallace, P. T., & Chapront, J. 2003, *A&A*, 412, 567
- Ciddor, P. E. 1996, *Appl. Opt.*, 35, 1566
- Duda, R. O., & Hart, P. E. 1972, *Commun. Assoc. Comp. Machin.*, 15, 11
- Emilio, M., Kuhn, J. R., Bush, R. I., & Scholl, I. F. 2012, *ApJ*, 750, 135
- Emilio, M., Couvidat, S., Bush, R. I., Kuhn, J. R., & Scholl, I. F. 2015, *ApJ*, 798, 48
- Fienga, A., Manche, H., Laskar, J., & Gastineau, M. 2008, *A&A*, 477, 315
- Fried, D. L. 1965, *J. Opt. Soc. Am.*, 55, 1427
- Haberreiter, M., Schmutz, W., & Kosovichev, A. G. 2008, *ApJ*, 675, L53
- Hauchecorne, A., Meftah, M., Irbah, A., et al. 2014, *ApJ*, 783, 127
- Hestroffer, D., & Magnan, C. 1998, *A&A*, 333, 338
- Hough, P. V. C. 1962, *Method and means for recognizing complex patterns, U.S. Patent 3,069,654* (Washington: United States Atomic Energy Commission)
- Ikhlef, R., Corbard, T., Morand, F., et al. 2016, *MNRAS*, 458, 517
- Irbah, A., Corbard, T., Assus, P., et al. 2010, *Proc. SPIE*, 7735, 77356F
- Irbah, A., Borgnino, J., Djafer, D., Damé, L., & Keckhut, P. 2016, *A&A*, 591, A150
- Kolmogorov, A. 1941, *Akad Nauk SSSR Dokl.*, 30, 301
- Lamy, P., Prado, J.-Y., Floyd, O., et al. 2015, *Sol. Phys.*, 290, 2617
- Meftah, M., Corbard, T., Irbah, A., et al. 2014a, *A&A*, 569, A60
- Meftah, M., Hauchecorne, A., Crepel, M., et al. 2014b, *Sol. Phys.*, 289, 1
- Meftah, M., Hochedez, J.-F., Irbah, A., et al. 2014c, *Sol. Phys.*, 289, 1043
- Neckel, H. 2005, *Sol. Phys.*, 229, 13
- Prša, A., Harmanec, P., Torres, G., et al. 2016, *AJ*, 152, 41
- Roddir, F. 1981, in *Progress in Optics* (Amsterdam: North-Holland Publishing Co.), 19, 281–376
- Rozelot, J. P., Kosovichev, A., & Kilcik, A. 2015, *ApJ*, 812, 91
- Seidelmann, P. K. 1992, *Explanatory Supplement to the Astronomical Almanac. A revision to the Explanatory Supplement to the Astronomical Ephemeris and the American Ephemeris and Nautical Almanac* (Mill Valley, CA: University Science Books), 780
- Sofia, S., Girard, T. M., Sofia, U. J., et al. 2013, *MNRAS*, 436, 2151
- Tatarski, V. I. 1961, *Wave Propagation in Turbulent Medium* (New York: McGraw-Hill)
- Vaquero, J. M., Gallego, M. C., Ruiz-Lorenzo, J. J., et al. 2016, *Sol. Phys.*, 291, 1599
- Vernazza, J. E., Avrett, E. H., & Loeser, R. 1981, *ApJS*, 45, 635



## Appendix A: PICARD/SODISM image during the 2012 transit of Venus



**Fig. A.1.** PICARD/SODISM image of the Sun (at 607.1 nm) acquired on June 6, 2012, at 04H31 UTC during the Venus transit in 2012.

## Appendix B: Instrument and atmosphere system and convolution with the limb-darkening function

### B.1. Optical transfer function of the instrument

The optical transfer function ( $H_t$ ) allows describing the formation of an image as a linear optical system in terms of angular frequency ( $f$ ). Equation (B.1) is applicable in the case of an optical system with a circular pupil ( $D_t$ ) at a given wavelength ( $\lambda$ ) and for an incoherent illumination.  $f_{c_d}$  represents the diffraction cutoff frequency. Knowledge of the SODISM II PSF is fundamental.

$$H_t(f) = \frac{2}{\pi} \left[ \arccos\left(\frac{f}{f_{c_d}}\right) - \frac{f}{f_{c_d}} \sqrt{1 - \left(\frac{f}{f_{c_d}}\right)^2} \right] \quad (\text{B.1})$$

$$f_{c_d} = \frac{D_t}{\lambda}$$

### B.2. Structure function of the wavefront phase perturbations

A standard model of atmospheric turbulence used for observations was developed by Tatarski (1961) and by Fried (1965). This model is based on the work of Kolmogorov (1941) and is supported by a variety of experimental measurements. In the case of the Von Kármán model, the phase structure function ( $D_\theta(\rho)$ ) is given by Eq. (B.2), where  $\rho$  represents an angular frequency (radians<sup>-1</sup>) and  $\mathcal{L}_0$  is the spatial coherence outer scale. This model depends on two optical atmospheric parameters ( $r_0$  and  $\mathcal{L}_0$ ). When considering the propagation of an electromagnetic wave through a turbulent atmosphere verifying

the Kolmogorov model, the structure function of the wavefront phase perturbations measured at ground level is given by Eq. (B.3) ( $\mathcal{L}_0 \rightarrow \infty$ ); it is obtained for high values of the outer scale and depends only on the Fried parameter ( $r_0$ ),

$$D_\theta(\rho) = \left[ 1 - 1.485 \left(\frac{\rho}{\mathcal{L}_0}\right)^{\frac{1}{3}} + 5.383 \left(\frac{\rho}{\mathcal{L}_0}\right)^2 - 6.281 \left(\frac{\rho}{\mathcal{L}_0}\right)^{\frac{7}{3}} \right] \times 6.88 \left(\frac{\rho}{r_0}\right)^{\frac{5}{3}} \quad (\text{B.2})$$

$$D_\theta(\rho)_{\mathcal{L}_0 \rightarrow \infty} = 6.88 \left(\frac{\rho}{r_0}\right)^{\frac{5}{3}}. \quad (\text{B.3})$$

### B.3. Total transfer function (instrument and atmosphere)

The total transfer function ( $\hat{F}_T \rightarrow$  instrument + atmosphere) depends on the instrument optical transfer function ( $H_t(f)$ ) and the structure function based on the Kolmogorov model (Eq. (B.4)).  $f_{c_t}$  represents the cutoff frequency associated with the turbulence.

$$\hat{F}_T(f) = H_t(f) \times \exp(-0.5 D_\theta(\lambda f)) \quad (\text{B.4})$$

$$\hat{F}_T(f) = H_t(f) \times \exp\left(-3.44 \left(\frac{f}{f_{c_t}}\right)^{\frac{5}{3}}\right) \quad (\text{B.5})$$

$$f_{c_t} = \frac{r_0}{\lambda}$$

### Impulse response function of the instrument–atmosphere system and convolution

The inverse Fourier transform of the total transfer function ( $\hat{F}_T$ ) represents the spatial impulse response function of the instrument–atmosphere system. The solar limb ( $\text{LDF}_t$ ) is obtained by deriving the 2D convolution product of the solar limb shape ( $\text{LDF}_\odot$ ) with the impulse response of the instrument–atmosphere system (Eq. (B.6)). The resulting solar radius will always be smaller than the “true value” of the Sun ( $R_\odot$ ),

$$\text{LDF}_t = \text{LDF}_\odot \otimes \mathcal{F}^{-1}[\hat{F}_T]. \quad (\text{B.6})$$

For PICARD/SODISM II, the Kolmogorov model is applicable if the spatial coherence outer scale is greater than  $100 \times D_T$  ( $\mathcal{L}_0 \geq 10$  m, thus  $\mathcal{L}_0 \rightarrow \infty$ ). Moreover,  $r_0$  is related to the FWHM of the seeing disk. For a telescope whose pupil diameter ( $D_t$ ) is much greater than  $r_0$ , we have  $\text{FWHM} \approx 0.98 \lambda / r_0$ . When  $r_0 \rightarrow \infty$ , the resolution is limited by diffraction ( $\text{FWHM} \approx 1.03 \lambda / D_t$  for a circular pupil and with Airy function). When  $r_0 \rightarrow 1$  cm (poor observing site), it is understood that turbulence is a dominant effect and can have a catastrophic effect on the resolution of an image of a telescope.

**A.4 Article 4 : SOLAR-ISS : A new reference spectrum based  
on SOLAR/SOLSPEC observations**

# SOLAR-ISS: A new reference spectrum based on SOLAR/SOLSPEC observations<sup>★</sup>

M. Meftah<sup>1</sup>, L. Damé<sup>1</sup>, D. Bolsée<sup>2</sup>, A. Hauchecorne<sup>1</sup>, N. Pereira<sup>2</sup>, D. Sluse<sup>2</sup>, G. Cessateur<sup>2</sup>, A. Irbah<sup>1</sup>, J. Bureau<sup>1</sup>, M. Weber<sup>3</sup>, K. Bramstedt<sup>3</sup>, T. Hilbig<sup>3</sup>, R. Thiéblemont<sup>1</sup>, M. Marchand<sup>1</sup>, F. Lefèvre<sup>1</sup>, A. Sarkissian<sup>1</sup>, and S. Bekki<sup>1</sup>

<sup>1</sup> CNRS, LATMOS, Université Paris Saclay, Université Pierre et Marie Curie, UVSQ, INSU, IPSL, 75005 Paris, France  
e-mail: Mustapha.Meftah@latmos.ipsl.fr

<sup>2</sup> Royal Belgian Institute for Space Aeronomy (BIRA-IASB), 1180 Brussels, Belgium

<sup>3</sup> Institute of Environmental Physics, University of Bremen, 28359 Bremen, Germany

Received 6 June 2017 / Accepted 18 October 2017

## ABSTRACT

**Context.** Since April 5, 2008 and up to February 15, 2017, the SOLAR SPECTrometer (SOLSPEC) instrument of the SOLAR payload on board the International Space Station (ISS) has performed accurate measurements of solar spectral irradiance (SSI) from the middle ultraviolet to the infrared (165 to 3088 nm). These measurements are of primary importance for a better understanding of solar physics and the impact of solar variability on climate. In particular, a new reference solar spectrum (SOLAR-ISS) is established in April 2008 during the solar minima of cycles 23–24 thanks to revised engineering corrections, improved calibrations, and advanced procedures to account for thermal and aging corrections of the SOLAR/SOLSPEC instrument.

**Aims.** The main objective of this article is to present a new high-resolution solar spectrum with a mean absolute uncertainty of 1.26% at  $1\sigma$  from 165 to 3000 nm. This solar spectrum is based on solar observations of the SOLAR/SOLSPEC space-based instrument.

**Methods.** The SOLAR/SOLSPEC instrument consists of three separate double monochromators that use concave holographic gratings to cover the middle ultraviolet (UV), visible (VIS), and infrared (IR) domains. Our best ultraviolet, visible, and infrared spectra are merged into a single absolute solar spectrum covering the 165–3000 nm domain. The resulting solar spectrum has a spectral resolution varying between 0.6 and 9.5 nm in the 165–3000 nm wavelength range. We build a new solar reference spectrum (SOLAR-ISS) by constraining existing high-resolution spectra to SOLAR/SOLSPEC observed spectrum. For that purpose, we account for the difference of resolution between the two spectra using the SOLAR/SOLSPEC instrumental slit functions.

**Results.** Using SOLAR/SOLSPEC data, a new solar spectrum covering the 165–3000 nm wavelength range is built and is representative of the 2008 solar minimum. It has a resolution better than 0.1 nm below 1000 nm and 1 nm in the 1000–3000 nm wavelength range. The new solar spectrum (SOLAR-ISS) highlights significant differences with previous solar reference spectra and with solar spectra based on models. The integral of the SOLAR-ISS solar spectrum yields a total solar irradiance of  $1372.3 \pm 16.9 \text{ Wm}^{-2}$  at  $1\sigma$ , that is yet  $11 \text{ Wm}^{-2}$  over the value recommended by the International Astronomical Union in 2015.

**Key words.** Sun: fundamental parameters – Sun: general

## 1. Introduction

The Sun is a fundamental source of energy for the climate system of the Earth and represents the major natural forcing of the climate on Earth. Total and solar spectral irradiance compose some of the Global Climate Observing System (GCOS) Essential Climate Variables (ECVs) datasets, which provide the empirical evidence needed to understand and predict the evolution of climate<sup>1</sup>. Indeed, total solar irradiance (TSI) and solar spectral irradiance (SSI) measurements and their time series are required to support the work of the United Nations Framework Convention on Climate Change (UNFCCC) and the Intergovernmental Panel on Climate Change (IPCC). Consequently, the absolute determination of the solar spectrum at high resolution is of primary importance. The absolute solar spectrum between 165 and 3000 nm has many interests ranging from solar physics to atmospheric and climate physics. The solar spectrum is a

key input in radiative transfer and balance in the various layers of the atmosphere of the Earth and other planets. The integral of the solar spectrum measured outside the atmosphere of the Earth equates to the integral of a blackbody spectrum at 5772 K (Planck's law). Spectral shapes of the solar spectrum are very different, especially in the ultraviolet. The solar spectrum consists of a continuum with numerous of dark absorption lines superposed (Fraunhofer lines). A complete characterization of the solar spectrum is not possible from the ground. The atmosphere of the Earth absorbs and scatters large parts of the incoming solar radiation dependent on wavelength. For instance, there is a complete extinction of solar ultraviolet radiation (wavelength shorter than about 300 nm) because of ozone and molecular oxygen absorption in the middle atmosphere. The first successful attempt to measure the UV spectrum (from 220 to 290 nm) was performed at high altitude above the ozone layer (between 35 and 75 km) as described by Durand et al. (1949). These authors used a vacuum grating spectrograph designed at the Naval Research Laboratory (NRL) and installed in the tail fin of a V-2 rocket. During the 1950s, rapid progress was made in solar physics and instrumental technology using rocket and balloon flights. This opened up the stage for space-based

<sup>★</sup> The spectrum shown in Fig. B.1 is available at the CDS via anonymous ftp to [cdsarc.u-strasbg.fr](http://cdsarc.u-strasbg.fr) (130.79.128.5) or via <http://cdsarc.u-strasbg.fr/viz-bin/qcat?J/A+A/611/A1>

<sup>1</sup> <https://public.wmo.int/en/programmes/global-climate-observing-system>

measurements and, in particular, for obtaining full solar spectra without being hampered by atmospheric absorption. From the 1960s, measurements in the UV began with the Orbiting Solar Observatory (OSO) program. From the 1970s, regular solar measurements in the UV below 400 nm were performed by the sensors of the Atmosphere Explorer (AE) satellites and a series of operational remote sensors on National Oceanic and Atmospheric Administration (NOAA) weather satellites. An overview of the main satellite missions that have performed solar spectral irradiance (SSI) observations at wavelengths higher than 100 nm is given by [Ermolli et al. \(2013\)](#). Space-based monitoring of the solar spectrum over a broad wavelength range (UV, visible, and infrared) started with the SCanning Imaging Absorption spectroMeter for Atmospheric CHartographY (SCIAMACHY; 240–2400 nm) instrument on board the Environment Satellite ([Bovensmann et al. 1999](#)) in 2002. There are also measurements obtained by the SOLar STellar Irradiance Comparison Experiment (SOLSTICE; 115–320 nm) and the Spectral Irradiance Monitor (SIM; 300–2400 nm) instruments onboard the Solar Radiation and Climate Experiment (SORCE) satellite ([Woods et al. 2000](#); [Rottman 2005](#)) started in 2003, and the SOLar SPECtrometer (SOLSPEC; 165–3088 nm) instrument of the SOLAR monitoring observatory payload ([Schmidtke et al. 2006](#)) on board the International Space Station (ISS) started in 2008. One of the objectives of these space-based missions is the quasi-continuous measurement of the solar spectral irradiance variation with the highest possible accuracy. Knowledge of the absolute solar spectral irradiance is necessary for solar physics, atmospheric physics, climate physics, and other fields of physics. Since then, reference solar spectra with high accuracy are required in a variety of disciplines. Owing to current experimental limitations, the published reference solar spectra are rather composites of space-based measurements, ground-based measurements, and solar models data. The following spectra are generally considered as solar reference data:

- The [Labs & Neckel \(1968\)](#) solar spectrum from 200 nm to 100  $\mu\text{m}$ .
- The [Peyturaux \(1968\)](#) solar spectral irradiance from 447.7 to 863.8 nm.
- The Arvesen 1969 solar spectrum ([Arvesen et al. 1969](#)) from 205 to 2495 nm.
- The Thekaekara 1973 solar spectrum ([Thekaekara 1974](#)) from 115 nm to 400  $\mu\text{m}$ .
- The NASA CV-990 reference solar spectrum ([Colina et al. 1996](#)) from 119.5 to 2500 nm.
- The ATLAS 3 reference solar spectrum ([Thuillier et al. 2003](#)) from 0.5 to 2397.51 nm.
- The Solar Irradiance Reference Spectra (SIRS) for the 2008 Whole Heliosphere Interval (WHI) from 0.1 to 2400 nm using a combination of satellite and sounding rocket observations ([Woods et al. 2009](#)).
- The SCIAMACHY solar spectrum ([Pagaran et al. 2011](#); [Hilbig et al. 2017](#)) from 235 to 2384 nm.

The aim of this article is to present a new reference solar spectrum (SOLAR-ISS) from 165 to 3000 nm ([Mefteh et al. 2016b](#)) based on recent observations of the SOLAR/SOLSPEC spectrometer on board the International Space Station ([Thuillier et al. 2009](#); [Bolsée 2012](#)). The SOLAR/SOLSPEC instrument has a rather low spectral resolution and cannot sufficiently resolve many Fraunhofer lines. The entrance, intermediate, and exit slits of SOLAR/SOLSPEC determine the spectral resolution (or bandpass) of the spectrometer (commonly called the slit function). The SOLAR/SOLSPEC instrument is composed of

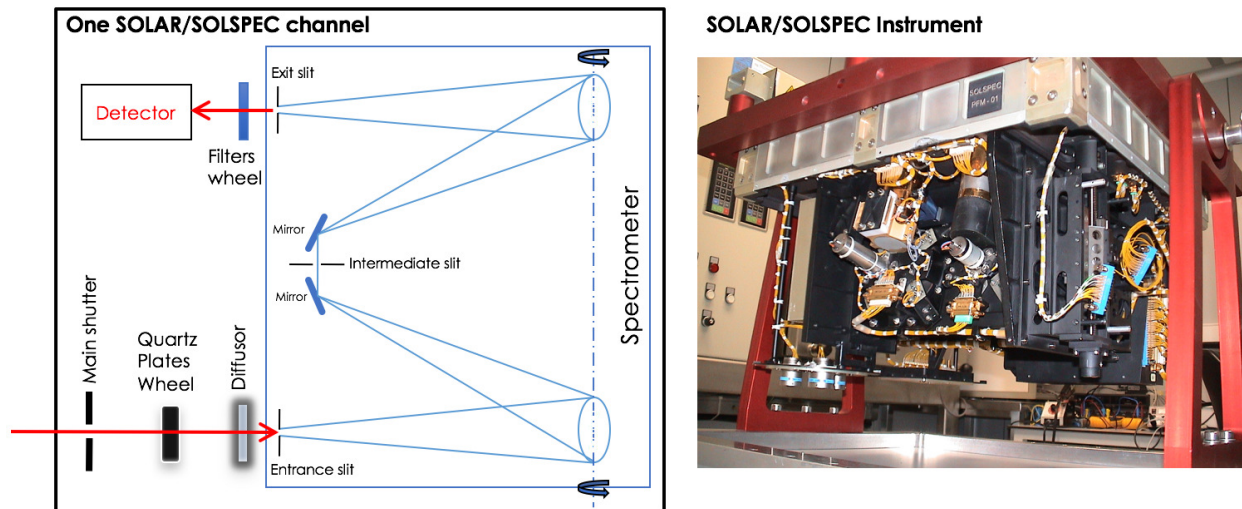
three channels (UV, VIS and IR) that together cover the wavelengths domain extending from 165 to  $\sim$ 3000 nm. The SOLAR/SOLSPEC slit functions were measured during ground-based calibration to determine the spectral resolution of the spectrometer. The resulting spectrum has a resolution extending from 0.6 to 9.5 nm. The new reference solar spectrum (SOLAR-ISS) is developed by combining high spectral resolution from reference solar spectra with the SOLAR/SOLSPEC measured spectrum at lower spectral resolution but higher spectral irradiance accuracy. Therefore, we scale a high-resolution spectrum to our SOLAR/SOLSPEC data. Up to 2400 nm, we choose the ATLAS 3 reference solar spectrum (resolution of 0.05 nm up to 400 nm). Above 2400 nm, we choose the new version of the Solar Radiation Physical Modeling (SRPM) theoretical model (with a resolution of 1 nm above 2400 nm) from [Fontenla et al. \(2015\)](#). The new reference solar spectrum is established for the 2008 solar minimum of the solar cycle 24. Comparisons between the new reference solar spectrum and recent reference spectra and models are made. This paper will only deal with solar observations that include the full spectral range from UV to IR. In this paper, no solar variation is provided from the SOLAR/SOLSPEC observations.

## 2. SOLAR/SOLSPEC design and background

SOLAR/SOLSPEC is a space-based qualified spectroradiometer (dimension of  $436 \times 437 \times 455$  mm, mass of  $\sim$ 29 kg and nominal power of  $\sim$ 50 W) measuring the solar spectral irradiance from 165 to 3088 nm. This instrument, developed under a fruitful CNRS-LATMOS/BIRA-IASB collaboration, was part of the SOLAR payload, externally mounted on board the ISS Columbus module. Since April 5, 2008 and up to February 15, 2017, SOLAR/SOLSPEC performed accurate measurements of solar spectral irradiance from the middle ultraviolet to the infrared. SOLAR/SOLSPEC is an upgraded version of the instruments that have already accomplished several orbital flights without failure. The previous SOLSPEC instruments flew on several ESA and NASA space missions in the 1980s and 1990s and provided the well-known ATLAS 3 solar spectrum composite ([Thuillier et al. 2003](#)). The ATLAS 3 composite covering the wavelength range from 0.5 to  $\sim$ 2400 nm was built using rocket data from 0.5 nm to Ly- $\alpha$  ([Woods et al. 1998](#)), Upper Atmosphere Research Satellite (UARS) data from Ly- $\alpha$  to 200 nm (Solar Ultraviolet Spectral Irradiance Monitor; SUSIM and SOLar STellar Irradiance Comparison Experiment; SOLSTICE), ATmospheric Laboratory for Applications and Science (ATLAS) data from 200 to 400 nm (Shuttle Solar Backscatter UltraViolet spectrometer (SSBUV), SUSIM, and SOLSPEC), and ATLAS and EUropean RETrievable CARRIER (EURECA) data from 400 to  $\sim$ 2400 nm (SOLSPEC and Solar Spectrum instrument (SOSP)). As a reminder, the SOLSPEC type instrument has participated in six space-based missions during the last 30 yr (SPACELAB 1, ATLAS 1, 2, and 3, EURECA and SOLAR). One of the main scientific goal of SOLAR/SOLSPEC is to provide a new reference solar spectrum obtained continuously from 165 to  $\sim$ 3000 nm with a single instrument with three separated double monochromators each with its own optics and detector. This represents a unique performance in space.

The SOLAR/SOLSPEC space-based spectrometer consists of three channels (the UV channel from 165 to 371 nm ([Bolsée et al. 2017](#)), the VIS channel from 285 to 908 nm, and the IR channel from 646 to 3088 nm), which cover the wavelength domains extending from 165 to 3088 nm. Each channel





**Fig. 1.** *Left:* SOLAR/SOLSPEC optical path of one spectral channel (double-monochromator). The sunlight passes through the entrance slit of the double monochromator and goes in the plane of an intermediate slit through a first monochromator grating and a first mirror. Then, the sunlight goes in the plane of the exit slit through a second mirror and a second monochromator grating identical to the first. Diffraction gratings are used to disperse light (spatial separation of various wavelengths). The wavelength depends on the rotation angle of the grating. The two grating arrangements share the same axis of rotation. This guarantees short scan times at high stability and wavelength accuracy. This design is used in applications in which scattered light must be kept to a minimum. *Right:* general view of the SOLAR/SOLSPEC flight model with its three channels during integration. SOLAR/SOLSPEC had 3 double monochromators (UV, VIS and IR).

of the SOLAR/SOLSPEC instrument is associated with a double monochromator, which uses concave holographic gratings to minimize the scattered light while maintaining a high throughput. The gratings are mounted on a common mechanical shaft, which rotates by steps and is driven by a nut-screw system. The SOLAR/SOLSPEC sampling interval is less than 0.4 nm in the UV channel, close to 1 nm in the VIS channel and close to 4 nm in the IR channel for common operations but the sampling can be higher. The detectors are photomultiplier tubes in the UV and VIS bands, and a photoconductive detector thermally controlled at  $-21.8\text{ }^{\circ}\text{C}$  with a Peltier thermoelectric cooler in the IR band. Between each exit slit and detector, a wheel carrying second order filters and appropriate attenuators allows the reduction of the incident flux to avoid the saturation of the detectors. The three wheels are positioned as a function of wavelength to take into account the change in solar irradiance and the variation of the spectrometer's responsivity with wavelength, in particular, at both ends of each spectrometer wavelength domain. Diffusers are placed in front of the entrance slit to ensure full illumination of the first grating and also to reduce the effect of pointing uncertainties during observations. The SOLAR/SOLSPEC instrument also contains seven lamps for checking the responsivity and spectral characteristics of the three channels (Bolsée 2012), thus allowing periodical verification to be made on ground and in orbit. The deuterium lamp (nominal or spare) allows a relative calibration of the UV channel. Similarly, the tungsten ribbon lamp (nominal or spare) allows a relative calibration of the VIS channel. Two tungsten ribbon lamps (nominal and redundant) are associated with the IR channel. A hollow cathode lamp verifies spectral resolutions and wavelength scales for the UV and VIS channels. The main optical path of one SOLAR/SOLSPEC channel is illustrated in Fig. 1. The SOLAR/SOLSPEC instrument was not designed with redundant channels.

The radiometric responsivity of each SOLAR/SOLSPEC channel was determined during a set of ground-based calibration campaigns. The instrument was calibrated at Physikalisch-Technische Bundesanstalt (PTB, Braunschweig in Germany)

before launch in 2008. The pre-flight absolute calibration of each SOLAR/SOLSPEC channel was carried out with the BB 3200pg blackbody of PTB (Sapritsky et al. 1997; Sperfeld et al. 1998, 2000, 2013). In-flight, regular acquisition with lamps system were performed to track the effects of instrument aging.

### 3. Methods for obtaining a new solar spectrum

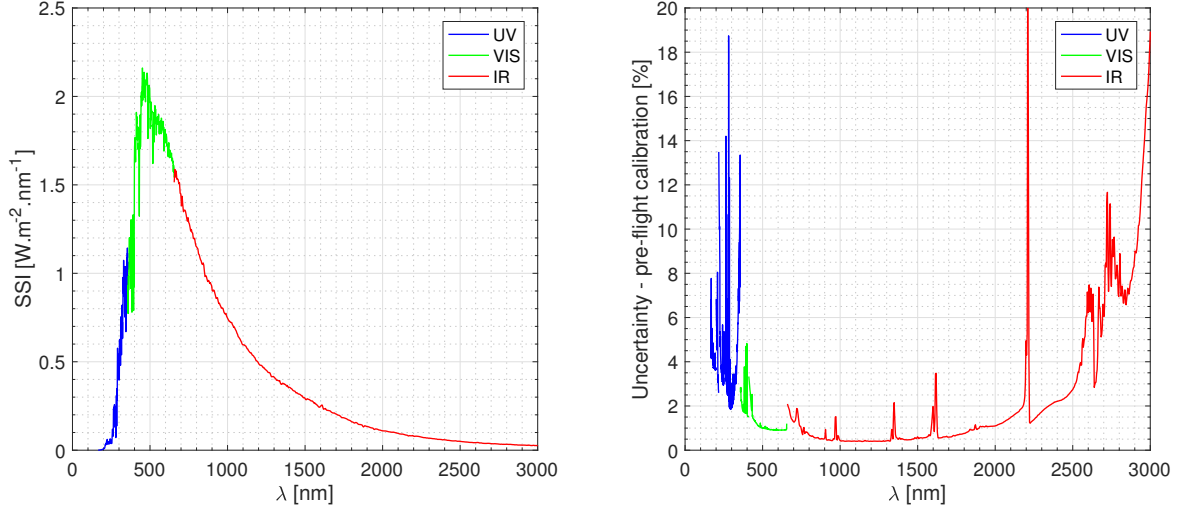
In this section, we describe the general methods used to obtain a new reference solar spectrum at high resolution (SOLAR-ISS) based on SOLAR/SOLSPEC observations obtained at lower spectral resolution.

#### 3.1. Determination of the SOLAR/SOLSPEC spectrum ( $SSI_{SOLSPEC}(\lambda)$ )

The SOLAR/SOLSPEC measured spectrum in the 165–3000 nm range is obtained from several spectra related to the three spectrometer channels, i.e.,

- A solar spectrum from 165 to 356 nm obtained with the UV channel (Meftah et al. 2016a).
- A solar spectrum from 356 to 400 nm obtained with the VIS channel (Meftah et al. 2016a) and another one from 400 to 656 nm obtained also with the VIS channel (Bolsée 2012).
- A solar spectrum from 656 to 3000 nm obtained with the IR channel (Meftah et al. 2017).

From SOLAR/SOLSPEC data and instrumental equations described below, we obtained a new solar spectrum ( $SSI_{SOLSPEC}(\lambda)$ ) at low spectral resolution between 165 and 3000 nm. This solar spectrum is given at a distance of one astronomical unit. Figure 2 (left) shows the solar spectral irradiance for direct light at the top of the atmosphere of the Earth. For each wavelength, the absolute uncertainty ( $1\sigma$ ) of this solar spectrum is given in Fig. 2 (right).



**Fig. 2.** *Left:* absolute solar spectral irradiance from 165 to 3000 nm obtained with the SOLAR/SOLSPEC spectrometer. Wavelength-dependent power input to the top of the atmosphere of the Earth at a standard distance of one astronomical unit from the Sun is plotted. Each part of the solar spectrum obtained from a SOLAR/SOLSPEC channel is identified by color. *Right:* absolute uncertainty of the SOLAR/SOLSPEC spectrum. The absolute radiometric scales have been established during ground-based calibrations (pre-flight calibration with the PTB blackbody). The absolute accuracy indicates a mean absolute uncertainty of 1.26% of the total solar irradiance in the 165–3000 nm range.

### 3.1.1. SOLAR/SOLSPEC SSI equation for the UV channel

The detector of the UV channel is a solar blind EMR photomultiplier tube. For the UV channel, the solar spectral irradiance of the Sun as a function of wavelength ( $\lambda$ ) and time ( $t$ ) is given by Eq. (1), i.e.,

$$\text{SSI}_{\text{UV}}(\lambda, t) = \frac{\left( S_n(\lambda, t) - \frac{\langle \text{DC}(t) \rangle}{\tau(t)} \right) \times \frac{R_{\text{UV}}(\lambda)}{\text{Deg}_{\text{UV}}(\lambda, t)}}{1 - \frac{\alpha_T(\lambda, t)}{100} \times (T_P - T_S(t))} \times \left( \frac{z(t)}{1 \text{ au}} \right)^2, \quad (1)$$

where  $\text{SSI}_{\text{UV}}(\lambda, t)$  is the solar spectral irradiance measured by SOLAR/SOLSPEC with the UV channel;  $S_n(\lambda, t)$  (counts  $\text{s}^{-1}$ ) is the linearized signal provided by the UV detector after the non-linearity correction.  $\langle \text{DC}(t) \rangle$  (counts) is the mean dark counts of the UV detector taken before and after a solar spectrum measurement for a given integration time ( $\tau(t)$  in s);  $R_{\text{UV}}(\lambda)$  ( $\text{mWm}^{-2} \text{nm}^{-1} \text{counts}^{-1} \text{s}$ ) represents the absolute responsivity of the SOLAR/SOLSPEC UV channel. The SOLAR/SOLSPEC instrumental equation of the UV channel is established to account for thermal and aging corrections. The value  $\alpha_T(\lambda, t)$  is the temperature coefficient of the UV photomultiplier ( $\% \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$ );  $T_P$  represents the reference temperature of the UV photomultiplier during ground-based calibration ( $23.3 \pm 1.5 \text{ } ^\circ\text{C}$ );  $T_S(t)$  ( $^\circ\text{C}$ ) represents the temperature of the UV photomultiplier in space;  $\text{Deg}_{\text{UV}}(\lambda, t)$  characterizes the degradation of the instrument (dimensionless factor); and  $z(t)$  (km) is the distance between SOLAR/SOLSPEC and the Sun. The astronomical unit (1 au) is equal to 149 597 870.7 km.

### 3.1.2. SOLAR/SOLSPEC SSI equation for the VIS channel

The detector of the VIS channel is a tri-alkali EMR photomultiplier tube. The SOLAR/SOLSPEC instrumental equations are the same for the UV and VIS channels. The similar equation holds for the VIS channel with appropriate substitution in Eq. (1).

### 3.1.3. SOLAR/SOLSPEC SSI equation for the IR channel

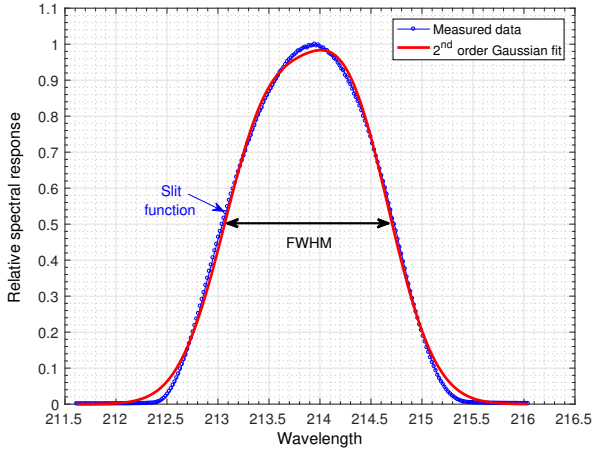
The detector of the IR channel is a P2682 PbS photodiode associated with a Peltier thermoelectric cooler. The SOLAR/SOLSPEC instrumental equation of the IR channel is given by Eq. (2), i.e.,

$$\text{SSI}_{\text{IR}}(\lambda, t) = \frac{S_k(\lambda, t) \times \frac{R_{\text{IR}}(\lambda)}{\delta_{\text{IR}}(\lambda, t)}}{1 - k'_\lambda \times (T_P - T_S(t))} \times \left( \frac{z(t)}{1 \text{ au}} \right)^2, \quad (2)$$

where  $\text{SSI}_{\text{IR}}(\lambda, t)$  is the corrected solar spectral irradiance at a given wavelength ( $\lambda$ ) and for a given time ( $t$ ), and  $S_k(\lambda, t)$  (Volt) is the signal provided by the SOLAR/SOLSPEC IR channel with its photoconductive detector (P2682 PbS IR cell). The  $S_k(\lambda, t)$  signal is obtained after a dark signal correction.  $R_{\text{IR}}(\lambda)$  ( $\text{mWm}^{-2} \text{nm}^{-1} \text{V}^{-1}$ ) represents the absolute response of the SOLAR/SOLSPEC spectrometer for the IR channel;  $\delta_{\text{IR}}(\lambda, t)$  is a unitless term, which represents the degradation signal in relation with the aging of the SOLAR/SOLSPEC IR channel;  $k'_\lambda$  ( $^\circ\text{C}^{-1}$ ) is the temperature coefficient of the IR channel, which represents a parameter of the instrument behavior in flight. The value  $T_S(t)$  ( $^\circ\text{C}$ ) is the temperature of the SOLAR/SOLSPEC central plate and  $T_P$  ( $^\circ\text{C}$ ) represents the reference temperature of the IR channel during the ground-based calibration with the PTB blackbody ( $23.3 \pm 1.5 \text{ } ^\circ\text{C}$ ).

### 3.1.4. SOLAR/SOLSPEC spectrum ( $\text{SSI}_{\text{SOLSPEC}}(\lambda)$ )

The solar spectra obtained with the UV and VIS channels are based on 2008 solar observations. The solar spectrum obtained with the IR channel is based on 2010–2016 observations (combination of all measurements to obtain a reference spectrum). All measurements of the IR channel were used and corrected for thermal effects based on inflight housekeeping temperatures and instrumental thermal characterization performed during a specific set of orbits in March 2016 (Meftah et al. 2017). Given the low variability in the IR wavelength range during a 11-year solar cycle (SSI variations less than 0.05% from 656 to 3000 nm)



**Fig. 3.** Relative spectral response (slit function) at 213.8 nm measured with the SOLAR/SOLSPEC UV channel. A second order Gaussian curve was fit on the experimental data. At 213.8 nm, the bandpass (FWHM) is close to 1.7 nm.

compared to the uncertainties obtained during absolute pre-flight calibration (a minimum uncertainty of  $\sim 0.4\%$  at 1200 nm), we can consider the IR absolute solar spectrum as representative of the year 2008. Therefore, the SOLAR/SOLSPEC spectrum resulting from Eq. (3) and shown in Fig. 2 (left) is representative of the 2008 solar minimum of the solar cycle 24.  $SSI_{SOLSPEC}(\lambda)$  represents the resulting SOLAR/SOLSPEC spectrum (concatenation (+) of the solar spectra obtained with the three spectrometer channels),

$$SSI_{SOLSPEC}(\lambda) = SSI_{UV}(\lambda) + SSI_{VIS}(\lambda) + SSI_{IR}(\lambda). \quad (3)$$

The spectral resolution depends on the SOLAR/SOLSPEC optical design (Fig. 1) with two main limitations (sampling interval and bandpass during operating mode of the instrument). The sampling interval is the spectral distance between the centers of adjacent spectral wavelengths sampled along the resulting spectrum. From 165 to 356 nm, the sampling interval of the SOLAR/SOLSPEC spectrum is between 0.4 and 0.3 nm. From 356 to 656 nm, the sampling interval is close to 1 nm. From 656 to 3000 nm, the sampling interval is between 4.3 and 3.6 nm. Another important parameter is the bandpass (or resolution). The SOLAR/SOLSPEC slit functions were measured during ground-based calibration to determine the bandpass of each wavelength. The bandpass is defined as the full width at half maximum (FWHM) of the spectral response. The SOLAR/SOLSPEC slit functions are used for convolving the high-resolution solar spectrum before it is scaled to the original SOLAR/SOLSPEC spectrum. The ratio of the SOLAR/SOLSPEC spectrum over the convolved high-resolution external solar spectrum (ATLAS 3/SRPM) is used to scale the latter spectrum but without convolution to obtain the high-resolution SOLAR/SOLSPEC spectrum. The values of the SOLAR/SOLSPEC slit functions are discussed in the following section.

### 3.2. SOLAR/SOLSPEC slit functions ( $SF_{SOLSPEC}(\lambda)$ )

The SOLAR/SOLSPEC spectrometer has a finite bandpass (or resolution), which is determined by the sensitivity of the instrument. Therefore, the SOLAR/SOLSPEC instrument provided a smoothed representation of the true solar spectrum. The SOLAR/SOLSPEC slit functions are determined by the design of

each channel of the spectrometer. These slit functions were determined experimentally during ground-based calibration, for each channel, using a set of lasers and known emission lines of several spectral lamps (Hg, Zn, Cd, He, and Ar lamps), thoroughly explained by Bolsée (2012). As these measurements were not carried out in vacuum, the results are limited to 185 nm for the short wavelengths of the SOLAR/SOLSPEC UV channel. Figure 3 shows, as an example, the slit function at 213.8 nm (central wavelength) determined using one of the abovementioned spectral lines. The calculation of the FWHM of the slit function provides the bandpass at the corresponding wavelength. For each channel, both the slit function ( $SF_{SOLSPEC}(\lambda)$ ) and the bandpass are interpolated to a 0.1 nm grid and shown on the left and right panels of Figs. 4–6 for the UV, VIS and IR channels, respectively. This in-depth knowledge of instrumental slit functions is of great importance for the comparison of solar spectra between various instruments performing in-orbit measurements. The SOLAR/SOLSPEC slit functions have the following characteristics:

- The UV slit functions from 185 to 370 nm in steps of 0.1 nm (sampling interval), which are linked with the SOLAR/SOLSPEC spectrum from 165 to 356 nm.
- The VIS slit functions from 312 to 872 nm in steps of 0.1 nm, which are linked with the SOLAR/SOLSPEC spectrum from 356 to 656 nm.
- The IR slit functions from 594 to 3000 nm in steps of 0.1 nm, which are linked with the SOLAR/SOLSPEC spectrum from 656 to 3000 nm.

The slit function shown in Fig. 3 is a best case. It is very symmetric. Figures 4–6 illustrate the asymmetries extension of the slit functions. In the SOLAR/SOLSPEC case, the asymmetries of the slits functions (Figs. 4–6) are the results of slight internal misalignments. The SOLAR/SOLSPEC optical design is basically a set of simple subtractive double monochromators that is subject to optical aberrations; we are not using the zero order from a flat mirror linked to the first grating like in a classical Wadsworth design. The slits functions vary as a function of wavelength. The FWHM values of the SOLAR/SOLSPEC slits functions are shown in Figs. 4–6. However, in the data reduction, we use the full profile of the slits functions as shown on the left part of the Figs. 4–6.

### 3.3. Sources of high-resolution solar spectra ( $SSI_{HR}(\lambda)$ )

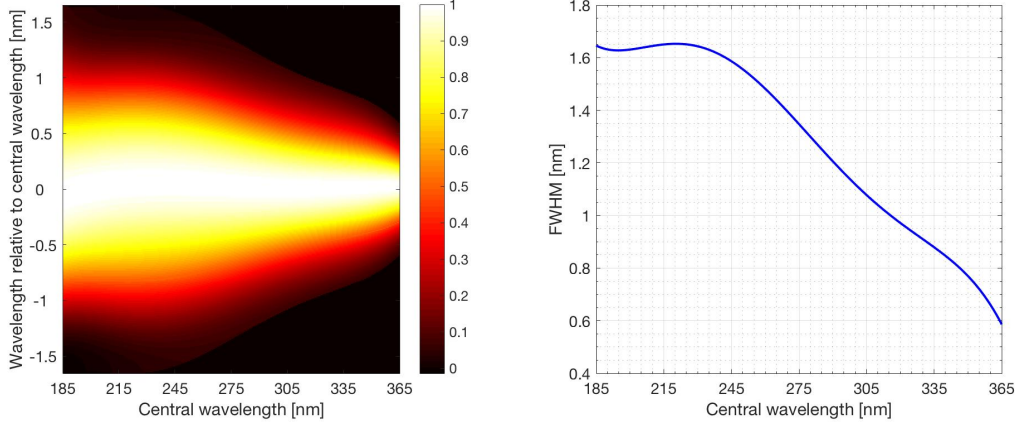
We now want to implement in our  $SSI_{SOLSPEC}(\lambda)$  resulting spectrum the high-resolution information contained in the following solar spectra: the ATLAS 3 solar spectrum (Thuillier et al. 2003) from 165 to  $\sim 2400$  nm and the SRPM solar spectrum (Fontenla et al. 2015) from  $\sim 2400$  to 3000 nm. The combination of ATLAS 3 and SRPM is called  $SSI_{HR}(\lambda)$  in the following sections.

### 3.4. Determination of the new reference solar spectrum (SOLAR-ISS)

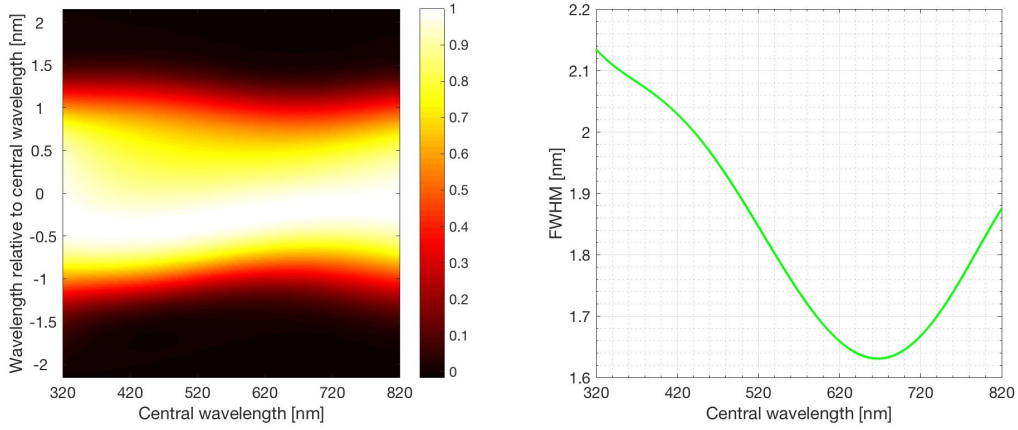
We base the new SOLAR-ISS spectrum presented in this article on the SOLAR/SOLSPEC absolute calibration ( $SSI_{SOLSPEC}(\lambda)$ ) and the high-resolution information contained in ATLAS 3 and SRPM solar spectra ( $SSI_{HR}(\lambda)$ ).

The high-resolution solar spectrum ( $SSI_{HR}(\lambda)$ ) has been convolved ( $\otimes$ ) with the SOLAR/SOLSPEC slit functions ( $SF_{SOLSPEC}(\lambda)$ ) as shown in Eq. (4). From Eqs. (5) and (6), we obtained the new SOLAR-ISS spectrum at high spectral

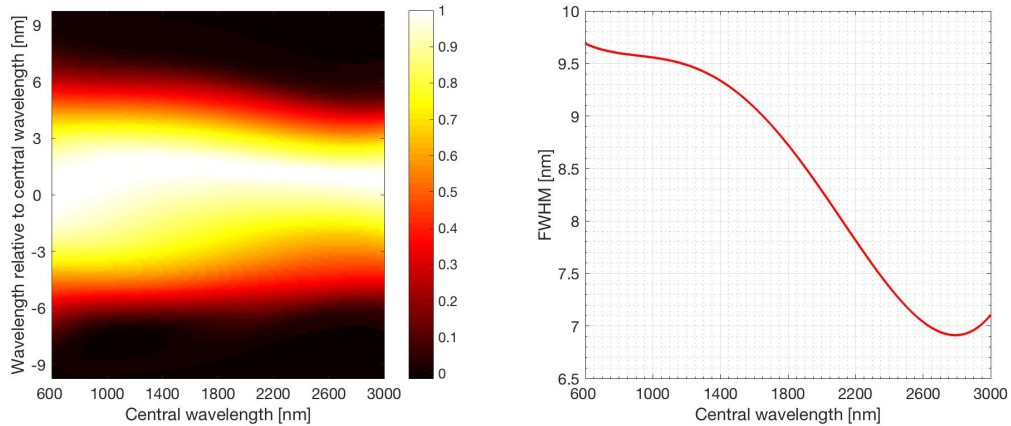




**Fig. 4.** *Left:* relative spectral responses distribution in the exit slit of the SOLAR/SOLSPEC UV channel (slit functions). The slit functions of the spectrometer were obtained from ground-based measurements. The point spread function (PSF) profiles are very symmetrical for the UV channel. *Right:* FWHM values (bandpass or resolution) of the SOLAR/SOLSPEC slit functions (UV channel) are shown.



