

50376  
1990  
105

262 869

50376  
1990  
105

N° d'ordre 552

# THÈSE

*présentée à*

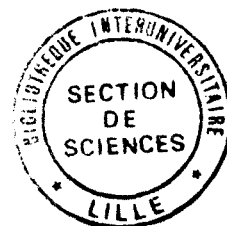
L'UNIVERSITÉ DES SCIENCES ET TECHNIQUES DE LILLE FLANDRES  
ARTOIS

[ *pour obtenir le titre de*  
**DOCTEUR EN LASERS, MOLÉCULES,  
RAYONNEMENT ATMOSPHERIQUE**

*par*

*Eric VERMOTE*

## EFFETS D'ATMOSPHERE EN TÉLÉDÉTECTION



*Soutenue le 20 Juin 1990 devant la Commission d'Examen:*

*Membres du Jury*

Mme	J. LENOBLE	Professeur à l'USTL	Présidente
M.	P.Y DESCHAMPS	Directeur de Recherches au LERTS à Toulouse	Rapporteurs
M.	M. LEROY	Directeur du Dept QI/CNES à Toulouse	
M.	R. SANTER	Maître de Conférences à USTL	
M.	M. LAUG	Professeur à l'ENSAE à Toulouse	Membres
M.	J.M MAISONNEUVE	Directeur du CERT/DERO à Toulouse	
M.	M. HERMAN	Professeur à l'USTL	

U.F.R DE PHYSIQUE FONDAMENTALE  
LABORATOIRE D'OPTIQUE ATMOSPHERIQUE

*A ma Femme.*

## *Remerciements*

Ce travail a été effectué au Laboratoire d'Optique atmosphérique de l'Université des Sciences et Techniques de Lille, sous la direction de Monsieur Herman, Professeur, Directeur du Laboratoire. Je tiens à le remercier vivement ici pour la disponibilité dont il a fait preuve, la clarté des réponses à mes questions et pour son sens du dialogue.

Je remercie Madame Lenoble, Professeur et Fondatrice du Laboratoire d'Optique Atmosphérique, de m'avoir accueilli dans ce laboratoire et de l'honneur qu'elle me fait en acceptant de présider mon Jury.

Monsieur Deschamps, Directeur de Recherches au Laboratoire d'Etude et Recherche en Télédétection Spatiale de Toulouse, a accepté de parrainer ce travail et d'en être rapporteur qu'il trouve ici l'expression de ma profonde gratitude.

Je remercie Monsieur Leroy, du Centre National d'Etudes Spatiales à Toulouse, pour l'intérêt qu'il a porté à l'ensemble du travail et pour l'honneur qu'il me fait en acceptant de le rapporter.

Je reste particulièrement reconnaissant à M. Santer, Maître de Conférences à Lille I, de l'aide qu'il m'a apporté au cours de cette thèse et d'avoir bien voulu juger ce travail.

Monsieur Laug, Professeur à Ecole Nationale Supérieure de l'Aéronautique et de l'Espace de Toulouse, a accepté de relire le manuscrit et d'apporter ses critiques, je l'en remercie très vivement.

Je tiens à remercier Monsieur Maisonneuve, Directeur du département d'Optique au Centre d'Etudes Recherches de Toulouse, pour l'intérêt qu'il a manifesté pour mon travail et pour l'honneur qu'il me fait d'en juger.

Je remercie Monsieur Tanré, Chargé de Recherches, dont les précieuses compétences m'ont été à maintes fois d'un secours inestimable au cours des différentes étapes de ce travail.

J'exprime toute ma gratitude à Monsieur Deuzé, Maître de Conférences à Lille I, pour l'aide précieuse qu'il m'a apportée au cours de cette thèse.

Je remercie également les dynamiques informaticiens du LOA, Monsieur Gonzalez et Madame Deroo, qui par les idées innovatrices dont ils savent faire preuve, ont contribué à ce que cette thèse se déroule dans de bonnes conditions.

Je tiens enfin à remercier, Monsieur Roger et Monsieur Devaux, qui m'ont grandement assisté dans les derniers moments, qui sont comme chacun sait, les plus difficiles.

Ce travail s'est effectué dans le cadre chaleureux et accueillant du LOA, que tout ses membres s'en trouvent ici remerciés.

## Résumé

La compréhension du système Géosphère-Biosphère et les progrès en climatologie ont révélé la fragilité de l'équilibre naturel. La télédétection permet une surveillance dense, globale et continue de la planète.

Le travail présenté ici vise à l'amélioration de la qualité des données satellitaires. Une attention particulière a été portée à l'expérience POLDER. Cet instrument, dont un prototype a été développé au LOA, mesure la polarisation et la bidirectionnalité du rayonnement solaire rediffusé. Il a été retenu sur les plates formes polaires de L'ESA et de la NASDA.

Deux thèmes principaux sont abordés: l'étalonnage en vol des capteurs indispensable pour remonter à des données radiométriques significatives, et la déconvolution des effets de surface et d'atmosphère nécessaire à l'interprétation des variations temporelles des signaux observés. La Simulation du signal est réalisé à partir du code radiatif "5S", amélioré au cours de cette thèse dans une nouvelle version ("6S") afin de répondre aux objectifs des thèmes abordés.

L'originalité de l'étude de l'étalonnage en vol est la réalisation de bilans d'erreur détaillés essentiels à la crédibilité, à l'amélioration et à la comparaison des méthodes proposées. On montre que sur le site français de la Crau, la qualité de l'étalonnage peut être aussi bonne qu'à White Sands (New Mexico USA), site utilisé par P.N Slater pour étalonner en routine la plupart des capteurs existants. On montre aussi les performances prometteuse d'une méthode d'étalonnage sur la diffusion moléculaire, étudiée pour SPOT<sub>4</sub>, validée sur SPOT<sub>1</sub> et retenue pour POLDER.

Pour le second thème, dans le cas d'observations sur terres émergées, on définit une méthode opérationnelle d'obtention d'un standard de comparaison des données satellites, généralisable à tout instrument et associé à un bilan d'erreur fin; sur mer on analyse les performances d'un algorithme de Couleur de l'Océan capable de restituer la réflectance de l'eau à 0.01 près dans les situations les plus réalistes possibles.

Le travail effectué fournit des éléments directement applicables à l'analyse des données POLDER. Un prolongement possible est l'inversion des aérosols sur la végétation. Cet aspect reste largement ouvert.

## Abstract

The improvement of the climatology and the better understanding of the Geosphere Biosphere system make evident the weakness of the natural balance. Satellites allows a continual, global and dense survey of the planet. The aim of this work is to improve the quality of satellite data. A specific forecasting effort has been done for POLDER experiment. POLDER, which a prototype has been developed in LOA, is an instrument measuring the polarization and the bidirectionnality of the Earth outgoing radiation proposed to fly on ESA and NASDA polar platforms.

Two major points are investigated: first, the absolute calibration of the sensor while in flight, essential to deal with significant radiometric values; second, the separation in the signal at the top of the atmosphere between the ground and the atmosphere contributions, essential for multi-temporal studies. The signal was simulated with a improved version of the radiative code 5S (6S). These improvements were necessary according to the fixed goals.

For the calibration, we emphasize on Error budget, crucial for the determination of calibration accuracy, and useful for the comparison and the improvement of calibration methods. We showed that on the french site of "La Crau", the calibration accuracy can be as good as for the White Sands site, located in New Mexico (USA) and used by P.N Slater to calibrate most of the present in orbit sensors. We showed also the promising calibration method using the Rayleigh component, studied for SPOT<sub>4</sub>, validated on SPOT<sub>1</sub> and selected for POLDER.

For the second task, we defined an operational method calculating a standard of comparison for Satellite data over Continents. This Method is easily applicable for every type of sensors and associated with a detailed error budget. For Sea images we analyze the performances of a simple Ocean Color Algorithm (giving the sea surface reflectance with an error smaller than 0.01) in the most realistic cases.

This work gives basis directly applicable to the analyze of POLDER data. Further development could be the retrieval of aerosols over vegetative cover.

## ***Sommaire***

<b>INTRODUCTION</b>	<b>page 1</b>
<b>CHAPITRE PREMIER</b>	
<b><i>"Modélisation du signal et passage de 5S à 6S"</i></b>	<b><i>page 5</i></b>
I) Introduction	page 7
II) Formulation du signal	page 9
III) Limite de la modélisation 5S	page 22
IV) Calcul de la diffusion moléculaire	page 31
V) Altitude variable du capteur et de la cible	page 32
VI) Effets directionnels de surface	page 38
<b>CHAPITRE SECOND</b>	
<b><i>"Méthodes d'étalonnage en vol"</i></b>	<b><i>page 45</i></b>
I) Introduction	page 46
II) Etalonnage sur cibles terrestres de référence	page 47
III) Etalonnage sur le Rayleigh	page 71
IV) Conclusion	page 109
<b>CHAPITRE TROISIEME</b>	
<b><i>"Corrections atmosphériques"</i></b>	<b><i>page 111</i></b>
I) Introduction	page 112
II) Principe de la correction sur terres émergées	page 114
III) Méthode opérationnelle de correction	page 117
IV) Bilan d'erreur	page 122
V) Corrections sur mer	page 127
VI) Conclusion	page 141
<b>CONCLUSION</b>	<b>page 143</b>

## **Annexes**

<b>Annexe I :</b>	<b>"Calcul de la diffusion moléculaire"</b>	<b>page 145</b>
<b>Annexe II :</b>	<b>"Orbitographie"</b>	<b>page 163</b>
<b>Annexe III :</b>	<b>"Interpolation Spatio-Temporelle des coefficients de correction atmosphérique"</b>	<b>page 173</b>
<b>Annexe IV :</b>	<b>"Bilan d'erreur de la correction atmosphérique"</b>	<b>page 187</b>

<b>Bibliographie</b>	<b>page 205</b>
----------------------	-----------------

<b>Glossaire</b>	<b>page 209</b>
------------------	-----------------

# INTRODUCTION

Les progrès de la climatologie et de la compréhension du système Géosphère-Biosphère ont mis en évidence la fragilité de l'équilibre naturel et les modifications irréversibles de l'activité de l'homme sur son environnement. La mobilisation de la communauté scientifique autour de ces problèmes a fait émerger l'importance d'une observation globale, dense et continue de la planète. Ces observations doivent évidemment être de plus en plus performantes puisqu'il faut discerner de la variabilité naturelle des phénomènes les signaux significatifs d'une évolution du système.

Ces objectifs font à l'évidence apparaître le rôle majeur du satellite. Cette constatation se concrétise par les projets de plates-formes polaires dans lesquels le LOA est impliqué dans une co-investigation sur MODIS, sur la future plate forme américaine, et dans sa participation au projet POLDER, actuellement retenu en phase A sur les futures plates formes polaires de l'ESA et de la NASDA. Rappelons que cet instrument analyse la polarisation et la bidirectionnalité du rayonnement, et qu'un prototype de l'appareil a été développé au LOA.

L'analyse fine des données satellitaires suppose la maîtrise parfaite de deux points, l'étalonnage des capteurs et la déconvolution dans les signaux étudiés des effets de surface et d'atmosphère.

Sur le premier point, le travail présenté dans cette thèse concerne l'étalonnage en vol. En effet, les dispositifs d'étalonnage embarqués, quand ils existent, se révèlent impuissants à fournir un étalonnage absolu du capteur, indispensable à la qualité radiométrique des données produites. D'autre part, ces études sont un point de passage obligé pour POLDER dont aucun étalonnage embarqué n'est prévu. Les méthodes d'étalonnage pour être crédibles et généralisables doivent être associées à un bilan d'erreur. Ce bilan d'erreur met en évidence les points faibles de la méthode et permet une amélioration de ses performances en fonction des opportunités offertes.

On présente d'abord (Chapitre Second, Section II) une étude de l'étalonnage de SPOT<sub>1</sub> sur le site de la Crau (Camargue). Le bilan d'erreur de la méthode peut être facilement transposé à d'autres satellites. Cette méthode d'étalonnage sur site est déjà appliquée en routine à divers satellites (LANDSAT/TM, SPOT/HRV, NOAA/AVHRR) par P.N. Slater, sur le site de White Sands (Nouveau Mexique). Le site de White Sands bénéficie de conditions d'uniformité spatiale (30Kmx30Km), de pureté de l'atmosphère (visibilité moyenne de 100Km), et de réflectance de surface (40% de .45µm à .75µm) assez exceptionnelles. Dans le cas de l'étalonnage sur le site de la Crau, la caractérisation des propriétés de surface et d'atmosphère a donc été beaucoup plus élaborée qu'elle ne l'est sur White Sands. Cependant les résultats obtenus lors des premières campagnes montrent que la précision de l'étalonnage est aussi bonne qu'à White Sands.



On a ensuite développé une méthode beaucoup plus prometteuse (Chapitre Second,Section III), étudiée ici dans l'objectif de B<sub>0</sub> de SPOT<sub>4</sub>, mais qui sera très certainement appliquée à POLDER: l'étalonnage sur la diffusion moléculaire. Cette méthode peut se passer de données exogènes tout en gardant une bonne précision pour les canaux de courtes longueurs d'onde. Elle se révèle applicable à d'autres capteurs et, comme elle ne nécessite pas de mesures in situ simultanées, pourrait servir à étalonner à posteriori des séries d'observations déjà acquises par des satellites tels que AVHRR.

Sur le deuxième point, le travail a consisté à approfondir la méthodologie de déconvolution des effets de surface et d'atmosphère. En effet, dans le spectre solaire, les signatures de la surface et de l'atmosphère sont toujours mélangées dans le signal au sommet de l'atmosphère et ceci quelle que soit la longueur d'onde d'observation. Dans cette analyse on a distingué les observations sur terre (Chapitre Troisième,Section II) de celles sur mer (Chapitre Troisième,Section III). L'optique du travail était d'obtenir un compromis entre la qualité de la correction et la facilité de sa mise en oeuvre opérationnelle.

Sur mer, on a accès dans le proche infrarouge, où la réflectance de l'eau est nulle, à une information purement atmosphérique permettant de déduire l'effet des aérosols. On peut donc en principe purger les signaux observés dans le visible de tout effet d'atmosphère et remonter à la réflectance de surface. La mise en oeuvre de cette méthode est cependant délicate et la précision espérée demande une étude soignée.

Sur terres émergées, les signatures de l'atmosphère et de la surface sont toujours mélangées et la correction de l'effet des Aérosols n'est pas possible sans données supplémentaires. On s'est donc orienté vers un standard de comparaison des mesures télédéteectées en cherchant à fournir un produit intermédiaire de correction: la réflectance du système Sol+Aérosols. En pratique, ce produit est souvent très proche de la réflectance de sol, et il reste améliorable si l'on dispose de données sur les Aérosols.

Cette seconde étude s'est effectuée dans le cadre de SPOT<sub>4</sub>/VGT. Nous avons défini une méthode de correction opérationnelle applicable en routine et en temps réel , étant sous entendu qu'elle devait s'intégrer au segment sol. Cette méthode est associée à un bilan d'erreur fin, essentiel pour juger de la qualité du produit fourni. Le bilan d'erreur et la méthode sont directement transposables à d'autres expériences. Cette correction est d'ailleurs actuellement en application dans le cadre d'un projet ISPRA pour l'utilisation systématique de 8 ans de données AVHRR.

Sur mer, nous avons défini un algorithme de correction tenant compte des Aérosols. On a analysé ses performances dans le cas de MODIS et de SPOT<sub>4</sub>/VGT. Les simulations faites pour diverses géométries d'observation et conditions d'atmosphère montrent que l'on retrouve la réflectance de surface à

mieux que 0.01 en absolu.

Toutes ces études nécessitent une bonne compréhension du signal satellitaire associée à des moyens de simulation précis et rapides. La modélisation du signal a été largement étudiée au LOA au cours de ces dernières années (cf références bibliographiques {1} à {6}) et cet effort a débouché sur la réalisation d'un code de transfert radiatif bien adapté au cas de cibles lambertiennes. Ce logiciel, baptisé 5S (Simulation du Signal Satellitaire dans le Spectre Solaire), largement diffusé, a démontré son utilité mais se révèle insuffisant face aux objectifs fixés par les thèmes étudiés. On a donc fait évoluer, au cours de cette thèse, 5S vers une version moins limitée, 6S, permettant de mieux répondre aux impératifs des expériences nouvelles. On présente donc dans le Chapitre Premier, le code radiatif 5S, ses limitations, et la transposition à 6S avant d'aborder l'étalonnage en vol (Chapitre Second) et la correction atmosphérique (Chapitre Troisième).



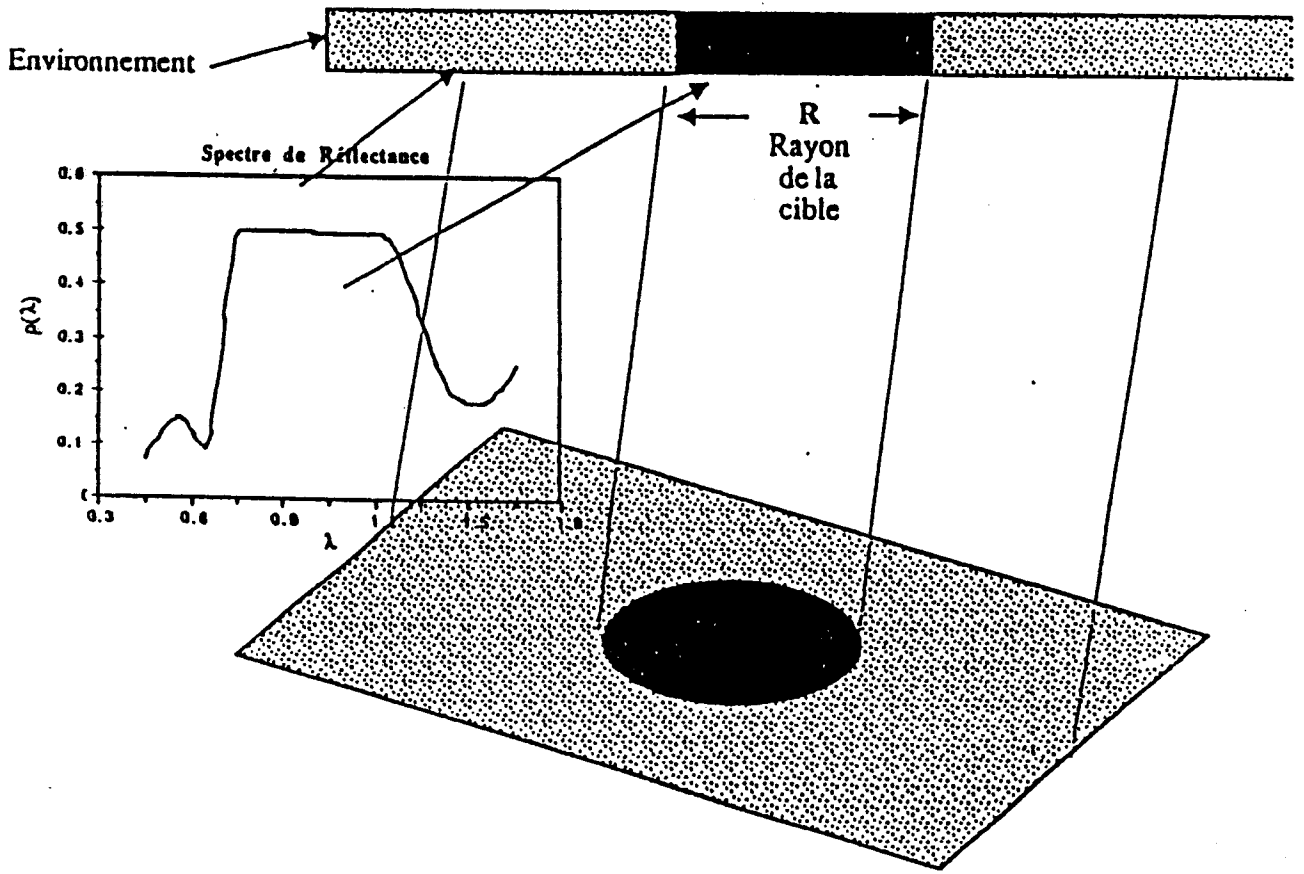
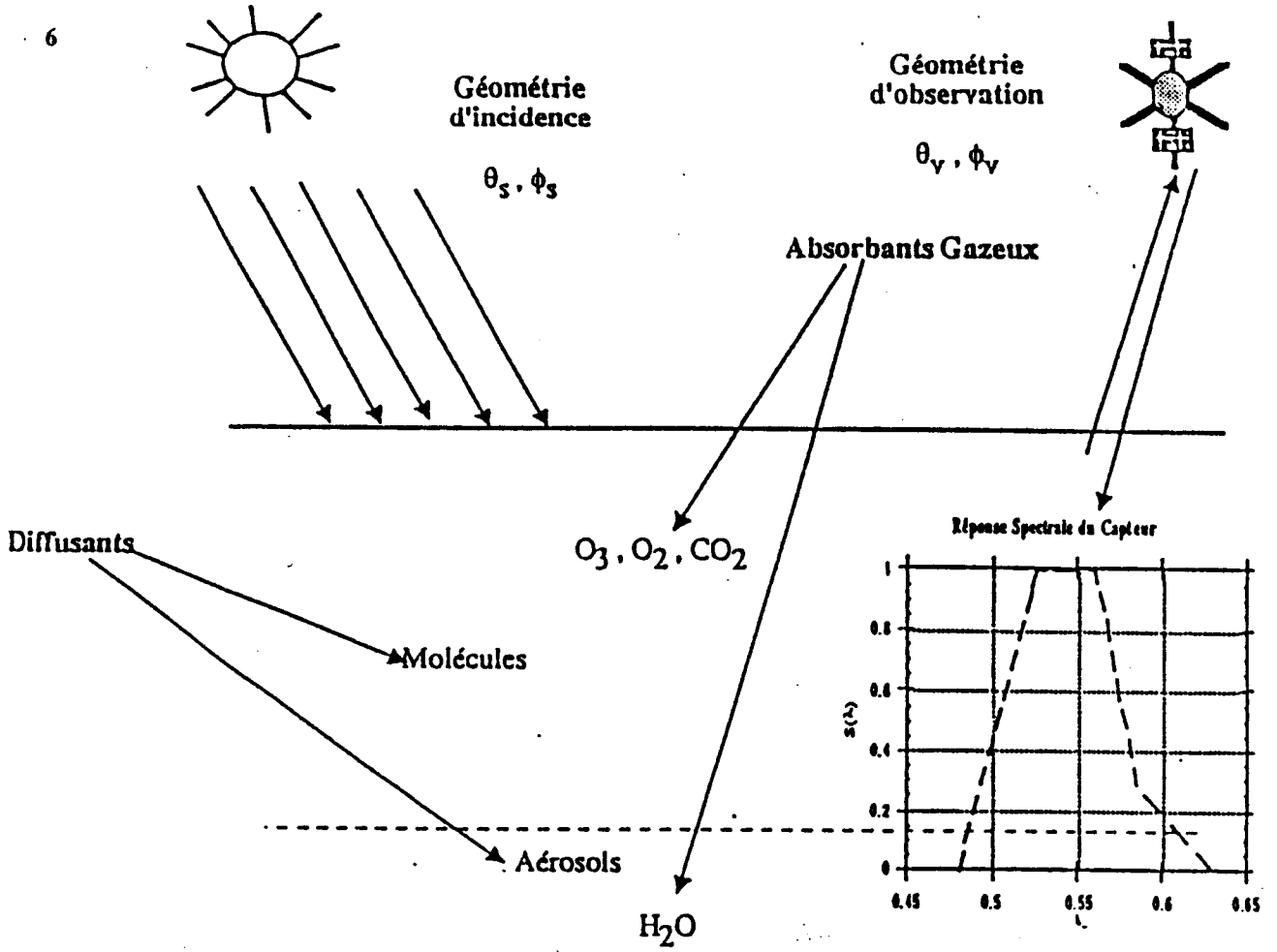
## **CHAPITRE PREMIER**

# **MODELISATION DU SIGNAL PASSAGE DE 5S à 6S**

- I) INTRODUCTION**
  
- II) MODELISATION ET FORMALISME DU SIGNAL DANS 5S**
  
- III) LIMITES DE LA MODELISATION 5S**
  
- IV) EXTENSION DES CALCULS AUX CAS LIMITES**
  
- V) ALTITUDE VARIABLE DU CAPTEUR ET DE LA CIBLE**
  
- VI) EFFETS DIRECTIONNELS DE SURFACE**

Figure 1

6



## I) INTRODUCTION

La modélisation du signal satellitaire a été étudiée au LOA [1-6], et a débouché sur la réalisation d'un code de transfert radiatif 5S (Simulation du Signal Satellitaire dans le Spectre Solaire). Ce code permet de simuler, pour les longueurs d'ondes comprises entre 0.35 et 2.2 $\mu\text{m}$ , le rayonnement solaire rediffusé par l'ensemble Terre-Atmosphère. La figure 1, ci contre, illustre les paramètres pris en compte dans ce problème.

Les méthodes de calcul du transfert radiatif sont nombreuses: Monte-Carlo, Harmoniques Sphériques, Ordres Successifs de Diffusion, pour ne citer que celles là. Outre un temps de calcul souvent prohibitif, chacune de ces méthodes possède un champ d'application, une formalisation et des limitations propres, qui rendent leur utilisation par des profanes difficile. De plus, aucune de ces méthodes ne fournit une formulation analytique de la solution qui permette une appréhension directe des paramètres sensibles du problème. Ces méthodes, que l'on appellera méthodes exactes, sont donc indispensables comme référence, mais inexploitablement directement dans le cadre qui nous intéresse.

Le but de 5S est double: d'une part, fournir une boîte noire permettant de simuler rapidement les effets d'atmosphère en télédétection, d'autre part, à l'aide de formulations semi-empiriques du signal basées sur des méthodes exactes, tenter de formaliser analytiquement le problème.

On décrit d'abord le code radiatif 5S (Section II) dans le paragraphe (II-1) ("Formalisme de 5S") en rappelant le formalisme utilisé et par là même un certain nombre de grandeurs physiques - réflectance atmosphérique intrinsèque, transmission atmosphérique - qui sont les grandeurs "Clés" de la compréhension du problème. Le calcul de ces grandeurs est ensuite détaillé dans les paragraphes II.2 à II.5.

La formulation analytique du signal présentée en (Section II) est faite dans le cadre d'hypothèses simplificatrices et donc au détriment de la précision. En première analyse, cette perte de précision peut paraître négligeable devant l'incertitude sur l'étalonnage des capteurs satellitaires. Il apparaît cependant de plus en plus nécessaire d'affiner cette formulation pour mettre en adéquation les performances des algorithmes de simulation ou d'inversion du signal satellitaire et celles des nouveaux instruments de télédétection classique ou des besoins spécifiques des prochaines missions spatiales.

Les limites de la modélisation 5S sont mises en évidence dans le Section III. On peut les classer qualitativement en trois groupes ; les limitations dans la précision des calculs ("Calcul de la diffusion moléculaire" (Section IV)) (capteurs grand champ, courtes longueurs d'onde), les limitations

dans la possibilité de comparer des données satellitaires à des mesures aéroportées ("Altitude variable du capteur ou de la cible" (Section V)), enfin les limitations dues à la restriction du problème au seul cas de surfaces lambertiennes ("Effet directionnel de surfaces" (Section VI)). Les solutions aux problèmes posés sont décrites dans les Sections IV, V, VI. Leur mise en oeuvre devrait aboutir à la mise à jour de 5S en 6S ("Seconde Simulation du Signal Satellitaire dans le Spectre Solaire").

## II) FORMULATION DU SIGNAL

### II.1) Formalisme

La formulation de départ est assez simple si le sol est homogène et présente une réflectance lambertienne. Hors absorption gazeuse, la réflectance monochromatique au sommet de l'atmosphère,  $\rho_\lambda^*$ , peut alors se mettre sous la forme :

$$\rho_\lambda^*(\theta_s, \theta_v, \phi) = \rho_\lambda^{\text{atm.int}}(\theta_s, \theta_v, \phi) + T_\lambda(\mu_s) \frac{\rho_\lambda^{\text{cible}}}{1 - S_\lambda \rho_\lambda^{\text{cible}}} T_\lambda(\mu_v) \quad (1)$$

où  $\theta_s, \theta_v$  sont les angles zénithaux solaire et de visée.

$\phi$  est la différence azimutale soleil-visée ( $\phi_s - \phi_v$ ).

$\mu_s, \mu_v$  les cosinus des angles zénithaux.

$\lambda$  est la longueur d'onde d'observation

$\rho_\lambda^{\text{cible}}$  est le facteur de réflectance de la cible (lambertienne)

$\rho_\lambda^{\text{atm.int}}$  la réflectance atmosphérique intrinsèque, c'est à dire le signal qui serait observé par le satellite si le sol était noir ( $\rho_\lambda^{\text{cible}} = 0$ ).

$T_\lambda(\mu_s), T_\lambda(\mu_v)$  les fonctions de transmissions atmosphériques descendante et montante

$S_\lambda$  est l'albédo sphérique de l'atmosphère (terme exprimant le poids des réflexions multiples Sol - Atmosphère)

Ces différents termes varient assez lentement avec la longueur d'onde. Sur la base de l'équation (1), on peut donc ne calculer la réflectance au sommet de l'atmosphère,  $\rho^*$ , que pour des longueurs d'ondes discrètes. On découpe l'intervalle spectral sur lequel le capteur satellitaire est sensible en sous intervalles (de largeur 5 nanomètres) sur lesquels on peut appliquer un calcul monochromatique de  $\rho_{\lambda_i - \lambda_{i+1}^*}$ . On calcule séparément sur l'intervalle  $\lambda_i - \lambda_{i+1}$ , le facteur de transmission gazeuse  $T_{g_{\lambda_i - \lambda_{i+1}}}$ , beaucoup plus variable, en utilisant des données spectroscopiques. On convolue ensuite ces calculs par la sensibilité spectrale de l'instrument,  $R_{\lambda_i - \lambda_{i+1}}$ , sur l'intervalle considéré, et obtient la réflectance équivalente,  $\rho$  en entrée de l'instrument par :

$$\rho = \sum_{i=1}^{n-1} T_{g_{\lambda_i - \lambda_{i+1}}} \rho_{\lambda_i - \lambda_{i+1}}^* R_{\lambda_i - \lambda_{i+1}} \quad (2)$$



## II-2) Calcul de la réflectance atmosphérique intrinsèque

### II-2-1) Décomposition de la réflectance atmosphérique intrinsèque

La réflectance atmosphérique intrinsèque,  $\rho^{\text{atm.int}}$ , qui serait le terme observé au niveau du satellite si le sol était noir, peut se décomposer comme la somme de deux termes, l'un du aux molécules, qu'on notera  $\rho_R$  et l'autre du aux aérosols qu'on notera  $\rho_A$  :

$$\rho^{\text{atm.int}} = \rho_R + \rho_A \quad (3)$$

Cette décomposition n'est qu'approchée et devient assez inexacte lorsque la longueur d'onde devient petite et que les poids relatifs de chacune des composantes deviennent comparables. L'équation (3) peut alors être complétée d'un terme de couplage qui rend compte du fait que la couche Rayleigh est éclairée de manière très anisotrope ( $1/\mu$ ) par les photons diffusés par la couche d'Aérosols (6). Nous verrons cependant que d'autres limitations sont encore plus gênantes, et on conservera ici l'équation (3).

### II-2-2) Calcul de $\rho_R$

#### Épaisseur optique moléculaire $\tau_R$

Le calcul de la diffusion moléculaire (ou Rayleigh) nécessite d'abord celui de l'épaisseur optique Rayleigh,  $\tau_R$ , qui représente, à la longueur d'onde considérée, l'abondance optiquement active des molécules. Cette épaisseur optique varie en  $\lambda^{-4}$ , et pour en donner un ordre de grandeur, on peut dire que si la visibilité horizontale est de 23km, à 0.45 $\mu\text{m}$  l'épaisseur optique des molécules est du même ordre de grandeur que l'épaisseur optique des aérosols (de l'ordre de 0.24). La réflectance Rayleigh sera dans ce cas de l'ordre de 0.05, pour une observation au nadir et un soleil à 30° d'incidence.

Les paramètres de calcul de  $\tau_R$  étant la pression barométrique et la longueur d'onde, les constantes utilisées sont l'indice de l'air et le facteur de dépolarisation des molécules  $\delta_R$  {7} {8}. On donne figure (2) la dépendance spectrale  $\tau_R$ , basée sur les expressions suivantes de l'indice de réfraction de l'air,  $n_s$ , (4) et de  $\tau_R$  (5-8):

$$(n_s - 1) \cdot 10^8 = 6593.1 + \frac{3010182.3}{146 - \nu^2} + \frac{26113.82}{41 - \nu^2} \quad (4)$$

où  $\nu$  est la fréquence exprimé en  $\text{cm}^{-1}$

$$\tau_R^\lambda = \int_0^\infty \beta_\lambda(z) dz \quad (5)$$

où  $\beta_\lambda(z)$  est le coefficient d'extinction des molécules à l'altitude  $z$ , donné par :

$$\beta_\lambda(z) = \sigma_\lambda N_r(z) \cdot 10^5 \quad (6)$$

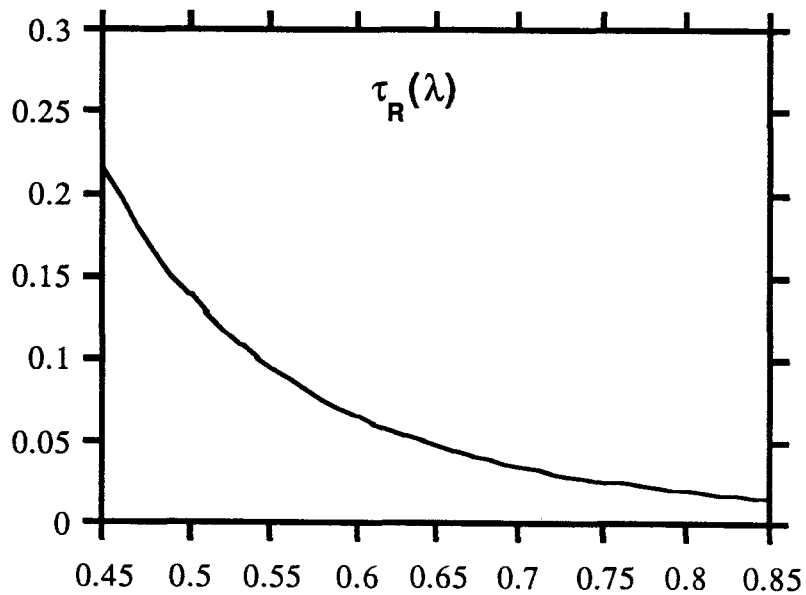
$N_r(z)$  est le nombre de molécules par  $\text{cm}^3$  à l'altitude  $z$ , et  $\sigma_\lambda$  la section efficace d'extinction en  $\text{cm}^2$ ; on a :

$$\sigma_\lambda = \frac{8\pi^3(n_s^2-1)}{3\lambda^4 N_s^2} \frac{6+3\lambda}{6-7\lambda} \quad (7)$$

$$N_r(z) = N_s \frac{P(z)}{1013.25} \frac{273.85}{T(z)} \quad (8)$$

avec  $N_s = 6.02253 \cdot 10^{23} / 22.414 \cdot 10^{-3}$

*Figure 2*  
*Dépendance Spectrale de  $\tau_R$*

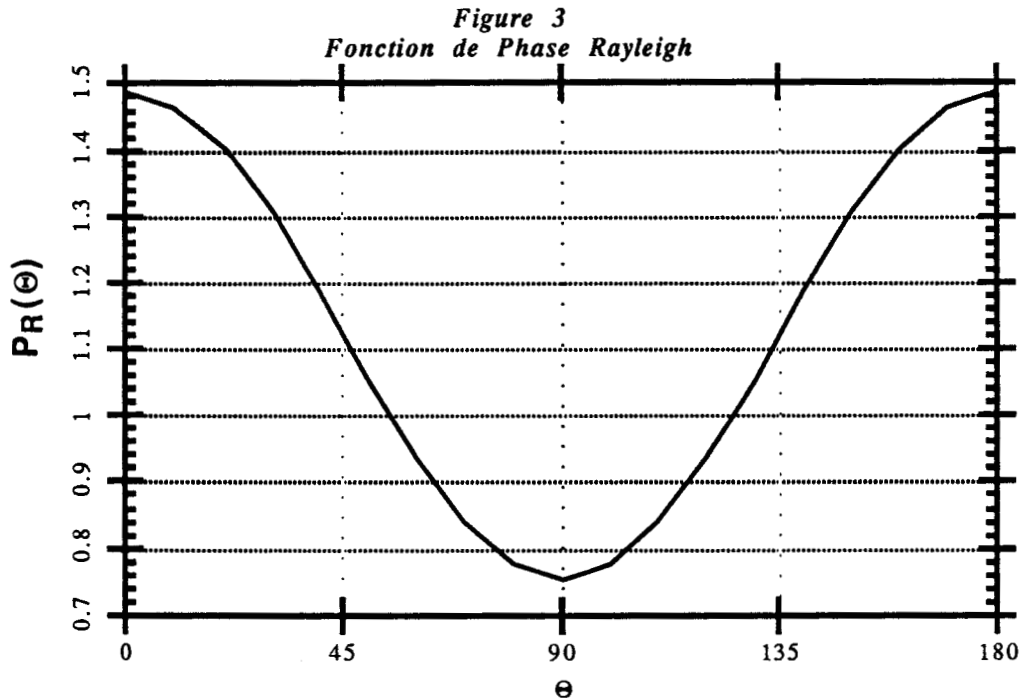


### Fonction de phase $P_R(\Theta)$

Les propriétés de diffusion d'une molécule sont décrites par la fonction de phase  $P_R(\Theta)$ , qui donne suivant l'angle de diffusion  $\Theta$  (10), le pourcentage de photons renvoyés par unité d'angle solide autour de cette direction. On donne figure (3) le diagramme de rayonnement d'une molécule. On remarque le caractère relativement isotrope des propriétés de diffusion d'une molécule. La formule de calcul de  $P_R(\Theta)$  utilisée dans 5S est :

$$P_R(\Theta) = \frac{3}{4}(1 + \cos^2(\Theta)) \quad (9)$$

$$\cos(\Theta) = \mu_s \mu_v + \cos(\phi_s - \phi_v) \sqrt{(1 - \mu_s^2)(1 - \mu_v^2)} \quad (10)$$



### Réflectance Rayleigh

Connaissance la fonction de phase  $P_R(\Theta)$  et l'épaisseur optique Rayleigh  $\tau_R$ , la résolution de l'équation de transfert radiatif permet de calculer le signal remontant au sommet de la couche. Dans le cas d'une seule diffusion on aboutit à l'expression:

$$\rho_R(\tau, \mu_s, \mu_v, \phi) = \frac{(1 - e^{-\tau(\mu_s + 1/\mu_v)}) P_R(\Theta)}{4(\mu_s + \mu_v)} \quad (11)$$

Si l'on développe l'expression (11) au premier ordre en  $\tau_R$ , on obtient :

$$\rho_R(\tau, \mu_s, \mu_v, \phi) = \frac{\tau_R P_R(\Theta)}{4 \mu_s \mu_v} \quad (12)$$

Cette expression (12) est remarquable. Bien que l'on n'ait résolu l'équation de transfert radiatif qu'en diffusion primaire, le fait de redévelopper au premier ordre en  $\tau_R$ , donne une expression de  $\rho_R$  qui tient partiellement compte des diffusions multiples en surestimant légèrement le résultat.

### II.2.3) Calcul de $\rho_A$

#### Type d'Aérosols

Le but de 5S n'est ni de chercher une paramétrisation extrême, ni de calculer exactement le rayonnement issu d'un milieu dont les caractéristiques optiques soient finement décrites, mais de fournir un outil simple à manipuler, dédié aux études de sensibilité des effets d'atmosphère en télédétection. Il n'est donc pas question pour l'utilisateur du code de décrire en détail les propriétés optiques des Aérosols.

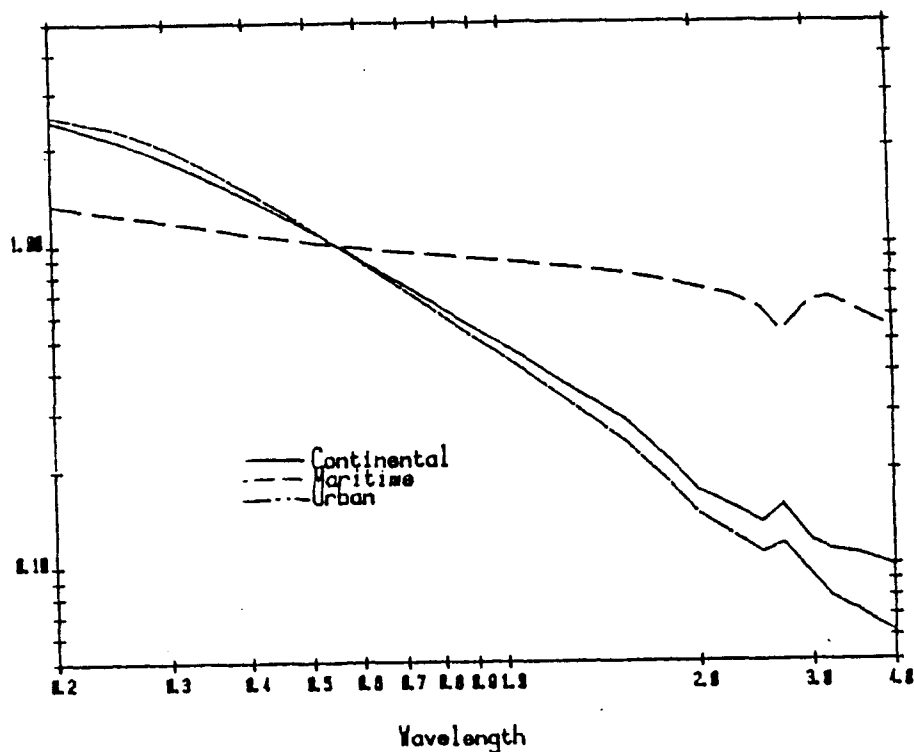
Des types d'Aérosols prédéfinis, issus de modèles de la WMO, ont donc été sélectionnés, (Dust Like, Water Soluble, Oceanic et Soot) et pour chacun de ces types, la dépendance spectrale de l'épaisseur optique et la fonction de phase  $P_A(\Theta)$  ont été précalculés à partir de la théorie de MIE. Le code propose alors 3 modèles de base (Maritime, Continental et Urbain) correspondant à des proportions standards de ces différents types d'Aérosols; ce sont ces modèles que nous utilisons en général dans nos tests de sensibilité. Il reste possible d'affiner le modèle d'Aérosols, en définissant un mélange homogène des quatre types de particules prédéfinis. Dans ce cas, les proportions des différentes espèces sont paramétrées et choisies en entrée.

### Épaisseur optique des Aérosols $\tau_A$

Contrairement aux molécules, la quantité d'Aérosols est hautement variable. C'est d'ailleurs ce qui rend leur influence si gênante en télédétection. L'épaisseur optique des Aérosols  $\tau_A$ , est donc un paramètre d'entrée de 5S. On fournit  $\tau_A$  à  $0.55\mu\text{m}$ , et suivant le type d'Aérosols retenu, le code dérive l'épaisseur optique Aérosols aux longueurs comprises dans la bande spectrale du capteur. On donne, figure (4), les dépendances spectrales des coefficients d'extinction (équivalents à une épaisseur optique normalisée) des différents modèles d'Aérosols utilisés dans 5S.

Plus simplement, on peut entrer la visibilité horizontale en Km,  $V_h$ ; la grandeur  $\tau_A$  est alors déduite par interpolation entre deux profils verticaux standards d'Aérosols correspondant à des valeurs de  $V_h$  de 23Km et de 5Km.

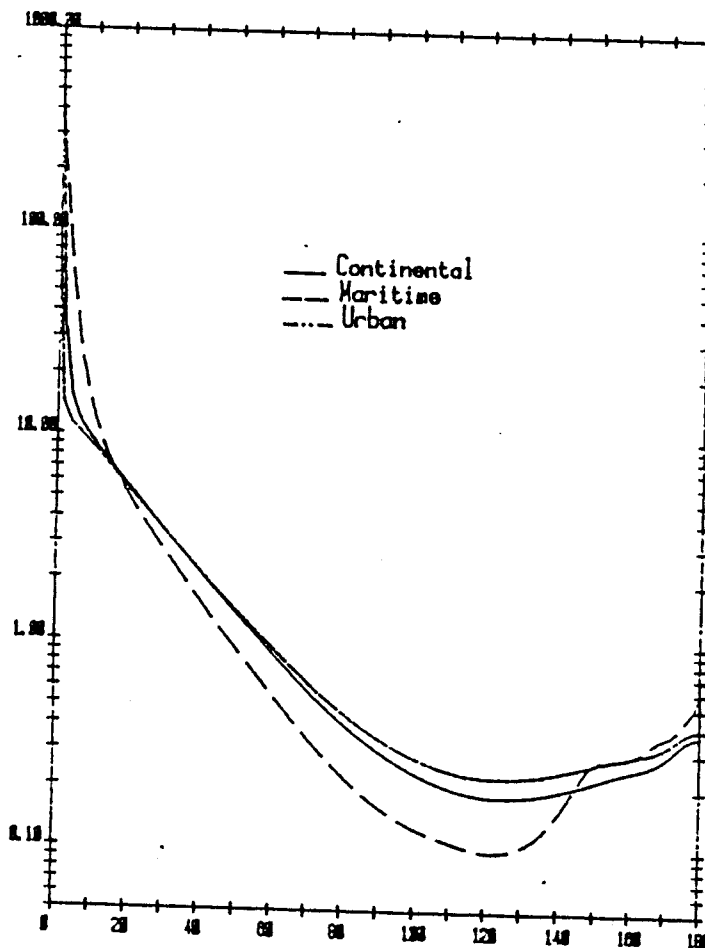
figure 4  
Dépendance spectrale du coefficient d'extinction des Aérosols



### Fonction de Phase des Aérosols

Les fonctions de phase des Aérosols  $P_A(\Theta)$  précalculées comme on l'a vu, sont tracées figure (5) pour les trois modèles d'Aérosols standards. Une remarque s'impose ici: Par comparaison à la fonction de phase Rayleigh  $P_R(\Theta)$ , relativement isotrope, les fonctions  $P_A(\Theta)$  possèdent toutes une pointe de diffusion à l'avant très marquée (on remarquera l'échelle semi-logarithme du graphe). Cette propension des aérosols à diffuser vers l'avant est due au fait que ces particules sont beaucoup plus grosses que les molécules.