**Fig. 5.** *Left:* relative spectral responses distribution in the exit slit of the SOLAR/SOLSPEC VIS channel (slit functions). *Right:* FWHM values of the SOLAR/SOLSPEC slit functions (VIS channel) are shown.



**Fig. 6.** *Left:* relative spectral responses distribution in the exit slit of the SOLAR/SOLSPEC IR channel (slit functions). The intensity distributions are not symmetrical. *Right:* FWHM values of the SOLAR/SOLSPEC slit functions (IR channel) are shown.

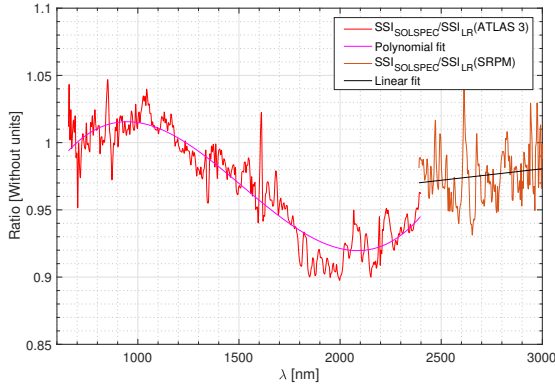
resolution between 165 and 3000 nm at 1 au as follows:

$$\text{SSI}_{\text{LR}}(\lambda) = \text{SSI}_{\text{HR}}(\lambda) \otimes \text{SF}_{\text{SOLSPEC}}(\lambda) \quad (4)$$

$$\text{Ratio}(\lambda) = \frac{\text{SSI}_{\text{SOLSPEC}}(\lambda)}{\text{SSI}_{\text{LR}}(\lambda)} \quad (5)$$

$$\text{SOLAR} - \text{ISS}(\lambda) = \text{SSI}_{\text{HR}}(\lambda) \times \text{Ratio}(\lambda). \quad (6)$$

The resulting SOLAR/SOLSPEC spectrum ( $\text{SSI}_{\text{SOLSPEC}}(\lambda)$ ) comes from the combination of the solar spectra based on the three channels of the SOLAR/SOLSPEC instrument given by Eq. (3). The solar spectrum, obtained with the IR channel (from 656 to 3000 nm) using the instrumental equation of the IR channel, is more noisy than those obtained with the UV and the VIS channels. This is mainly due to the instrumental correction and



**Fig. 7.** Ratio( $\lambda$ ) between the SOLAR/SOLSPEC spectrum ( $SSI_{\text{SOLSPEC}}(\lambda)$ ) and the ATLAS 3 solar spectrum ( $SSI_{\text{LR}}(\lambda)$ ) between 656 and 2400 nm. The 3-order polynomial fit (magenta curve) is only applied for IR data. Ratio( $\lambda$ ) between the SOLAR/SOLSPEC spectrum ( $SSI_{\text{SOLSPEC}}(\lambda)$ ) and the SRPM solar spectrum ( $SSI_{\text{LR}}(\lambda)$ ) between 2400 and 3000 nm with its linear fit (black curve) is shown.

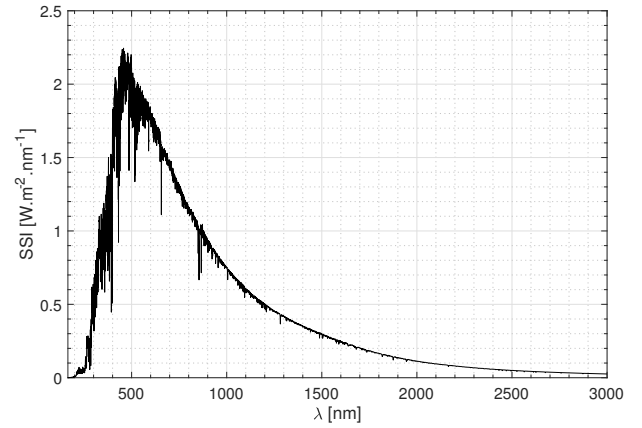
not to the signal-to-noise ratio (S/N) of the SOLAR/SOLSPEC IR channel. Therefore, an additional correction is required for the solar spectrum obtained with the SOLAR/SOLSPEC IR channel. Figure 7 shows the ratio between the solar spectrum obtained with the IR channel and the ATLAS 3 solar spectrum in the 656–2400 nm wavelength range. The spikes shown in the plot reveal abrupt changes of transmission in the spectrometer. In order to remove this structures, a third order polynomial fit is used for filtering the ratio given by Eq. (5). The same process is applied between 2400 and 3000 nm using the SRPM solar spectrum. A linear polynomial fit is applied for the ratio between the SOLAR/SOLSPEC spectrum ( $SSI_{\text{SOLSPEC}}(\lambda)$ ) and the SRPM solar spectrum ( $SSI_{\text{LR}}(\lambda)$ ) between 2400 and 3000 nm.

#### 4. Results and discussions

The SOLAR/SOLSPEC instrument has been built to carry out an absolute solar spectrum from 165 to 3000 nm through an absolute irradiance calibration. With the method described in Sect. 3, we obtained a new solar spectrum at high resolution called “SOLAR-ISS” (Fig. 8 and Appendix B). The new solar spectrum (SOLAR-ISS, Version 1.1) is available in a numerical file online<sup>2</sup> and at the CDS. The concatenated SOLAR/SOLSPEC data (without the high-resolution adjustment) are also available on demand.

The Sun provides a broad range of power, primarily concentrated around the visible and infrared regions. From the new solar spectrum (SOLAR-ISS), there is  $105.8 \text{ Wm}^{-2}$  in the ultraviolet region (165–400 nm). The ultraviolet region extends from 10 to 400 nm; below 165 nm, the solar flux is very weak. Visible light is usually defined as having wavelengths in the range of 400–700 nm. In this region, the flux of the new solar spectrum is  $535.5 \text{ Wm}^{-2}$ . Infrared radiation extends from 700 nm to 1 mm. In the 700–3000 nm wavelength band, the flux of the new solar spectrum is  $703.0 \text{ Wm}^{-2}$ . The 165–3000 nm wavelength range then represents  $\sim 98\%$  of the total solar irradiance, which is the total integrated irradiance over the entire solar spectrum. Current accepted TSI values are about  $1361\text{--}1362 \text{ Wm}^{-2}$  (Kopp & Lean 2011; Schmutz et al. 2013; Meftah et al. 2014, 2016c), which are representative of the 2008 solar minimum period. The integral

<sup>2</sup> [http://bdap.ipsl.fr/voscat/SOLAR\\_ISS\\_V1.html](http://bdap.ipsl.fr/voscat/SOLAR_ISS_V1.html)



**Fig. 8.** Solar spectral irradiance obtained with SOLAR/SOLSPEC from 165 to 3000 nm (SOLAR-ISS at high resolution).

**Table 1.** Contributions from various wavelength ranges to the total solar irradiance distribution in % for a blackbody spectrum at 5772 K (Planck’s law) and for the new SOLAR-ISS spectrum.

$\Delta\lambda$ [nm]	165–400	400–700	700–3000	TSI [ $\text{Wm}^{-2}$ ]
SOLAR-ISS	7.7%	39.0%	51.2%	1372.3
Blackbody	12.1%	36.5%	49.0%	1363.6

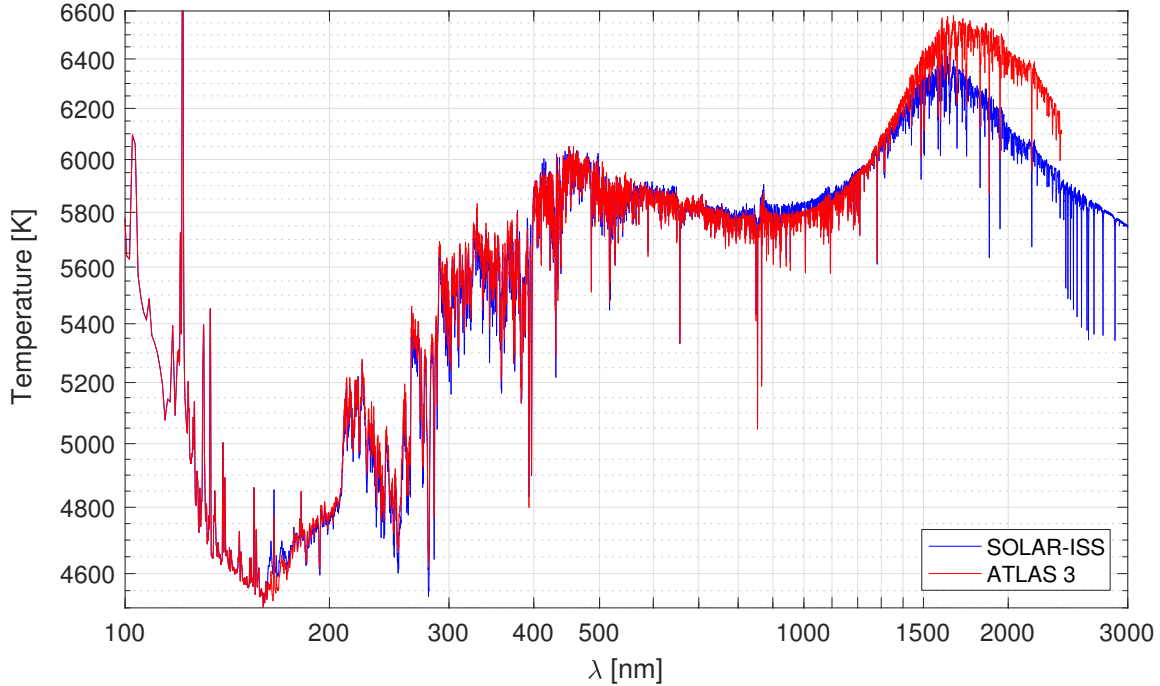
**Notes.** From 165 to 3000 nm, the integrated flux of the SOLAR-ISS spectrum is  $1344.3 \text{ Wm}^{-2}$ . Adding the contribution from a solar model (3000 nm to  $160 \mu\text{m}$ ), we obtain a TSI of  $1372.3 \text{ Wm}^{-2}$ .

of the SOLAR-ISS spectrum is  $1344.3 \pm 16.9 \text{ Wm}^{-2}$  at  $1\sigma$  in the 165–3000 nm range. Adding  $28.0 \text{ Wm}^{-2}$  for the spectral region 3– $160 \mu\text{m}$  as calculated from the Spectral And Total Irradiance REconstruction for the Satellite era (SATIRE-S) semi-empirical model, the TSI from SOLAR-ISS sums up to  $1372.3 \text{ Wm}^{-2}$ . The difference between the accepted and measured TSI value and SOLAR-ISS TSI is around  $11 \text{ Wm}^{-2}$ , which is within the SOLAR-ISS uncertainty ( $\pm 1.26\%$  or  $\pm 16.9 \text{ Wm}^{-2}$  at  $1\sigma$ ).

Table 1 summarizes the contributions of three wavelengths bands (165–400 nm, 400–700 nm, and 700–3000 nm) to the SOLAR-ISS total solar irradiance and the integrated spectrum of a blackbody at 5772 K.

The accurate determination of a new solar spectrum in the 165–3000 nm range is challenging. SOLAR-ISS represents a new spectrum. The SOLAR-ISS spectrum (quiet Sun during the 2008 solar minimum) was compared with the ATLAS 3 solar spectrum from 165 to 2397.5 nm. The integral of the ATLAS 3 solar spectrum is  $1330.1 \text{ Wm}^{-2}$  in the 165–2397.5 nm band. In the same wavelength range, the integral of the SOLAR-ISS spectrum is  $1320.9 \text{ Wm}^{-2}$ . The integral of the SOLAR-ISS spectrum is closer to recent radiometric TSI determinations. There is a difference of about  $9 \text{ Wm}^{-2}$ , which cannot be justified by differences in the acquisition dates. To better see the differences between the two solar spectra (ATLAS 3 and SOLAR-ISS), we plotted these spectra according to their solar brightness temperatures, which are obtained from Planck’s law as shown in Fig. 9. One can notice that there are differences, which depend on the wavelength domain and, particularly, in the infrared band.

When integrating the original complete spectrum of ATLAS 3, its value appears to be more than  $30 \text{ Wm}^{-2}$  over the actual TSI value ( $\sim 1361 \text{ Wm}^{-2}$ ) recommended by the International Astronomical Union in 2015. As a consequence, a uniform



**Fig. 9.** Brightness temperature of the Sun obtained from the ATLAS 3 solar spectrum (red curve) and SOLAR-ISS data during the 2008 solar minimum (blue curve). From 0.5 to 165 nm, the SOLAR-ISS brightness temperature of the Sun (blue curve) is given by ATLAS 3 data.

reduction of 1.4% was applied to the ATLAS 3 solar spectrum (with a TSI target of  $1367.7 \text{ Wm}^{-2}$ , which is the previous recommended value) by Thuillier et al. (2003), without any reasonable or justified distribution pattern. In comparison, the integration of SOLAR-ISS yields  $1372 \text{ Wm}^{-2}$  (yet  $11 \text{ Wm}^{-2}$  over though). We think that such a standardization approach is not appropriate in ATLAS 3. Our approach (SOLAR-ISS), however, which provides a spectrum obtained with a controlled chain of calibration from PTB up to space, reduces the chances of systematic errors propagated over the whole spectrum. Therefore, the ATLAS 3 solar spectrum is questionable. Moreover, in water vapor bands in the infrared, ATLAS/SOLSPEC calibrations were never carried out under vacuum nor controlled dry atmosphere (Bolsée 2012); along the 0.85 m distance between the instrument and the Heidelberg blackbody versus the 1.30 m distance between SOLAR/SOLSPEC and the PTB blackbody errors were introduced up to 6%. Otherwise, ATLAS 3 is limited in the infrared to 2400 nm, while the new SOLAR-ISS reference spectrum extends to 3000 nm with a traceability of the slits functions of the SOLAR/SOLSPEC instrument.

The SOLAR-ISS spectrum is also compared with reference spectra (Tables 2, 3 and Appendix A) and solar spectra based on models (Tables 2 and 3). We use two reference solar spectra, i.e., ATLAS 3 from Thuillier et al. (2003) and WHI 2008 from Woods et al. (2009), a theoretical model, i.e., the SRPM model from Fontenla et al. (2015) for wavelengths between 101.3 and 10018.3 nm, and two models, i.e., the SATIRE-S from Yeo et al. (2014) and the NRL model from Coddington et al. (2016). The SATIRE-S (Yeo et al. 2014) model is semi-empirical, from 115.5 nm to  $160 \mu\text{m}$ , and uses full-disk magnetograms and continuum images of the Sun to quantify the fractional disk area coverage by various surface components (quiet Sun, sunspot umbrae, sunspot penumbrae, faculae, and network) and their spatial distribution. The solar spectral irradiance provided by the Naval Research Laboratory Solar Spectral Irradiance (NRLSSI) model (Lean 2000) is an empirical model, which aims to reconstruct

**Table 2.** Comparisons between the SOLAR-ISS spectrum and various solar spectra (ATLAS 3, SRPM, WHI 2008, SATIRE-S, and NRLSSI) for various wavelength bands.

$\Delta\lambda$ [nm]	165–400	400–700	700–2400
SOLAR-ISS/ATLAS 3	0.959	1.000	0.993
SOLAR-ISS/WHI 2008	0.999	1.012	1.007
SOLAR-ISS/SRPM	0.862	0.975	1.012
SOLAR-ISS/SATIRE-S	0.994	1.012	1.010
SOLAR-ISS/NRLSSI	0.972	1.008	1.007

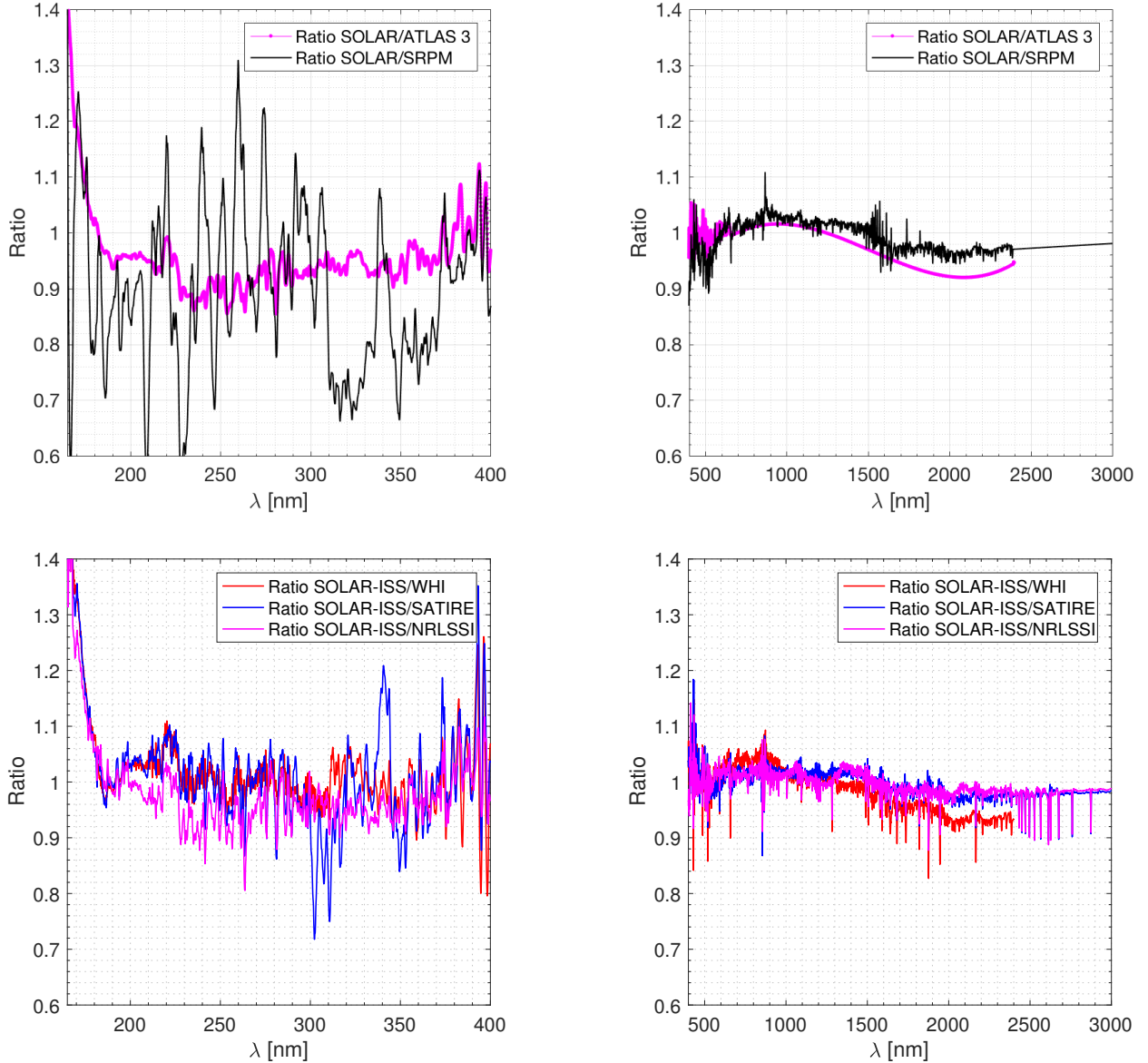
**Table 3.** Comparisons between the SOLAR-ISS spectrum and different solar spectra between 165 and 2400 nm.

$\Delta\lambda$ [nm]	165–2400
SOLAR-ISS/ATLAS 3	0.993
SOLAR-ISS/WHI 2008	1.009
SOLAR-ISS/SRPM	0.983
SOLAR-ISS/SATIRE-S	1.009
SOLAR-ISS/NRLSSI	1.005

long-term SSI from 120 nm to  $100 \mu\text{m}$ . This model uses historical estimates of faculae brightening and sunspot darkening to extend in time wavelength-dependent parameterizations of SSI derived from satellite measurements and models. In the ultraviolet band (165–400 nm), the SOLAR-ISS spectrum is closer to the WHI 2008 solar spectrum (best match). In the visible band (400–700 nm), all the spectra studied are identical within 2.5%. In the infrared band (700–2400 nm), only the SOLAR-ISS/ATLAS 3 ratio is smaller than one.

Figure 10 shows the ratios of the SOLAR-ISS solar irradiance to several spectra (ATLAS 3, SRPM, WHI, SATIRE-S, and NRLSSI). The most important systematic discrepancies between SOLAR-ISS and all other solar spectra are observed





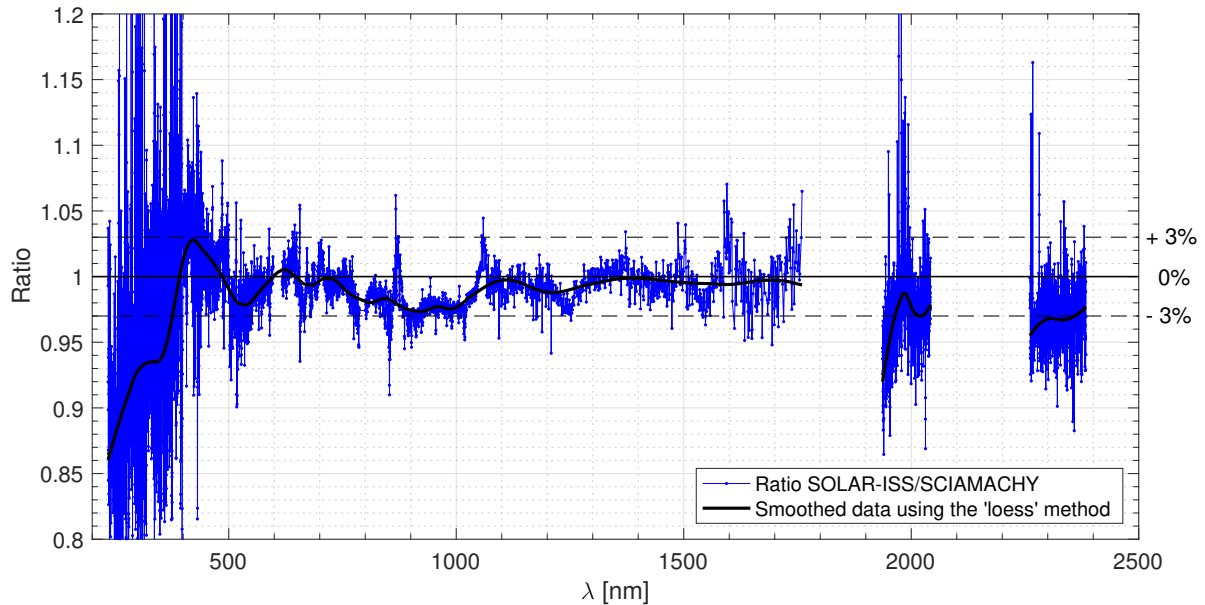
**Fig. 10.** *Top:* ratio of the SOLAR-ISS spectrum to ATLAS 3 and SRPM solar spectra. *Bottom:* ratio of the SOLAR-ISS spectrum to WHI 2008, SATIRE-S, and NRLSSI solar spectra in the 165–3000 nm wavelength range is shown.

for wavelengths smaller than 180 nm. The largest differences are found between SOLAR-ISS and SRPM in the 200–400 nm wavelength range. Part of these fluctuations may be explained by differences in the instrument profile (i.e., the variation of the instrument response within the coarse resolution element) and wavelength calibration of the instruments (SOLAR/SOLSPEC, other instruments in relation with the dedicated solar reference spectrum) compared to the simple approach used to convolve the SRPM high-resolution solar spectrum. The instrument profile and its variation with wavelength plays an important role, particularly in the middle ultraviolet, in determining the shape of the broad features that represent a very large number of highly packed narrow solar spectral lines. Plots of the spectra are more clear than ratios for the middle ultraviolet. The SRPM solar spectrum shown is given for the quiet-Sun component B, as if the whole Sun was only covered by this, which is close to the quietest state of the Sun, but of course solar activity produces changes that are substantial at the shortest wavelengths. Regarding the

280–410 nm wavelength range, the SRPM spectra calculations in Fontenla et al. (2015) are clearly missing opacity in this range and a revision of the CH opacity is ongoing (Fontenla 2017, priv. comm.). This may explain a low part of the discrepancies between SRPM and SOLAR-ISS in the 280–410 nm wavelength range.

In the visible band, the SSI values of the different spectra agree very well. In the infrared band, the discrepancies are very small between SOLAR-ISS and other solar spectra. From 1500 nm, the differences become larger between SOLAR-ISS and other solar reference spectra (ATLAS 3 and WHI 2008) as shown in Fig. 10 and as observed initially by Harder et al. (2010) with the SIM instrument.

An uncertainty of 1% of the SSI measurements in the 400–3000 nm band corresponds to an error of  $\sim 12 \text{ W m}^{-2}$  in the TSI. This observation highlights the interest in developing new space-based instruments to perform very accurate measurements of the solar spectral irradiance in the 400–3000 nm band (uncertainty less than 0.1%).



**Fig. 11.** Ratio of the SOLAR-ISS spectrum to SCIAMACHY solar reference spectrum obtained February 23, 2003 (version 8 revised, preliminary). The comparison between SOLAR-ISS and SCIAMACHY is very good in the visible and in the infrared domains.

Finally, we made a comparison between the SOLAR-ISS spectrum and a very recently updated SCIAMACHY solar reference spectrum (Hilbig et al. 2017) as shown in Fig. 11. In general, the agreement between SCIAMACHY and SOLAR-ISS is good and mostly within 3%, however, the SOLAR-ISS/SCIAMACHY ratio is lower than 1 in the 235–2384 nm wavelength range, which means that the integrated flux of the SCIAMACHY spectrum is larger than that of the SOLAR-ISS spectrum. The SCIAMACHY solar spectrum is based on solar measurements of February 27, 2003, which is not representative of solar minimum condition. Therefore, the comparison with SOLAR-ISS is essentially valid in the near UV, visible, and infrared domains. Between 400 and 1760 nm, the SOLAR-ISS/SCIAMACHY ratio is well within 3%, while the SOLAR-ISS/ATLAS 3 ratio can reach 6.5% at 1760 nm (Fig. 10, top). This is another indication that the ATLAS 3 solar spectrum in the infrared domain is biased. Above 1936 nm, the SOLAR-ISS/SCIAMACHY ratio is greater than 3%. To conclude, the SOLAR-ISS spectrum is very close to the SCIAMACHY solar spectrum in the 400–1760 nm wavelength range.

## 5. Conclusions

The SOLAR/SOLSPEC space-based instrument has measured the solar spectral irradiance from 165 to 3000 nm at 0.6 to 9.5 nm spectral resolution during the almost nine years of the SOLAR-ISS mission. The instrument was calibrated using the PTB standard blackbody developed for temperatures up to 3200 K. The absolute accuracy, based on a detailed analysis of error sources, indicates a mean absolute uncertainty of 1.26% of the total solar irradiance in the 165–3000 nm range. Using SOLAR/SOLSPEC data, a new solar spectrum (SOLAR-ISS) covering the 165–3000 nm wavelength range is built with added high spectral resolution. This SOLAR-ISS spectrum is developed by combining high spectral resolution from reference solar spectra with the resulting SOLAR/SOLSPEC spectrum through the knowledge of the slit functions of the SOLAR/SOLSPEC instrument. This new solar spectrum (SOLAR-ISS) highlights differences with previous solar reference spectra (Table A.1) and

with solar spectra based on models. They mostly agree but diverge in the infrared. Total and Spectral solar Irradiance Sensor (TSIS) is scheduled to launch to the International Space Station in November 2017 on a SpaceX Falcon 9; TSIS will provide new light on the absolute determination of the solar spectrum, in particular of the infrared part. Today, SOLAR-ISS represents a new reference solar spectrum representative of the 2008 solar minimum. The SOLAR-ISS mission provides an accurate distribution of the power input of the Sun across ultraviolet, visible, and infrared wavelengths of light.

*Acknowledgements.* The SOLAR/SOLSPEC team acknowledges support from the Centre National de la Recherche Scientifique (CNRS, France), the Centre National d'Études Spatiales (CNES, France), the PROgramme de Développement d'Expériences scientifiques Office (PRODEX Office, Belgium), the Belgian Federal Science Policy Office (BELSPO Office) through the ESA-PRODEX program (contract 4000110593 for 2016–2017), the Solar-Terrestrial Centre of Excellence (STCE, Belgium), the Institute of Environmental Physics University of Bremen, the Bundesministerium für Forschung und Technologie (Germany), and the Laboratory for Atmospheric and Space Physics (LASP, USA). T. Hilbig, K. Bramstedt, and M. Weber acknowledge the support from BMBF via the SCIA-SOL project as part of the priority program ROMIC (Role of the Middle Atmosphere in Climate). The authors would like to thank Dr. Jerald Harder (LASP), Dr. Martin Snow (LASP), Dr. Juan Fontenla (NorthWest Research Associates), Dr. Julian Gröbner (Physikalisch-Meteorologisches Observatorium Davos), Dr. Astrid Orr (ESA), Dr. Alexander Shapiro (Max-Planck-Institut), and Thomas Foujols (LATMOS) for their suggestions and help. The authors would like to thank Dr. Gary Rottman for his assistance in evaluating this paper. The developing institutes of the SOLAR/SOLSPEC space qualified spectro-radiometer are LATMOS (formerly Service d'Aéronomie du CNRS) and BIRA-IASB (Institut d'Aéronomie Spatiale de Belgique).

## References

- Arvesen, J. C., Griffin, Jr., R. N., & Pearson, Jr., B. D. 1969, *Appl. Opt.*, 8, 2215
- Bolsée, D. 2012, *Ph.D. Thesis, Université libre de Bruxelles, École polytechnique de Bruxelles*
- Bolsée, D., Pereira, N., Gillotay, D., et al. 2017, *A&A*, 600, A21
- Bovensmann, H., Burrows, J. P., Buchwitz, M., et al. 1999, *J. Atm. Sci.*, 56, 127
- Coddington, O., Lean, J. L., Pilewskie, P., Snow, M., & Lindholm, D. 2016, *Bull. Amer. Meteorol. Soc.*, 97, 1265

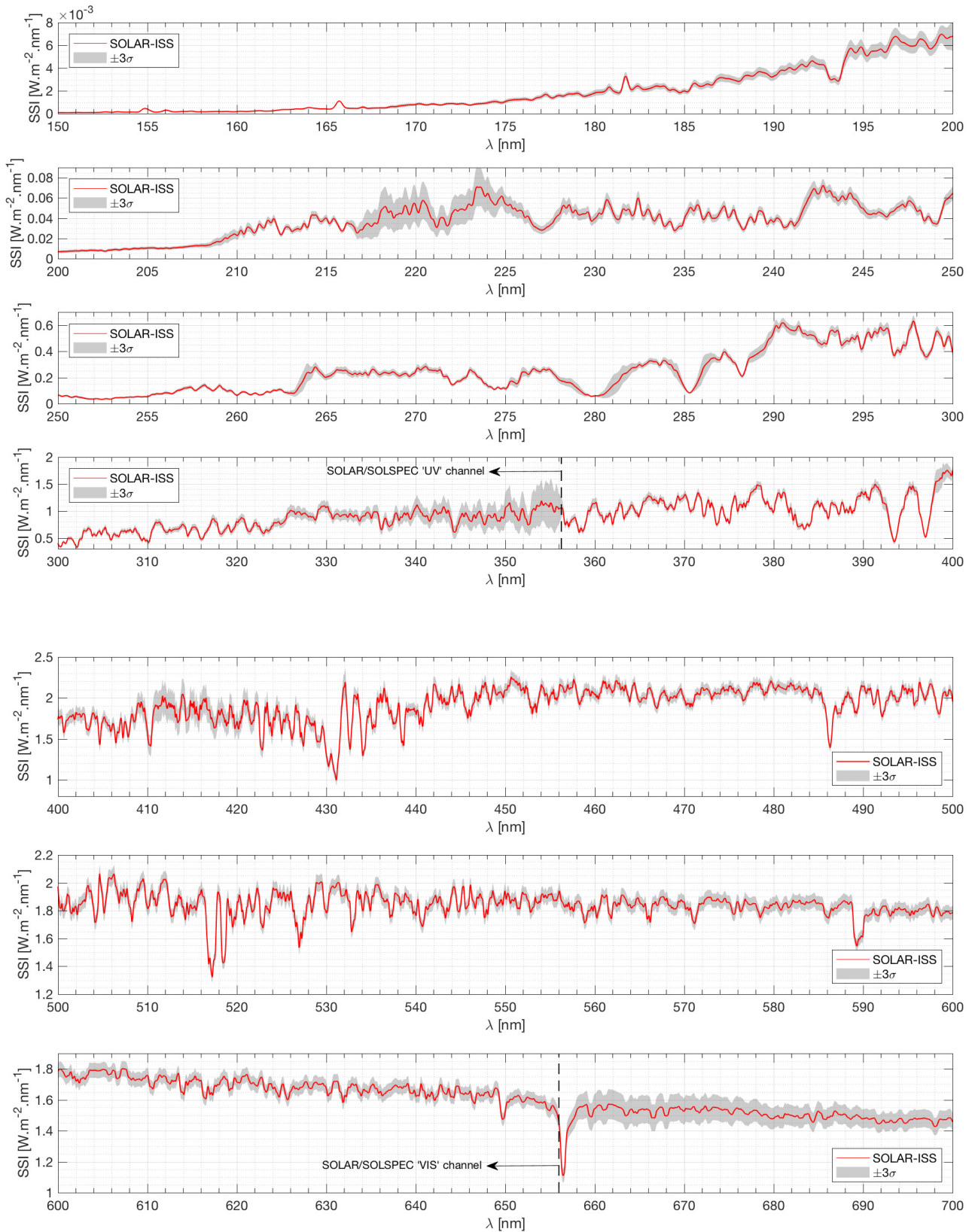
- Colina, L., Bohlin, R. C., & Castelli, F. 1996, *AJ*, **112**, 307
- Durand, E., Oberly, J. J., & Tousey, R. 1949, *ApJ*, **109**, 1
- Ermolli, I., Matthes, K., Dudok de Wit, T., et al. 2013, *Atm. Chem. Phys.*, **13**, 3945
- Fontenla, J. M., Stancil, P. C., & Landi, E. 2015, *ApJ*, **809**, 157
- Harder, J. W., Thuillier, G., Richard, E. C., et al. 2010, *Sol. Phys.*, **263**, 3
- Hilbig, T., Weber, M., Bramstedt, K., et al. 2017, *Sol. Phys.*, submitted
- Kopp, G., & Lean, J. L. 2011, *Geophys. Res. Lett.*, **38**, 1706
- Labs, D., & Neckel, H. 1968, *Z. Astrophys.*, **69**, 1
- Lean, J. 2000, *Geophys. Res. Lett.*, **27**, 2425
- Meftah, M., Dewitte, S., Irbah, A., et al. 2014, *Sol. Phys.*, **289**, 1885
- Meftah, M., Bolsée, D., Damé, L., et al. 2016a, *Sol. Phys.*, **291**, 3527
- Meftah, M., Bolsée, D., Hauchecorne, A., et al. 2016b, *A new solar reference spectrum obtained with the SOLAR/SOLSPEC space-based spectroradiometer, AGU Fall Meeting 2016*
- Meftah, M., Chevalier, A., Conscience, C., & Nevens, S. 2016c, *J. Space Weather Space Climate*, **6**, A34
- Meftah, M., Damé, L., Bolsée, D., et al. 2017, *Sol. Phys.*, **292**, 101
- Pagaran, J., Weber, M., Deland, M. T., Floyd, L. E., & Burrows, J. P. 2011, *Sol. Phys.*, **272**, 159
- Peyturaux, R. 1968, *Ann. Astrophys.*, **31**, 227
- Rottman, G. 2005, *Sol. Phys.*, **230**, 7
- Sapritsky, V. I., Khlevnoy, B. B., Khromchenko, V. B., et al. 1997, *Appl. Opt.*, **36**, 5403
- Schmidtke, G., Fröhlich, C., & Thuillier, G. 2006, *Adv. Space Res.*, **37**, 255
- Schmutz, W., Fehlmann, A., Finsterle, W., Kopp, G., & Thuillier, G. 2013, *AIP Conf. Ser.*, **1531**, 624
- Sperfeld, P., Metzdorf, J., Galal Yousef, S., Stock, K. D., & Möller, W. 1998, *Metrologia*, **35**, 267
- Sperfeld, P., Galal Yousef, S., Metzdorf, J., Nawo, B., & Möller, W. 2000, *Metrologia*, **37**, 373
- Sperfeld, P., Pape, S., & Nevas, S. 2013, in *AIP Conf. Ser.*, **1531**, 801
- Thekaekara, M. P. 1974, *Appl. Opt.*, **13**, 518
- Thuillier, G., Hersé, M., Labs, D., et al. 2003, *Sol. Phys.*, **214**, 1
- Thuillier, G., Foujols, T., Bolsée, D., et al. 2009, *Sol. Phys.*, **257**, 185
- Woods, T. N., Rottman, G. J., Bailey, S. M., Solomon, S. C., & Worden, J. R. 1998, *Sol. Phys.*, **177**, 133
- Woods, T. N., Rottman, G. J., Harder, J. W., et al. 2000, in *Earth Observing Systems V*, ed. W. L. Barnes, *Proc. SPIE*, **4135**, 192
- Woods, T. N., Chamberlin, P. C., Harder, J. W., et al. 2009, *Geophys. Res. Lett.*, **36**, L01101
- Yeo, K. L., Krivova, N. A., Solanki, S. K., & Glassmeier, K. H. 2014, *A&A*, **570**, A85

### Appendix A: Integrated power in specific bands for ATLAS 3, WHI 2008, and SOLAR-ISS

**Table A.1.** Integrated power in specific bands (between 201 and 2423 nm) for three solar spectra considered as solar reference data.

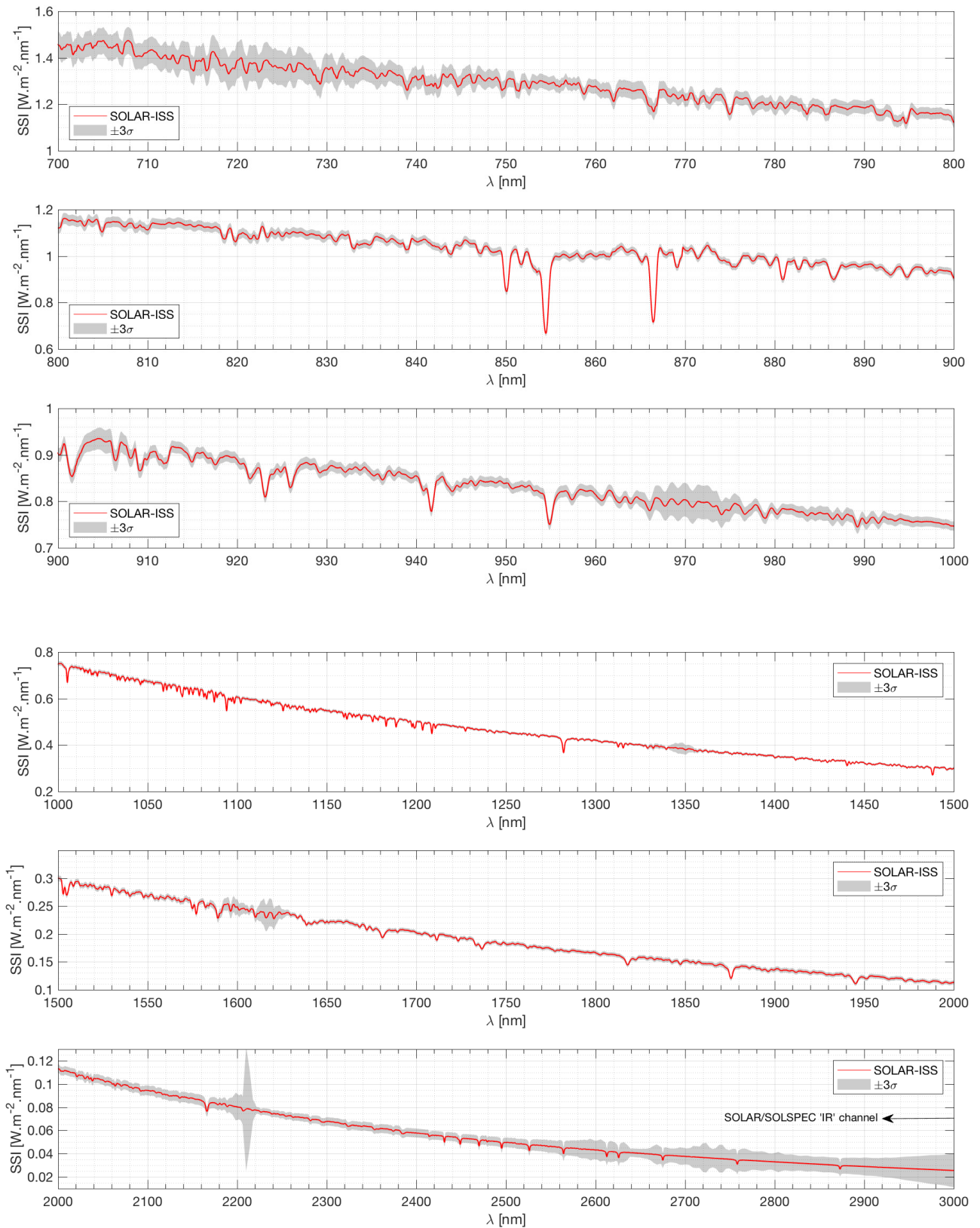
Start integral $\lambda_1$ [nm]	Stop integral $\lambda_2$ [nm]	Integrated irradiance $I_0$ [ $\text{Wm}^{-2}$ ]	TSI fraction $I_0/1361$
<b>ATLAS 3</b>			
201	300	15.158	0.0111
300	400	95.017	0.0698
400	691	522.226	0.3837
691	972	303.777	0.2232
972	1630	294.094	0.2161
1630	2423	101.314	0.0744
201	2423	1331.612	0.9784
<b>WHI 2008</b>			
201	300	14.274	0.0105
300	400	92.551	0.0680
400	691	521.042	0.3828
691	972	298.416	0.2193
972	1630	295.755	0.2173
1630	2423	101.125	0.0743
201	2423	1323.103	0.9722
<b>SOLAR-ISS</b>			
201	300	14.003	0.0103
300	400	92.077	0.0677
400	691	522.410	0.3838
691	972	306.758	0.2254
972	1630	293.040	0.2153
1630	2423	94.442	0.0694
201	2423	1322.731	0.9719

**Appendix B: SOLAR-ISS, a new solar reference spectrum extending to 3000 nm**



**Fig. B.1.** SOLAR-ISS spectral irradiance from 150 to 700 nm at a distance of one astronomical unit (in vacuum conditions) and its uncertainties at  $\pm 3\sigma$ . Below 165 nm, no uncertainty value is provided (limit of calibration measurements of the SOLAR/SOLSPEC instrument).





**Fig. B.2.** SOLAR-ISS spectral irradiance from 700 to 3000 nm at a distance of one astronomical unit (in vacuum conditions) and its uncertainties at  $\pm 3\sigma$ .



**A.5 Article 5 : Sensitivity of the tropical stratospheric ozone response to the solar rotational cycle**



# Sensitivity of the tropical stratospheric ozone response to the solar rotational cycle in observations and chemistry–climate model simulations

Rémi Thiéblemont, Marion Marchand, Slimane Bekki, Sébastien Bossay, Franck Lefèvre, Mustapha Meftah, and Alain Hauchecorne

Laboratoire, Milieux, Observations Spatiales, Institut Pierre Simon Laplace, CNRS, Paris, France

Correspondence to: Rémi Thiéblemont (remi.thieblemont@latmos.ipsl.fr)

Received: 6 December 2016 – Discussion started: 24 January 2017

Revised: 7 July 2017 – Accepted: 24 July 2017 – Published: 23 August 2017

**Abstract.** The tropical stratospheric ozone response to solar UV variations associated with the rotational cycle ( $\sim 27$  days) is analyzed using MLS satellite observations and numerical simulations from the LMDz-Reprobus chemistry–climate model. The model is used in two configurations, as a chemistry–transport model (CTM) where dynamics are nudged toward ERA-Interim reanalysis and as a chemistry–climate model (free-running) (CCM). An ensemble of five 17-year simulations (1991–2007) is performed with the CCM. All simulations are forced by reconstructed time-varying solar spectral irradiance from the Naval Research Laboratory Solar Spectral Irradiance model. We first examine the ozone response to the solar rotational cycle during two 3-year periods which correspond to the declining phases of solar cycle 22 (October 1991–September 1994) and solar cycle 23 (September 2004–August 2007), when the satellite ozone observations of the two Microwave Limb Sounders (UARS MLS and Aura MLS) are available. In the observations, during the first period, ozone and UV flux are found to be correlated between about 10 and 1 hPa with a maximum of 0.29 at  $\sim 5$  hPa; the ozone sensitivity (% change in ozone for 1 % change in UV) peaks at  $\sim 0.4$ . Correlation during the second period is weaker and has a peak ozone sensitivity of only 0.2, possibly due to the fact that the solar forcing is weaker during that period. The CTM simulation reproduces most of these observed features, including the differences between the two periods. The CCM ensemble mean results comparatively show much smaller differences between the two periods, suggesting that the amplitude of the rotational ozone signal estimated from MLS observations or the CTM simulation is strongly influenced by other (non-solar)

sources of variability, notably dynamics. The analysis of the ensemble of CCM simulations shows that the estimation of the ensemble mean ozone sensitivity does not vary significantly either with the amplitude of the solar rotational fluctuations or with the size of the time window used for the ozone sensitivity retrieval. In contrast, the uncertainty of the ozone sensitivity estimate significantly increases during periods of decreasing amplitude of solar rotational fluctuations (also coinciding with minimum phases of the solar cycle), and for decreasing size of the time window analysis. We found that a minimum of 3- and 10-year time window is needed for the  $1\sigma$  uncertainty to drop below 50 and 20 %, respectively. These uncertainty sources may explain some of the discrepancies found in previous estimates of the ozone response to the solar rotational cycle.