**Figure 5**  
**Fonction de Phase des Aérosols  $P_A(\Theta)$**

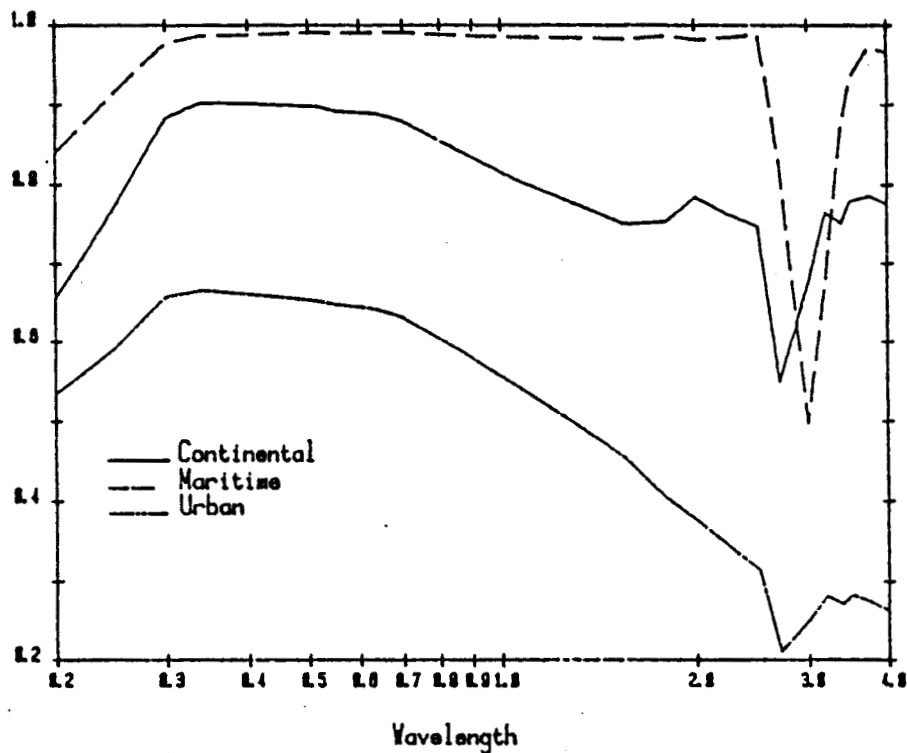


### Albèdo des Aérosols $\omega_0$

L'albèdo de diffusion simple des particules  $\omega_0$ , est défini par le rapport du flux total diffusé par une particule, par le flux total qu'elle intercepte. Si la particule n'absorbe pas le rayonnement, ce rapport est égal à 1. La couche est alors dite conservative: c'est le cas des molécules. Si les particules ont une

absorption propre,  $\omega_0$  n'est plus égal à 1. C'est le cas des modèles d'aérosols retenus dans 5S dont la figure 6 présente la variation spectrale de  $\omega_0$ .

**Figure 6**  
**Dépendance spectrale de l'albédo de diffusion simple des Aérosols**



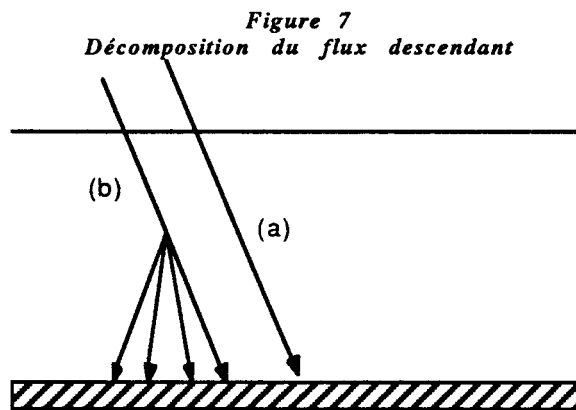
### Réfectance intrinsèques des Aérosols

Pour calculer la réflectance intrinsèque des Aérosols,  $\rho_A$ , on utilise la formulation de Sobolev (8), qui permet de prendre en compte de manière exacte la diffusion primaire. Le calcul des diffusions multiples ne tient compte que des deux premiers termes de la décomposition en polynômes de Legendre de la fonction de Phase exactes des Aérosols.

### II-3) Calcul des fonctions de transmissions et de l'albédo sphérique de l'atmosphère

La réflectance atmosphérique intrinsèque est la réponse propre de l'atmosphère, c'est à dire le signal observé par le satellite quand la surface visée est noire. Les fonctions de transmissions atmosphériques représentent soit la proportion de photons qui atteignent la cible - il s'agit alors de la transmission atmosphérique descendante  $T(\mu_s)$  - soit la proportion de photons qui ayant été réfléchis par la cible parviennent jusqu'au capteur - c'est la transmission montante  $T(\mu_v)$ . On montre que ces deux fonctions de transmissions sont identiques.

La figure (7) illustre la notion de transmission descendante. On distingue deux types de rayonnement arrivant sur la cible, le rayonnement direct et le rayonnement diffus. Le rayonnement Direct est constitué des photons arrivant directement sur la cible sans avoir été diffusés (a). Le rayonnement diffus est constitué des photons arrivant sur la cible en ayant subi au moins une diffusion (b). A chacun de ces types de rayonnement est associée une fonction de transmission, et la transmission totale  $T(\mu)$  est la somme de la transmission directe  $T_D(\mu)$  et de la transmission diffuse  $t_d(\mu)$ .



La fonction de transmission directe  $T_D(\mu)$  est immédiate. Par définition même de l'épaisseur optique  $\tau$  (ici  $\tau$  représente l'épaisseur optique totale  $\tau_A + \tau_R$ ), on sait que sur le trajet optique le plus court de traversée d'un milieu, le rayonnement est atténué exponentiellement en  $\tau$ . Pour un rayonnement d'incidence  $\mu$ , à une des surfaces de la couche, le rayon sortant directement à l'autre bout sera atténué en  $e^{-\tau/\mu}$ .

La transmission diffuse  $t_d(\mu)$ , dépend de l'épaisseur optique du milieu considéré, mais aussi des propriétés de diffusion des particules qui le composent. On la définit par le rapport du flux diffus descendant sur le flux total injecté au sommet de l'atmosphère. Pour calculer ce flux diffus descendant, on résout l'équation de transfert radiatif, non plus en terme de luminance mais en terme de flux. Ce calcul peut se faire efficacement à l'aide de méthodes de résolution approchées appelées méthodes à deux flux {10}, qui aboutissent à un système d'équations différentielles associé à l'équation de transfert radiatif. Un cas très



simple est le cas où le milieu considéré est conservatif ( $\omega_0 = 1$ ). La couche de molécules répond à cette hypothèse et on obtient alors pour l'expression de la transmission diffuse :

$$t_{dR}(\mu) = \frac{\left[ \left( \frac{3}{4}\mu + \frac{1}{2} \right) - e^{-\tau_R/\mu} \left( \frac{3}{4}\mu + \frac{1}{2} + \frac{3}{4}\tau_R \right) \right]}{1 + \frac{3}{4}\tau_R} \quad (13)$$

Dans le cas où  $\omega_0$  n'est pas égal à 1, la résolution du système d'équations différentielles, dans les hypothèses simplificatrices de Zdunkowski, donne un flux diffus descendant  $F_d^-(\mu)$  de la forme:

$$F_d^-(\mu) = a e^{k\tau} + b e^{-k\tau} + c e^{-\tau/\mu} \quad (14)$$

où  $k, a, b, c$  sont reliés de façon simple aux paramètres de diffusion des particules

### Albédo Sphérique de l'atmosphère

L'expression formelle de l'albédo sphérique de l'atmosphère est:

$$S = 2 \int_0^1 a(\mu) \mu d\mu \quad (15)$$

où  $a(\mu)$  est l'albédo plan de la couche  
 $(a(\mu) = 1 - T(\mu))$  si le milieu est conservatif

L'expression de  $a(\mu)$  est assez compliquée dans le cas où  $\omega_0$  n'est pas égal à 1. Si on développe  $t_d(\mu)$  au premier ordre en  $\tau$ , on obtient une approximation correcte de  $S$ ,  $S_{app}$ , qui s'écrit:

$$S_{app} = b'\tau \quad \text{avec } b' = (1-g)\omega_0 \quad (16)$$

où  $g$  est le coefficient d'asymétrie défini par :

$$g = \beta_1/3 \quad \beta_1 \text{ étant le premier coefficient de la décomposition en } \beta_1 \text{ de } P(\Theta)$$

On peut améliorer ce calcul en réajustant cette approximation à des calculs exacts de l'albédo sphérique; une expression simple assez précise utilisée dans 5S est :

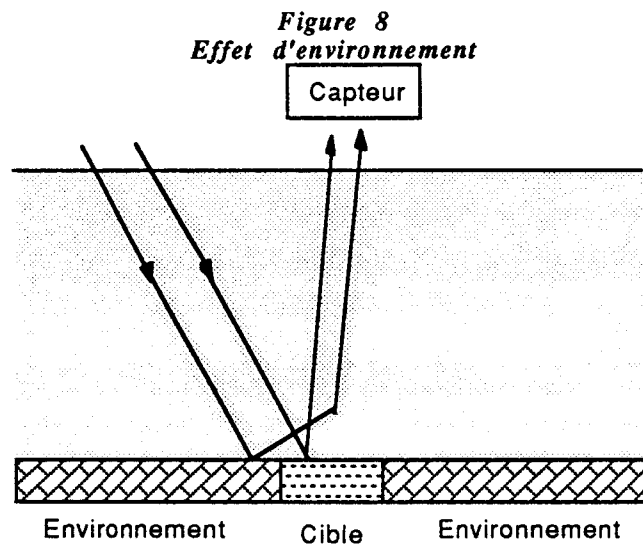
$$S = b'\tau \frac{1 - e^{-2b'\tau}}{2 + b'\tau} \quad (17)$$

#### II-4) Calcul des coefficient de transmission gazeuse

Les principaux gaz absorbants dans le domaine spectral considéré (0.35 à 2.2 $\mu\text{m}$ ) sont l'oxygène, la vapeur d'eau, le gaz carbonique et l'ozone. Le coefficient de transmission gazeuse  $T_{g\lambda_i, \lambda_{i+1}}$  est calculé pour chacun de ces gaz, sur des sous intervalles spectraux de largeur 5nm, en appliquant respectivement le modèle de bande aléatoire de Goody pour la vapeur d'eau et les modèles de bande régulier de Malkmus pour les autres absorbants. Le calcul précis de ces transmissions est détaillé dans le manuel de 5S [5].

### II-5) Calcul du signal dans le cas d'une cible inhomogène spatialement

Enfin, le calcul du signal est étendu dans 5S au cas d'une cible inhomogène spatialement, où il est nécessaire de tenir compte des effets d'environnement. Ces effets sont illustrés par la figure (8). Si les dimensions de la cible sont faibles (rayon de l'ordre de la centaine de mètres ou moins) et qu'elle est entourée d'un environnement de réflectance différente ( par exemple une pièce d'eau entourée de sable), une partie des photons qui parviennent au détecteur et sont identifiés comme provenant du pixel cible, ont en fait été réfléchis par l'environnement de la cible puis rediffusés vers le capteur.



Si l'on considère alors une cible circulaire de rayon  $r$  de réflectance  $\rho_{\lambda}^{\text{cible}}$  entourée d'un environnement homogène de réflectance  $\rho_{\lambda}^{\text{env}}$ , au niveau formel, l'équation (1) est modifiée de la façon suivante:

$$\rho_{\lambda}^*(\theta_s, \theta_v, \phi) = \rho_{\lambda}^{\text{atm.intr}}(\theta_s, \theta_v, \phi) + T_{\lambda}(\mu_s) \frac{\langle \rho \rangle}{1 - S(\rho)} T_{\lambda}(\mu_v) \quad (18)$$

avec  $\langle \rho \rangle$  tel que :

$$\langle \rho \rangle = F(r) \rho_{\lambda}^{\text{cible}} + (1 - F(r)) \rho_{\lambda}^{\text{env}} \quad (19)$$

La fonction d'environnement  $F(r)$  est définie par:

$$F(r) = \frac{t_d^R(\mu_v) F^R(r) + t_d^A(\mu_v) F^A(r)}{t_d(\mu_v)} \quad (20)$$

avec  $F^R(r)$  et  $F^A(r)$  les fonctions d'environnement du Rayleigh et des Aérosols.  
et  $t_d^R(\mu_v)$  et  $t_d^A(\mu_v)$  les fonctions de transmissions diffuses Rayleigh et Aérosols

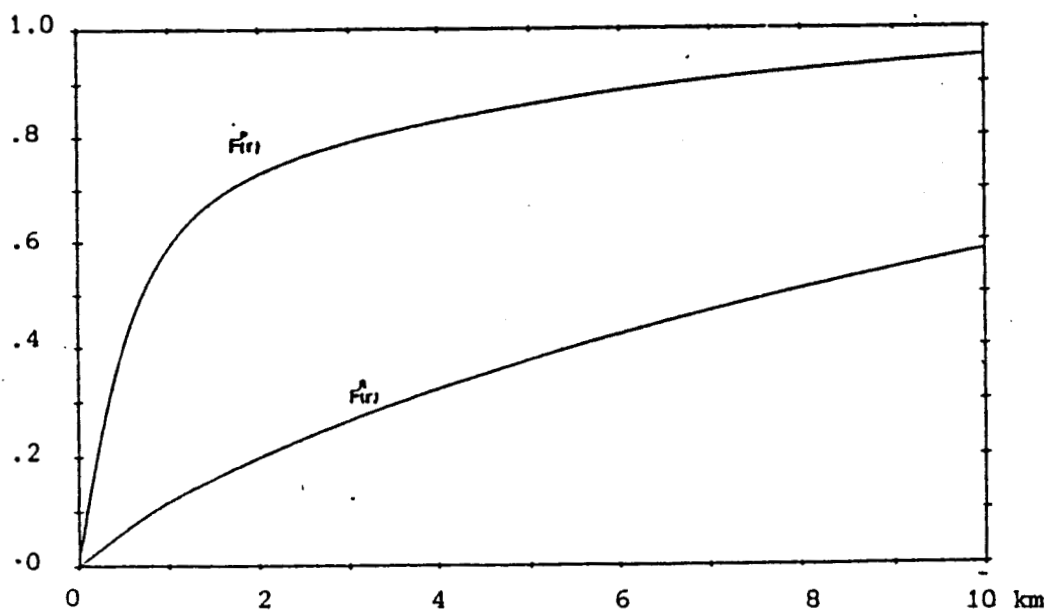
Les fonctions d'environnements  $F^R(r)$  et  $F^A(r)$  ont été estimées à partir de simulations par la méthode de Monte Carlo. Elles dépendent très peu de la longueur d'onde. Dans SS, les fonction utilisées ont été calculées pour des atmosphères moyennes (Mac Clatchey). Leurs expressions analytiques sont les suivantes:

$$F^A(r) = 1 - [0.375 e^{-0.202r} + 0.625 e^{-1.832r}] \quad (21)$$

$$F^R(r) = 1 - [0.930 e^{-0.082r} + 0.07 e^{-1.102r}] \quad (22)$$

La figure (9) montre les variations de ces deux expressions en fonction du rayon de la cible. On peut remarquer que la fonction d'environnement du Rayleigh  $F^R(r)$  a une croissance beaucoup plus linéaire que celle des Aérosols  $F^A(r)$ . Ceci est du à la différence entre les fonctions de phase  $P^R(\Theta)$  et  $P^A(\Theta)$ . Pour le Rayleigh dont la diffusion est plus isotrope que celle des Aérosols, l'environnement de la cible est intégré dans le signal à grande échelle et d'une manière douce. Pour les Aérosols, seul l'environnement dans un rayon de quelques centaines de mètres autour de la cible a un poids significatif dans le signal. Il en résulte un gradient de réflectance élevé caractéristique aux frontières Cible-Environnement quand l'atmosphère est turbide (riche en Aérosols).

*Figure 9*  
*Fonctions d'environnements Moléculaire  $F_R(r)$  et Aérosols  $F_p(r)$*   
*r: rayon de la cible en Km*



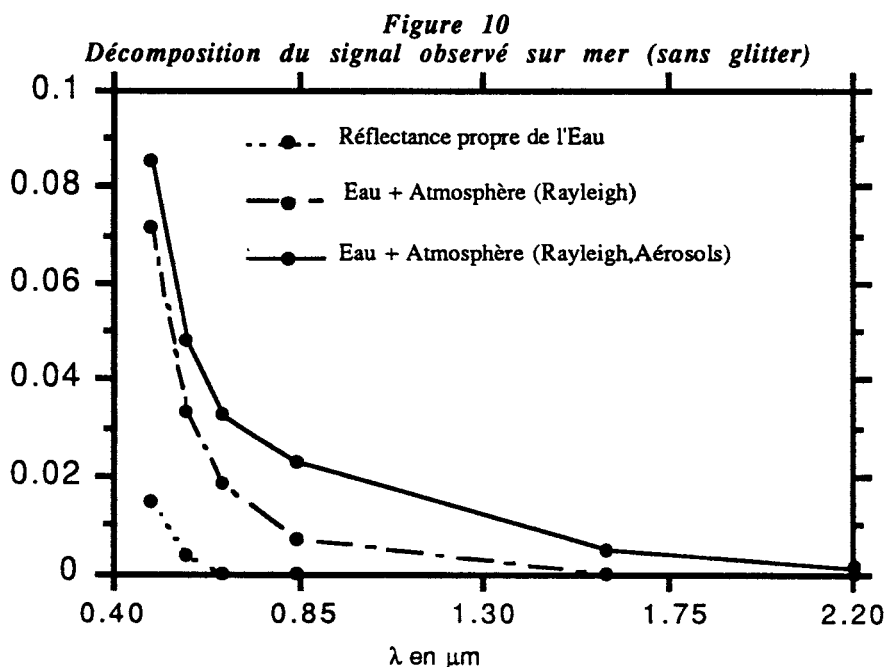
### III) LIMITES DE LA MODELISATION 5S

Le code radiatif 5S répond bien aux objectifs qui étaient dans sa philosophie de conception, mais les progrès attendus et nécessaires dans la maîtrise des instruments (suivi de l'étalonnage en vol, contrôle de la FTM, intercomparaison des différents capteurs, meilleure couverture spatio-temporelle) et les exigences croissantes de certains objectifs scientifiques (caractérisation plus fine en couleur de l'océan, extension des observations aux courtes longueurs d'onde, recherche des fonctions de réflectance bidirectionnelle des surfaces (BRDF)), font qu'une réactualisation de 5S est nécessaire à court terme.

#### Observation sur mer

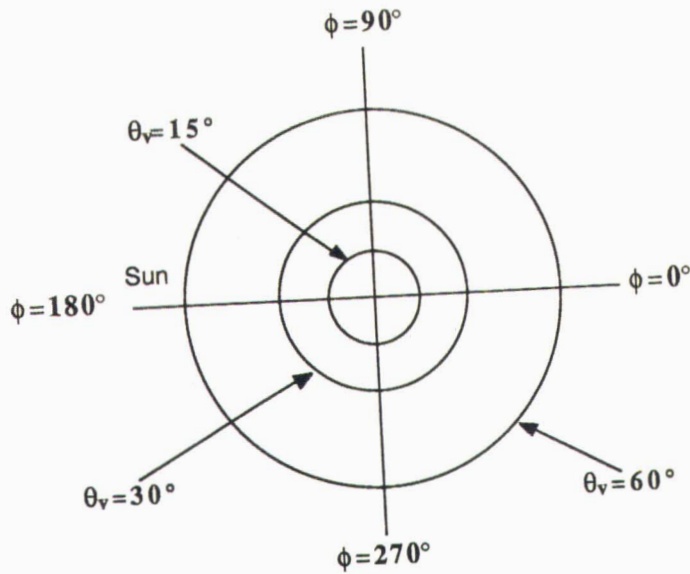
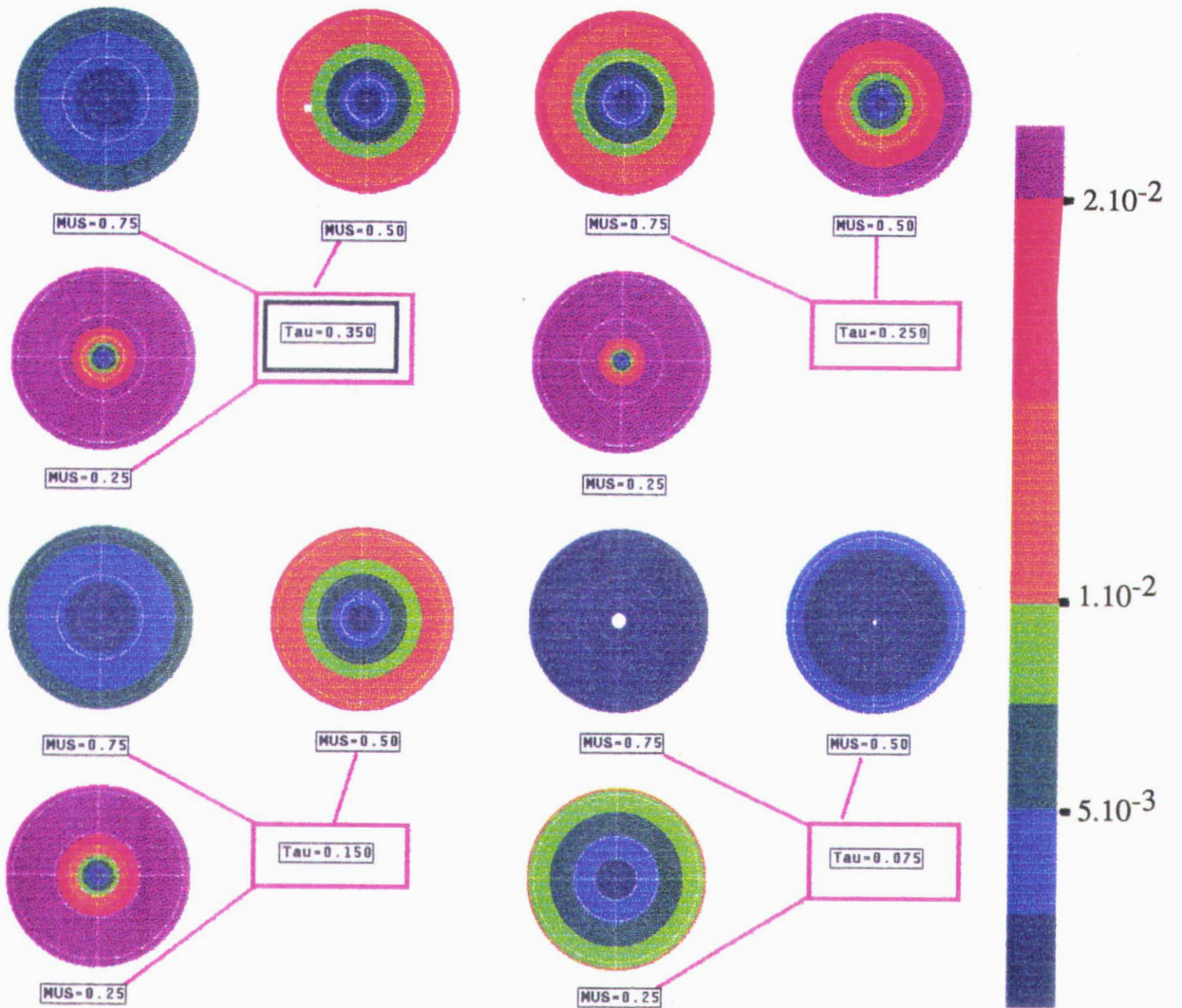
##### Réflectance moléculaire $\rho_{\text{Rayleigh}}$

La figure (10) présente la décomposition typique de la réflectance observée sur mer (hors transmission gazeuse et sans glitter). On peut remarquer la faible contribution de la cible dans le signal observé, notamment aux courtes longueurs d'ondes où la contribution moléculaire prédomine. L'estimation précise de la réflectance de la cible, qui est au cœur du problème de la couleur de l'Océan et de la détermination des ressources marines (cartes du phytoplancton) passe par la modélisation précise des signaux atmosphériques intrinsèques et notamment de la diffusion moléculaire.



On montre figure (11), l'erreur absolue sur le terme  $\rho_{\text{R}}$  tel qu'il est calculé dans 5S. Cette erreur est estimée en comparant le calcul de 5S au calcul "exact" effectué par la méthode des Ordres Successifs de

Figure 11  
 Erreur sur  $\rho_R$ , Formule de 5S





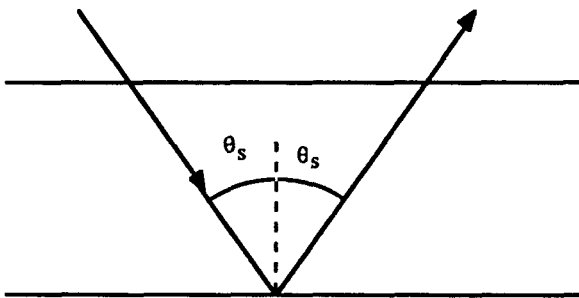
diffusion (6). On voit que la précision se dégrade quand l'angle de visée devient important où la longueur d'onde d'observation petite (quand  $\tau_R$  augmente). L'apparition de nouveaux capteurs ( $B_0$  de SPOT4 ou  $C_1$  de MODIS-N) utilisant des courtes longueurs d'onde (détermination plus précise du contenu en chlorophylle par élimination de la signature des sédiments) et à grand champ (meilleure couverture spatio-temporelle) nous oblige donc à améliorer les performances de 5S

### Prise en compte de la bidirectionnalité du Glitter

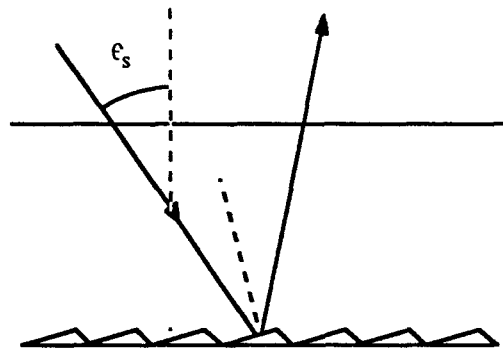
Pour une maîtrise complète du signal sur mer, il faut tenir compte du phénomène de Glitter, dont l'origine est la réflexion de Fresnel sur les facettes de vagues. Si la mer était lisse comme un miroir, on ne pourrait observer ce phénomène que dans la direction spéculaire (figure (12a)). La surface de l'eau est toujours agitée, et le phénomène s'étale et vient contaminer une bonne partie de la géométrie d'observation (figure (12b)). Cox et Munk ont su par des traitements statistiques, relier cette lumière réfléchie à la fonction de distribution de pente des vagues suivant la vitesse du vent. Cette distribution est gaussienne avec un écart type  $\sigma$  relié à la vitesse du vent  $V$  ( $m.s^{-1}$ ) par la loi :

$$\sigma^2 = 0.0512 + 0.0123V \quad (23)$$

*Figure 12a*  
Réflexion spéculaire sur une mer parfaitement plate



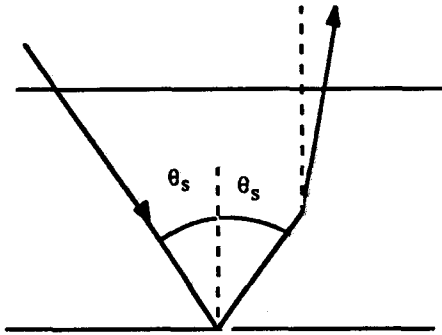
*Figure 12b*  
cas d'une surface agitée



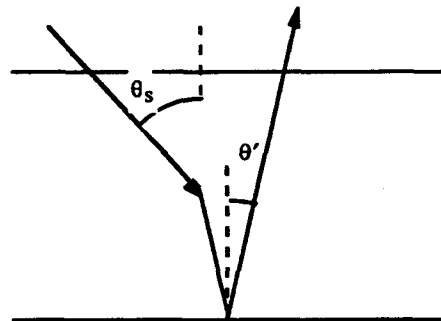
Cette signature bidirectionnelle propre du glitter qui serait celle que l'on observerait en l'absence d'atmosphère, doit être couplée avec les phénomènes de diffusion atmosphérique. De la même manière que certains photons de l'environnement viennent contaminer le signal de la cible, sur terre, certains photons réfléchis spéculairement dans une direction autre que la direction de visée, sont rediffusés et parviennent au capteur, comme l'illustre la figure (12c). Réciproquement, la fraction du rayonnement diffus descendant qui atteint la surface suivant un angle convenable est réfléchi spéculairement dans la direction d'observation (figure (12d)). Ce phénomène est d'une réelle importance, puisque, si l'on considère une atmosphère purement moléculaire, le phénomène de couplage Glitter-Atmosphère fait monter le niveau de réflectance observée de 0.01, et ceci pratiquement dans toutes les directions.



**Figure 12c**  
**Réflexion spéculaire puis rediffusion**



**Figure 12d**  
**diffusion sur le trajet descendant puis réflexion**



On a souligné dans le paragraphe précédent, l'importance cruciale du niveau de précision de la simulation des signaux sur mer. On comprend donc qu'il est nécessaire de prendre en compte le caractère directionnel de la réflectance de surface et son couplage avec l'atmosphère.

### Observation sur terre

#### **Simulation de réflectances bidirectionnelles**

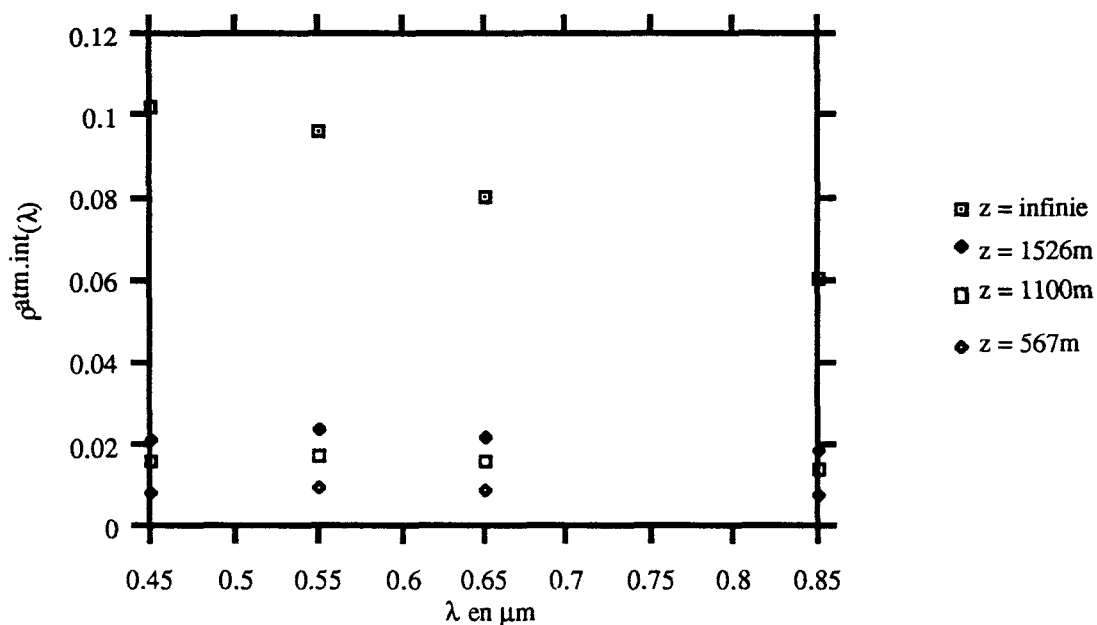
L'hypothèse d'une réflectance de surface lambertienne peut manquer de réalisme et ne pas satisfaire aux critères de précision non seulement comme on l'a vu dans le cas des observations sur mer mais aussi sur les terres émergées. En effet, les études théoriques [12], comme les mesures sols [13] ou l'exploitation systématique de données AVHRR (ouverture de champs de  $\pm 55^\circ$ ) font apparaître un caractère bidirectionnel des signatures de surface. Cette bidirectionnalité des réflectances doit pouvoir être intégrée dans la simulation du signal pour l'étalonnage en vol sur des cibles terrestres qui ne sont jamais tout à fait lambertiennes. Il faut pouvoir tenir compte de cette BRDF si l'on doit interpréter des observations multitemporelles où la cible est vue sous différentes géométries. Des études ont montré que cette BRDF est liée à l'état de développement de la végétation, et que sa connaissance peut présenter un intérêt propre. Sa mesure est en particulier envisagée sur MISR et POLDER. Bien que ces expériences ne soient pas encore opérationnelles, il convient de disposer de modélisations permettant d'analyser la possibilité de mesurer cette BRDF depuis l'espace.

#### **Simulation de mesures Aéroportées**

Enfin, à des fins d'étalonnage ou de validation d'expérience, des campagnes de mesures associent souvent la prise simultanée de mesures sol, d'observations satellitaires différentes, et de mesures avion à des altitudes de l'ordre du km. La figure (13) montre à titre d'exemple les valeurs de la réflectance atmosphérique intrinsèque à différentes altitudes. On remarque un signal non négligeable dès que l'altitude

est de l'ordre du kilomètre. Il y a donc lieu d'étendre la modélisation du signal à des altitudes variables du capteur si l'on veut comprendre et utiliser de façon optimale des données aéroportées.

**Figure 13**  
*Réflectance atmosphérique intrinsèque pour différentes altitudes du capteur  
 la simulation est faite avec des Aérosols Continentaux en prenant  $V_h=23$  km  
 la visée est verticale et l'angle zénital solaire est de  $30^\circ$*

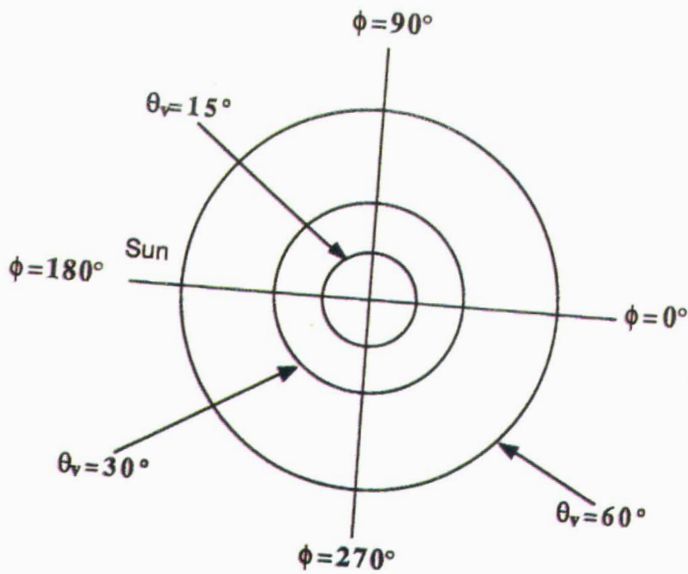
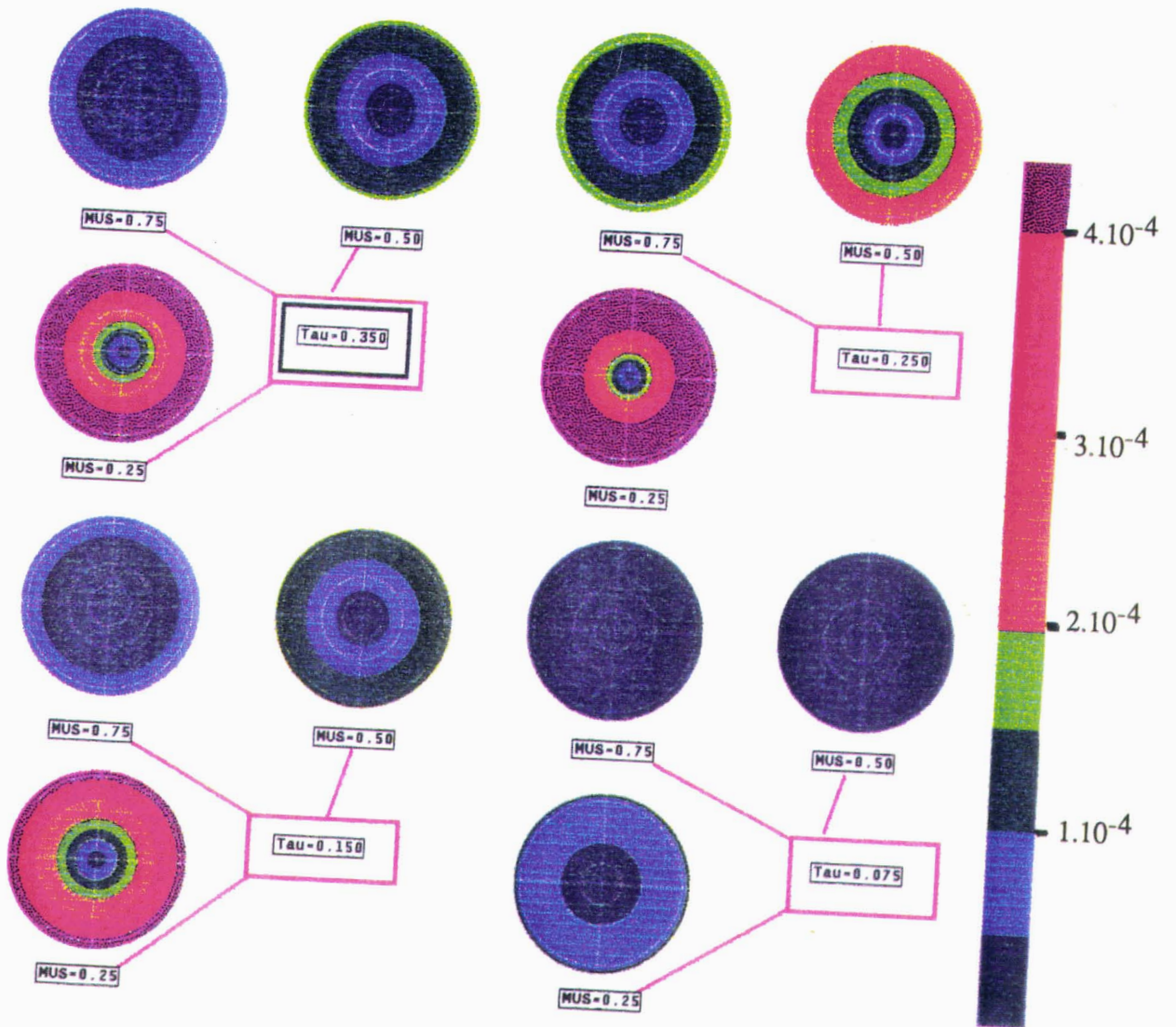


Les solutions des différents problèmes posés sont présentées dans les sections suivantes. La section IV présente une nouvelle formule du calcul de la réflectance Rayleigh dont la précision, même dans les cas limites, est de l'ordre de  $10^{-3}$  en valeur absolue. La section V étend les modélisations utilisées dans 5S au cas d'une altitude variable de la cible ou du capteur. La section VI présente enfin une modélisation permettant de simuler le signal satellitaire dans le cas d'une cible non lambertienne.



Figure 14

Erreur sur  $\rho_R$ , Formule de Chandrasekhar





#### IV) CALCUL DE LA DIFFUSION MOLÉCULAIRE

La Formulation de la réflectance moléculaire utilisée dans 5S

$$\rho_R = \frac{\tau_R P^R(\Theta)}{4\mu_s \mu_v} \quad (1)$$

n'est pas suffisamment précise pour mener à bien l'étude de la couleur de l'océan, dans le contexte de la nouvelle génération de capteurs (large ouverture de champ et courtes longueurs d'onde) prévus sur les plates formes polaires. Nous avons donc reformulé le calcul pour améliorer le niveau de précision. L'obtention de cette précision implique une approche du problème qui tienne compte de la polarisation du rayonnement.

Chandrasekhar a établi une solution exacte de la fonction  $\rho_R$  (tenant compte en particulier de la polarisation), basée sur l'utilisation de deux fonctions: X et Y [14].

Ces fonctions X et Y sont données par des expressions intégrales compliquées. Mais Chandrasekhar a proposé un calcul itératif, partant de la diffusion primaire (où X et Y sont immédiats), et donnant pour le terme correctif (lié aux diffusions multiples) une expression commode, dans laquelle les variations en  $\mu_s$  et  $\mu_v$  sont en grande partie explicitées, et où ne reste à calculer numériquement qu'une fonction  $\Delta(\tau, \mu_s, \mu_v)$ . Chandrasekhar donne l'expression intégrale qui permet de calculer exactement  $\Delta(\tau, \mu_s, \mu_v)$ . Nous n'avons pas cherché à résoudre cette équation exactement, mais utilisé le formalisme de Chandrasekhar, donnant  $\rho_R$  sous forme analytique, et ajusté empiriquement une forme analytique judicieuse de  $\Delta(\tau, \mu_s, \mu_v)$  à partir de calculs de référence (O.S).

La méthode est détaillée dans l'Annexe I, et on présente seulement figure (14) la comparaison du calcul de  $\rho_R$  par la méthode des Ordres Successifs de diffusion au calcul par la formule approchée.

On pourra comparer les performances respectives de la nouvelle et de l'ancienne formulation en se reportant à la figure (11). On remarquera également, si l'on se reporte à l'annexe I, que la nouvelle formule permet d'accéder à une précision de calcul très honorable sans augmenter de manière sensible le temps de calcul.

## V) ALTITUDE VARIABLE DU CAPTEUR ET DE LA CIBLE

Le cas où la surface observée est à une altitude  $z$  est trivial puisqu'il suffit de modifier l'épaisseur optique  $\tau_R$  en fonction de la pression  $P_s$ . Par contre, la variation de l'altitude du capteur pose un problème de modélisation plus intéressant. Comme on l'a souligné, cette modélisation est nécessaire à l'analyse de mesures aéroportées. La méthode de calcul des Ordres Successifs de diffusion qui discrétise l'atmosphère en un certain nombre de couches et permet de connaître le signal montant et descendant de chaque couche, permet d'aborder cette modélisation.

On repart de l'équation (1)

$$\rho = Tg \left[ \frac{\rho_a + \rho^{cible} T(\mu_s) e^{-\tau/\mu_v} + \langle \rho \rangle T(\mu_s) t_d(\mu_v)}{1 - \langle \rho \rangle S} \right] \quad (1)$$

Cette équation se transforme formellement pour un capteur à l'altitude  $z$ , sous la forme :

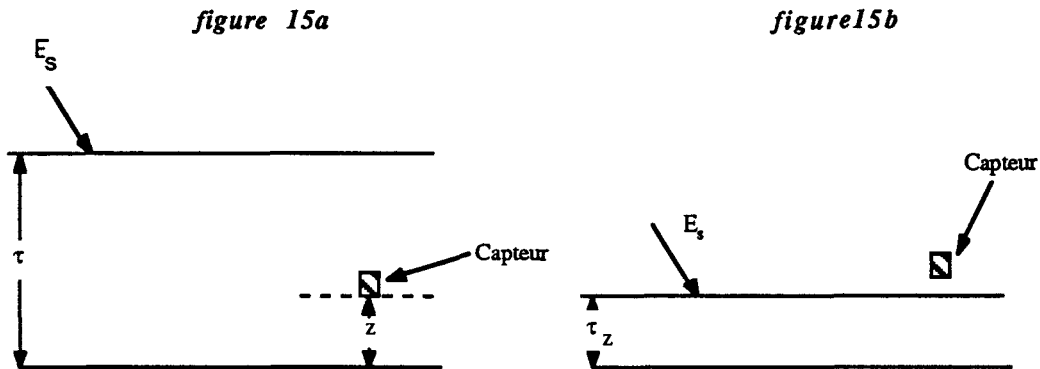
$$\rho = Tg(z) \left[ \frac{\rho_a(z) + \rho^{cible} T(\mu_s) e^{-\tau_z/\mu_v} + \langle \rho \rangle_z T(\mu_s) t_d(z)(\mu_v)}{1 - \langle \rho \rangle_z S} \right] \quad (24)$$

puisque seuls les termes décrivant le trajet retour (en  $\mu_v$ ) sont affectés par l'altitude du capteur.

### Calcul de la transmission gazeuse $Tg(z)$

Pour ce qui est de  $Tg(z)$ , il suffit de calculer la quantité effective d'absorbant sur le trajet réellement effectué. On utilise sur le trajet descendant le profil complet  $P(z), T(z), U_{abs}(z)$ , et ensuite sur le trajet montant la partie comprise entre l'altitude de la cible et celle du capteur; au besoin on interpole ce profil à l'altitude  $z$  du capteur. Nous n'avons pas présenté ici le facteur de transmission gazeuse en fonction de l'altitude car il dépend essentiellement de la réponse spectrale du capteur considéré. Qualitativement on peut dire que, dans le cas de visées aéroportées, la quantité efficace d'ozone est pratiquement réduite d'un facteur 2 par rapport à celle à prendre en compte dans la simulation satellite, tandis que la quantité efficace de vapeur d'eau est pratiquement la même, la plus grosse partie de la vapeur d'eau se situant dans le premier kilomètre de l'atmosphère.

Calcul de la réflectance atmosphérique intrinsèque  $\rho_a(z)$



On pourrait chercher à exprimer la réflectance atmosphérique intrinsèque sous la forme :

$$\rho_a(\tau_a, z) = \rho_a(\tau_z, \infty) e^{-(\tau - \tau_z)} + C(\tau, z, \text{Propriétés des particules}) \quad (25)$$

où  $\tau_z$  est l'épaisseur optique de l'atmosphère intégrée jusqu'à l'altitude  $z$ , et où  $C$  est un terme de couplage tenant compte du rayonnement diffus descendant à l'altitude  $z$  et des réflexions entre la couche d'atmosphère comprise entre le sol et le niveau  $z$ , et l'atmosphère restante au dessus. En fait, on vérifie sur les figures (16) (atmosphère purement moléculaire) et (17) (atmosphère standard) que le système présenté figure (15a) est équivalent au système présenté figure (15b), et qu'on peut simplement écrire, en négligeant les couplages avec une très bonne précision:

$$\rho_a(\tau_a, z) = \rho_a(\tau_z) \quad (26)$$

La figure (16) compare les résultats de cette formule aux résultats exacts obtenus par les O.S , pour différentes valeurs de  $\tau_R$ , dans le cas d'une atmosphère moléculaire pure. En présence d'aérosols, le principe est le même et les résultats de la comparaison sont présentés pour deux modèles extrêmes d'aérosols, sur la figure (17).



Figure 16  
Luminance à différentes altitudes du capteur  
Atmosphère purement moléculaire  $\lambda=0.45\mu\text{m}$   
Incidence de  $30^\circ$ , Visée au Nadir

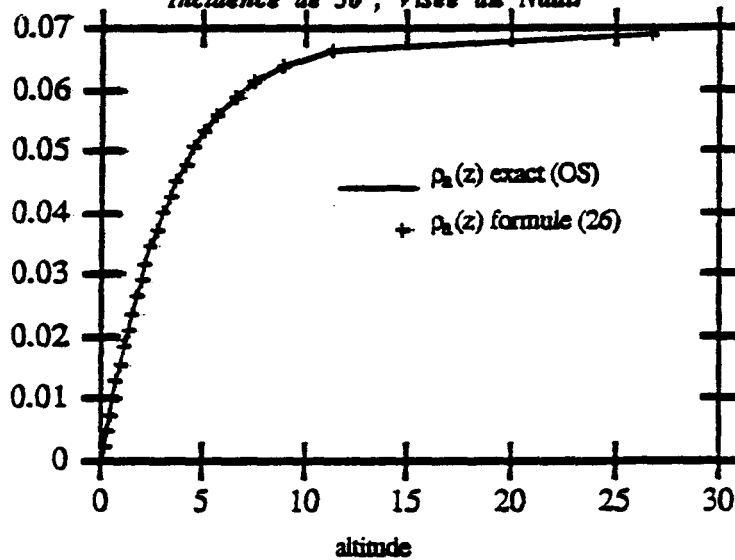
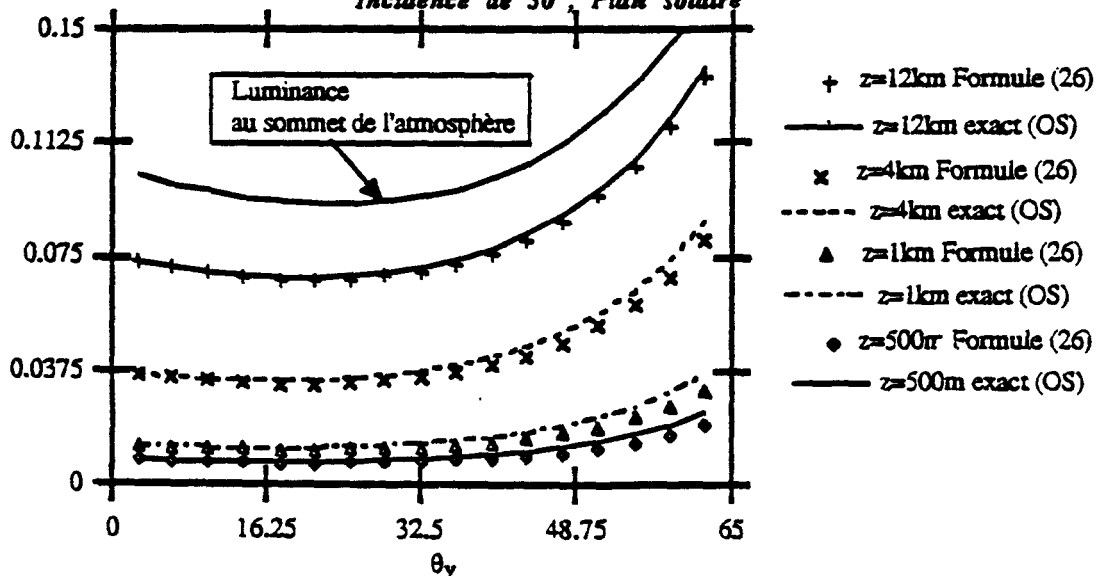


Figure 17  
Luminance à différentes altitudes du capteur  $\lambda=0.45\mu\text{m}$   
Atmosphère standard Aérosols Continentaux  $V_h=23\text{Km}$   
Incidence de  $30^\circ$ , Plan solaire

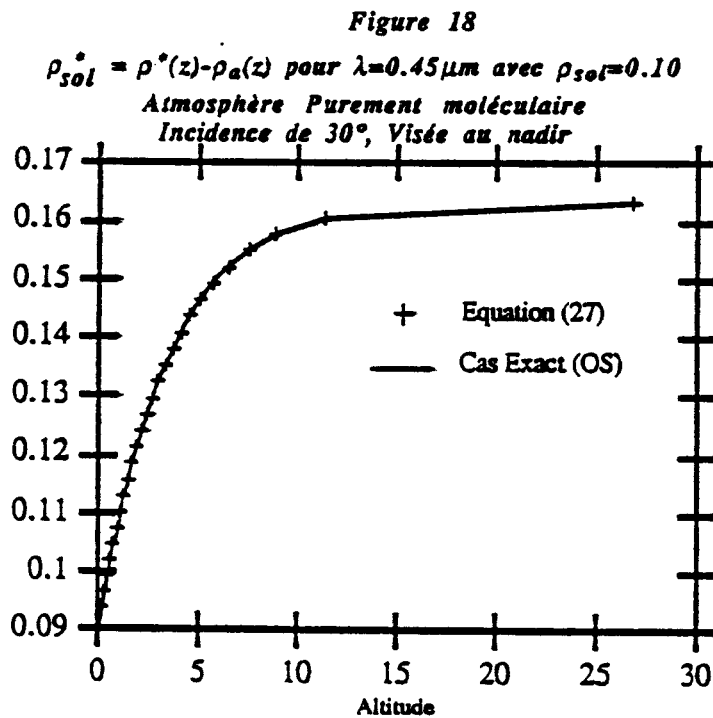


Calcul de la transmission diffuse  $t_d(\mu, z)$

De la même façon, les calculs montrent qu'on peut appliquer ici aussi une épaisseur optique équivalente  $\tau_z$ , et écrire simplement:

$$t_d(\tau, z, \mu) = t_d(\tau_z, \mu) \quad (27)$$

La validation de cette hypothèse est toujours faite par comparaison aux O.S. Dans le cas d'une atmosphère purement moléculaire et pour une cible lambertienne homogène de réflectance 0.10, on compare (figure (18)) la contribution du sol ( $\rho^*(z) - \rho_a(z)$ ) calculée de manière exacte et la contribution obtenue en utilisant l'approximation (27) dans l'équation (24).



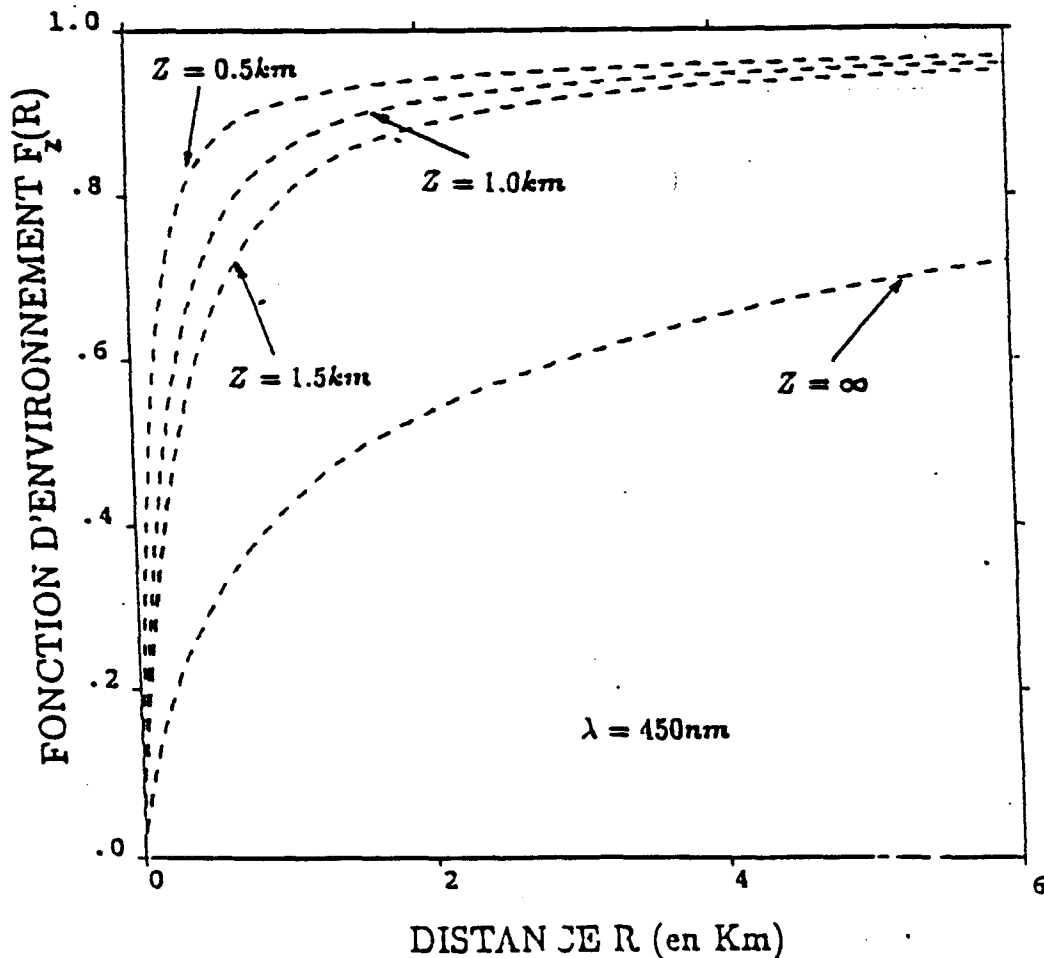
### Calcul des fonctions d'environnement

Enfin, pour généraliser le code au cas d'un sol inhomogène, on doit évaluer la grandeur  $\langle \rho \rangle_z$ , donc modéliser les variations des fonctions d'environnement  $F_z^A(r)$  et  $F_z^B(r)$  en fonction de l'altitude  $z$ . Des calculs de référence ont été réalisés par la méthode de Monte Carlo. On donne figure (19), dans le cas d'une atmosphère standard, la fonction d'environnement à l'altitude  $z$ ,  $F_z(r)$ . Intuitivement, et c'est ce que l'on observe figure (19), on comprend que la portée de l'environnement est d'autant plus faible que l'altitude  $z$  est basse. La figure (19) suggère que pour paramétriser  $F_z(r)$ , on devrait effectuer une renormalisation du type:

$$F_z(r) = F_{\infty}(r') \quad \text{où } r' = \alpha(z)r \quad (28)$$

Cette possibilité reste à étudier.

Figure 19

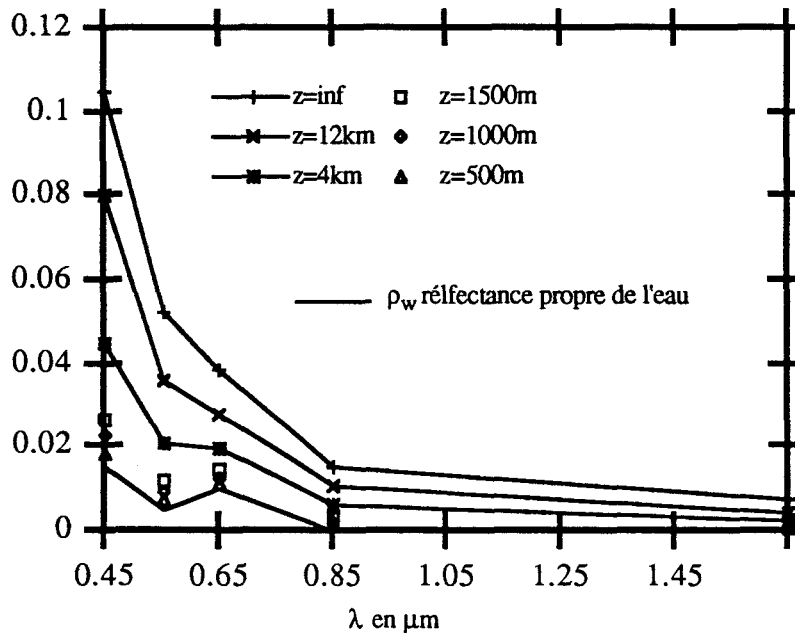


Allure de la fonction d'environnement  $F_z(r)$ , pour 3 altitudes de l'avion ( $z = 0,5 \text{ km}$ ,  $1 \text{ km}$  et  $1,5 \text{ km}$ ) et pour  $z = \infty$ . La Figure correspond au modèle d'atmosphère standard et à une direction de visée verticale. La longueur d'onde d'observation est  $\lambda = 450 \text{ nm}$ . La portée du phénomène d'environnement dans l'imagerie avion est de l'ordre de 100 à 300m (de 5 à 10 fois plus faible que dans l'imagerie satellitaire).

### Conclusion

On a donc vu comment modéliser le signal dans le cas de mesures aéroportées qui peuvent aider à la validation et/ou la complétion d'expériences satellites. Les évaluations des grandeurs atmosphériques  $\rho_a(z)$  et  $t_d(z)$  ne nécessitent pas de modification du code-satellite puisqu'elles sont voisines des grandeurs correspondant à une atmosphère (sol-z) directement éclairée par le soleil; seul le calcul de  $F_z(r)$  à partir de la fonction  $F(r)$  satellite nécessiterait un approfondissement. On donne ici comme illustration de cette modélisation le cas d'observations sur mer en considérant le vol d'un avion à diverses altitudes (Figure (20)). A des altitudes importantes (de l'ordre de 12km) les observations aéroportées deviennent comparables aux signaux observés au niveau satellitaire (on a 80% de la réflectance au sommet de l'atmosphère). Inversement pour des altitudes de l'ordre du kilomètre, on "voit" la signature propre de la surface qui est ici une eau de turbidité moyenne avec  $5g.m^{-3}$  de pigments chlorophiliens mais la contamination de l'atmosphère reste non négligeable. Il faut enfin signaler que dans toute cette modélisation on a considéré qu'on connaissait l'épaisseur optique des aérosols à l'altitude  $z$ . Raisonnablement, cette épaisseur optique devrait probablement être mesurée lors d'expériences aéroportées, les profils moyens d'aérosols ne constituant pas une donnée assez précise.

*Figure 20*  
*Simulation de mesures aéroportées de réflectance sur mer*  
*à diverses altitudes de l'avion*  
*eau de turbidité moyenne et de contenu en chlorophille de  $5mg.l^{-1}$*



## VI) EFFETS DIRECTIONNELS DE SURFACES

Introduction

La prise en compte de la BRDF de surface dans 6S pose un problème de modélisation difficile, puisque le découplage des effets d'atmosphère et de surface de l'équation (1) ( $\rho^* = \rho_s + \frac{\rho_c T(\mu_s) T(\mu_v)}{1 - \rho_c S}$ ) n'est plus valide. Par ailleurs, les calculs de référence sont particulièrement lourds. On peut utiliser la méthode d'intégration de la BRDF dans les O.S définie par Deuzé et Santer [6] mais elle nécessite de décomposer  $\rho_c(\theta_s, \phi_s, \theta_v, \phi_v)$  en série de Fourier.

La solution cherchée consiste à analyser les effets de couplage Atmosphère-BRDF en considérant qu'il n'y a qu'une seule interaction atmosphère-Surface. Il est alors commode de distinguer les flux directs des flux diffus dans les trajets descendant et remontant au niveau de la cible [4]. Sur le trajet Direct-Direct (figure 21a), on garde toute l'information directionnelle de surface. Sur le trajet Direct-Diffus (figure 21b), (resp Diffus-Direct (figure 21c)), il est nécessaire de moyennner la fonction de distribution bidirectionnelle de réflectance de surface par le champ de luminance montante (resp descendante). Enfin sur le trajet Diffus-Diffus (figure 21d) on moyenne la BRDF par le champ de luminance descendante puis montante.

Figure 21a  
Trajet "Direct-Direct"

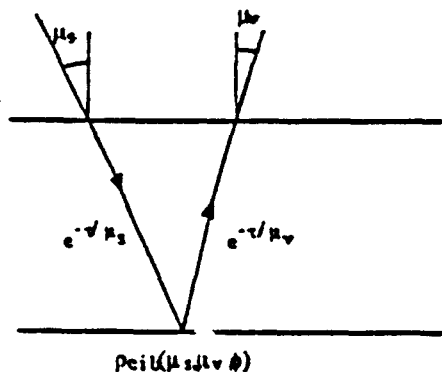


Figure 21b  
Trajet "Direct-Diffus"

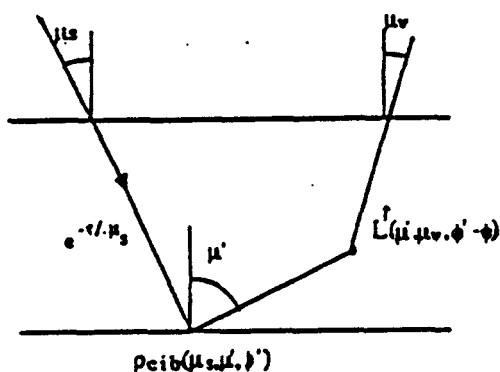


Figure 21c  
Trajet "Diffus-Direct"

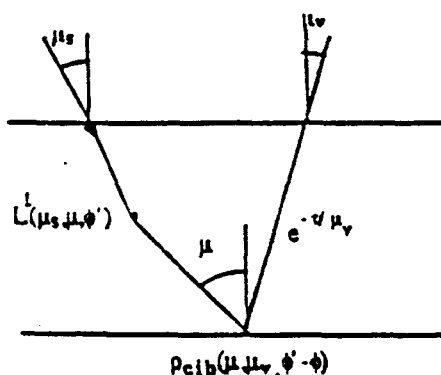
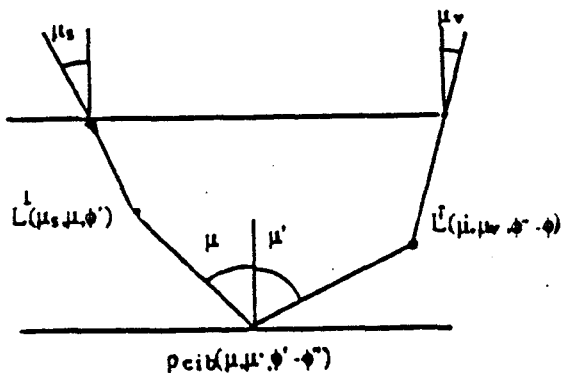


Figure 21d  
Trajet "Diffus-Diffus"



L'équation (1) est alors transformée sous la forme {4} :

$$\rho^* = \rho^{\text{atm.int}} e^{-\tau/\mu_e} e^{-\tau/\mu_v} \rho(\theta_s, \theta_v, \phi) + t_d(\mu_s) e^{-\tau/\mu_v} \bar{\rho}(\theta_s, \theta_v, \phi) + t_d(\mu_v) e^{-\tau/\mu_s} \bar{\rho}'(\theta_s, \theta_v, \phi) + \frac{t_d(\mu_v) t_d(\mu_s) \bar{\bar{\rho}}(\theta_s, \theta_v, \phi)}{1 - S \bar{\bar{\rho}}(\theta_s, \theta_v, \phi)} \quad (27)$$

où on a posé:

$$\bar{\rho}(\theta_s, \theta_v, \phi) = \frac{\int_0^{2\pi} \int_0^1 \mu L^\downarrow(\mu_s, \mu, \phi') \rho(\mu, \mu_v, \phi' - \phi) d\mu d\phi'}{\int_0^{2\pi} \int_0^1 \mu L^\downarrow(\mu_s, \mu, \phi') d\mu d\phi'} \quad (28a)$$

$$\bar{\rho}'(\theta_s, \theta_v, \phi) = \bar{\rho}(\theta_v, \theta_s, \phi) \quad (28b)$$

$$\bar{\bar{\rho}}(\theta_s, \theta_v, \phi) = \overline{\bar{\rho}'(\theta_v, \theta_s, \phi)} \quad (28c)$$

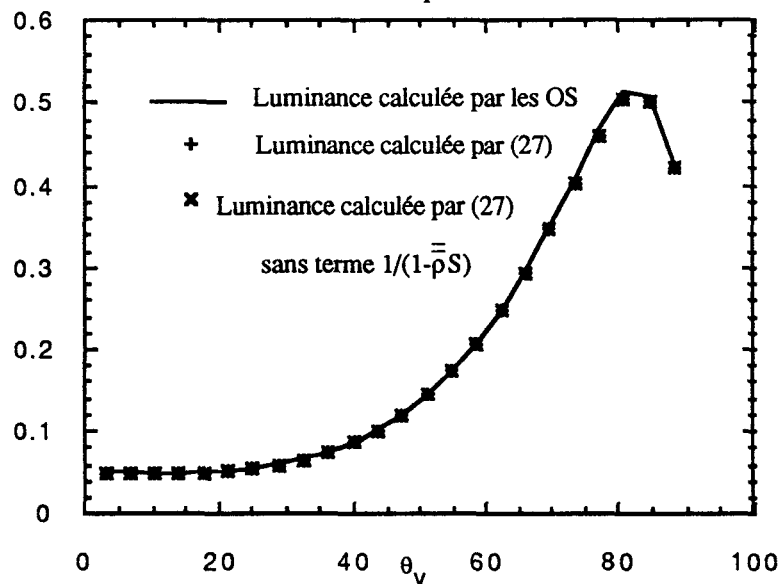
Cette modélisation peut s'appliquer au problème du glitter sur mer, pour l'étude de la couleur de l'Océan où l'on a vu l'importance du terme de couplage Glitter-Atmosphère entraînée par les faibles niveaux des signaux-mer. On présente dans le paragraphe suivant ("Visées Océaniques"), comment on aborde ce problème dans 6S. On montre ensuite ("Terres Emergées") la nécessité de modéliser également les couplages Atmosphère-BRDF dans le cas de l'étalonnage des capteurs satellitaires sur Site Test où la précision de la modélisation est cruciale.

### Cas de Visées Océaniques

#### Validité de la modélisation

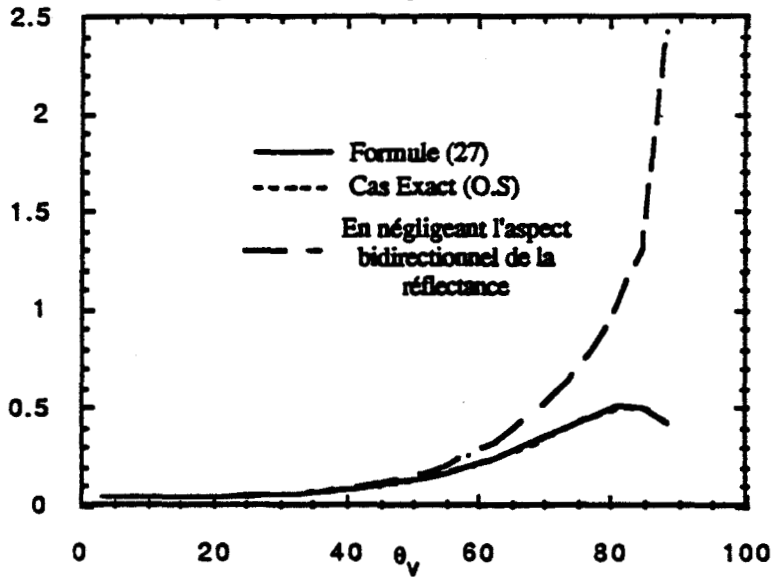
On teste d'abord la validité de notre modélisation, c'est à dire le fait de tenir compte des interactions multiples Atmosphère Surface par le terme  $1/(1-\bar{\rho})$ . On a donc comparé un calcul exact effectué par les O.S aux résultats de la formule (27). Les termes  $\bar{\rho}$ ,  $\bar{\rho}'$ ,  $\bar{\rho}$  ont été calculés exactement en reportant dans les équations (28a) à (28c) le champ de luminance descendante calculé par les O.S. La figure (22a) présente la comparaison des deux résultats. On note que le terme  $1/(1-\bar{\rho})$  est très suffisant pour tenir compte des interactions multiples Atmosphère-Surface et que la prise en compte des interactions multiples est ici un problème très secondaire.

Figure 22a  
Validité de l'équation 27



On présente par ailleurs figure (22b), l'erreur que l'on ferait si l'on négligeait le caractère bidirectionnel de la réflectance couplée avec l'atmosphère, en considérant  $\bar{\rho}=\bar{\rho}'=\bar{\rho}=\rho_c(\theta_s, \theta_v, \phi)$  (donc en considérant l'équation (1) comme valide dans le cas d'un réflecteur non lambertien). Il est clair qu'une approximation aussi grossière est à rejeter.

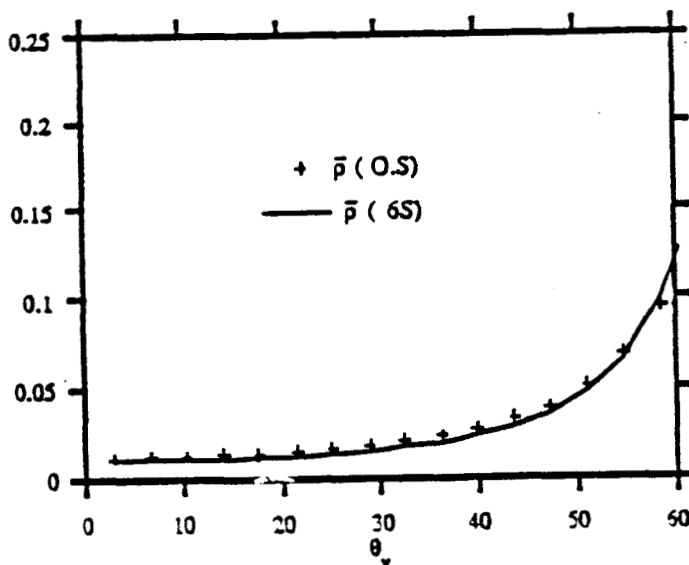
**Figure 22b**  
**Comparaison des équations 27 et 1**



#### Calcul au niveau de 6S

Dans la validation précédente, le champ de luminance descendant était calculé à partir des O.S. Il n'est pas concevable dans 6S d'utiliser une telle méthode. On a donc utilisé pour le calcul de la luminance descendante les formules approchées issues des hypothèses de Sobolev. On compare simplement figure (23), le calcul exact de  $\bar{\rho}$  par les O.S. au calcul approché envisagé dans le code 6S, toujours dans le cas du glitter et pour une atmosphère purement moléculaire. Le biais systématique ainsi introduit, de l'ordre de quelques millièmes, est tolérable.

**Figure 23**  
**Calcul de  $\bar{\rho}$  en utilisant un champ de luminance descendante calculé par une formule simplifiée**



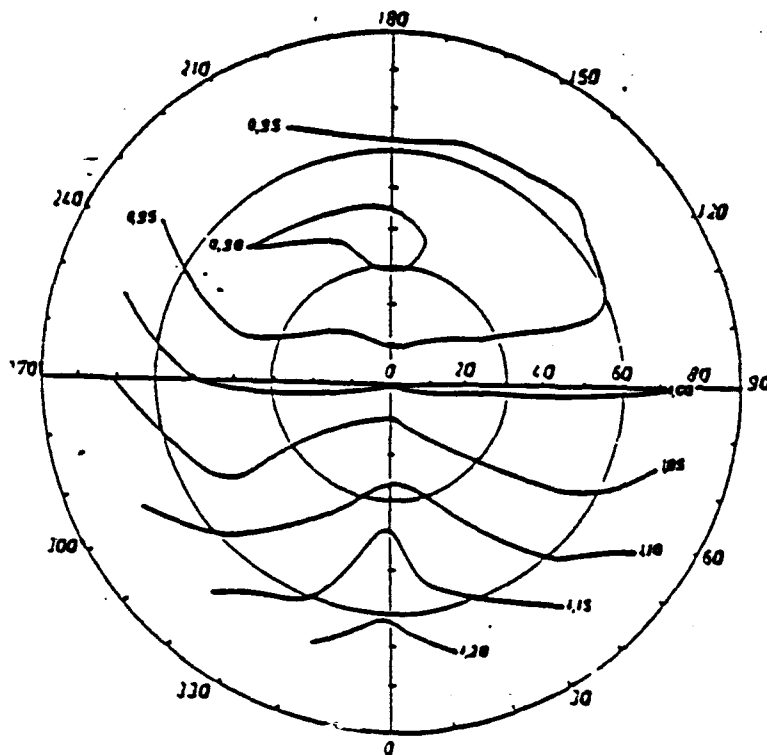


### Terres Emergées

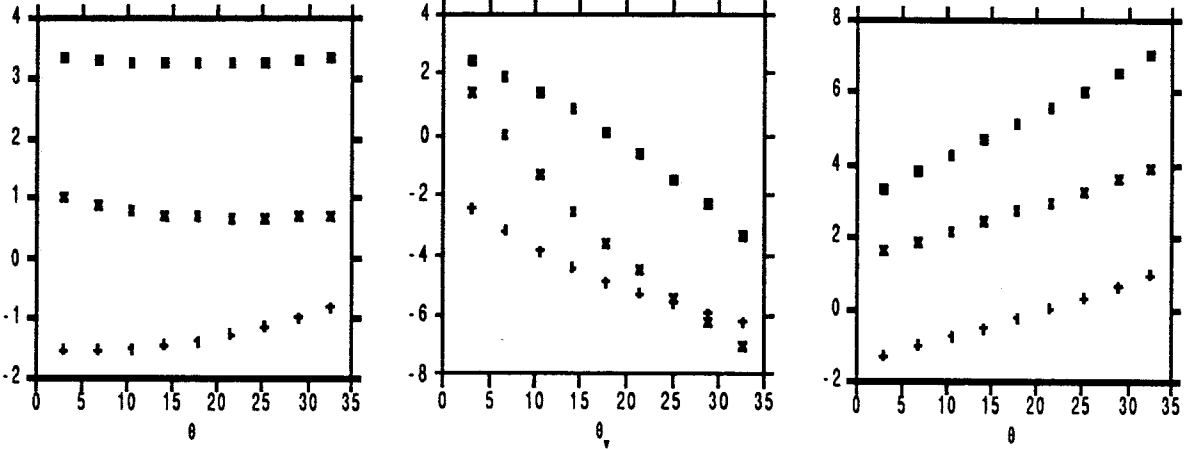
Nous présentons enfin l'étude faite dans le cas de l'étalonnage de SPOT<sub>1-2</sub> sur le site de la Crau (cf Chapitre Second, paragraphe II). La figure (24), obtenue par l'INRA d'Avignon, montre la BRDF du site de la CRAU, dans le canal B<sub>3</sub> de SPOT. La réflectance est peu éloignée d'une loi lambertienne. Pourtant, même dans le cas d'une réflectance de surface aussi peu anisotrope, il est nécessaire de tenir compte sérieusement des effets bidirectionnels (par l'équation (27)), si l'on désire simuler le signal avec une bonne précision.

A partir des données fournies par l'INRA, nous avons pu faire une décomposition en série de Fourier de la BRDF du site. Nous avons ensuite calculé (par comparaison des résultats des équations (1) et (27)), l'erreur engendrée sur le calcul du signal si l'on néglige les couplages Atmosphère-BRDF. Les résultats de cette étude sont présentés figure (25a) à (25c). On peut voir que pour le canal le plus concerné par les effets atmosphériques (B<sub>1</sub> centré à 0,55μm) et pour des géométries défavorables ( $\theta_s=60^\circ, \theta_v=30^\circ, \phi_s-\phi_v=180^\circ$ ), l'erreur relative sur la réflectance au sommet de l'atmosphère peut atteindre 6-7%.

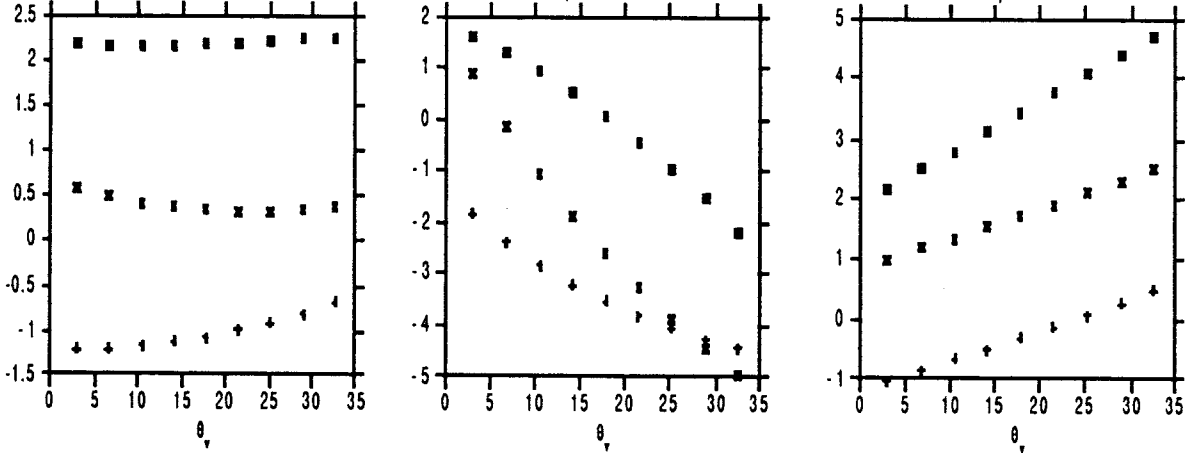
**Figure 24**  
**Représentation dans un demi-espace de la variation relative du facteur de réflectance directionnel du sol de la Crau pour le canal B<sub>3</sub> (27 Juillet 1988 11h52)**  
 (Extrait du Rapport de L'INRA au CNES)



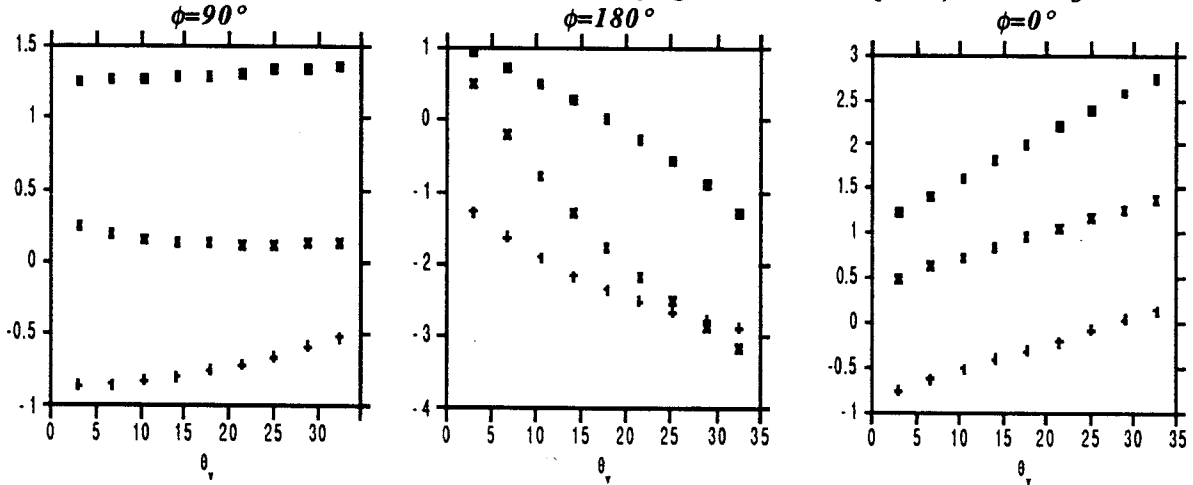
**Figure 25a**  
*Erreur relative sur  $\rho_0^*$  en % due au couplage BRDF-Atmosphère, Canal B<sub>1</sub>*



**Figure 25b**  
*Erreur relative sur  $\rho_0^*$  en % due au couplage BRDF-Atmosphère Canal B<sub>2</sub>*



**Figure 25c**  
*Erreur relative sur  $\rho_0^*$  en % due au couplage BRDF-Atmosphère, Canal B<sub>3</sub>*

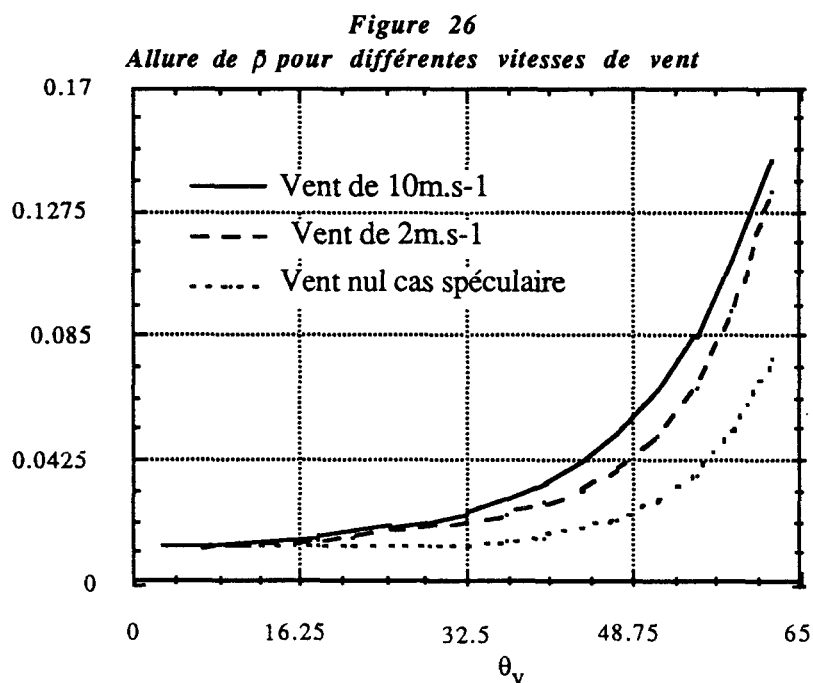


■  $\theta_s=30^\circ$   
 x  $\theta_s=50^\circ$   
 +  $\theta_s=60^\circ$

### Conclusion

Nous possédons donc une méthode de calcul assez précise et rapide de l'influence du glitter sur le signal. A partir des équations de Cox et Munk et des hypothèses simplificatrices de Sobolev pour le calcul du champ de luminances descendantes, nous sommes capables de calculer l'ensemble des termes de l'équation (25) et donc de calculer le signal au sommet de l'atmosphère. Mais, plus généralement, nous avons validé sur cet exemple un formalisme et une méthode de calcul de l'intégration des effets bidirectionnels de surfaces dans un code de simulation du signal satellitaire. La méthode permet de traiter n'importe quel type de BRDF et on l'a en particulier appliqué dans le cas de l'étalonnage en vol de SPOT sur la Crau.

Dans le cas particulier du glitter, on peut sans doute alléger encore le formalisme. La figure (26), montre pour différentes vitesses de vent l'allure de  $\bar{\rho}$  et le cas extrême où la réflexion est traitée de façon spéculaire (mer plate). Le coefficient  $\bar{\rho}$  étant peu sensible à la vitesse du vent, on peut imaginer de se donner un table précalculée des valeurs de  $\bar{\rho}$  et de  $\bar{\rho}$ . Il resterait à fixer la dépendance de ces termes en fonction de l'abondance et du type d'aérosol. Une deuxième solution (étudiée par Deuzé et Santer) serait de traiter le problème du calcul de  $\bar{\rho}$  dans le cas d'une mer plate, et de rattraper l'écart prévisible (cf figure (26)) par un ajustement semi-empirique du terme  $\bar{\rho}$  qui est intrinsèquement peu variable.



# **CHAPITRE SECOND**

## **METHODES D'ETALONNAGES EN VOL**

**I ) INTRODUCTION**

**II) ETALONNAGE SUR CIBLE TERRESTRE DE REFERENCE**

**III) ETALONNAGE SUR LE RAYLEIGH**

**IV) CONCLUSION**

## I) INTRODUCTION

La multiplicité des expériences de télédétection, l'intérêt de pouvoir comparer les mesures de différents capteurs ou de suivre dans le temps celles d'un même capteur, dans le but d'avoir une meilleure couverture spatio-temporelle du globe, posent de manière plus aigue encore le problème de la signification radiométrique des données produites, donc de l'étalonnage des capteurs satellitaires. Ce problème fait l'objet d'efforts conjoints des responsables des instruments et des scientifiques. En effet, même si le capteur est étalonné très soigneusement avant le lancement, une fois dans l'espace, on ne peut éviter des modifications de ses caractéristiques. Le vide par exemple a pour conséquence un dégazage des différents filtres, qui se traduit par une perte de sensibilité associée à une modification de la réponse spectrale. Pour tenter de remédier à cela, le satellite est équipé la plupart du temps d'une chaîne d'étalonnage embarquée. On utilise couramment des lampes, ou un système utilisant la source du soleil à bord du satellite, pour contrôler à intervalle régulier la dérive des capteurs. Malheureusement, au cours du temps, les caractéristiques mêmes de la chaîne d'étalonnage bord se modifient (vieillesse de la lampe, encrassement des fibres optiques). Ces étalonnages à bord présentent d'autre part souvent l'inconvénient de ne refléter qu'une partie des modifications des caractéristiques du capteur, lorsque ces dispositifs passent en aval d'une partie de l'optique d'entrée de l'instrument. Les modifications des caractéristiques de transmissions de cette partie de l'optique ne sont alors pas prises en compte par les dispositifs d'étalonnage bord.

On a donc développé diverses méthodes d'étalonnage en vol, capables de se substituer aux méthodes d'étalonnage bord, ou de les compléter. Ces méthodes reposent toutes sur l'observation de luminances terrestres. Elles intègrent donc toute l'optique de l'instrument dans leur contrôle de la dérive des capteurs. Mais elles impliquent que la luminance terrestre observée soit connue (dérivée de mesures d'un capteur-sol étalonné) ou calculable.

On présente ici deux méthodes où la luminance au sommet de l'atmosphère est calculée par le code de transfert radiatif 6S et comparée à la réponse du capteur. Ces deux méthodes sont assez différentes dans leur philosophie. La première "Etalonnage sur cible terrestre" nécessite de rentrer comme paramètres des mesures permettant de décrire le plus finement possible l'état de l'atmosphère et les caractéristiques de la cible au moment de l'étalonnage; on choisit évidemment une cible réfléchissante, et aussi homogène spatialement et lambertienne que possible. L'autre, "Etalonnage sur le Rayleigh", cherche par optimisation des conditions d'observation, une simulation du signal qui ne nécessite aucune donnée exogène.

## II) ETALONNAGE SUR CIBLES TERRESTRES DE REFERENCE

### 1) INTRODUCTION

L'étalonnage sur des cibles terrestres de référence consiste à comparer le signal reçu par un capteur au dessus d'un site test , à une estimation de la luminance qu'il reçoit. Cette estimation est basée sur des mesures au sol caractérisant le "site", éventuellement complétées d'un calcul radiatif. Les entrées du code radiatif sont les caractéristiques du capteur, la caractérisation complète des propriétés de réflectance de la surface visée et celle de l'état de l'atmosphère au moment de la mesure satellitaire. Cette caractérisation implique des mesures-sol, effectuées au moment du passage du satellite.

On comprend que la mise en oeuvre opérationnelle d'une telle méthode implique une logistique assez lourde incluant la mobilisation simultanée de diverses compétences. La méthode est décrite ici dans le cas le plus complet mais il en existe plusieurs variantes tentant de limiter les mesures-sol ou atmosphère nécessaires ( Teillet 1988 , Slater 1987 ).

Pour minimiser les incertitudes de tous ordres, il est clair que le site de référence doit être choisi judicieusement. On doit choisir un site dont l'homogénéité spatiale soit la plus grande possible (limitation des effets d'environnement, caractérisation plus facile des propriétés de surfaces), qui soit stable temporellement (limitation des mesures de réflectances de surface dans le temps) , et aussi proche que possible d'un réflecteur de Lambert ( moins de mesures de surfaces , calcul radiatif plus simple ). On essaie aussi de sélectionner des zones où la pureté de l'atmosphère est grande (le moins possible d'aérosols ) et où l'accessibilité satellite est élevée (un ciel souvent clair de nuages).

La méthode présentée a été développée aux fins de l'étalonnage de SPOT<sub>1-2</sub> , sur un site pressenti par le CNES, situé en CRAU sèche. Les propriétés de réflectance de surface ont été étudiées et caractérisées par l'INRA, par l'équipe de G.GUYOT. La station de mesures des paramètres atmosphériques est une réalisation du LOA sous la responsabilité de C. DEVAUX. Les algorithmes d'inversion des mesures atmosphériques ont été conçus et appliqués par C. DEVAUX, J.L DEUZE et R.SANTER. Le bilan d'erreur et la méthode de simulation du signal satellitaire ont été développés sous la direction de R.SANTER, Principal Investigateur de l'étude.

Nous décrivons d'abord brièvement la station de mesure des paramètres atmosphériques (II-2), la méthode de mesure des paramètres de surface (II-3) , et les différentes étapes de calcul du signal satellitaire (II-4). On développe ensuite un bilan d'erreur (II-5) tenant compte des incertitudes sur la caractérisation du site ( mesures atmosphériques ou de surface) et sur le calcul même du signal. Enfin, les résultats de deux campagnes d'étalonnage de SPOT<sub>1</sub> (Mars et Juillet 89) sont détaillés et les coefficients d'étalonnage obtenus sont comparés aux coefficients fournis par d'autres méthodes d'étalonnage (II-6).

## 2) MESURES DES PARAMETRES ATMOSPHERIQUES

Pour décrire l'atmosphère de la manière la plus complète possible, il est en principe nécessaire de connaître :

- les profils verticaux des contenus en absorbants ( $U_{H_2O}(z)$ ,  $U_{O_3}(z)$ ), de la pression  $P(z)$  et de la température  $T(z)$ , nécessaires au calcul des transmissions gazeuses.
- $P(z)$  et  $T(z)$  qui déterminent la diffusion moléculaire.
- Enfin le contenu et la nature des aérosols, l'idéal étant de préciser :
  - la granulométrie des particules,  $N(r)$
  - l'indice de réfraction des particules, réel  $m$  et imaginaire  $k$
  - et leur épaisseur optique  $\tau_A(z)$

Pour ce faire, la station sol effectue pendant la procédure d'étalonnage différentes mesures :

- Mesures de transmissions atmosphériques directes à différentes longueurs d'ondes, (égales à  $e^{-\tau/\mu_s}$ ). On en déduit l'épaisseur optique totale de l'atmosphère à différentes longueurs d'onde. L'épaisseur optique Rayleigh étant calculée à partir de la pression au sol on obtient finalement:
  - $\tau_A(\lambda)$  pour  $\lambda = 0.45$  à  $2.2\mu m$
  - puis  $N(r)$  pour  $r < 2\mu m$ , par application de l'algorithme de KING, sur les valeurs de  $\tau_A(\lambda)$ .
- Mesures de l'auréole solaire à  $0.85\mu m$  qui donnent  $\cong e^{-\tau_A/\mu_s} P_A(\Theta)$  pour  $\Theta \in [2^\circ, 30^\circ]$ 
  - On déduit de ces mesures d'auréole la granulométrie  $N(r)$  des grosses particules, de rayon supérieur à  $2\mu m$ .
- Mesures de la luminance diffuse et de la polarisation à  $0.85$  et  $1.65\mu m$ ,  $L_d(\Theta)$  et  $P(\Theta)$  pour  $\Theta$  balayant le 1/2 plan solaire.
  - Ces mesures permettent de déterminer l'indice des particules, et de fournir une barre d'erreur sur la granulométrie et l'épaisseur optique des particules (simulation du signal à  $1.65\mu m$ ).

On dispose d'autre part de modèles standards d'atmosphère et de données exogènes qui sont :

- Radiosondage en vapeur d'eau ( $U_{H_2O}(z)$  pour  $z$  entre 0 et 3km) + Modèle Moyen d'Atmosphère pour  $z > 3$ km (Mid Latitude Summer ,  $P(z), T(z), U_{H_2O}(z), U_{O_3}(z)$ )
  - qui fournit un profil  $T(z), P(z)$  au code de transfert , et un contenu équivalent en vapeur d'eau intégré sur toute la colonne d'air.
- Modèle climatique de contenu intégré en ozone,  $U_{O_3}$ , par bande de  $10^\circ$  de latitude.
- De la pression au sol  $P_0$ 
  - qui fournit le  $\tau_R$  aux différentes longueurs d'ondes.

### 3) MESURES DES PARAMETRES DE SURFACE

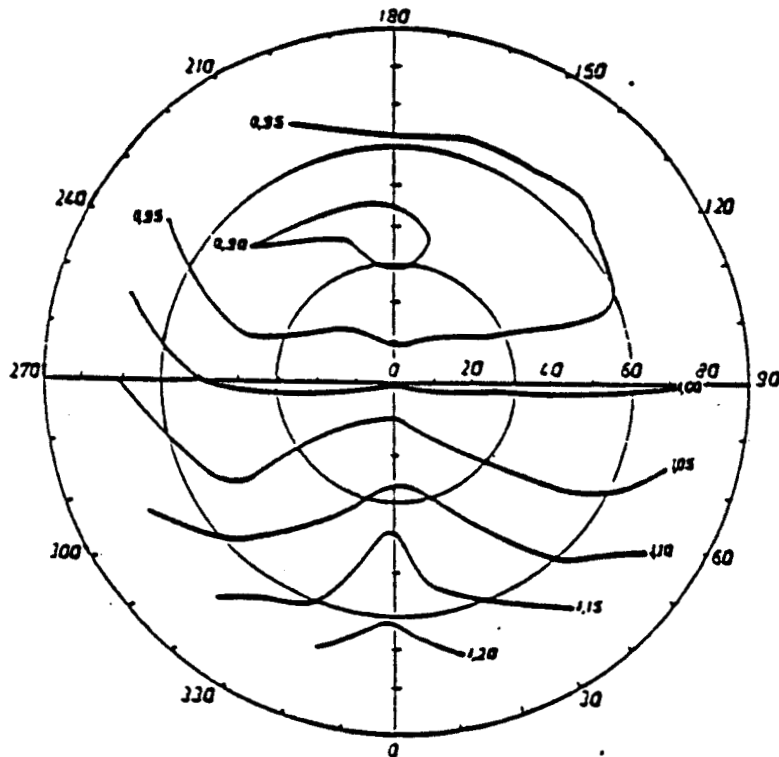
La caractérisation du site de la Crau a été effectuée par l'équipe de G.GUYOT à l'INRA (Avignon). Ces mesures permettent de juger de la qualité du site test au point de vue :

- Homogénéité spatiale (Radiomètres CIMEL au sol + Radiomètres Aéroportés + Photos aériennes)
- Signature Bidirectionnelle (Radiomètres CIMEL sur chariot mobile à bras articulé permettant de viser la surface suivant des angles de  $0^\circ$  à  $70^\circ$  dans n'importe quel plan azimutal)
- Signature Spectrale (SpectroRadiomètre  $0.45\mu\text{m}$  à  $1.\mu\text{m}$ )
- Stabilité temporelle (Mesures sur un an)

Ces études ont montré que le site présenté par le CNES répondait aux critères de qualité d'un site de référence. Le défaut principal est une homogénéité spatiale assez médiocre, mais les mesures montrent (figure (27)) que le site est quasi lambertien.