## 1 Introduction

The thermal structure and the composition of the middle atmosphere are sensitive to fluctuations in the incoming solar radiation, which in turn can affect the Earth's surface climate variability (Gray et al., 2010). These solar variations are dominated by the 11-year solar magnetic activity cycle and the solar rotational cycle, also called the 27-day solar cycle. Changes in total solar irradiance (TSI) over an 11-year solar cycle are typically lower than 0.1 %, that correspond to  $1 \text{ W m}^{-2}$  change for a reference value of  $1360.8 \pm 0.5 \text{ W m}^{-2}$  (Kopp and Lean, 2011). Such small variations in the total energy input are not expected to have

a significant impact on climate, compared for instance to the variations of anthropogenic origin, and thus air–sea coupling mechanisms have been proposed that act to amplify the small solar initial perturbations (e.g., Meehl et al., 2008). Another possible amplification mechanism, also known as “top-down” (Kodera and Kuroda, 2002), operates through changes in the spectral solar irradiance (SSI) – in particular in the ultraviolet (UV) range – that directly modulate the stratospheric temperatures and ozone concentrations. These perturbations induce dynamical changes in the stratosphere, which may in turn affect the tropospheric circulation through stratosphere–troposphere couplings (e.g., Gerber et al., 2012). A thorough understanding and accurate quantification of the UV variability effect on the middle stratosphere ozone are thus necessary.

Solar irradiance fluctuations strongly depend on the wavelength range and their relative amplitudes tend to increase sharply with decreasing wavelengths (Lean, 2000). In the UV range, the variability over the course of the 11-year solar cycle is of about 8% at 200 nm. Several observational and modeling studies have examined the impact of 11-year UV variability on stratospheric ozone and temperature (e.g., Hood, 2004; Soukharev and Hood, 2006; Randel and Wu, 2007; Austin et al., 2008; Remsberg et al., 2008; Gray et al., 2009; Remsberg, 2014; Dhomse et al., 2016). These studies found a change associated with 11-year solar cycle in the range of 2 to 5% in ozone mixing ratio, which maximizes near 40 km. Maycock et al. (2016) recently compared the ozone 11-year solar cycle signal of several different satellite records and found substantial differences. One inherent issue of the observational investigation of the 11-year cycle ozone response is the fact that only three complete periods of the 11-year solar cycle have been covered by satellite observations so far. Furthermore, the life span of a single satellite instrument is generally shorter than (comparable to in some cases, e.g., TIMED SABER, ENVISAT MIPAS, ENVISAT GOMOS, Aura MLS) one solar cycle and instrumental biases between different ozone profile datasets complicate statistical analysis of decadal variations (Fioletov, 2009; Dhomse et al., 2016). In this regard, a suitable alternative for understanding better the direct effect is to examine the ozone response on Sun’s rotational timescale (i.e., about 27 days). Although the irradiance fluctuations during the rotational cycle are on average smaller than during the 11-year solar cycle, there are many more rotational cycles than 11-year cycles, improving the statistics considerably.

A number of observational studies have been carried out to determine the effects of the solar rotational cycle on stratospheric ozone, generally at low latitudes (i.e., tropical region) based on the analysis of satellite observations (e.g., Hood, 1986; Eckman, 1986b; Keating et al., 1985, 1987; Hood et al., 1991; Fleming et al., 1995; Hood and Zhou, 1998, 1999; Fioletov, 2009; Dikty et al., 2010). These studies have shown that the sensitivity of tropical ozone to the solar rotational cycle maximizes at about 40 km (or  $\sim 3$  hPa) and varies from

0.2 to 0.6% for a 1% change in solar UV radiation index, typically taken as the irradiance at the 205 nm wavelength. It was further shown that the phase lag of the tropical stratospheric ozone response varies with the altitude. The phase lag vertical profile between the ozone response and the solar forcing was found to be negligible at about 40 km and gradually increasing/decreasing below/above that altitude. The phase lag was estimated to be approximately 4 days at 30 km and  $-2$  days at 50 km (e.g., Hood, 1999, and references therein).

Simulations with numerical models of various complexities have been performed to understand the influence of the rotational cycle on ozone variability. One-dimensional photochemical–radiative model experiments (e.g., Hood, 1986; Eckman, 1986a; Brasseur et al., 1987) allowed identifying the importance of temperature/ozone couplings and reproducing the gross features of the observed ozone response. In particular, they found that the negative phase lag between the solar forcing and the ozone response in the upper stratosphere originated from the strong influence of the temperature feedback on ozone response through the temperature dependent chemical reactions (Brasseur et al., 1987). However, they noticed that including the solar induced temperature changes alone was not sufficient to adequately reproduce the observed magnitude and phase lag of the ozone response and suggested that atmospheric dynamical variability – which is not simulated in 1-D models – may also have a sizeable influence (Hood, 1986; Brasseur et al., 1987). The latter issue has later been addressed with two-dimensional models which revealed better agreement with observations (Brasseur, 1993; Fleming et al., 1995; Chen et al., 1997). Fleming et al. (1995) further stressed the increasing importance with height of the solar-modulated  $\text{HO}_x$  chemistry on the ozone response above 45 km. In the upper stratosphere and mesosphere, enhancement of  $\text{HO}_x$  through photolysis of water vapor in Lyman-alpha line associated with an increasing solar irradiance contribute to destroy ozone. Above  $\sim 65$  km and at zero lag, the latter mechanism dominates over ozone production (i.e., by photolysis of oxygen) leading to a negative ozone–solar irradiance correlation. In the upper stratosphere and lower mesosphere (below 65 km), although ozone production dominates, increasing  $\text{HO}_x$  at zero lag contributes to the negative lag of the ozone response (Rozanov et al., 2006).

Using a large ensemble (nine 1-year long runs) of chemistry–climate model (CCM) simulations, Rozanov et al. (2006) found that the ensemble mean ozone sensitivity to the solar rotational irradiance changes was in very good agreement with observational data. However, they pointed out – despite an identical solar forcing for each experiment – a large scatter in maximum ozone sensitivities that could vary by a factor of almost 10 between the two most distant ensemble members. A large variability in ozone sensitivity was similarly found in an ensemble of three transient CCM simulations (1960–2005) (Austin et al., 2007). Bossay

et al. (2015) analyzed satellite observations of two periods of 3 years during the declining phases of cycles 22 and 23 (i.e., 1991–1994 and 2004–2007) and found that the solar rotational signal in stratospheric ozone time series strongly varies from one year to another. These results suggest that the background dynamical state and variability in the atmosphere contribute to masking the solar rotational signal in ozone (Gruzdev et al., 2009).

In addition to the dynamics, the intensity of the solar forcing naturally modulates the solar rotational signal in ozone. When the solar rotational fluctuations are well marked with large amplitudes, notably around the maxima of 11-year cycles (e.g., Rottman et al., 2004), ozone response and correlation are expected to be the largest. This has been supported by observational (e.g., Hood, 1986; Zhou et al., 2000; Fioletov, 2009; Ditky et al., 2010) as well as modeling (Kubin et al., 2011) studies which demonstrated a better identification of the ozone signal associated with enhanced rotational forcing fluctuations. This relationship has, however, been challenged by contradictory results. Hood and Zhou (1998) analyzed UARS MLS ozone data for the 1991–1994 period and found a correlation 2 times stronger during the last half of the period, i.e., when the rotational forcing fluctuations are reduced. They suggested that it might have been the result of an artifact of either instrumental or geometric (local time coverage) origin that may have affected the earliest part of the UARS MLS ozone record more than the later part. In their recent observational study which compared the declining phases of cycle 22 and cycle 23, Bossay et al. (2015) further showed that, even though the amplitude of solar rotational fluctuations of the 205 nm flux was by far the largest during the first year of both periods, the correlation with tropical ozone was found to be maximum the subsequent years.

The ozone sensitivity response to the solar rotational forcing has also been suggested to vary with the intensity of the forcing. We recall that the “sensitivity” is a quantity expressed as percent changes in ozone (or any other variable of interest) per percent change in the forcing (here specifically solar). Hence, the sensitivity is normalized by the amplitude of the forcing and may not be expected to change strongly with the amplitude of the forcing, or at least not as much as the absolute amplitude of the ozone response which directly depends on the amplitude of the forcing. Gruzdev et al. (2009) used an idealized solar rotational forcing in their model (prescribed as a sinusoidal 27-day oscillation) and found a significant reduction of the ozone sensitivity when applying an enhanced solar forcing amplitude (3 times the standard amplitude). Reciprocally, in the CCM experiments of Kubin et al. (2011), the ozone sensitivity seemed to be enhanced during periods of weak 27-day cycles. Finally, the observational study of Bossay et al. (2015) also suggests an opposite relationship between the solar rotational irradiance fluctuations and the ozone sensitivity. Given the strong influence of the dynamical background state on the variability in estimated ozone sensitivity and the rather shortness of the

considered time windows of analysis, they recognized that it was not possible to conclude to a systematic effect. All these results thus highlight the uncertainty regarding the influence of the forcing intensity on ozone sensitivity and on the length of the time window required for an accurate and robust estimation of the ozone rotational signal.

In the present study, we examine the sensitivity of the tropical stratospheric ozone response to the rotational cycle by comparing satellite observations and chemistry climate model experiments to understand better the origin of the discrepancies – and sometimes contradictory results – in the estimation of the ozone response to the solar rotational cycle found in previous studies. As a first step, we follow up on the case study of Bossay et al. (2015) and make use of observations and modeling results comparison to provide a detailed picture of the ozone response to the solar rotational cycle during the declining phases of cycle 22 and cycle 23. We particularly aim to better understand the strong differences in the ozone response to solar rotational cycle found between the two periods. Two configurations of the LMDz-Reprobus chemistry climate model simulations are used, with specified dynamics (i.e., chemistry transport model, or CTM) and in its free-running mode (CCM). In the CTM configuration, temperature and wind fields calculated by the model are relaxed towards meteorological analysis; the dynamics are expected to be rather close to the reality, allowing direct comparisons with satellite observations for evaluating model chemical processes and its relevance to our study. In the CCM configuration, an ensemble of simulation is performed. Comparing the CCM ensemble results to CTM and observations during the declining phases of cycle 22 and cycle 23 allows for a better understanding of the effect of internal dynamical variability on the ozone response. As a second step, we take advantage of the ensemble of CCM simulations and its large statistics to (i) assess the influence of the solar cycle phase on the ozone sensitivity to the rotational cycle and (ii) quantify the time window required for a robust estimation of the ozone sensitivity.

Observational datasets, and model configurations and simulations are described in Sect. 2. Section 3 presents comparisons between satellite observations and model (CTM and CCM) simulations of the ozone response to the solar rotational cycle. Section 4 focuses on CCM results to examine the influence of (i) the solar activity fluctuations and (ii) the length of the time window in the estimation of the ozone sensitivity to the solar rotational cycle. The main findings are summarized in Sect. 5. Note that, for the sake of simplicity, the first period (October 1991–September 1994) during cycle 22 will be referred to thereafter as 1991–1994 period and the second period (September 2004–August 2007) during cycle 23 will be referred to as the 2004–2007 period.

## 2 Data and model description

### 2.1 The 205 nm solar flux (or F205)

The solar proxy used in regressions analyses is the UV solar irradiance at 205 nm. This wavelength is chosen because it is important for the ozone chemical budget throughout the stratosphere. The 205 nm wavelength is included in the Herzberg continuum region (200–242 nm) that is positioned between two strong absorption bands: the Schumann–Runge band of molecular oxygen and the Hartley band of ozone (Brasseur and Solomon, 2005). In the Herzberg continuum, atmospheric absorption is relatively low and hence solar UV radiation penetrates deeply in the atmosphere, down to the lower stratosphere, where it photolysis molecular oxygen ( $O_2$ ) to produce  $O_3$ . The 205 nm flux, called thereafter F205, has been commonly used in previous studies because it is a very good proxy for characterizing solar variability in the UV domain.

In our study, we use the solar spectral irradiance provided by the Naval Research Laboratory Solar Spectral Irradiance (NRLSSI) model version 1 (Lean, 2000; Wang et al., 2005). NRLSSI is an empirical model which aims to reconstruct long-term SSI over the wavelength domain 120–100 000 nm. It uses historical estimates of faculae brightening and sunspot darkening to extend in time wavelength-dependent parameterizations of SSI derived from satellite measurements and model. At shorter wavelengths than 400 nm, the SSI is derived from UARS/SOLSTICE observations (Rottman et al., 2001) through a multiple regression analysis with respect to a SOLSTICE reference spectrum. The regression analysis includes a facular brightening and a sunspot darkening time-dependent term. Above 400 nm the SSI is reconstructed by adding the irradiance changes caused by the presence and the characteristics of faculae and sunspots (see Lean, 2000, for details) to a quiet Sun intensity spectrum, i.e., defined by the absence of faculae and sunspots. The intensity spectrum of the quiet Sun is a composite compiled from space-based observations made by UARS/SOLSTICE (120–401 nm) and SOLSPEC/ATLAS-1 (401–874 nm) (Thuillier et al., 1998), and a theoretical spectrum at longer wavelengths (Kurucz, 1991).

### 2.2 Microwave Limb Sounder ozone satellite observations

We use the stratospheric ozone measurements from the two Microwave Limb Sounder (MLS) instruments onboard UARS (cycle 22) and Aura (cycle 23).

UARS MLS was launched on 12 September 1991, into a 57° inclination and a 585 km altitude orbit, and was operational until 1994. Waters (1989, 1993) describes in detail the microwave limb-sounding technique. We used the version 5 UARS MLS dataset described Livesey et al. (2003). The ozone retrieval is based on 205 GHz radiances, provided

onto 13 pressure levels in the range 100–1 hPa (100, 68.1, 46.4, 31.6, 21.5, 14.7, 10, 6.8, 4.6, 3.2, 2.2, 1.5 and 1 hPa) and has an average vertical resolution of 4 km in the stratosphere. The typical  $1\sigma$  precision for ozone mixing ratio measurements is  $\sim 0.3$  ppmv between 68 and 1 hPa. As shown in Hood and Zhou (1998), an artificial 36-day periodicity, caused by the UARS yaw manoeuvre cycle (Froidevaux et al., 1994), is seen in zonally averaged UARS MLS data at all latitudes and increasing with height. To remove this artifact, Hood and Zhou (1998) suggested restricting zonal averaging ozone profiles to daytime measurement near a single local time. However, they recognized that the ratio of daytime measurements per day would be too low (around 30%), resulting in very large sampling errors and time gaps in the zonal averages. Furthermore, ozone diurnal cycle becomes important in the upper stratosphere so that the results may be affected by the imbalance in daytime and nighttime measurements used to construct daily time series. This issue will be discussed in Sect. 3.2.

Aura MLS was launched on 15 July 2004 into a Sun-synchronous near-polar orbit around 705 km. Detailed information on the Aura MLS instrument is given in Waters et al. (2006). In brief, Aura MLS observes a large suite of atmospheric parameters by measuring millimeter- and submillimeter-wavelength thermal emission from Earth's limb with seven radiometers covering five broad spectral regions (118, 190, 240, 640 GHz and 2.5 THz). The “standard product” of ozone is retrieved from radiance measurement near the 240 GHz. Here, we used version 4.2 of the Aura MLS ozone product (Livesey et al., 2017). The Aura MLS fields of view point forward in the direction of orbital motion and vertically scan the limb in the orbit plane, resulting in a data coverage from 82° N to 82° S on every orbit. Aura MLS provides continuous daily sampling of both polar regions without temporal gaps from yaw maneuvers that occurred with UARS MLS. The Aura MLS limb scans are synchronized to the Aura orbit, with 240 scans per orbit at essentially fixed latitudes. This results in about 3500 scans per day, with an along-track separation between adjacent retrieved profiles of 1.5° great circle angle. Ozone profiles are provided at 25 pressure levels in the range 100–1 hPa (100, 82.5, 68.1, 56.2, 46.4, 38.3, 31.6, 26.1, 21.5, 17.8, 14.7, 12.1, 10, 8.2, 6.8, 5.6, 4.6, 3.8, 3.2, 2.6, 2.1, 1.8, 1.5, 1.2 and 1 hPa) with an average vertical resolution of 3 km in the stratosphere. The  $1\sigma$  precision for ozone mixing ratio measurements is about 0.1 to 0.3 from 46 to 0.5 hPa.

For our study, daily stratospheric ozone profiles averaged over the tropical band [20° S, 20° N] are used. Among the 1095 days of each period, 121 and 38 days of ozone data are missing for the period 1991–1994 and 2004–2007, respectively. For each height level of the vertical profile, the outliers of the corresponding ozone time series are removed by excluding data which take absolute values beyond 2 standard deviations of the deseasonalized time series. After removing outlier values, 85 and 93 % of the 1095-day ozone time se-

ries of the periods 1991–1994 and 2004–2007, respectively, are kept for the analysis.

### 2.3 The LMDz-Reprobus model

The LMDz-Reprobus model is a CCM resulting from the coupling between the extended version of the general circulation model LMDZ5 (Sadourny and Laval, 1984; Le Treut et al., 1994, 1998; Lott et al., 2005; Hourdin et al., 2006, 2013) and the chemistry module of the Reprobus stratospheric chemistry-transport model (Lefèvre et al., 1994, 1998). LMDZ was developed at the Laboratoire de Météorologie Dynamique (LMD). The dynamical part of the code is based on a finite-difference formulation of the primitive equations of meteorology (Sadourny and Laval, 1984). The model uses a classical hybrid  $\sigma$ - $P$  coordinate in the vertical and has 39 vertical levels and a lid height at  $\sim 70$  km. The model vertical resolution slowly decreases with height. In the middle and upper stratosphere (30–50 km or  $\sim 10$ –1 hPa) – the focus of our study – the model vertical resolution reaches 3 km, which is similar to the vertical resolution of UARS MLS and Aura MLS measurements in this altitude range. The model is integrated with a horizontal resolution of  $3.75^\circ$  in longitude and  $1.9^\circ$  in latitude. The equations are discretized on a staggered and stretched latitude–longitude Arakawa-C grid.

The Reprobus chemistry model (Jourdain et al., 2008; Marchand et al., 2012) calculates the chemical evolution of 55 atmospheric species and includes a comprehensive description of the stratospheric chemistry ( $O_x$ ,  $NO_x$ ,  $HO_x$ ,  $ClO_x$ ,  $BrO_x$  and  $CHO_x$ ). It uses 160 gas-phase reactions and 6 heterogeneous reactions on sulfuric acid aerosols and polar stratospheric clouds. Absorption cross sections and kinetics data are based on the 2011 Jet Propulsion Laboratory (JPL) evaluation (Sander et al., 2011). In the troposphere, where the chemistry is not explicitly treated, the model is relaxed towards a monthly varying climatology (annual cycle) of  $O_3$ , CO and  $NO_x$  computed by the TOMCAT chemical-transport model (Law et al., 1998; Savage et al., 2004).

The solar component of the radiative scheme of LMDZ5 is based on an improved version of the two-band scheme developed by Fouquart and Bonnel (1980) and the thermal infrared part of the radiative code is taken from Morcrette et al. (1986). While this scheme is crude, note that the thermal component of the solar forcing (e.g., changes in net heating from solar changes only, keeping chemical composition unchanged) does not exhibit a dependency on wavelength as strong as photolysis component of the solar forcing. Nonetheless, the use of a simple two-band radiation code tends to underestimate the temperature response when compared to other radiations models with the same solar irradiance fluctuations (SPARC CCMVal, 2010; Forster et al., 2011). The radiative scheme takes into account the radiative active species  $H_2O$ ,  $CO_2$ ,  $O_3$ ,  $O_2$ ,  $N_2O$ ,  $CH_4$ , CFC-11 and CFC-12.

The photolysis rates used in Reprobus are pre-calculated offline with the Tropospheric and Ultraviolet Visible (TUV) model (Madronich and Flocke, 1999; Sukhodolov et al., 2016) and then tabulated in a look-up table for 101 altitudes, 7 total ozone columns and 27 solar zenith angles. TUV calculates in spherical geometry the actinic flux, scattering and absorption through the atmosphere by the multi-stream discrete ordinate method of Stamnes et al. (1988). The spectral domain extends from 116 to 850 nm. Calculations of photolysis rate are performed on a 1 nm wavelength grid, except in the regions relevant for solar cycles (rotational and 11-year solar cycles). In these spectral regions, the resolution is largely increased to accurately describe the spectral features in the solar flux or in the absorption cross sections: the wavelength resolution increases up to 0.01 nm in the Schumann–Runge bands of  $O_2$ . At this resolution, the absorption by  $O_2$  can be considered to be treated line by line. Moreover, the temperature dependent polynomial coefficient determined by Minschwaner et al. (1992) is used. The temperature dependence of absorption cross sections is calculated offline in TUV using the US standard atmosphere. The albedo considered for the computation of photolysis rates is set to a globally average value of 0.3 with solar zenith angle varying from 0 to  $95^\circ$ . For each sunlit grid point, the actual photolysis rates used by LMDz-Reprobus are then interpolated in the table according to those parameters (solar zenith angle, ozone column, altitude). The solar rotational cycle forcing is taken into account by using daily photolysis rates calculated by TUV in the photochemistry module of LMDz-Reprobus. A separate photolysis look-up table is calculated every day using the daily NRLSSI as solar input. Note, however, that the direct effect on heating rates generated by UV variations associated with the 27-day rotational cycle is neglected: i.e., daily changes in the spectral irradiance are not considered in the CCM radiative scheme. As a consequence, part of the thermal and dynamical responses to the 27-day rotational cycle and hence their effect on ozone (through transport and temperature dependent chemical reactions, as described above) are missing. The impact of this approximation on our results will be discussed thereafter (Sects. 3 and 5).

LMDz-Reprobus is used in two configurations. The first one is the free-running model configuration (i.e., CCM) that accounts for all the interactions between chemistry, dynamics and radiation. LMDz-Reprobus is additionally used in its nudged version (i.e., CTM), where transport and dynamics are nudged towards temperatures and winds from the 6-hourly ECMWF model outputs (ERA-Interim; Dee et al., 2011). As the dynamics are specified and are close to observations, the CTM configuration allows a fair comparison with MLS observations. The CTM configuration is used over the two 3-year periods of MLS ozone measurements, as analyzed in Bossay et al. (2015). In the CCM configuration, we perform an ensemble of five simulations of 17 years each (from 1991 to 2007). As for the observations, we use the



daily stratospheric ozone profiles averaged over the tropical band [20° S, 20° N].

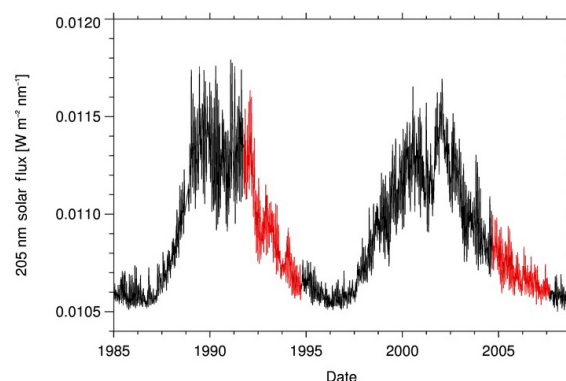
### 3 Ozone response to the solar rotational cycle during the declining phase of solar cycles 22 and 23

In this section, we analyze the ozone response to the solar rotational cycle over the declining phase of solar cycles 22 and 23 in the observations and in the CTM and CCM model simulations. The analysis presented here follows up on Bossay et al. (2015) observational study. In particular, we aim to assess the model performances, understand better the differences in the results between the two solar declining phase periods and highlight the importance of internal dynamical variability.

#### 3.1 The rotational cycle in UV irradiance

Figure 1 shows the solar UV variability represented by F205 from 1985 to 2008 with the two periods of interest highlighted in red which correspond to the declining phase of solar cycles 22 and 23. F205 is a good indicator of the NRLSSI solar forcing prescribed in CTM and CCM simulations. Thereafter, F205 is used as the UV index in the regression analysis of the solar signal in stratospheric ozone from MLS observations and model simulations.

The fast Fourier transform (FFT) power spectra of the two F205 declining periods time series are shown in Fig. 2 (top panel). For both periods, the high-frequency spectrum is dominated by a strong peak centered around 27 days corresponding to the main solar rotational periodicity. The broadness of the peaks indicates that the solar rotational cycle is not regular and covers a rather wide frequency domain. A small secondary peak is also found at  $\sim 13.5$  days, which corresponds to the first harmonic of the rotational cycle and to the presence on the Sun surface of two sunspots which rotate with the same period but are separated by about 180° in longitude (e.g., Bai, 2003; Zhang et al., 2007). The time-resolved power spectral density derived from the continuous wavelet transforms (CWT; Torrence and Compo, 1998) of the two F205 time series are shown in Fig. 2 (bottom panels). CWT spectral analysis reveals that the solar rotational component strongly varies in time for both declining periods. Overall, the rotational component decreases over the declining solar activity periods and even can sporadically disappear for several months (e.g., late boreal summer 1993, spring 2006 and winter/spring 2006/2007). In addition, the solar rotational fluctuations are stronger during the first period than the second period (see Figs. 1 and 2). As the solar rotational forcing is stronger during the first period, one might expect the solar signal in ozone to be clearer.

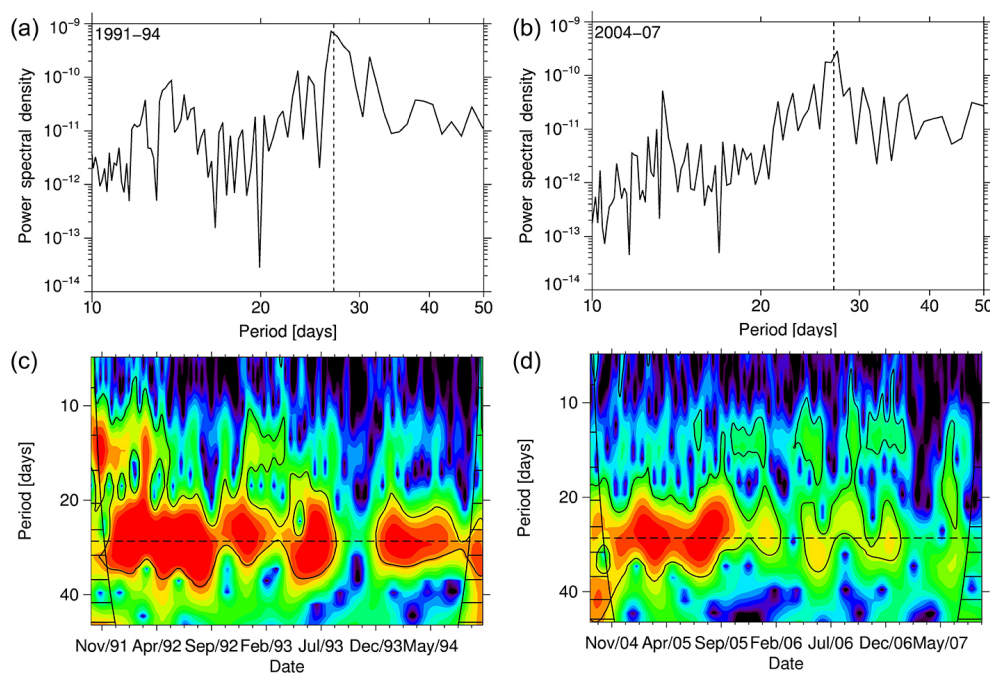


**Figure 1.** Temporal evolution of daily F205 from NRLSSI model over solar cycles 22 (1985–1996) and 23 (1996–2008). The two 3-year periods considered here (1991–1994 and 2004–2007) are highlighted in red.

#### 3.2 Observed and modeled ozone response to the rotational cycle

We first examine potential rotational periodicities in upper stratospheric tropical ozone by carrying out a spectral analysis of daily stratospheric ozone time series averaged over the tropical band [20° S–20° N]. Figure 3 shows the normalized Lomb–Scargle periodograms (well adapted for non-continuous series; Lomb, 1976; Scargle, 1982) of tropical stratospheric ozone from observations (Fig. 3a, d), CTM (Fig. 3b, e) and CCM results (Fig. 3c, f), calculated for the declining period of cycle 22 (Fig. 3a, b, c) and cycle 23 (Fig. 3d, e, f). Periodograms are shown for the 3.2 hPa ( $\sim 40$  km) pressure level, close to the altitude where the ozone solar signal maximizes (Hood, 1986).

The two periodograms of MLS ozone measurements (Fig. 3a and d) reveal no prominent peak in the range of the 20–30-day period, suggesting an absence of a solar rotational signal in ozone. More prominent peaks are found at longer periods although they are not consistent between the two periods. The large peak found at the 35-day period for 1991–1994 corresponds to the yaw-maneuver period of the MLS instrument as described previously (Froidevaux et al., 1994; Hood and Zhou, 1998). Similarly to observations, the periodograms of CTM results (Fig. 3b and e) does also not exhibit a distinctive solar rotational peak; there are some minor peaks between 20 and 30 days and their amplitudes are smaller in 2004–2007 than in 1991–1994. The analysis has been repeated at lower pressure–height levels (e.g., 10 hPa, not shown) and led to the same conclusions. Overall, the raw power spectrum analysis of observations and CTM results in the middle and upper tropical stratosphere does not allow identifying an ozone signal associated with the solar forcing fluctuations at rotational timescales for the two periods considered here.



**Figure 2.** Top: F205 FFT power spectra (from NRLSSI model) for the (a) 1991–1994 and (b) 2004–2007 period. Bottom: time-resolved power spectra densities (or scalogram) estimated from continuous wavelet transform (CWT) for the (c) 1991–1994 and (d) 2004–2007 period. The vertical, horizontal, dashed lines in (a, b) and (c, d) indicate the 27-day period. The cone of influence, i.e., limit beyond which scalogram should not be interpreted, is marked by horizontal solid stripes. The solid contour lines represent the 95 % confidence level.

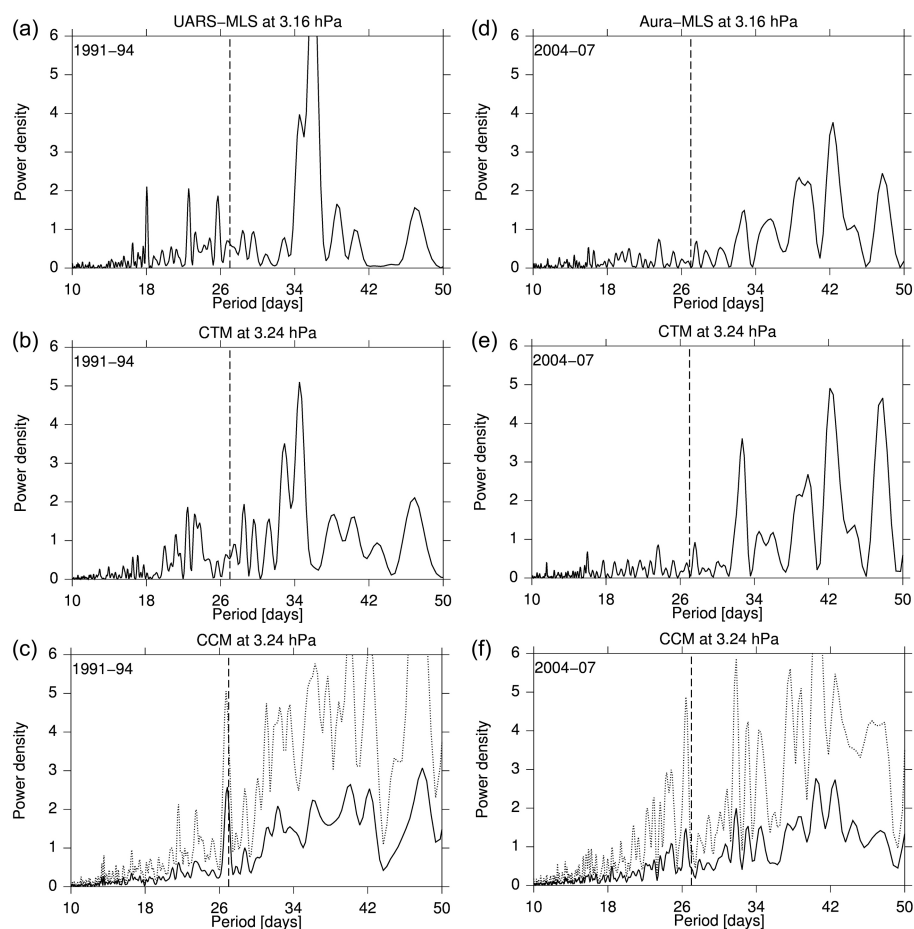
In contrast, the periodogram averaged over the five CCM simulations exhibits a distinctive peak centered at 27 days for 1991–1994 (Fig. 3c). For 2004–2007, the peak is centered at 25 days (Fig. 3f). The peak is also less pronounced than in 1991–1994, presumably because of the smaller amplitude of solar rotational fluctuations and hence model forcing in 2004–2007 (see Fig. 2). However, the  $2\sigma$  standard deviation (i.e., spread of the ensemble simulations) associated with these peaks is very large, indicating the presence of a strong high-frequency (periods < 50 days) natural variability in ozone in this region. This illustrates the difficulty in detecting solar rotational signals in the observations, as well as in a single ensemble member over these 3-year periods. Note that we additionally computed periodograms in observations during solar maximum phases (i.e., 2012–2015), where 27-day fluctuations in the solar forcing are stronger than during the declining phase (not shown). The results were, however, similar and no clear peak at 27 days could be identified. Hence, the absence of a distinctive rotational signal suggests the presence of strong and rather random ozone variability in non-solar origin, which makes the ozone rotational signal very difficult to detect and estimate.

We further examine the relationship between stratospheric ozone and solar rotational cycle by performing cross-spectrum analysis between stratospheric ozone and F205. Despite the absence of a solar rotational peak in the ozone power spectrum derived from observations and CTM re-

sults, cross-spectrum analysis should help identifying coherent variability modes between the solar forcing and tropical ozone. Figure 4 presents the vertical profile of the magnitude-squared coherence (hereinafter referred to as coherence) between F205 and tropical stratospheric ozone from MLS observations (a and d), CTM model results (b and e) and CCM model results (c and f).

A strong and statistically significant coherence is found for UARS MLS (1991–1994) between 20 and 28 days and between about 10 and 1 hPa with a maximum of about 0.7 at the 22-day period around 6 hPa. In contrast, the coherence for Aura MLS (2004–2007) is generally weaker with only a small patch of significant coherence at the 90 % confidence level. The coherence fields from the CTM results resemble those of the observations and reproduce the main features during the two periods. The main difference between observed and CTM signals is that the coherence patch extends farther to lower levels in the CTM (down to 15 hPa) and covers longer periods (20 to 33 days at  $\sim 10$  hPa). For the 1991–1994 period, near 13.5 days, the CTM results also overestimate the coherence compared to observations.

The general features in the coherence fields from CCM results are also consistent with those of the observations. However, the area of statistical significant coherence around the 27-day period is wider in the CCM results. In addition, the coherence patch does not extend as low as the CTM results. The differences observed between the MLS coherence fields



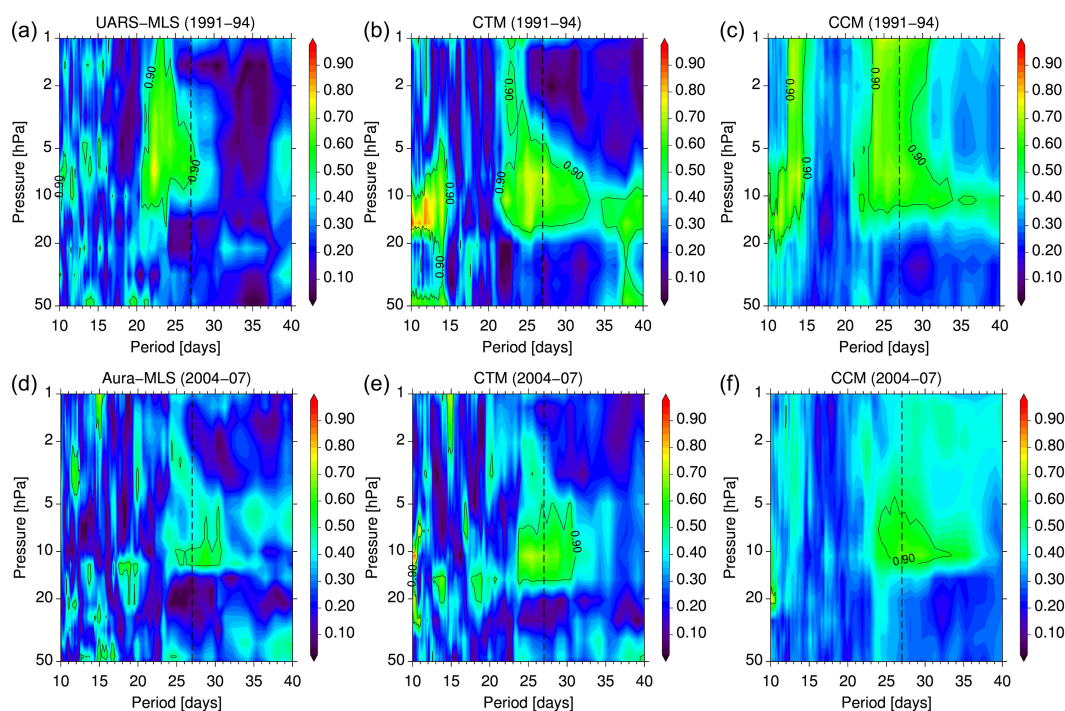
**Figure 3.** Ozone Lomb–Scargle periodograms for (a, b, c) 1991–1994 and (d, e, f) 2004–2007 periods. The top panels represent ozone Lomb–Scargle periodograms from (a) UARS MLS and (d) Aura MLS observations. The middle panels (b, e) represent the ozone Lomb–Scargle periodograms for CTM simulation and the bottom panels (c, f) the average periodogram of the CCM ensemble. The dotted envelope (c, f) indicates the  $2\sigma$  standard deviation of the ensemble of CCM simulations.

of the two periods are also reasonably well reproduced in the CCM coherence results. As for the CTM fields in 1991–1994, CCM results reveal a secondary area of significant signal centered at about 13.5-day period and extends almost throughout the stratosphere. For 2004–2007, there is no significant signal around 13–14 days in all the coherence fields. This is consistent with the UV forcing (Fig. 2) exhibiting a stronger 13.5-day period component in 1991–1994.

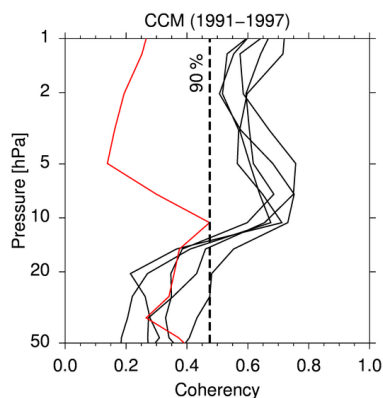
To further test the robustness of the coherence signal, we perform an additional CCM simulation for the period 1991–1997, where the solar forcing is kept constant by using fixed (i.e., climatological) photolysis rates during the model simulation. Results are shown in Fig. 5. Below 15 hPa, the different experiments show no significant coherence between ozone and solar flux. Between 15 and 1 hPa, all forced experiments (black lines) reveal a similar and significant coherence signal, while for the constant solar forcing experiment (red line), the coherence is weak and within the range of randomness. The absence of significant coherence found in the

constant solar experiment confirms that the coherence found between F205 and stratospheric ozone is not fortuitous and primarily originates from photolysis processes. We can also note that the reduced coherence for 2004–2007 may be expected because the solar rotational fluctuations are smaller during that period compared to 1991–1994 (Fig. 2). To summarize these first steps in our analysis, we find that, despite the weak magnitude of the signal, the upper stratosphere tropical ozone concentration fluctuates coherently with UV variability at solar rotational timescales.

To focus on periodicities relevant to the solar rotational cycle (13.5 and 27 days), all the time series are now filtered using the digital filter that has been commonly used in previous solar rotational studies (e.g., Hood, 1986; Chandra, 1986; Keating et al., 1987; Hood and Zhou, 1998; Zhou et al., 2000). The filtering procedure consists of smoothing data with a 7-day running mean which removes short-term fluctuations. Linear trend and mean value are also removed from these smoothed time series. Finally, a 35-day running



**Figure 4.** Mean squared coherence between ozone and F205 as a function of period (days) and pressure level (hPa) for the (a, b, c) 1991–1994 and (d, e, f) 2004–2007 period and for (a, d) MLS observations as well as (b, e) CTM and (c, f) CCM simulations. Black contour lines indicate the 90 % confidence level and the vertical dashed black lines indicate the 27-day period.



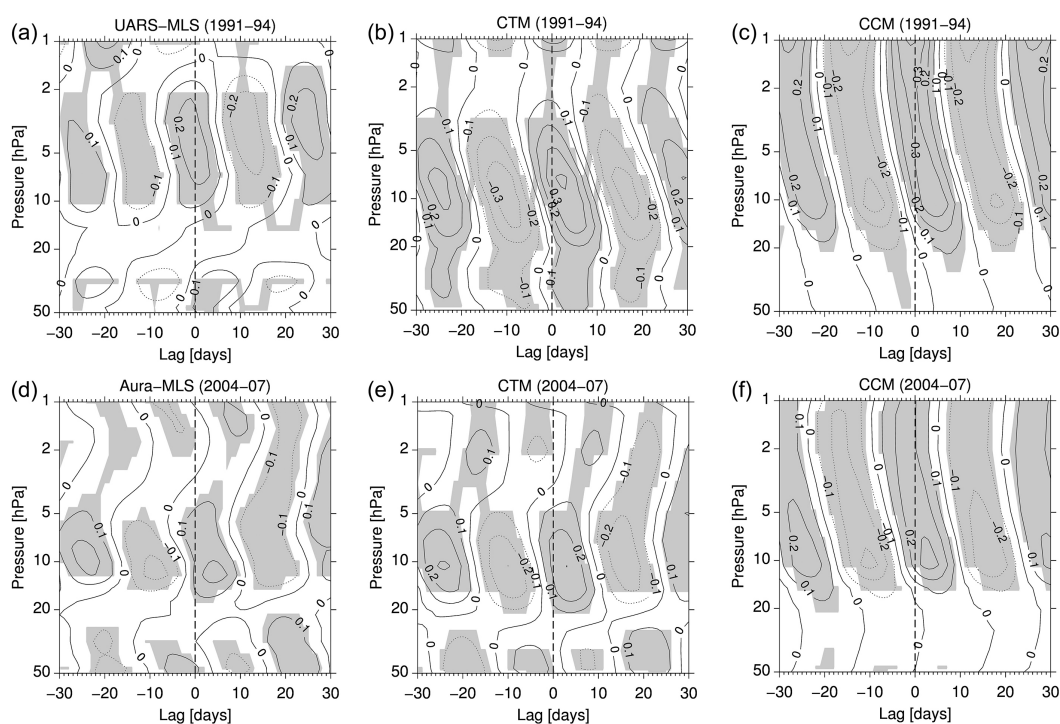
**Figure 5.** Vertical profile of the mean squared coherence between ozone and F205 averaged between 22- and 30-day periods and calculated for the time period 1991–1997. The black lines correspond to the results of individual ensemble members (five in total) and the red line to the results of the experiment forced with constant solar forcing. The vertical dashed line indicates the 90 % confidence limit.

mean is subtracted from the data, removing long-term fluctuations (e.g., seasonal, semi-annual, annual and quasi-biennial oscillation variations). The overall procedure is more or less equivalent to a 7–35-day band-pass filter in the frequency domain.

The vertical extent and temporal evolution of the tropical ozone response to the solar rotational cycle are examined by calculating the cross-correlations between filtered F205 and ozone in observations and model results. Results are shown in Fig. 6. For 1991–1994, the observations exhibit a cross-correlation peak at 0.28 on the 4.6 hPa level with no time lag (Fig. 6a). This maximum value is close to the maximum of 0.35 found by Hood and Zhou (1998) on the same pressure level. Furthermore, the overall variation of the time lag with altitude shown in Fig. 6 is similar to that found in previous studies (Hood, 1986; Brasseur et al., 1987; Brasseur, 1993; Hood and Zhou, 1998) with a negative lag above 3–4 hPa (ozone “leading” the solar flux) and a positive lag below (ozone lagging the solar flux). As mentioned in the Introduction, the negative lag in the upper stratosphere results of the influence of the temperature feedback on the ozone response through the temperature dependent chemical reactions. For 2004–2007, the cross-correlation pattern (Fig. 6d) is more distorted and weaker than for 1991–1994 (Fig. 6a). The cross-correlation maximum (0.2) is smaller than for 1991–1994 and is found at 10 hPa with a time lag of +5 days (ozone lagging solar flux).

Although the cross-correlation fields for the CTM and CCM simulations appear smoother and with larger statistically significant (shaded) areas than for the MLS data, most of the general features present in the MLS cross-section fields appear consistently reproduced by the simulations in





**Figure 6.** Cross-correlation between digitally filtered (see main text) ozone and F205 as a function of time lag (in days) and pressure level (hPa) for the (a, b, c) 1991–1994 and (d, e, f) 2004–2007 periods. Panels (a, d), (b, e) and (c, f) show cross-correlation between F205 and MLS observations, CTM and CCM simulations, respectively. Shading represents areas with 95 % confidence level.

the two model configurations. Marked differences between the CTM and the observations are found in 1991–1994 though. The high correlation area (with a maximum of 0.4 at 7 hPa and a positive time lag of 3 days) expanding throughout the middle stratosphere (between 30 and 10 hPa) in the CTM (Fig. 6b) is not found in observations (Fig. 6a). Overall, the main area of significant correlation appears also lifted upward in the observations (Fig. 6a) compared to the CTM (Fig. 6b). The fact that the correlation signal in the middle and lower stratosphere (below 10 hPa) is found in the CTM but not in the observations may partly arise from the large noise present in the UARS MLS ozone dataset at these altitudes (not shown). In contrast, the results for the period 2004–2007 reveal a particular good agreement throughout stratosphere between the observations (Fig. 6d) and the CTM (Fig. 6e), where the maximum is found at the same altitude (10 hPa), time lag (+4 days) and with the same amplitude (0.2). CCM results show a maximum of correlation also at 10 hPa and at the same time lag but with a higher value (0.3). In addition to the area of statistical significance which increases when examining CCM results, we notice a strong reduction of the discrepancies in the response between both periods. This suggests that averaging over the five ensemble members allows for reducing the effect of the non-solar random variability in the signal estimation and hence identifying the solar signal more robustly. Nevertheless, for 2004–2007, we note a weaker correlation and a reduced downward

propagation of its extension which is likely due to a weaker rotational UV forcing compared to 1991–1994 (Figs. 1 and 2).

Above 3 hPa ( $\sim 40$  km), CCM cross-correlations of both periods (Fig. 6c, f) show a maximum at negative time lag (–2 days). As mentioned in the introduction, this negative time lag can be induced by temperature feedback on ozone and by increasing hydrogen radical  $\text{HO}_x$  from enhanced solar irradiance which contributes to ozone destruction. While our model configuration allows to fully account for the  $\text{HO}_x$  effect, the solar-induced temperature response is limited since the direct radiative heating effect is not included in the model. The temperature response to the 27-day cycle is thus solely controlled by the ozone concentration change (caused by photolysis changes) and not from the direct heating effect driven by solar irradiance change. Although a temperature signal is found (not shown), it is small, hence reducing the likelihood for the solar-induced temperature feedback to be prominent in our experiments. It is worth noting that the upper stratosphere negative lags in our experiments compare very well with those found in CCM experiments of Sukhodolov et al. (2017) (see their Fig. 3) despite the fact that their model (SOCOL) also includes the direct radiative heating effect. At first glance, this good agreement with our model results may suggest that neglecting the direct effect on heating rates generated by UV variations has a limited effect on the ozone response, at least at 27-day timescales.

However, this conclusion cannot be drawn because the two models have different photolysis, chemistry and radiation schemes. In particular, it has been shown recently that the photolysis rates calculated by LMDZ-Reprobus and SOCOL can differ substantially (Sukhodolov et al., 2016). The good correspondence between the two sets of model results may thus be fortuitous. For instance, the difference in the photochemical response between SOCOL and LMDz-Reprobus could be compensated for by the direct heating rate effect included in SOCOL. Also, a better evaluation of the impact of the direct radiative heating effect requires LMDz-Reprobus experiments to be performed, with an increased spectral resolution of the radiative scheme, which account for daily fluctuations of the SSI.

In addition to correlation analysis, ozone response to solar UV flux changes can also be measured in terms of sensitivity, i.e., percentage change in ozone per 1 % change in solar UV. Considering ozone sensitivity instead of ozone absolute change allows in principle for an ozone signal to be analyzed that does not depend on the magnitude of the solar rotational forcing, assuming implicitly that the relationship between the solar forcing index (F205) and the ozone response is linear. We derive the ozone sensitivity on different pressure levels by linear regression of the filtered ozone time series on one independent variable, F205. In previous studies, ozone sensitivity profiles were either calculated at optimum lags where the correlation coefficient maximizes (e.g., Hood and Zhou, 1998) or at zero lag (e.g., Williams et al., 2001; Austin et al., 2007). Both alternatives were tried, but given the limited effect on the results and conclusions, we elected to show only ozone sensitivity profiles using a common time frame, hence at zero lag. Results are shown in Fig. 7.

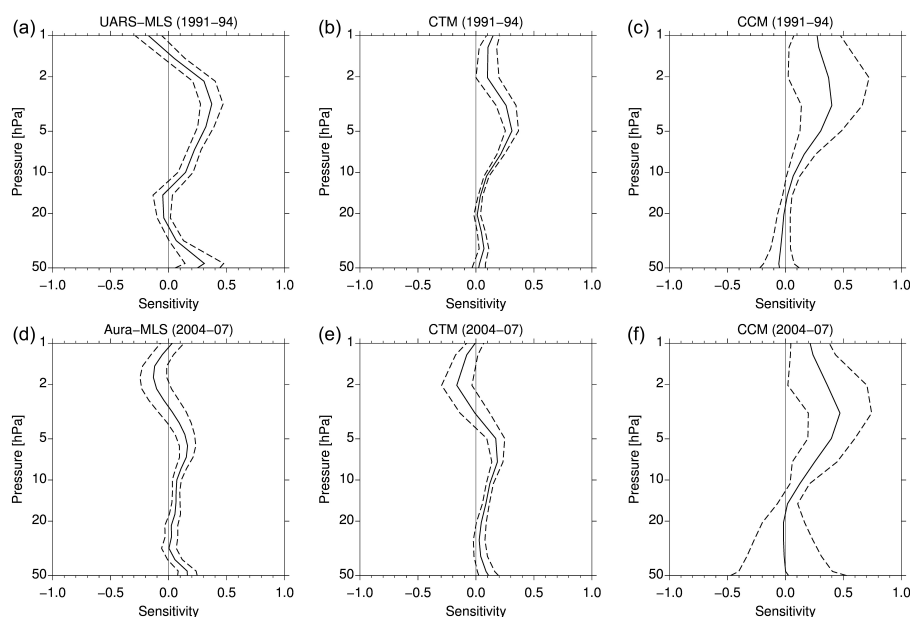
For the 1991–1994 period, the observational (UARS MLS) sensitivity peaks at 0.4 (0.4 % of ozone change for 1 % change in F205) near 4–5 hPa (35 km), consistent with the results of Hood and Zhou (1998) (Fig. 7a). For the 2004–2007 period, the shape of the observational (Aura MLS) sensitivity profile is distorted and the sensitivity peaks at only 0.2 around 5 hPa (Fig. 7d); it is consistent with a peak value of 0.15 derived at the same level shown in Dikty et al. (2010) for a similar period (2006–2007) but with a different instrument (ENVISAT SCIAMACHY). In the middle stratosphere, the sensitivity profile calculated from the CTM results for the period 1991–1994 (Fig. 7b) is consistent with the MLS sensitivity profile (Fig. 7a); the CTM sensitivity profile peaks at 4–5 hPa with a value slightly lower (0.3) than that derived from the MLS observations. Discrepancies between CTM and observational sensitivities are more pronounced in the upper stratosphere. In the CTM, above the peak, the sensitivity suddenly drops around 3 hPa to values close to 0 (Fig. 7b), while in the observation the sensitivity gradually decreases from 3 to 4 hPa to the stratopause region (around 1 hPa) (Fig. 7a). Below 10 hPa, we also note that the uncertainties of the sensitivity profile estimates are larger in the observations than in the CTM. This is consistent with the absence of solar–

ozone correlation signal at these altitudes in the observations (Fig. 6a) and, inversely, the clear solar–ozone correlation signal in the CTM (Fig. 6b). For 2004–2007, the CTM sensitivity profile appears to be highly consistent with observations throughout the stratosphere, in accordance with the previous coherence and correlation analyses (Figs. 4 and 6).

We now analyze the CCM ensemble results. The ensemble mean ozone sensitivity profiles (Fig. 7c and f) markedly differ with ozone sensitivity profiles derived from observations (Fig. 7a and d) and CTM (Fig. 7b and e) at the corresponding periods. These differences are particularly pronounced in the upper stratosphere (above  $\sim 5$  hPa). On the other hand, despite the two different periods, the ensemble mean ozone sensitivity profiles show very similar features with positive sensitivity from 15 hPa to the stratopause and a maximum sensitivity of 0.4 at  $\sim 3$  hPa (Fig. 7c and f). This maximum tropical sensitivity value and its altitude level is in good agreement with previous CCM estimates (e.g., Rozanov et al., 2006; Austin et al., 2007; Gruzdev et al., 2009; Kubin et al., 2011). The CCM ozone sensitivity analysis has also been repeated for the period 2003–2005 (not shown) to be directly comparable with the CCM results of Sukhodolov et al. (2017): like for the correlation analysis (Fig. 6), we found very similar ozone sensitivity profiles. The ensemble spreads (i.e.,  $2\sigma$  standard deviation calculated over the five CCM simulations for each 3-year period, dashed line) are of the same order for both periods (Fig. 7c and f). They are also very large, indicating important variations from one ensemble member to another, which are most likely due to differences in dynamical variability. Similar conclusions have been reached in previous CCM studies (e.g., Rozanov et al., 2006; Austin et al., 2007). This may partly explain the strong differences in ozone sensitivity found between the two periods in the observations and the CTM simulation. In a sense, each 3-year observed period can be viewed as a single realization of an ensemble.

As mentioned in Sect. 2.2, the results based on UARS MLS measurements may be affected by the imbalance between night and daytime sampling due to the ozone diurnal cycle becoming significant in the upper stratosphere. To test the influence of the ozone diurnal cycle, we repeated all the analysis performed in this section by mimicking an irregular sampling over the period covered by Aura MLS (i.e., 2004–2007). Each day,  $\sim 700$  ozone vertical profiles of the Aura MLS instrument are evenly retrieved in the tropics [ $20^\circ$  S– $20^\circ$  N] at two fixed local times: one at night ( $\sim 01:42$  LST) and one during daytime ( $\sim 13:42$  LST). We initially build the ozone time series using daytime measurements only (1095 days in total). Among these 1095 days, we selected  $N$  days randomly where daytime measurements were replaced by nighttime measurements. We then repeated the spectral, correlation and regression analysis. The procedure was performed for various values of  $N$ , from  $N = 100$  (i.e., 91 % of daytime measurements) to  $N = 1000$  (i.e., 9 % of daytime measurements). The results (not shown) revealed





**Figure 7.** Vertical profile of ozone sensitivity to F205 (% change in ozone for 1 % change in F205) at lag 0 for the (a, b, c) 1991–1994 and (d, e, f) 2004–2007 periods. Results are shown for (a) UARS MLS, (d) Aura MLS, (b, e) CTM simulations and (c, f) CCM ensemble simulations. (a, b, d, e) The dashed envelope indicates the  $2\sigma$  standard error of the regression estimates. (c, f) The dashed envelope indicates the  $2\sigma$  ensemble simulation spread.

almost no dependence to  $N$ , suggesting that the diurnal cycle has a small effect on the ozone solar rotational signal.

Overall, our results demonstrate that the LMDz-REPROBUS model produces an ozone response to the solar rotational cycle that is consistent with observations, especially when the dynamical variability is accounted for in the analysis. The results of our ensemble of transient CCM simulations further support the importance of atmospheric internal variability in modulating or masking the solar signal in ozone at solar rotational timescales. In the following, we exploit the ensemble simulation to examine thoroughly the temporal variability in the ozone sensitivity to the rotational cycle.

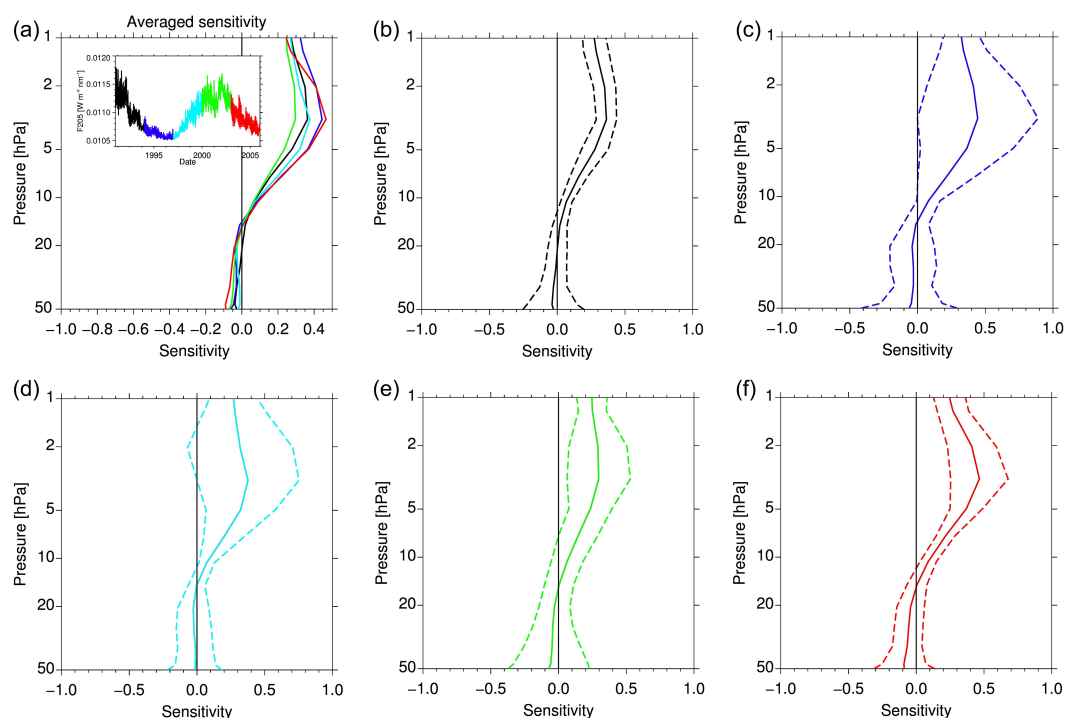
#### 4 Temporal variability in the ozone response sensitivity

##### 4.1 Does ozone sensitivity to the rotational cycle depend on the amplitude of the solar fluctuations?

Results from CCM studies of Gruzdev et al. (2009) and Kubin et al. (2011) suggested that ozone sensitivity seems to decrease with increasing amplitude of the rotational cycle. The amplitude of the rotational cycle depends on the inhomogeneous brightness structure of the solar disc (i.e., distribution of sunspots and faculae). Given that the amount of sunspots and faculae increases with increasing solar activity, inhomogeneity in the brightness is likely to increase during solar maximum phases. One may thus expect minimum and maximum sensitivity during 11-year solar maximum and

minimum phases, respectively. Next, we test this hypothesis by dividing 15 years (1991–2005) of the CCM simulations into five 3-year windows corresponding to the four different phases of the 11-year solar cycle (i.e., maximum, minimum, descending, ascending phases). These time windows are highlighted with different colors in the insert panel of Fig. 8a. Figure 8b–f show, for each 3-year time window, the ensemble mean sensitivity profiles and the associated  $2\sigma$  ensemble spread. The ensemble mean for a specific 3-year window is calculated by first computing the ozone sensitivity over this specific 3-year interval for each of the five ensemble members and then averaging these five sensitivities; we define the ensemble spread as the ensemble  $2\sigma$  standard deviation. Note that, in total, 15 years of model data are taken into account for the calculation of the ensemble mean sensitivity.

Whatever the solar cycle phase considered (Fig. 8a), all the mean sensitivity profiles have similar shapes with a maximum at around 3 hPa, consistent with observed and modeled sensitivity profiles during solar declining phase (Fig. 7). The most pronounced difference is the maximum sensitivity which varies between 0.3 (green) and 0.5 (red). Overall, the ensemble mean sensitivity profiles appear to vary little from a 3-year window to another. Thus, the model ensemble mean ozone sensitivity seems to be rather independent of the level of solar activity (Fig. 8a), at least when 15 years of model data are considered in total. In comparison, the model ensemble spread is clearly more sensitive to the 11-year solar cycle phase than the ensemble mean. The ensemble spread is found



**Figure 8.** (a) CCM ensemble ozone sensitivity profile at lag 0 for each of the 3-year period. Each period and its corresponding color is shown in the insert plot (a). CCM ensemble mean ozone sensitivity profile and its  $2\sigma$  range are shown for each individual 3-year period: (b) July 1990–June 1993, (c) July 1993–June 1996, (d) July 1996–June 1999, (e) July 1999–June 2002, and (f) July 2002–June 2005.

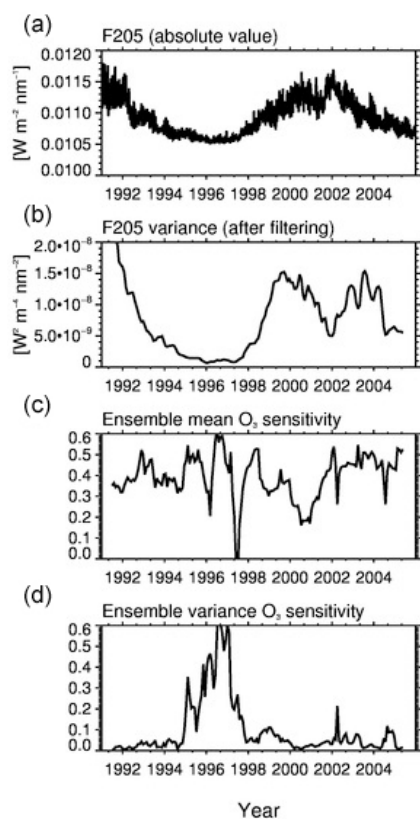
to be generally smaller during periods of high solar activity. It is not surprising. The estimation of the ozone sensitivity is expected to be less affected by the noise and more robust when the solar rotational fluctuations are stronger: the amplitude of the ozone response is much greater, improving the signal-to-noise ratio. We also notice that the ensemble spread is smaller during the maximum phase of cycle 22 (black) than that of cycle 23 (green). It is consistent with the results of Fioletov (2009) observational study that also shows a stronger rotational periodicity in the upper stratosphere tropical ozone during the maximum phase of the solar cycle 22 than the maximum phase of the cycle 23.

Although the rotational cycle amplitude varies with the phase of the 11-year solar cycle, the relationship is not systematic as revealed by the wavelet analysis of Fig. 2. In the following, the ensemble mean ozone sensitivity and its spread are examined as a function of the amplitude of the solar rotational cycle fluctuations using sliding time windows. The analysis focuses on the 3 hPa level, where the maximum sensitivity is found (Fig. 8). Figure 9 compares the temporal evolution (from 1 January 1991 to 31 December 2005) of the variance of the filtered F205 time series (Fig. 9b) with the ensemble mean (Fig. 9c) and variance (Fig. 9d) of the ozone sensitivity derived from the five CCM simulations. Each point of the time series is obtained by first calculating the ozone sensitivity for each ensemble member over a 1-year time window and then computing the ensemble mean and its

variance over the five simulations. The time window is then shifted by 1 month and the same procedure is repeated. This gives a total of 168 1-year time slices (14 years  $\times$  12 months).

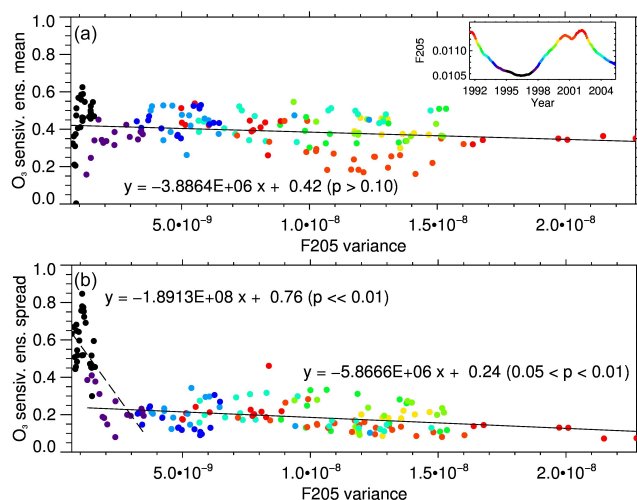
The mean ozone sensitivity time series (Fig. 9c) on 1-year time window strongly fluctuates from 0 to 0.6 around an average value of  $\sim 0.4$ , consistent with the value of the ensemble mean sensitivity profiles at 3 hPa (Fig. 8). These fluctuations increase during the minimum phase of the solar cycle in 1995–1998, indicating a larger uncertainty in the estimation of ozone sensitivity during periods of low solar activity. This is further supported by the apparent inverse relationship which is found between the F205 index variance (Fig. 9b) and the ozone sensitivity variance (Fig. 9d). Hence, the accuracy of the ozone sensitivity estimate to solar rotational cycle is degraded when solar rotational fluctuations are small, and vice versa. Finally, note that the low-frequency (i.e., decadal scales) variability in the ensemble mean ozone sensitivity (Fig. 9c) may also suggest an inverse relationship with the F205 absolute value (Fig. 9a) and its variance (Fig. 9b). In the following, we investigate further the relationships suggested here which link the solar rotational variability to the ensemble mean and spread of ozone sensitivity.

Figure 10 shows the regression analysis of the ensemble mean (Fig. 10a) and spread (Fig. 10b) of ozone sensitivity (i.e., dependent variables) on the solar rotational variance (i.e., explanatory variable). We assess the statistical significance of the regression slope using a block bootstrapping



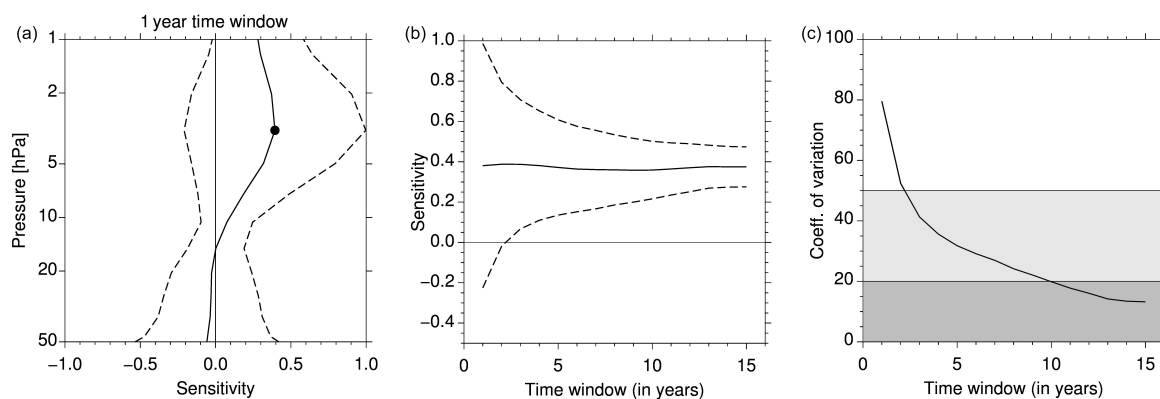
**Figure 9.** Digitally filtered (b) F205 variance time series, (c) ensemble mean ozone sensitivity and (d) ozone sensitivity ensemble variance time series at 3 hPa computed over a 1-year running window. Each window is sliding for 1 month at each step. (a) The F205 index time series is reproduced on the top panel for clarity.

technique to account for the autocorrelation in the residuals that can lead to an underestimation of the standard error (Mudelsee, 2014). The bootstrap procedure is carried out as follows. The original residuals are first obtained by subtracting the original fitted model (i.e., derived from the linear regression) to the dependent variable. The original residual time series is then segregated into moving blocks of length  $L$  (see, e.g., schematic on p. 74 in Mudelsee, 2014) that are randomly resampled to reconstruct a synthetic residual time series of the same size as the original one. Adding this synthetic residual time series to the original fitted model allows creating a new synthetic time series (so-called bootstrap sample) to which the linear regression is applied to derive a synthetic slope value. For each value of  $L$ , this procedure is repeated 10 000 times in order to construct a distribution of synthetic slopes (Poulain et al., 2016). Finally, we estimate, from this distribution, the likelihood ( $p$  value) for the slope to be greater than – or equal to – 0 (i.e., null hypothesis). Note that since  $L$  is not known a priori, the calculation is repeated for  $L = 1, 2, 3, \dots, 10, \dots, 20$ , etc. and the largest  $p$  value is retained.



**Figure 10.** Scatter plots of the CCM ensemble (a) mean ozone sensitivity and (b) its spread ( $1\sigma$ ) versus the F205 variance. Dots are colored with respect to the value of the F205 flux, shown in the insert plot of (a). Least squares linear regression fits are superimposed (solid and dashed segments) together with their equation and the statistical significance of the slope value (in brackets; see text for details). The correlation coefficients are (a)  $-0.19$  ( $p > 0.10$ ), (b, dashed)  $-0.76$  ( $p < 0.05$ ) and (b, solid)  $-0.36$  ( $p < 0.10$ ).

Figure 10a reveals no significant negative trend between the mean ozone sensitivity and the F205 variance. Although the linear regression hints at increasing mean ozone sensitivity for decreasing F205 variance, the likelihood for the slope to be positive or equal to zero cannot be excluded statistically ( $p > 0.10$ ). In addition, a non-significant correlation coefficient of  $-0.19$  between the mean ozone sensitivity and the F205 variance is found. This is not the case for the spread of ozone sensitivity, which significantly increases with decreasing high-frequency (short-term) F205 variability (Fig. 10b). This trend further intensifies for the lowest F205 variance values (black and purple dots), corresponding to the phase of the solar cycle with the lowest activity (see insert panel in Fig. 10b). This quantitative analysis hence confirms that the accuracy of the ozone sensitivity estimation increases when the F205 fluctuations are large. We similarly tested the dependence of the mean ozone sensitivity and its spread to the absolute value of F205 (shown in Fig. 9a), an indicator of solar activity. Results are not shown here for brevity. Although we obtain results consistent with those based on the F205 variance (which is expected given the close connection between solar cycle activity and solar rotational fluctuations), the statistical significance is found to be less pronounced, suggesting a closer link with the amplitude of the fluctuations of the rotational solar cycle rather than the absolute values of F205.



**Figure 11.** (a) CCM mean ozone sensitivity profile over the 1991–2005 period computed for a 1-year time window (see text for details on calculations). (b) Mean ozone sensitivity at 3 hPa (dot in a) as a function of the size of the time window. The dashed lines in (a, b) represent the  $2\sigma$  spread. (c) Coefficient of variation (in %) of the ozone sensitivity as a function of the size of the time window. Intervals with values lower than 50 and 20 % are highlighted by the gray shaded areas.

#### 4.2 Influence of the size of the time window analysis

Finally, the robustness of the estimated ozone sensitivity is examined with respect to the size of the time window. The procedure is as follows. For each ensemble simulation (of maximum size  $t_{\max} = 15$  years), a time window of a given size, say  $\Delta t$  ( $\Delta t$  is between 1 and 15 years), sliding by a 1-year step is used to resample the ozone 15-year time series and create  $n_{\text{ensemble, windows}}(\Delta t) (= t_{\max} - \Delta t + 1)$  shorter time series of size  $\Delta t$ . Given that the ensemble contains five simulations, the total number of samples for a given  $\Delta t$  is thus  $n_{\text{windows}} = 5 \times n_{\text{ensemble, windows}}(\Delta t)$  (i.e., 75, 45, and 5 samples for 1-, 7-, and 15-year time windows, respectively). For each time window size, the ozone sensitivity to F205 is estimated per individual sample. Finally, the mean ozone sensitivity and its spread are derived by calculating the average and the standard deviation over all samples.

Figure 11a shows the ozone sensitivity profiles when a 1-year time window is considered. In agreement with the previous ensemble mean ozone sensitivity profiles calculated for 3-year time windows and at different solar cycle phases (Figs. 7 and 8), a maximum mean sensitivity of 0.4 is found near 3 hPa. The ozone sensitivity spread (dashed envelope) is larger though and even expands towards negative values, demonstrating that a 1-year window is not at all long enough to robustly estimate the ozone sensitivity. Figure 11b focuses on the 3 hPa pressure level, where the sensitivity peaks, and reveals that, as expected, the longer the time window is, the smaller the spread is. Figure 11c shows the coefficient of variation of the ozone sensitivity ( $1\sigma$  standard deviation normalized by the mean and expressed in percent) as a function of the size of the time window. It is found that a minimum time window size of 3 years or 10 years is required for the standard deviation to drop under 50 or 20 %, respectively, of the mean sensitivity (i.e.,  $\sim 0.4$ ). These uncertainty ranges also strongly depend on the amplitude of the solar rotational

variations and hence the phase of the 11-year solar cycle; we find that during solar maximum of cycle 23 and minimum of cycle 22, a minimum time window size of 2 and 5 years, respectively, is required for the standard deviation to drop under 50 %. To obtain a standard deviation lower than 20 %, we found, however, that randomly choosing a 10-year time window length performs better than restricting the analysis to short but solar maximum period only (i.e., solar 23). These results suggest that long time series are preferable to accurately estimate the ozone sensitivity to solar rotational fluctuations in observations. It is very likely that some, if not most, of the discrepancies between estimates of the ozone sensitivity found in previous studies originate from differences in the periods and lengths of the considered time windows.

#### 5 Summary and concluding remarks

In this paper, we examined the tropical stratosphere ozone response to the solar rotational cycle in satellite observations and simulations of the chemistry–climate model LMDz-Repobus. We first focused our analysis on the case study of two 3-year periods associated with the declining phases of solar cycles 22 and 23. The solar rotational fluctuations are stronger during the first period than the second period. We found that, although the solar rotational signature in the UV forcing is reasonably well marked during both periods, the amplitude of ozone variations at the corresponding timescales (i.e.,  $\sim 27$  days), in observational records and individual model realizations, does not differ from the noise. Nonetheless, UV and ozone fluctuations show a statistical significant coherence in the middle and upper tropical stratosphere (above  $\sim 30$  km, or 10 hPa) at the solar rotational timescales. These results hence suggest that ozone significantly responds to the solar rotational variations but the signal is partly masked by other sources of ozone variability at

these timescales, most likely of dynamical origin. Applying the same spectral analysis to the average of CCM ensemble simulations allows reducing the “masking” effect by random dynamical variability, so that the rotational signal in ozone can be more easily identified and estimated.

Lag correlations and linear regressions have then been used to characterize the vertical profile of the ozone response to the solar rotational cycle in the observations and the model during the same periods. Although these results are consistent with estimates of previous studies (Hood, 1986; Brasseur et al., 1987; Brasseur, 1993; Hood and Zhou, 1998) and a reasonable agreement is found between the MLS observations and the CTM experiments, significant differences are found between the two periods. This may be attributed to differences in solar UV forcing or in dynamical variability between the two periods. Analysis of the CCM ensemble simulations suggest that the differences mostly originate from the dynamical variability. The large spread in the ensemble mean sensitivity profile calculated for 3-year intervals reflects the “masking” effect of non-solar dynamical variability in the estimation of the solar rotational signal in ozone and may certainly explain some inconsistencies found in previous studies.

In our CCM experimental design, the direct radiative effect of UV on heating rates has been neglected, leading to an underestimated temperature response to the 27-day cycle. As a consequence, this may affect the ozone response significantly by reducing the temperature feedback on chemical reaction rates, notably ozone destruction through the Chapman cycle. Recently, Sukhodolov et al. (2016) examined the separate effects of heating rates and photolysis rates in solar-driven ozone changes using a 1-D radiative–convective–photochemical model and different SSI datasets. Using the NRLSSI solar forcing dataset, they showed that, over the course of the 11-year solar cycle, the direct heating rate anomaly leads to a decrease in ozone of 1 % in the middle and upper stratosphere (above 30 hPa), while the photolysis induces an ozone increase of 2 to 4 %. Since, the direct radiative effect of UV on heating rates is neglected in our CCM experiments, the ozone response to solar variability may hence be overestimated. Nevertheless, a comparison of the ozone response in our analysis with results from previous independent CCM studies (Rozanov et al., 2006; Sukhodolov et al., 2017) revealed a very good correspondence, despite the fact that their experimental design included the direct radiative heating effect. This comparison must be considered with caution as Sukhodolov et al. (2016) found substantial differences in calculated photolysis rates between LMDz-Reprobus and SOCOL photolysis codes. Therefore, accounting for the direct heating rate effect in SOCOL may compensate for differences between the two models in ozone response controlled by photochemical processes only. In addition, the results of Sukhodolov et al. (2016) are based on 1-D model calculations and may also change when accounting for dynamical variability (i.e., using 3-D CCM), particularly at

27-day timescales where the atmospheric internal variability largely dominates stratospheric temperature variability (Sukhodolov et al., 2017). To quantify the impact of neglecting solar-induced temperature feedback on our results, the spectral resolution of the LMDz-Reprobus radiative scheme should also be increased and new experiments including the direct radiative effect of UV on heating rate should be performed. We further notice that these improvements are necessary to simulate the “top-down” mechanism, which is based on dynamical consequences of the upper stratospheric thermal response.

Next, we take advantage of the ensemble of five CCM simulations to test whether the ozone sensitivity depends on the phase of the 11-year solar cycle. Considering an ensemble of simulations allows in particular to reduce the masking effect induced by the dynamical random variability. Our results suggest that the level of solar activity does not have an impact on the expected value (i.e., ensemble mean) of the ozone sensitivity. However, the ensemble spread decreases during periods of high solar activity, making the ozone sensitivity retrieval easier and more robust, e.g., during the maximum phase of the 11-year solar cycle.

The ensemble mean ozone sensitivity and its spread have been additionally examined as a function of the amplitude of (i) the solar rotational cycle fluctuations (shown) and (ii) the phase of the 11-year solar cycle (not shown). Here again, no robust dependence of the ensemble mean ozone sensitivity against each of the two variables is found when the results of the five 15-year simulations are averaged. Although the results hint at a slightly negative trend, i.e., increasing ensemble mean ozone sensitivity for decreasing rotational fluctuations (or 11-year solar cycle activity), neither the slopes nor the correlation coefficients are statistically significant. Hence, our results could not confirm previous findings of Gruzdev et al. (2009) or Kubin et al. (2011), who, using model experiments, suggested an increased ozone sensitivity with decreasing solar rotational fluctuations. Nevertheless, it must be noted that the conclusions of Gruzdev et al. (2009) were reached by carrying out experiments with a solar rotational forcing that had an amplitude 3 times larger than a realistic one. Further model experiments, considering for instance longer simulations and/or stronger forcing, would help to address this issue more thoroughly.

In contrast with the ensemble mean ozone sensitivity, as expected, the ensemble spread ozone sensitivity shows a clear increase with decreasing solar rotational cycle fluctuations. The negative trend further intensifies during the period with very low solar rotational fluctuations, corresponding here to the period of minimum solar activity between the end of the solar cycle 22 and the beginning of the solar cycle 23 (i.e., 1994–1997). These findings are consistent with the results of Fioletov (2009), who showed a noticeable difference in the estimate of the ozone sensitivity profile in 1994–1998 by comparison with other periods. Hence, when the solar rotational fluctuations are small, the “masking” ef-

fect of dynamical variability becomes more prominent and makes the estimate of the ozone sensitivity less accurate.

Finally, we demonstrate that, while the mean ozone sensitivity (e.g.,  $\sim 0.4$  at 3 hPa) is more or less independent of the size of the time window (tested from 1 to 15 years) when the results of the five 15-year simulations are analyzed and averaged, the accuracy of its estimate improves dramatically with increasing size of the time window. We found that, on average, a minimum time window size of 3 years (corresponding to  $\sim 40$  solar rotational cycles) is needed for the  $2\sigma$  uncertainty to drop below 100%. More concretely, this means that if the ozone sensitivity to solar rotational fluctuations is derived over only three successive years of observations (or of a single model realization), there is a 95% likelihood for the estimate to take any value in the range [0–0.8] at 3 hPa. The error in the sensitivity estimation also strongly depends on the amplitude of the solar rotational fluctuations and is thus linked to the solar activity. For a constant uncertainty threshold, the higher the solar activity is, the shorter the required time window length is. We finally find that a minimum of 10 years of data is required for the  $1\sigma$  uncertainty in the ozone sensitivity estimate to drop under 20%.

Overall, it is likely that the discrepancies in the estimated value of ozone sensitivity found in previous studies originate from differences in the length of time windows that were used for analysis and in the level of solar activity associated with these periods. Both parameters significantly influence the accuracy of solar rotational signal estimates. In this regard, it is likely that similar issues have also affected the accuracy in the estimation of ozone response to the 11-year solar signal. The estimation is expected to be even more difficult because observational time series cover a very limited number of 11-year cycles and there are other well-known sources of decadal variability in the atmosphere and climate system. Maycock et al. (2016) recently found very large discrepancies in the estimation of the ozone response to the 11-year cycle using various satellite datasets which cover different time periods of different length.

*Data availability.* UARS MLS and Aura MLS satellite data are publicly available at <https://earthdata.nasa.gov/> after registration. LMDz-Reprobus data used in this study are available upon request from the corresponding author ([remi.thieblemont@latmos.ipsl.fr](mailto:remi.thieblemont@latmos.ipsl.fr)).

*Competing interests.* The authors declare that they have no conflict of interest.

*Acknowledgements.* This project was supported by the European Project StratoClim (7th Framework Programme, grant agreement 603557) and the grant “SOLSPEC” from the Centre d’Etude Spatiale (CNES). Rémi Thiéblemont was supported by a grant from the LABEX L-IPSL, funded by the French Agence Nationale de la Recherche under the “Programme d’Investissements d’Avenir”.

The authors thank the three anonymous reviewers for their detailed review comments, which improved the manuscript.

Edited by: Gabriele Stiller

Reviewed by: three anonymous referees

## References

- Austin, J., Hood, L. L., and Soukharev, B. E.: Solar cycle variations of stratospheric ozone and temperature in simulations of a coupled chemistry-climate model, *Atmos. Chem. Phys.*, 7, 1693–1706, <https://doi.org/10.5194/acp-7-1693-2007>, 2007.
- Austin, J., Tourpali, K., Rozanov, E., Akiyoshi, H., Bekki, S., Bodeker, G., Brühl, C., Butchart, N., Chipperfield, M., Deushi, M., Fomichev, V. I., Giorgetta, M. A., Gray, L., Kodera, K., Lott, F., Manzini, E., Marsh, D., Matthes, K., Nagashima, T., Shibata, K., Stolarski, R. S., Struthers, H., and Tian, W.: Coupled chemistry climate model simulations of the solar cycle in ozone and temperature, *J. Geophys. Res.*, 113, D11306, <https://doi.org/10.1029/2007JD009391>, 2008.
- Bai, T.: Hot spots for solar flares persisting for decades: longitude distributions of flares of cycles 19–23, *Astrophys. J.*, 585, 1114, <https://doi.org/10.1086/346152>, 2003.
- Bossay, S., Bekki, S., Marchand, M., Poulain, V., and Toumi, R.: Sensitivity of tropical stratospheric ozone to rotational UV variations during the declining phases of solar cycles 22 and 23, *J. Atmos. Sol.-Terr. Phys.*, 130–131, <https://doi.org/10.1016/j.jastp.2015.05.014>, 2015.
- Brasseur, G.: The response of the middle atmosphere to long-term and short-term solar variability: A two-dimensional model, *J. Geophys. Res.*, 98, 23079–23090, 1993.
- Brasseur, G. and Solomon, S.: *Aeronomy of the middle atmosphere: chemistry and physics of the stratosphere and mesosphere*, Vol. 32, Springer Science & Business Media, 2005.
- Brasseur, G., De Rudder, A., Keating, G., and Pitts, M.: Response of middle atmosphere to short-term solar ultraviolet variations: 2. theory, *J. Geophys. Res.*, 92, 903–914, 1987.
- Chandra, S.: The solar and dynamically induced oscillations in the stratosphere, *J. Geophys. Res.*, 91, 2719–2734, <https://doi.org/10.1029/JD091iD02p02719>, 1986.
- Chen, L., London, J., and Brasseur, G.: Middle atmosphere ozone and temperature responses to solar irradiance variations over 27 day periods, *J. Geophys. Res.*, 102, 29957–29979, 1997.
- Dee, D. P., Uppala, S. M., Simmons, A. J., Berrisford, P., Poli, P., Kobayashi, S., Andrae, U., Balmaseda, M. A., Balsamo, G., Bauer, P., Bechtold, P., Beljaars, A. C. M., van de Berg, L., Bidlot, J., Bormann, N., Delsol, C., Dragani, R., Fuentes, M., Geer, A. J., Haimberger, L., Healy, S. B., Hersbach, H., Hólm, E. V., Isaksen, I., Kållberg, P., Köhler, M., Matricardi, M., McNally, A. P., Monge-Sanz, B. M., Morcrette, J.-J., Park, B.-K., Peubey, C., de Rosnay, P., Tavolato, C., Thépaut, J.-N., and Vitart, F.: The ERA-Interim reanalysis: configuration and performance of the data assimilation system, *Q. J. Roy. Meteor. Soc.*, 137, 553–597, 2011.
- Dhomse, S., Chipperfield, M. P., Damadeo, R. P., Zawodny, J. M., Ball, W., Feng, W., Hossaini, R., Mann, G. W., and Haigh, J. D.: On the ambiguous nature of the 11-year solar cycle signal pro-



- file in stratospheric ozone, *Geophys. Res. Lett.*, 43, 7241–7249, <https://doi.org/10.1002/2016GL069958>, 2016.
- Dikty, S., Weber, M., von Savigny, C., Sonkaew, T., Rozanov, A., and Burrows, J. P.: Modulations of the 27-day solar rotation signal in stratospheric ozone from scanning imaging absorption spectrometer for atmospheric cartography (SCIAMACHY) (2003–2008), *J. Geophys. Res.*, 115, D00I15, <https://doi.org/10.1029/2009JD012379>, 2010.
- Eckman, R. S.: Response of ozone to short-term variations in the solar ultraviolet radiance. 1. A theoretical model, *J. Geophys. Res.*, 91, 6695–6704, 1986a.
- Eckman, R. S.: Response of ozone to short-term variations in the solar ultraviolet irradiance: 2. observations and interpretation, *J. Geophys. Res.*, 91, 6705–6721, 1986b.
- Fioletov, V.: Estimating the 27-day and 11-year solar cycle variations in tropical upper stratospheric ozone, *J. Geophys. Res.*, 114, D02302, <https://doi.org/10.1029/2008JD010499>, 2009.
- Fleming, E. L., Chandra, S., Jackman, C. H., Considine, D. B., and Douglass, A. R.: The middle atmospheric response to short and long term solar UV variations: Analysis of observations and 2d model results, *J. Atmos. Sol.-Terr. Phys.*, 57, 333–365, 1995.
- Forster, P. M., Fomichev, V. I., Rozanov, E., Cagnazzo, C., Jonsson, A. I., Langematz, U., Fomin, B., Iacono, M. J., Mayer, B., Mlawer, E., Myhre, G., Portmann, R. W., Akiyoshi, H., Falaleeva, V., Gillett, N., Karpechko, A., Li, J., Lemennais, P., Morgenstern, O., Oberländer, S., Sigmund, M., and Shibata, K.: Evaluation of radiation scheme performance within chemistry climate models, *J. Geophys. Res.-Atmos.*, 116, D10302, <https://doi.org/10.1029/2010JD015361>, 2011.
- Fouquart, Y. and Bonnel, B.: Computations of solar heating of the earth's atmosphere – a new parameterization, *Beitraege zur Physik der Atmosphaere*, 53, 35–62, 1980.
- Froidevaux, L., Waters, J. W., Read, W. G., Elson, L. S., Flower, D. A., and Jarnot, R. F.: Global ozone observations from the UARS MLS: An overview of zonal-mean results, *J. Atmos. Sci.*, 51, 2846–2866, 1994.
- Gerber, E. P., Butler, A., Calvo, N., Charlton-Perez, A., Giorgetta, M., Manzini, E., Perlwitz, J., Polvani, L. M., Sassi, F., Scaife, A. A., Shaw, T. A., Son, S.-W., and Watanabe, S.: Assessing and understanding the impact of stratospheric dynamics and variability on the earth system, *B. Am. Meteorol. Soc.*, 93, 845–859, <https://doi.org/10.1175/bAms-d-11-00145.1>, 2012.
- Gray, L. J., Rumbold, S. T., and Shine, K. P.: Stratospheric temperature and radiative forcing response to 11-year solar cycle changes in irradiance and ozone, *J. Atmos. Sci.*, 66, 2402–2417, 2009.
- Gray, L. J., Beer, J., Geller, M., Haigh, J. D., Lockwood, M., Matthes, K., Cubasch, U., Fleitmann, D., Harrison, G., Hood, L., Luterbacher, J., Meehl, G. A., Shindell, D., van Geel, B., and White, W.: Solar influence on climate, *Rev. Geophys.*, 48, RG4001, <https://doi.org/10.1029/2009RG000282>, 2010.
- Gruzdev, A. N., Schmidt, H., and Brasseur, G. P.: The effect of the solar rotational irradiance variation on the middle and upper atmosphere calculated by a three-dimensional chemistry-climate model, *Atmos. Chem. Phys.*, 9, 595–614, <https://doi.org/10.5194/acp-9-595-2009>, 2009.
- Hood, L. L.: Coupled stratospheric ozone and temperature responses to short-term changes in solar ultraviolet flux: An analysis of NIMBUS 7 SBUV and SAMS data, *J. Geophys. Res.*, 91, 5264–5276, 1986.
- Hood, L. L.: Effects of short-term solar UV variability on the stratosphere, *J. Atmos. Sol.-Terr. Phys.*, 61, 45–51, 1999.
- Hood, L. L.: Effects of solar UV variability on the stratosphere, Solar variability and its effects on climate, American Geophysical Union, Washington, D.C., 283–303, 2004.
- Hood, L. L. and Zhou, S.: Stratospheric effects of 27-day solar ultraviolet variations: An analysis of UARS MLS ozone and temperature data, *J. Geophys. Res.*, 103, 3629–3638, 1998.
- Hood, L. L. and Zhou, S.: Stratospheric effect of 27-day solar ultraviolet variations: The column ozone response and comparison of solar cycles 21 and 22, *J. Geophys. Res.*, 104, 26473–26479, 1999.
- Hood, L. L., Huang, Z., and Bougher, S. W.: Mesospheric effects of solar ultraviolet variations: Further analysis of SME IR ozone and Nimbus 7 SAMS temperature data, *J. Geophys. Res.*, 96, 12989–13002, 1991.
- Hourdin, F., Musat, I., Bony, S., Braconnot, P., Codron, F., Dufresne, J.L., Fairhead, L., Filiberti, M.A., Friedlingstein, P., Grandpeix, J. Y., Krinner, G., Levan, P., Li, Z. X., and Lott, F.: The LMDZ4 general circulation model: Climate performance and sensitivity to parametrized physics with emphasis on tropical convection, *Clim. Dynam.*, 27, 787–813, 2006.
- Hourdin, F., Foujols, M.-A., Codron, F., Guemas, V., Dufresne, J.-L., Bony, S., Denvil, S., Guez, L., Lott, F., Ghattas, J., Braconnot, P., Marti, O., Meurdesoif, Y., and Bopp, L.: Impact of the LMDZ atmospheric grid configuration on the climate and sensitivity of the IPSL-CM5A coupled model, *Clim. Dyn.*, 40, 2167, <https://doi.org/10.1007/s00382-012-1411-3>, 2013.
- Jourdain, L., Bekki, S., Lott, F., and Lefèvre, F.: The coupled chemistry-climate model LMDz-REPROBUS: description and evaluation of a transient simulation of the period 1980–1999, *Ann. Geophys.*, 26, 1391–1413, <https://doi.org/10.5194/angeo-26-1391-2008>, 2008.
- Keating, G., Pitts, M., Brasseur, G. P., and De Rudder, A.: Response of middle atmosphere to short-term solar ultraviolet variations: 1. observations, *J. Geophys. Res.*, 92, 889–902, 1987.
- Keating, G. M., Brasseur, G. P., Nicholson III, J. Y., and De Rudder, A.: Detection of the response of ozone in the middle atmosphere to short-term solar ultraviolet variations, *Geophys. Res. Lett.*, 12, 449–452, 1985.
- Kodera, K. and Kuroda, Y.: Dynamical response to the solar cycle, *J. Geophys. Res.*, 107, 4749, <https://doi.org/10.1029/2002JD002224>, 2002.
- Kopp, G. and Lean, J. L.: A new, lower value of total solar irradiance: Evidence and climate significance, *Geophys. Res. Lett.*, 38, L01706, <https://doi.org/10.1029/2010GL045777>, 2011.
- Kubin, A., Langematz, U., and Brühl, C.: Chemistry climate model simulations of the effect of the 27-day solar rotational cycle on ozone, *J. Geophys. Res.*, 116, D15301, <https://doi.org/10.1029/2011JD015665>, 2011.
- Kurucz, R. L.: New Opacity Calculations, in *NATO Advanced Science Institutes (ASI) Series C*, Vol. 341, edited by: Crivellari, L., Hubeny, I., and Hummer, D. G., p. 441, Springer, Dordrecht, the Netherlands, 1991.
- Law, K., Plantévin, P., Shallcross, D., Rogers, H., Pyle, J., Grouhel, C., Thouret, V., and Marengo, A.: Evaluation of modeled O<sub>3</sub> using measurement of ozone by airbus in-service aircraft (MOZAIC) data, *J. Geophys. Res.*, 103, 25721–25737, 1998.