**Figure 27**  
**Représentation dans un demi-espace de la variation relative du facteur de réflectance directionnel du sol de la Crau pour le canal B<sub>3</sub> (27 Juillet 1988 11h52)**  
 (Extrait du Rapport de L'INRA au CNES)



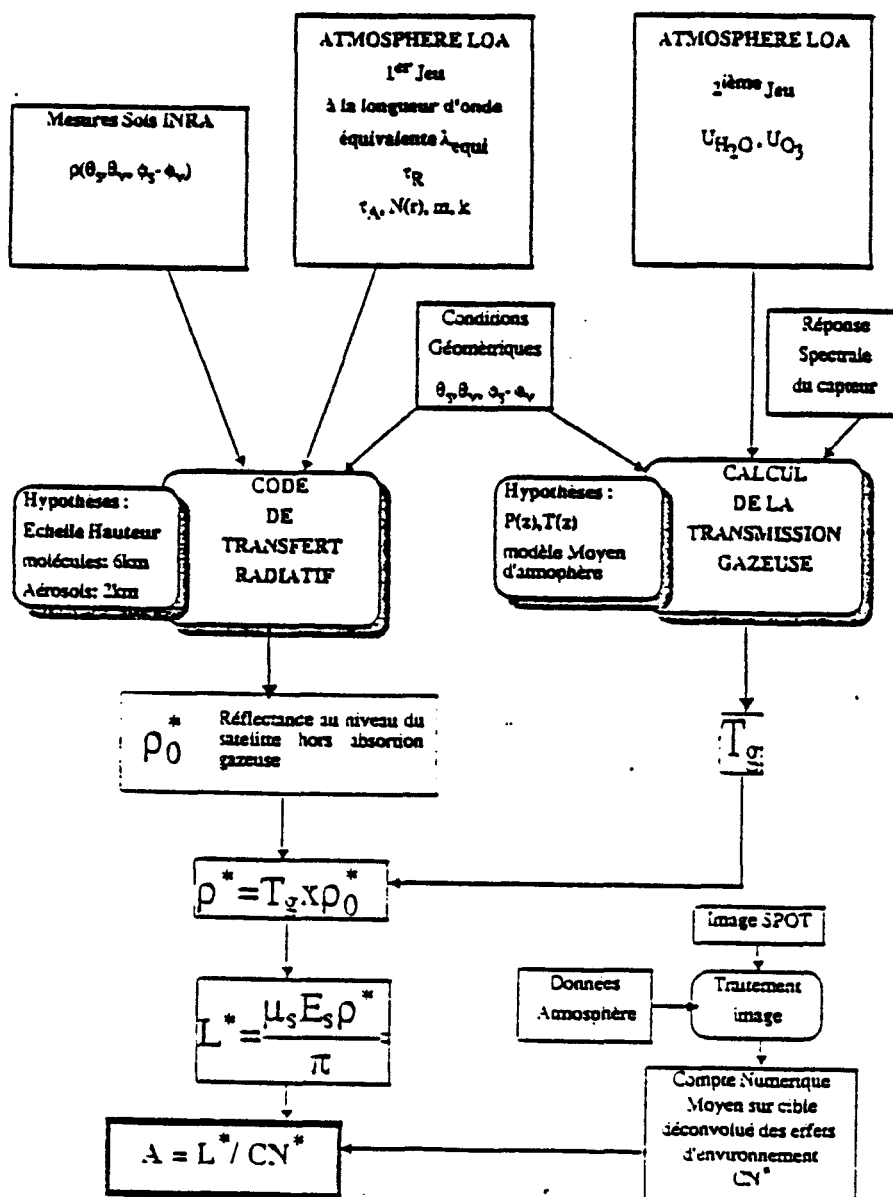
La dépendance spectrale de la réflectance du site est stable spatialement et quasi linéaire dans le domaine  $[0.45\mu\text{m}, 1.0\mu\text{m}]$  ce qui est une caractéristique des sols nus (végétation maigre). Cette caractéristique de sol nu est associée à une bonne stabilité temporelle du site .

L'INRA a également fourni un protocole opérationnel de mesures lors d'une campagne d'étalonnage, associé à un bilan d'erreur tenant compte des différentes sources d'incertitudes (étalonnage des radiomètres, représentativité des moyennes spatiales fournies....)

Ce protocole opérationnel débouche sur la fourniture au LOA de réflectances moyennes (intégration spatiale) mesurées au sol, dans les différentes bandes de SPOT<sub>1-2</sub> (intégration spectrale), et dans la géométrie d'observation du satellite.

## 4) SIMULATION DU SIGNAL SATELLITAIRE

Les différentes étapes de la simulation du signal à partir des grandeurs déduites de la station de mesures "Atmosphère" et des réflectances sol fournies par l'INRA, sont illustrées par le schéma ci dessous. Ce schéma bloc est répété pour chaque canal du capteur à étalonner; dans le cas de SPOT<sub>1-2</sub> ils sont au nombre de 3. La transmission gazeuse est calculée par 5S. Le calcul de  $\rho_0^*$  est effectué par la méthode des Ordres Successifs de diffusion (de façon à éviter les approximations utilisées dans 5S). Il est fait à une longueur d'onde équivalente  $\lambda_{\text{equi}}$ , pour des épaisseur optiques Rayleigh et Aérosols intégrées déduites de la réponse spectrale du capteur; les bandes passantes sont en effet assez étroites pour permettre un calcul monochromatique de la réflectance au niveau satellitaire (cf 5.4). La méthode de déconvolution des effets d'environnement (bloc traitement d'image) est décrite au paragraphe 5.5.



## 5) BILAN D'ERREUR

Le tableau (1) présente les différentes sources d'erreur affectant l'étalonnage. Elles introduisent sur le coefficient d'étalonnage des erreurs relatives ou des erreurs absolues sur la luminance simulée (ex:  $\Delta\rho_R$ ), ou encore des erreurs proportionnelle à la réflectance de sol (Effet d'environnements, effets bidirectionnels). L'incertitude relative sur le coefficient d'étalonnage engendrée par chaque source d'erreur est recalculée pour chaque journée d'étalonnage. Le tableau (1) précise, pour chaque source d'erreur, la grandeur sur laquelle elle se reporte:  $\rho_0^*$ ,  $T_g$ ,  $E_s$ ,  $\mu_s$ , ou  $CN^*$ . Les différentes classes et sous classes d'erreurs sont détaillées dans les paragraphes suivants.

*Tableau 1*  
*Présentation des différentes sources d'erreur*

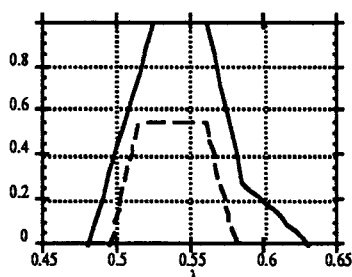
Classes d'erreur	Sous Classes d'erreur	$\rho_0^*$	$T_g$	$E_s$	$\mu_s$	$CN^*$
Caractéristique du capteur	Réponse spectrale $S(\lambda)$	x	x	x		
	Bruits Instrumentaux					x
$\rho_{cib}(\theta_s, \theta_v, \phi)$ (INRA)		x				
Caractérisation de l'Atmosphère	Contenu en Vapeur d'Eau		x			
	Contenu en Ozone		x			
	Influence des Molécules	x				
	Influence des Aérosols	x				
Code de T.R. Calcul de $\rho_0^*$	Validité du calcul à $\lambda_{equi}$	x				
	Effets directionnels de surface	x				
	Découplage Absorption Diffusion	x				
Calcul de $T_g$			x			
Inhomogénéité spatiale du site	Effets d'environnement	x				
Variabilité Temporelle de $E_s$				x		
Calcul des conditions Géométriques	Equation du soleil				x	

## 5.1 Caractéristiques du capteur

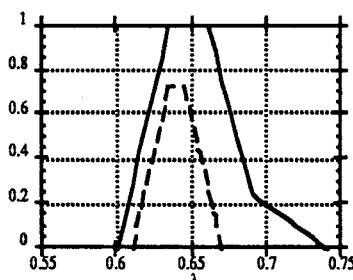
### Réponses Spectrales

Les caractéristiques du capteur sont fournies par le groupe Qualité Image Spot du CNES. Les courbes indiquant les gabarits de la réponse spectrale sont reportés figures (28a) à (28c). Une variation de la réponse spectrale agit sur la transmission gazeuse, sur  $\rho_0^*$ , et sur l'éclairement solaire équivalent  $E_s$ . On donne dans le détail (Tableau (2)), les incertitudes engendrées sur ces grandeurs, ainsi que la variation relative sur le coefficient d'étalonnage,  $A$ , dans deux cas types de conditions atmosphériques.

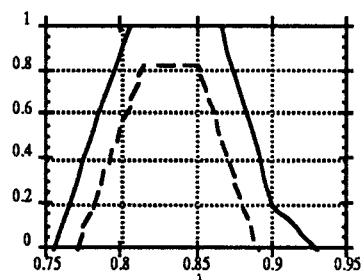
**Figure 28a**  
Gabarit de la Réponse Spectrale de B<sub>1</sub>



**Figure 28b**  
Gabarit de la Réponse Spectrale de B<sub>2</sub>



**Figure 28c**  
Gabarit de la Réponse Spectrale de B<sub>3</sub>



**Tableau 2**

*Erreur due à l'incertitude sur la réponse spectrale du capteur  
Aérosols Continentaux,  $V_h=50\text{km}$  ; Visée au Nadir  
Cas1 :  $\theta_s = 30^\circ$ , Modèle d'atmosphère Mid-Latitude-Summer  
Cas2 :  $\theta_s = 60^\circ$ , Modèle d'atmosphère Mid-Latitude-Winter*

	Canal B <sub>1</sub> ; $\rho_{\text{sol}} = 0.17$		Canal B <sub>2</sub> ; $\rho_{\text{sol}} = 0.21$		Canal B <sub>3</sub> ; $\rho_{\text{sol}} = 0.35$	
	Cas 1	Cas 2	Cas 1	Cas 2	Cas 1	Cas 2
$\Delta\rho_0^*/\rho_0^*$	0.20%	0.24%	0.09%	0.10%	0.006%	0.004%
$\Delta T_g/T_g$	0.31%	0.34%	0.21%	0.044%	0.41%	0.53%
$\Delta E_s/E_s$	0.14%		0.79%		0.15%	
$L^*$ [ $\text{W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{sr}^{-1}\cdot\mu\text{m}^{-1}$ ]	95	54	89	49.5	93.5	54.5
$\Delta A/A$	0.63%	0.69%	1.08%	0.84%	0.56%	0.70%

### Bruits Instrumentaux

En ce qui concerne les bruits instrumentaux, on présente figure (29) les gabarits de bruits hautes fréquences en Luminance ( $N_e\Delta L$ ) en fonction de la luminance au niveau du capteur ( $L$ ). Ces bruits sont ceux observables le long des colonnes de la zone considérée. L'erreur introduite sur la moyenne des comptes numériques sur la zone cible (20x20 Pixels) est due au bruit basse- fréquence. Ce bruit basses fréquences est calculé à partir des spécifications de SPOT [15], et l'on établit qu'il vaut  $\sqrt{1.7^2-1}$  multiplié par le  $N_e\Delta L$  présenté figure 2. L'incertitude relative  $\Delta A/A$ , dépend alors des niveaux de

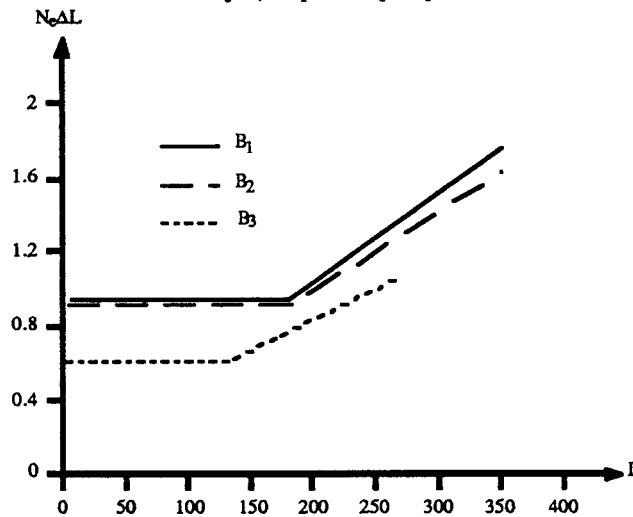
luminance observés et on a reporté sa valeur Tableau (3) , pour les niveaux de luminance calculés tableau 2.

**Tableau 3**  
**Bruits Numériques**

	B <sub>1</sub>	B <sub>2</sub>	B <sub>3</sub>
$\Delta A/A$ Cas 1 [%]	1.4%	1.4%	0.8%
$\Delta A/A$ Cas 2 [%]	2.3%	2.6%	1.5%

**Figure 29**

**Gabarits de bruits instrumentaux Hf (d'après spécifications de SPOT<sub>1</sub> S-ST-0-10-CN)**



## 5.2 Facteur de réflectance de surface

L'INRA donne l'incertitude sur la mesure de réflectance de sol fournie; Le mode de calcul de cette incertitude est décrit dans le rapport de l'INRA au CNES<sup>2</sup>. Si les mesures se déroulent conformément au protocole opérationnel (400 mesures de la réflectance de sol dans la géométrie d'observation) l'incertitude relative sur la réflectance du sol est de 2.2%.

## 5.3 Caractéristiques de l'atmosphère

### 5.3.1 Description des absorbants

Les absorbants dont la concentration est variable spatialement et temporellement sont la vapeur d'eau et l'ozone.

Pour estimer la concentration en vapeur d'eau, au moment de l'étalonnage, on dispose du profil de répartition en altitude du contenu en vapeur d'eau  $U_{H_2O}(z)$  entre 0 et 3km, fourni par la station de radiosondage de Nîmes, et d'une mesure du contenu en  $H_2O$  au sol, fournie par la

<sup>2</sup> Référence CNES Marché n° 833/CNES/87/689/00 , code INRA 3362/A

station météorologique de Marignagne<sup>1</sup>. Le mode de calcul de  $\bar{U}_{H_2O}$  se décompose comme suit:

$$U_{H_2O}^{Nîmes}(z) = F(T(z), T_D(z)) \quad (z < 3km) \quad (29)$$

où  $T_D(z)$  représente la température du point de rosée

$$\bar{U}_{H_2O}(Nîmes) = \int_0^{3km} U_{H_2O}^{Nîmes}(z) dz + \int_{3km}^{\infty} U_{H_2O}^{Profil\ Standard}(z) dz \quad (30)$$

$$\bar{U}_{H_2O}(La\ Crau) = \frac{U_{H_2O}(Sol, Marignane) \times \bar{U}_{H_2O}(Nîmes)}{U_{H_2O}(sol, Nîmes)} \quad (31)$$

On considérera que la détermination de  $\bar{U}_{H_2O}$  par cette méthode est meilleure que 20% en relatif. On peut donc chiffrer pour les deux cas types déjà utilisés l'erreur  $\Delta A/A$  (Tableau 4a) engendrée par cette incertitude résiduelle sur le contenu intégré en vapeur d'eau.

**Tableau 4a**  
*Incertitude sur le contenu en Vapeur d'eau*

	B <sub>1</sub>	B <sub>2</sub>	B <sub>3</sub>
$\Delta A/A$ Cas 1 [%]	0.15%	0.3%	0.8%
$\Delta A/A$ Cas 2 [%]	0.07%	0.16%	0.5%

Pour le contenu en Ozone, on dispose des moyennes mensuelles des contenus intégrés en Ozone,  $\bar{U}_{O_3}$ , par bande de 10° de latitude [16]. L'incertitude sur ce contenu est estimée à  $\pm 10\%$  en relatif. L'incertitude résultante sur le facteur de transmission gazeuse est estimée pour deux conditions typiques. Les résultats sont reportés tableau (4b).

**Tableau 4b**  
*Incertitude sur le contenu en Ozone*

	B <sub>1</sub>	B <sub>2</sub>	B <sub>3</sub>
$\Delta A/A$ Cas 1 [%]	0.6%	0.5%	0.0%
$\Delta A/A$ Cas 2 [%]	1.0%	0.8%	0.0%

<sup>1</sup> Le site de la Crau se situe à 10km de Marignagne et à 40km de Nîmes

### 5.3.2 Description des diffusants

#### Molécules

La seule donnée exogène nécessaire au calcul de la diffusion moléculaire est la pression au sol,  $P_0$ . Puisque  $P_0$  est directement proportionnel à  $\tau_R$ , une incertitude sur  $P_0$  se reporte directement sur  $\tau_R$ . On considérera que la mesure de la pression au sol est précise à  $\pm 0.5\%$  (5mb). L'incidence sur  $\rho_0^*$  dépend alors de la longueur d'onde équivalente du canal considéré, la dépendance spectrale du Rayleigh étant en  $\lambda^{-4}$ . Le tableau (5) donne pour deux conditions d'incidences solaire l'incertitude engendrée par cette source d'erreur.

**Tableau 5**  
*Incertitude sur la Pression au sol,  $P_0$*

	B <sub>1</sub>	B <sub>2</sub>	B <sub>3</sub>
$\Delta A/A$ Cas 1 [%]	0.09%	0.04%	0.01%
$\Delta A/A$ Cas 2 [%]	0.12%	0.05%	0.01%

#### Aérosols

Les algorithmes d'inversion donnent une gamme de modèles possibles (cf tableau (6)). Le modèle 2a est le modèle moyen. Les modèles 1 et 3 prennent en compte une incertitude de 2% sur le taux de polarisation. Les modèles 2b et 2c traduisent l'incertitude sur l'épaisseur optique. Le modèle 4 correspond à l'incertitude sur la partie réelle de l'indice de réfraction. Pour ce jeu, la partie imaginaire de l'indice de réfraction des particules était supposée nulle. L'influence de l'absorption propre des particules est illustrée par les modèles 5 et 6. On a reporté dans les colonnes  $r_0$  et  $\nu$  les paramètres de la loi de Junge qui donne la granulométrie  $n(r)$  en fonction du rayon  $r$  des particules sous la forme:

$$n(r) = r_0^{-\nu} \text{ pour } r < r_0 ; n(r) = r^{-\nu} \text{ pour } r > r_0 \quad (32)$$

**Tableau 6**  
*Modèles d'aérosols fournis par l'inversion des mesures de la station sol*  
*Extrait du rapport de R. Santer, C. Devaux et J.L. Deuzé au CNES*  
*"Résultats Préliminaires de l'Etalonnage de HRV (SPOT<sub>1</sub>) sur le site de la Crau"*

N° Modèle	Indice	$r_0$ ( $\mu\text{m}$ )	$\nu$	$\tau$ (1.65 $\mu\text{m}$ )	$\tau$ (0.85 $\mu\text{m}$ )	$\tau$ (0.65 $\mu\text{m}$ )	$\tau$ (0.55 $\mu\text{m}$ )
1	1.50	0.	3.68	0.014	0.0222	0.0267	0.0299
2a	1.50	0.15	3.70	0.014	0.0221	0.0261	0.0286
2b	1.50	0.15	3.70	0.012	0.0190	0.0224	0.0245
2c	1.50	0.15	3.70	0.016	0.0253	0.0298	0.0327
3	1.50	0.35	4.022	0.014	0.0219	0.0234	0.0233
4	1.55	0.10	3.957	0.014	0.0263	0.0336	0.0388
5	1.5-0.005j $\omega_0=0.93$	0.30	3.834	0.014	0.0213	0.0233	0.0237
6	1.5-0.01j $\omega_0=0.88$	0.15	3.70	0.014	0.0214	0.0261	0.0299

On effectue un calcul de  $\rho_0^*$  pour chaque modèle, l'incertitude étant déterminée par la variation maximale de  $\rho_0^*$ . Les valeurs de  $\rho_0^*$  sont données tableau (7). On remarquera la très faible incertitude engendrée puisque les variations maximales de  $\rho_0^*$  sont respectivement dans B<sub>3</sub>, B<sub>2</sub> et B<sub>1</sub> de  $1.7 \cdot 10^{-3}$ ,  $1.7 \cdot 10^{-3}$  et  $2 \cdot 10^{-3}$ .



**Tableau 7**  
**Valeur de  $\rho_0^*$  pour les Modèles d'aérosols du tableau 6**  
**Extrait du rapport de R. Santer, C. Devaux et J.L Deuzé au CNES**  
**"Résultats Préliminaires de l'Etalonnage de HRV (SPOT<sub>1</sub>) sur le site de la Crau"**

N° Modèle	$\rho_0^* B_1$ $\rho_{sol}=0.142$	$\rho_0^* B_2$ $\rho_{sol}=0.198$	$\rho_0^* B_3$ $\rho_{sol}=0.277$
1	0.1653	0.2076	0.2795
2a	0.1650	0.2075	0.2795
2b	0.1649	0.2074	0.2794
2c	0.1652	0.2075	0.2795
3	0.1650	0.2074	0.2795
4	0.1658	0.2079	0.2796
5	0.1642	0.2066	0.2786
6	0.1638	0.2059	0.2778

#### 5.4 Code de Rayonnement

##### Echelles de Hauteur Molécules - Aérosols

Les échelles de hauteur adoptées dans le calcul de  $\rho_0^*$ , qui déterminent les proportions du mélange Molécules - Particules en fonction de l'altitude, (Cf Annexe (VII) "Description des O.S"), sont les valeurs types que l'on retrouve à quelques variations près dans la littérature. L'incertitude qui pèse sur ces grandeurs n'est pas importante. Quand on sait qu'il est possible de découpler Molécules et Aérosols (en deux couches séparées) avec une erreur faible ( $5 \cdot 10^{-3}$  en absolu sur  $\rho^{atm.int}$ ), on comprend que la valeur précise des échelles de hauteur est peu importante. On considérera donc que l'erreur absolue engendrée sur  $\rho_0^*$  par l'incertitude sur les échelles de hauteurs des Aérosols est négligeable.

##### Validité d'un calcul à $\lambda_{equi}$

La validité du calcul monochromatique de  $\rho_0^*$  à  $\lambda_{equi}$ , utilisant les épaisseurs optiques intégrées Rayleigh et Aérosols est testée par comparaison à un calcul de  $\rho_0^*$  par intégration numérique (pas de 5nm) sur la bande passante du capteur, en utilisant le spectre de réflectance de sol fourni par l'INRA. L'erreur engendrée sur  $\rho_0^*$  pour deux incidences solaire (30 et 60 degrés), dans le cas d'une atmosphère moyenne (Aérosols Continentaux, Visibilité Horizontale de 50km) est présentée tableau 8. Les résultats montrent que cette erreur est très faible, et en appliquant un coefficient correcteur à  $\rho_0^*$  calculé à  $\lambda_{equi}$  (ce coefficient étant calculé par 5S), on pourra considérer que l'erreur résiduelle est négligeable.

**Tableau 8**  
**Validité du calcul à  $\lambda_{equi}$**

	B <sub>1</sub>	B <sub>2</sub>	B <sub>3</sub>
$(\rho_0^* \lambda_{equi} - \rho_0^* Intégré) / \rho_0^* Intégré$ [%]	-0.3%	0.1%	-0.04%
$(\rho_0^* \lambda_{equi} - \rho_0^* Intégré) / \rho_0^* Intégré$ [%]	-0.4%	0.1%	-0.03%

### Calcul des transmissions Gazeuses

La transmission gazeuse est calculée à l'aide de données spectroscopiques. Ces données sont entachées d'erreurs de mesure. Pour rendre compte de cette incertitude nous avons calculé une centaine de fois le facteur de transmission gazeuse en faisant subir aux données (largeurs et intensités des bandes d'absorption) des variations aléatoires de  $\pm 10\%$ . Cette opération a été répétée pour deux cas types d'atmosphère. On présente tableau (9), l'incertitude relative ainsi estimée sur les facteurs de transmissions gazeuses pour chaque bande spectrale.

**Tableau 9**  
**Incertainitude sur les données spectroscopiques de 5S**

	B <sub>1</sub>	B <sub>2</sub>	B <sub>3</sub>
$\Delta A/A$ Cas 1 [%]	0.05%	0.1%	0.2%
$\Delta A/A$ Cas 2 [%]	0.01%	0.05%	0.08%

### Découplage Absorption - Diffusion

La validité du découplage absorption diffusion a été testée par C. DEVAUX et D. TANRE dans le cas de METEOSAT. L'erreur induite sur le signal  $\rho^*$  dans la géométrie la plus contraignante est inférieure à  $10^{-3}$  en absolu. Cette erreur est négligeable dans le cas de SPOT<sub>1-2</sub> où les bandes spectrales des capteurs sont beaucoup plus étroites que pour METEOSAT, et beaucoup moins contaminées par les absorbants gazeux.

### Prise en compte des effets bidirectionnels de surfaces

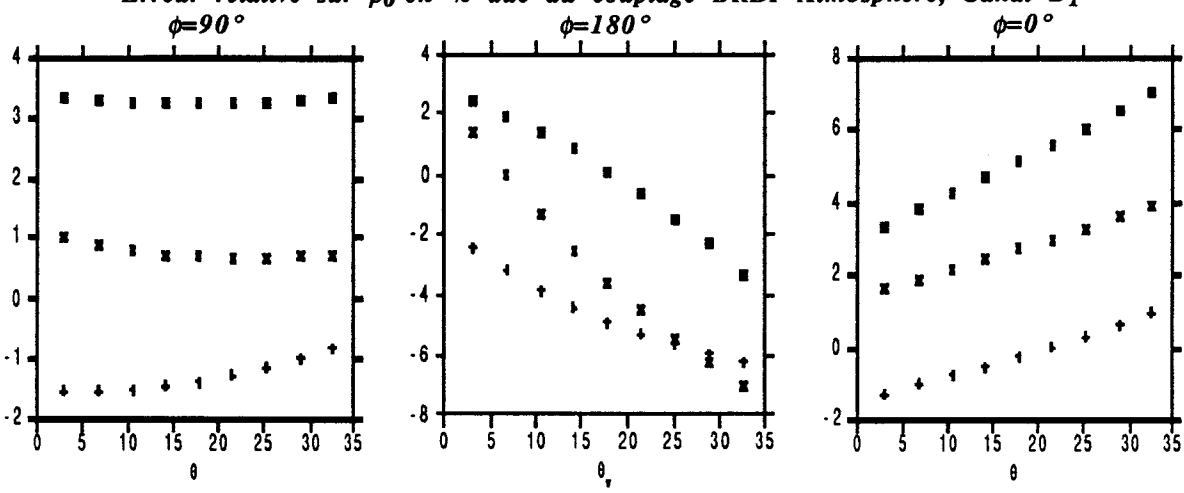
A partir des diagrammes de réflectance bidirectionnelle de la Crau, fournis par l'INRA, nous avons apprécié les effets de couplage Atmosphère-Signature Bidirectionnelle par l'intermédiaire du calcul des quantités  $\bar{\rho}$ ,  $\bar{\rho}'$  et  $\bar{\bar{\rho}}$  définies dans le chapitre premier. Nous avons comparé, dans le cas d'une atmosphère moyenne, les formulations (1) et (27). Les courbes (30a) à (30c) donnent pour chacun des canaux de SPOT<sub>1-2</sub>, l'erreur engendrée sur la réflectance au sommet de l'atmosphère si on néglige les couplages Atmosphère-BRDF en posant :

$$\bar{\rho} = \overline{\rho'} = \overline{\overline{\rho}} = \rho_c \quad (33)$$

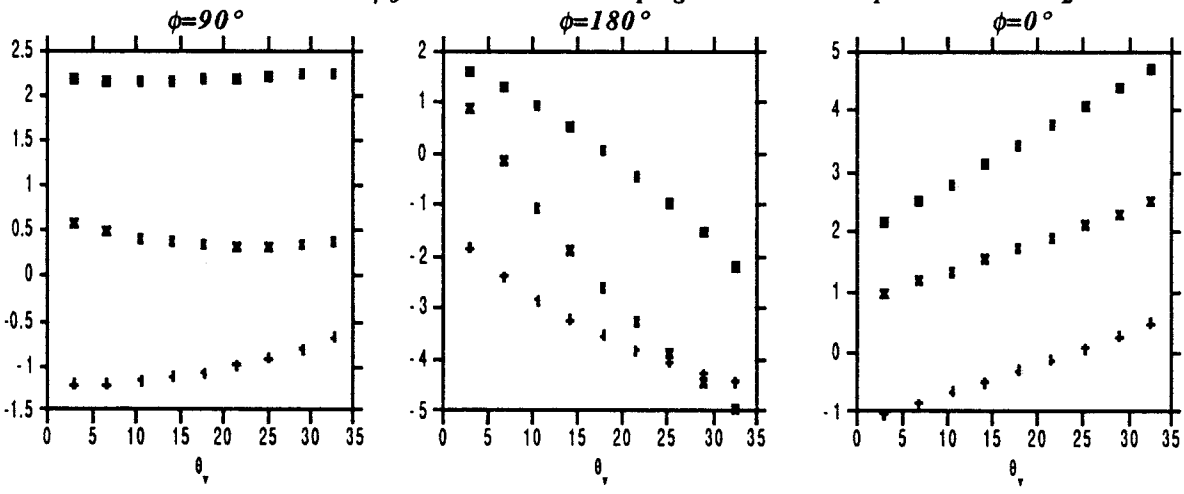
Les résultats montrent que l'erreur peut être élevée dans  $B_1$  (de l'ordre de 6%), si l'incidence solaire est élevée ( $60^\circ$ ) la visée dépointée ( $30^\circ$ ) et si l'on se trouve dans le plan principal ( $\phi=0^\circ, 180^\circ$ ).

Il est donc nécessaire de prendre en compte ce phénomène dans le calcul de  $\rho_0^*$ . C'est ce qui a été fait lors des journées d'étalonnage du 22 Mars et du 7 Juin. Il faut quand même préciser que pour ces deux journées, l'effet de couplage BRDF-Atmosphère n'était que de l'ordre de 1% à 2% dans  $B_1$ .

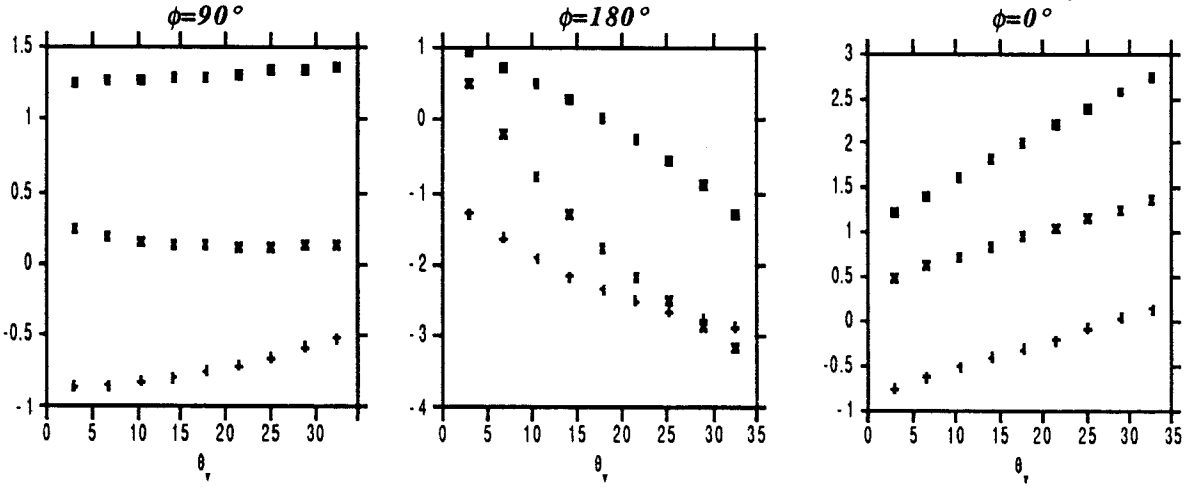
**Figure 30a**  
*Erreur relative sur  $\rho_0^*$  en % due au couplage BRDF-Atmosphère, Canal B<sub>1</sub>*



**Figure 30b**  
*Erreur relative sur  $\rho_0^*$  en % due au couplage BRDF-Atmosphère Canal B<sub>2</sub>*

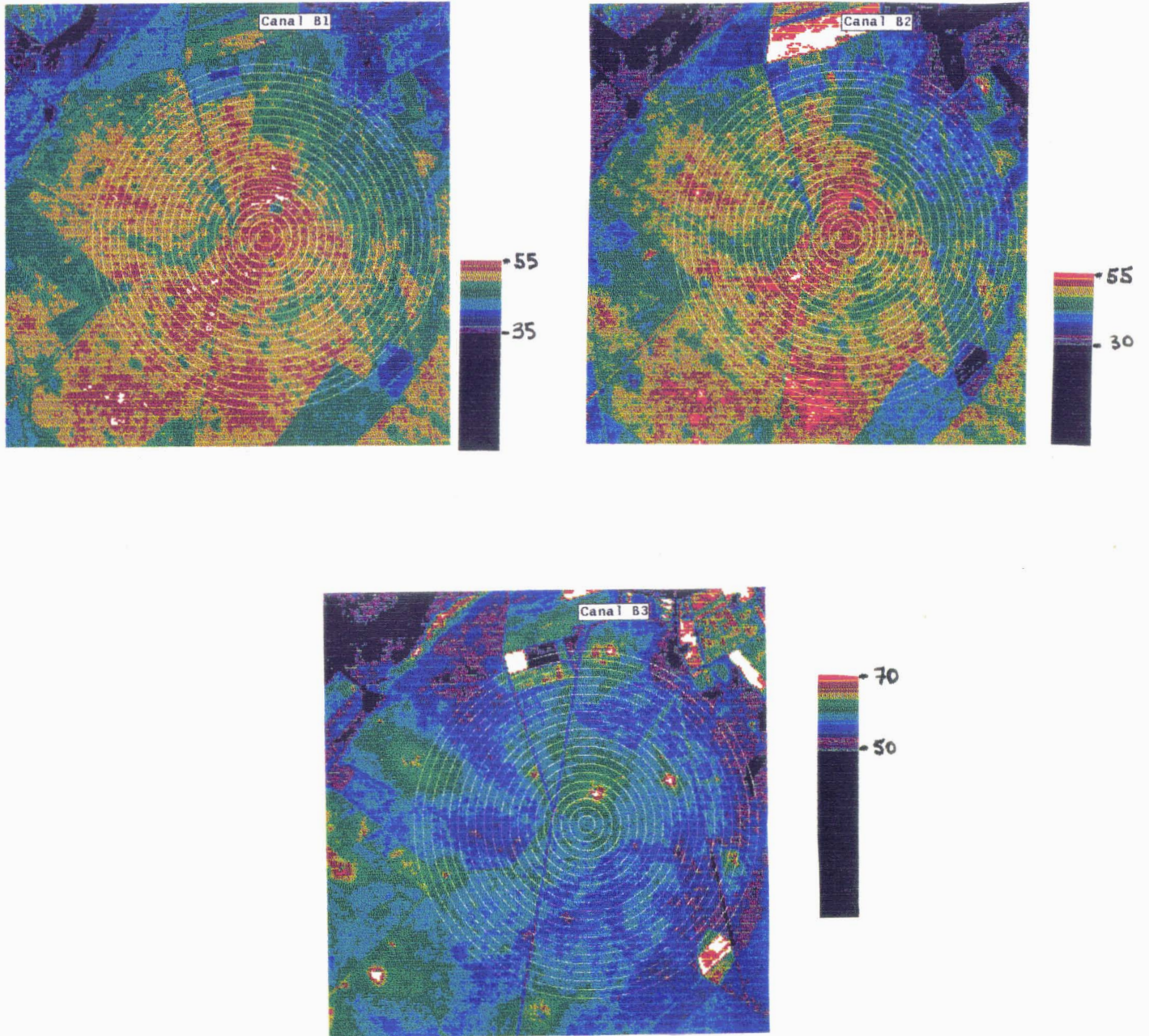


**Figure 30c**  
*Erreur relative sur  $\rho_0^*$  en % due au couplage BRDF-Atmosphère, Canal B<sub>3</sub>*





**Figure 31**  
*Variations des Comptes Numériques dans les 3 canaux de SPOT<sub>1</sub>.*  
*Le site d'étalonnage se situe sur le premier cercle ( de rayon 0.2 Km)*  
*le rayon du grand cercle à l'exterieur est égal à 4 Km.*





### 5.5 Homogénéité spatiale du site

Si la cible est inhomogène spatialement, il est nécessaire de tenir compte des effets d'environnement (Chapitre Premier II-5). C'est le cas du site de la Crau. La figure (31) illustre les inhomogénéités spatiales du site dans les différents canaux de SPOT<sub>1</sub>. Les comptes numériques correspondent à une image prise le 5 Mars 1987.

Si l'on effectue une correction atmosphérique simple de l'image satellite, dans le cas d'une atmosphère moyenne (Aérosols Continentaux visibilité de 50km), on est capable de remonter à la réflectance de l'environnement de la cible, et par suite chiffrer l'erreur relative engendrée quand on considère que la cible de 400mx400m est infinie. Cette erreur est surtout importante pour B<sub>1</sub> (2%) et B<sub>2</sub> (1.7%). Pour B<sub>3</sub>, elle est beaucoup moins élevée (0.4%), car le site est beaucoup plus homogène et l'épaisseur optique Rayleigh est beaucoup plus faible.

Si l'on tient compte de l'environnement de la cible dans les premiers kilomètres, on arrive à réduire l'erreur à 0.5% dans B<sub>1</sub> et B<sub>2</sub> et à 0.1% dans B<sub>3</sub>.

On a développé une méthode permettant de tenir compte de la réflectance de l'environnement dans les 2.5 premiers kilomètres, à partir des mesures atmosphériques et de l'image satellite. Cette méthode est la suivante:

L'équation formelle de la réflectance hors absorption gazeuse au niveau du satellite s'écrit:

$$\rho^* = \rho_{ai} + \frac{\rho_c T(\mu_s) e^{-\tau/\mu_v} + \langle \rho_c \rangle T(\mu_s) t_d(\mu_v)}{1 - \langle \rho_c \rangle S} \quad (34a)$$

avec

$$\langle \rho_c \rangle = \int_0^{2\pi} \int_0^\infty f(r) \rho(r) r dr d\theta \quad (34b)$$

où  $f(r)$  est la fonction d'environnement définie dans le chapitre Premier.

Si l'on dispose de l'image satellite et que l'on note  $(i,j)$  les coordonnées du pixel dans l'image on écrira alors:

$$\langle \rho_c \rangle = \sum_i \sum_j f(r_{ij}) \rho_{ij} \quad (34c)$$

avec  $f(r_{ij}) = f(r_{ij})/k$  tel que  $\sum_i \sum_j f(r_{ij}) = 1$



Or sur l'image satellite on ne dispose pas de  $\rho_{ij}$  mais de  $CN_{ij}$  (les comptes numériques observés sur l'image), on montre cependant facilement qu'en posant :

$$P_{im} = \sum_i \sum_j f(r_{ij}) \frac{CN_{ij}}{CN_{cible}} \quad (34d)$$

et en admettant  $\langle \rho_{ij} \rangle = \langle \rho_c \rangle \quad (34e)$

On arrive à :

$$\langle \rho_c \rangle = \frac{\rho_{ai}(P_{im} - 1) + P_{im}\rho_c T(\mu_s)e^{-\tau/\mu_v}}{\rho_{ai}S(P_{im} - 1) + T(\mu_s)[T(\mu_v) - P_{im}t_d(\mu_v)]} \quad (34f)$$

## 5.6 Constante Solaire

La constante solaire  $E_s$ , objet d'un nombre impressionnant de mesures, est sujette à des variations temporelles (phénomène de taches solaires) [17]. Ces variations se reportent directement sur les éclairagements solaires équivalents de chaque capteur  $E_s^i$ . L'importance de ces variations sera ici très maximisée en considérant une erreur induite sur A de  $\pm 0.2\%$  en relatif. De plus, il faut tenir compte de l'indétermination qui pèse sur la valeur de la constante solaire; on considérera que le biais systématique constant induit sur A est de  $\pm 1\%$ .

## 5.7 Paramètres Géométriques

Seule l'incertitude sur  $\mu_s$  introduit une erreur significative sur le coefficient d'étalonnage A. On considérera la précision de la détermination de  $\mu_s$  égale à  $\pm 0.2^\circ$  (sur  $\theta_s$ ), ce qui entraîne une incertitude relative sur le coefficient d'étalonnage de  $0.1\%$  ( $\theta_s=30^\circ$ ) à  $0.5\%$  ( $\theta_s=60^\circ$ ).

## 5.8 Bilan Global

Le bilan global de l'étalonnage est présenté pour deux journées d'étalonnage, celle du 27 Mars et celle de 7 Juin 1989. On donne tableaux (10) et (11), pour chaque poste d'erreur, l'incertitude engendrée sur A. L'incertitude globale est calculée en sommant en quadratique les incertitudes dues à chaque source d'erreur. On fournit également sur la dernière ligne le coefficient d'étalonnage absolu.

*tableau 11*  
*Journée du 22 Mars 1989 ; Bilan d'erreur*

	$\Delta A/A$ B <sub>1</sub>	$\Delta A/A$ B <sub>2</sub>	$\Delta A/A$ B <sub>3</sub>
Réponse spectrale S( $\lambda$ )	0.6 %	0.9 %	0.6 %
Bruits Instrumentaux	2.3 %	2.1 %	1.3 %
Réflectance de la cible (D'après R. Santer) <sup>1</sup>	$\Delta\rho_{cib}/\rho_{cib}=2.5\%$ 1.74 %	$\Delta\rho_{cib}/\rho_{cib}=2.5\%$ 1.82 %	$\Delta\rho_{cib}/\rho_{cib}=1.5\%$ 0.95 %
Contenu en Vapeur d'Eau 1.83g.cm <sup>-2</sup>	0.3 %	0.31 %	0.63 %
Contenu en Ozone 0.36cm.atm	0.75 %	0.64 %	0.0 %
Influence des Molécules	0.12 %	0.05 %	0.01 %
Influence des Aérosols	0.66 %	0.48 %	0.38 %
Constante Solaire	0.2 %	0.2 %	0.2 %
Effet d'environnement	0.5 %	0.5 %	0.1 %
Erreur sur $\theta_s$	0.3 %	0.3 %	0.3 %
Biais Systématique Constant sur l'estimation de la constante solaire	1 %	1 %	1 %
<b>Total en Somme Quadratique</b>	<b>3.4 %</b>	<b>3.3 %</b>	<b>2.1 %</b>
Coefficient d'étalonnage	0.518	0.376	0.555

<sup>1</sup>Résultats Préliminaires de l'Etalonnage de HRV (SPOT<sub>1</sub>) sur le Site de la Crau

tableau 12  
Journée du 7 Juin 1989 ; Bilan d'erreur

	$\Delta A/A$ B <sub>1</sub>	$\Delta A/A$ B <sub>2</sub>	$\Delta A/A$ B <sub>3</sub>
Réponse spectrale S( $\lambda$ )	0.6 %	0.9 %	0.6 %
Bruits Instrumentaux	1.6 %	1.45 %	1.05 %
Réflectance de la cible (D'après R. Santer) <sup>1</sup>	$\Delta\rho_{cib}/\rho_{cib}=3.3\%$ 2.55 %	$\Delta\rho_{cib}/\rho_{cib}=3.3\%$ 2.73 %	$\Delta\rho_{cib}/\rho_{cib}=1.9\%$ 1.52 %
Contenu en Vapeur d'Eau 1.27g.cm <sup>-2</sup>	0.3 %	0.31 %	0.52 %
Contenu en Ozone 0.32cm.atm	0.58 %	0.47 %	0.0 %
Influence des Molécules	0.12 %	0.05 %	0.01 %
Influence des Aérosols	0.61 %	0.48 %	0.36 %
Constante Solaire	0.2 %	0.2 %	0.2 %
Effet d'environnement	0.5 %	0.5 %	0.1 %
Erreur sur $\theta_s$	0.14 %	0.14 %	0.14 %
Biais Systématique Constant sur l'estimation de la constante solaire	1 %	1 %	1 %
<b>Total en Somme Quadratique</b>	<b>3.4 %</b>	<b>3.5 %</b>	<b>2.3 %</b>
Coefficient d'étalonnage	0.505	0.391	0.562

<sup>1</sup>Résultats Préliminaires de l'Etalonnage de HRV (SPOT<sub>1</sub>) sur le Site de la Crau

## 6) Conclusion

On remarque les très faibles écarts entre les coefficients d'étalonnage des deux journées dans les trois canaux B<sub>2</sub> et de B<sub>3</sub>.

Si l'on compare maintenant les coefficients trouvés à ceux donnés par le CNES<sup>1</sup> (réputées à  $\pm 6\%$  de précision relative) Tableau (13), on s'aperçoit qu'ils sont en en très bon accord pour B<sub>2</sub> et B<sub>3</sub>. Pour B<sub>1</sub>, les valeurs trouvées sont en assez bon accord avec les valeurs du CNES (l'écart toléré entre les deux valeurs peut être de 9% en relatif).

Cependant une réactualisation des coefficients du CNES est en cours, à la suite d'un étalonnage de SLATER sur White Sands qui trouve une valeur dans B<sub>1</sub> en très bon accord avec les coefficients dérivés de l'étalonnage sur la Crau. Il semblerait donc que la valeur du CNES dans B<sub>1</sub> soit trop faible (surestimation des pertes lampes).

*Tableau 13*

Coefficient d'étalonnage	B <sub>1</sub>	B <sub>2</sub>	B <sub>3</sub>
Crau 22/03/89	0.518	0.376	0.555
CNES 22/03/89 <sup>2</sup>	0.469	0.381	0.567
22/03/89 Ecart Relatif	+10.4%	-1.3%	-2.3%
Crau 07/06/89	0.505	0.391	0.562
CNES 07/06/89 <sup>3</sup>	0.466	0.380	0.567
07/06/89 Ecart en %	+8.4%	+2.9%	-0.9%

<sup>1</sup>Interpolée linéairement à partir des valeurs fournies par le CNES (référence CNES: S-ST-0B1-558-CN édition 1-5 1986-1990)

<sup>2</sup>Calculée en interpolant linéairement les valeurs CNES du 20/12/88 et du 20/04/89

<sup>3</sup>Calculée en interpolant linéairement les valeurs CNES du 20/04/89 et du 20/06/89



### III) ETALONNAGE SUR LE RAYLEIGH

#### 1) INTRODUCTION

Comme on l'a vu dans le sous chapitre précédent, l'étalonnage sur cible terrestre de référence est lourd à mettre en oeuvre et implique une multiplicité de compétences. De plus, la caractérisation de la cible par des mesures sol ne peut se faire que pour des sites de taille réduite (de quelques centaines de mètres de rayon). Pour des satellites de résolution spatiale faible (de l'ordre du km) l'étalonnage ne peut donc se faire dans la forme où nous l'avons présenté. On doit étalonner le capteur de basse résolution spatiale, par étalonnage croisé, c'est à dire profiter de la simultanéité du passage d'un satellite haute résolution avec le satellite basse résolution, pour étalonner d'abord le satellite haute résolution, puis en déduire des propriétés de réflectance de surface sur une plus grande échelle spatiale afin de pouvoir étalonner le satellite basse résolution. En plus du problème de la coïncidence des deux satellites, il est nécessaire que le site soit homogène spatialement et assez lambertien pour que l'on puisse facilement prendre en compte les conditions de prises de vue différentes des deux instruments. Cela rend encore plus lourde la méthode d'étalonnage sur cible terrestre. Enfin on notera que les capteurs à grand champ dédiés aux missions "Couleur de l'océan", ont en principe aux courtes longueurs d'ondes (450nm) une faible dynamique qui n'est pas compatible avec le niveau de luminances observé sur des cibles terrestres de référence. Il est donc nécessaire de rechercher des méthodes d'étalonnage utilisables pour ces capteurs.