- Lean, J.: Evolution of the sun's spectral irradiance since the maunder minimum, *Geophys. Res. Lett.*, 27, 2425–2428, 2000
- Le Treut, H., Li, Z., and Forichon, M.: Sensitivity study of the LMD GCM to greenhouse forcing associated with two different cloud water parametrizations, *J. Climate*, 7, 1827–1841, 1994.
- Le Treut, H., Forichon, M., Boucher, O., and Li, Z.-X.: Sulfate aerosol indirect effect and CO<sub>2</sub> greenhouse forcing: Equilibrium response of the LMD GCM and associated cloud feedbacks, *J. Climate*, 11, 1673–1684, 1998.
- Lefèvre, F., Brasseur, G., Folkins, I., Smith, A., and Simon, P.: Chemistry of the 1991–1992 stratospheric winter: Three-dimensional model simulations, *J. Geophys. Res.*, 99, 8183–8195, 1994.
- Lefèvre, F., Figarol, F., Carslaw, K. S., and Peter, T.: The 1997 arctic ozone depletion quantified from three-dimensional model simulations, *Geophys. Res. Lett.*, 25, 2425–2428, 1998.
- Livesey, N. J., Read, W. G., Froidevaux, L., Waters, J. W., Pumphrey, H. C., Wu, D. L., Santee, M. L., Shippony, Z., and Jarnot, R. F.: The UARS Microwave Limb Sounder version 5 dataset: Theory, characterization and validation, *J. Geophys. Res.*, 108, 4378, <https://doi.org/10.1029/2002JD002634>, 2003.
- Livesey, N. J., Read, W., Wagner, P. A., Froidevaux, L., Lambert, A., Manney, G. L., Millán Valle, L., Pumphrey, H. C., Santee, M. L., Schwartz, M. J., Wang, S., Fuller, R. A., Jarnot, R. F., Knosp, B. W., and Martinez, E.: Version 4.2x Level 2 data quality and description document, JPL D-33509 Rev. C, available at: <http://mls.jpl.nasa.gov> (last access: 21 August 2017), 2017.
- Lomb, N. R.: Least-squares frequency analysis of unequally spaced data, *Ap. Space Sci.*, 39, 447–462, 1976
- Lott, F., Fairhead, L., Hourdin, F., and Levan, P.: The stratospheric version of LMDz: dynamical climatologies, arctic oscillation, and impact on the surface climate, *Clim. Dynam.*, 25, 851–868, 2005.
- Madronich, S. and Flocke, S.: The role of solar radiation in atmospheric chemistry, in: *Environmental photochemistry*, 1–26, Springer, Berlin, Heidelberg, 1999.
- Marchand, M., Keckhut, P., Lefebvre, S., Claud, C., Cugnet, D., Hauchecorne, A., Lefevre, F., Lefebvre, M.-P., Jumelet, J., Lott, F., Hourdin, F., Thuillier, G., Poulain, V., Bossay, S., Lemenais, P., David, C., and Bekki, S.: Dynamical amplification of the stratospheric solar response simulated with the Chemistry-Climate Model LMDz-Reprobus, *J. Atmos. Sol.-Terr. Phys.*, 75–76, 147–160, 2012.
- Maycock, A. C., Matthes, K., Tegtmeier, S., Thiéblemont, R., and Hood, L.: The representation of solar cycle signals in stratospheric ozone – Part 1: A comparison of recently updated satellite observations, *Atmos. Chem. Phys.*, 16, 10021–10043, <https://doi.org/10.5194/acp-16-10021-2016>, 2016.
- Meehl, G. A., Arblaster, J. M., Branstator, G., and van Loon, H.: A coupled air-sea response mechanism to solar forcing in the pacific region, *J. Climate*, 21, 2883–2897, 2008.
- Minschwaner, K., Anderson, G., Hall, L., and Yoshino, K.: Polynomial coefficients for calculating O<sub>2</sub> schumann-runge cross sections at 0.5 cm<sup>-1</sup> resolution, *J. Geophys. Res.*, 97, 10103–10108, 1992.
- Morcrette, J.-J., Smith, L., and Fouquart, Y.: Pressure and temperature dependence of the absorption in longwave radiation parametrizations, *Beiträge zur Physik der Atmosphäre*, 59, 455–469, 1986.
- Mudelsee, M.: *Climate Time Series Analysis: Classical Statistical and Bootstrap Methods*, 2nd Edn., Springer, Cham Heidelberg New York Dordrecht London, 2014.
- Poulain, V., Bekki, S., Marchand, M., Chipperfield, M. P., Khodri, M., Dhomse, S., Bodeker, G. E., Toumi, R., De Maziere, M., Pommereau, J.-P., Pazmino, A., Goutail, F., Plummer, D., Rozanov, E., Mancini, E., Akiyoshi, H., Lamarque, J.-F., and Austin, J.: Evaluation of the inter-annual variability of stratospheric chemical composition in chemistry-climate models using ground-based multi species time series, *J. Atmos. Sol-Terr. Phys.*, 145, 61–84, <https://doi.org/10.1016/j.jastp.2016.03.010>, 2016.
- Randel, W. J. and Wu, F.: A stratospheric ozone profile data set for 1979–2005: Variability, trends, and comparisons with column ozone data, *J. Geophys. Res.*, 112, D06313, <https://doi.org/10.1029/2006JD007339>, 2007.
- Remsberg, E. E.: Decadal-scale responses in middle and upper stratospheric ozone from SAGE II version 7 data, *Atmos. Chem. Phys.*, 14, 1039–1053, <https://doi.org/10.5194/acp-14-1039-2014>, 2014.
- Remsberg, E. E., Marshall, B. T., Garcia-Comas, M., Krueger, D., Lingenfelter, G. S., Martin-Torres, F. J., Mlynczak, M. G., Russell III, J. M., Smith, A. K., Zhao, Y., Brown, C. W., Gordley, L. L., Lopez-Gonzalez, M., Lopez-Puertas, M., She, C.-Y., Taylor, M. J., and Thompson, R. E.: Assessment of the quality of the Version 1.07 temperature versus pressure profiles of the middle atmosphere from TIMED/SABER, *J. Geophys. Res.*, 113, D17101, <https://doi.org/10.1029/2008JD010013>, 2008.
- Rottman, G., Woods, T., Snow, M., and DeToma, G.: The solar cycle variation in ultraviolet irradiance, *Adv. Space Res.*, 27, 1927–1932, [https://doi.org/10.1016/S0273-1177\(01\)00272-1](https://doi.org/10.1016/S0273-1177(01)00272-1), 2001.
- Rottman, G., Floyd, L., and Viereck, R.: Measurements of the solar ultraviolet irradiance, *Solar Variability and Its Effects on Climate*, American Geophysical Union, Washington, D.C., 111–125, 2004.
- Rozanov, E., Egorova, T., Schmutz, W., and Peter, T.: Simulation of the stratospheric ozone and temperature response to the solar irradiance variability during sun rotation cycle, *J. Atmos. Sol-Terr. Phys.*, 68, 2203–2213, 2006.
- Sadourny, R. and Laval, K.: January and July performance of the LMD general circulation model, *New Perspectives in Climate Modeling*, 1, 173–197, 1984.
- Sander, S., Friedl, R. R., Barkern, J., Golden, D., Kurylo, M., Wine, P., Abbat, J., Burkholder, J., Moortgart, C., Huie, R., and Orkin, R. E.: Chemical kinetics and photochemical data for use in atmospheric studies, *Technica Report, NASA/JPL Publication*, California, USA, Evaluation No. 17, JPL Publication 10-6, 2011.
- Savage, N. H., Law, K. S., Pyle, J. A., Richter, A., Nüß, H., and Burrows, J. P.: Using GOME NO<sub>2</sub> satellite data to examine regional differences in TOMCAT model performance, *Atmos. Chem. Phys.*, 4, 1895–1912, <https://doi.org/10.5194/acp-4-1895-2004>, 2004.
- Scargle, J. D.: Studies in astronomical time series analysis. ii-statistical aspects of spectral analysis of unevenly spaced data, *Astrophys. J.*, 263, 835–853, 1982.
- Soukharev, B. and Hood, L.: Solar cycle variation of stratospheric ozone: Multiple regression analysis of long-term satellite data sets and comparisons with models, *J. Geophys. Res.*, 111, D20314, <https://doi.org/10.1029/2006JD007107>, 2006.

- SPARC CCMVal: Report on the Evaluation of Chemistry-Climate Models, edited by: Eyring, V., Shepherd, T., and Waugh, D., SPARC Report No. 5, WCRP-30/2010, WMO/TD – No. 40, available at: [www.sparc-climate.org/publications/sparc-reports/](http://www.sparc-climate.org/publications/sparc-reports/) (last access: 21 August 2017), 2010.
- Stammes, K., Tsay, S., Wiscombe, W., and Jayaweera, K.: A numerically stable algorithm for discrete-ordinate-method radiative transfer in multiple scattering and emitting layered media, *Appl. Optics*, 27, 2502–2509, 1988.
- Sukhodolov, T., Rozanov, E., Ball, W. T., Bais, A., Tourpali, K., Shapiro, A. I., Telford, P., Smyshlyaev, S., Fomin, B., Sander, R., Bossay, S., Bekki, S., Marchand, M., Chipperfield, M. P., Dhomse, S., Haigh, J. D., Peter, T., and Schmutz, W.: Evaluation of the simulated photolysis rates and their response to solar irradiance variability, *J. Geophys. Res.*, 121, 6066–6084, 2016.
- Sukhodolov, T., Rozanov, E., Ball, W. T., Peters, T., and Schmutz, W.: Modeling of the middle atmosphere response to 27-day solar irradiance variability, *J. Atmos. Sol-Terr. Phys.*, 152–153, 50–61, 2017.
- Thuillier, G., Herse, M., Simon, P.C., Labs, D., Mandel, H., Gillotay, D., and Foujols, T.: The Visible Solar Spectral Irradiance from 350 to 850 NM as Measured by the SOLSPEC Spectrometer During the Atlas I Mission, *Solar Phys.*, 177, 41–61, 1998.
- Torrence, C. and Compo, G. P.: A practical guide to wavelet analysis, *B. Am. Meteorol. Soc.*, 79, 61–78, 1998.
- Wang, Y.-M., Lean, J. L., and Sheeley Jr., N. R.: Modeling the Sun's magnetic field and irradiance since 1713, *Astrophys. J.*, 625, 522–538, 2005.
- Waters, J.: Microwave limb-sounding of Earth's upper atmosphere, *Atmos. Res.*, 23, 391–410, 1989.
- Waters, J.: Microwave limb sounding, in: *Atmospheric Remote Sensing by Microwave Radiometry*, Vol. 1, p. 383, Wiley, New York, 1993.
- Waters, J. W., Froidevaux, L., Harwood, R. S., Jarnot, R. F., Pickett, H. M., Read, W. G., Siegel, P. H., Cofield, R. E., Filipiak, M. J., Flower, D. A., Holden, J. R., Lau, G. K., Livesey, N. J., Manney, G. L., Pumphrey, H. C., Santee M. L., Wu, D. L., Cuddy, D.T., Lay, R. R., Loo, M. S., Perun, V. S., Schwartz, M. J., Stek, P. C., Thurstans, R. P., Boyles, M. A., Chandra, K. M., Chavez, M. C., Chen, G. S., Chudasama, B. V., Dodge, R., Fuller, R. A., Girard, M. A., Jiang, J. H., Jiang, Y. B., Knosp, B. W., LaBelle, R. C., Lam, J. C., Lee, K. A., Miller, D., Oswald, J. E., Patel, N. C., Pukala, D. M., Quintero, O., Scaff, D. M., Van Snyder, W., Tope, M. C., Wagner, P. A., and Walch, M. J.: The Earth Observing System Microwave Limb Sounder (EOS MLS) on the Aura satellite, *IEEE T. Geosci. Remote Sens.*, 44, 1075–1092, 2006.
- Williams, J., Austin, J., and Haigh, J.: Model simulations of the impact of the 27-day solar rotation period on the stratosphere, *Adv. Space Res.*, 27, 1933–1942, 2001.
- Zhang, L., Cui, Y., He, Y., He, H., Du, Z., Li, R., and Wang, H.: Longitudinal distribution of major solar flares during 1975–2005, *Adv. Space Res.*, 40, 970–975, 2007.
- Zhou, S., Miller, A. J., and Hood, L. L.: A partial correlation analysis of the stratospheric ozone response to 27-day solar UV variations with temperature effect removed, *J. Geophys. Res.*, 105, 4491–4500, 2000.



# Annexe B

## Correction de la réfraction astronomique (observation du Soleil)

L'annexe B présente en détail la procédure de correction de réfraction associée à l'instrument SODISM II. Les travaux sont synthétisés dans le document présenté ci-après.

# On the importance of astronomical refraction for modern Solar astrometric measurements

T. Corbard<sup>1</sup>, F. Morand<sup>1</sup>, F. Laclare<sup>1</sup>, R. Ikhlef<sup>1,2</sup>, and M. Meftah<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Laboratoire Lagrange, UMR7293, Université de Nice Sophia-Antipolis, CNRS, Observatoire de la Côte d'Azur, Bd. de l'Observatoire, 06304 Nice, France  
e-mail: Thierry.Corbard@oca.eu

<sup>2</sup> CRAAG, Observatoire d'Alger BP 63 Bouzaréah Alger, Algérie

<sup>3</sup> Laboratoire Atmosphères, Milieux, Observations Spatiales, CNRS, Université Paris VI & Université de Versailles Saint-Quentin-en-Yvelines, IPSL, F-78280 Guyancourt, France

March 31, 2013

## ABSTRACT

**Context.** Several efforts are currently made from space missions in order to get accurate solar astrometric measurements i.e. to probe the long term variations of solar radius or shape, their link with solar irradiance variations and their influence on earth climate. These space missions use full disk solar imagery. In order to test our ability to perform such measurements from ground on the long term, we need to use similar techniques and instruments simultaneously from ground and space. This should help us to model and understand how the atmosphere affect ground based metrologic measurements. However, using full imagery from ground instead of the traditional astrolabe technique immediatly raise the question of the effect of refraction and how well we can correct from it.

**Aims.** The goal is to study in details the influence of pure astronomical refraction on solar metrologic measurements made from ground-based full disk imagery and to provide the tools for correcting the measurements and estimating the associated uncertainties.

**Methods.** We use both analytical and numerical methods in order to confront commonly or historically used approximations and exact solutions.

**Results.** We provide the exact formulae for correcting solar radius measurements at any heliographic angle and for any zenith distance. We show that these corrections can be applied up to 80° of zenith distance provided that full numerical integration of the refraction integral is used. We also provide estimates of the absolute uncertainties associated with the differential refraction corrections and shows that approximate formulae can be used up to 80° of zenith distance for computing these uncertainties. For a given instrumental setup and the knowledge of the uncertainties associated with local weather records, this can be used to fix the maximum zenith distance one can observe depending on the required astrometric accuracy.

**Key words.** Atmospheric effects – Sun: fundamental parameters – Astrometry

## 1. Introduction

Ground based solar astrometric measurements have up to now been based on the so-called equal altitudes method (Débarbat & Guinot 1970). They have historically been made from transit instruments or astrolabes. Several instruments, derived from Danjon astrolabe, have been dedicated to solar diameter measurements, as DORaySol experiment (Morand et al. 2011). Observations consist in determining the transit times, through the same equal zenith distance circle, of the two solar limbs which are the extremities of a vertical solar diameter. Accuracy of these measurements is then mainly determined by datation accuracy and not by the optical resolution of the instrument. As the two limbs are observed at equal zenith distances, influence of astronomical refraction is inherently reduced (e.g. Laclare et al. 1996). Only the small climatic conditions variations (temperature, pressure, relative humidity) between the two crossings, distant from a few minutes of time, can still play a role. The main drawback of this method is that only vertical diameters can be determined.

Recent work in the field of solar metrology involve measurements from space using full disk solar images (Dame et al. 1999; Kuhn et al. 2012). PICARD-SOL (Meftah et al. 2013) is a ground based project that was set up at Calern observatory in

order to use the same technique simultaneously from ground and space and in order to inter-calibrate the different measurements. Using full disk imagery from ground raise however the question of the influence of astronomical refraction and how well we can correct for it.

The effect of atmospheric refraction is to change the true topocentric zenith angle  $z^t$  of a celestial object to a lower observed one  $z$ . The refraction function  $R(z)$  is defined by:

$$z = z^t - R(z) \quad (1)$$

Alternatively, we may take the true angles as argument and define the associated refraction function  $\bar{R}$  by:

$$z = z^t - \bar{R}(z^t) \quad (2)$$

If the refraction function  $R(z)$  is known, the associated function  $\bar{R}(z^t)$  can easily be evaluated for any true zenith distance  $z^t$  by solving the non linear equation  $x - R(z^t - x) = 0$ .



## 2. fundamental equations for astronomical refraction

From Snell's law of refraction applied to a spherical atmosphere, the curvature of a light path is linked to the local refractive index  $n$  through the so-called refractive invariant :

$$n r \sin(\xi) = \text{constant} \quad (3)$$

where  $\xi$  is the local zenith distance i.e. the angle between the light ray and the radius vector  $r$  from Earth center. From this, the differential refraction along the light ray is obtained by:

$$dR = -\tan \xi \frac{dn}{n} \quad (4)$$

In order to find the total amount of refraction at observer position, we can integrate along the full ray path from  $n = n_{\text{obs}}$  and  $\xi = z$  at observer position up to  $n = 1$  outside the atmosphere.

$$R = \int_1^{n_{\text{obs}}} \tan \xi \frac{dn}{n} \quad (5)$$

This can be done either by direct numerical integration of Eq. (5) after an appropriate change of variable (Auer & Standish 2000) or by using a full ray-tracing procedure solving the system of coupled differential equations provided by Eq. (4) and the differentiation of Eq. (3) (van der Werf 2003, 2008). This, in principle, requires a model of the full atmosphere i.e. temperature, pressure, density etc..at any point through the light path. In the next section we recall why this is in fact not needed if we avoid areas close to the horizon and give some usual approximations of the refraction integral.

## 3. Approximation to the refraction integral

For zenith distance up to  $70^\circ$ , the refraction integral can be evaluated with good accuracy without any hypothesis about the structure of the atmosphere: it depends only on temperature and pressure at the observer (Oriani's theorem, see also: Ball 1908; Young 2004). This justifies that, over time, a large number of nearly equivalent approximate formulae have been derived that do not require the full knowledge of the structure of the real atmosphere. A development of the refraction integral into semi-convergent series of odd power of  $\tan(z)$  is what is commonly found in textbooks (e.g. Ball 1908; Smart 1965; Woolard & Clemence 1966; Danjon 1980). An example of this will be given in Sect. 3.1. In fact the first two terms of such expansion (up to  $\tan^3$ ) corresponds to what is known as Laplace formulae of which Fletcher (1931) said that *no reasonable theory differs by more than a few thousandths, hundredths, tenths of a second at  $z = 60^\circ, 70^\circ, 75^\circ$  respectively.*

For large zenith distance,  $\tan(z)$  power series will diverge at the horizon and are not appropriate. Closed formula valid at low zenith distance and that are finite at the horizon can however still be found (see e.g. Wittmann 1997). Assuming an exponential law for the variation of air density with height, it's possible for instance to derive a formula involving the error function (Fletcher 1931; Danjon 1980). Another example is Cassini's exact formula for an homogeneous atmosphere model. While physically un-realistic, the model of Cassini, thanks to Oriani's theorem, gives also excellent results up to at least  $70^\circ$  of zenith distance while remaining finite down to the horizon (Young 2004). For large zenith distances however, Young (2004) have shown that the lowest layers of the atmosphere and especially the lapse rate at observer becomes progressively dominant as one observe

closer to the horizon. This therefore should be included in atmospheric models and we can not avoid anymore the full numerical evaluation of the refraction integral.

In the following sub-sections we present first in details the refraction model as it was used for reducing solar astrolabe data at Calern observatory, then we give the full error function model from which the Calern model was actually derived and finally we recall Cassini's formula. In Sect. 5, these three approximations will then be compared to full numerical integration of the refraction integral using a standard atmosphere model.

### 3.1. Refraction model used at Calern observatory for Solar metrology

The refraction model that was used for the reduction of astrolabe measurements at Calern observatory is a truncation of the expansion in odd power of  $\tan(z)$  (Danjon 1980). For an observer at geodetic latitude  $\varphi$  and altitude  $h$  above the reference ellipsoid, the refraction  $R$  is obtained as a function of the observed zenith angle, the wavelength ( $\lambda$ ) and local atmospheric conditions i.e. pressure ( $P$ ), absolute temperature ( $T$ ), and relative humidity ( $f_h \in [0, 1]$ ) by:

$$R(z, \lambda, P, T, f_h, h, \varphi) = \alpha(1 - \beta) \tan(z) - \alpha\left(\beta - \frac{\alpha}{2}\right) \tan^3(z) + 3\alpha\left(\beta - \frac{\alpha}{2}\right)^2 \tan^5(z) \quad (6)$$

where

$$\alpha(T, P, f_h, \lambda) = n_{\text{obs}} - 1 \quad (7)$$

is the air refractivity for local atmospheric conditions and the given wavelength, and

$$\beta(T, h, \varphi) = \ell(T)/r_c(\varphi, h) \quad (8)$$

is the ratio between the height  $\ell$  of the homogeneous atmosphere and the earth radius of curvature  $r_c$  at observer position. The homogeneous atmosphere has by definition a constant air density  $\rho$  equal to the one at observer position and its height is such that it would give the same pressure as the one recorded at observer position. Note that we do not assume here that the atmosphere is homogeneous, we just use the reduced height that can be obtained for any real atmosphere just from the pressure and density at observer. Assuming furthermore ideal gas law for dry air we have:

$$\ell(T) = \frac{P}{\rho g} = \frac{P_0}{\rho_0 g_0} \frac{T}{T_0}, \quad (9)$$

where  $\rho_0 = 1.293 \text{ kg m}^{-3}$  for  $T_0 = 273.15 \text{ K}$ ,  $P_0 = 101325 \text{ Pa}$  and normal gravity  $g_0 = 9.80665 \text{ m s}^{-2}$ . The radius of curvature for Calern observatory ( $\varphi = 43^\circ 45' 7''$ ,  $h = 1323 \text{ m}$ ) was approximated by the minimum reference ellipsoid curvature at latitude  $45^\circ$  and sea level (Chollet 1981, see Appendix A):

$$r_c(45^\circ, 0) = 6367.512 \text{ km} \quad (10)$$

Ambient air refractivity was deduced from the refractive index  $n_0(\lambda)$  under standard conditions and the partial pressure of water vapor  $p$  by applying the formula recommended by the first resolution of the 13th General Assembly of the International Union of Geodesy and Geophysics (IUGG 1963; Baldini 1963). After conversion to Pa (Pascal) as the pressure unit, the equation becomes:

$$\alpha(T, P, f_h, \lambda) = \frac{T_0}{T} \left\{ (n_0(\lambda) - 1) \frac{P}{P_0} - 4.13 \cdot 10^{-10} p(f_h, T) \right\} \quad (11)$$

Refractivity under standard condition (sea level,  $T = T_0$ ,  $P = P_0$ , 0% humidity, 0.03% of carbon dioxide) was taken from the work of Barrel and Sears (1939):

$$n_0(\lambda) - 1 = \left\{ 2876.04 + \frac{16.288}{(10^6 \lambda)^2} + \frac{0.136}{(10^6 \lambda)^4} \right\} 10^{-7}. \quad (12)$$

Partial pressure of water vapor for the current temperature and relative humidity was deduced from a fit of water vapor pressure data published by the Bureau Des Longitudes (1975) for temperatures between  $-15^\circ\text{C}$  and  $+25^\circ\text{C}$ . The resulting equation, converted to Pa, is (Chollet 1981):

$$p(f_h, T) = f_h 6.1075 10^2 e^{7.292 10^{-2}(T-T_0) - 2.84 10^{-4}(T-T_0)^2} \quad (13)$$

Finally, we note that local atmospheric pressure  $P$  was measured from the height  $H$  (in mm) of a mercurial barometer and its temperature  $\theta$  (in  $^\circ\text{C}$ ). Taking into account corrections for local gravity (latitude and altitude) and for temperature (through the volume thermal expansion of mercury and the coefficient of linear thermal expansion of the tube),  $P$  was obtained by<sup>1</sup> (see Appendix B):

$$P = H \left\{ 1 - 2.64 10^{-3} \cos(2\varphi) - 1.96 10^{-7} h - 1.63 10^{-4} \theta \right\} \quad (14)$$

### 3.2. Error function formula

In fact, in Eq. (6), only the first two terms which correspond to Laplace formula can be found without any hypothesis on the real atmosphere (only the reduced height  $\ell$  and the refractivity at observer are needed). The term in  $\tan^5$  comes from an additional assumption, namely the fact that air density follows an exponential decrease with height (actually with a well chosen variable which vary almost linearly with height, see Danjon (1980), Fletcher (1931)). This leads to the following equation:

$$R = \alpha \left( \frac{2 - \alpha}{\sqrt{2\beta - \alpha}} \right) \sin(z) \Psi \left( \frac{\cos(z)}{\sqrt{2\beta - \alpha}} \right) \quad (15)$$

with :

$$\Psi(x) = e^{x^2} \int_x^\infty e^{-t^2} dt = \frac{\sqrt{\pi}}{2} e^{x^2} (1 - \text{erf}(x)) \quad (16)$$

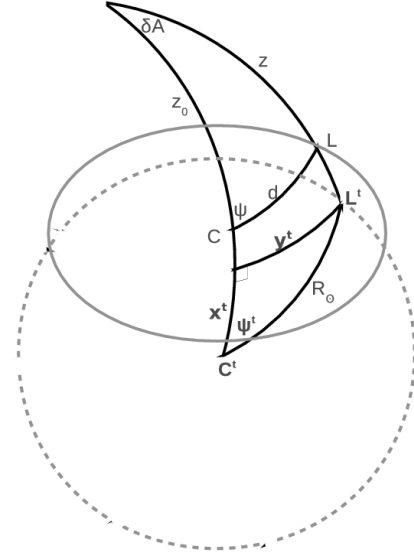
from which Eq. (6) was derived by keeping only the three first terms of its asymptotic expansion.

### 3.3. Cassini

By comparing the results with a full integration method, Young (2004) shows the superiority of Cassini's formula over the series-expansion approach and advocates its use by astronomers. Cassini assumed an homogeneous atmosphere for which he obtained the exact formula:

$$R = \text{asin} \left( \frac{n_{obs} r_c \sin(z)}{r_c + \ell} \right) - \text{asin} \left( \frac{r_c \sin(z)}{r_c + \ell} \right) \quad (17)$$

Again, it can be shown (Ball 1908) that expanding this formula also leads to the first two terms of Eq. (6) i.e. to Laplace formula.



**Fig. 1.** Geometry for the solar shape due to astronomical refraction. The dashed circle represents the true solar disk of centre  $C'$  and radius  $R_\odot$  while the elliptical shape (full line) represents the observed Sun of centre  $C$ . The point at the top represents observer's zenith.

## 4. On the observed shape of the Sun due to pure astronomical refraction

In this section, we assume that the Sun is a perfect sphere of angular radius  $R_\odot$  at 1 AU and that there is no other effect affecting its observed shape than astronomical refraction defined by Eq. (2).

In the horizontal coordinate system (zenith distance-azimuth), we note  $(z_\odot^t, A_\odot)$  the true position of the Sun centre ( $C'$ ) observed at zenith angle  $z_\odot$ ;  $(z^t, A)$  the true position of a point ( $L'$ ) of the solar limb observed at zenith angle  $z$ ;  $\delta z = z - z_\odot$  and  $\delta A = A - A_\odot$ . Figure 1 shows all the angles involved. Each true limb point position can be defined by the angle  $\psi' \in [-\pi, \pi[$  between the direction  $C'L'$  and the vertical circle. Similarly, each observed limb point can be located by the angle  $\psi \in [-\pi, \pi[$  between the observed direction  $CL$  and the vertical circle. However, because the figure is symmetric with respect to the vertical circle, we consider only the interval  $[0, \pi]$  for  $\psi$  and  $\psi'$  in the following. For observation with an Alt-Az mount this would correspond directly to the angle with one of the CCD axis. For an equatorial mount, one CCD axis is aligned with the hour circle passing through the celestial poles and the Sun and therefore the vertical circle can be materialized on the solar image by computing first the parallactic angle between these two circles.

If  $d(\psi) = \bar{d}(\psi')$  is the angular distance between the observed position of the Sun centre and the observed limb points, we define by:

$$\langle d \rangle = \left[ \frac{1}{\pi} \int_0^\pi d(\psi)^2 d\psi \right]^{1/2} = \left[ \frac{1}{\pi} \int_0^\pi \bar{d}(\psi')^2 d\psi' \right]^{1/2} \quad (18)$$

the geometric mean radius of the observed Sun. The horizontal and vertical angular extent of the observed Sun are noted  $D_h$  and  $D_v$  respectively and, the flattening is given by:

$$f = \frac{D_h - D_v}{D_h} \quad (19)$$

<sup>1</sup> Chollet (1981) used erroneously  $2.64 10^{-4}$  in this equation.

Following Mignard (2002), we define the magnification  $\Gamma$  as the ratio between the vertical size of the image ( $\delta z$ ) of a small object to its true size ( $\delta z'$ ). From Eqs. (1) and (2), we have:

$$\Gamma = \frac{dz}{dz'} = 1 - \frac{d\bar{R}}{dz'} = \left(\frac{dz'}{dz}\right)^{-1} = \left(1 + \frac{dR}{dz}\right)^{-1} \quad (20)$$

The distortion  $\Delta$  is then defined as the rate of change of the magnification:

$$\Delta = \frac{d\Gamma}{dz} = -\Gamma^2 \frac{d^2R}{dz^2} = -\frac{1}{\Gamma} \frac{d^2\bar{R}}{dz'^2} \quad (21)$$

#### 4.1. Approximate formulae for all zenith angles

Any limb point true position can be located by its projections on the vertical circle passing through the true Sun centre, and on the great circle perpendicular to this vertical circle passing through the limb point (see Fig. 1). Because all the angles involved are small, we can write:

$$x' = R_{\odot} \cos(\psi') \quad (22)$$

$$y' = R_{\odot} \sin(\psi') \quad (23)$$

and:

$$x'^2 + y'^2 = R_{\odot}^2 \quad (24)$$

By looking at the expression of the observed values  $x$  and  $y$  of these projections, one can obtain an approximate formula for the observed shape of the Sun.

The projection  $x'$  on the vertical circle can be approximated by keeping the two first terms of a Taylor expansion of the refraction:

$$x' \simeq z' - z'_{\odot} = \delta z + R(z) - R(z_{\odot}) \simeq \delta z \left(1 + \frac{dR}{dz}\right) + \frac{(\delta z)^2}{2} \frac{d^2R}{dz^2} \quad (25)$$

The observed projection  $y$  is linked to  $z$  and  $\delta A$  both by the cosine and sine rules:

$$\cos(y') \simeq \cos^2(z') + \sin^2(z') \cos(\delta A) \quad (26)$$

$$\sin(y') = \sin(\delta A) \sin(z') \quad (27)$$

Differentiating Eq. (26) and using Eq. (27) with  $\sin(y') \simeq y'$ ,  $\sin(\delta A) \simeq \delta A$  and  $dz' = -\bar{R}(z')$  leads to:

$$dy' = \frac{-y' \bar{R}(z')}{\tan(z')} \quad (28)$$

The observed distance  $y$  is then obtained by:

$$y \simeq \delta A \sin(z) = y' + dy' = y' \left(1 - \frac{\bar{R}(z')}{\tan(z')}\right) \quad (29)$$

Finally, by reporting Eqs. (25) and (29) in Eq. (24) and using Eqs. (20) and (21), we obtain:

$$\left[\frac{\delta z}{\Gamma} - \frac{\Delta}{2} \left(\frac{\delta z}{\Gamma}\right)^2\right]^2 + \left[\frac{\delta A \sin z}{1 - \frac{\bar{R}(z')}{\tan(z')}}\right]^2 = R_{\odot}^2 \quad (30)$$

where the magnification and distortion are taken at  $z_{\odot}$ . From this we can deduce the position of the two vertical limb points

and the observed vertical extent of the image. For  $\Delta \ll R_{\odot}$  and  $\delta A = 0$ , we find:

$$d(\pi) \simeq \Gamma R_{\odot} \left(1 + \frac{\Delta R_{\odot}}{2}\right) \quad (31)$$

$$d(0) \simeq \Gamma R_{\odot} \left(1 - \frac{\Delta R_{\odot}}{2}\right) \quad (32)$$

and thus:

$$D_v = d(0) + d(\pi) \simeq 2\Gamma R_{\odot} \quad (33)$$

In the horizontal direction we obtain from Eq. (30) with  $\delta z = 0$ :

$$D_h = 2d(\pi/2) \simeq 2R_{\odot} \left(1 - \frac{\bar{R}(z'_{\odot})}{\tan(z'_{\odot})}\right) \quad (34)$$

#### 4.2. Approximate formulae for small zenith angles - elliptic shape

Keeping only the first term in Eq. (6) is equivalent to neglecting Earth curvature. We obtain the following approximation valid close to the zenith only ( $z < 45^\circ$ ):

$$R(z) = k \tan(z) \quad \text{with} \quad k = \alpha(1 - \beta) \quad (35)$$

For this flat-Earth approximation we can also write:

$$\bar{R}(z') \simeq k' \tan(z') \quad \text{with} \quad k' = k(1 - k \sec^2(z')) \quad (36)$$

In that case and if we neglect the distortion, Eq. (30) is reduced to the equation of a simple ellipse (see also e.g. Ball 1908):

$$\frac{x^2}{(1 - k' \sec^2(z'_{\odot}))^2} + \frac{y^2}{(1 - k')^2} = R_{\odot}^2 \quad (37)$$

where  $x = \delta z$  and  $y = \sin(z) \delta A$  can be assimilated to Cartesian coordinates on two perpendicular axes on the image. The major axis of the observed ellipse is thus given by:

$$\frac{D_h}{2} = R_{\odot}(1 - k') \quad (38)$$

while the observed minor axis is:

$$\frac{D_v}{2} = R_{\odot}(1 - k' \sec^2(z'_{\odot})) \quad (39)$$

We note from these equations that the Sun is shrunken in all directions. The observed horizontal diameter is smaller than the true diameter but remains the same for all zenith angles (c.f. Fig.7) while the observed vertical diameter decreases with increasing zenith distance. The combination of these two effects leads to the apparent flattening of the setting Sun (but keeping in mind that this approximate formula is not valid close to the horizon). From Eqs. (19), (38) and (39), the flattening for small zenith angles is:

$$f \simeq k \tan^2(z'_{\odot}). \quad (40)$$

while, near the horizon, Eq. (30) implies that the flattening is simply given by the vertical magnification taken at the the Sun's centre. For small zenith angles, the observed elliptic shape can be written as:

$$d(\psi) = \frac{D_v}{2\sqrt{1 - (2f - f^2) \sin^2(\psi)}} \quad (41)$$

which can be approximated by:

$$d(\psi) \simeq R_{\odot} \left( 1 - k' \left( 1 + \cos^2(\psi) \tan^2(z_{\odot}^t) \right) \right), \quad (42)$$

and the mean radius is obtained by:

$$\langle d \rangle = \frac{\sqrt{D_v D_h}}{2} \simeq R_{\odot} \left( 1 - k' - \frac{k'}{2} \tan^2(z_{\odot}^t) \right) \quad (43)$$

#### 4.3. Exact formulae for all zenith angles

The classical approximate formulae above are useful for understanding the shape of the observed Sun in terms of magnification and distortion induced by refraction. Equation (30) shows that the general shape is a distorted ellipse with more flattening in the lower part than in the upper's. However, the shape of the observed Sun can also easily be obtained, in the general case, without any approximation. In the following, we obtain first the solution of the forward problem: for given true Sun radius  $R_{\odot}$  and true zenith distance  $z_{\odot}^t$ , we obtain the shape of the observed Sun for any given refraction model. Then, we give the solution of the inverse problem: from the observed solar shape, the knowledge of  $z_{\odot}^t$  (from ephemeris) and assuming a refraction model, we deduce the true angular solar radius.

#### 4.4. Forward problem

Here we assume that the true zenith distance of the Sun centre  $z_{\odot}^t$  and its true angular radius  $R_{\odot}$  are known. For any refraction model  $\bar{R}(z^t)$ , and true angle  $\psi^t$ , we deduce the observed angle  $\psi$  and angular distance  $d(\psi)$ . Applying the cosine and sine formulae respectively, we have :

$$\begin{cases} z^t = \arccos \left[ \cos(z_{\odot}^t) \cos(R_{\odot}) + \sin(z_{\odot}^t) \sin(R_{\odot}) \cos(\psi^t) \right] \\ \delta A = \arcsin \left( \frac{\sin(R_{\odot}) \sin(\psi^t)}{\sin(z^t)} \right) \end{cases} \quad (44)$$

From Eq. (2), we can get the observed zenith distances:

$$z = z^t - \bar{R}(z^t) \quad \text{and} \quad z_{\odot} = z_{\odot}^t - \bar{R}(z_{\odot}^t) \quad (45)$$

and finally angular distances  $\bar{d}(\psi^t)$  between the observed Sun centre and the observed positions of each limb point are obtained by application of the cosine rule:

$$\bar{d}(\psi^t) = d(\psi) = \arccos \left( \cos(z) \cos(z_{\odot}) + \sin(z) \sin(z_{\odot}) \cos(\delta A) \right) \quad (46)$$

where the observed angle  $\psi$  can be deduced from the true one by applying the sine rule:

$$\psi = \arcsin \left( \frac{\sin(\delta A) \sin(z)}{\sin(\bar{d}(\psi^t))} \right) = \arcsin \left( \frac{\sin(z) \sin(R_{\odot})}{\sin(z^t) \sin(\bar{d}(\psi^t))} \sin(\psi^t) \right) \quad (47)$$

The smallest observed diameter of the Sun is obtained on the vertical direction:

$$D_v = d(0) + d(\pi) = 2R_{\odot} - \left( \bar{R}(z_{\odot}^t + R_{\odot}) - \bar{R}(z_{\odot}^t - R_{\odot}) \right) \quad (48)$$

and the largest angular extent, observed in the direction parallel to the astronomical horizon is obtained by:

$$D_h = 2d(\pi/2) \quad (49)$$

We note that Eqs. (44) and (45) lead back to the approximation Eq. (34) for the largest observed angular extent. This is however

more easily obtained using the sine rule rather than Eq. (46). With  $\sin(d(\pi/2)) \simeq d(\pi/2)$ ,  $\sin(R_{\odot}) \simeq R_{\odot}$  and  $\cos(R_{\odot}) \simeq 1$ , we obtain:

$$d(\pi/2) \simeq \sin(z) \sin(\delta A) = \sin \left( z_{\odot}^t - \bar{R}(z_{\odot}^t) \right) \frac{R_{\odot}}{\sin(z_{\odot}^t)}. \quad (50)$$

which, with a first order expansion of the sine function around  $z_{\odot}^t$ , leads to Eq. (34).

#### 4.5. Inverse problem

Here we give the solution of the inverse problem: given a refraction model ( $R(z)$ ,  $\bar{R}(z^t)$ ), knowing  $z_{\odot}^t$  from ephemeris and the observed angular distance  $d(\psi)$  between the observed Sun centre and a limb point at an observed angle  $\psi$  with the vertical circle, we deduce the true angular radius  $R_{\odot}$ . One can compute successively:

$$\begin{cases} z_{\odot} = z_{\odot}^t - \bar{R}(z_{\odot}^t) \\ \delta A = \operatorname{atan} \left[ \frac{\sin(\psi)}{\sin(z_{\odot}) \cot(d(\psi)) + \cos(z_{\odot}) \cos(\psi)} \right] \\ z = \operatorname{asin} \left[ \frac{\sin(\psi) \sin(d(\psi))}{\sin(\delta A)} \right] \\ z^t = z + R(z) \\ \psi^t = \operatorname{atan} \left[ \frac{\sin(\delta A)}{\cos(z_{\odot}^t) \cos(\delta A) - \sin(z_{\odot}^t) \cot(z^t)} \right] \\ R_{\odot} = \operatorname{asin} \left[ \frac{\sin(\delta A) \sin(z^t)}{\sin(\psi^t)} \right] \end{cases} \quad (51)$$

## 5. Results

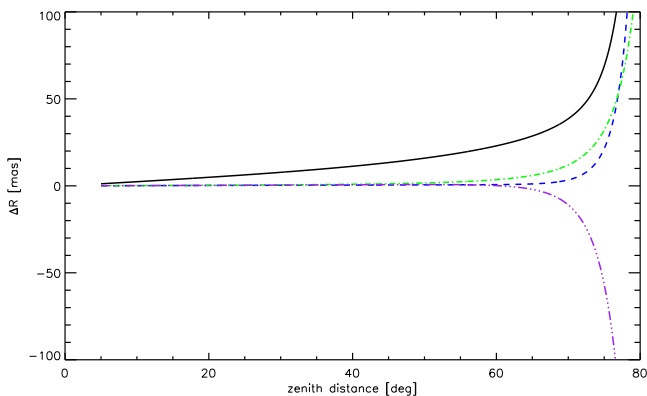
### 5.1. On the absolute value of refraction

We first look at the absolute value of refraction and compare the various approximate formulae of Sect. 3 to the full numerical integration of the refraction integral using a standard atmosphere (Sinclair 1982). This atmosphere is assumed to be spherically symmetric, in hydrostatic equilibrium and made of a mixture of dry air and water vapor that follows the perfect gas law. It is made of two layers: the troposphere with a constant temperature gradient which extends from the ground up to the tropopause at 11 km, and an upper isothermal stratosphere. Like in the US Standard Atmosphere (1976), the temperature and pressure at the surface are 288.15 K and 101325 Pa and the constant tropospheric lapse rate is 6.5 K km<sup>-1</sup>. In the troposphere, the relative humidity  $f_h$  is assumed constant and equal to its value at the observer. The partial pressure of water vapor in a tropospheric layer at temperature  $T$  is then obtained by:

$$p(f_h, T) = f_h \left( \frac{T}{247.1} \right)^{\delta} 10^2 \quad (52)$$

which, with  $\delta = 18.36$ , never depart by more than 0.5 hPa from Eq. (13) for temperature lower than 30°. Dry air is assumed in the stratosphere. Finally, Eq. (11) and its derivatives with respect to  $T$  and  $P$  are used to find air refractivity along the integral path.

The numerical integration was performed by using the method of Auer & Sandish (2000) also recommended by the Astronomical Almanac (Seidelmann 1992). The program used



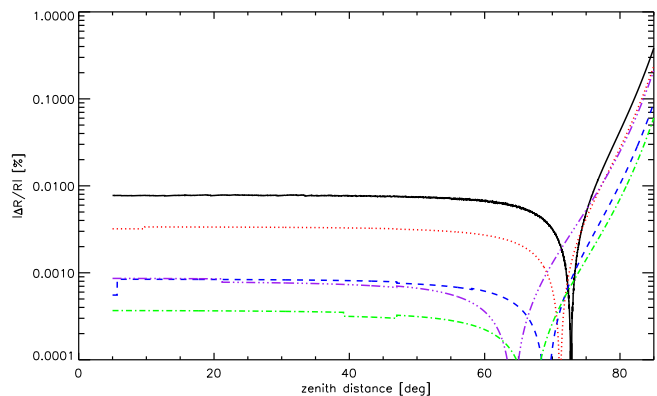
**Fig. 2.** Absolute differences (in mas) between a reference model and the different approximate refraction formulae as a function of the true zenith distance. The reference model is obtained by full numerical integration of the US Standard Atmosphere (1976) and Ciddor (1996) equation for air refractivity. From top to bottom:  $\tan^5$  expansion Eqs. (6)-(13), full error function Eq. (15),  $\tan^5$  expansion Eq. (6), Cassini’s formula Eq. (17). All approximate formulae but the top one use Ciddor (1996) air refractivity

is based on the one published by Hohenkerk & Sinclair (1985) but adapted in order to use a dispersion equation based on the work of Peck & Reeder (1972) in replacement of the less accurate equation of Barrel & Sears (1939) (Eq. (12)). For  $T = 15^\circ\text{C}$ ,  $P = P_0$ , 0% humidity and 0.045% of carbon dioxide, we take:

$$n_0(\lambda) - 1 = \left\{ \frac{0.05792105}{238.0185 - (10^6\lambda)^{-2}} + \frac{0.00167917}{57.362 - (10^6\lambda)^{-2}} \right\} \quad (53)$$

This dispersion equation was also used by Ciddor (1996) who derived a new set of equations for calculating the refractive index of air which was subsequently adopted by the International Association of Geodesy (IAG 1999) as a new standard. In the following, all computations have been made using  $\lambda = 535.7$  nm which is one of the wavelengths used by the PICARD-SOL project.

Figure 2 shows the absolute differences in milliarcseconds (mas) between the approximate formulae and the exact integral evaluation for zenith distances up to  $80^\circ$ . We immediately see that for zenith distance lower than  $75^\circ$ , all the approximate formulae lead to less than 50 mas of absolute error. The full line corresponds to the  $\tan^5$  formula Eq. (6) described in Sect. 3.1 while the dashed line corresponds to the same formula but using the new Ciddor (1996) equations instead of Eqs. (11)-(13) for computing air refractivity. For zenith distances lower than  $80^\circ$ , the impact of using the old formula for refractivity never exceed 80 mas. The superiority of Ciddor equations to better fit observations and this for a wider range in wavelengths is however clearly established. The two other lines correspond to the error function (dot-dash) and Cassini (triple dots-dash) formulae both using the Ciddor (1996) equation for refractivity. These two last formulae were selected mainly because, unlike the series expansions in  $\tan(z)$ , they are finite at the horizon. The full integration with standard atmosphere conditions leads to a refraction of about  $1980''$  at the horizon. The error function and Casini formulae lead respectively to  $2088''$  and  $1180''$  corresponding to relative errors of 5% and 40% respectively. This tends to favour the use of the error function formula over Cassini’s one very close to the



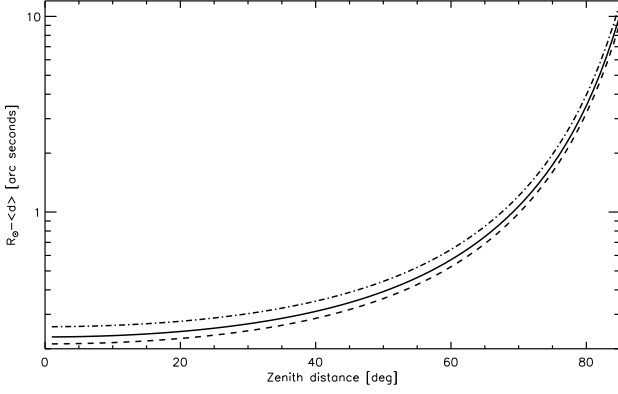
**Fig. 3.** Relative error on refraction as a function of zenith distance for different tropospheric lapse rate. The reference model use US Standard Atmosphere (1976) with a lapse rate of  $6.8\text{ K km}^{-1}$ . The top curve correspond to an isothermal model and other atmosphere models have lapse rate of 2.5, 5, 10 and  $7.5\text{ K km}^{-1}$  (from top to bottom at low zenith distance). All models are computed using full numerical integration.

horizon. The hypothesis made to derive the error function formula are indeed more realistic than Cassini’s hypothesis of an homogeneous atmosphere. It has however been shown that refraction below  $5^\circ$  of the horizon is variable and strongly depend on the local lapse rate and properties of the boundary layer above or below the observer’s eye (e.g. Young 2004). Within few degrees from the horizon, refraction may be influenced by thermal inversion boundary layers, ducting or other phenomena leading to extreme refraction. In this range, the local lapse rate must be known and it is not expected that any formula using just the temperature and pressure at observer could give an accurate absolute refraction.

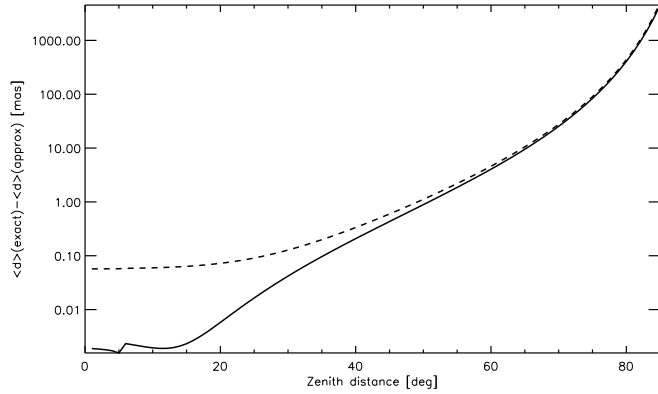
It is however probably more interesting to look in the range between  $60^\circ$  and  $85^\circ$  of zenith distance, which is more important to astronomers willing to push in that range the limits of their astrometric measurements using only temperature and pressure recorded at observer position. We first note from Fig. 2 that, between  $60^\circ$  and  $77^\circ$ , the  $\tan^5$  expansion formula is actually giving slightly better absolute refraction values than the error function formula. If we now assume that temperature and pressure at observer position are perfectly known, the only remaining important unknown in the atmospheric model is the tropospheric lapse rate. We can however fix limits for a realistic lapse rate: it must lie between an isothermal model and a lapse rate of  $10\text{ K km}^{-1}$  which would correspond to an adiabatic atmosphere (Young 2004). Figure 3 shows the absolute value of the relative error for such models with lapse rate ranging from 0 to  $10\text{ K km}^{-1}$  when they are compared to the standard model with a lapse rate of  $6.8\text{ K km}^{-1}$ . From this we can deduce that, no matter what is the real atmosphere, if the conditions at observer are known, the relative error on refraction is lower than 0.01% for zenith angles below  $77^\circ$  and lower than 0.4% for zenith angles between  $77^\circ$  and  $85^\circ$ .

## 5.2. On the mean solar radius correction

Figure 4 shows the difference between the true radius of the Sun and the mean radius of the observed Sun as defined by Eq. (18) as a function of the true zenith distance of the centre of the Sun. The exact formula Eq. (46) was used and we took standard con-



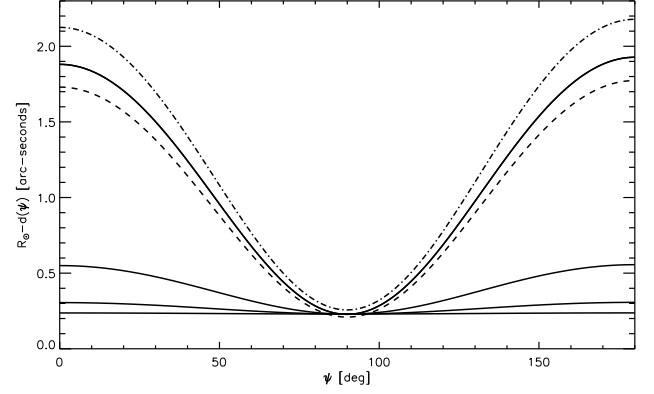
**Fig. 4.** Difference between the true solar radius and the observed one as a function of the true zenith distance. The full line corresponds to average weather conditions at Calern ( $T = 15^\circ\text{C}$ ,  $P = 875$  hPa). The dashed and dot-dashed lines correspond respectively to  $T = -10^\circ\text{C}$ ,  $P = 900$  hPa and  $T = 30^\circ\text{C}$ ,  $P = 850$  hPa. All calculations are made using the exact formulae Eqs. (18) and (46) for Calern station assuming 50% humidity.



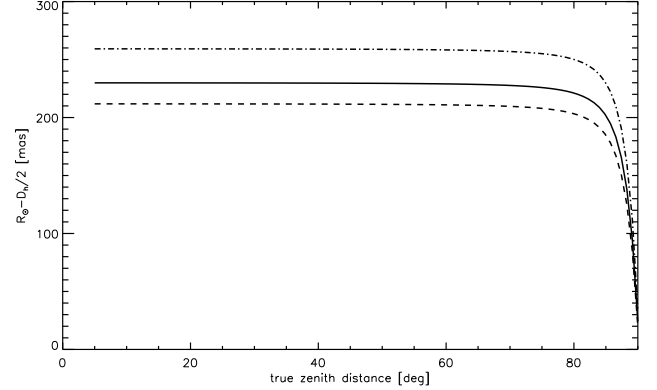
**Fig. 5.** Difference between the correction due to refraction on the mean solar radius as calculated from integrating the exact formula Eq. (46) or using the approximate formula Eq. (43). The dashed line is obtained by replacing  $k'$  by  $k$  in Eq. (43)

ditions for Calern observatory ( $T = 15^\circ\text{C}$ ,  $P = 875$  hPa). The dashed and dot-dashed lines are for  $T = -10^\circ\text{C}$ ,  $P = 900$  hPa and  $T = 30^\circ\text{C}$ ,  $P = 850$  hPa respectively in order to illustrate the maximum amplitude of the effect at Calern station. The difference in the mean radius correction between the two extreme weather conditions range from 50 mas at the zenith up to 1850 mas at  $z^t = 85^\circ$ . It reaches 100 mas around  $z^t = 55^\circ$  and 200 mas around  $z^t = 70^\circ$ . This represents always less than 0.2% of the correction.

Figure 5 shows the difference between the exact formula obtained by integrating Eq. (46) and the approximate formula Eq. (43) corresponding to an elliptical shape. The dashed line illustrates the result if  $k'$  is approximated by  $k$  (see Eq. (36)). In both cases the difference remains less than 20 mas for zenith distances lower than  $70^\circ$ . For larger zenith distances however, errors increase rapidly and the refraction function should be evaluated using full numerical integration.



**Fig. 6.** Difference between the true solar radius and the angular distances between the observed Sun centre and the observed positions of each limb points between the vertical (north for  $\psi = 0^\circ$  and south for  $\psi = 180^\circ$ ) and the horizon ( $\psi = 90^\circ$ ). The full lines are for  $z_{\odot}^t = 70^\circ, 50^\circ, 30^\circ$  and  $10^\circ$  respectively from top to bottom and are for average weather conditions at Calern. The dashed and dot-dashed lines are for  $z_{\odot}^t = 70^\circ$  and the same extreme weather conditions as in Fig. 4.

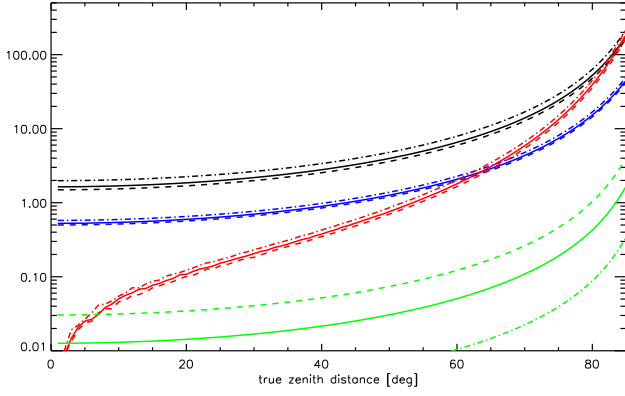


**Fig. 7.** Contraction of the horizontal radius ( $R_{\odot} - d(\pi/2)$ ) as a function of the true zenith distance  $z_{\odot}^t$ . The full line is for average weather conditions at Calern. The dashed and dot-dashed lines are for the same extreme weather conditions as in Fig. 4.

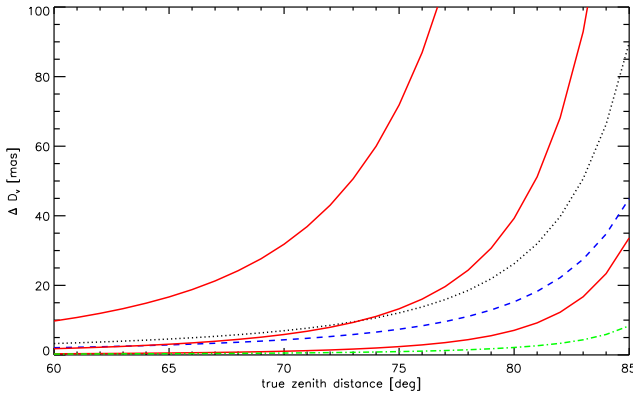
### 5.3. On the angular dependence of solar radius correction

For precise metrologic measurements of the Sun and in order to correct for other effects (optical aberrations, turbulence, etc..) that are dependent on the position on the image, one may want to correct not the mean radius but each individual radius measured at all angles  $\psi$ . This can be done by following the procedure given in Sect. 4.5. Figure 6 is obtained from Eq. (46) and illustrates the amplitude of the correction as a function of  $\psi$  for different values of  $z_{\odot}^t$ , the true zenith distance of the Sun centre. We see that the horizontal diameter ( $\psi = 90^\circ$ ) is affected by refraction (by about  $2 \times 0.23'' = 0.46''$  for the chosen weather conditions) in agreement with Eq. (34). The north and south vertical corrections ( $\psi = 0^\circ$  and  $180^\circ$  respectively) are also slightly different in agreement with Eqs. (31)-(32). Figure 7 shows that the contraction of the horizontal radius lies between 210 and 260 mas depending on the actual weather conditions and remains constant for all zenith distances below  $80^\circ$ . It then decreases rapidly towards zero at the horizon.





**Fig. 8.** Partial derivatives of the vertical diameter correction ( $\delta_v$ ) as a function of the true zenith distance. Partial derivatives in temperature, pressure, zenith distance and relative humidity are given in  $\text{mas K}^{-1}$ ,  $\text{mas hPa}^{-1}$ ,  $\text{mas arcmin}^{-1}$  and  $\text{mas}/\%$  from top to bottom (at  $40^\circ$ ) respectively. The full, dashed and dot-dashed lines are for the same weather conditions as on Fig. 4.



**Fig. 9.** Uncertainties on the vertical diameter correction assuming  $\Delta T = 0.5$  K (dotted line),  $\Delta P = 1$  hPa (dashed line),  $\Delta f_h = 5\%$  and  $\Delta z_\odot^t = 5.4'$ ,  $1.0'$  or  $0.2'$  (full lines from top to bottom). The total error is obtained by summing the four contributions.

#### 5.4. On uncertainties associated to radius corrections

We have shown that, apart from weather conditions at observer's position, differences in atmospheric models and especially different tropospheric lapse rate will not play any significant role at least up to  $85^\circ$  of zenith distance. The four main contributions are therefore uncertainties in temperature, pressure, humidity and, for large zenith distance, uncertainties on the true zenith distance itself.

$$\Delta d(\psi) = \sum_{i=1}^4 \left| \frac{\partial d(\psi)}{\partial X_i} \right| \Delta X_i \quad X = \{T, P, f_h, z_\odot^t\} \quad (54)$$

It should be noted that we assume here observations made using filters with a narrow bandwidth around  $\lambda$ . For broadband filters, an additional term  $\partial d(\psi)/\partial \lambda$  should be added by differentiating Eq. (53). The largest uncertainty will be obtained for the vertical diameter ( $D_v = d(0) + d(\pi)$ ) which is the most affected by refraction. Figure 8 shows the four partial derivatives contributing to  $\Delta D_v$  between the two extreme weather conditions chosen above for Calern (see Sect. 5.2). The partial derivatives shown

have been obtained by numerically differentiating Eq. (46) but we have also checked that the analytical expressions that can be derived from the approximate elliptical shape Eq. (42) are actually valid up to  $80^\circ$  of zenith distance. Closer to the horizon the partial derivative over the zenith distance becomes significantly overestimated (c.f. Fig. 10). From Eq. (42) and taking  $k' \approx k$ , we obtain:

$$\begin{cases} \left| \frac{\partial d(\psi)}{\partial X_i} \right| = \left| \frac{\partial k}{\partial X_i} \right| (1 + \cos^2(\psi) \tan^2(z_\odot^t)) R_\odot & i = 1..3 \\ \left| \frac{\partial d(\psi)}{\partial z_\odot^t} \right| = 2k \cos^2(\psi) \sec^2(z_\odot^t) \tan(z_\odot^t) R_\odot \end{cases} \quad (55)$$

and from Eqs. (8), (9), (11), (36), (52), we obtain:

$$\begin{cases} \frac{\partial k}{\partial T} = -C_1 \frac{P}{T^2} (n_0(\lambda) - 1) + C_3 T^{\delta-1} f_h \left( C_2 - \frac{\delta-1}{T} \right) \\ \frac{\partial k}{\partial P} = C_1 (T^{-1} - C_2) (n_0(\lambda) - 1) \\ \frac{\partial k}{\partial f_h} = -C_3 (T^{-1} - C_2) T^\delta \end{cases} \quad (56)$$

where:

$$C_1 = T_0/P_0, \quad C_2^{-1} = C_1 r_c \rho_0 g_0, \quad C_3 = 4.13 \cdot 10^{-8} T_0 (247.1)^{-\delta} \quad (57)$$

For temperature, pressure and humidity, we assume uncertainties of  $\Delta T = 0.5$  K,  $\Delta P = 1$  hPa and  $\Delta f_h = 5\%$  which are typical for a standard weather station. The precision on the true zenith distance relies on ephemeris calculations and a correct timing. At any given time ephemeris can give not only  $z_\odot^t$  but also the instantaneous rate  $dz_\odot^t/dt$  and, from the knowledge of the image exposure time  $\Delta t$ , one can deduce an uncertainty on  $z_\odot^t$  by:

$$\Delta z_\odot^t = \left| \frac{dz_\odot^t}{dt} \right| \Delta t \quad (58)$$

The maximum rate is about  $650'' \text{ min}^{-1}$  at summer solstice. Image exposures of 1 s, 5.5 s or 30 s would then correspond to a maximum uncertainty  $\Delta z_\odot^t$  of  $0.18'$ ,  $1'$  or  $5.4'$  respectively. Figure 9 shows the contribution of these uncertainties to the total uncertainty on vertical diameter correction for large zenith distances. We can see for instance that for  $1'$  precision on the zenith distance (or 5.5 s exposure), the uncertainty coming from zenith distance can become, above  $70^\circ$ , of the same importance as the combined uncertainties coming from temperature and pressure records. The total relative error on the vertical diameter correction ( $\Delta D_v / (2R_\odot - D_v)$ ) remains however below 1% up to  $z_\odot^t = 85^\circ$ .

## 6. Conclusions

We have obtained in Sec. 4.5, the exact formulae that can be used to correct solar radius measurements at any heliographic angle and any zenith distance from the effect of astronomical refraction. Using full integration of the refraction integral, we have shown that this correction can be applied for any true zenith distance up to  $85^\circ$  with a relative uncertainty on the correction that remains less than 1%. Absolute uncertainties on these corrections are also derived that allows us to fix the maximum zenith distance one should observe depending on the needed metrologic accuracy. Figure 10 shows the maximum total absolute

uncertainty obtained on the solar radius assuming that the vertical radii have been observed at different zenith distances. We use  $\lambda = 535.7$  nm and two exposure times used by the PICARD-SOL project at this wavelength. Because we took the maximum value for  $dz_{\odot}^t/dt$ , this curves represent only upper limits, the actual value of  $dz_{\odot}^t/dt$  should be use for each measurement. From this, one can deduce that observing below  $70^\circ$ ,  $75^\circ$  or  $80^\circ$  of zenith distances will keep the absolute uncertainties on refraction corrections below 10, 20 and 50 mas respectively. The comparison between numerical derivatives (full lines) and the use of approximate formulae Eqs. (54)-(58) (dashed lines) shows that, even if the approximate formulae should not be used above  $70^\circ$  for correcting the measurements (c.f. Fig. 5), they can be used at least up to  $z_{\odot}^t = 80^\circ$  for estimating the uncertainties.

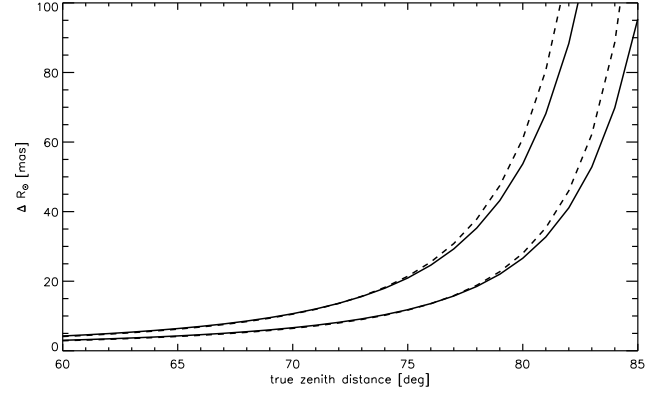
In summary, the process that we suggest to correct ground based radii measurements from refraction for true zenith distances up to  $80^\circ$  is as follow. Inputs are: the measurements  $d(\phi)$  and eventually their associated errors  $\delta d(\phi)$  where  $\phi$  is an arbitrary angle defined on the solar image; the time of image record and the exposure time  $\Delta t$ ; weather records ( $P$ ,  $T$ ,  $f_h$ ) and their associated uncertainties ( $\Delta T$ ,  $\Delta P$  and  $\Delta f_h$ ); the wavelength ( $\lambda$ ) and observer's geodetic coordinates ( $\varphi$ ,  $h$ ). One can then successively:

- find the direction of the zenith on the image and associate each angle  $\phi$  to its corresponding angle  $\psi$  (c.f. Fig. 1). Depending on the instrumental setup, this may require the computation of the parallactic angle from ephemeris,
- determine  $z_{\odot}^t$  and  $dz_{\odot}^t/dt$  from ephemeris at the time of image record,
- calculate  $R_{\odot}$  using Eqs. (51) and full numerical integration for the refraction function  $R(z, \lambda, P, T, f_h, h, \varphi)$ ,
- estimate  $\Delta d(\psi)$  from Eqs. (54)-(58) and the knowledge of  $\Delta T$ ,  $\Delta P$ ,  $\Delta f_h$ ,  $\Delta t$  and  $dz_{\odot}^t/dt$ ,
- estimate  $\Delta R_{\odot}$  from:

$$\Delta R_{\odot} = R_{\odot} \frac{\Delta d(\psi) + \delta d(\psi)}{d(\psi)}. \quad (59)$$

For zenith distances lower than  $70^\circ$  full numerical integration can be replaced by Eq. (6) in order to evaluate the refraction function (c.f. Fig. 2). In both cases Ciddor (1996) equations should be used for computing air refractivity at observer position. The corresponding codes are available from the authors upon request.

It is important to keep in mind that, at all zenith distances, other phenomena such as extinction or optical turbulence must be taken into account for ground based solar metrology. We know that they will dominate refraction effects at low zenith distances. Close to the horizon extinction is proportional to refraction (Laplace's extinction theorem) and effects of optical turbulence (e.g. Ikhlef et al. 2012 and reference therein) will become increasingly important knowing that the Fried parameter varies as  $\sec(z)^{-0.6}$ . It is interesting however to know that for any zenith distance up to  $80^\circ$  refraction can be reliably corrected and uncertainties on this correction estimated. After these correction are applied, all other phenomena impacting metrologic measurements can therefore be investigated without fearing contamination by astronomical refraction even at high zenith distances. The mean radius correction presented here (c.f. Fig. 4) as well as mean turbulence corrections have been applied to correct the first PICARD-SOL measurements (Meftah et al. 2013). The corrections that can be applied individually for each heliographic



**Fig. 10.** Maximum absolute uncertainties on radius estimates using measurements in the vertical direction corrected from refraction. This curves are obtained for  $\lambda = 535.7$  nm,  $T = (15 \pm 0.5)^\circ\text{C}$ ,  $P = (875 \pm 1)$  hPa,  $f_h = 50\% \pm 5\%$  and  $dz_{\odot}^t/dt = 650'' \text{ min}^{-1}$ . The top and bottom lines are for 8.9 s and 1.3 s of exposure time respectively. Full lines give the results from full numerical derivatives calculations while dashed lines are obtained using approximate formulae Eqs. (54)-(58).

angles should be used in future work in order to disentangle the different effects.

Finally we note that we have considered only the radial symmetric-component of refraction also called pure or normal refraction. There also exists an asymmetric component known as anomalous refraction (e.g. Teleki 1979) resulting from the tilted atmospheric layers. Anomalous refraction may depend not only on zenith distance but also on azimuth and it can lead to seasonal or high frequency effects (see e.g. Hirt (2006) and references therein). The amplitude of such effect has however been found to be lower than  $0.2''$  for local effects and one order of magnitude less for regional effects that may originate higher in the atmosphere (e.g. Hu 1991). Moreover it has been shown that anomalous refraction is spatially coherent at scales of at least  $2^\circ$  (Pier et al. 2003) and it has been established from dedicated observations that its main source is confined in the layer immediately above ground level (less than 60 m, see Taylor et al. (2013)). It is therefore difficult to believe that differential effects of anomalous refraction and especially the one that may be triggered in the Upper Troposphere - Lower Stratosphere (UTLS) interface (c.f. Badache-Damiani et al. 2007) could lead to significant bias on solar astrometric measurements relying on direct solar disk imaging.

*Acknowledgements.* The authors acknowledge financial support from CNES in the framework of PICARD-SOL project. We thank P. Exertier and J. Paris for useful discussions on the precise geodetic coordinates of Calern station, S. Y. van der Werf (Univ. of Groningen) for providing is ray tracing code also used to check our results and K. Reardon (INAF) for making available his IDL codes for computing refractivity from Ciddor (1996) equations.

## References

- Auer L., & Sandish, E. M. 2000, ApJ, 119, 2472
- Badache-Damiani, C., Rozelot, J. P., Coughlin, K., & Kilifarska, N. 2007, MNRAS, 380, 609
- Baldini, A. A. 1963, GIMRADA Research Note, 8
- Ball, R. S. 1908, A treatise on spherical astronomy, Cambridge University Press
- Barrel, H. & Sears, J. E. 1939, Phil. Trans. R. Soc., A238
- Annuaire du Bureau Des Longitudes, 1975
- Cassini, G. D. 1662, in Ephemerides Novissimae Motuum Coelestium Marchionis C. Malvasiae (Modena: A. Cassini)

- Chollet F. 1981, PhD thesis, Université Pierre et Marie Curie (Paris VI)
- Ciddor, P. E. 1996, Appl. Opt., 35, 1566
- Damé, L., Hersé, M., Thuillier, G., et al. 1999, Adv. in Space Res., 23, 205
- Débarbat, S. & Guinot, B., 1970, La Méthode des Hauteurs Egales en Astronomie, Gordon & Breach Science Publishers
- Danjon, A. 1980, Astronomie Générale (Seconde édition), ed. Albert Blanchard, Librairie Scientifique et Technique, Paris.
- Fletcher, A. 1931, MNRAS, 91, 559
- Hirt, C. 2006, A&A, 459, 283
- Hohenkerk, C. Y., & Sinclair, A. T. 1985, HM Naut. Alm. Off. Tech. Note No. 63
- Hu, N. 1991, Ap&SS, 177, 235
- IAG (International Association of Geodesy), 1999, Resolutions, 22nd General Assembly (see <http://www.gfu.ku.dk/~iag/resolutions>), 19-30 July 1999, Birmingham, U.K.
- Ikhlef, R., Corbard, T., Irbah, A., et al. 2012, EAS Publications Series, 55, 369
- IUGG (International Union of Geodesy and Geophysics), 1963, Resolutions, 13th General Assembly, 19-31 August 1963, Berkeley, California, USA. Bulletin Géodésique, 70, 390
- Kuhn, J. R., Bush, R., Emilio, M., & Scholl, I. F. 2012, Science, 1638
- Laclare, F., Delmas, C., Coin, J. P., & Irbah, A. 1996, Sol. Phys, 166, 211
- Meftah, M., Corbard, T., Irbah, A., et al. 2013, JPCS, accepted
- Mignard, F. 2010, Technical Note, OCA-TN-FM-Corsica, Univ. Nice Sophia-Antipolis, CNRS, OCA
- Morand, F., Delmas, Ch., Corbard, T., Chauvineau, B., Irbah, A., Fodil, M. & Laclare, F., 2011, Comptes Rendus Physique, vol. 11, 660-673
- Nicolas, J., Nocquet, J.-M., Van Camp, M., et al. 2006, Geophys. J. Int., 167, 1127
- Peck, E. R., & Reeder, K. 1972, J. Opt. Soc. Am., 62, 958
- Pier, J. R., Munn, J.A., Hindsley, R. B., et al. 2003, AJ, 125, 1559
- Princo Instruments inc., Instruction booklet for use with PRINCO Fortin type mercurial Barometers, <http://www.princoinstruments.com/booklet2007.pdf>
- Seidelmann, P. K., ed. 1992, Explanatory Supplement to the Astronomical Almanac (Mill Valley, CA; Univ. Sci. Books)
- Sinclair, A. T., 1982, NAO Technical Note no. 59, Royal Greenwich Observatory
- Smart, W. M., 1965, Text-Book on Spherical Astronomy (Fifth Edition), Cambridge University Press
- Taylor, M. S., McGraw, J. T., Zimmer, P. C., & Pier, J. R. 2013, AJ, 145, 82
- Teleki, G. 1979, In IAU Symposium Refraction Influences in Astrometry and Geodesy, ed. E. Tengström & G. Teleki, 103
- U.S. Standard Atmosphere, 1976, U.S. Government Printing Office, Washington, D.C., 1976
- van der Werf, S. Y. 2003, Applied Optics, 42, 354
- van der Werf, S. Y. 2008, Applied Optics, 47, 153
- Wittmann, A. D. 1997, AN, 318, 305
- Woolard, E. W., & Clemence, G. M. 1966, Spherical Astronomy, New York and London Academic Press
- Young, A. T. 2004, AJ, 127, 3622

## Appendix A: Note on the radius of curvature at Calern observatory

According to the WGS84 reference ellipsoid, the Earth's equatorial and polar radii are given respectively by  $a = 6378.137$  km and  $b = 6356.752$  km. The curvature in the (north-south) meridian and at the geodetic latitude of Calern solar astrometric instruments  $\varphi = 43^\circ 45' 7''$  is then given by:

$$r_c^0 = \frac{(ab)^2}{(a^2 \cos^2(\varphi) + b^2 \sin^2(\varphi))^{3/2}} = 6365.985 \text{ km} \quad (\text{A.1})$$

One could also consider the mean radius of curvature calculated for Calern. From the curvature in the prime vertical (normal to the meridian):

$$r_c^{90} = \frac{a^2}{\sqrt{a^2 \cos^2(\varphi) + b^2 \sin^2(\varphi)}} = 6388.371 \text{ km} \quad (\text{A.2})$$

we can deduce the radius of curvature for any azimuth angle  $A$  by:

$$r_c^A = \frac{1}{\frac{\cos^2(A)}{r_c^0} + \frac{\sin^2(A)}{r_c^{90}}} \quad (\text{A.3})$$

from which we can deduce the mean radius of curvature averaging over all directions, by:

$$\langle r_c \rangle = \sqrt{r_c^0 r_c^{90}} = \frac{a^2 b}{a^2 \cos^2(\varphi) + b^2 \sin^2(\varphi)} = 6377.168 \text{ km} \quad (\text{A.4})$$

If, instead of the radius of curvature, one considers the distance from geocenter, we have:

$$R = \sqrt{\frac{a^4 \cos^2(\varphi) + b^4 \sin^2(\varphi)}{a^2 \cos^2(\varphi) + b^2 \sin^2(\varphi)}} = 6367.955 \text{ km} \quad (\text{A.5})$$

One should add to these values the elevation of the observer above the reference ellipsoid ( $h = 1.323$  km for Calern observatory). If we consider that, on average, we observe the sun closer to the north-south direction than east-west direction we can take:

$$r_c = r_c^0 + h = 6367.308 \text{ km} \quad (\text{A.6})$$

which is very close to the value used by Chollet (1981).

Finally we note that, for ephemeris calculations, the geodetic latitude should be corrected for the local gravimetric deflection. For Calern solar astrometric instruments this lead to an astronomic latitude  $\varphi_{\text{ast}} = 43^\circ 44' 53''$  which is also compatible within  $1''$  with the direct measurements made using a full entry pupil astrolabe on the same site. Similarly, we note that taking into account the local undulation with respect to the reference ellipsoid leads to a height above sea level of  $h_{\text{sl}} = 1.271$  km for Calern solar astrometric station.

## Appendix B: Note on the corrections applied to mercurial barometer reading

The two corrections (for gravity and barometer temperature) can be written as multiplicative factors (e.g. Princo 2007):

$$P = H \left( \frac{1 + L \theta}{1 + M \theta} \right) \frac{g}{g_0} \quad (\text{B.1})$$

where  $P$  is the corrected atmospheric pressure,  $H$  is the barometer reading,  $M = 1.818 \cdot 10^{-4} \text{ K}^{-1}$  is the coefficient of volume thermal expansion of mercury, and  $L = 1.84 \cdot 10^{-5} \text{ K}^{-1}$  is the coefficient of linear thermal expansion of brass. According to the 1967 reference system formula (Helmert's equation), we have:

$$g = g_{45} \left( 1 - a \cos(2\varphi) - b \cos^2(2\varphi) \right) \quad (\text{B.2})$$

where  $g_{45} = 9.8061999 \text{ ms}^{-2}$  is the gravity acceleration at mid latitude,  $a = 2.64 \cdot 10^{-3}$  and  $b = 1.96 \cdot 10^{-6}$ . This can be corrected from the so-called Free Air Correction (FAC) which accounts for the fact that gravity decreases with height above sea level ( $C_{\text{FAC}} = -3.086 \cdot 10^{-6} \text{ s}^{-2}$ ), itself corrected in order to take into account the increasing gravity due to the extra mass assumed for a flat terrain (Bouger correction,  $C_{\text{B}} = 4.2 \cdot 10^{-10} \text{ m}^3 \text{ s}^{-2} \text{ kg}^{-1}$ ). For a mean rock density of  $\rho_r = 2.67 \cdot 10^3 \text{ kg m}^{-3}$  this leads to:

$$C_g = (C_{\text{FAC}} + \rho_r C_{\text{B}}) = -1.96 \cdot 10^{-6} \text{ s}^{-2} \quad (\text{B.3})$$

Close to  $45^\circ$  of latitude, the second term of Eq. (B.2) can be neglected and, if we note  $\epsilon = 1 - g_{45}/g_0 = 4.6 \cdot 10^{-5}$ , Eq. (B.1) can be approximated by:

$$P = H (1 - \epsilon) \left( 1 - (M-L) \theta \right) \left\{ 1 - a \cos(2\varphi) + \frac{C_g}{g_{45}} h \right\} \quad (\text{B.4})$$

Neglecting second order terms leads to Eq. (14).

We note that absolute gravity measurements have now been made at Calern geodetic observatory leading to  $g = (980215549.2 \pm 12.6) 10^{-8} \text{ m s}^{-2}$  (Nicolas et al. 2006). This shows that the relative error on the correction  $g/g_0$  discussed above and previously used for refraction calculations was less than  $5 \cdot 10^{-5}$ . One could however now directly use Eq. (B.1) with the measured value of local gravity.

# Annexe C

## Influence de la turbulence sur le rayon solaire (simulations)

L'objectif de l'annexe C est de présenter les concepts d'optique physique utiles pour comprendre la formation des images solaires avec des instruments optiques tels que ceux utilisés dans le cadre de la mission PICARD. Tous les télescopes sont concernés par la diffraction (éparpillement de la lumière par les bords d'un obstacle), du fait de leurs dimensions finies, et notamment de la présence de pupilles. La diffraction de Fraunhofer ou diffraction à l'infini (nombre de Fresnel inférieur à 1) est un cas particulier très important où l'onde incidente sur la pupille et l'onde incidente sur le plan d'observation peuvent être considérées comme planes. Dans ce cas de figure, l'approche mathématique est simplifiée (diffraction d'une onde plane par une ouverture de diamètre grand devant la longueur d'onde). Dans l'approximation de Fraunhofer, la source est ponctuelle et la figure de diffraction observée représente la réponse impulsionnelle du dispositif ou fonction d'étalement du point (point spread function ou PSF en anglais). L'image d'une source ponctuelle (une étoile par exemple) formée par un télescope en absence d'atmosphère n'est pas un point, mais, du fait de la diffraction, une tache dont la taille dépend du diamètre du télescope ( $D$ ) et de la longueur d'onde ( $\lambda$ ) à laquelle est réalisée l'observation. La résolution de l'image est caractérisée par la tache d'Airy ( $R_s \simeq \lambda/D$ ).

Les télescopes installés au sol tels que SODISM II souffrent des effets de la turbulence atmosphérique. Les rayons lumineux provenant de la source astronomique vont être déviés et tordus par les différentes couches d'air en mouvement au dessus du télescope. L'image d'une étoile par exemple ne sera plus une tache de la taille de l'élément de résolution, mais bien plus étendue. Cette extension de la taille de l'image d'une étoile est connue comme le seeing. Dans le cas d'observations réalisées depuis le sol, la turbulence atmosphérique dégrade la résolution spatiale des observations. Au travers de l'atmosphère, l'image de la source ponctuelle se compose de nombreuses taches, appelées tavelures (speckles), de dimension  $R_s$ . Les nombreuses taches sont contenues dans un disque de dimension  $\lambda/r_0$ , où  $r_0$  représente le paramètre de Fried.

## C.1 Relation objet-image

Considérons un objet  $\hat{i}$  caractérisé par sa répartition lumineuse  $\hat{i}(x,y)$  dans un plan, l'image observée  $\hat{o}$  de  $\hat{i}$  à travers un système optique  $\hat{\varphi}$  possède une répartition lumineuse  $\hat{o}(x,y)$ . Lorsque le système optique est linéaire, continu et invariant par translation, l'image formée ( $\hat{o}$ ) est donc le résultat de la convolution à deux dimensions de la lumière entrant dans le télescope (l'objet,  $\hat{i}$ ) par la réponse du système optique ( $\hat{\varphi}(x,y)$ ). Nous avons :

$$\hat{o}(x,y) = \hat{i}(x,y) \otimes \hat{\varphi}(x,y) + \eta(x,y) \quad (\text{C-1})$$

où  $\eta(x,y)$  représente un bruit quelconque qui est considéré comme nul dans nos analyses.

La relation de convolution dans l'espace temporel se transforme en multiplication dans l'espace fréquentiel. Dans l'espace de Fourier, nous obtenons :

$$\mathcal{F}[\hat{o}(x,y)] = \hat{O}(u,v) = \hat{I}(u,v) \times \hat{\Phi}(u,v) \quad (\text{C-2})$$

où  $\hat{\Phi}(u,v)$  représente la fonction de transfert optique (optical transfer function ou OTF en anglais) du système. Une fonction de transfert permet de représenter un système linéaire invariant via sa relation entrée-sortie. La fonction de transfert optique (FTO) d'un système optique est une fonction complexe qui relie la luminance de l'espace objet à l'éclairement de l'espace image. Elle permet de modéliser l'influence du système optique sur la distribution de l'énergie lumineuse dans l'espace image. La FTO est obtenue à partir de la transformation de Fourier à deux dimensions de la PSF du système optique. La fonction de transfert de modulation (FTM) permet de caractériser la capacité du système optique à restituer du contraste en fonction de la finesse des détails de l'objet (fréquences spatiales de l'objet). Elle est définie par le module de la FTO.

La courbe d'assombrissement centre bord du Soleil et la PSF du système instrument + atmosphère sont associées à des fonctions qui dépendent du rayon ( $r$ ). Dans le cas de fonctions à symétries circulaires, nous utilisons la transformation de Hankel ( $\mathcal{H}$ ) qui représente une variante de la transformation de Fourier ( $\mathcal{F}$ ) telle que :

$$\mathcal{H}[o(r)] = O(q) = I(q) \times \Phi(q) \quad (\text{C-3})$$

où  $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ ,  $q$  représente une fréquence spatiale avec  $q = \sqrt{u^2 + v^2}$ ,  $O(q)$  représente la transformation de Hankel de la courbe d'assombrissement centre bord du Soleil observée par le système instrument + atmosphère ( $o(r)$ ),  $I(q)$  représente la transformation de Hankel de la courbe d'assombrissement centre bord du Soleil ( $i(r)$ ), et  $\Phi(q)$  représente la transformation de Hankel du système instrument + atmosphère ( $\varphi(r)$ ). Pour une position angulaire ( $\alpha$ ) du Soleil et à partir de l'équation C-3, nous obtenons la courbe d'assombrissement centre-bord observée :  $o(\alpha) = \mathcal{H}^{-1} [I(q) \times \Phi(q)]$ .



## C.2 Fonction de transfert instrument + atmosphère ( $\Phi(q)$ )

La fonction de transfert instrument + atmosphère ( $\Phi(q)$ ) dépend de la FTO d'un instrument optique hors atmosphère ( $\Phi_0(q)$ ) et de la fonction de transfert atmosphérique dans le cas d'une exposition longue ( $\Phi_{LE}(q)$ ) [Fried, 1966]. Nous avons ainsi :

$$\Phi(q) = \Phi_0(q) \times \Phi_{LE}(q) \quad (\text{C-4})$$

où  $\Phi_{LE}(q)$  dépend de la fonction de cohérence du champ d'onde complexe qui est associée à différents modèles de turbulence.

### C.2.1 PSF et FTO d'un instrument optique hors atmosphère

Pour un télescope, on s'intéresse à la fonction d'étalement du point (PSF) d'un système à pupille circulaire. On cherche à déterminer la fonction de transfert optique du système. On détermine aussi la fonction de transfert de modulation qui permet d'évaluer la qualité du système optique, et où les effets de phase sont négligés.

Tous les télescopes sont concernés par la diffraction comme énoncé précédemment. Lorsqu'un objet est placé sur l'axe optique d'une pupille, on peut évidemment utiliser l'approximation de Fraunhofer pour déterminer la figure de diffraction optique. On peut alors calculer la transformation de Fourier de la fonction caractéristique de la pupille qui transmet la lumière. Lorsque  $f(x, y)$  est la fonction de transfert de la pupille, l'intensité peut être exprimée de la manière suivante :

$$\varphi(X, Y) = \frac{1}{\lambda^2 R_p} \left[ \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} f(x, y) e^{-2i\pi \left( \frac{xX}{\lambda R_p} + \frac{yY}{\lambda R_p} \right)} dx dy \right]^2 \quad (\text{C-5})$$

où  $\varphi(X, Y)$  représente la fonction d'étalement du point,  $\lambda$  représente la longueur d'onde,  $R_p$  est la distance de la pupille au plan image sur l'axe focal,  $X$  et  $Y$  les distances à l'axe focal dans le plan image, et  $x$  et  $y$  les coordonnées de la fonction pupille.

### Pupille circulaire sans obstruction centrale

Pour un système optique avec une pupille circulaire de diamètre  $D = 2a$ , l'intégrale de Fourier à calculer est du type :

$$F(K_x, K_y) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} f(x, y) e^{i(k_x x + k_y y)} dx dy \quad (\text{C-6})$$

$$\text{avec } k_x = -\frac{2\pi}{\lambda} \frac{x}{r} \text{ et } k_y = -\frac{2\pi}{\lambda} \frac{y}{r}$$

Pour une pupille circulaire idéale de rayon  $a$  dans le plan  $xy$ , nous définissons la fonction suivante (fonction porte  $\Pi$ ) :

$$f(x,y) = \Pi(r) = \begin{cases} 1 & \text{si } r = \sqrt{x^2 + y^2} \leq a \\ 0 & \text{si } r = \sqrt{x^2 + y^2} > a \end{cases} \quad (\text{C-7})$$

En passant par des coordonnées polaires au niveau de l'équation C-6, nous obtenons :

$$F(k_\alpha, \alpha) = \int_0^\alpha \left[ \int_0^{2\pi} e^{ik_\alpha r \cos(\theta)} d\theta \right] r dr \quad (\text{C-8})$$

avec  $k_x = k_\alpha \cos(\alpha)$ ,  $k_y = k_\alpha \sin(\alpha)$ ,  $x = r \cos(\theta)$ ,  $y = r \sin(\theta)$  et  $dx dy = r dr d\theta$

En utilisant les intégrales de Bessel (équation C-47), l'équation C-8 est simplifiée pour obtenir :

$$F(k_\alpha) = \int_0^\alpha 2\pi J_0(k_\alpha r) r dr \quad (\text{C-9})$$

En faisant un changement de variables ( $w = k_\alpha r$  et  $dw = k_\alpha dr$ ) et en utilisant la relation de l'équation C-48, nous obtenons :

$$F(k_\alpha) = \frac{2\pi}{k_\alpha^2} \int_0^{k_\alpha a} w J_0(w) dw = 2\pi a^2 \left( \frac{J_1(k_\alpha a)}{k_\alpha a} \right) \quad (\text{C-10})$$

L'intensité diffractée par la pupille circulaire de rayon  $a = \frac{D}{2}$  dans une direction angulaire  $\alpha$  est donnée par l'équation C-11.

$$\frac{\varphi(\alpha)}{\varphi(0)} = \left[ \frac{F(k_\alpha)}{F(0)} \right]^2 = \left[ \frac{2\pi a^2 \left( \frac{J_1(k_\alpha a)}{k_\alpha a} \right)}{2\pi a^2 \lim_{k_\alpha \rightarrow 0} \left( \frac{J_1(k_\alpha a)}{k_\alpha a} \right)} \right]^2 \quad (\text{C-11})$$

En utilisant la propriété de l'équation C-49, nous obtenons la relation suivante :

$$\frac{\varphi(\alpha)}{\varphi(0)} = \left[ \frac{2\Gamma(2)J_1(k_\alpha a)}{k_\alpha a} \right]^2 = \left[ \frac{2J_1\left(\frac{\pi D\alpha}{\lambda}\right)}{\frac{\pi D\alpha}{\lambda}} \right]^2 \quad (\text{C-12})$$

$$\text{Avec : } \varphi(\alpha) = \left[ 2\pi a^2 \frac{J_1(k_\alpha a)}{k_\alpha a} \right]^2 = \left[ \frac{\lambda D J_1\left(\frac{\pi D\alpha}{\lambda}\right)}{2\alpha} \right]^2$$

En utilisant la transformation de Hankel, nous retrouvons assez rapidement les mêmes résultats que ceux de l'équation C-12. Pour une pupille circulaire de diamètre  $D$ ,  $A(\alpha) = \Pi\left(\frac{\alpha}{D}\right)$ , et en utilisant l'équation C-51, nous obtenons :

$$\varphi(\alpha) = \left[ \mathcal{H} \left\{ \Pi \left( \frac{\alpha}{D} \right) \right\}_{q=\alpha/\lambda} \right]^2 = \left[ \frac{\lambda D J_1\left(\frac{\pi D\alpha}{\lambda}\right)}{2\alpha} \right]^2 \quad (\text{C-13})$$

En appliquant une mise à l'échelle des propriétés (équation C-52) de la paire de la transformation de Hankel (équation C-53), nous obtenons la fonction de transfert de modulation pour une pupille circulaire :

$$\Phi_0(q) = \frac{2}{\pi} \left[ \arccos \left( \frac{q}{q_c} \right) - \frac{q}{q_c} \sqrt{1 - \left( \frac{q}{q_c} \right)^2} \right] \Pi \left( \frac{q}{2q_c} \right) \quad (\text{C-14})$$

$$q_c = \frac{D}{\lambda}$$

où  $q_c$  représente la fréquence de coupure spatio-angulaire.