En reprenant l'idée de Fraser et Kaufman [18], on a cherché une méthode d'étalonnage compatible avec la dynamique des instruments couleur de l'océan, ne nécessitant pas de donnée exogène dans la forme que nous présentons et pouvant donc être utilisée rétroactivement. Les bilans d'erreur développés montrent qu'elle s'applique avec le plus de bénéfice aux courtes longueurs et pour les instruments à grand champ, puisque la précision de l'étalonnage de  $B_0$  peut être meilleure que 3%. Mais elle peut aussi être utilisée avec profit comme méthode redondante d'étalonnage pour différents capteurs n'ayant pas les mêmes caractéristiques que  $B_0$  de SPOT4:  $TM_1$  (5%),  $B_1$  SPOT4 (6%) et  $B_1$  de SPOT1-2 (7%) par exemple.

On présente dans les pages suivantes le premier "draft" de l'article décrivant la méthode d'étalonnage sur le Rayleigh, et la validation effectuée sur l'archipel des TUAMOTU.



## **In flight calibration of large field of view sensors at short wavelength using the Rayleigh scattering**

Vermote E., Santer R., Deschamps P.Y. and Herman M.

### Abstract

In case of sea observations at short wavelengths, the well known Rayleigh scattering dominates the signal received by a satellite sensor. We propose to use this predictable signature to calibrate the visible channels of satellite sensor while in flight. A first method is examined which consists in directly relating the measured numerical signal to the predicted reflectance. This direct method is improved by using a second channel at a larger wavelength in order to take into account the aerosol contribution. These two methods are applied to SPOT, both for the channel B<sub>0</sub> of VEGETATION, planned to be set up on SPOT<sub>4</sub>, and for the present channel B<sub>1</sub> of HRV. The error analysis shows that accuracies of 3% and 6% respectively can be achieved for B<sub>0</sub> and B<sub>1</sub>. The last section is devoted to a validation of the error analysis using HRV-SPOT<sub>1</sub> data.



## I - INTRODUCTION

Various methods have been developed for the purpose of absolute calibration of visible satellite radiometers while in-flight. Some methods {1-3} rely upon ground-based or aircraft measurements of the reflectance of the earth's surface associated with measurements of the optical properties of the atmosphere. An other idea is to use the reflectance observed over the ocean, pointing out that the known Rayleigh scattering predominates outside of the sunglint pattern and when low wind speeds limit the reflectance of foam.

We want here to apply this idea to calibrate the band  $B_0$  of the VEGETATION sensor which will be carried by SPOT<sub>4</sub> in 1992. The central wavelength of  $B_0$  is 450nm and the required accuracy of the calibration is 5%. The "direct" method is based on the technique developed by Fraser and Kaufman {4} for the calibration of VISSR carried by GOES, which consists in relating the observed digital counts to the reflectance calculated by assuming mean conditions both for the atmosphere and for the ocean. The effective wavelength of the VISSR is around 610nm and the Rayleigh scattering contribution will be emphasized when dealing with channels at shorter wavelengths.

To improve this technique, we combine  $B_0$  with a channel at larger wavelength (for example  $B_3$  at 850 nm) in order to derive some information about the perturbing terms (foam reflectance, sunglint and aerosols) from a band where the rayleigh contribution is weak.

For these two methods, the error analysis is conducted. At last, the study is resumed for HRV of SPOT<sub>1</sub>. In order to verify the method performances, we used a set of SPOT images, firstly to establish the calibration coefficient and then to confirm the error analysis.

## II) DIRECT METHOD

### II.1) Definitions

The spectral radiance  $L(\lambda)$  ( $w/m^2/Sr/\mu m$ ) at the entrance of a satellite sensor is integrated over the spectral sensitivity of the band  $i$ ,  $S_i(\lambda)$  in order to deal with a physical quantity "independent" of the spectral sensitivity. The equivalent radiance is then introduced as:

$$L_i = \frac{\int_0^{\infty} S_i(\lambda)L(\lambda)d\lambda}{\int_0^{\infty} S_i(\lambda)d\lambda} \quad (1)$$

The satellite measured signal is converted in digital counts  $DC_i$ . We will assume that these digital counts are radiometrically corrected and the offset removed.

In order to avoid additional inaccuracy related to the solar irradiance when working in term of radiance, one can prefer to work with a normalized quantity which is the apparent reflectance  $\rho_i$ , defined as:

$$\rho_i = \frac{\pi L_i d^2}{\mu_s E_s^i} \quad (2)$$

where  $E_s^i$  is the equivalent solar constant over band  $i$ ,  $\mu_s$  the cosine of the solar zenith angle and  $d$  is the Sun-Earth distance in astronomical units.

If we decide to work with reflectance, we correct the measured digital count as :

$$DC_i^* = DC_i \frac{d^2}{\mu_s} \quad (3)$$

in order to remove the solar irradiance variations.

The calibration in reflectance is then expressed as :

$$DC_i^* = C_i \rho_i \quad (4)$$

## II.2 Description of the model

The apparent reflectance  $\rho$  observed at the satellite level, over the Ocean, at short wavelengths, is mainly due to the well-known Rayleigh scattering. This major contribution is completed by the aerosol scattering and by the "ground contribution" both from the surface (Fresnel reflection, white caps) and from the water. The reflectance  $\rho$  depends also on the gaseous absorption, which depends on the spectral sensitivity of the satellite sensors and on concentrations of the absorbing gases.

The principle of the "direct" method is to compare the digital count to the reflectance predicted when assuming mean conditions both for the atmosphere and for the surface and bulk properties of the Ocean.

In order to define the mean model, let us describe our inputs and their associated uncertainties.

### **Rayleigh**

The Rayleigh scattering is evaluated for a mean ground pressure  $P=1020\text{hpa}$ . The uncertainty on the Rayleigh scattering contribution is then equal to one percent corresponding to an accuracy of 10hpa on the assumed barometric pressure.

### **Aerosols**

The aerosol component is more variable. The uncertainties concern both the aerosol content and the aerosol model. We then consider two extreme models : the haze M (5), which corresponds to a maritime haze with a refractive index  $m=1.33$ ; the continental model (6), with a refractive index  $m=1.50$ . For the M model, the optical thickness depends at all on the wavelength; for the continental model, it varies according to about  $\lambda^{-1}$ .

The visibility may vary from 100 km to extreme low values when, for example, saharan aerosol outbreaks are involved. It is obvious that for visibilities of a few kilometers, the aerosol contributions becomes major. So, we define a lower limit of 23 km for the visibility and we will see later how to control this constraint.

### Diffuse water reflectance

The diffuse reflectance of the water is assumed to be lambertian. It has two origins : on the surface and within the sea:

#### *Surface contribution*

The surface lambertian reflectance is due to the presence of foam. This term is the product of the foam coverage  $W$  by the intrinsic foam reflectance  $\rho_E$ . According to Koepke [7], for a mild water (between 14°C and 25°C),  $W$  depends on the wind-speeds  $V$  (in m/s) according to:

$$W = 2.95 \cdot 10^{-6} V^{3.52} \quad (5)$$

The reflectance  $\rho_E$  of the white-caps can be assumed to be constant within the wavelength range of 400nm to 850nm and does not depend on the wind speed; the estimated value of  $\rho_E$  is  $0.22 \pm 0.11$  [7].

#### *In water contribution*

The diffuse reflectance of the sea water depends on the sediment and chlorophyll contents. We consider here only clear water models in order to minimize the errors induced by uncertainties on water reflectance. Clear water zones can be selected easily by simple criteria about depth, associated with consultation of the Ocean Color map produced by CZCS [8]. Typical reflectances of clear water at 450 nm and 550 nm are graphed on Figure 1 versus the chlorophyll concentration [9]. Assuming a maximum chlorophyll concentration of 0.35 mg/l, we get respective values for the water reflectance of  $0.019 \pm 0.006$  at 450 nm and  $0.004 \pm 0.0004$  at 550 nm.

### Sunglint

The Fresnel reflection of the water surface depends on the incident angle, i.e. the solar zenith angle for the direct-direct path. The reflection coefficient,  $R(\omega)$ , is about 0.02 up to  $\theta_s=40^\circ$  and increases toward 1.0 for grazing angles. The state of the surface monitors the angular distribution of the Fresnel reflection. Given the wave slope distribution,  $P(\mu)$ , established by Cox and Munk (1954) [10], the sunglint reflectance  $\rho_g$  is :

$$\rho_g = \frac{P(\mu_n)R(\omega)\pi}{4\mu_s\mu_v\mu_n} \quad (6)$$

$$\text{with } P(\mu_n) = \frac{1}{\pi\sigma} \exp(-(\mu_v - \mu_n)^2 / 2\sigma^2) \quad (7)$$

where  $\mu_v$  is the cosine of the viewing zenith angle  $\theta_v$ ,  $\mu_n$  the cosine of the zenith angle  $\theta_n$  of the normal to the slope (see Figure 2). The variance  $\sigma$  depends on the wind speed  $V$  according to :

$$\sigma^2 = 0.0052 V + 0,003 \quad (8)$$

The reflectance observed around the specular direction is then modulated by the wind speed value. To avoid a too large glitter contribution, observations will be assumed as far away as possible from the specular direction. Nevertheless, for large wind speeds, the sunglint is largely spread out and we need to define an upper limit of the wind speed. Here we will assume that  $V_{\max} = 15$  m/s.

### **Gaseous Transmission**

Four main gases absorb radiation in the solar spectrum  $O_2$  and  $CO_2$ , which concentrations are known, and  $O_3$  and  $H_2O$  which concentrations can be estimated from climatologic data {11} {12}. The channel  $B_0$  is free from gaseous absorption. Here we just will have to take into account the ozone absorption for channel  $B_1$ . The ozone amount derived from the seasonal data {11} is assumed to be accurate within 10%.

### II.3 - Computation of the reference signal

The transfer equation is solved using the successive order of scattering method with the boundary condition corresponding to a rough ocean as introduced by Deuzé et al {13}. The vertical distribution of the aerosol is supposed to follow an exponential law with a scale height of 2 km. In fact, except for low solar elevation and for grazing viewing angle, the aerosol vertical distribution has a slight effect on the final result. Using this profile and the profile given by Elterman {14} leads to results in agreement within few tens of a percent.

The previous calculation is done without taking into account gaseous absorption. The gaseous transmission is computed separately by using the 5S code {15}. Finally, we multiply the OS output,  $\rho^*$ , by the gaseous transmission factor given by 5S, to get the reflectance  $\rho$  at the satellite level.

Outside of the glitter spot, the minimum of the reflectance  $\rho_{\min}$  corresponds to a pure molecular atmosphere, to a minimum for the water reflectance, to a wind speed equal to zero which cancels the white caps reflectance and bounds the Fresnel reflection around the specular direction, and to the largest amount of ozone and water vapor. Reversely, the maximum of reflectance  $\rho_{\max}$  corresponds to

- (i) a visibility of 23 km with the aerosol model that gives the highest reflectance (in practice, the model which presents at the given geometrical conditions the largest value of the phase function),
- (ii) to a maximum for the water reflectance,
- (iii) to a wind speed equal to 15 m/s,
- (iv) to the smallest amounts of ozone and water vapor.

Note that, in order to be coherent with this last definition, we will eliminate, in the images, pixels which will present reflectances larger than  $\rho_{\max}$  according to the nominal calibration coefficient. Then, the signal of reference will be defined by :

$$\bar{\rho} = \frac{\rho_{\min} + \rho_{\max}}{2} \quad (9)$$

Table 1 reports the mean reflectance  $\bar{\rho}$  (column  $\rho_{\text{total}}$ ) in  $B_0$  and  $B_1$  for three solar zenith angles and three viewing zenith angles in the principal plane, observations are in the half principal plane containing the solar direction in order to avoid the sunglint. Table 1 also gives the contributions to the apparent reflectance of the various components. Figure 3 reports the relative contribution of all components under stack histogram form.

For the two channels, the Rayleigh scattering dominates (at least 70% of the total signal for  $B_0$  and 60% for  $B_1$ ). The diffuse contribution of surface slightly decreases when the solar zenith angle or the view zenith angle increases (up to 30% for  $\theta_s=75^\circ$  and  $\theta_v=60^\circ$ ).

The sunglint direct term ( $\rho_G$ ) is only important for  $\theta_s=30^\circ$  when nadir viewing.

But, when increasing the solar or view zenith angle, both the Rayleigh and the aerosol scattering increase, as illustrated by figure 3. The limiting factor for an accurate calibration on Rayleigh scattering therefore appears to be the aerosol scattering which relative contribution can't be reduced by variations of the geometrical conditions.

Of course, an other important data to consider is the level in radiance units of the mean signal, given in the last column of table 3. If radiance level is too weak for sensor dynamic, numerical noises will be important and calibration method will failed.

The preceding remarks are valid both for  $B_0$  and  $B_1$ , but for  $B_1$  all the problems mentioned before are emphasized by the fact that dynamic is not so well adapted to sea observations, that the Rayleigh scattering is weaker than for  $B_0$ , and that the atmospheric transmission which masks the perturbing surface term is closer to 1. than for  $B_0$ .

#### II.4 - Error budget

The error on the calibration coefficient  $C_i$  results from numerical noises and discrepancies between the calculated reflectance  $\bar{\rho}$  and the observed one  $\rho$ .

The error on  $\bar{\rho}$  results from five mentioned sources: error on the barometric pressure ( $\Delta\rho_{\text{Ray}}$ , on Rayleigh contribution), on the aerosols ( $\Delta\rho_{\text{Aer}}$ , model and abundance), on the ocean color ( $\Delta\rho_{\text{wat}}$ ), on the wind speed ( $\Delta\rho_{\text{Wsp}}$ , glitter and foam) and on the gaseous content ( $\Delta Tg$ , only for ozone absorption in  $B_1$ ).

The error due to numerical noise ( $\Delta DC$ ) depends on the concerned instrument and on the size of the area on which the pixel averaging is done to get  $DC^*$ . A typical size area will be 60 x 60 km in order to avoid significant changes in the geometrical conditions. In this hypothesis, the numerical noise can be

assumed to be equal to the round off error ( $\pm 0.5DC$ ) for SPOT<sub>12</sub> because in this case the full image is averaged, and equal to the low frequency noise for SPOT<sub>4</sub>, because in this case only a part of the full image is averaged so that the high frequency noise is removed. The numerical noise value for SPOT<sub>4</sub>,  $Ned_{L,F}$ , is reported on figure (4) versus characteristics luminance values which are given in table 2.

Table 3 reports the error analysis both for B<sub>0</sub> (a) and B<sub>1</sub> (b) for the same geometrical conditions than for table 1. Each uncertainty  $\Delta\rho$  is obtained by varying the error source (for example wind speed) in the assumed range of variation (i.e for wind speed: 2 to 15ms<sup>-1</sup>), and by calculating the resulting relative variation of the mean signal, which is equal to  $\pm\Delta\rho$  (expressed in % in table 3). All the errors are listed and the last column reports the total error obtained by mean quadratic sum of all independent error sources. Inaccuracies on the gaseous transmission are null in B<sub>0</sub> and of the order of one percent in B<sub>1</sub> (ozone). The numerical noise error is weak in B<sub>0</sub> and not high in B<sub>1</sub> because of the rather good instrument performances and of the pixel averaging. As expected, the error due to the uncertainty on the Ocean color rapidly decreases (when solar or view zenith angle increases) because the relative part of the water diffuse reflectance decreases, as does the error due to uncertainty on the wind speed which is mainly due to the foam reflectance term.

Finally, the major error source is therefore the aerosol contribution that varies like the Rayleigh one and cannot be eliminated by grazing geometric configurations.

### III - TWO BAND METHOD

#### III.1 - Principle

The basic idea is to use measurements in a second channel at a larger wavelength, to get a good information about the aerosols and the sea surface (foam and sunglint). This information is used to control the aerosol and sea surface contributions in the  $B_0$  or  $B_1$  channel. The choice of the second channel results from two opposite constraints. Because of the decrease of the molecular scattering, the expected information will be better at larger wavelengths. In this respect, the channel at  $1.65 \mu\text{m}$  of VEGETATION should be the most suitable. Inversely, the proximity of the aerosol channel from  $B_0$  or  $B_1$  should make easier the extrapolation of the information. The channel  $B_3$  at  $850\text{nm}$  seems to realize the best compromise. Table 4a (resp Figure 5) reports, in the same manner that table 1 (respectively Figure 3), the absolute (respectively relative) contribution of the various components of the signal in  $B_3$ . The water reflectance and the sunglint (except for  $\theta_s = 30^\circ$  and  $\theta_v = -3^\circ$ ) are negligible, and the perturbing influences may be estimated correctly.

Let  $DC_3^*$  be the observed digital counts in  $B_3$ , corrected for  $d$  and  $\mu_s$ . The reflectance  $\rho_3$  may be written:

$$\rho_3 = \frac{DC_3^* C_{i3}}{C_i} \quad (10)$$

where  $C_{i3}$  is the inter-calibration coefficient between the  $B_i$  ( $i=0$  or  $1$ ) and  $B_3$  channels, i.e:

$$C_{i3} = \frac{C_i}{C_3} \quad (11)$$

Now, let  $\bar{\rho}_3$  and  $\bar{\rho}_i$  stand for the reflectances corresponding to the previous mean model. Suppose that the aerosols and the wind speed differ from their mean values. We will measure  $DC_3^*$  and  $DC_i^*$  with:

$$\rho_3 = \frac{DC_3^* C_{i3}}{C_i} = \bar{\rho}_3 + \Delta\rho_3(a, \text{wsp}) \quad (12)$$

$$\rho_i = \frac{DC_i^*}{C_i} = \bar{\rho}_i + \Delta\rho_i(a, \text{wsp}) \quad (13)$$

By assuming that  $I_{i3}$  takes into account the mean spectral variation, from  $B_3$  to  $B_i$ , of the aerosol and sea surface contribution, i.e :



$$I_{i3} = \left\langle \frac{\Delta\rho_i(a, \text{wsp})}{\Delta\rho_3(a, \text{wsp})} \right\rangle \quad (14)$$

we will transform eqs (15) and (16) into the form

$$\rho_i = \frac{DC_i^*}{C_i} = \bar{\rho}_i + I_{i3} \left( \frac{DC_3^* C_{i3}}{C_i} - \bar{\rho}_3 \right) \quad (15)$$

that is an estimated calibration coefficient :

$$C_i^{\text{est}} = \frac{DC_i^* - I_{i3} DC_3^* C_{i3}}{\bar{\rho}_i - I_{i3} \bar{\rho}_3} \quad (16)$$

When for instance the aerosols differ from their mean characteristics, the resulting error on the calibration coefficient in the direct method,  $C_i^{\text{di}} = DC_i^* / \bar{\rho}_i$ , is

$$\frac{\Delta C_i^{\text{di}}}{C_i} = \frac{\Delta\rho_i(a)}{\bar{\rho}_i} \quad (17)$$

according to eq (13). With the "Two band method", when substituting to  $DC_i^*$  and  $DC_3^*$ , in eq (16), the expression (12) and (13), the resulting error is:

$$\frac{\Delta C_i^{2b}}{C_i} = \frac{\delta\rho_A^i - I_{i3} \delta\rho_A^3}{\bar{\rho}_i - I_{i3} \bar{\rho}_3} \quad (18)$$

So if the correction channel is well chosen (i.e not too close from the channel to calibrate, so that the denominator of eq (21) should be large enough) and if the perturbation is well characterized (i.e  $I_{i3}$  not too far from  $\frac{\delta\rho_A^i}{\delta\rho_A^3}$ ) the induced error will decrease.

The value of  $I_{i3}$  has to be adjusted to optimize the correction of the perturbing terms (sunglint, foam, aerosols). These terms exhibit different spectral dependences, and their relative contribution depends on the geometrical conditions. Therefore,  $I_{i3}$  was determined as a function of the geometry ( $\theta_s, \theta_v$ ) as follows: For different wind speeds (in the range  $2\text{m.s}^{-1}$  to  $15\text{m.s}^{-1}$ ), different aerosol

contents (no aerosol to 23km visibility) and different aerosol models (Maritime, Continental), the reflectance variation  $\Delta\rho_i$  and  $\Delta\rho_3$  were successively calculated.

Then the resulting errors,  $\delta\Delta\rho_i = \Delta\rho_i - I_{i3}\Delta\rho_3$ , were estimated and  $I_{i3}$  was adjusted in order that the quadratic sum of the independent residual errors  $\delta\Delta\rho_i$  was minimized. The obtained values for  $I_{i3}$  are given in Table 4b.

### III.2 - Error budget

Of course, the observed numerical counts  $DC_i^*$  and  $DC_3^*$  generally differ from the reference one, not only because the aerosols<sup>(a)</sup> and the wind speed<sup>(wsp)</sup> (i.e the foam contribution and the sunglint) differ from their reference values, but also, to a lesser extent, because the ground pressure and therefore the Rayleigh scattering<sup>(R)</sup>, the absorbing gas contents<sup>(Tg)</sup> and the sea water reflectance<sup>(w)</sup> differ from the references. Moreover, the numerical noise, say  $\Delta DC$ , has to be taken into account, so that eq (16) must be generalized into the form:

$$\rho_i = \frac{DC_i^*}{C_i} = \rho_i + \Delta DC_i^* + \Delta\rho_R + \Delta Tg + \Delta\rho_w + \Delta\rho_A + \Delta\rho_{Wsp} \quad (19)$$

where the various terms will be estimated by varying the considered parameter within the range of expected variation, as explained previously. We separated, in eq (19), the error  $\Delta\rho(a,wsp)$  in two independent contributions  $\Delta\rho_a$  and  $\Delta\rho_{wsp}$ .

In the same manner:

$$\rho_3 = \frac{DC_3^* C_{i3}}{C_i} = \rho_3 + \frac{\Delta DC_3^* \Delta C_{i3}}{C_i} + \frac{DC_3^* C_{i3}}{C_i} + \Delta\rho_R + \Delta Tg + \Delta\rho_w + \Delta\rho_A + \Delta\rho_{Wsp} \quad (20)$$

where we introduced the error  $\Delta C_{i3}$  in the inter-calibration factor. The sea water reflectance here is negligible, and we note that the  $\Delta Tg$  term now corresponds to the water vapor absorption.

When reporting eqs (19) and (20) in eq (16) and taking into account the linked errors, we have 7 errors terms due to :

- the inter calibration coefficient. CNES gives a relative uncertainty of  $\Delta C_{i3}/C_{i3}=6\%$ ;
- the numerical noise both in  $B_i$  and  $B_3$  ;
- the Rayleigh scattering from the uncertainty of 1% on the barometric pressure;
- the gaseous transmissions both in  $B_i$  and  $B_3$  (with 60 % of uncertainty on the water vapor content and 10% on the ozone content);
- the water reflectance uncertainty (see previous section) ;
- the wind speed uncertainty ( $2\text{ms}^{-1}$  to  $15\text{ms}^{-1}$ );
- the aerosol model uncertainty

Of course, some new sources of error appear, which were not in the "direct" method: inter-calibration uncertainty, numerical noise in  $B_3$ , uncertainty on water vapor content which induces error on  $T_g$  in  $B_3$ . But the major uncertainties which were limiting the accuracy of the calibration in the "direct" method must decrease because of the correction process, which connect observed discrepancies to mean signal in  $B_3$  to those in  $B_i$ .

The error budget is reported in tables 5a and 5b respectively for  $B_0$  and  $B_1$ , for the same set of geometrical conditions than used for the "direct" method. In both channels you can notice a little increase of the errors on Ocean color, due to the fact that these terms are not corrected by  $B_3$  and that their relative part in the total signal increases with "two band" calibration process (see eq (20)).

The overall error is reduced at least by a factor 2 compared to the "direct" method. For  $B_0$ , the best result leads to an error lesser than 3%, and for a large range of geometrical conditions the error is lesser than 5%. For  $B_1$  of SPOT4 the minimum error is around 4% and the method is still adequate for  $B_1$  of HRV with an error around 5%, when tilting, for  $\theta_s=75^\circ$  and  $\theta_v=-30^\circ$ . You can also notice that for  $B_1$  the greatest part of the overall error (at optimum) is due to error induced by the  $B_3$  channel and mainly by inter-calibration uncertainties.

#### IV - DATA ANALYSIS

The previous method was defined for  $B_0$  of VEGETATION and it offers for this case, in certain geometrical conditions, the possibility to achieve a calibration better than 5%. Because the lack of data similar to the VEGETATION ones, we tried to apply our method to the  $B_1$  data from HRV of SPOT<sub>1</sub>. As shown in the previous section, the expected accuracy is not so good but this comparison offers the possibility to verify our error analysis.

We tried to find in the SPOT IMAGE catalogue a set of data satisfying the following criteria:

- cloud cover lesser than 20 % in regional areas with meteorological visibilities generally better than 23 kilometers ;
- clear water according to consideration of deep water ;
- different conditions to encounter, eventually, different aerosol contents and wind speeds.

The SPOT IMAGE catalogue gives the geometrical condition and the cloud cover. For obvious reasons, oceanic observations are limited and only correspond to coastal zones. Then, we selected volcanic islands in order to have deep water in their immediate surrounding. Five images over the TUAMOTU's Islands during the 1987 summer were finally reserved.

## TUAMOTU 's Islands

### Presentation of the scene

The main characteristics of the five scenes acquired by HRV<sub>2</sub> over the TUAMOTU's Islands are summarized in table 6: location of the scenes, solar and view zenith angles, solar and view azimuth angles. The geometrical conditions are quite identical with slight variations only of the solar angles from June 25<sup>th</sup> to August 5<sup>th</sup>.

The B<sub>1</sub> data are reported in Figure 5. Pictures 3, 4 and 5 are practically cloud free. The water extent is large and according to the geographical maps, the ocean deep reaches rapidly 2000m off the coast. We reported in Figures 6 and 7 the histograms for the full 5 scenes, respectively in B<sub>1</sub> and B<sub>3</sub>. The pick is well marked and corresponds to sea observations. Two classes adjacent to the pick are well pronounced. Predicted variations of the signal over ocean in clear conditions do not explain such adjacent classes. Their origin is related to numerical noise, in accordance with the CNES specifications. The histogram is slightly spread out towards the highest levels for image 2, and to a lesser extent for images 1 and 5. These classes do not correspond to partially cloud filled pixels, they correspond to pixels located in the surrounding of clouds, at distances of 10 pixels (200m) from the cloud limit. This increase of signal is due to an adjacency effect: the light reflected by clouds is scattered by the atmosphere and that increases the level of signal in the direct surrounding of clouds. This increase depends on the cloud reflectance and altitude. We performed signal simulations to verify this hypothesis, and we obtain good agreement by using a mean model for atmospheric profile and estimating cloud altitude from cloud's shadows.

The reflectance is computed at the center of the image, we consider that this value is representative of the average value on the complete scene.

Several ways can be chosen to derive the mean value of the digital counts. First, we can select the pick of the histogram. As a matter of fact, since the two adjacent classes are well pronounced, the pick can be shifted by one digit due to the round-off error. Therefore a better solution seems to sum all the digital counts bounded by a threshold. This threshold has been defined in section 2.

For the two methods of calibration, we reported in table 7, the relative difference between our derived coefficients and the calibration coefficient provided by CNES :

$$\frac{C - C_{CNES}}{C_{CNES}} \quad (21)$$

The discrepancy is about 13% for the direct method and 2% for the two band method, in which case the maximum disagreement is 3%.

In order to analyze these extremely good results, we computed the errors for the corresponding conditions of the 5 images. We didn't consider numerical noises because variations around the peak, observed on the histogram probably turns to zero the round off error when averaging pixels on the whole image. The errors are reported in table (8a) for the direct method. We can notice that two major contributions of the same order of magnitude come from the aerosols and from the wind speed. The two band method, table (8b), shows a major contribution of the aerosol error. The conclusion seems to be that the aerosols taken into account in the mean model are close to those really observed, and that the wind speed is probably over estimated. This fact is verified by the collected meteorological data, which are given in table 9.

## V CONCLUSION

For large field of view sensors centered at short wavelengths , an in-flight calibration method is proposed. The method, based on the combination of measurements in the concerned channel and in an "aerosol" channel at a larger wavelength should provide, in suitable circumstances, accuracies better than 3%. The error analysis has been validated by using SPOT data of the HRV cameras.

From the previous study, for  $B_0$  and  $B_1$ , we can interpolate the expected accuracy for the calibration of other sensors. For example, considering only nadir viewing conditions in table (5a) and (5b), we can interpolate calibration accuracy versus Rayleigh optical thickness. From these results, it can be shown that the channel 1 of TM (centered at 485nm) could be calibrated within 5% (we use channel 4 of TM for aerosol correction).

It should be possible also to apply this method to channel 1 of AVHRR by taking advantage of its large F.O.V and using channel 2 for the aerosol correction. Estimation of the accuracy is not so direct: the broader bands of AVHRR are more contaminated by gaseous absorption, the channel 1 is centered at a larger wavelength than  $B_1$  (650nm), and the inter-calibration is not well established.

The critical point of this calibration method is the low level of radiance used as reference. However, for Ocean color sensors, for which calibration accuracy is very sensitive, the "two band method" is particularly well adapted.

## FIGURE CAPTIONS

Figure 1

Reflectances of clear water at 450 nm and 550 nm versus chlorophyll content (in mg/l).

Figure 2

Geometry of the reflection of a wave facet.

Figure 3

Relative contributions to the apparent reflectance observed over Ocean, of Rayleigh scattering  $\rho_R$ , aerosol scattering  $\rho_A$ , Ocean color  $\rho_w$ , Foam  $\rho_f$  and direct sunglint  $\rho_G$ ; (a) stands for  $B_0$  and (b) for  $B_1$ .

Figure 4

Numerical noises,  $Ned_{LF}$ , for  $B_0, B_1, B_3$  expressed in equivalent radiance units versus the equivalent radiance at the entrance of the sensor's pupil. (see Table 2)

Figure 5

Same as figure 3 but for  $B_3$

Figure 6

$B_1$  data of the five scenes recorded in 1986 over the Tuamotu's Islands.

Figure 7

Histogram for  $B_1$  of the Tuamotu's Islands scenes

Figure 8

Same as Figure 6 but for  $B_3$ .



**Figure 1** : Reflectances of clear water at 450 nm and 550 nm versus chlorophyll content (in mg/l).

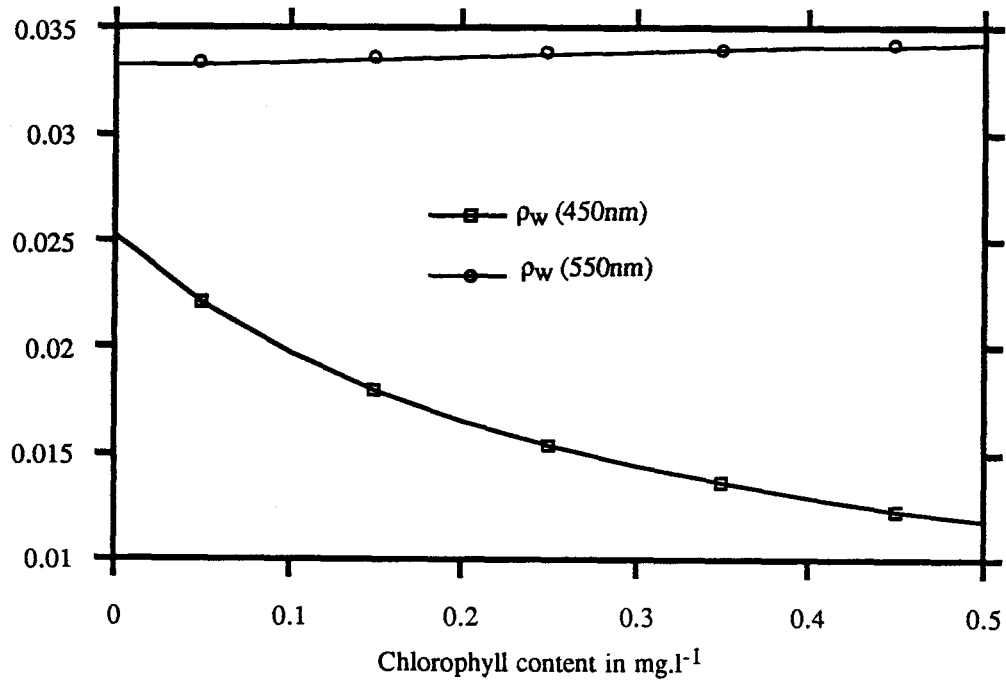
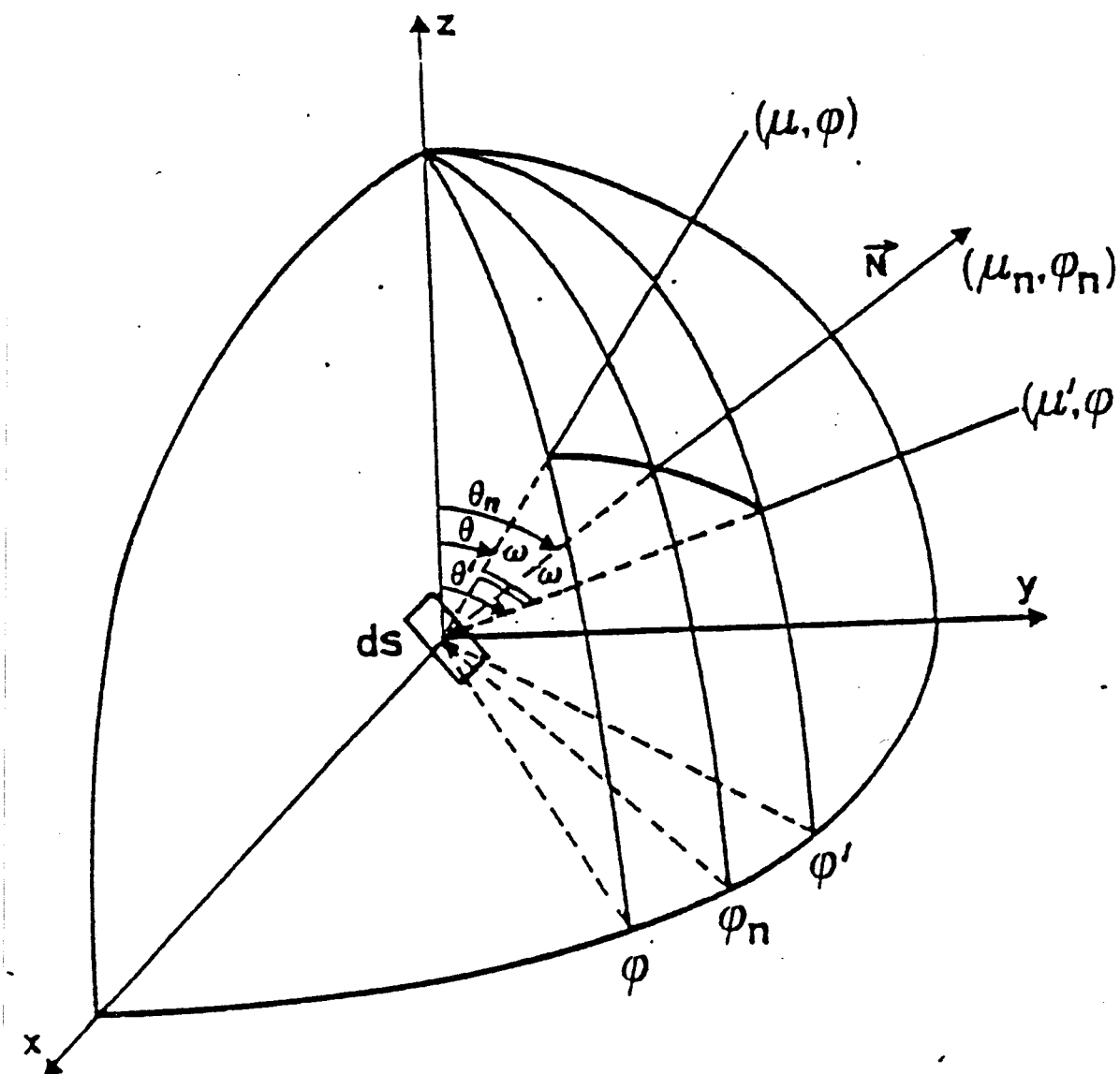
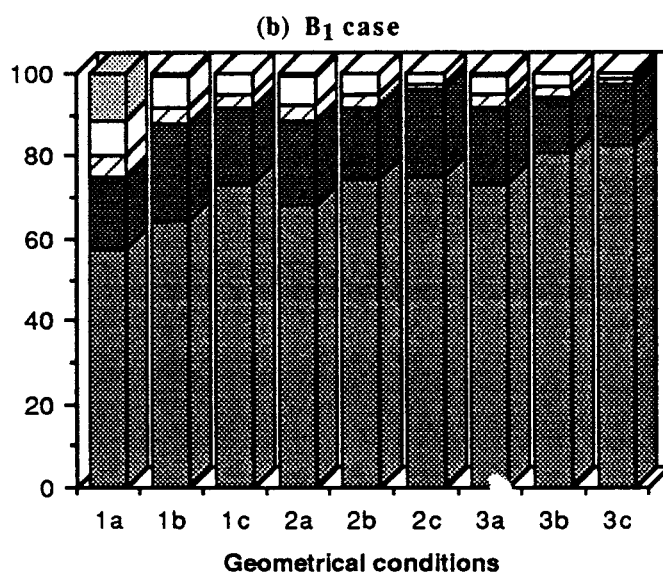
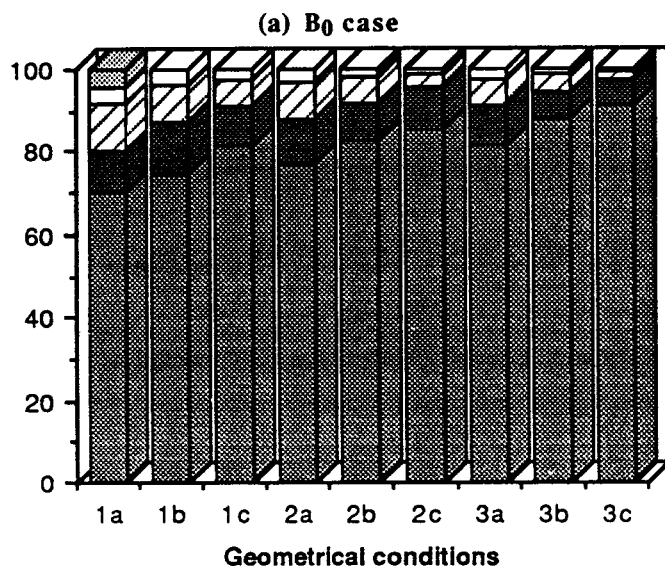


Figure 2 : Geometry of the reflection of a wave facet.

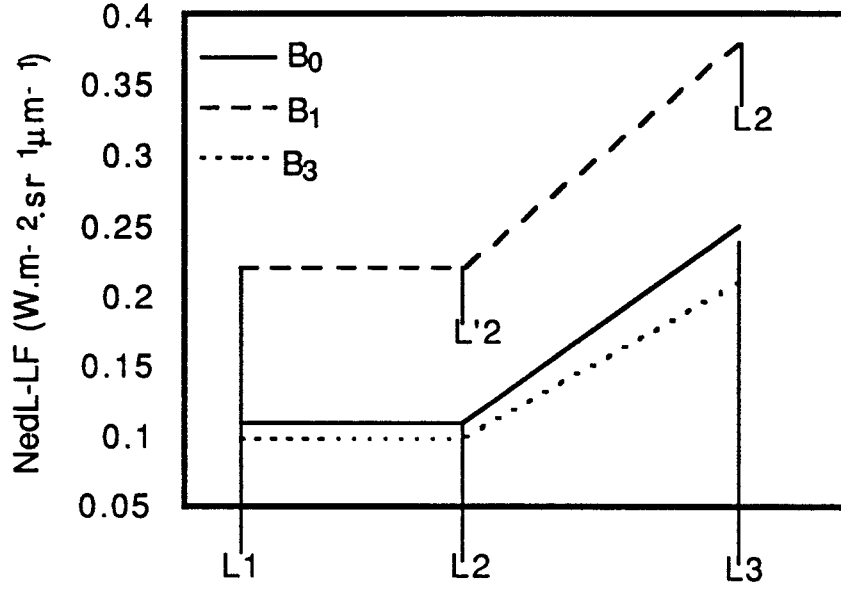


**Figure 3** : Relative contributions to the apparent reflectance observed over Ocean, of Rayleigh scattering  $\rho_R$ , aerosol scattering  $\rho_A$ , Ocean color  $\rho_w$ , Foam  $\rho_F$  and direct sunglint  $\rho_G$ ; (a) stands for  $B_0$  and (b) for  $B_1$ .

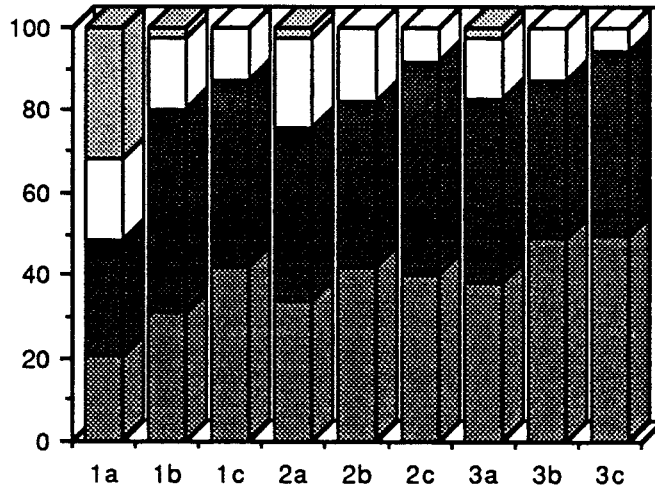


- |   |  |  |  |          |
|---|--|--|--|----------|
| 1a $\theta_s = 30^\circ, \theta_v = -3^\circ$ | 1b $\theta_s = 30^\circ, \theta_v = -29^\circ$ | 1c $\theta_s = 30^\circ, \theta_v = -58^\circ$ |  | $\rho_R$ |
| 2a $\theta_s = 60^\circ, \theta_v = -3^\circ$ | 2b $\theta_s = 60^\circ, \theta_v = -29^\circ$ | 2c $\theta_s = 60^\circ, \theta_v = -58^\circ$ |  | $\rho_A$ |
| 3a $\theta_s = 75^\circ, \theta_v = -3^\circ$ | 3b $\theta_s = 75^\circ, \theta_v = -29^\circ$ | 3c $\theta_s = 75^\circ, \theta_v = -58^\circ$ |  | $\rho_w$ |
| with $\theta_v < 0$ in the principal plane    |  |  |  | $\rho_F$ |
|   |  |  |  | $\rho_G$ |

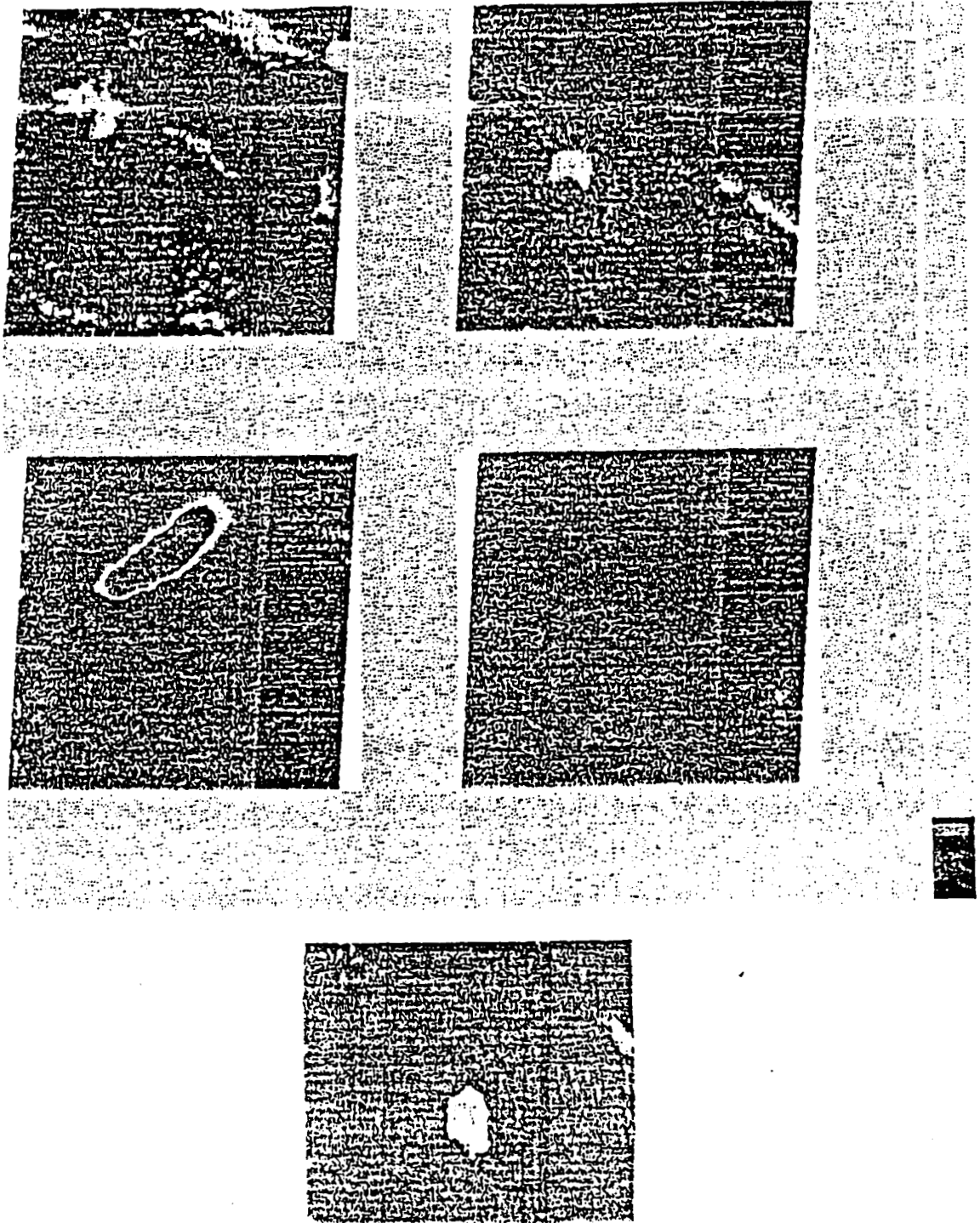
**Figure 4 :** Numerical noises,  $Ned_{LF}$ , for  $B_0, B_1, B_3$  expressed in equivalent radiance units versus the equivalent radiance at the entrance of the sensor's pupil. (see Table 2)



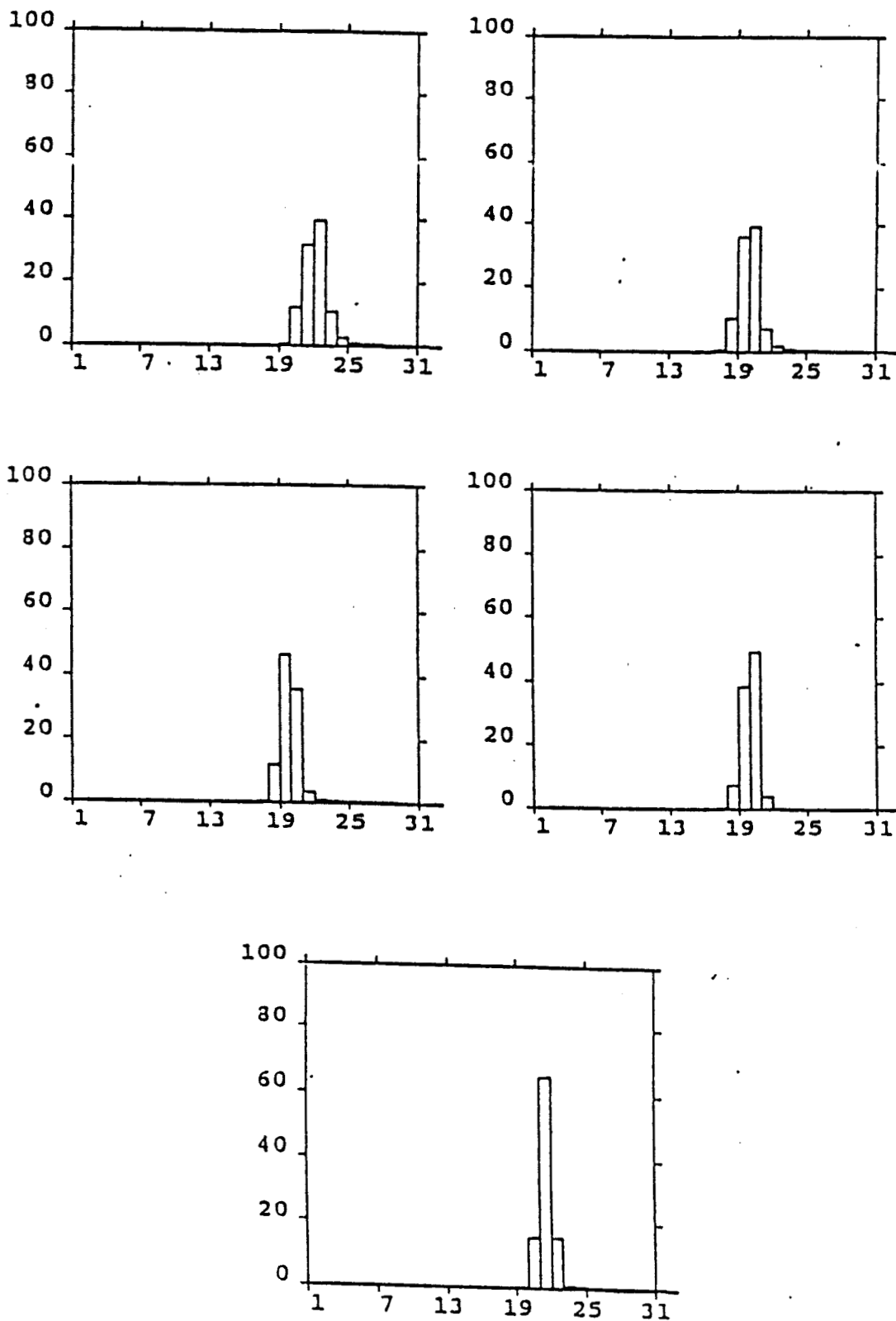
**Figure 5 :** Same as figure 3 but for  $B_3$ .



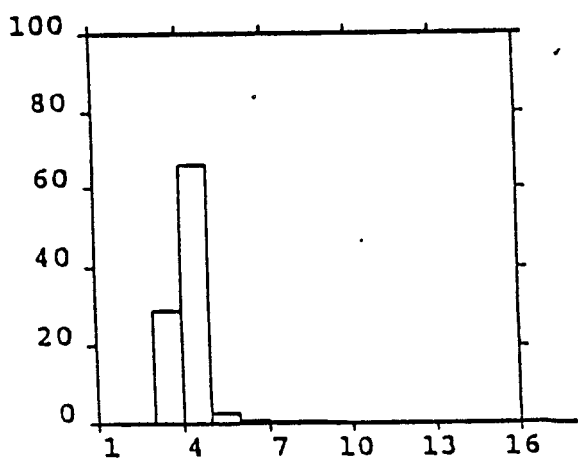
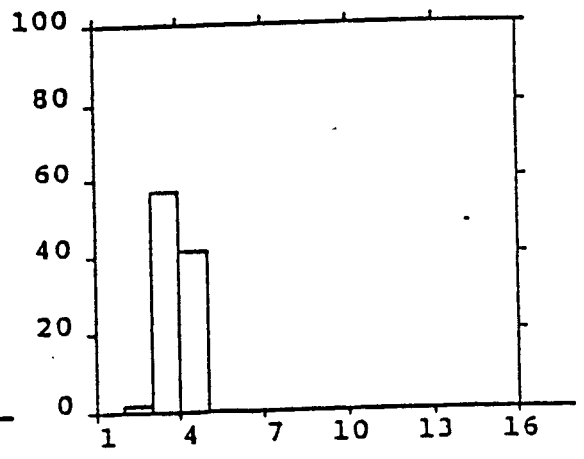
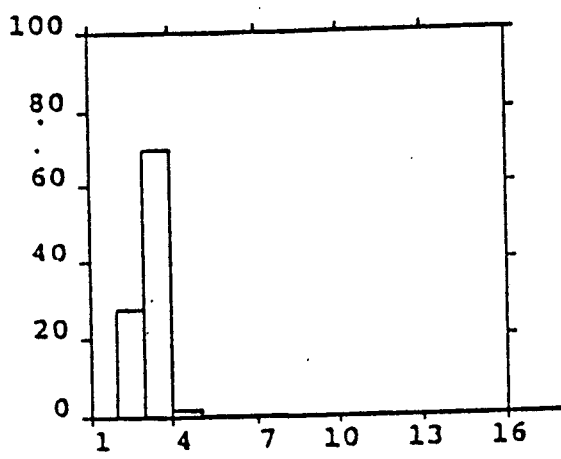
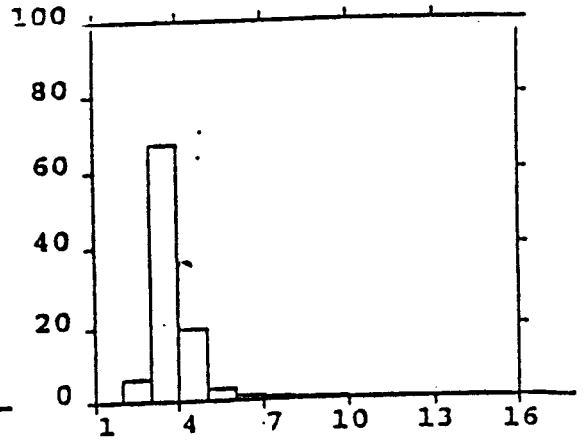
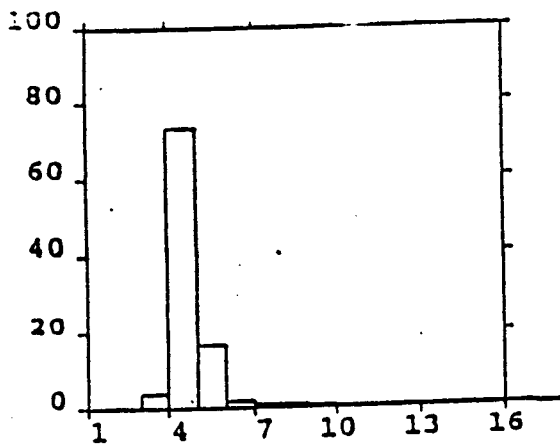
**Figure 6** :  $B_1$  data of the five scenes recorded in 1986 over the Tuamotu's Islands.



**Figure 7 :** Histogram for B1 of the Tuamotu's Islands scenes



**Figure 8 :** Histogram for B3 of the Tuamotu's Islands scenes



## TABLE CAPTIONS

Table 1

For three solar zenith angles and three view zenith angles, table 1 gives the contribution to the outgoing reflectance ( $\rho_{total}$ ) of the water reflectance, of the aerosol scattering, of the Rayleigh scattering, of the foam reflectance and of the sunglint ; (a) stands for B<sub>0</sub>, (b) for B<sub>1</sub>.

Tables 2

Low frequency Numerical noises for B<sub>0</sub> (Ocean color mission) B<sub>1</sub> (Vegetation monitoring mission) and B<sub>3</sub> (Ocean Color mission) (from "Bilan Radiométrique en colonne de l'instrument de prise de vue VEGETATION" Ref CNES S4-PS-0-7510-CN), see figure 2.

Tables 3

(a) Relative errors on the calibration of B<sub>0</sub> using the direct method in the same geometrical conditions as in table 1. The errors correspond respectively to the Rayleigh scattering  $\Delta\rho_{Ray}$ , to the water reflectance  $\Delta\rho_{wat}$ , to the wind speed  $\Delta\rho_{Wsp}$ , to the aerosols  $\Delta\rho_{Aer}$ , to the gaseous transmission  $\Delta T_g$  and to the numerical noises  $\Delta DC$ . The last column  $\Delta T_{Tot}$  is the overall error obtained by a quadratic sum.

(b) Same as (a) but for B<sub>1</sub>

Table 4a

Same as Table 1 but for B<sub>3</sub>.

Table 4b

Optimized values of correction coefficient I<sub>03</sub> and I<sub>13</sub>.

Table 5

(a) Relative errors for the two bands method for B<sub>0</sub>. The geometrical conditions are those of table 1. The errors correspond respectively to error on barometric pressure ( $\Delta\rho_R$ ), on Ocean color ( $\Delta\rho_w$  only in B<sub>0</sub>), on wind speed  $\Delta W_{sp}$ , on aerosol mean model ( $\Delta\rho_A$ ), on integrated content in ozone ( $\Delta T_{g0}$ ) and in water vapor ( $\Delta T_{g3}$ ), on inter-calibration coefficient  $\Delta IC$ , and finally you 've got errors due to numerical noises both in B<sub>0</sub> ( $\Delta DC_0$ ) and in B<sub>3</sub> ( $\Delta DC_3$ ). The last column  $\Delta tot$  list the overall error.

(b) Same as (a) but for B<sub>1</sub>.

Table 6

Characteristics of the Tuomotu's scenes with the location and the geometrical conditions.



Table 7

Relative discrepancies between the CNES calibration coefficients and those obtained by the direct method (1<sup>st</sup> column) or by the two band method (2<sup>nd</sup> column) for the Tuomotu's scenes.

Table 8

Theoretical error analysis for the Tuamotu's conditions for the two calibration methods.

- (a) For the direct method.
- (b) For the two band method.

Table 9

Meteorological data over TUAMOTU's.

**Table 1:** For three solar zenith angles and three view zenith angles, table 1 gives the contribution to the outgoing reflectance ( $\rho_{total}$ ) of the water reflectance, of the aerosol scattering of the Rayleigh scattering, of the foam reflectance and of the sunglint ; (a) stands for  $B_0$ , (b) for  $B_1$ .

a)  $B_0$ 

$\theta_s$	$\theta_v$	$\rho_R$	$\rho_A$	$\rho_W$	$\rho_f$	$\rho_G$	$\rho_{total}$	L
30°	-2°	9.37	1.36	1.50	0.52	0.61	13.37	72.00
	-30°	11.59	1.97	1.47	0.51	0.04	15.59	83.97
	-60°	17.08	2.07	1.34	0.47	0.00	20.95	112.9
60°	-2°	11.80	1.71	1.34	0.47	0.03	15.35	45.76
	-30°	17.23	1.88	1.32	0.46	0.00	20.88	62.25
	-60°	32.41	3.96	1.20	0.42	0.00	37.98	113.2
75°	-2°	15.49	1.82	1.18	0.41	0.05	18.95	34.79
	-30°	22.73	1.65	1.16	0.41	0.00	25.94	47.61
	-60°	46.36	3.15	1.08	0.37	0.00	50.96	93.52

b)  $B_1$ 

$\theta_s$	$\theta_v$	$\rho_R$	$\rho_A$	$\rho_W$	$\rho_f$	$\rho_G$	$\rho_{total}$	L
30°	-2°	4.04	1.28	0.35	0.59	0.83	7.09	35.23
	-30°	5.14	1.89	0.35	0.59	0.06	8.03	39.89
	-60°	7.97	2.05	0.33	0.55	0.00	10.91	54.18
60°	-2°	5.56	1.67	0.33	0.55	0.05	8.16	22.43
	-30°	8.17	1.89	0.32	0.55	0.00	10.93	30.04
	-60°	16.20	4.60	0.31	0.52	0.00	21.63	59.46
75°	-2°	8.07	2.07	0.30	0.51	0.08	11.02	18.66
	-30°	11.83	1.96	0.30	0.50	0.00	14.60	24.70
	-60°	25.43	4.52	0.29	0.48	0.00	30.71	51.97

- $\theta_s$  : Solar zenith angle.  
 $\theta_v$  : View angle. ( <0 for the principal plane)  
 $\rho_W$  : Water reflectance  
 $\rho_A$  : Aerosol scattering  
 $\rho_R$  : Rayleigh scattering  
 $\rho_f$  : Foam reflectance  
 $\rho_G$  : Sunglint reflectance  
 $\rho_{total}$  : Total outgoing reflectance.  
L : Total outgoing radiance

**Table 2** : Low frequency Numerical noises for B<sub>0</sub> (Ocean color mission) B<sub>1</sub> (Vegetation monitoring mission) and B<sub>3</sub> (Ocean Color mission) (from "Bilan Radiométrique en colonne de l'instrument de prise de vue VEGETATION" Ref CNES S4-PS-0-7510-CN), see figure 2.

Channel	W.m <sup>-2</sup> sr <sup>-1</sup> μm <sup>-1</sup>		
	Radiance	L	NedL-LF
B <sub>0</sub>	L1	35.4	0.11
	L2	113	0.11
	L3	118	0.25
B <sub>1</sub>	L1	23.7	0.22
	L'2	63.3	0.22
	L2	141	0.38
B <sub>3</sub>	L1	3.6	0.10
	L2	18.6	0.10
	L3	22.6	0.21

**Table 3a :** Relative errors on the calibration of  $B_0$  using the direct method in the same geometrical conditions as in table 1. The errors correspond respectively to the Rayleigh scattering  $\Delta\rho_{\text{Ray}}$ , to the water reflectance  $\Delta\rho_{\text{wat}}$ , to the wind speed  $\Delta\rho_{\text{Wsp}}$ , to the aerosols  $\Delta\rho_{\text{Aer}}$ , to the gaseous transmission  $\Delta T_g$  and to the numerical noises  $\Delta\text{DC}$ . The last column  $\Delta T_{\text{Tot}}$  is the overall error obtained by a quadratic sum.

$\theta_s$	$\theta_v$	$\Delta\rho_{\text{Ray}}$	$\Delta\rho_{\text{wat}}$	$\Delta\rho_{\text{Wsp}}$	$\Delta\rho_{\text{Aer}}$	$\Delta T_g$	$\Delta\text{DC}$	$\Delta T_{\text{Tot}}$
30°	- 3	0.66	3.37	8.49	8.29	0.00	0.15	12.4
	- 29	0.71	2.84	3.57	12.07	0.00	0.13	12.9
	- 58	0.75	1.92	2.23	9.34	0.00	0.10	9.8
60°	- 3	0.69	2.62	3.24	10.33	0.00	0.24	11.2
	- 29	0.76	1.89	2.19	8.44	0.00	0.18	9.0
	- 58	0.77	0.95	1.10	10.03	0.00	0.34	10.2
75°	- 3	0.71	1.87	2.43	8.81	0.00	0.32	9.4
	- 29	0.78	1.34	1.56	5.86	0.00	0.23	6.3
	- 58	0.80	0.63	0.74	5.93	0.00	0.12	6.1

**Table 3b:** Same as (a) but for  $B_1$ .

$\theta_s$	$\theta_v$	$\Delta\rho_{\text{Ray}}$	$\Delta\rho_{\text{wat}}$	$\Delta\rho_{\text{Wsp}}$	$\Delta\rho_{\text{Aer}}$	$\Delta T_g$	$\Delta\text{DC}$	$\Delta T_{\text{Tot}}$
30°	- 3	0.54	0.49	20.00	14.68	0.60	0.62	24.8
	- 29	0.61	0.43	8.05	22.95	0.60	0.55	24.3
	- 58	0.66	0.30	5.08	18.34	1.00	0.41	19.1
60°	- 3	0.59	0.40	7.35	19.59	0.90	0.98	21.0
	- 29	0.67	0.30	5.00	16.76	1.00	0.73	17.6
	- 58	0.65	0.14	2.39	20.96	1.10	0.37	21.1
75°	- 3	0.59	0.27	5.30	17.87	1.50	1.18	18.8
	- 29	0.68	0.20	3.45	12.94	1.50	0.89	13.5
	- 58	0.68	0.09	1.57	14.44	1.50	0.42	14.6

**Table 4a:** Same as Table1a but for B<sub>3</sub>.

$\theta_s$	$\theta_v$	$\rho_R$	$\rho_A$	$\rho_W$	$\rho_f$	$\rho_G$	$\rho_{total}$	L
30°	-2°	0.67	0.92	0.00	0.65	1.05	3.29	9.62
	-30°	0.86	1.37	0.00	0.46	0.08	2.78	8.12
	-60°	1.40	1.50	0.00	0.41	0.00	3.31	9.70
60°	-2°	0.99	1.23	0.00	0.63	0.07	2.91	4.72
	-30°	1.46	1.40	0.00	0.63	0.00	3.49	5.65
	-60°	3.03	3.90	0.00	0.61	0.00	7.55	12.2
75°	-2°	1.60	1.85	0.00	0.61	0.11	4.16	4.15
	-30°	2.33	1.80	0.00	0.60	0.00	4.73	4.72
	-60°	5.23	4.77	0.00	0.59	0.00	10.59	10.6

**Table 4b:** Optimized Values of correction coefficient I<sub>03</sub> and I<sub>13</sub>.

$\theta_s$	$\theta_v$	I <sub>03</sub>	I <sub>13</sub>
30°	-2°	0.739	0.867
	-30°	1.066	1.207
	-60°	1.075	1.275
60°	-2°	1.005	0.964
	-30°	0.916	1.104
	-60°	0.791	1.122
75°	-2°	0.683	0.746
	-30°	0.586	0.868
	-60°	0.398	0.884

**Table 5**

(a) *Relative errors for the two bands method for  $B_0$ . The geometrical conditions are those of table 1. The errors correspond respectively to error on barometric pressure ( $\Delta\rho_R$ ), on Ocean color ( $\Delta\rho_w$  only in  $B_0$ ), on wind speed  $\Delta W_{sp}$ , on aerosol mean model ( $\Delta\rho_A$ ), on integrated content in ozone ( $\Delta Tg_0$ ) and in water vapor ( $\Delta Tg_3$ ), on inter-calibration coefficient  $\Delta IC$ , and finally you've got errors due to numerical noises both in  $B_0$  ( $\Delta DC_0$ ) and in  $B_3$  ( $\Delta DC_3$ ). The last column  $\Delta_{tot}$  list the overall error.*

$\theta_s$	$\theta_v$	$\Delta\rho_R$	$\Delta\rho_w$	$\Delta\rho_{wsp}$	$\Delta Tg_0$	$\Delta DC_0$	$\Delta Tg_3$	$\Delta DC_3$	$\Delta IC$	$\Delta\rho_A$	$\Delta_{tot}$
30°	-2°	0.77	4.12	1.11	0.00	0.19	0.56	0.23	1.33	5.25	7.0
	-30°	0.80	3.50	0.16	0.00	0.16	0.59	0.29	1.41	5.13	6.5
	-60°	0.83	2.32	0.13	0.00	0.12	0.51	0.21	1.23	3.48	4.5
60°	-2°	0.78	3.23	1.64	0.00	0.30	0.59	0.50	1.41	3.20	5.2
	-30°	0.83	2.23	0.67	0.00	0.21	0.45	0.32	1.08	2.84	4.0
	-60°	0.85	1.12	0.21	0.00	0.40	0.47	0.15	1.12	2.36	3.0
75°	-2°	0.79	2.20	0.16	0.00	0.37	0.44	0.43	1.06	2.95	4.0
	-30°	0.83	1.51	0.22	0.00	0.26	0.30	0.25	0.72	2.13	2.9
	-60°	0.84	0.69	0.30	0.00	0.13	0.23	0.09	0.54	2.44	2.8

(b) *Same as (a) but for  $B_1$ .*

$\theta_s$	$\theta_v$	$\Delta\rho_R$	$\Delta\rho_w$	$\Delta\rho_{wsp}$	$\Delta Tg_1$	$\Delta DC_1$	$\Delta Tg_3$	$\Delta DC_3$	$\Delta IC$	$\Delta\rho_A$	$\Delta_{tot}$
30°	-2°	0.77	0.83	1.28	1.00	1.04	1.68	0.70	4.03	9.78	11.0
	-30°	0.83	0.74	0.16	1.03	0.95	1.79	0.88	4.29	9.53	10.8
	-60°	0.85	0.49	0.41	1.63	0.66	1.58	0.65	3.79	5.95	7.5
60°	-2°	0.75	0.61	1.35	1.37	1.50	1.31	1.11	3.15	8.56	9.6
	-30°	0.83	0.46	2.07	1.54	1.13	1.36	0.96	3.27	4.43	6.5
	-60°	0.85	0.23	1.30	1.81	0.61	1.61	0.53	3.86	1.51	5.1
75°	-2°	0.72	0.38	0.66	2.09	1.64	0.98	0.94	2.35	8.16	9.1
	-30°	0.80	0.28	0.20	2.09	1.24	0.98	0.83	2.35	3.51	5.1
	-60°	0.81	0.13	0.20	2.16	0.61	1.10	0.42	2.63	1.25	4.0

**Table 6** : Characteristics of the Tuamotu's scenes with the location and the geometrical conditions.

Date	Latitude	Longitude	$\theta_s$	$\theta_v$	$\varphi_s$	$\varphi_v$
07/21/86	S15°01'19"	W152°16'48"	44.0°	2.3°	36.5°	261.0°
06/25/86	S17°01'15"	W152°16'48"	47.5°	2.3°	32.2°	261.0°
08/06/86	S14°31'19"	W152°16'48"	45.0°	2.3°	34.2°	261.1°
08/12/86	S18°31'09"	W152°16'48"	48.2°	2.3°	33.5°	261.0°
08/05/86	S16°31'17"	W152°16'48"	42.7°	2.3°	38.5°	260.9°

**Table 7** : Relative discrepancies between the CNES calibration coefficients and those obtained by the direct method (1<sup>st</sup> column) or by the two band method (2<sup>nd</sup> column) for the Tuamotu's scenes.

$\frac{C_{Di}-C_{CNES}}{C_{CNES}} \times 100$	$\frac{C_{2B}-C_{CNES}}{C_{CNES}} \times 100$
-14.7	0.8
-9.9	2.4
-12.6	3.0
-19.5	2.0
-14.4	2.3

**Table 8** :

Theoretical error analysis for the Tuamotu's conditions for the two calibration methods:

(a) For the direct method.

$\Delta\rho_{Ray}$	$\Delta\rho_{wat}$	$\Delta\rho_{Wsp}$	$\Delta\rho_{Aer}$	$\Delta T_g$	$\Delta T_{Tot}$
0.55	0.61	14.22	17.43	0.70	22.5
0.54	0.62	16.84	15.98	0.70	23.2
0.55	0.61	14.65	17.16	0.70	22.6
0.55	0.61	14.69	17.16	0.70	22.6
0.54	0.62	17.45	15.69	0.70	23.5

*(b) For the two band method.*

$\Delta\rho_R$	$\Delta\rho_w$	$\Delta\rho_{wsp}$	$\Delta T_{g1}$	$\Delta T_{g3}$	$\Delta IC$	$\Delta\rho_A$	$\Delta tot$
0.75	1.00	3.23	1.14	1.59	3.81	9.95	11.4
0.75	1.01	2.17	1.14	1.58	3.78	10.18	11.3
0.75	1.00	3.04	1.14	1.58	3.79	10.02	11.4
0.75	1.00	3.01	1.14	1.58	3.79	10.05	11.4
0.74	1.01	1.95	1.14	1.58	3.80	10.19	11.3

**Table 9 :** Weather station data for the Tuamotu's scenes with the wind speed, the integrated vapor content both from seasonal value (UH2om) and derived from the ground-based measurement of the relative humidity (Uh2od), the visibility and the distance (in latitude and longitude) between the station and the image center.

Wind Speed.	Visibility.	Uh2om	Uh2od	Dist. Lat.	Dist.Long.
6ms-1	>25Km	3.86	3.45	3°40'	4'
1ms-1	>25Km	3.72	3.58	9'	32'
5ms-1	>25Km	3.57	3.86	3°43'	26'
9ms-1	????	3.83	3.62	2°12'	27'
0ms-1	????	27'	3.47	3.34	5'



References

- {1} FROUIN, R. AND GAUTIER C. (1987).  
 " Calibration of NOAA-7 AVHRR, GOES-5 and GOES-6 VISSR1 solar channels".  
 Remote Sensing of Environ. ,22,73101
- {2} SLATER P.N., BIGGAR S.F., HOLM R.G., JACKSON R.D., MAO Y., MORAN M.S.,  
 PALMER J.M AND YUAN B. (1987)  
 "Reflectance and radiance-based methods for in-flight absolute calibration of multispectral sensors".  
 Remote Sensing of Env., 22, 1, 11
- {3} WHITLOCK C.H., STAYLOR F.W., SMITH G., LEVIN R., FROUIN R., GAUTIER C.,  
 TEILLET P.N., SLATER P.N., KAUFMAN Y.J., HOLBEN B.N., ROSSOW W.B., BREST C.  
 AND LECROY S.R. (1988)  
 "AVHRR and VISSR satellite instrument calibration results from both cirrus and marine  
 stratocumulus IFO periods".  
 Présenté à la réunion FIRE, Vail, Colorado, Juillet 11-15.
- {4} FRASER R. S. and KAUFMAN Y. J. (1984)  
 "Calibration of satellite sensors after launch".  
 Applied Optics, Vol. 25, No 7, 1177-1184.
- {5} DEIRMENDJIAN D. (1969)  
 "Electromagnetic Scattering on Spherical Polydispersions"  
 Elsevier Ed. New York.
- {6} JUNGE C.E. (1952)  
 "Gesetznissigkeiten in der grossenverteilung atmospherischen aerosols über dem  
 Kontinent"  
 Ber d. Deirsch Wetterdienst U.S. zone 35, 261.
- {7} KOEPKE P. (1984)  
 "Effective reflectance of oceanic white caps"  
 Applied Optics / Vol 23 N° 11.
- {8} GORDON H.R. and DENNIS K.C. (1981)  
 "Clear water radiances for atmospheric correction of coastal zone color scanner  
 imagery"  
 Applied Optics / Vol 20, N° 24.

- {9} VIOLLIER M. (1980)  
"Téledétection des concentrations de Seston et pigments chlorophylliens contenus dans l'océan"  
Thèse d'état, Lille.
- {10} COX C. and MUNK W. (1965)  
"Slopes of the sea surface deduced from photographs of sun glitter"  
Bull. Scripps Int. Oceanogr. U. of Ca., 6, 401-488.
- {11} LONDON J.,BOJKOV R.D.,OLTMANS S. and KELLEY J.I.(1976)  
"Atlas Of the Global Distribution of total Ozone July 1957-June 1967"  
Ncar Technical Note , Ncar/tn/113+str,pp276
- {12} TULLER S.E. (1968 )  
"World distribution of mean monthly and annual precipitable water vapor"  
Monthly weather Review , 96 ,pp785-797
- {13} DEUZE J.L., HERMAN M. et SANTER R. (1988)  
"Fourier series expansion of the transfer equation in the atmosphere-ocean system"  
J.Q.R.S.T.,Vol 41,NO. 6,483-494
- {14} ELTERMAN J.L (1984)  
Applied Optics, 3 , pp 745
- {15} TANRE D., DEROO C., DUHAUT P., HERMAN M., MORCRETTE J.J., PERBOS J. et  
DESCHAMPS P.Y. (1986)  
"Simulation of the Satellite Signal in the Solar Spectrum"  
User's guide, L.O.A. Lille.



## IV) CONCLUSION

On a établi et validé un bilan d'erreur pour chacune des méthodes d'étalonnage présentées brièvement dans ce chapitre. Ce bilan d'erreur permet d'améliorer la précision d'une méthode d'étalonnage et d'en définir la stratégie optimale d'application pour un capteur donné.

Pour ce qui est des résultats obtenus pour chacune des méthodes, on insistera surtout sur les performances prometteuses de la méthode d'étalonnage sur le Rayleigh:

- Elle est très bien adaptée à l'étalonnage des canaux "Couleur de l'Océan" aux courtes longueur d'onde; rappelons que la précision de l'étalonnage est cruciale pour ce type d'expérience.
  
- Par le biais de méthodes d'étalonnage inter-bandes (des méthodes reposant sur l'observation de cibles spectralement blanches ou de signatures spectrales connues, par exemple le glitter ou les nuages bas) qui ne sont pas analysées ici, on peut étendre les bonnes performances de l'étalonnage à des canaux centrés à des longueurs d'onde plus grandes.
  
- Elle est simple à mettre en oeuvre et on peut étalonner à posteriori puisqu'elle ne nécessite pas de mesures in situ.
  
- Enfin, elle s'appliquera très bien à POLDER. Dans ce dernier cas, on pourrait même envisager un étalonnage utilisant la composante polarisée; dans laquelle l'influence de l'écume, de la turbidité de l'eau, et des aérosols sont encore atténuées.



# **CHAPITRE TROISIEME**

## **CORRECTIONS ATMOSPHERIQUES**

**I ) INTRODUCTION**

**II) PRINCIPE DE CORRECTION SUR TERRES EMERGEES**

**III) METHODE OPERATIONNELLE DE CORRECTION**

**IV) BILAN D'ERREUR**

**V) CORRECTIONS SUR MER**

## I) Introduction

Un premier intérêt des codes 5S ou 6S, en simulant le signal au sommet de l'atmosphère, est de permettre d'étudier l'influence des effets d'atmosphère sur les mesures satellitaires. Mais on peut également envisager de les utiliser pour corriger, dans des cas ponctuels, des données satellite de la perturbation atmosphérique. Ce type de correction pose d'abord la question de la précision avec laquelle la réflectance de surface peut être déduite. Une réponse partielle à cette question est donnée dans le chapitre précédent, "Etalonnage sur site test de référence", qui souligne la nécessité de bien caractériser l'atmosphère pour obtenir une très bonne précision sur la réflectance de surface. Mais d'un autre côté, la section III du même chapitre "Etalonnage sur le Rayleigh" montre qu'une partie des effets d'atmosphère est stable dans le temps, et que sur mer, il est même possible d'estimer dans le proche infra-rouge le contenu en aérosols de l'atmosphère et de corriger les canaux visibles de leur influence. Ces deux remarques permettent de penser qu'il est possible de corriger les signaux satellitaires d'un certain nombre d'effets d'atmosphère, pour les ramener à un standard plus proche de la réflectance propre de la cible. Le besoin d'un tel standard se fait particulièrement sentir si l'on désire suivre dans le temps et/ou à comparer dans l'espace des cibles terrestres (couverts végétaux) ou marines (carte temporelle des ressources marines) dont le paramètre intéressant est la réflectance propre, l'atmosphère intervenant comme un interface perturbateur. Le formalisme de 5S ou 6S permet de poser le problème de la correction atmosphérique et de la mener à bien quantitativement dans des cas ponctuels. Mais l'élaboration d'une méthode de correction atmosphérique intégrable dans une chaîne opérationnelle de traitement de données satellitaires, et le développement d'un bilan d'erreur permettant de juger de la qualité du standard obtenu, soulèvent des problèmes spécifiques que nous présentons dans ce chapitre.

La première étape consiste à établir, sur la base du formalisme de 5S, de quels effets atmosphériques, le signal au sommet de l'atmosphère peut être corrigé de manière fiable. Dans cette réflexion, on doit distinguer le cas d'observations sur terre de celui d'observations sur mer. En effet, dans le second cas, on dispose d'une information spécifique sur les aérosols dans les canaux infra-rouge, où la réflectance de l'eau est nulle. Il est donc possible d'extrapoler cette information pour corriger le signal de l'influence des aérosols aux plus courtes longueurs d'onde. Au contraire, dans le cas d'observations terrestres, les influences de la couche d'Aérosols et de la surface sont toujours mélangées, et la déconvolution des deux effets est difficile. La variabilité spatio-temporelle de l'abondance des particules et de leur propriétés optiques fait qu'il n'existe pas à ce jour de climatologie de ces particules, et qu'une correction systématique de leurs effets n'est pas envisageable ici.

On se contentera donc, sur terre, de corriger la luminance en entrée de l'instrument des effets d'éclairement solaire, de transmission gazeuse, et de la diffusion de Rayleigh. Le produit de la correction sera la réflectance du système Sol-Aérosols. On présente dans la section II, le principe et les équations de cette correction atmosphérique sur terre. Dans la section III, on présente sa mise en oeuvre opérationnelle dans le cas de SPOT<sub>4</sub>-VGT. La section IV décrit le bilan d'erreur de la méthode; cette méthode de correction se plaçant dans un cadre opérationnel et standardisé, nous avons adopté pour la présentation des termes d'erreurs le formalisme de la spécification instrumentale de SPOT<sub>4</sub>.

Sur mer, on présente, section V, l'algorithme de correction envisagé, et les résultats obtenus pour un canal centré à 0.45 $\mu$ m, dans deux cas de missions: SPOT<sub>4</sub> (correction des Aérosols par B<sub>3</sub> à 0.85 $\mu$ m et Mir à 1.65 $\mu$ m) et MODIS (correction des Aérosols à 0.75 $\mu$ m et à 0.85 $\mu$ m). L'erreur absolue sur la réflectance de surface déduite est analysée et des graphiques permettent de juger de l'influence des différents paramètres du problème (abondance et type d'aérosols, vitesse du vent, géométrie d'observation).



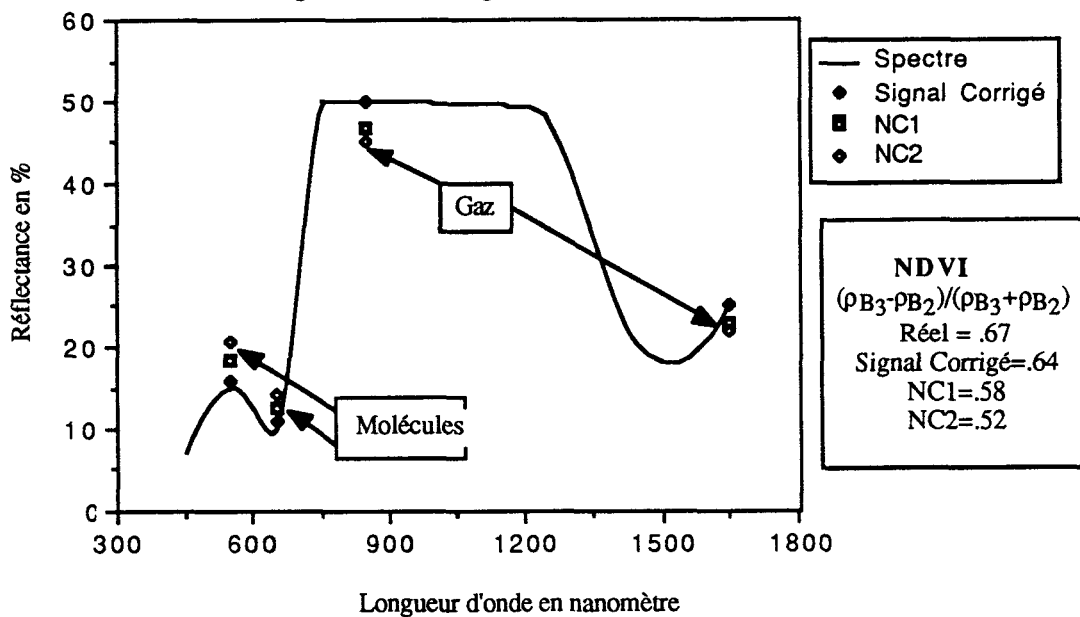
## II) Principe de la correction atmosphérique sur terres émergées

### Préambule

Comme on l'a précisé dans l'introduction, on ne peut pas espérer corriger le signal de l'effet des aérosols, et le produit de la correction sera la réflectance du système Sol + Aérosols. On corrigera donc le signal au sommet de l'atmosphère des effets de transmission gazeuse, des variations d'éclairement solaire, et de l'influence de la couche rayleigh. Sur la base de la réflectance obtenue, il sera toujours possible de se ramener à la réflectance Sol si l'on dispose de données supplémentaires sur les aérosols. Mais on notera que la réflectance sol+aérosols est dans la plupart des cas très proche du signal sol proprement dit. La figure (32) présente, dans le cas d'un couvert végétal, les variations spectrales de la réflectance Sol, de la réflectance Sol+Aérosols telle qu'on veut l'obtenir et de la réflectance au sommet de l'atmosphère. On peut apprécier l'avantage de disposer données corrigées, même dans le cas où l'on ne s'intéresse qu'aux indices de végétation (NDVI), grandeurs qu'on considère généralement comme peu dépendantes des effets d'atmosphère.

Figure 32

Résultat de la correction sur un spectre typique de végétation  
 Incidence Solaire 30°, demi plan solaire, Aérosols Continentaux Vis=23km  
 NC1 : Signal non corrigé (observé sous  $\theta_v=0^\circ$ )  
 NC2 : Signal non corrigé (observé sous  $\theta_v=60^\circ$ )



## Principe de Correction

Figure 33a

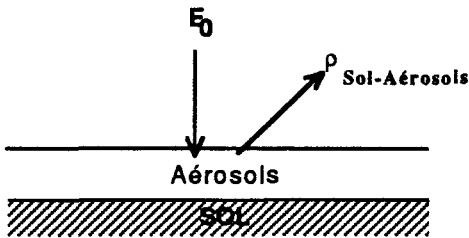
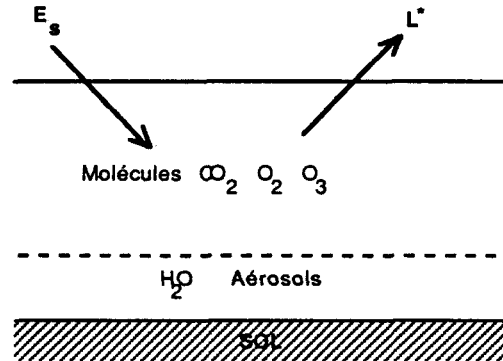


Figure 33b



On suppose donc qu'on cherche à retrouver la réflectance du système sol+aérosols (figure 33a), en partant de la luminance au sommet de l'atmosphère  $L^*$  (figure 33b). Nous considérerons que la couche Sol+Aérosols est lambertienne. On écrira donc la réflectance  $\rho^*$  au sommet de l'atmosphère sous la forme:

$$\rho^* = T_{gCO_2} T_{gO_2} T_{gO_3} \left( \rho_R + T_R(\mu_s) \left[ T_{gH_2O} \frac{\rho_{Sol+Aérosols}}{1 - S_R \rho_{Sol+Aérosols}} \right] T_R(\mu_v) \right) \quad (35)$$

Le terme  $S_R$  représente l'abédo sphérique de la couche moléculaire. En pratique, le bilan d'erreur montre que l'on peut poser  $1 - S_R \rho_{Sol+Aérosols} = 1$ . Sachant par ailleurs que :

$$\rho^* = \frac{\pi L^*}{\mu_s E_s} \quad (36)$$

il est alors possible de remonter à la réflectance Sol+Aérosols à partir de la luminance équivalente  $L^*$  en entrée de l'instrument par une formule de la forme :

$$\rho_{Sol+Aérosols} \equiv AL^* + B \quad (37)$$

où on a posé :

$$A = \frac{\pi}{T_{\text{GH}_2\text{O}} T_{\text{GCO}_2} T_{\text{GO}_2} T_{\text{GO}_3} T_{\text{R}}(\mu_s) T_{\text{R}}(\mu_v) E_s \mu_s} \quad (38)$$
$$B = \frac{-\rho_{\text{Ray.}}}{T_{\text{GH}_2\text{O}} T_{\text{R}}(\mu_s) T_{\text{R}}(\mu_v)}$$

### III) Méthode Opérationnelle de correction

#### III-1 CALCUL DES PARAMETRES DE CORRECTIONS

Nous appellerons coefficients de correction les grandeurs A et B. Ces grandeurs dépendent de la géométrie d'observation, de la réponse spectrale du capteur, et des paramètres atmosphériques qui déterminent la transmission gazeuse et la réflectance et la transmission moléculaires. Un effort a été fait dans cette étude pour minimiser le temps de traitement des données brutes, les luminances équivalentes  $L^*$ . Une partie de cet effort a été consacrée à trouver des formulations simplifiées des transmissions gazeuses et des termes moléculaires. On précise également qu'aucune donnée exogène n'est envisagée à priori. On utilisera donc un modèle d'atmosphère moyen et des contenus intégrés en vapeur d'eau et en ozone dérivés de moyennes mensuelles par bande de  $10^\circ$  de latitude (Tuller et al  $\bar{U}_{H_2O}$ , London et al  $\bar{U}_{O_3}$ ). Les erreurs engendrées par de telles hypothèses sont détaillées dans le bilan d'erreur (IV).

#### Transmission Gazeuse

Le calcul des transmissions gazeuses doit être fait pour chaque capteur  $i$  et pour chaque absorbant gazeux  $j$  (associé à un contenu intégré  $U_j$ ), par une formule semi-empirique de la forme :

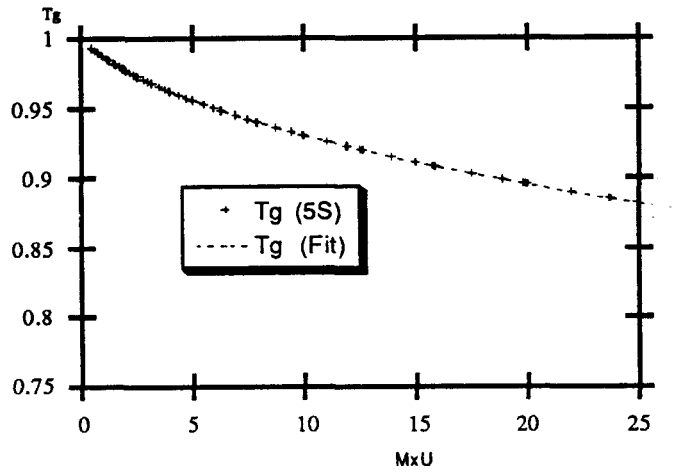
$$T_{g_{i,j}} = \frac{1}{1 + a_{i,j}(U_j \times M)^{b_{i,j} + c_{i,j} \times \ln(U_j \times M)}} \quad (39)$$

où  $M$  est la masse d'air définie par :

$$M = 1/\mu_s + 1/\mu_v \quad (40)$$

Les paramètres  $a_{i,j}$ ,  $b_{i,j}$ ,  $c_{i,j}$  sont alors calculés en minimisant par la méthode des moindres carrés les écarts entre les résultats de la formule (39) et les résultats "exacts" donnés par 5S pour une atmosphère standard. La figure (34) montre cette comparaison, en fonction de la masse d'air, pour le canal de SPOT4 où le problème des transmissions gazeuses est le plus aigu:  $B_3$  (vapeur d'eau). L'approximation par la formule (39) est tout à fait acceptable.

**Figure 34**  
*Comparaison de la transmission gazeuse  $T_{gH_2O}$  calculée par 5S et celle calculée par la formule (39) pour le Canal B<sub>3</sub>*



#### Diffusion et transmission par les molécules

La réflectance moléculaire est calculée par une formulation améliorée, présentée au Chapitre Premier, et basée sur une approche de Chandrasekhar. Elle satisfait tout à fait aux critères de précision et de rapidité, comme en témoignent les comparaisons présentées Figure (6), Annexe I, et la formulation détaillée en Annexe I.

Pour le calcul de la transmission Rayleigh, l'étude de l'équation différentielle rencontrée en résolvant l'équation de transfert radiatif par une méthode à deux flux permet d'écrire :

$$T_R(\mu) = \frac{\left[ e^{-\tau_R/\mu} \left( \frac{2}{3} - \mu \right) + \left( \frac{2}{3} + \mu \right) \right]}{\left( \frac{4}{3} + \tau_R \right)} \quad (41)$$

Cette formule est précise à  $10^{-3}$  près en absolu.

### III-2 CALCUL DES CONDITIONS GEOMETRIQUES

Les équations présentées précédemment permettent donc de corriger les luminances  $L^*$  des effets atmosphériques envisagés si l'on suppose connus les paramètres géométriques  $(\theta_s, \theta_v, \phi_s - \phi_v)$ , la latitude  $\phi_p$ , et la date d'acquisition de la luminance à corriger.

Pour un satellite donné, ces données sont redondantes puisque les paramètres de navigation établissent une relation entre les différents paramètres précités. Dans le cas de SPOT<sub>4</sub> par exemple, nous avons considéré que nous ne possédions comme paramètres associés à  $L^*$  que la latitude  $\phi_p$ , la longitude relative au noeud ascendant  $\lambda'_p$  ( $\lambda_p - \lambda_{NA}$ ), et le numéro de l'orbite. A partir de ces données et des paramètres orbitographiques, nous avons élaboré un programme permettant de calculer tous les paramètres nécessaires au calcul des coefficients de correction atmosphérique. La méthode est développée en Annexe II et peut s'appliquer à tous les satellites héliosynchrones.

### III-3 INTERPOLATION SPATIO TEMPORELLE

Enfin, pour accélérer encore la procédure de correction atmosphérique, les coefficients de correction A et B ne sont pas calculés pour chaque pixel d'une image mais interpolés linéairement dans un ensemble de grilles de correction précalculées. Les coefficients de correction pour les coordonnées du pixel considéré sont interpolés spatialement dans une grille de correction définie dans le repère de l'orbite  $(\phi_p, \lambda'_p)$ . Le pas de cette grille de correction est ajusté de façon à ce que l'erreur d'interpolation spatiale soit inférieure à  $10^{-3}$  en absolu sur B, et à 0.1% sur A. Cette grille de correction dépendant du temps, elle est elle même interpolée linéairement, cette fois ci par rapport au numéro d'orbite, dans un ensemble de grilles séparées d'un même nombre entier d'orbites. Ce pas orbital est optimisé de telle sorte que l'interpolation temporelle n'introduise pas d'erreur supérieure aux seuils fixés pour l'interpolation spatiale. Le détail des calculs de ces méthodes d'interpolation spatio-temporelle sont présentés en Annexe III. Le tableau (14) présente les pas de calcul sur les coefficients A et B ainsi obtenus pour les différents canaux de SPOT<sub>4</sub>.