### Pupille annulaire (obstruction centrale)

Avec une pupille annulaire de diamètre  $D$  et une obstruction centrale de diamètre  $d$ , nous pouvons déterminer la PSF d'une pupille annulaire en utilisant la transformation de Hankel. La PSF est proportionnelle à la valeur absolue du carré de la transformation de Fourier 2D de l'ouverture du télescope prise à la fréquence spatio-angulaire.

$$\frac{\varphi(\alpha)}{\varphi(0)} = \frac{1}{(1 - \epsilon^2)^2} \left( \frac{2J_1(\bar{\alpha})}{\bar{\alpha}} - \frac{2J_1(\epsilon\bar{\alpha})}{\epsilon\bar{\alpha}} \right)^2 \quad (\text{C-15})$$

avec  $\epsilon = \frac{d}{D}$  et  $\bar{\alpha} = \pi q_c \alpha$

La fonction de transfert de modulation pour une pupille circulaire avec obstruction centrale est donnée par [Perrier \(1989\)](#). Nous avons :

$$\Phi_0(q) = \frac{1}{1 - \epsilon^2} \left[ G \left( \frac{q}{q_c}, 1 \right) + \epsilon^2 G \left( \frac{q}{\epsilon q_c}, 1 \right) - 2G \left( \frac{q}{q_c}, \epsilon \right) \right] \quad (\text{C-16})$$

$$G(q, \epsilon) = \begin{cases} \epsilon^2 & 0 \leq q \leq \frac{1-\epsilon}{2} \\ H_1(q, \epsilon, 1) + H_1(q, \epsilon, \epsilon) + H_2(q, \epsilon) & \frac{1-\epsilon}{2} < q < \frac{1+\epsilon}{2} \\ 0 & \frac{1+\epsilon}{2} \leq q \leq 1 \end{cases}$$

$$H_1(q, \epsilon, v) = \frac{v^2}{\pi} \arccos \left( \frac{q}{v} \left( 1 + (2\delta_{v,1} - 1) \frac{1 - \epsilon^2}{4q^2} \right) \right)$$

$$H_2(q, \epsilon) = -q \frac{1 + \epsilon}{\pi} \sqrt{\left( 1 - \left( \frac{2q}{1 + \epsilon} \right)^2 \right) \left( 1 - \left( \frac{1 - \epsilon}{2q} \right)^2 \right)}$$

$$\delta \text{ est le le symbole de Kronecker : } \delta_{i,j} = \begin{cases} 1 & \text{si } i = j \\ 0 & \text{si } i \neq j \end{cases}$$

## Pupille circulaire en utilisant l'approximation d'une fonction gaussienne

Le pic principal de la PSF de la pupille circulaire peut être approximé par une fonction gaussienne. Nous pouvons écrire :

$$\frac{\varphi(\alpha)}{\varphi(0)} \simeq \exp \left[ -\frac{1}{2} \left( \frac{\alpha}{\sigma_0} \right)^2 \right] \quad (\text{C-17})$$

$$\sigma_0 = \frac{1}{\sqrt{2\pi I(0)}} = \frac{1}{\pi} \sqrt{\frac{2}{1-\epsilon^2}} \frac{\lambda}{D} \simeq \frac{0.45}{\sqrt{1-\epsilon^2} q_c^{-1}}$$

La paire de la transformation de Hankel (équation C-54) nous permet d'obtenir la fonction de transfert optique dans le cas d'une pupille circulaire approximée par une fonction gaussienne.

$$\Phi_0(q) \simeq \exp \left[ -\frac{4}{1-\epsilon^2} \left( \frac{q}{q_c} \right)^2 \right] \quad (\text{C-18})$$

L'impact sur la PSF d'un télescope peut être illustré en fonction des hypothèses utilisées (pupille circulaire, pupille annulaire, approximation gaussienne). Dans le cas d'une fonction gaussienne, l'approximation de la PSF du télescope n'est pas excellente.

### C.2.2 Fonctions de transfert de l'atmosphère et PSF

La fonction de transfert de l'atmosphère est donnée par la relation suivante :

$$\Phi_{LE}(q) = \exp \left[ -\frac{1}{2} D_\emptyset(\lambda q) \right] \quad (\text{C-19})$$

où  $D_\emptyset$  représente la fonction de structure.  $D_\emptyset$  est obtenue à partir de différents modèles de la turbulence atmosphérique.

### Modèle de turbulence de Kolmogorov

Un modèle standard de la turbulence atmosphérique utilisé pour les observations a été développé par Tatarski (1961) et par Fried (1965). Ce modèle est basé sur les travaux de Kolmogorov (1941). En utilisant la théorie de Kolmogorov, la fonction de structure est donnée par la relation suivante :

$$D_\emptyset(\alpha) = K \sec(z) \left( \frac{2\pi}{\lambda} \right)^2 \alpha^{\frac{5}{3}} \int_0^\infty C_n^2(h) dh \quad (\text{C-20})$$

$$K = \frac{2 \Gamma\left(\frac{1}{2}\right) \Gamma\left(\frac{1}{6}\right)}{5 \Gamma\left(\frac{2}{3}\right)} \simeq 2.91$$

où  $C_n^2(h)$  représente la constante de structure qui est intégrée sur l'ensemble de l'atmosphère, et  $z$  correspond à la distance zénithale du Soleil observé.

Un paramètre important a été introduit [Fried, 1966]. Il s'agit du paramètre de Fried ( $r_0$ ) qui caractérise le diamètre de la zone de cohérence du front d'onde. Il chiffre également la résolution de l'image par le diamètre du télescope équivalent hors atmosphère. Nous avons :

$$r_0 \equiv \left[ \frac{C}{K(2\pi)^2 \sec(z)} \frac{\lambda^2}{\int_0^\infty C_n^2(h) dh} \right]^{\frac{3}{5}} \simeq \left( 0.423 k^2 \sec(z) \int_0^\infty C_n^2(h) dh \right)^{-\frac{3}{5}} \quad (\text{C-21})$$

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} \text{ et } C \equiv 2 \left( \frac{24}{5} \Gamma\left(\frac{6}{5}\right) \right)^{\frac{5}{6}} \simeq 6.88$$

Nous obtenons finalement la fonction de structure (équation C-22) et la fonction de transfert atmosphérique dans le cas d'une exposition longue (équation C-23).

$$D_\emptyset(\alpha) = C \left( \frac{\alpha}{r_0} \right)^{\frac{5}{3}} \quad (\text{C-22})$$

$$\Phi_{LE}(q) = \exp \left[ -3.44 \left( \frac{\lambda q}{r_0} \right)^{\frac{5}{3}} \right] = \exp \left[ -3.44 \left( \frac{D}{r_0} \frac{q}{q_c} \right)^{\frac{5}{3}} \right] \quad (\text{C-23})$$

La densité spectrale de puissance de Kolmogorov nous permet d'observer le fait que la perturbation atmosphérique est dépendante du paramètre de Fried à la puissance  $-5/3$  et de la fréquence spatiale.

### Modèle de turbulence de Von Kármán

Pour palier aux insuffisances du modèle de Kolmogorov pour les fréquences spatiales nulles, d'autres modèles ont été développés tels que le modèle Von Kármán. Von Kármán a introduit un paramètre qui représente l'échelle externe de cohérence spatiale ( $\mathcal{L}$ ). Ce paramètre définit la taille maximale des perturbations du front d'onde qui restent cohérentes. Ce qui traduit l'évolution basse fréquence du front d'onde.

Dans le cas du modèle de Von Kármán, la fonction de structure de phase est donnée par l'équation C-24. Lorsque l'on considère la propagation d'une onde électro-magnétique dans un milieu turbulent vérifiant le modèle de Kolmogorov, la fonction de structure des fluctuations de phase du front d'onde mesurées au niveau du sol est donnée par l'équation C-25 ; elle est obtenue lorsque l'échelle externe ( $\mathcal{L}_0$ ) tend vers l'infini.

$$D_\emptyset(\alpha) \simeq 6.88 \left( \frac{\alpha}{r_0} \right)^{\frac{5}{3}} \left[ 1 - 1.485 \left( \frac{\alpha}{\mathcal{L}_0} \right)^{\frac{1}{3}} + 5.383 \left( \frac{\alpha}{\mathcal{L}_0} \right)^2 - 6.281 \left( \frac{\alpha}{\mathcal{L}_0} \right)^{\frac{7}{3}} \right] \quad (\text{C-24})$$

$$D_\emptyset(\alpha)_{\mathcal{L}_0 \rightarrow \infty} = 6.88 \left( \frac{\alpha}{r_0} \right)^{\frac{5}{3}} \quad (\text{C-25})$$

La fonction de transfert atmosphérique dans le cas du modèle de Von Kármán est donnée par l'équation C-26.

$$\Phi_{LE}(q) \simeq \exp \left[ -3.44 \left( \frac{\lambda q}{r_0} \right)^{\frac{5}{3}} \left[ 1 - 1.485 \left( \frac{\lambda q}{\mathcal{L}_0} \right)^{\frac{1}{3}} + 5.383 \left( \frac{\lambda q}{\mathcal{L}_0} \right)^2 - 6.281 \left( \frac{\lambda q}{\mathcal{L}_0} \right)^{\frac{7}{3}} \right] \right] \quad (\text{C-26})$$

### C.3 Fonction d'assombrissement centre bord et fonction $I(q)$

#### C.3.1 Modèle empirique de Hestroffer & Magnan (1998)

Le modèle de Hestroffer et Magnan (1998) est un modèle empirique simple qui utilise un seul paramètre ( $\alpha_H$ ). Ce modèle n'est pas valable au delà de 0.9 rayon solaire ( $R_\odot$ ).  $R_\odot$  est caractérisé par une valeur angulaire ( $\sim 960$  arcsec). La fonction d'assombrissement centre bord est donnée par l'équation C-27.

$$i(\alpha, \lambda) = \left[ 1 - \left( \frac{\alpha}{R_\odot} \right)^2 \right]^{\frac{\alpha_H(\lambda)}{2}} \Pi \left( \frac{\alpha}{2R_\odot} \right) \quad (\text{C-27})$$

$$0 \leq \alpha \leq 0.9R_\odot$$

$\alpha_H$  dépend de la longueur d'onde et suit la loi suivante :

$$\alpha_H(\lambda) \simeq \begin{cases} -0.023 + 0.292 \lambda^{-1} & \text{si } \lambda^{-1} \leq 2.4 \mu\text{m}^{-1} \quad (\lambda \text{ en } \mu\text{m}) \\ -0.507 + 0.441 \lambda^{-1} & \text{si } \lambda^{-1} \geq 2.8 \mu\text{m}^{-1} \quad (\lambda \text{ en } \mu\text{m}) \end{cases} \quad (\text{C-28})$$

La fonction de transfert de la courbe d'assombrissement centre bord vaut :

$$I(q) = 2\pi R_\odot^2 2^{\frac{\alpha_H(\lambda)}{2}} \Gamma \left( \frac{\alpha_H(\lambda)}{2} + 1 \right) \frac{J_{\frac{\alpha_H(\lambda)}{2}+1}(2\pi R_\odot q)}{(2\pi R_\odot q)^{\frac{\alpha_H(\lambda)}{2}+1}} \quad (\text{C-29})$$

Pour déterminer la valeur de  $I(q)$  lorsque  $q=0$ , le principe énoncé au niveau de l'équation C-49 est utilisé. Lorsque l'on trace  $\mathcal{H}^{-1}[I(q)]$ , le phénomène de Gibbs est clairement visible. Il s'agit d'un effet de bord qui se produit à proximité des discontinuités (notamment au delà de  $R_\odot$ ).

#### C.3.2 Modèle empirique de Neckel (2005)

Le modèle de Neckel (2005) est un modèle empirique qui utilise plusieurs paramètres. La courbe d'assombrissement centre bord du Soleil en fonction de la longueur d'onde s'exprime de la manière suivante :

$$i(\alpha, \lambda) = \sum_{n=0}^N a_n(\lambda) \left[ 1 - \left( \frac{\alpha}{R_\odot} \right)^2 \right]^{\frac{n}{2}} \Pi \left( \frac{\alpha}{2R_\odot} \right) \quad (\text{C-30})$$



Dans Neckel (2005),  $N$  est égal à 5. Il est alors nécessaire de définir les 6 coefficients  $a_0(\lambda)$  à  $a_5(\lambda)$ . Les équations C-31 et C-32 permettent de déterminer ces coefficients en fonction de  $\lambda$ .

$$a(\lambda) = A \begin{bmatrix} 1 \\ \lambda^{-1} \\ \lambda^{-5} \end{bmatrix} \quad (\lambda \text{ en } \mu\text{m}) \quad (\text{C-31})$$

$$A_{300.00-372.98 \text{ nm}} = \begin{bmatrix} 0.35601 & -0.085217 & 0 \\ 1.11529 & 0.085217 & -0.001871 \\ -0.67237 & 0 & 0.003589 \\ 0.18696 & 0 & -0.002415 \\ 0.00038 & 0 & 0.000897 \\ 0.01373 & 0 & -0.000200 \end{bmatrix} \quad (\text{C-32})$$

$$A_{385.00-422.57 \text{ nm}} = \begin{bmatrix} 0.09900 & 0.010643 & 0 \\ 1.96884 & -0.010643 & -0.009166 \\ -2.80511 & 0 & 0.024873 \\ 3.32780 & 0 & -0.029317 \\ -2.17878 & 0 & 0.018273 \\ 0.58825 & 0 & -0.004663 \end{bmatrix} \quad (\text{C-33})$$

$$A_{422.57-1100.0 \text{ nm}} = \begin{bmatrix} 0.75267 & -0.265577 & 0 \\ 0.93874 & 0.265577 & -0.004095 \\ -1.89287 & 0 & 0.012582 \\ 2.42234 & 0 & -0.017117 \\ -1.71150 & 0 & 0.011977 \\ 0.49062 & 0 & -0.003347 \end{bmatrix} \quad (\text{C-34})$$

La fonction de transfert de la courbe d'assombrissement centre bord du modèle de Neckel vaut :

$$I(q) = 2\pi R_{\odot}^2 \sum_{n=0}^N a_n(\lambda) 2^{\frac{n}{2}} \Gamma\left(\frac{n}{2} + 1\right) \frac{J_{\frac{n}{2}+1}(2\pi R_{\odot} q)}{(2\pi R_{\odot} q)^{\frac{n}{2}+1}} \quad (\text{C-35})$$

Le principe énoncé au niveau de l'équation C-49 est applicable pour déterminer  $I(0)$ .

## C.4 Profil solaire observé et position du point d'inflexion

### C.4.1 Profil solaire observé en fonction de $I(q)$ et de $\Phi(q)$

L'équation C-36 permet d'exprimer le profil solaire observé en fonction de  $I(q)$  et de  $\Phi(q)$ .

$$o(\alpha) = 2\pi \int_0^{q_c} I(q) \Phi(q) J_0(2\pi q \alpha) q \, dq = \mathcal{H}^{-1} [I(q) \times \Phi(q)] \quad (\text{C-36})$$

Ou encore :  $o(\alpha) = 2\pi \int_0^{q_c} I(q) \Phi_0(q) \Phi_{LE}(q) J_0(2\pi q\alpha) q \, dq = \mathcal{H}^{-1} [I(q) \times \Phi_0(q) \times \Phi_{LE}(q)]$ .

### C.4.2 Définition du rayon solaire – méthode du point d’inflexion

En mathématiques, et plus précisément en analyse et en géométrie différentielle, un point d’inflexion est un point où s’opère un changement de concavité d’une courbe. Dans notre cas, nous utilisons cette définition pour déterminer la position du point d’inflexion de la courbe d’assombrissement centre bord du Soleil. C’est la définition du rayon solaire photosphérique communément retenue et qui sert de repère géométrique pour délimiter la sphère solaire. Lorsque la dérivée seconde du profil solaire observé ( $o(\alpha)$ ) est égal à zéro (équation C-37), on peut déterminer la position du point d’inflexion qui va nous donner la valeur du rayon solaire mesurée ( $\bar{R}(\lambda, r_0, \mathcal{L}_0)$ ) au travers du système instrument + atmosphère.

$$\frac{\partial^2 o(\alpha)}{\partial^2 \alpha} = 4\pi^3 \int_0^{q_c} I(q) \Phi(q) [J_0(2\pi q\alpha) - J_2(2\pi q\alpha)] q^3 \, dq = 0 \quad (\text{C-37})$$

### C.4.3 Biais vis à vis de la détermination du rayon solaire

Le système instrument + atmosphère introduit un biais vis à vis de la détermination du rayon solaire. Il est donné par la différence entre le rayon réel du Soleil ( $R_\odot$ ) et le rayon moyen du Soleil observé au travers du système instrument + atmosphère (équation C-38 et équation C-39 pour un paramètre de Fried à une longueur d’onde donnée). Le rayon observé par un instrument est toujours plus petit que le rayon réel du Soleil.

$$\text{biais}(\lambda, r_0, \mathcal{L}_0) = R_\odot - \bar{R}(\lambda, r_0, \mathcal{L}_0) \quad (\text{C-38})$$

$$\text{biais}(\lambda, r_0(535.7), \mathcal{L}_0) = R_\odot - \bar{R}(\lambda, r_0(535.7) \left(\frac{\lambda}{535.7}\right)^{6/5}, \mathcal{L}_0) \quad (\text{C-39})$$

## C.5 Rappels mathématiques

### C.5.1 La fonction gamma ( $\Gamma$ )

La fonction gamma est une fonction complexe, utilisée dans un grand nombre d’applications. Pour tout nombre complexe  $s$  tel que la partie réelle est strictement positive, nous avons :

$$\Gamma(s) = \int_0^{+\infty} t^{s-1} e^{-t} \, dt. \quad (\text{C-40})$$

Cette intégrale impropre converge absolument sur le demi-plan complexe ( $\text{Re}(s) > 0$ ), et une intégration par parties montre que :

$$\Gamma(s + 1) = s \Gamma(s) \quad (\text{C-41})$$

$$\text{Ou encore : } \Gamma(1-s)\Gamma(s) = \frac{\pi}{\sin(\pi s)} \quad (\text{C-42})$$

### C.5.2 Les fonctions de Bessel ( $J_m$ )

#### - Cas général

Les fonctions de Bessel sont les solutions des équations différentielles définies pour  $\alpha$  appartenant à l'ensemble des nombres réels ( $\mathbb{R}$ ) par :

$$r^2 y'' + r y' + (r^2 - \alpha^2) y = 0 \quad (\text{C-43})$$

Pour  $\alpha$  appartenant à  $\mathbb{R}$ , la fonction de Bessel de première espèce  $J_\alpha(r)$  est définie par :

$$J_\alpha(r) = \sum_{p=0}^{\infty} \frac{(-1)^p}{p! \Gamma(p + \alpha + 1)} \left(\frac{r}{2}\right)^{2p+\alpha} \quad (\text{C-44})$$

Si  $\alpha$  n'appartient pas à l'ensemble des entiers relatifs ( $\mathbb{Z}$ ),  $J_\alpha$  et  $J_{-\alpha}$  forment une base de solutions de l'équation C-43. Si  $\alpha \in \mathbb{Z}$ ,  $J_{-\alpha} = (-1)^\alpha J_\alpha$  et il faut trouver d'autres solutions. La fonction de Bessel de seconde espèce  $Y_\alpha(r)$  est définie par :

$$Y_\alpha(r) = \lim_{\lambda \rightarrow \alpha} \frac{J_\lambda(r) \cos(\lambda\pi) - J_{-\lambda}(r)}{\sin(\lambda\pi)} \quad (\text{C-45})$$

Dès lors,  $J_\alpha$  et  $Y_\alpha$  forment une base de solutions pour l'équation C-43.

#### - Intégrales de Bessel

Pour les valeurs entières de  $\alpha = m$ , les fonctions de Bessel peuvent être représentées par des intégrales :

$$J_m(u) = \frac{i^{-m}}{2\pi} \int_0^{2\pi} e^{i(mv + u \cos(v))} dv \quad (\text{C-46})$$

A l'ordre 0, nous obtenons :

$$J_0(u) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} e^{iu \cos(v)} dv \quad (\text{C-47})$$

Ci-dessous un rappel de quelques propriétés des intégrales de Bessel que nous utilisons :

$$\int_0^u u' J_0(u') du' = u J_1(u) \quad (\text{C-48})$$

$$\lim_{\alpha \rightarrow 0} \left( \frac{J_m(\alpha)}{\alpha^m} \right) = \frac{1}{2^m \Gamma(m+1)} \quad (\text{C-49})$$

### C.5.3 La transformation de Fourier ( $\mathcal{F}$ )

La transformation de Fourier ( $\mathcal{F}$ ) est une opération qui transforme une fonction intégrable sur  $\mathbb{R}$  en une autre fonction, décrivant le spectre fréquentiel de cette dernière. La transformation de Fourier à deux dimensions d'une fonction ( $f(x, y)$ ) est donnée par :

$$\hat{F}(u, v) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} f(x, y) e^{-2i\pi(ux+vy)} dx dy \quad (\text{C-50})$$

### C.5.4 La transformation de Hankel ( $\mathcal{H}$ )

#### - Introduction

La transformation de Hankel ( $\mathcal{H}$ ) est une variante de la transformation de Fourier-Bessel. Cette transformation s'applique parfaitement aux fonctions à symétrie circulaire et à l'optique de Fourier. L'intensité diffractée à l'infini par une pupille est égale à la transformation de Hankel de son autocorrélation.

#### - Quelques propriétés concernant la transformation de Hankel

Si on note la fonction d'un disque de diamètre unitaire, la transformation de Hankel est :

$$\Pi(r) = \begin{cases} 1 & \text{si } r = \sqrt{x^2 + y^2} \leq \frac{1}{2} \\ 0 & \text{si } r = \sqrt{x^2 + y^2} > \frac{1}{2} \end{cases} \leftrightarrow \frac{J_1(\pi q)}{2q} \quad (\text{C-51})$$

La transformation de Hankel suit la propriété de mise à l'échelle.

$$f(ar) \leftrightarrow \frac{1}{a^2} F\left(\frac{q}{a}\right) \quad (\text{C-52})$$

Pour une symétrie radiale et dans le cas de fonctions réelles, l'auto corrélation à deux dimensions à l'auto convolution à deux dimensions ( $f \otimes \otimes f(r) = (f ** f)(r)$ ). L'utilisation du symbole double \*\* est employée afin d'éviter la confusion avec la convolution à une dimension. A partir du théorème de Wiener-Khintchine et du calcul de la surface commune à deux cercles de diamètre unitaire dont les centres sont distants de  $q$ , on obtient la paire de la transformation de Hankel :

$$\left(\frac{J_1(\pi r)}{2r}\right)^2 \leftrightarrow (\Pi ** \Pi)(q) = \frac{1}{2} \left(\arccos(q) - q\sqrt{1-q^2}\right) \Pi\left(\frac{q}{2}\right) \quad (\text{C-53})$$

La transformation de Hankel d'une fonction gaussienne avec une déviation standard  $\sigma$  est une fonction gaussienne avec une déviation standard  $(2\pi\sigma)^{-1}$ . Ainsi :

$$\exp(-\pi r^2) \leftrightarrow \exp(-\pi q^2) \iff \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{r}{\sigma}\right)^2\right] \leftrightarrow 2\pi\sigma^2 \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{q}{(2\pi\sigma)^{-1}}\right)^2\right] \quad (\text{C-54})$$

# Annexe D

## Conversion air–vide ( $\lambda$ )

L’objectif de l’annexe D est de présenter succinctement la méthode utilisée pour passer d’un spectre solaire à air ambiant vers un spectre solaire hors atmosphère et inversement.

La norme internationale (IAU) pour la conversion entre les longueurs d’onde de l’air et du vide est donnée par l’équation D-1, et cela conformément aux travaux de [Oosterhoff \(1957\)](#) et de [Edlén \(1953\)](#).

$$\frac{\lambda_{vac} - \lambda_{air}}{\lambda_{air}} = n - 1 = a + \frac{b_1}{c_1 - 1/\lambda_{vac}^2} + \frac{b_2}{c_2 - 1/\lambda_{vac}^2} \quad (\text{D-1})$$

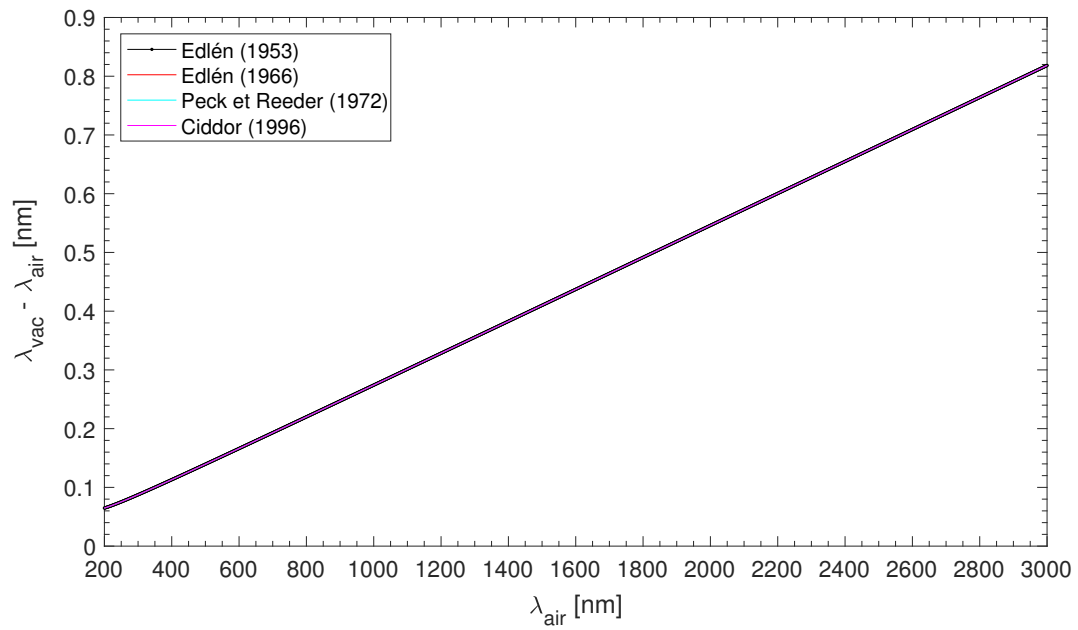
où  $\lambda_{vac}$  (en  $\mu\text{m}$ ) correspond à la longueur d’onde souhaitée dans le vide,  $\lambda_{air}$  (en  $\mu\text{m}$ ) correspond à la longueur d’onde dans l’air, et  $n$  correspond à l’indice de réfraction de l’air. Les paramètres utilisés pour réaliser la conversion air–vide sont donnés dans la table D-1.

**TABLE D-1** Paramètres utilisés pour déterminer la conversion air–vide.

Référence	$a$	$b_1$	$b_2$	$c_1$	$c_2$
<a href="#">Edlén (1953)</a>	$6.43280 \times 10^{-5}$	$2.949810 \times 10^{-2}$	$2.55400 \times 10^{-4}$	146.0000	41.000
<a href="#">Edlén (1966)</a>	$8.34213 \times 10^{-5}$	$2.406030 \times 10^{-2}$	$1.59970 \times 10^{-4}$	130.0000	38.900
<a href="#">Peck et Reeder (1972)</a>	0	$5.791817 \times 10^{-2}$	$1.67909 \times 10^{-3}$	238.0185	57.362
<a href="#">Ciddor (1996)</a>	0	$5.792105 \times 10^{-2}$	$1.67917 \times 10^{-3}$	238.0185	57.362

Les différentes méthodes ont permis d’obtenir des résultats de plus en plus précis. Les paramètres de [Ciddor \(1996\)](#) sont les plus utilisés. Cette méthode de conversion permet de faire des comparaisons entre le spectre solaire obtenu hors atmosphère et les mesures au sol.

La figure D-1 met en évidence la différence  $\lambda_{vac} - \lambda_{air}$  en fonction de  $\lambda_{air}$ .



**FIGURE D-1** Conversion air-vide. Pour  $H\alpha$ , une observation sous vide est réalisée à une longueur d'onde de 656.462 nm contre 656.281 nm à air ambient [Ciddor, 1996]. La différence ( $\lambda_{vac} - \lambda_{air}$ ) est de 0.181 nm.



# Annexe E

## Paramètres influençant la mesure du spectre solaire depuis le sol

L'annexe E correspond à un support de cours que je donne. Il met en évidence les différents paramètres qui influencent l'observation du spectre solaire depuis le sol. Les différents mécanismes mis en jeu montrent la difficulté d'obtenir un spectre solaire absolu depuis le sol.

### E.1 Spectre solaire hors atmosphère

Le rayonnement solaire est l'ensemble des ondes électromagnétiques qui sont émises par le Soleil. Il est composé de toute la gamme des rayonnements, de l'ultraviolet lointain comme les rayons gamma aux ondes radio en passant par la lumière visible. La bande visible ( $\sim 400\text{--}700\text{ nm}$ ) et la bande proche infrarouge ( $700\text{--}1400\text{ nm}$ )<sup>1</sup> représentent  $\sim 77\%$  de l'éclairement solaire total (TSI). L'émission d'ondes électromagnétiques par le Soleil est convenablement modélisée par un corps noir à  $5772\text{ K}$ . La puissance lumineuse qui sort est fonction de la température des couches externes du Soleil. Le spectre du Soleil peut donc être obtenu à partir de la loi de Planck (équation E-1).

$$SSI(\lambda) = \pi \frac{2 h c^2}{\lambda^5} \frac{1}{\exp\left(\frac{h c}{\lambda k T_{\odot}}\right) - 1} \quad (\text{E-1})$$

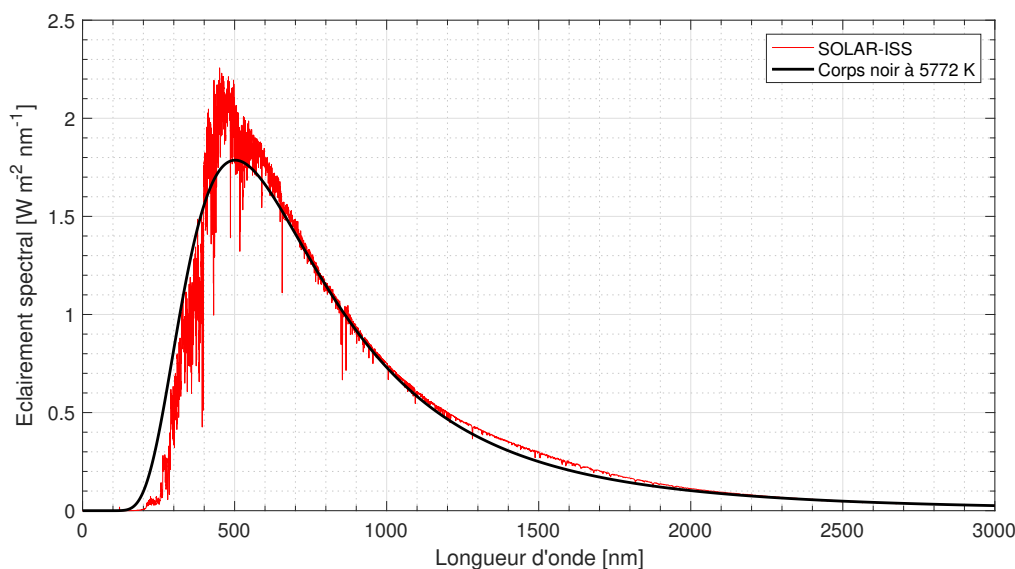
$$TSI = S_{\odot} = \int_0^{\infty} SSI(\lambda) d\lambda$$

où  $SSI(\lambda)$  représente l'éclairement solaire spectral à une longueur donnée ( $\lambda$ ),  $h$  correspond à la constante de Planck ( $h = 6.6260695729 \times 10^{-34} \text{ J s}$ ),  $c$  est la vitesse de la lumière ( $c = 299\,792\,458 \text{ m s}^{-1}$ ),  $k$  est la constante de Boltzmann ( $k = 1.380648813 \times 10^{-23} \text{ J K}^{-1}$ ), et  $T_{\odot}$  est la température effective du Soleil ( $T_{\odot} = 5772 \text{ K}$ ).

---

1. Selon la norme ISO 20473, la bande visible s'étend de 380 à 780 nm et la bande proche infrarouge A s'étend de 780 à 1400 nm.

Le cœur du Soleil, formé d'un gaz chaud et dense, émet un spectre continu. Cependant, le Soleil ne peut être considéré comme un pur corps noir. Différents éléments présents notamment dans l'atmosphère solaire génèrent des discontinuités qui correspondent aux raies d'absorption (raies de Fraunhofer). Elles sont dues à la présence d'atomes et d'ions dans la chromosphère qui absorbent certaines radiations. Ainsi, les raies de Fraunhofer représentent les discontinuités observables sur le spectre solaire. La différence entre le spectre du corps noir à 5772 K et le spectre solaire est présentée au niveau de la figure E-1.



**FIGURE E-1** Spectre du corps noir à 5772 K (à une distance d'une unité astronomique) et spectre solaire hors atmosphère (SOLAR-ISS). En passant dans la chromosphère, certaines raies sont absorbées par les éléments chimiques qui s'y trouvent. L'analyse du spectre solaire est très riche en information et notamment sur la composition chimique du Soleil.

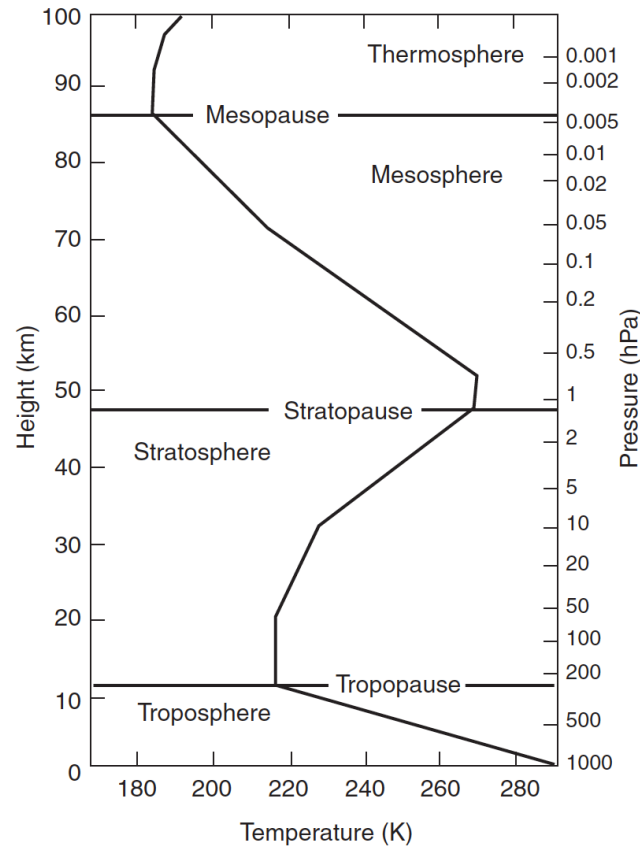
## E.2 L'atmosphère de la Terre

La surface du Soleil est la principale source du rayonnement électromagnétique reçu par la Terre. L'atmosphère est l'enveloppe gazeuse qui entoure la Terre dont les constituants sont le diazote (78.087%), le dioxygène (20.95%), l'argon (0.93%), le dioxyde de carbone (0.04%), et des traces d'autres gaz dont la proportion varie avec l'altitude (hélium, néon, méthane, dihydrogène, ozone, *etc.*). L'atmosphère de la Terre contient de l'eau sous tous ses états physiques sous forme vapeur, liquide, et solide (nuage, pluie, neige, *etc.*). D'autres éléments d'origine naturelle sont présents en très faible quantité comme les poussières. De très nombreux aérosols d'origine naturelle ou anthropique sont aussi présents dans l'air, ainsi que des polluants.

Parmi les constituants naturels de l'atmosphère de la Terre, certains sont des gaz à effets de serre tels que la vapeur d'eau ( $H_2O$ ), le dioxyde de carbone ( $CO_2$ ), le méthane ( $CH_4$ ), le protoxyde d'azote ( $N_2O$ ) ou l'ozone ( $O_3$ ). Ces gaz absorbent le rayonnement infrarouge émis

par la surface terrestre et contribuent à l'effet de serre. L'augmentation de leur concentration dans l'atmosphère de la Terre est l'un des facteurs à l'origine du réchauffement climatique. Vis à vis du spectre solaire, ces gaz sont partiellement transparents à l'exception de l'ozone qui absorbe une partie importante du rayonnement UV tout comme l'oxygène ( $O_2$ ).

L'atmosphère de la Terre présente une structure en couche dont les limites sont fixées aux changements de signe des variations de la température avec l'altitude (figure E-2).



**FIGURE E-2** Profil de température moyen à latitude moyenne [Holton, 2004] – Atmosphère normalisée (US 1976).

Les informations données ci-après présentent les différentes contributions de trois espèces au niveau de l'absorption du rayonnement solaire en fonction de la longueur d'onde [Brasseur et Solomon, 2005].

- La raie Lyman- $\alpha$  ( $\lambda \simeq 121.6$  nm) de l'hydrogène ( $H$ ) de l'atome neutre ( $I$ ) du spectre solaire est absorbée par  $O_2$  et par  $H_2O$  dans la mésosphère.  $O_3$  n'absorbe pas.
- Entre 100 et 175 nm : absorption de l'éclairement solaire spectral par  $O_2$  dans la thermosphère (continuum de Schumann-Runge). Cette absorption peut être négligée dans la mésosphère et la stratosphère.  $O_3$  n'absorbe pas.
- Entre 175 et 200 nm : absorption par  $O_2$  et  $H_2O$  dans la mésosphère et la haute stratosphère (bandes de Schumann-Runge). L'absorption par  $O_3$  peut être négligée dans la mésosphère mais elle devient importante dans la stratosphère.

- Entre 200 et 242 nm : absorption par  $O_2$  dans la stratosphère et plus faible absorption dans la mésosphère (continuum de Herzberg). L'absorption d' $O_3$  est également importante (bande de Hartley).
- Entre 242 et 310 nm : absorption par  $O_3$  dans la stratosphère menant à la formation de  $O(^1D)$  (bande de Hartley).  $O(^1D)$  représente un état excité. L'absorption par  $O_2$  est négligeable au delà de 242 nm.
- Entre 310 et 400 nm : absorption par  $O_3$  dans la stratosphère menant à la formation de  $O(^3P)$  (bande de Huggins).  $O(^3P)$  représente un état fondamental de l'oxygène atomique.
- Entre 400 et 850 nm : absorption par  $O_3$  dans la troposphère induisant sa photodissociation jusqu'à la surface (bandes de Chappuis).

### E.3 Spectre solaire observé depuis la surface de la Terre

L'observation du spectre solaire depuis la surface de la Terre est limitée par des processus d'extinction du rayonnement dans l'atmosphère. Plusieurs effets d'atténuation de l'éclairement solaire se produisent au travers de l'atmosphère suivant deux processus d'extinction : l'absorption (ozone,  $O_2$ ,  $H_2O$ ,  $CO_2$ ,  $CH_4$ , et bien d'autres gaz) et la diffusion (Rayleigh, Mie). Le spectre solaire observé depuis la surface de la Terre s'exprime alors de la manière suivante :

$$SSI_{OST}(\lambda) \simeq SSI(\lambda) \exp \left[ -AM_{\text{gaz}} \times \tau_{\lambda, \text{gaz}} - AM_r \times \tau_r(\lambda) - AM_a \times \tau_a(\lambda) \right] \times d_{S-T} \quad (\text{E-2})$$

$$AM_{\text{gaz}} \times \tau_{\lambda, \text{gaz}} = AM_{O_3} \times \tau_{\lambda, O_3} + AM_{O_2} \times \tau_{\lambda, O_2} + AM_{H_2O} \times \tau_{\lambda, H_2O} + AM_{CO_2} \times \tau_{\lambda, CO_2} + \dots$$

$$d_{S-T} \simeq 1 + 0.033 \cos \left( 360^\circ \frac{j}{365} \right)$$

où  $SSI_{OST}(\lambda)$  représente l'éclairement solaire spectral observé depuis la surface de la Terre,  $AM_{\text{gaz}}$  représente le coefficient de la masse d'air traversée par la lumière (chemin optique) pour un gaz donné,  $\tau_{\lambda, \text{gaz}}$  représente le coefficient de transparence d'un gaz donné,  $AM_r$  représente le coefficient de la masse d'air pour la diffusion Rayleigh,  $\tau_r(\lambda)$  est le coefficient de la diffusion Rayleigh,  $AM_a$  représente le coefficient de la masse d'air pour les aérosols,  $\tau_a(\lambda)$  est le coefficient de transparence des aérosols, et  $d_{S-T}$  est le coefficient de correction de la distance Terre-Soleil pour un jour  $j$  donné de l'année ( $j = 1$  pour le 1<sup>er</sup> janvier).

La loi de Beer-Lambert-Bouguer est utilisée au niveau de l'équation E-2 ; elle permet de décrire l'absorption de tout rayonnement mais pas la diffusion.

### E.4 Coefficient de la masse d'air ( $AM$ )

Le coefficient de la masse d'air ( $AM$ ) définit la longueur du trajet optique direct ( $L$ ) à travers l'atmosphère terrestre.  $AM$  est obtenu à partir de l'équation E-3.

$$AM = \frac{L}{L_0} \simeq \sec(z) \quad (\text{E-3})$$

où  $L_0$  représente la longueur du trajet optique au zénith et  $z$  correspond à la distance zénithale (valeurs en °). Pour  $z=0$ , nous avons  $AM=1$ .

La détermination du coefficient de la masse d'air à partir de l'équation E-3 est assez précise pour des valeurs de  $z$  allant jusqu'à environ  $75^\circ$ . Au delà, cette équation devient imprécise puisque la courbure de la Terre n'est pas prise en compte tout comme la réfraction. Un certain nombre d'améliorations a été proposé afin d'augmenter la précision de la détermination du coefficient de la masse d'air au delà de  $75^\circ$ . L'idée était de pouvoir modéliser avec plus de précision l'épaisseur du trajet optique vers l'horizon. Le modèle le plus répandu est celui proposé par [Kasten et Young 1989](#), où :

$$AM \simeq \frac{1}{\cos(z) + 0.50572 (96.07995 - z)^{-1.6364}} \quad (\text{E-4})$$

Une autre approche permet de prendre en compte la valeur d'une altitude ( $h_i$ ) caractéristique d'un gaz ou d'un type de diffusion ( $\sim 22$  km pour l'ozone,  $\sim 5$  km pour l'atmosphère dans son ensemble et la diffusion de Rayleigh,  $\sim 2$  km pour les aérosols). Le coefficient de la masse d'air peut s'écrire de la manière suivante :

$$AM_{i=gaz,r,a} \simeq \sec \left[ \arcsin \left( \frac{R_E}{R_E + h_i} \sin(z) \right) \right] \quad (\text{E-5})$$

où  $R_E$  correspond au rayon de la Terre ou au lieu d'observation ( $\sim 6371$  km).

#### - Spectre solaire associé à un coefficient de la masse d'air ( $AM$ )

- $AM0$  : il s'agit du spectre solaire obtenu hors atmosphère (SOLAR-ISS).
- $AM1.0$  : il s'agit du spectre solaire obtenu au travers de l'atmosphère et où  $z=0^\circ$  (régions équatoriales et tropicales).
- $AM1.5$  : il s'agit du spectre solaire à une atmosphère avec  $z=48.2^\circ$ . Le coefficient de masse d'air est représentatif d'un spectre solaire obtenu à des latitudes moyennes (cas classique pour un grand nombre d'application).
- $AM38$  : il s'agit d'un cas de figure où  $z = 90^\circ$  (observation dans une direction horizontale au niveau de la mer).

## E.5 Epaisseur optique de l'ozone ( $\tau_{\lambda,O_3}$ ) et bandes de transmission

A la surface de la Terre, l'observation du spectre solaire en dessous de  $\sim 300$  nm est limitée par l'ozone qui absorbe la totalité du flux solaire. La majorité de l'ozone se situe dans la

stratosphère (~90% avec très peu de vapeur d'eau contrairement à la troposphère). L'absorption par l'ozone du rayonnement solaire UV permet d'expliquer que la température dans la stratosphère est d'abord isotherme, puis augmente avec l'altitude jusqu'à un maximum à la stratopause (figure E-2).

L'épaisseur optique ou profondeur optique de l'ozone (degré de transparence) est obtenue à partir de la relation suivante :

$$\tau_{\lambda, O_3} = \Omega_{O_3} \times \sigma_{O_3}(\lambda, T) \times n \quad (\text{E-6})$$

où  $\Omega_{O_3}$  représente l'épaisseur de l'ozone totale en unités Dobson (DU). L'ozone stratosphérique s'étend entre ~20 et 40 km d'altitude. La concentration maximale en ozone s'observe à ~32 km d'altitude. L'ozone est très dilué dans l'atmosphère locale (quelques ppm à quelques dizaines de ppm dans la couche d'ozone elle-même), qui représente un mélange gazeux à faible pression. La valeur moyenne de la colonne intégrée d'ozone ( $\Omega_{O_3}$ ) est d'environ 300 DU (épaisseur de environ 3 mm). Elle dépend du temps et de la position géographique (figure E-3).

$\sigma_{O_3}(\lambda, T)$  représente la section efficace de l'ozone (en  $\text{cm}^2$  par molécule). Les données utilisées dans notre cas de figure sont celles fournies par l'Université de Brème [Gorshelev *et al.*, 2014; Serdyuchenko *et al.*, 2014]. La section efficace dépend de la température. La température effective de l'ozone est de 228.15 K [Redondas *et al.*, 2014].

$n$  est une constante [Schwartz et Warneck, 1995] qui correspond au nombre de molécules dans un volume déterminé par 1 DU et  $1 \text{ cm}^2$  ( $n=2.69 \cdot 10^{16}$ ).