**Tableau 14**  
**Pas Spatiaux ,Pas Temporels , Erreurs d'interpolation**

Interpolation Temporelle		Interpolation spatiale			
Paramètres	Pas en Nombre d'orbites	Interpolation temporelle Erreur sur A Relatif [%]	Pas en Latitude	Pas en Longitude	Interpolation spatiale Erreur sur A Relatif [%]
A(B <sub>0</sub> )	80	0.75	1.5°	2°	0.88
A(B <sub>1</sub> )	80	0.78	1.5°	2°	1.37
A(B <sub>2</sub> )	80	0.79	1.5°	2°	1.48
A(B <sub>3</sub> )	80	0.76	1.5°	2°	1.25
A(Mir)	80	0.76	1.5°	2°	1.15
		Interpolation temporelle Erreur sur B Absolu [10 <sup>-3</sup> ]			Interpolation spatiale Erreur sur B Absolu [10 <sup>-3</sup> ]
B(B <sub>0</sub> )	320	1.54	4.5°	2°	1.31
B(B <sub>1</sub> )	320	0.80	6.0°	2°	1.12
B(B <sub>2</sub> )	480	1.00	9.0°	2°	1.00
B(B <sub>3</sub> )	800	0.96	12°	4°	0.62

### Tableau 15

	Biais Basses Fréquences 10km à 2000km	Biais Systématique Temporel	Biais Systématique Constant
Biais de Modélisation	Incertitude sur les données Spectroscopiques Formule Approchée de $T_g$ (5) Incertitude sur $\delta_R$ Formule Approchée de $\rho_R$ Découplage Molécules Aérosols	Incertitude sur les données Spectroscopiques Formule Approchée de $T_g$ (5) Incertitude sur $\delta_R$ Formule Approchée de $\rho_R$ Découplage Molécules Aérosols  Absence de données de Relief	Incertitude sur les données Spectroscopiques Formule Approchée de $T_g$ (5) Incertitude sur $\delta_R$ Formule Approchée de $\rho_R$ Découplage Molécules Aérosols  Incertitude sur $\theta_s$ (navigation) Absence de données de Relief
Variabilité Spatio- Temporelle des paramètres atmosphériques	contenus en $H_2O, O_3$ Pression au sol $P_s$	contenus en $H_2O, O_3$ Pression au sol $P_s$ Constante Solaire $E_s$	
Traitements Sol	Interpolation Spatiale	Interpolation Temporelle	



## IV) BILAN D'ERREUR

### PREAMBULE

La formulation simplifiée du signal au sommet de l'atmosphère, la variabilité des paramètres atmosphériques, les interpolations spatio-temporelles des paramètres de correction sont autant de facteurs qui font que la réflectance corrigée atmosphériquement  $\rho_{ca}$  (équation (37)) est entachée d'erreur.

Les différentes sources d'erreurs sont présentées tableau (15) où on les a "croisées" avec les différents types de biais (biais systématique constant, biais systématique temporel et biais basses fréquences) dont on présente les définitions et les modes de calcul dans les paragraphes suivants.

L'intérêt de distinguer ces sous classes de biais est de calquer le bilan de "correction atmosphérique" sur le bilan d'erreur instrumental. La méthode de correction vient s'inscrire dans une chaîne de production de données satellitaires. La donnée finale, la réflectance corrigée atmosphériquement, est entachée de biais dus à l'instrument et à l'algorithme de correction. Pour pouvoir faire un bilan global il est donc nécessaire de spécifier les deux sources de biais rencontrés de la même manière.

Dans le même esprit puisque les biais instrumentaux sont généralement présentés sous la forme  $NEDL = f(L)$ , on présentera les biais sur la réflectance corrigée atmosphériquement sous la forme  $NED\rho_{ca} = f(\rho_{ca})$ .

### DEFINITIONS

#### *Biais*

En nous replaçant dans la philosophie des performances instrumentales, on peut définir trois sous classes d'erreur à l'erreur absolue: les biais basses fréquences, les biais systématiques temporels et les biais systématiques constants.

#### *Biais Basses Fréquences*

Le biais basses fréquences **BBF** est représentatif de la variation du biais absolu dans le champ de l'instrument (une variation de l'angle zénital de visée de  $-60^\circ$  à  $+60^\circ$ ). On écrit **BBF** sous la forme :

$$\text{BBF}^2 = \frac{1}{2\Delta\theta} \int_{-\Delta\theta}^{+\Delta\theta} (b(t) - \bar{b})^2 dt \quad (42)$$

où  $b(t)$  est le biais absolu pour une visée  $\theta_V=t$ .

$\Delta\theta$  est le demi champs de visée ( $60^\circ$ ).

$\bar{b}$  est le biais moyen sur l'ensemble du champs.

#### *Biais systématique temporel*

C'est la partie du biais absolu variable avec le temps. Typiquement elle peut correspondre à des variations de la hauteur du soleil ( par exemple, si la masse d'air augmente, la transmission gazeuse devient plus difficile à apprécier), ou encore à des variations temporelles des paramètres atmosphériques non prises en compte par le modèle.

#### *Biais systématique constant*

Comme son nom l'indique c'est la partie du biais absolu qui ne dépend ni du temps ni de l'espace: typiquement, une incertitude de base sur une constante (imprécision des données spectroscopiques dans le calcul des transmissions gazeuses) ou une donnée manquante (altitude du lieu).

#### *Biais absolu*

C'est la somme quadratique de tous les biais prédéfinis.

## PRINCIPE DE CALCUL DES BIAIS

Pour chaque source d'erreur identifiée dans le tableau (15) la démarche a été la suivante:

- Toutes choses égales par ailleurs, on a calculé le signal satellitaire en faisant varier les paramètres affectés par l'erreur dans leur fourchette d'incertitude. On en a déduit l'erreur  $\Delta\rho_{ca}$  engendrée, qu'on a mise sous la forme générale  $\Delta\rho_{ca}=\alpha\rho_{ca}+\beta$
- On a ainsi calculé  $\alpha$  et  $\beta$  pour une visée au nadir et pour une visée en bord de champ, et dans différentes conditions temporelles susceptibles d'influencer  $\alpha$  et  $\beta$  (variations de  $\theta_s$ , ou des contenus climatiques en absorbants)
- Enfin on a déduit les différents biais annoncés:
  - On déduit les biais basses fréquences soit des variations des conditions de visée, soit de la variabilité spatiale intrinsèque de l'erreur (ex:  $\Delta U_{H_2O}$ ). On retient le plus grand biais basse fréquence observé (lors de différentes conditions temporelles).
  - On déduit le biais systématique temporel soit des variations des conditions temporelles (variation du  $\theta_s$  par exemple), soit de la variabilité temporelle intrinsèque de l'erreur ( $\Delta U_{H_2O}, \Delta U_{O_3}$ ).
  - Le biais systématique constant, s'il existe, est le plus petit biais observé.

*Pour chaque source d'erreur identifiée tableau (15), le détail du mode de calcul du biais induits et les résultats obtenus pour chaque canal de SPOT4 sont donnés en annexe IV "Détail du calcul des biais"*

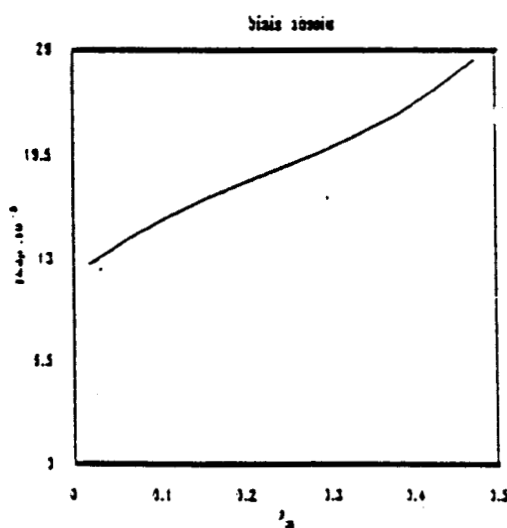
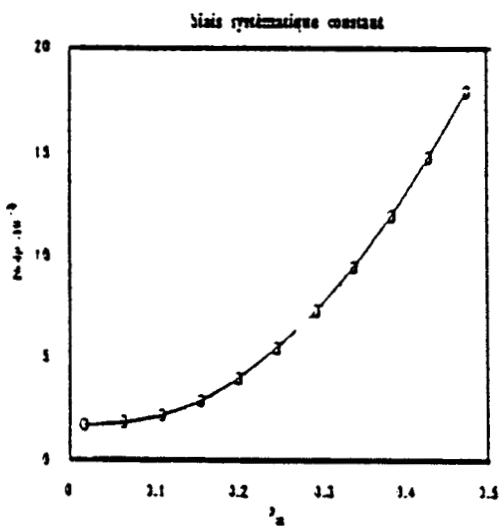
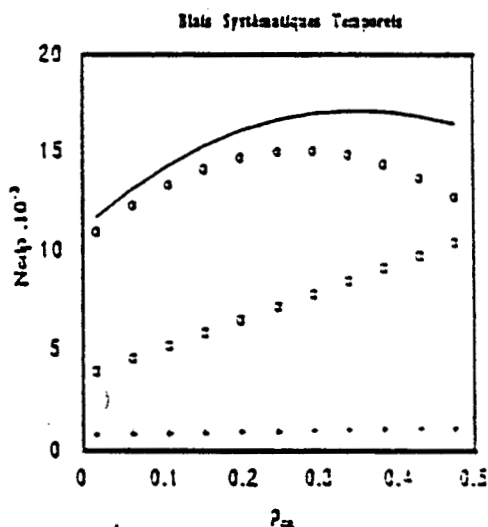
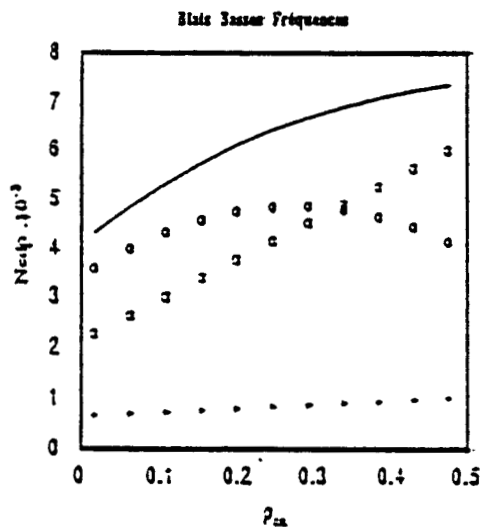
## ABAQUES

Les abaques  $NED\rho_{CA} = f(\rho_{CA})$  pour chaque canal de SPOT4, sont présentés en Annexe IV. On notera qu'en ordonnée on a reporté  $1000 \times NED\rho_{CA}$ , et que l'on donne pour chaque type de biais (Basse Fréquence, Systématique temporel, Systématique constant) les contributions des postes d'erreurs originaux (Variabilité, Modèle, Traitements sol). La figure 35 montre à titre d'exemple l'abaque de  $B_1$ .

Figure 35

Poste D'erreur Global "Atmosphère"

SATELLITE :	SPOT4
INSTRUMENT :	VGT
CANAL :	B <sub>1</sub> (Végétation)



- Modélisation
- Par.Am.
- + Trt. Sol
- Total

## CONCLUSION

Les abaques présentés en Annexe IV (figures 7a à 7d) montrent que la méthode de correction est très performante en absolu dans la gamme des réflectances terrestres observables.

Les biais systématiques constants sont assez faible (0.5% pour une réflectance corrigée de 25%), et l'on remarque que l'altitude du lieu n'est pas critique.

Les biais BBF et BST introduits par les traitements sol sont négligeables. Pour ces types de biais seule la variabilité intrinsèque des paramètres atmosphériques et la modélisation du signal (équation (35)) entraînent des biais significatifs.

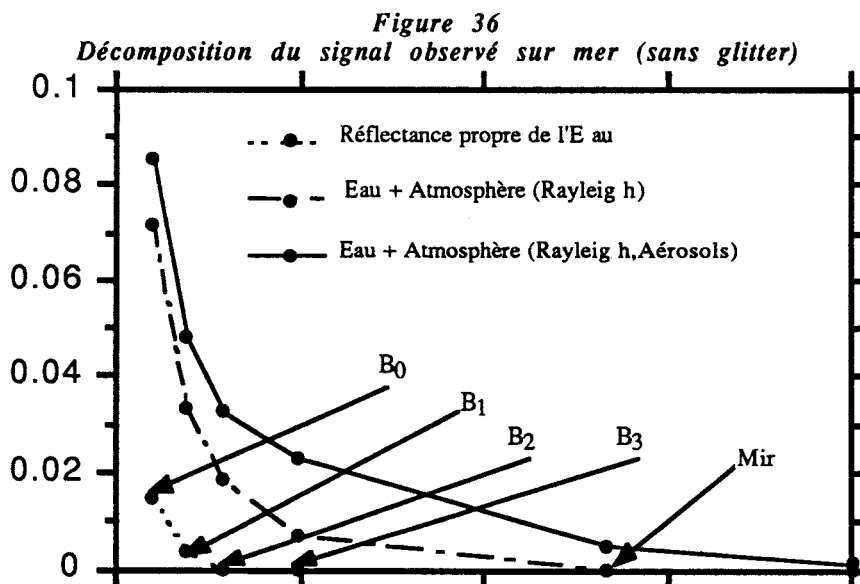
Pour améliorer les performances de la méthode, il faudrait inclure des données exogènes suffisamment précises. Ceci n'est envisageable que pour les contenus en H<sub>2</sub>O et en O<sub>3</sub>, mais pas pour les Aérosols, et rendrait la correction plus lourde, et la réversibilité beaucoup plus difficile.

Une méthode sans données exogènes et inversible présente l'intérêt de fournir un standard de comparaison des données télédéteectées. On rappelle par ailleurs que, sur les terres émergées, même si l'on ne corrige pas le signal de l'influence des aérosols, le produit corrigé ( $\rho_{\text{Sol}+\text{Aérosols}}$ ) est très proche de la réflectance sol (cf figure 32).

## V) CORRECTIONS SUR MER

### 1) Principe

La figure (36) présente la décomposition de la réflectance sur l'eau (hors absorption gazeuse et sans prise en compte du glitter) . Il est flagrant sur cette figure que la seule correction de l'effet de la couche Rayleigh est insuffisante pour remonter à la réflectance propre de l'eau. En effet, la réflectance des aérosols est du même ordre de grandeur que la réflectance recherchée. On voit également sur la figure 36 que dans les canaux Proche Infra Rouge ( $B_3$  centré à  $0.85\mu\text{m}$ ) et Moyen Infra Rouge (Mir centré à  $1.65\mu\text{m}$ ) de SPOT4, où la réflectance de l'eau est nulle, l'information sur les Aérosols domine le signal. On pourra donc utiliser les signaux corrigés du rayleigh de ces canaux pour extrapoler l'influence des aérosols aux canaux visibles ( $B_0, B_1, B_2$ ).



Pour une correction performante, il faudra tenir compte du Glitter, comme on l'a vu dans les chapitre Premie. et Second.

La démarche de la correction est alors la suivante :

- On commence par faire une correction de la transmission gazeuse , de la diffusion moléculaire et du Glitter,  $\rho_G$  , calculé pour une atmosphère purement moléculaire et une vitesse de vent de  $10\text{ms}^{-1}$ . La réflectance obtenue, qu'on appellera  $\rho'$ , s'écrit alors en fonction de la luminance équivalente au sommet de l'atmosphère sous la forme :

$$\rho' = A_{\text{mer}}L^* + B_{\text{mer}} \quad (43)$$

avec

$$A_{\text{mer}} = \frac{\pi}{T_{\text{GH}_2\text{O}} T_{\text{GCO}_2} T_{\text{GO}_2} T_{\text{GO}_3} E_s \mu_s} \quad (44)$$

$$B_{\text{mer}} = \frac{-\rho_{\text{Ray}} \cdot -\rho_{\text{G}}}{T_{\text{GH}_2\text{O}}}$$

- On combine ensuite les informations corrigées de  $B_3$  et de Mir,  $\rho_{\text{Mir}}$  et  $\rho_{B_3}$  pour estimer la réflectance due aux aérosols dans le canal visible à corriger,  $\rho_{\text{a}}^{\text{vis}}$ . On postule que la dépendance spectrale de cette réflectance varie en  $\lambda^{-n}$  et pose:

$$\rho_{\text{vis}}^{\text{aérosols}} = \rho_{B_3} \times \left( \frac{\lambda_{\text{vis}}}{\lambda_{B_3}} \right)^{-n} \quad (45)$$

où  $n$  est calculé par :

$$n = \text{Log} \left( \frac{\rho_{B_3}}{\rho_{\text{Mir}}} \right) / \text{Log} \left( \frac{\lambda_{\text{Mir}}}{\lambda_{B_3}} \right) \quad (46)$$

- On corrige enfin  $\rho_{\text{vis}}$  de la réflectance aérosols précédemment estimée,  $\rho_{\text{a}}^{\text{vis}}$ , et des transmissions moléculaires (les transmissions aérosols sont considérées comme égales à 1) pour obtenir la réflectance de surface estimée  $\rho_{\text{w}}^{\text{est}}$ , soit :

$$\rho_{\text{w}}^{\text{est}} = C_{\text{mer}} (\rho'_{\text{vis}} - \rho_{\text{vis}}^{\text{aérosols}}) \quad (47)$$

$$C_{\text{mer}} = 1 / (T_{\text{R}}(\mu_s) T_{\text{R}}(\mu_v))$$

## 2) Analyse des performances

On présente sur les graphiques suivant 37a à 37e, les performances de notre algorithme de correction dans le cas de  $B_0$ . C'est pour cette longueur d'onde ( $0.45\mu\text{m}$ ) que les erreurs observées sont les plus fortes, en raison de l'importance de la diffusion moléculaire et de "l'éloignement" des canaux de correction aérosol ( $B_3$  à  $0.85\mu\text{m}$  et Mir à  $1.65\mu\text{m}$ )

On montre d'abord (figure 37a), l'influence de l'incertitude sur la vitesse du vent sur la correction dans le cas où les longueurs d'ondes de correction des aérosols sont  $0.75$  et  $0.85\mu\text{m}$ . Un accroissement de la vitesse du vent se traduit par un étalement de la tache du glitter et par un accroissement du terme de réflectance lambertienne due à l'écume de mer. L'effet du glitter reste bien localisé dans des directions voisines de la réflexion spéculaire comme on peut l'observer sur la figure 37a. La réflectance due à l'écume, spectralement blanche et qui contamine toutes les géométries d'observation, est bien intégrée dans la correction; la variation de réflectance due à l'écume de mer est en effet interprétée comme un accroissement de la réflectance Aérosols et est corrigée comme telle. En résumé, il suffit de garder à l'esprit qu'une partie de la géométrie d'observation (en orange-rouge sur la figure 37a) est inexploitable faute de contrôler la vitesse du vent.

Sur les graphiques 37b et 37c on présente les performances de la méthode, pour deux modèles d'aérosols extrêmes, le modèle continental (où  $\tau_A$  varie en  $\lambda^{-1}$ ) et le modèle maritime (où  $\tau_A$  varie en  $\lambda^0$ ) en supposant différentes conditions d'éclairement et différentes abondances d'Aérosols. On peut observer qu'on corrige mieux les aérosols maritimes que les aérosols continentaux. Ceci est sans doute à relier au fait que leur dépendance spectrale étant quasi nulle, le signal observé dans les canaux  $B_3$  et Mir est beaucoup plus proche du signal à corriger dans  $B_0$ .

On observe que la précision de l'algorithme se dégrade quand la visibilité,  $\mu_s$  ou  $\mu_v$  diminuent. Si on se limite à des visibilités supérieures à  $23\text{km}$  et à des observations dans le plan perpendiculaire au soleil on peut retrouver le terme de réflectance de l'eau à mieux que  $\pm 0.015$  en absolu.

Les graphes 37d et 37e, présentent les résultats du même algorithme de correction à  $0.45\mu\text{m}$ , mais en utilisant des longueurs d'ondes de correction aérosols de  $0.75\mu\text{m}$  et  $0.85\mu\text{m}$  (Cas de MODIS). On peut voir une nette amélioration des performances, puisque le terme d'erreur absolue est divisé par un facteur 2 à 3, et que l'algorithme reste performant jusqu'à des visibilités horizontales de  $10\text{km}$ .

La même analyse serait à reprendre dans le cadre de l'expérience POLDER, où les canaux de correction prévus sont  $0.675$  et  $0.880\mu\text{m}$ . Une difficulté supplémentaire est que le canal  $0.675\mu\text{m}$  peut être contaminé par la turbidité de l'eau, ce qui impose une correction préalable de ce canal à partir d'un modèle de  $\rho_w$ . Mais



POLDER permettra d'observer un point donné sous différentes géométries; les diagrammes du type précédent doivent permettre d'aborder l'optimisation des données à traiter. Par ailleurs, l'obtention d'une information spécifique sur les aérosols dans la polarisation à  $0.88\mu\text{m}$ , doit permettre d'améliorer la correction aérosols aux courtes longueurs d'onde. La conception de la méthode de correction optimale et le développement de son bilan d'erreur seraient donc à étudier pour POLDER.

figure 37a

Erreur Absolue sur  $\rho_w^{est}$   
 Effet de la vitesse du vent  
 aérosols maritimes  
 Correction à  $0.75\mu m$  et  $0.85\mu m$

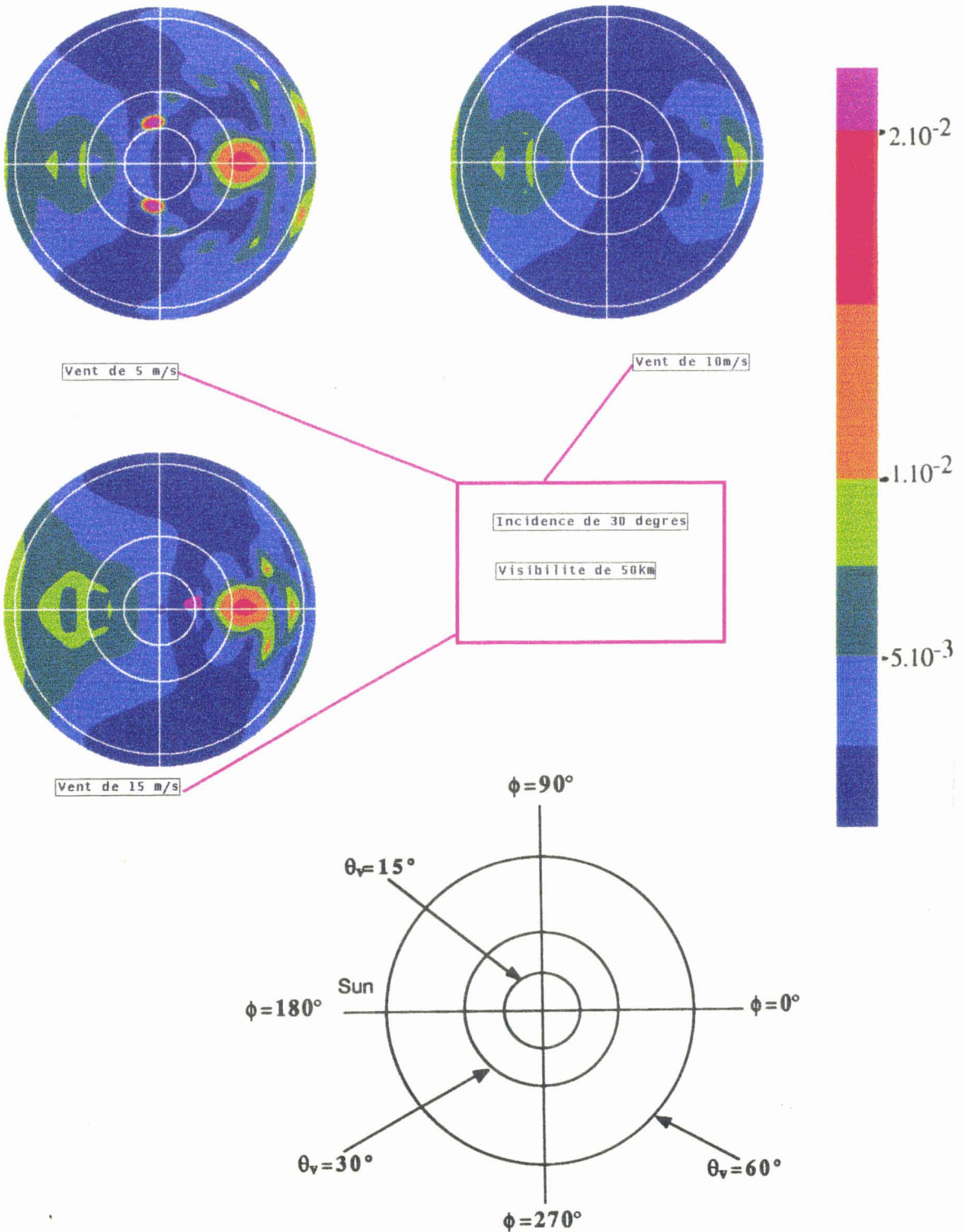




figure 37b

Erreur Absolue sur  $\rho_w^{est}$   
aérosols maritimes

Correction à  $0.85\mu m$  et  $1.65\mu m$

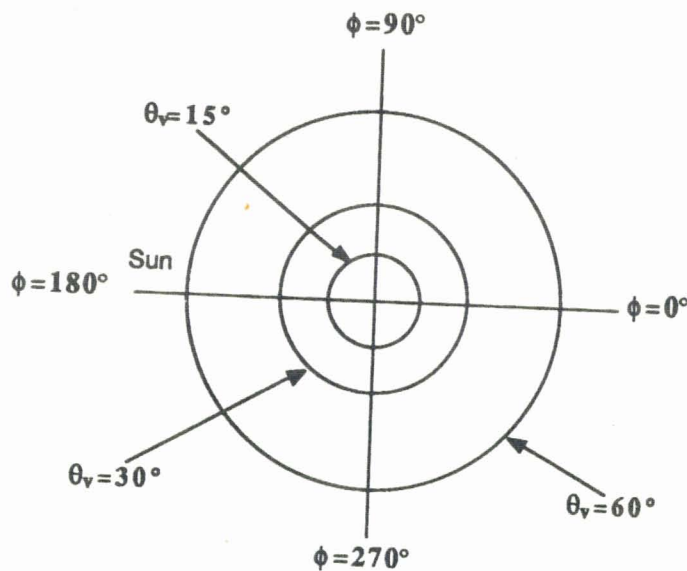
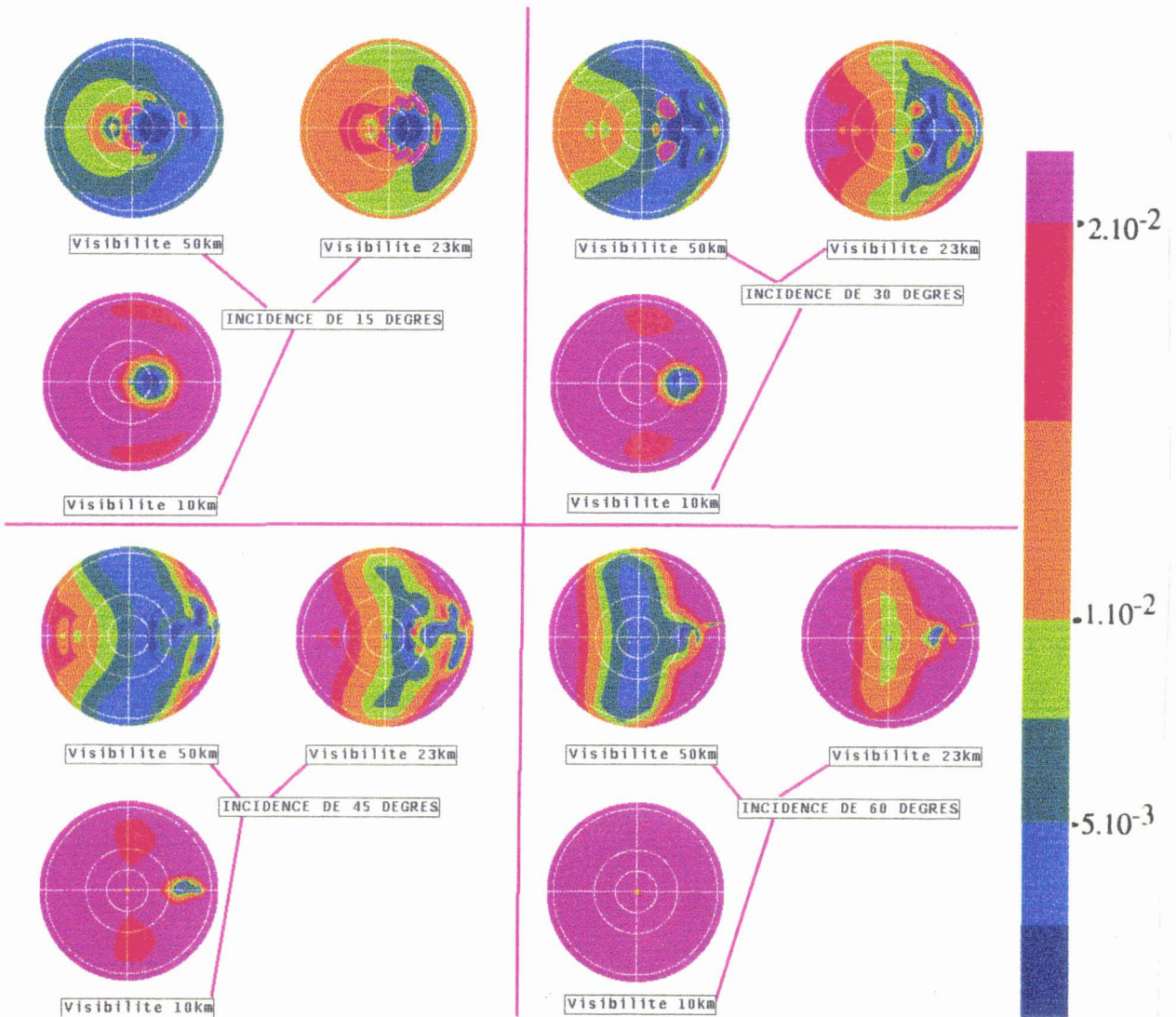




figure 37c

Erreur Absolue sur  $\rho_w^{est}$   
aérosols continentaux

Correction à  $0.85\mu m$  et  $1.65\mu m$

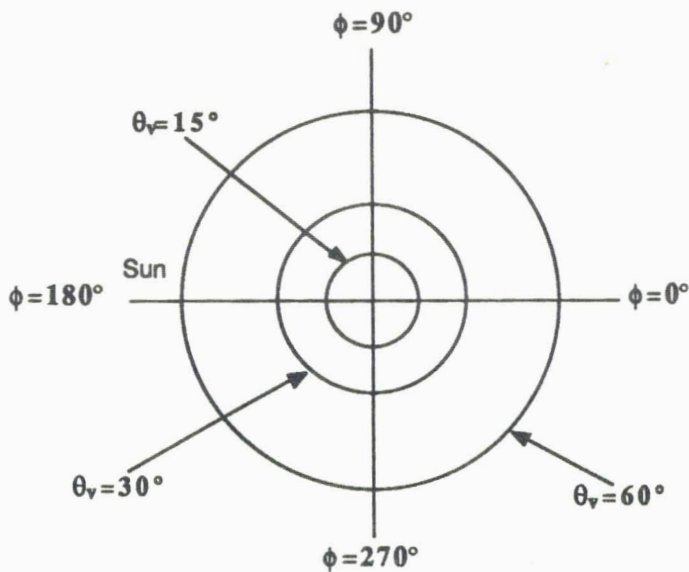
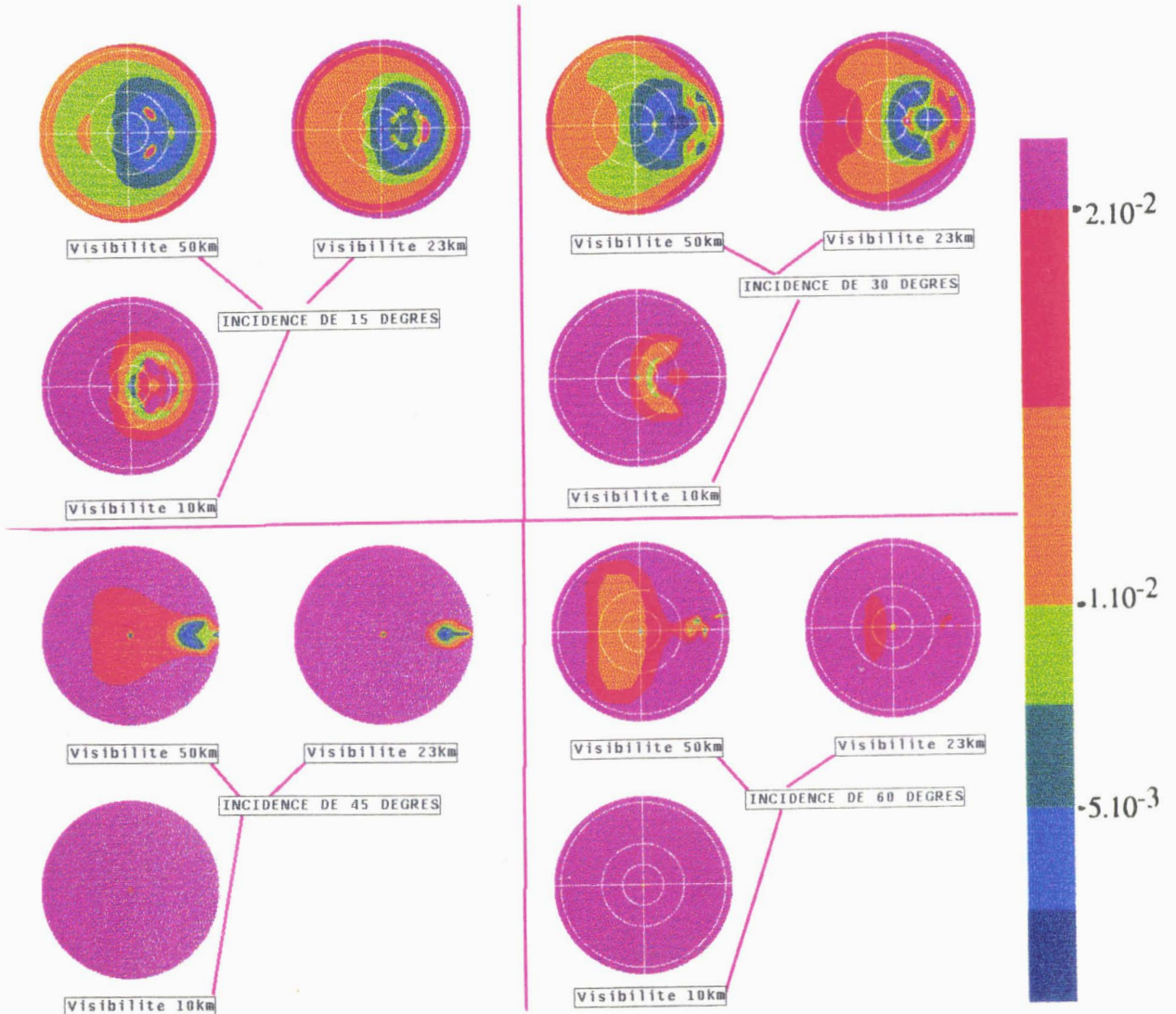
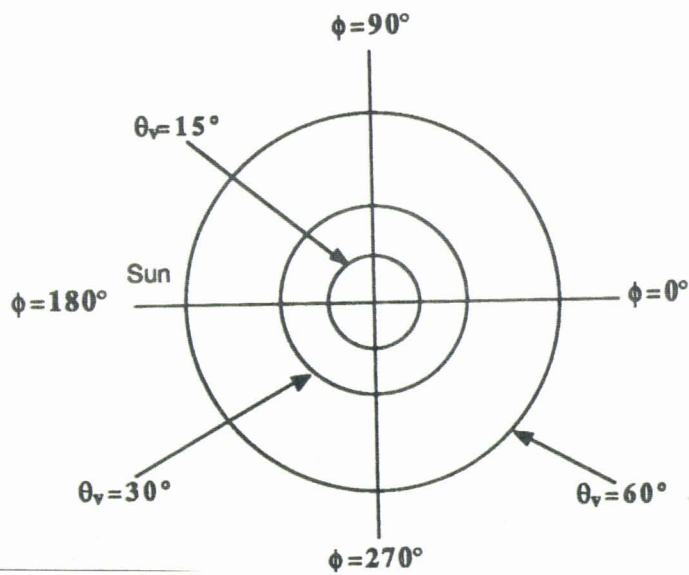
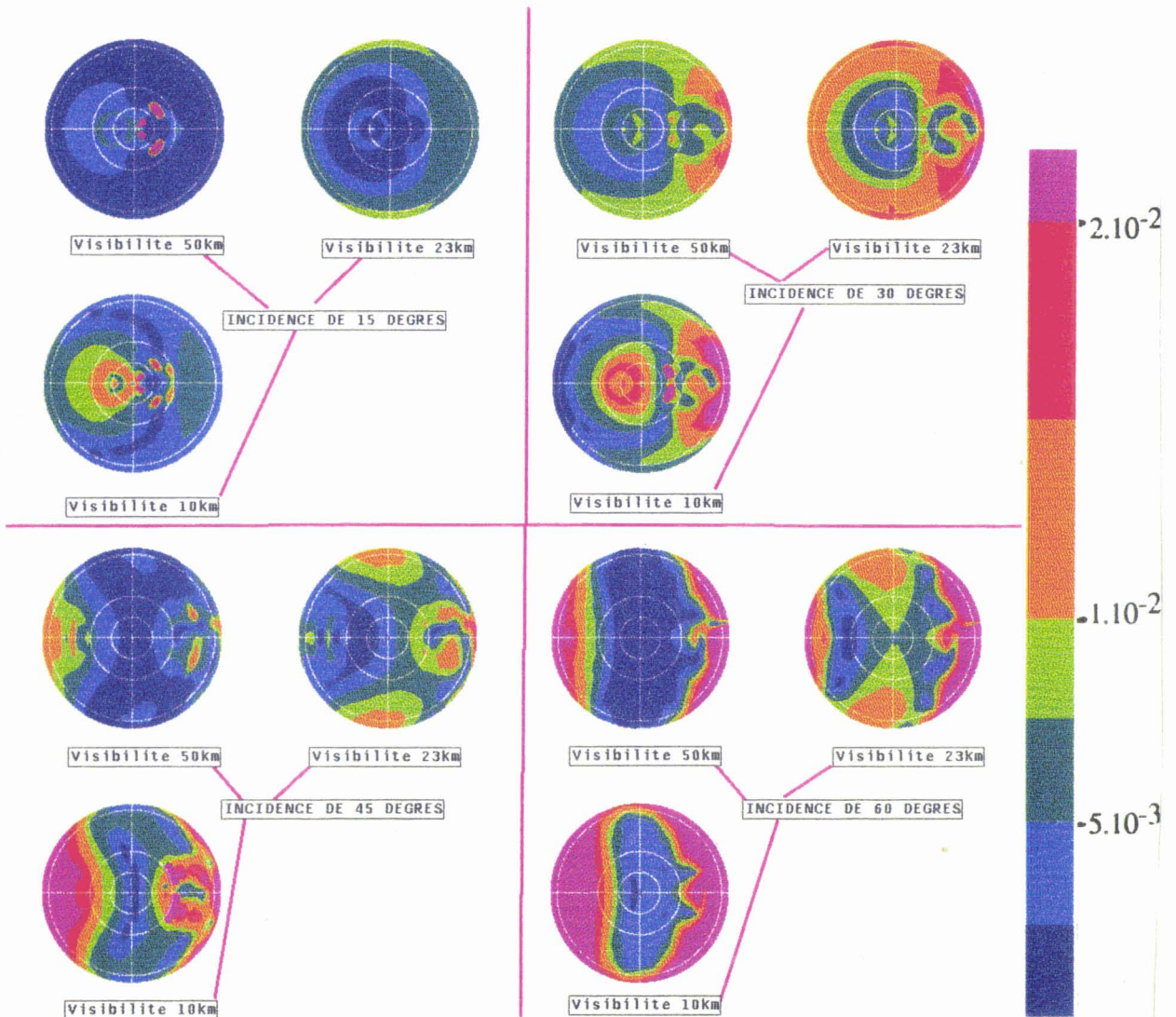




figure 37d

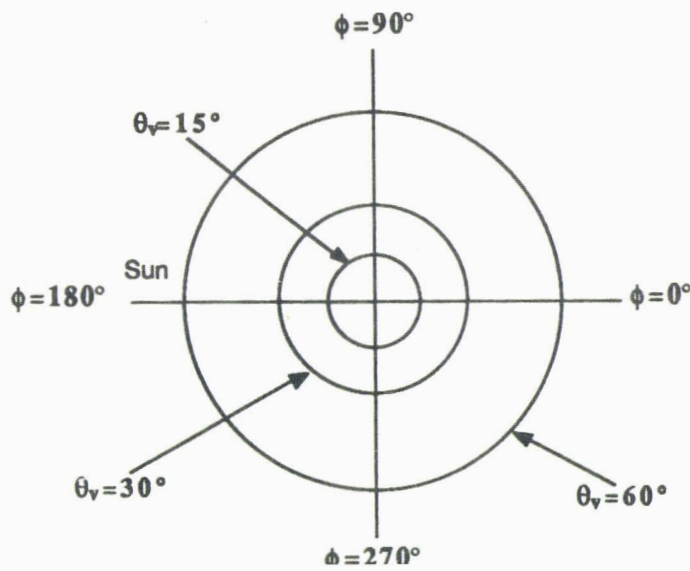
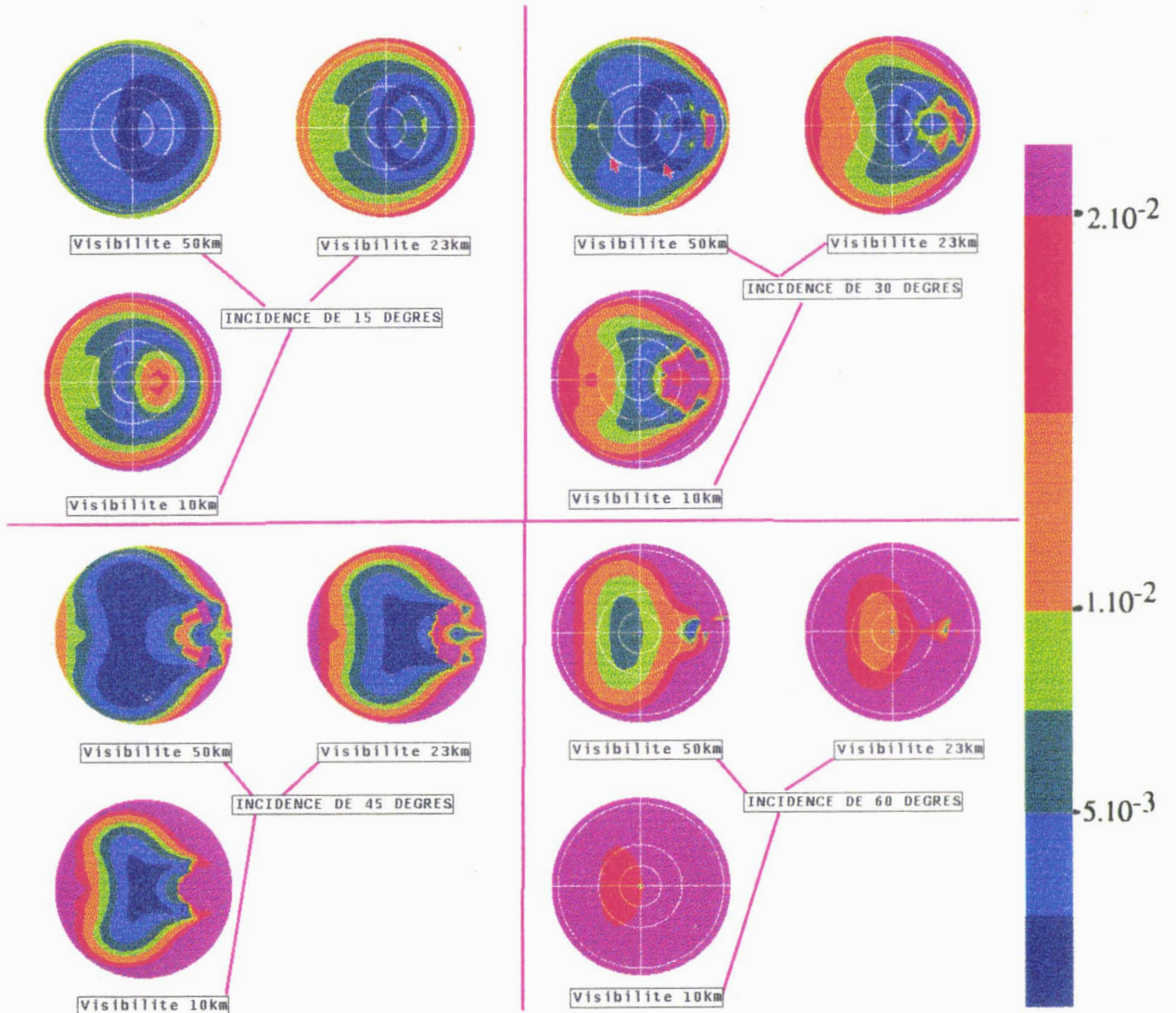
Erreur Absolue sur  $\rho_w^{\text{est}}$   
aérosols maritimes  
Correction à  $0.75\mu\text{m}$  et  $0.85\mu\text{m}$







**figure 37e**  
 Erreur Absolue sur  $\rho_w^{est}$   
 aérosols continentaux  
 Correction à  $0.75\mu m$  et  $0.85\mu m$





## VI) Conclusion

Sur terres émergées, on a développé un algorithme de correction atmosphérique, rapide, précis, aisément généralisable à d'autres capteurs. Cet algorithme est d'ailleurs en cours de programmation à la CISI à Brest pour corriger deux ans de données AVHRR. Cette méthode de correction est associée à un bilan d'erreur très détaillé qui permet une analyse fine de ses performances. Enfin, cet algorithme permet de ramener les données télédéteectées sous un même standard, sans aucune donnée exogène.

Sur mer, le produit "Aérosols+sol" est insuffisant, et on a développé un algorithme plus élaboré tendant à apporter une solution au problème de la couleur de l'océan. Une étude plus poussée du problème resterait nécessaire mais elle dépasse le cadre de cette étude. On peut cependant faire quelques remarques critiques. On a présenté sur les graphes 37d et 37e, l'application de l'algorithme de correction de  $B_0$ , non plus en utilisant des longueurs d'ondes de correction-Aérosol de SPOT<sub>4</sub> 0.85 $\mu\text{m}$  et 1.65 $\mu\text{m}$  (figures 37b et 37c), mais en utilisant des longueurs d'ondes de 0.75 $\mu\text{m}$  et 0.85 $\mu\text{m}$  qui seront par exemple disponibles sur MODIS. On peut voir une nette amélioration des performances de l'algorithme bien qu'il reste toujours des zones où l'algorithme de correction est inefficace. On peut donc conclure qu'il y a tout intérêt dans ce type d'expérience à corriger les aérosols à l'aide de longueurs d'ondes du proche infra-rouge, et à pouvoir éventuellement "choisir" la géométrie d'observation. Cette dernière condition sera remplie par l'expérience POLDER, et un des prolongements de cette étude serait d'analyser plus à fond les avantages qu'un tel instrument peut apporter à l'étude de la couleur de l'Océan, en tenant du facteur nouveau que constitue la connaissance de la signature polarisée des aérosols à 0.88 $\mu\text{m}$ .



## CONCLUSION

Un premier travail a porté sur la mise à jour du logiciel 5S. On a d'abord mis l'accent sur la précision du code et diverses améliorations (meilleure prise en compte des conditions géométriques, réévaluation critique des estimations de l'indice de l'air, raffinement du calcul de la diffusion moléculaire) ont permis d'améliorer ses performances. Mais l'amélioration la plus importante est l'inclusion dans le code d'une BRDF de surface. La modélisation des effets bidirectionnels de surfaces est indispensable pour le suivi multi-temporel des couverts végétaux, comme pour l'évaluation fine des algorithmes de "Couleur de l'Océan", et on a montré qu'il fallait également en tenir compte dans les étalonnages sur site où la précision requise met une au tout premier plan du bilan d'erreur mauvaise prise en compte du couplage Atmosphère-BRDF.