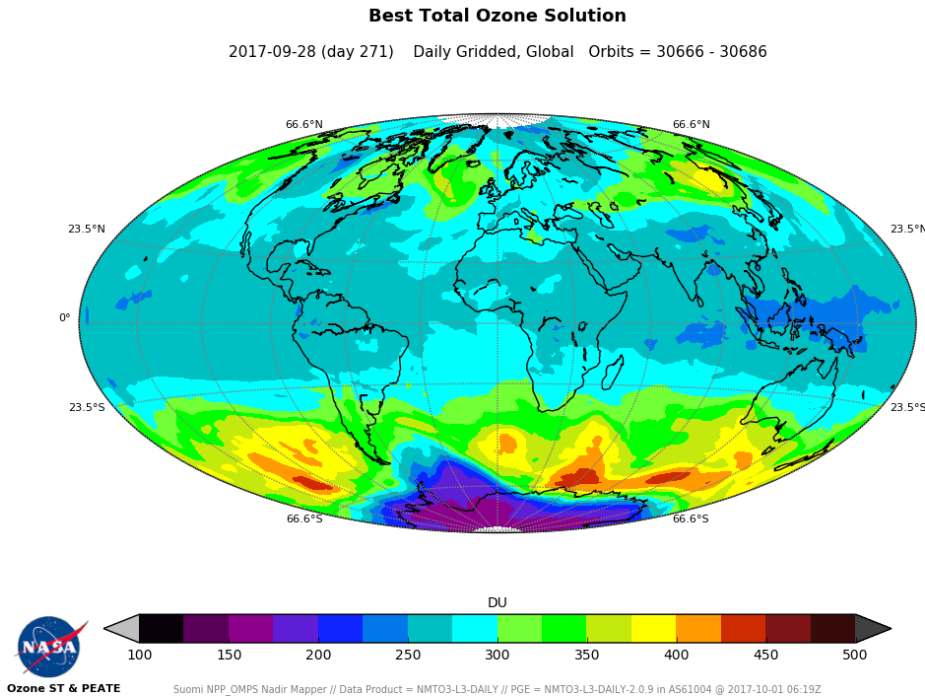
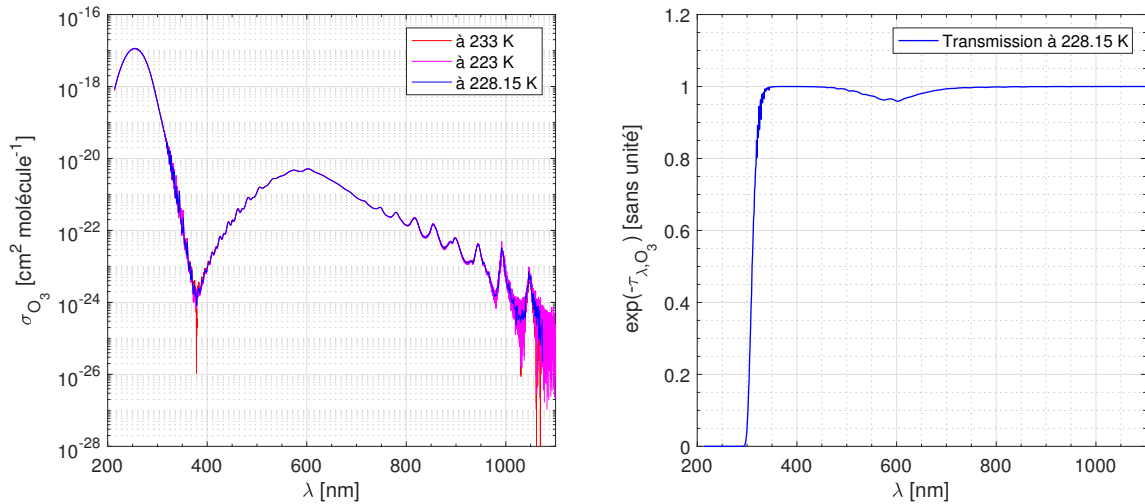
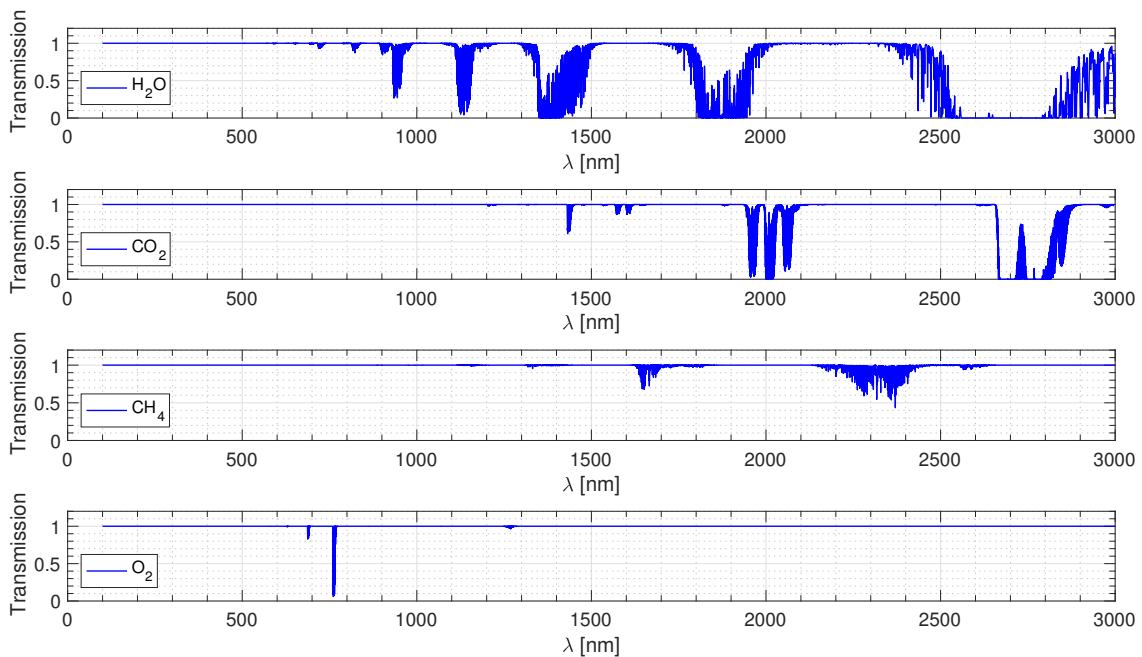


FIGURE E-3 Distribution de la colonne d'ozone. Crédits : NASA.

La figure E-4 (gauche) met en évidence la section efficace de l'ozone en fonction de la longueur d'onde. La température a un impact sur les valeurs de la section efficace surtout lorsque l'on cherche à réaliser des calculs précis. La figure E-4 (droite) montre la transmission de l'ozone au travers de l'atmosphère entre 200 et 1100 nm vis à vis du spectre solaire. Au delà de 1100 nm, la transmission de l'ozone est proche de 1.



**FIGURE E-4** (gauche) Section efficace de l'ozone en fonction de la longueur d'onde et pour trois températures différentes. (droite) Transmission de l'ozone avec la mise en évidence des bandes d'absorption dans l'UV.



**FIGURE E-5** Transmission de certains gaz ( $H_2O$ ,  $CO_2$ ,  $CH_4$ ,  $O_2$ ) au niveau de l'atmosphère terrestre – résultats obtenus avec HITRAN.



## E.6 Bandes de transmission de certains gaz ( $H_2O$ , $CO_2$ , $CH_4$ , $O_2$ )

Comme énoncé au niveau de la section E.2, une partie du rayonnement solaire est absorbée par l'atmosphère de la Terre. Certains gaz composés ( $H_2O$ ,  $CO_2$ ,  $CH_4$ ,  $N_2O$ ,  $CO$ , *etc.*) ne sont que partiellement transparents dans les bandes de longueur d'ondes du spectre solaire.

La figure E-5 présente la transmission de certains gaz ( $H_2O$ ,  $CO_2$ ,  $CH_4$ ,  $O_2$ ) qui sont partiellement transparents vis à vis du rayonnement solaire. Il s'agit d'exemples de résultats pour illustrer l'approche de notre étude. Le logiciel HITRAN (High Resolution Transmission) a été utilisé afin d'obtenir ces courbes de transmission. Cet outil utilise un grand nombre de paramètres spectroscopiques. HITRAN (<http://hitran.org>) est utilisé pour prédire et simuler la transmission et l'émission de lumière dans les milieux gazeux (étude de l'atmosphère, tests en laboratoire, *etc.*).

## E.7 Diffusion de Rayleigh, épaisseur optique et transmission

La diffusion de Rayleigh est un mode de diffusion des ondes, dont la longueur d'onde est beaucoup plus grande que la taille des particules diffusantes (molécules d'air). La diffusion de Rayleigh est due aux molécules gazeuses qui sont présentes dans l'atmosphère ( $O_2$ ,  $CO_2$ ,  $H_2O$ , *etc.*) et/ou aux fines particules de poussière. La diffusion de Rayleigh est une diffusion par les molécules qui ont une taille de l'ordre de quelques nm. Lorsque la lumière traverse l'atmosphère, elle est donc diffusée dans toutes les directions. L'intensité diffusée est alors inversement proportionnelle à la puissance 4 de la longueur d'onde du rayonnement incident. La diffusion de Rayleigh est par conséquent un phénomène sélectif qui se produit surtout pour les longueurs d'onde les plus courtes du spectre solaire (violet, bleu). La diffusion de Rayleigh est bien plus forte dans le bleu, à 400 nm, que dans le rouge à 650 nm. Ceci explique pourquoi le ciel est bleu la journée et le Soleil rouge au couchant. La diffusion de Rayleigh est un cas limite de la diffusion de Mie.

L'épaisseur optique ou profondeur optique dans le cas de diffusion de Rayleigh ( $\tau_r(\lambda)$ ) est obtenue à partir de la relation suivante [Hansen et Travis, 1974] :

$$\tau_r(\lambda) \simeq \frac{P}{P_0} \times 0.008569 \times \lambda^{-4} \times (1 + 0.0113 \times \lambda^{-2} + 0.00013 \times \lambda^{-4}) \quad (\text{E-7})$$

où  $\lambda$  est la longueur d'onde ( $\mu\text{m}$ ),  $P$  est la pression de surface au niveau du site d'observation (mbar) et  $P_0$  est la pression de référence au niveau de la mer (1013.25 mbar).

Une autre formulation a été proposée par Leckner (1978) où l'épaisseur optique est directement inversement proportionnelle à la puissance 4 de la longueur d'onde.

$$\tau_r(\lambda) \simeq 0.008735 \times \frac{P}{P_0} \times \lambda^{-4.08} \quad (\text{E-8})$$

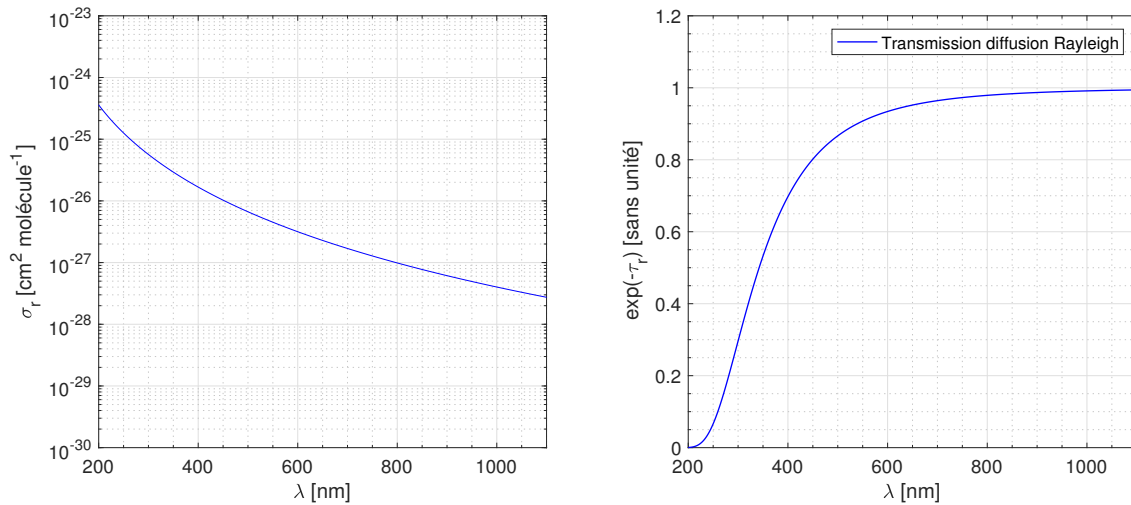
Plusieurs autres méthodes ont été développées pour calculer l'épaisseur optique de la diffusion de type Rayleigh. Une méthode suggérée par [Bodhaine et al. \(1999\)](#) est couramment utilisée pour déterminer cette épaisseur optique (équation E-9). C'est cette formulation que nous allons utiliser avec des conditions typiques (niveau de la mer, 45°N et 360 ppm de  $CO_2$ ).

$$\tau_r(\lambda) = \frac{\sigma_r(\lambda) \times N_A \times P_0}{M_{air} \times g} \simeq 0.002152 \cdot 10^{28} \times \sigma_r(\lambda) \quad (\text{E-9})$$

$$\sigma_r(\lambda) \simeq 10^{-28} \frac{1.0455996 - 341.29061 \times \lambda^{-2} - 0.90230850 \times \lambda^2}{1 + 0.0027059889 \times \lambda^{-2} - 85.968563 \times \lambda^2}$$

où  $\lambda$  est à nouveau la longueur d'onde en  $\mu\text{m}$ ,  $\sigma_r(\lambda)$  est la section efficace de diffusion moléculaire ( $\text{cm}^2$  par molécule),  $N_A$  est le nombre d'Avogadro ( $N_A=6.0221367 \cdot 10^{23}$  molécules par mol),  $P_0$  est la pression atmosphérique au niveau de la mer (mbar ou hPa),  $M_{air}$  est la masse molaire de l'air ( $\sim 15.0556(CO_2)+28.9595$  g/mol) avec 360 ppm de  $CO_2$ , et  $g$  représente l'accélération de gravité au niveau de la mer et à 45°N.

La figure E-6 (gauche) met en évidence la section efficace de diffusion moléculaire en fonction de la longueur d'onde. La figure E-6 (droite) montre la transmission de la diffusion de type Rayleigh au travers de l'atmosphère entre 200 et 1100 nm vis à vis du spectre solaire. Au delà de 1100 nm, la transmission est proche de 1.



**FIGURE E-6** (gauche) Section efficace (diffusion de Rayleigh) en fonction de la longueur d'onde. (droite) Transmission du spectre solaire dans le cas d'une diffusion de type Rayleigh.

## E.8 Diffusion de Mie, aérosols, épaisseur optique et transmission

Lorsque la taille des particules se situe entre 0.1 et 10 fois la longueur d'onde du rayonnement solaire, la diffusion de Rayleigh ne se produit plus et laisse la place à la diffusion de Mie. La

diffusion de Mie est beaucoup moins sélective que la diffusion de Rayleigh. La diffusion de Mie se produit plutôt dans les couches basses de l'atmosphère et donne à la couleur du ciel un aspect bleu délavé voire jaunâtre. Les gouttelettes d'eau, les cristaux de glace, ou les aérosols présents dans l'atmosphère (poussières, fumées, pollens) sont les principaux vecteurs de la diffusion de Mie. Les aérosols sont caractérisés par des petites particules en suspension dans l'atmosphère dont la durée de vie est de l'ordre de 1 à 2 semaines dans la troposphère et de 1 à 2 ans dans la stratosphère. Certains aérosols sont d'origine naturelle comme les sels marins, les poussières désertiques, ou les composés chimiques émis par la biosphère. D'autres aérosols sont d'origine anthropique comme les sulfates, les suies, les nitrates. Les aérosols atmosphériques présentent des variations importantes de concentration, de taille, de composition chimique et de forme ; ils jouent un rôle important vis à vis du climat de la Terre. Généralement, l'épaisseur optique des aérosols est déterminée à partir des mesures de l'éclairement solaire direct. Les mesures d'épaisseurs optiques ( $\tau_a(\lambda_1)$  et  $\tau_a(\lambda_2)$ ) sont réalisées à deux longueurs d'onde différentes ( $\lambda_1$  et  $\lambda_2$ ) dans un intervalle donné. L'épaisseur optique ( $\tau_a(\lambda)$ ) peut alors être dérivée à toutes les autres longueurs d'onde, dans l'intervalle de validité de cette formule (équation E-10).

La dépendance de l'épaisseur optique des aérosols ( $\tau_a(\lambda)$ ) à la longueur d'onde est généralement décrite par la loi de puissance d'Ångström (équation E-10) :

$$\tau_a(\lambda) = \beta \lambda^{-\alpha} \quad (\text{E-10})$$

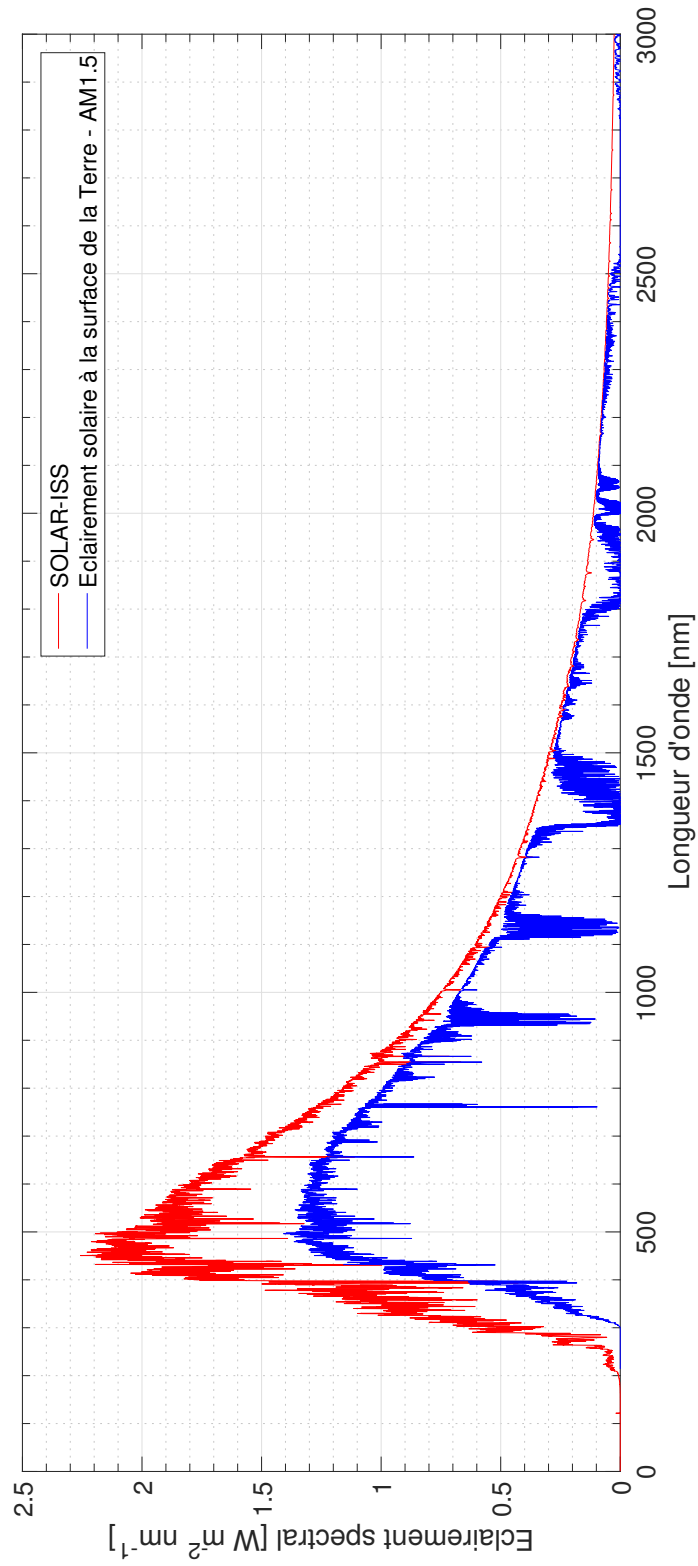
$$\alpha = - \frac{\log(\tau_a(\lambda_1)) - \log(\tau_a(\lambda_2))}{\lambda_1 - \lambda_2}$$

où  $\lambda$  est la longueur d'onde en  $\mu\text{m}$ .  $\beta$  est le coefficient de turbidité d'Ångström ; il correspond à l'épaisseur optique des aérosols à une longueur d'onde de 1  $\mu\text{m}$ . Les valeurs de  $\beta$  inférieures à 0.1 correspondent à une atmosphère jugée relativement claire et des valeurs supérieures à 0.2 sont associées à une atmosphère perturbée.  $\alpha$  est l'exposant d'Ångström. La plage typique de valeurs de  $\alpha$  est de 0.5 à 2.5 avec une moyenne pour l'atmosphère naturelle de l'ordre de 1.3. Lorsque les particules augmentent,  $\alpha$  diminue.

Pour déterminer le spectre solaire à la surface de la Terre (figure E-7), j'ai utilisé comme paramètres  $\beta=0.064$  et  $\alpha=1.126$ . La transmission du spectre solaire avec présence d'aérosols ( $\exp[-AM_a \times \tau_a(\lambda)]$ ) dans l'atmosphère est obtenue à partir de l'épaisseur optique.

## E.9 Spectre solaire à la surface de la Terre

La figure E-7 compare le rayonnement solaire incident au sommet de l'atmosphère et à la surface. L'éclairement solaire spectral à la surface de la Terre ( $AM1.5$ ) a été obtenu à partir du spectre solaire SOLAR-ISS, des transmissions des différents gaz (ozone,  $O_2$ ,  $H_2O$ ,  $CO_2$ ,  $CH_4$ ), de la transmission de la diffusion de Rayleigh, de la transmission associée aux aérosols et pour  $z=48.2^\circ$ .



**FIGURE E-7** Spectre solaire hors atmosphère (SOLAR-ISS) et spectre solaire à la surface de la Terre (AM1.5).



# Annexe F

## Proposition de recherche SOL-ATMOS

L'annexe F décrit un programme de recherche lié à l'étude du spectre solaire et aux relations entre le Soleil et la Terre. Il s'agit d'une feuille de route pour les années à venir.

L'objectif est de faire une avancée majeure dans notre compréhension de la variabilité du forçage radiatif solaire et de son impact atmosphérique grâce à la mise en valeur des récentes observations du spectromètre SOLAR/SOLSPEC (période 2008-2017), embarqué sur la station spatiale internationale. Ce projet vise en premier la construction et la dissémination dans la communauté scientifique de spectres solaires étalonnés obtenus à partir des données de cet instrument. Ce nouvel ensemble de données servira ensuite à améliorer la mise en œuvre du forçage solaire dans les modèles de chimie-climat. La comparaison des sorties du modèle LMDz-REPROBUS servira à quantifier la contribution des divers processus physique et chimiques. Ce projet aidera ainsi à mieux contraindre la contribution solaire aux variations climatiques actuelles.

# Improvement of the determination of **SOL**ar Spectral Irradiance Variation during Solar Cycle 24 and Impact on the **ATMOS**phere and the Climate

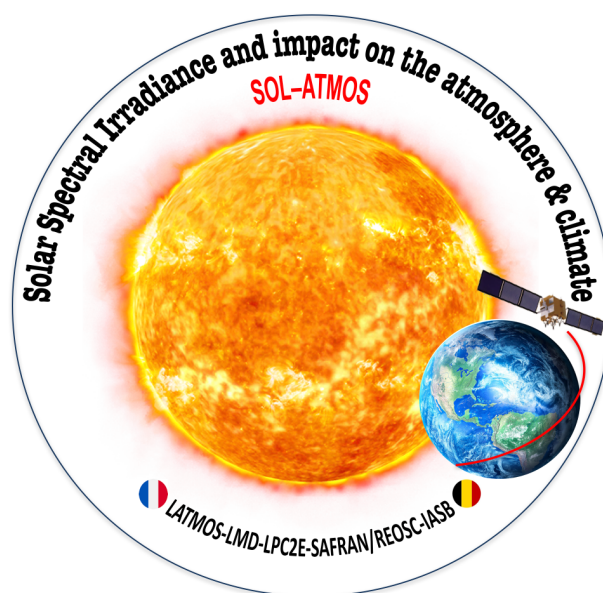
*(Amélioration de la détermination de la variation de l'éclairement solaire spectral au cours du cycle 24 et impact sur l'atmosphère et le climat)*

## Table of contents

I. OBJECTIVES AND SCIENTIFIC HYPOTHESES .....	2
II. ORIGINALITY AND RELEVANCE IN RELATION TO THE STATE OF THE ART .....	7

## Project summary

SOL-ATMOS addresses two key issues in the understanding of Sun-climate connections. First, it will answer the need for solar observations thanks to the delivery of a new solar irradiance dataset from the SOLar SPECTrum (SOLSPEC) instrument (2008-2017); this high-level data product covers a hotly disputed period with scarce observations. Second, it will make use of this dataset to bring significant improvements in the models that describe the middle atmosphere (stratosphere and mesosphere), which in turn will lead to major advances in our quantitative understanding of the effects of solar variability on the atmosphere and climate. Thanks to a synergetic effort between different teams (the full chain from raw solar observations to climate simulations and the comparison with climate observation) SOL-ATMOS will be in a unique position to increase the scientific return a specific issue that is of high societal relevance, giving the team a strategic advantage to compete in international projects.





## I. Objectives and scientific hypotheses

### General context

The role of solar variability in climate evolution remains a topic of considerable scientific and societal importance. Solar radiation is the source of energy to the Earth's system and, as such, it largely determines the Earth's radiative balance and climate. The incoming solar flux or/and its distribution at the top of the atmosphere (due to changes in solar activity or in the Earth's orbital parameters) fluctuate over a wide range of temporal scales, from the 27-day rotational cycle to multi-thousands of years. It also includes 11-year solar cycles and cycles of the order of hundreds of years, called "grand solar minima" and "grand solar maxima".

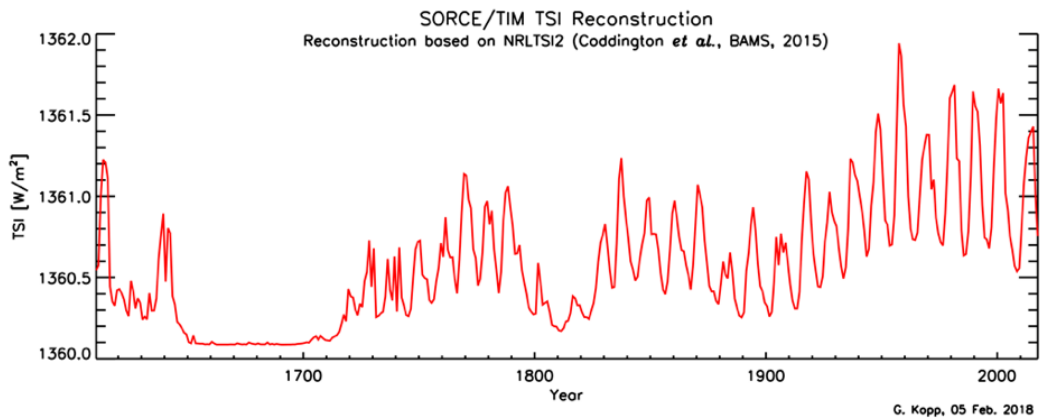


Figure 1: Reconstruction of total solar irradiance since 1610 (<http://spot.colorado.edu/~koppq/TSI/>).

The solar spectrum and its variability represent key inputs not only for climate physics (on Earth and on other planets) but also for solar physics where the solar spectrum characterizes the activity of the solar outer layers (photosphere, chromosphere, corona). By comparison with theoretical reconstructions, an accurately measured spectrum allows to evaluate temperature, composition, and densities of the solar atmosphere. In addition, climate models require time-varying solar spectra as forcing with the available information often based on solar reconstructions and solar models.

There are multiples lines of evidence showing that solar variability has been a key forcing in the history of the Earth's climate. Correlations between solar proxies and atmospheric/climate indicators have been established in present-day datasets and in sedimentary and ice core archives. However, most of the apparent correlations and associated solar signals tend to be very variable and intermittent (see the example of Figure 2). Some are also very difficult to reproduce in climate models.

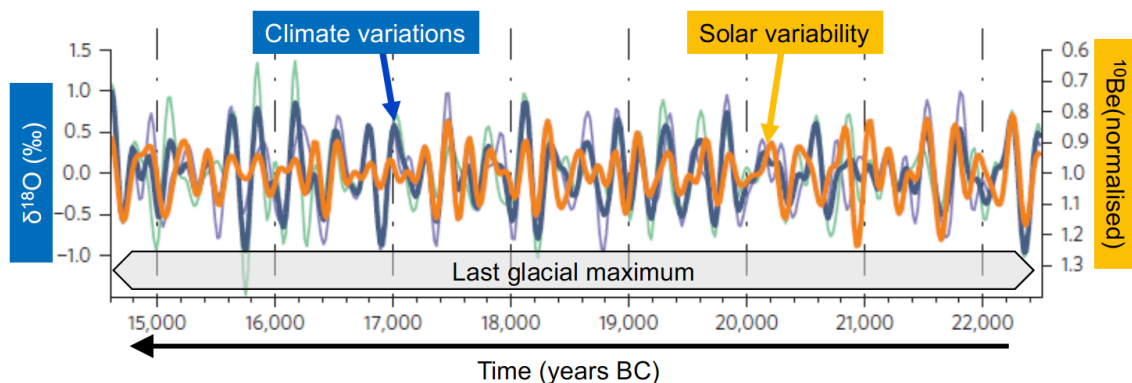


Figure 2: Evolution of paleoclimate proxy ( $\delta^{18}\text{O}$ ) and of solar activity proxy ( $^{10}\text{Be}$ ) in ice core in Greenland.

A number of topics can be highlighted in which the action of solar variability on climate has not yet been fully elucidated or, at least, quantified and simulated in the models uniquely:

- How exactly do the orbital parameter changes of the Earth initiate and rhythm the alternation of glacial and interglacial periods as indicated by the famous correlation between glacial-interglacial climate transitions and the solar insolation at Northern high latitudes (Milankovic cycles) (Hays et al., 1976)?
- Are extended minima of solar activity on a centennial scale (such as the Maunder Minimum (1645-1715) which coincided in part with the Little Ice Age when surface temperatures were lower than normal in Europe and North America) have a significant effect on climate (Shindell et al., 2001)?
- How does high-frequency solar variability (e.g. 27-day rotational cycle, 11-day cycles, etc.) influence climate variability at the regional scale, in view of the solar signatures detected in several regions (Europe/Eurasia, Pacific, ...) (Gray et al., 2010)?
- Do geomagnetic disturbances (e.g. magnetic storms) and associated precipitations of high energy particles have an impact on climate as suggested by some studies (Calisto et al., 2013)?
- What are the potential impacts of reduced insolation under the assumption of the implementation of geo-engineering such as solar radiation management<sup>1</sup>?

Establishing a quantitative forcing-response relationship for the Sun-Earth link is problematic without a clear understanding of the key mechanisms engaged in the action of solar variability on the atmosphere and climate, notably at regional scales. There is no general consensus on those mechanisms that are more complex than what could be inferred from simple considerations on the Earth's energy balance. The overall response of the atmosphere and surface climate to solar variability involves a wide range of coupled chemical, dynamical, and radiative processes and the interactions between different atmospheric layers and between the atmosphere and the ocean (see Figure 3).

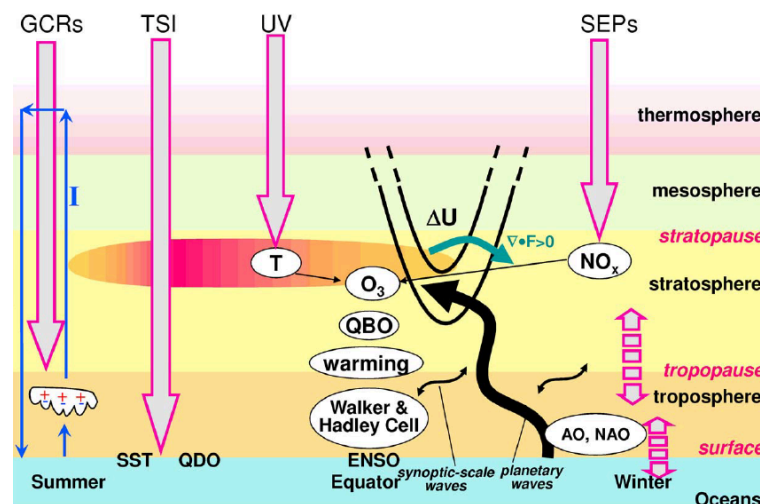


Figure 3: Schematic overview showing various complex mechanisms of solar forcing (Total Solar Irradiance, UV and energetic particles (GCRs and SEPs) on the Earth's atmosphere and climate (Gray et al., 2010)).

As the air density drops rapidly with the altitude, it is tempting to completely ignore solar-driven perturbations in the middle atmosphere (stratosphere, mesosphere) when assessing climate effects. However, due to solar spectral variations, solar perturbations

<sup>1</sup> Methods aiming at reflecting incident solar radiation using a "reflective screen" to mitigate global warming.

become much stronger with increasing altitude. Because of the complex couplings between the different atmospheric layers, perturbations of stratospheric dynamics influence the troposphere and surface climate. For example, sudden stratospheric warmings influence the Arctic Oscillation (a major mode of Northern climate variability) and mid-latitude extreme weather. It is also well known that the evolution of surface climate at Southern mid- and high latitudes cannot be reproduced in climate models without accounting for the stratospheric ozone losses over the Antarctic continent. The need to model the different atmospheric layers as a coupled entity is now widely acknowledged. It is why most weather forecasting models now cover the entire middle stratosphere as it enhances the long-term predictability skill of models.

It is worth stressing that the issue of the solar impacts is not just critical for paleoclimate. It is also highly relevant for the present-day climate evolution, which is driven by the rising concentrations of greenhouse gases. Climate change is a major and growing threat to natural, managed and human systems. There is already growing evidence for its adverse impacts on the natural and human environment (e.g. ecosystems, biological diversity, water resources and economy) (IPCC). There are several sources uncertainties in climate simulations, in particular in the projections that are used by decision makers to design differentiated mitigation and adaptation strategies. Some of the uncertainties originate from the difficulty to separate the anthropogenic contribution from the natural variability. Quantifying accurately the anthropic contribution and projecting future changes requires understanding and quantifying the natural climate variability including the solar-driven variations. It has even been suggested that a new grand solar minimum might occur in the 21<sup>st</sup> century (Roth and Joos, 2013) and even last until the end of the 22<sup>nd</sup> century (Steinhilber and Beer, 2013).

These uncertainties are not limited to the identification of mechanisms. They also pertain to the solar variability itself, especially the spectral variations. Indeed, solar forcing is not simply limited to a change of total energy flux as shown in Figure 1. Spectral variations do occur as well and also important. The relative variations in incoming solar spectral irradiance (SSI) increases very rapidly with decreasing wavelength in the ultraviolet (UV) range and below. For instance, over an 11-year cycle, the total solar irradiance (TSI) fluctuates by about 0.1% ( $\sim 1 \text{ W/m}^2$ ). In contrast, the radiative flux in the 200-nm region, a key window for the stratospheric ozone photochemistry, varies by several %. This has important implications for the way variations in incoming solar energy are redistributed among the different atmospheric layers. Although the choice of solar UV irradiance variability used to force the models is critical for the solar perturbations of the middle atmosphere, there is no consensus on the amplitude of solar UV fluctuations during 11-year solar cycles (Ermolli et al., 2013). Differences between datasets can exceed a factor 2 (see Figure 4). In addition, beside affecting the atmosphere through variations in its solar electromagnetic radiation, the Sun also affects it through precipitations of energetic particles, either by emitting directly high-energy particles or by modulating the Earth's magnetic field that controls the penetration of galactic cosmic ray high-energy particles. Both types of energetic particles interact with the Earth's atmosphere but at different altitude ranges: solar particles ionize the upper atmosphere, whereas galactic particles essentially ionize the upper troposphere. Note that the solar forcing recommended for the upcoming IPCC/CMIP6 climate simulations includes a dataset on precipitations of energetic particles whereas most of present model simulations ignore the effect of such energetic particles.

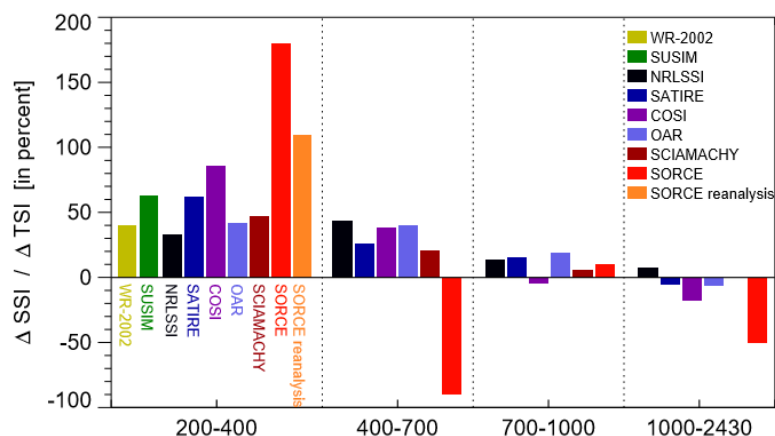


Figure 4: Relative contribution of the UV (200-400 nm), visible (400-700 nm), near-IR (700-1000 nm) and IR (1000-2430 nm) ranges to the total solar irradiance (TSI) change over the solar cycle as derived from measurements (WR, SUSIM, SCIAMACHY, SORCE) and solar reconstruction models (NRLSSI, SATIRE, COSI, OAR). For SORCE/SIM data, only the period 2004-2008 can be considered. For other data and models, the plotted relative differences are between solar maximum and minimum. From Ermolli et al. (2013).

The purpose of the present proposal is to revisit some of these key issues in the light of recent advances and findings on solar variability and on the nature of the atmospheric mechanisms involved. The project aims at making solid progress on two issues: 1) improve our understanding of recent solar spectral variability thanks to the delivery of a new observational dataset from the SOLSPEC instrument, covering the period 2008-2017 that coincides with an unusually weak solar cycle; 2) test this new dataset and improve the implementation of solar forcing in chemistry-climate models, with the identification of key mechanisms and the quantification of the influence of solar variability on different atmospheric layers and ultimately on surface climate. To achieve these ambitious objectives, the project will benefit from a large set of observations (including SOLSPEC for the latest decade, which is poorly covered) and on the improved capabilities of the IPSL Earth system model and atmospheric observational datasets. SOL-ATMOS will focus on the recent past because solar and atmospheric data are the most abundant and reliable over that period.

### **Objectives of the Project**

The project will be implemented over a 36 months' duration (3 years). The 2 main objectives are:

#### **– 1 – Determination of the solar spectral irradiance and its variability during Cycle 24 using the SOLAR SPECTRUM (SOLSPEC) data from April 2008 to February 2017.**

The first major objective of SOL-ATMOS is to produce a new quality-controlled solar spectral irradiance dataset that based on the recent SOLAR/SOLSPEC measurements that lasted from April 2008 to February 2017. This dataset, which has not yet been exploited for scientific purposes, is unique. Indeed, the only alternative spectral irradiance measurements are those from the SORCE satellite, which show an anomalous and hotly debated trend. We will deliver the evolution of solar spectral irradiance during Cycle 24 thanks to revised engineering corrections, improved calibrations, and advanced procedures to account for thermal and ageing corrections (linked with the most adequate solar proxy) of SOLSPEC data. At the end of the project, the duly validated dataset (with uncertainties) will be made publicly available for scientific use.

A preliminary version of the partial dataset has already been described in the literature (Meftah et al., 2017), representing a new reference solar spectrum for the 2008 solar minimum. However, the stakes for turning a low-level data product into a high level one with real added value are high. In the first phase of SOL-ATMOS, we will perform a thorough calibration including corrections for temperature effects and ageing. This dataset will then be compared and validated against other datasets (SORCE observations, SOLID composite dataset), aiming at receiving community endorsement. Most importantly, these new observations will allow us to assess the anomalous trends that are observed by SORCE. Since solar spectra have applications in different communities, a data management plan will be established and an interoperable product (available using machine defined access protocols) will be provided. **We will make the updated solar spectra data available at the Centre de Données de Strasbourg (CDS) via the International Astronomical Virtual Observatory (IVOA), and via other virtual observatories.** In addition, the data will comply with the standards of the Global **Space-based Intercalibration System (GSICS)**.

## **– 2 – Improvement of our quantitative understanding of the effects of solar irradiance variability on the atmosphere and climate.**

The second major objective is to improve our quantitative understanding of the effects of solar irradiance variability on the atmosphere and climate. One of the foci will be the middle atmosphere region (stratosphere + mesosphere). We will investigate the role of middle atmosphere solar-induced perturbations in the overall surface response to solar forcing, in particular mechanisms of downward propagation of mesospheric and stratospheric solar-induced perturbations to the lower atmosphere. The main tool will be an improved version of a chemistry-climate model that will account for most of the relevant processes and for the response to solar forcing throughout the depth of the atmosphere and even the ocean. The first phase will be devoted to the identification of solar signals in modelled and observational atmospheric datasets during the cycle 24. The solar forcing will be provided by the updated SOLPEC spectra.

We plan to improve our chemistry-climate model (CCM LMDz-REPROBUS) by increasing its resolution and possibly improve the spectral resolution of the radiative code if necessary (there are presently 6 bands). A parametrization of energetic particles will also be implemented thanks to a collaboration with E. Rozanov's group at PMOD/WRC (Switzerland). These model developments will be opportunities to carry out model assessments of different processes, mechanisms and their contributions to the overall response of the atmosphere and surface climate to solar forcing. The challenge is to disentangle the effects of different processes (radiative, chemical and dynamical) and mechanisms that are coupled on relatively short timescales in the middle atmosphere. This can be done in a chemistry-climate model where only specific effects of solar variability (e.g. photochemistry, direct heating, ...) on specific atmospheric layers (e.g. stratosphere, troposphere) can be accounted for in the model. Well-designed sensitivity model simulations will help to elucidate the mechanisms. Model simulations will also be evaluated against a range of observations of ozone and temperature in the middle atmosphere (satellite data from AMSU-A, MLS-Aura and SABER-TIMED, GOMOS and MIPAS on ENVISAT).



## II. Originality and relevance in relation to the state of the art

SOL-LATMOS will tackle key issues regarding solar variability itself, notably in the UV range, and the mechanisms of solar forcing. There is certainly the need for clear and qualified science inputs on this topic. The long and short-term variability of the solar irradiance is a very important parameter in climate models, especially during these times of increased interest in all kinds of climate drivers. It is a key element for the Earth's radiative balance. Nonetheless, no solar measurements are accurate enough to be able to determine the solar component in the Earth's energy balance at the top of the atmosphere. The SOLAR payload on the International Space Station with the instruments SOLSPEC, SOVIM (Solar Variable and Irradiance Monitor), and SOL-ACES (SOLar Auto-Calibrating Extreme UV/UV Spectrophotometers) has provided a unique solar dataset, quite complementary to older records of TSI observations. However, the full potential of the SOLSPEC measurements has not been exploited yet. Within the framework of SOL-ATMOS, the updated calibration and advanced correction procedures to account for thermal and aging corrections will allow to follow with unprecedented accuracy the evolution of the solar spectrum, notably in the UV range, from April 2008 to February 2017. It will provide an anchor to less accurate solar datasets. The exceptionally weak solar cycle 24 is an interesting period in this context as it might possibly imply the beginning of a general negative solar forcing.

It is also time to clarify the mechanisms involved in the solar forcing and atmospheric response. The idea is to carefully investigate processes affecting several atmospheric layers. Historically, the impact of solar variability on surface climate has often been seen as resulting only from the direct radiative effects on the Earth's surface and the lower atmosphere. In this framework, the drivers are variations in incoming total solar energy (TSI) in wavelength ranges where the atmosphere is more or less transparent, i.e. above 320 nm, corresponding mostly soft UV (UVA), visible, and near infra-red (IR) ranges. They directly cause changes in the heating rate of the Earth's surface and the lower atmosphere, modifying surface temperatures and climate. At first order, the change in global temperature is essentially due to this direct effect. However, there is also an indirect effect, the so-called 'top-down' mechanism (by opposition the direct effect referred as the 'bottom-up' mechanism). In that case, the drivers are variations in the incoming UV flux (below 320 nm) and energetic particles whose energies are almost entirely absorbed by the middle atmosphere. They cause photochemical and dynamic perturbations of the middle atmosphere which then propagate to the troposphere via stratospheric-tropospheric couplings and result in modifications of surface climate, notably on regional patterns. Both mechanisms ('top-down', 'bottom-up') operate at the same time in reality and influence the middle atmosphere and surface climate. However, we will be able to study them in complete isolation in the model by imposing a solar forcing below or above 320 nm, resulting in a forcing either of the middle atmosphere or surface/lower atmosphere. This has never been done before. We will also consider the combination of both mechanisms by imposing a solar forcing over the entire spectrum.

An additional complication in studying the 'top-down' mechanism is the fact that UV variations impact the middle atmosphere not only directly via changes in radiative heating but also indirectly via photochemically driven changes in ozone, the key chemical species and UV absorber in the stratosphere. As a result, the stratospheric temperature response to UV changes is amplified by about a factor 2 in a chemistry-climate model (with ozone calculated interactively) compared to the response in climate model with specified constant ozone (Figure 5). Clearly, the ozone response to solar variability needs to be accounted

for in models by treating ozone like temperature, as a variable of the system instead of an input. Only chemistry-climate models can do that.

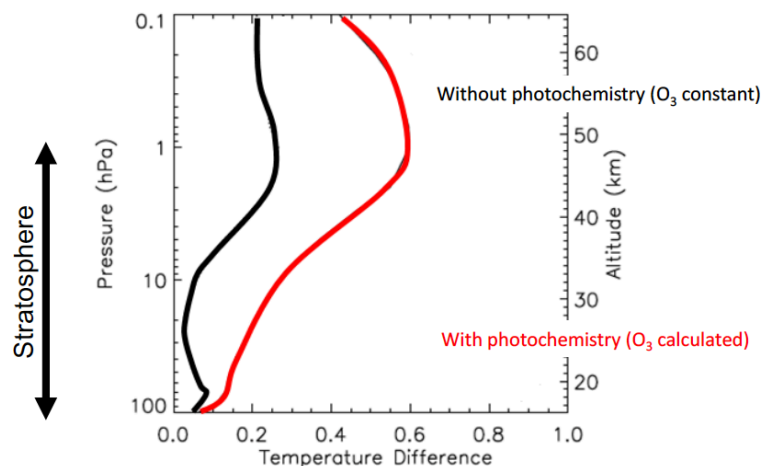


Figure 5: Temperature response to the 11-yr solar cycle,  $S_{max}-S_{min}$  (relative %) per 100 units of  $F_{10.7}$ , in the stratosphere and lower mesosphere and averaged over  $60^{\circ}S-60^{\circ}N$  latitude, as modeled by the chemistry-climate GEOSCCM using the NRL SSI. Two cases are shown, where the solar cycle has been applied (black) only to direct radiative heating (fixed ozone), and (2) with direct heating and photochemistry (interactive ozone) combined. Adapted from Swartz et al., 2012.

Solar signals are strong in the middle atmosphere. However, the signals become weaker and more complex at lower altitudes making it difficult to extract them from the overall atmospheric variability. Difficulties in assigning the solar signal also arise from the superposition of different sources. Thus, climatic signals attributed to solar variability could have been confused with signals due to major volcanic eruptions [Chiodo et al., 2014], or ENSO [Marsh and Garcia., 2007]. In this case, the statistical methods commonly used to isolate the solar signal (multiple linear regressions (MLR), composites) do not effectively separate the different sources of variability. For example, the last two major volcanic eruptions (El Chichon 1982 and Pinatubo 1991) were aligned with the solar maximums of the 11-year cycles 21 and 22. There is therefore a collinearity of estimators describing the volcanic activity and solar variability that leads to an erroneous attribution of signals by application of an MLR [Kuchar et al., 2015], yet very widely used [e.g. Frame and Gray, 2010]. We will use an ensemble of model simulations (e.g. with/without solar or volcanic forcings) to do some detection and attribution analysis for the different forcings and thus test the different methods of solar signal extraction.

SOL-ATMOS offers state of the art data treatment and an outstanding model development of high relevance for climate research. **The project will also be of importance for maintaining a continuous solar forcing record by bridging the gap between observations from SORCE (which suffer from degradation and are about to be interrupted) and the new instruments by TSIS-1, which started in Dec. 2017. This continuity is the key to maintaining accurate long-term records SOL-ATMOS will also be of direct relevance to the HEPPA-SOLARIS programme that is devoted to the study of the impact of solar variability on the atmosphere and climate** [<http://www.sparc-climate.org/activities/solar-influence/>]. HEPPA-SOLARIS is responsible for the solar contribution to the present CMIP6 exercise, which will feed into the forthcoming assessment report of the IPCC. The project will benefit from the support and access to computing resources from the IPSL (Institut Pierre-Simon Laplace) Climate Modelling Centre [<http://icmc.ipsl.fr/>].