On a ensuite essayé de mener une étude critique des méthodes d'étalonnage. L'originalité principale de cette étude est le développement de bilans d'erreur détaillés. La crédibilité de ces bilans a été démontrée par l'analyse de données SPOT. Ces bilans sont facilement généralisables, et fournissent une base de discussion et de comparaison des diverses façons d'étalonner en vol un capteur. Il faut souligner le caractère original et prometteur de la méthode d'étalonnage sur le Rayleigh et des développements qui lui sont associées. Il est clair que cette méthode doit être combinée à un étalonnage Inter-Bandes (en cours d'étude pour ISPRa par R. Santer), et à un étalonnage Inter-Détecteurs (méthode d'égalisation des instruments à détecteurs multiples sur sites désertiques, en cours d'étude au DERO à Toulouse). Dans le cas d'un capteur mesurant la polarisation du signal, la méthode peut par ailleurs être appliquée sur la composante polarisée du rayonnement (méthode appliquée au LOA pour les images Navette par Roger et al). Toutes ces méthodes devraient être synthétisées dans un ensemble cohérent pour l'étalonnage de POLDER.

La correction systématique des données satellitaires sur terres émergées, élaborée ici, a l'avantage d'être opérationnelle, intégrable dans un segment-sol de traitement de données, et facilement généralisable à un autre instrument. Elle fournit un standard de comparaison associé à un bilan d'erreur fin. On rappelle que le produit de la correction ( $\rho_{\text{sol}+\text{Aérosols}}$ ) est dans la plupart des cas très proche de la réflectance sol recherchée, et que ce produit reste affiné si on dispose d'informations supplémentaires sur les Aérosols. Sur mer, on a cherché à corriger la totalité des effets d'atmosphère. On s'est efforcé de quantifier les erreurs liées à l'algorithme développé, dans les situations les plus réalistes possibles, et en examinant en particulier l'influence de la géométrie d'observation qui offre une possibilité d'optimisation des mesures.

Les modélisations, les outils et le savoir faire développés dans le cadre de cette thèse fournissent des éléments directement applicables à l'analyse des données POLDER, qui devrait prolonger normalement ce travail. La méthode d'étalonnage sur la diffusion moléculaire doit donner la base de l'étalonnage en vol de POLDER pour lequel aucun étalonnage-bord n'est prévu. La méthode devra être complétée en tenant compte de la possibilité d'utiliser la polarisation, soit comme une information nouvelle sur les aérosols, soit comme grandeur de référence, puisque les performances de l'étalonnage sur la lumière polarisée semblent meilleures que sur la lumière naturelle (Roger et al). Pour ce qui est des observations sur mer, les algorithmes développés doivent être repris pour la définition des produit POLDER sur l'océan. Ici encore, il est certain, que les informations sur la bidirectionnalité et sur la polarisation permettront une caractérisation et une correction plus fine des Aérosols. Mais sur terre, l'introduction de la BRDF dans la simulation du signal ne constitue qu'une première étape. L'obtention de grandeurs physiques sur les aérosols et sur la végétation implique que l'on sépare ces deux informations dans la réflectance au sommet de l'atmosphère. Cet aspect du problème reste encore largement ouvert.

## **ANNEXE I**

### **Calcul de la Diffusion Moléculaire**



# CALCUL DE LA DIFFUSION MOLECULAIRE

## INTRODUCTION

Dans l'optique de 6S et de corrections atmosphériques systématiques, nous avons été sensibilisé aux problèmes de précision. Il s'avère que dans le cas d'incidences et/ou de visées rasantes ( $>50^\circ$ ) ou pour des valeurs de l'épaisseur optique moléculaire,  $\tau_R$ , élevées la précision absolue de  $10^{-3}$  sur la réflectance Rayleigh n'est pas atteinte quand on se contente de la formule de calcul utilisée dans 5S soit:

$$\rho_{\text{Rayleigh}} = \frac{\tau_R P(\Theta)}{4\mu_s \mu_v} \quad (1)$$

avec  $P(\Theta) = \frac{3}{4} (1 + \cos^2(\Theta))$  où  $\cos(\Theta) = -\mu_s \mu_v - \sqrt{1 - \mu_s^2} \sqrt{1 - \mu_v^2} \cos(\varphi)$

et où  $(\mu_s, \mu_v)$  sont les cosinus des angles zénithaux solaire et de visée, et  $\varphi$  la différence azimutale entre le soleil et la visée.

On se propose donc de mettre en oeuvre une formulation plus précise, sa précision étant estimée par comparaison aux résultats obtenus à l'aide d'un programme de calcul dit "exact" utilisant la méthode des Ordres Successifs de diffusion (6)

## GENERALITES

La luminance monochromatique Rayleigh se développe de façon exacte à l'ordre :2 par une série de fourier sur l'azimut sous la forme :

$$L(\tau, \mu_s, \mu_v, \varphi) = \sum_{s=0}^2 (2 - \delta_{0s}) \cos(s\varphi) I^s(\tau, \mu_s, \mu_v)$$

Formellement on peut par ailleurs séparer les contributions de la diffusion d'ordre 1 et des ordres de diffusion supérieurs en posant :

$$I^s(\tau, \mu_s, \mu_v) = \sum_{n=1}^{\infty} I_n^s(\tau, \mu_s, \mu_v) = \underbrace{I_{(1)}^s(\tau, \mu_s, \mu_v)}_{\text{Diffusion Primaire}} + \sum_{n=2}^{\infty} \underbrace{I_n^s(\tau, \mu_s, \mu_v)}_{\text{Diffusions Multiples}}$$

Les termes de diffusion primaire  $I_{(1)}^{s=0,1,2}$  sont alors calculables exactement. En normalisant à un éclairement égal à  $\pi$ , on a :

$$I_{(1)}^s(\tau, \mu_s, \mu_v) = \frac{\mu_s}{4(\mu_s + \mu_v)} P^s(\mu_s, \mu_v) (1 - e^{-\tau(1/\mu_s + 1/\mu_v)})$$

où 
$$P^s(\mu_s, \mu_v) = \sum_{l=s}^2 \beta_l P_l^s(\mu_s) P_l^s(\mu_v)$$

où  $\beta_0=1; \beta_1=0; \beta_2=1/2$   
 $P_0^0(\mu)=1; P_0^1(\mu)=\mu; P_0^2(\mu)=\frac{1}{2}(3\mu^2-1)$   
 $P_1^1(\mu)=\sqrt{\frac{1}{2}(1-\mu^2)}; P_1^2(\mu)=\mu \sqrt{\frac{1}{2}(1-\mu^2)} \times \sqrt{3}$   
 $P_2^2(\mu)=(1-\mu^2)$

d'où il est facile de tirer :

$$P^0(\mu_s, \mu_v) = 1 + \frac{1}{8} (3\mu_s^2 - 1) (3\mu_v^2 - 1)$$

$$P^1(\mu_s, \mu_v) = \frac{3}{2} \mu_s \mu_v \sqrt{(1-\mu_s^2)(1-\mu_v^2)}$$

$$P^2(\mu_s, \mu_v) = \frac{1}{2} (1-\mu_s^2)(1-\mu_v^2)$$

La réflectance rayleigh s'écrit alors :

$$\rho_R(\mu_s, \mu_v, \phi) = \frac{1}{\mu_s \mu_v} \sum_{s=0}^2 (2 - \delta_{0,s}) \cos(s\phi) I^s(\tau_R, \mu_s, \mu_v)$$

avec 
$$I^s(\tau_R, \mu_s, \mu_v) = I_{(1)}^s(\tau_R, \mu_s, \mu_v) + \mu_s \rho_{\text{multiplé}}^s(\tau_R, \mu_s, \mu_v)$$

Chandrasekhar<sup>1</sup> a établi une solution exacte du problème, maintenant très classique, en utilisant des fonctions appelées fonctions X et Y. Ces fonctions X et Y sont définies par des expressions intégrales peu maniables.

Mais si  $\tau_R$  est petit, Chandrasekhar suggère une méthode itérative de calcul de ces fonctions. Il pose  $X = X_1 + X_{\text{mult}} \dots$ , où  $X_1$  et  $Y_1$  sont immédiates (et donnent les  $I_1^s$  annoncés ci avant), et où il suggère pour  $X_{\text{mult}}$  et  $Y_{\text{mult}}$  (qui conduisent à  $I_{\text{mult}}^s$ ) la forme  $P^s(\mu_s, \mu_v) (1 - e^{-\tau_R/\mu_s})(1 - e^{-\tau_R/\mu_v}) \Delta\tau^s(\tau_R, \mu_s, \mu_v)$

L'intérêt est que  $\Delta\tau^s$  dépend peu de  $(\mu_s, \mu_v)$ . Chandrasekhar donne pour  $\Delta\tau^s$  des expressions intégrales exactes. L'astuce est de fitter  $\Delta\tau^s$  à une forme empirique simple par calcul direct (Ordres Successifs de diffusion)

On écrit donc :

$$\rho_{\text{multiple}}^s(\tau_R, \mu_s, \mu_v) = P^s(\mu_s, \mu_v) (1 - e^{-\tau_R/\mu_s})(1 - e^{-\tau_R/\mu_v}) \Delta\tau^s(\tau_R, \mu_s, \mu_v)$$

où  $\Delta\tau^s(\tau_R, \mu_s, \mu_v)$  ne dépend plus que très peu de  $\mu_s, \mu_v$

## APPLICATION

En partant de la conclusion exprimée à la fin des généralités, nous avons d'abord calculé pour  $\mu_s, \mu_v$  compris entre 0.25 et 1, les fonctions  $\Delta\tau^{s=0,1,2}$  ("calculées" par comparaison aux résultats des O.S). Les graphes obtenus sont présentés figure 1 pour  $s=0$ , figure 2 pour  $s=1$  et figure 3 pour  $s=2$ .

On peut remarquer qu'à l'ordre  $s=0$ , la fonction  $\Delta\tau^s$  dépend encore fortement de  $\mu_s$  et de  $\mu_v$ . Pour poursuivre on a cherché à découpler cette variation de la variation en  $\tau$  en posant :

$$\Delta\tau'_{s=0}(\tau) = \frac{\Delta\tau^{s=0}(\tau, \mu_s, \mu_v)}{f(\mu_s, \mu_v)}$$

en prenant  $f(\mu_s, \mu_v)$  sous la forme  $a + b(\mu_s + \mu_v) + c\mu_s\mu_v$

Les fonctions  $\Delta\tau'_{s=0}(\tau)$  obtenues en ajustant a, b et c sur les résultats à  $\tau=0.4$  sont reportées figure 4.

---

<sup>1</sup>Chandrasekhar

" A Treatise on Radiative Transfert"

Ed. By D. Van Norstrand Company Inc., Princetown, New Jersey, U.S.A

Il reste maintenant à déterminer les fonctions  $\Delta\tau'_{s=0}(\tau)$  et  $\Delta\tau_{s=1,2}(\tau)$  en fonction de  $\tau$ . Les fits réalisés sont reportés figures 5a à 5c, et montrent le très faible écart obtenu par une loi du type :

$$\Delta\tau^s(\tau) = a^s + b^s \text{Ln}(\tau)$$

Finalement nous calculons la réflectance moléculaire, de manière approchée par la formule :

$$\tilde{\rho}_{\text{Rayleigh}}(\tau, \mu_s, \mu_v, \phi) = \sum_{s=0}^2 (2 - \delta_{0,s}) \cos(s\phi) \tilde{\rho}^s(\tau, \mu_s, \mu_v)$$

$$\text{où } \tilde{\rho}^s(\tau, \mu_s, \mu_v) = P^s(\mu_s, \mu_v) \left[ \frac{(1 - e^{-\tau(\mu_s + 1/\mu_v)})}{4(\mu_s + \mu_v)} + (1 - e^{-\tau\mu_s})(1 - e^{-\tau\mu_v})(a^s + b^s \text{Ln}(\tau)) f_s(\mu_s, \mu_v) \right]$$

$$\text{avec } \begin{cases} f_0(\mu_s, \mu_v) = a + b(\mu_s + \mu_v) + c\mu_s\mu_v \\ f_1(\mu_s, \mu_v) = f_2(\mu_s, \mu_v) = 1 \end{cases}$$

et  $a=0.522$ ,  $b=8.20 \cdot 10^{-2}$ ,  $c=6.01 \cdot 10^{-2}$

$$\Delta\tau'_{s=0} = 8.8 \cdot 10^{-1} - 1.186 \cdot 10^{-1} \log(\tau)$$

$$\Delta\tau_{s=1} = 1.9833 \cdot 10^{-1} - 5.808 \cdot 10^{-2} \log(\tau)$$

$$\Delta\tau_{s=2} = 1.4704 \cdot 10^{-1} - 3.120 \cdot 10^{-2} \log(\tau)$$

### PRECISION DE LA METHODE

La figure 6 présente pour différentes valeurs de  $\tau$  (0.35, 0.25, 0.15, 0.075) et pour différents angles d'incidences  $\mu_s$  (0.75, 0.5, 0.25), les écarts résiduels en valeur absolue entre le calcul exact de  $\rho_R$  (par les ordres successifs de diffusion) et le résultat de notre formulation empirique.

On notera que le calcul de  $\rho_R$  tient compte de la polarisation du rayonnement, explicitement dans le calcul des  $I_i^s$  et implicitement dans les  $\Delta\tau$  puisque le calcul des O.S tient compte de la polarisation du rayonnement comme le montre la figure 7. On visualise figure 7 la valeur absolue de l'écart  $\rho_R^{OS}(\text{Sans Polarisation}) - \rho_R^{OS}(\text{avec Polarisation})$ . On voit que la prise en compte des effets de polarisation est indispensable, faute de quoi l'erreur systématique serait largement supérieure à celle que nous obtenons figure 6.

Enfin, la figure 8, qui donne la précision du calcul de  $\rho_R$  utilisé dans 5S, montre le gain réalisé par l'utilisation de la nouvelle formule de  $\rho_R$  (figure 6), surtout à  $\tau$  élevé et à  $\mu_s, \mu_v$  faibles.

**CONCLUSION**

Cette formule de calcul du rayleigh, sans augmenter considérablement le temps de calcul de la diffusion moléculaire par rapport à la formule utilisée dans 5S, permet d'accéder à une précision très honorable même quand  $\tau_R$  est grand et  $\mu_s, \mu_v$  faibles. Son intérêt dans une méthode opérationnelle de correction atmosphérique est évident pour des canaux de courte longueur d'onde centrale (vers  $0.45\mu\text{m}$ ) ou pour des instruments à grand champ (AVHRR).

## Figures

- 1)  $\Delta\tau(\tau_R, \mu_s, \mu_v)$  ,  $s=0$
- 2)  $\Delta\tau(\tau_R, \mu_s, \mu_v)$  ,  $s=1$
- 3)  $\Delta\tau(\tau_R, \mu_s, \mu_v)$  ,  $s=2$
- 4)  $\Delta\tau'(\tau_R, \mu_s, \mu_v)$  ,  $s=0$
- 5)  $\Delta\tau'_s(\tau_R) = a + b \text{Ln}(\tau)$
- 6) Erreur sur  $\rho_R$  , Formule de Chandrasekhar
- 7) Effet de la polarisation à  $\tau_R=0.35$
- 8) Erreur sur  $\rho_R$  , Formule de 5S

Figure 1

$$\Delta\tau(\tau_R, \mu_s, \mu_v), \quad s=0$$

Le numéro reporté en abscisse est égal à  $n(\mu_s)\pi n(\mu_v)$   
 où  $n(\mu)$  correspond au numéro de  $\mu$  dans la liste ci dessous  
 (1..0.99,0.98,0.97,0.95,0.93,0.91,0.88,0.84,0.81,0.77,0.73,0.68,0.63,0.58,0.53,0.47,0.41,0.35,0.29,0.22)

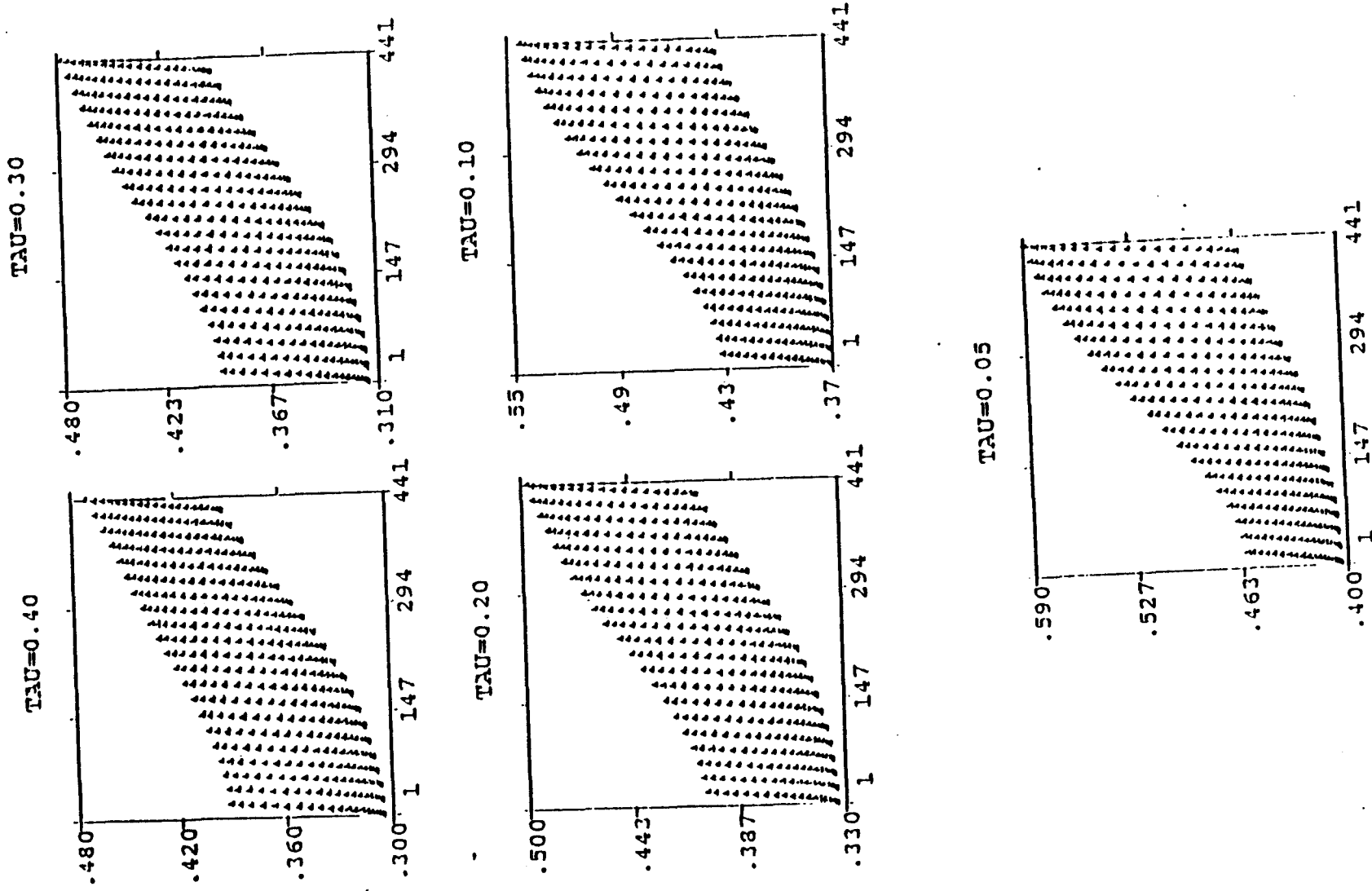


Figure 2

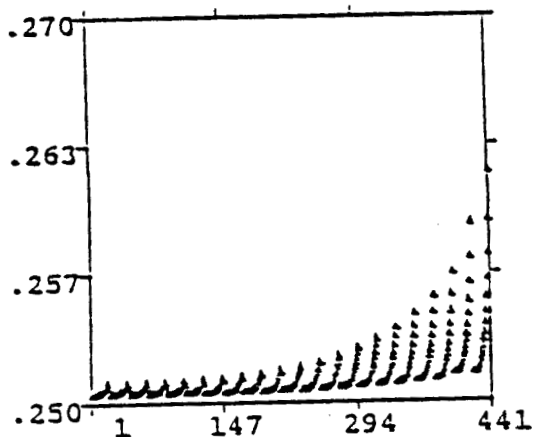
$$\Delta\tau(\tau_R, \mu_s, \mu_v), s=1$$

Le numéro reporté en abscisse est égal à  $n(\mu_s) \times n(\mu_v)$

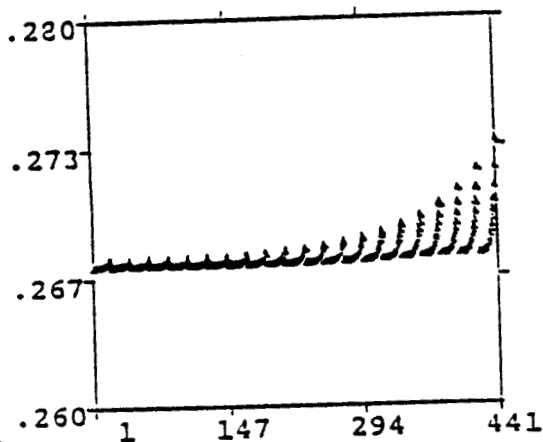
où  $n(\mu)$  correspond au numéro de  $\mu$  dans la liste ci dessous

(1, 0.99, 0.98, 0.97, 0.95, 0.93, 0.91, 0.88, 0.84, 0.81, 0.77, 0.72, 0.68, 0.63, 0.58, 0.52, 0.47, 0.41, 0.35, 0.29, 0.22)

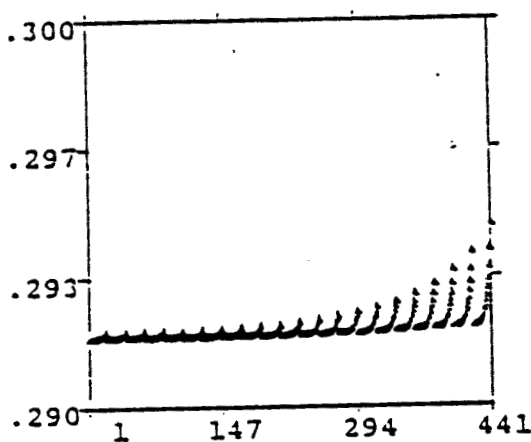
TAU=0.40



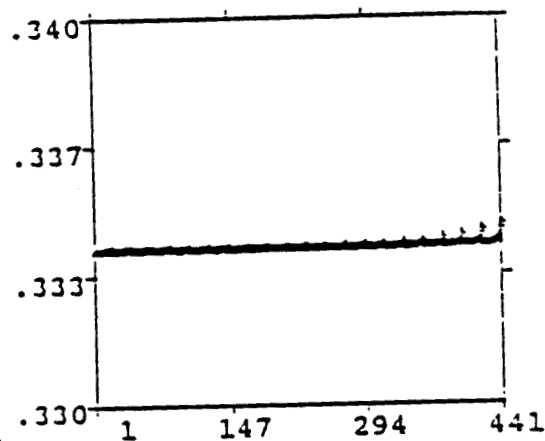
TAU=0.30



TAU=0.20



TAU=0.10



TAU=0.05

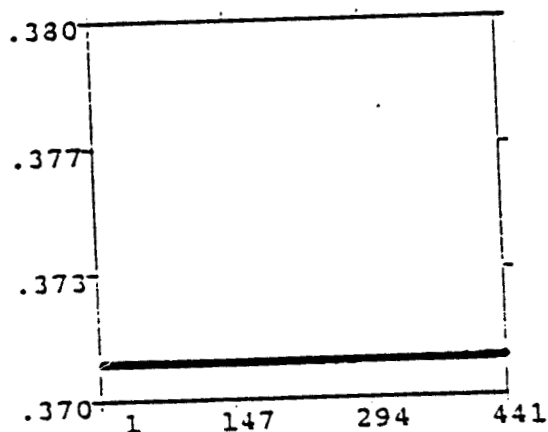




Figure 3

$$\Delta\tau(\tau_R, \mu_s, \mu_v), s=2$$

154 Le numéro reporté en abscisse est égal à  $n(\mu_s) \times n(\mu_v)$

où  $n(\mu)$  correspond au numéro de  $\mu$  dans la liste ci dessous

(1, 0.99, 0.98, 0.97, 0.95, 0.93, 0.91, 0.88, 0.84, 0.81, 0.77, 0.72, 0.68, 0.63, 0.58, 0.52, 0.47, 0.41, 0.35, 0.29, 0.22)

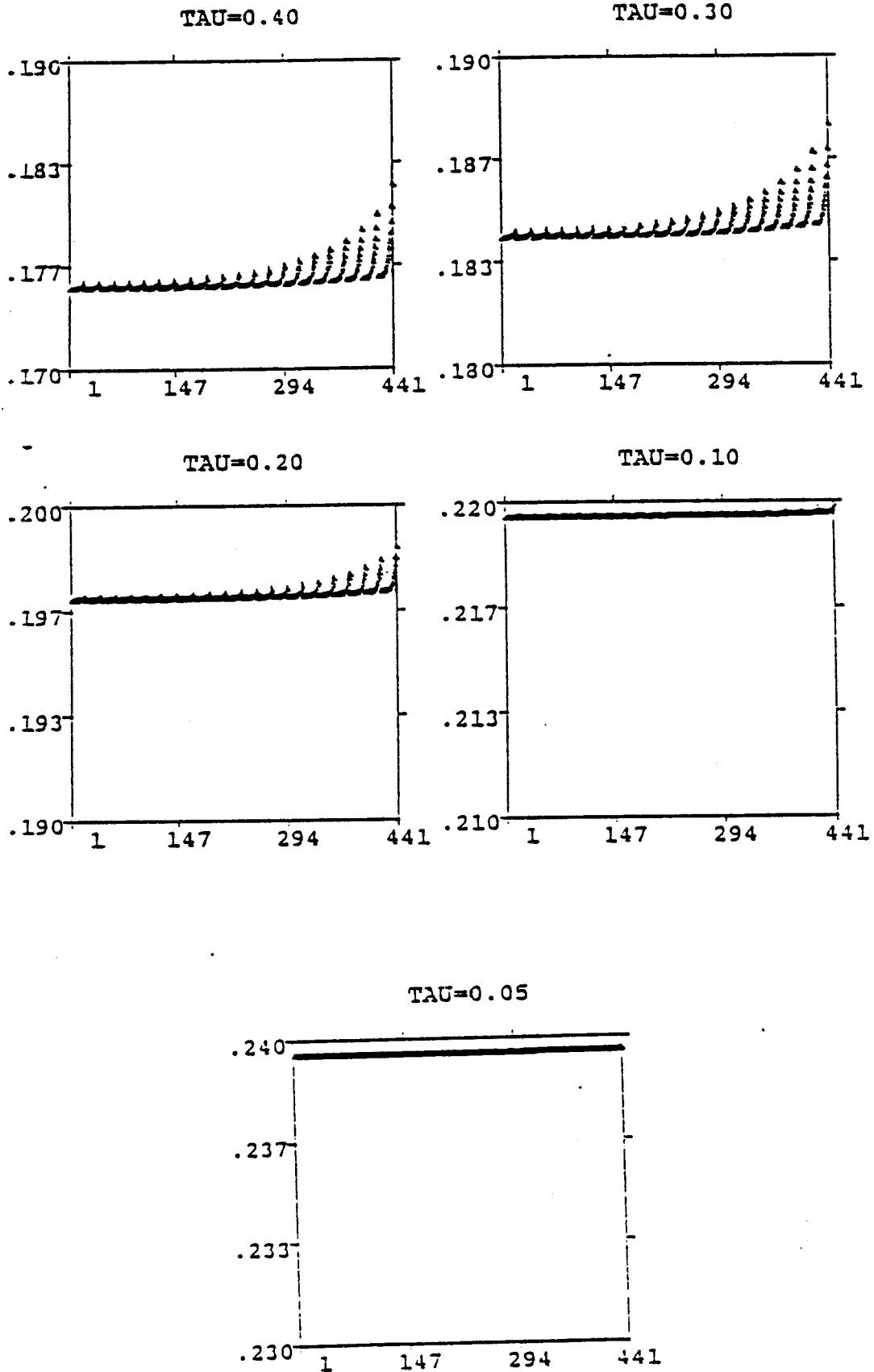


Figure 4

$$\Delta T'(\tau_R, \mu_S, \mu_V) \quad , \quad s=0$$

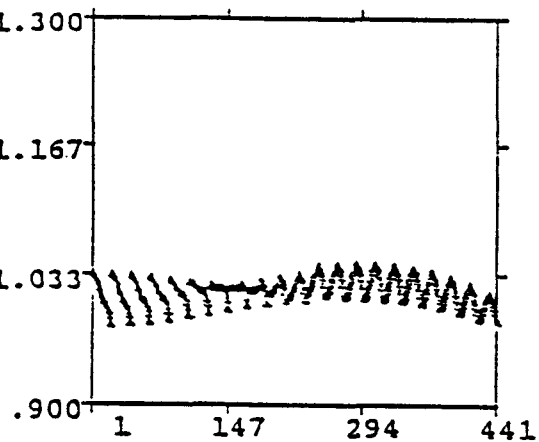
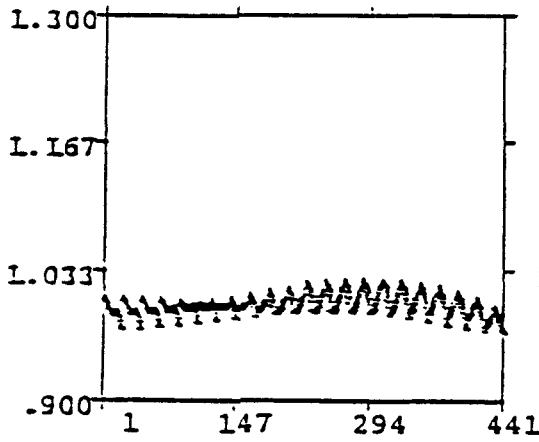
Le numéro reporté en abscisse est égal à  $n(\mu_S) \times n(\mu_V)$

où  $n(\mu)$  correspond au numéro de  $\mu$  dans la liste ci dessous

(1...0.99,0.98,0.97,0.95,0.93,0.91,0.88,0.84,0.81,0.77,0.72,0.68,0.63,0.58,0.52,0.47,0.41,0.35,0.29,0.22)

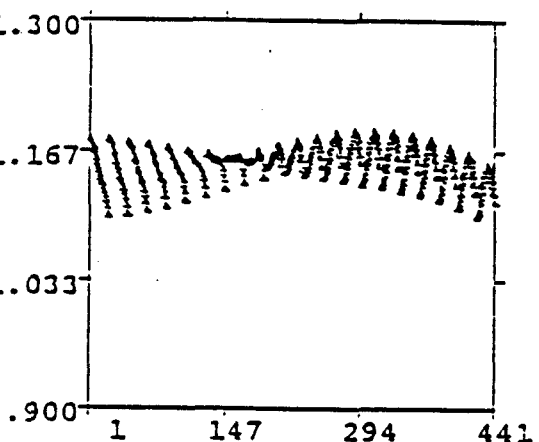
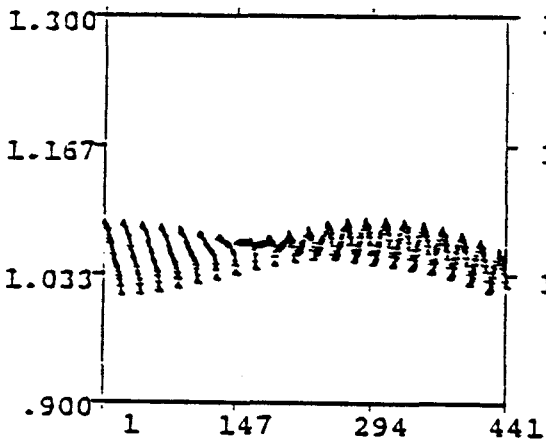
TAU=0.40

TAU=0.30



TAU=0.20

TAU=0.10



TAU=0.05

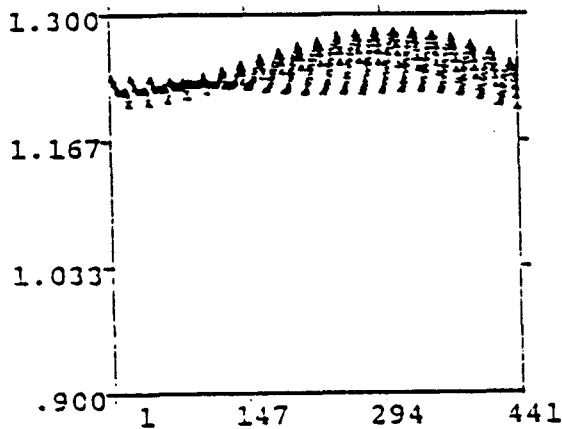


Figure 5a

$\Delta\tau'_s(\tau_R) = a + b \text{Ln}(\tau) , s=0$

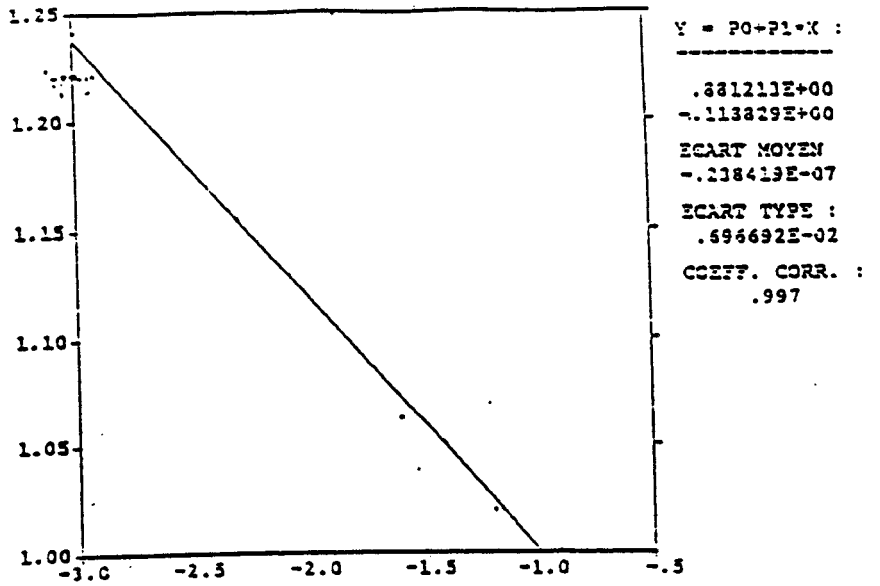


Figure 5b

$\Delta\tau'_s(\tau_R) = a + b \text{Ln}(\tau) , s=1$

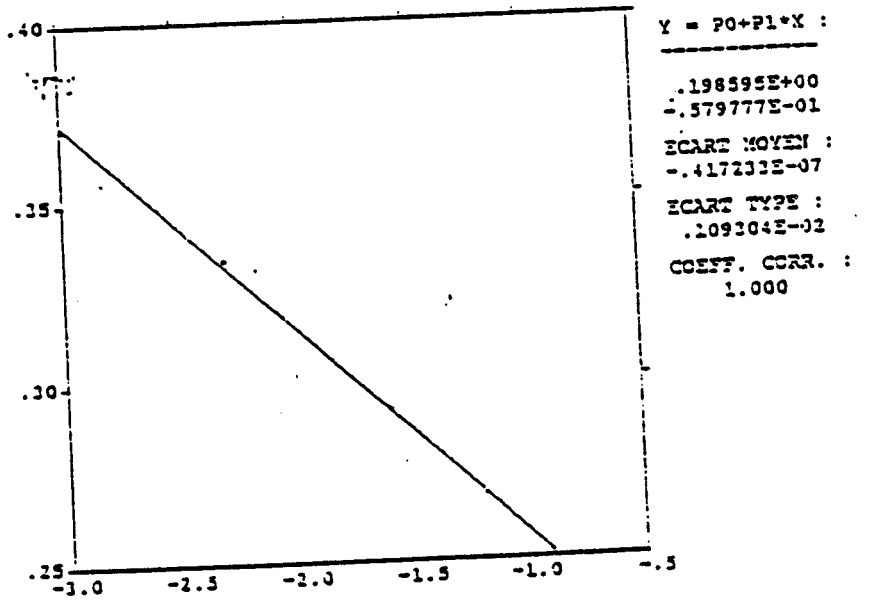
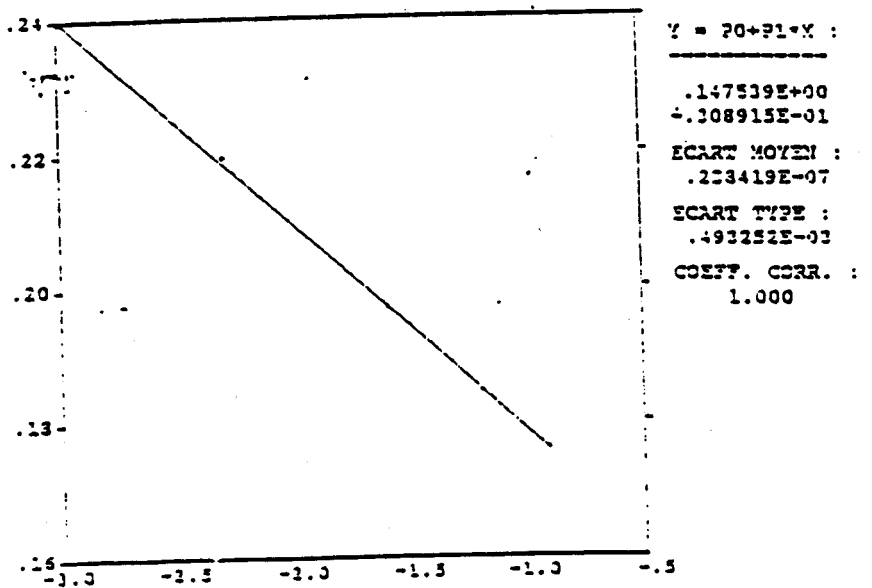


Figure 5c

$\Delta\tau'_s(\tau_R) = a + b \text{Ln}(\tau) , s=2$



Erreur sur  $\rho_R$ , Formule de Chandrasekhar

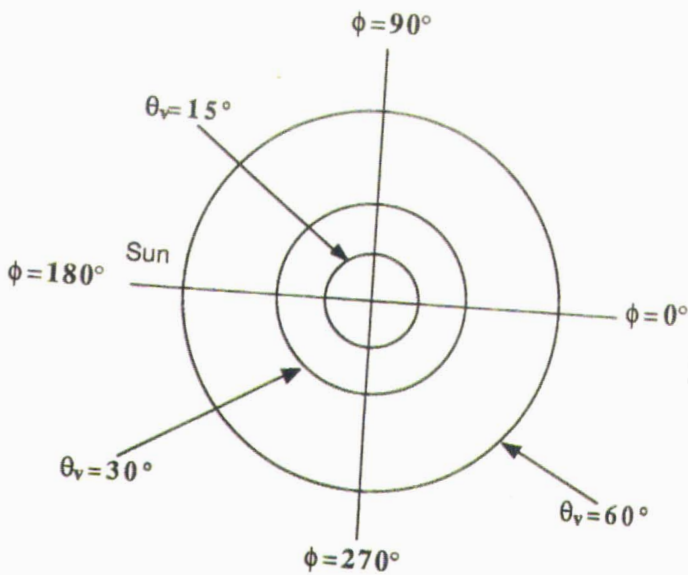
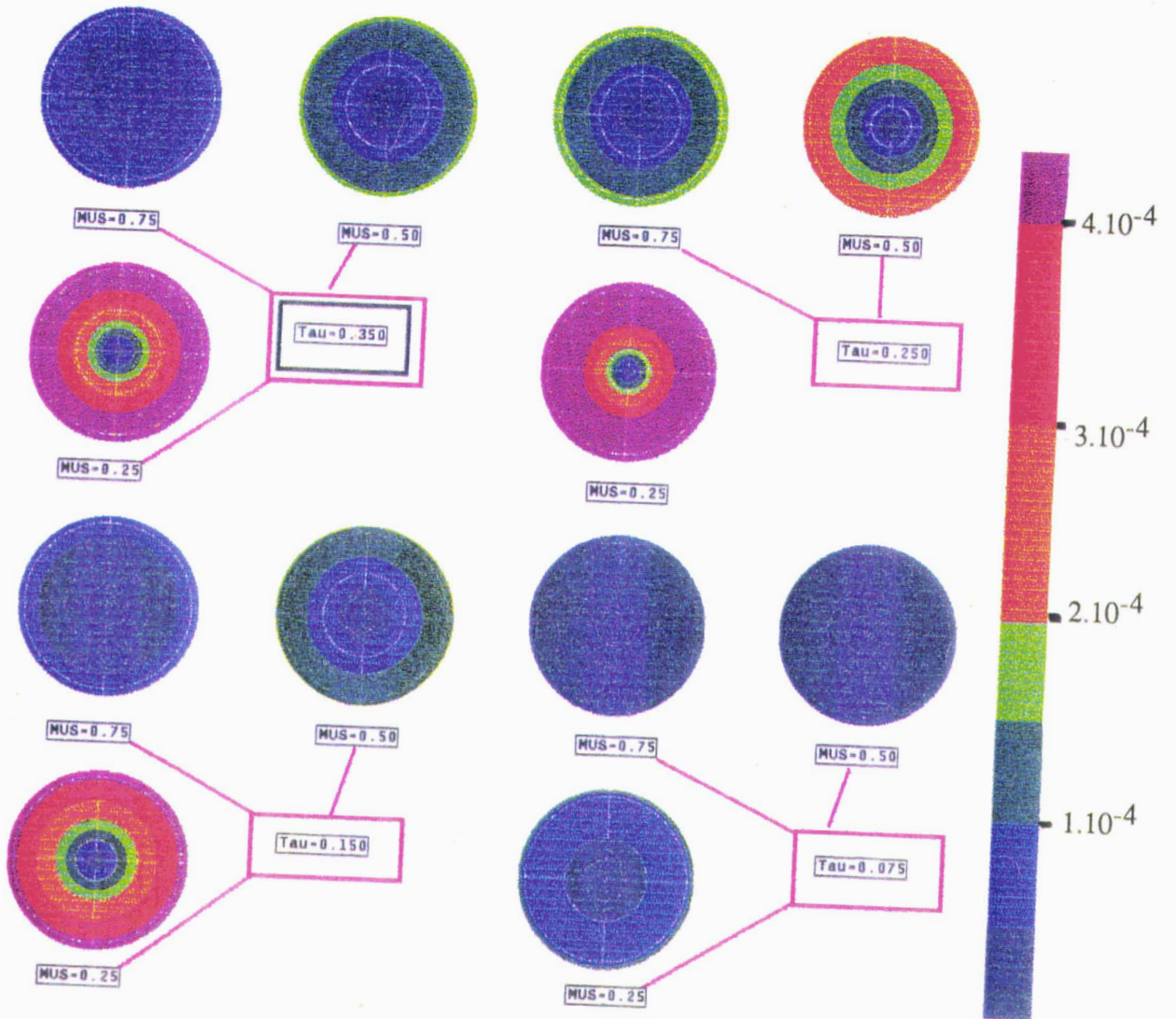




Figure 7  
Effet de la polarisation à  $\tau_R=0.35$

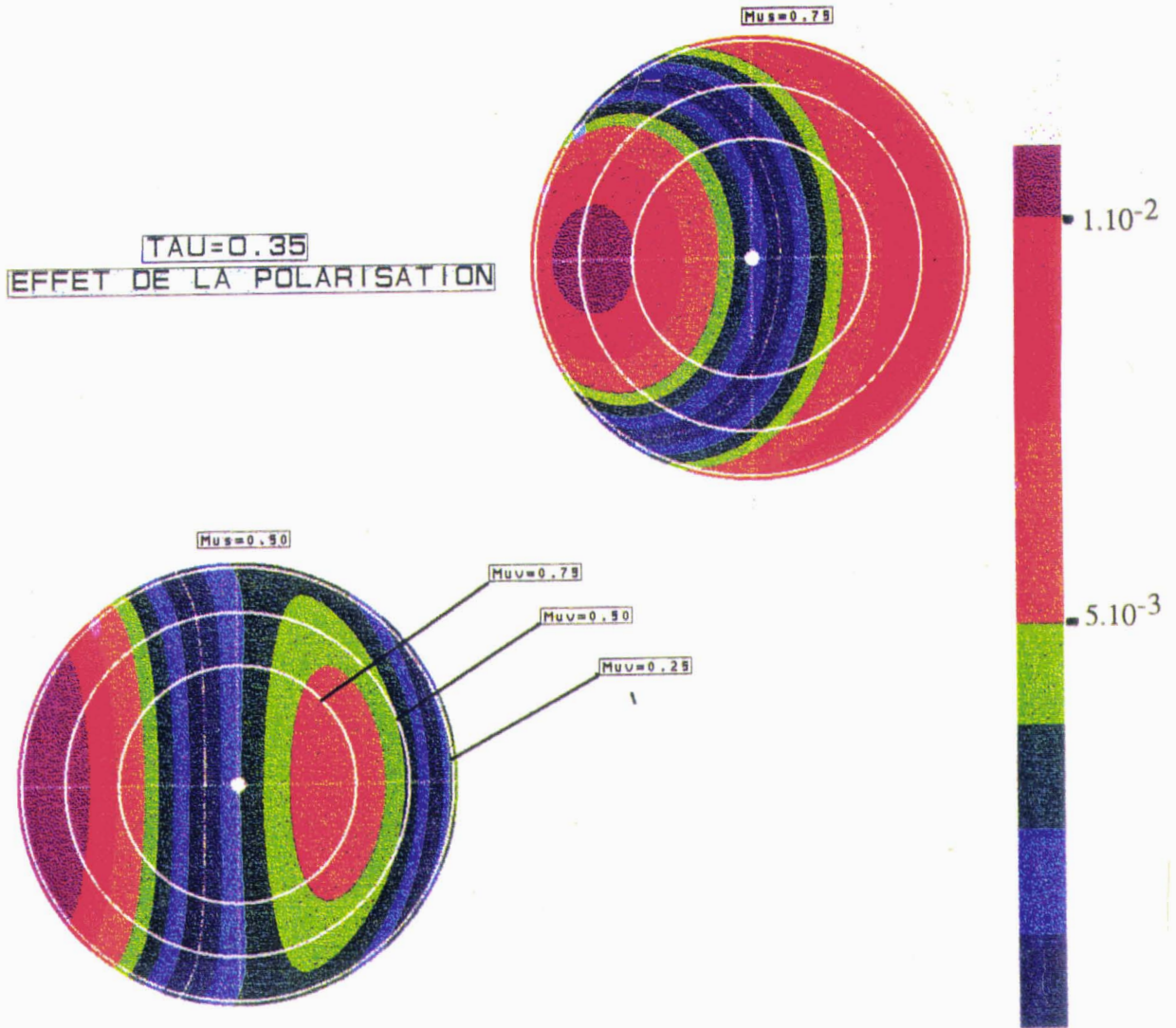
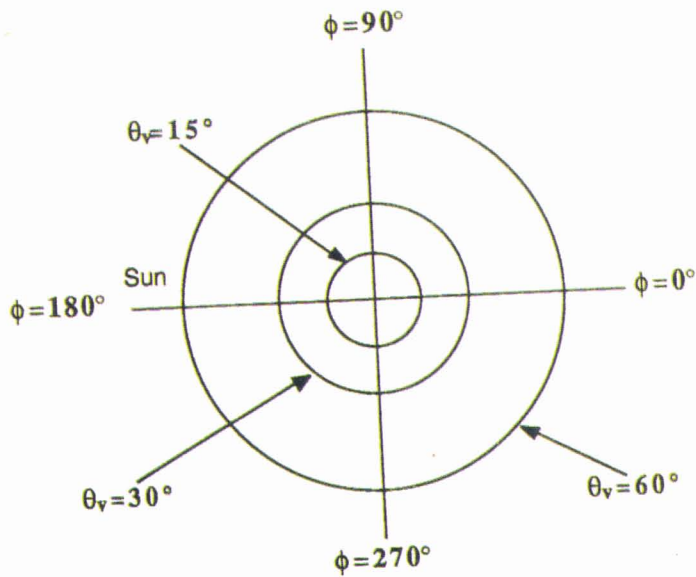
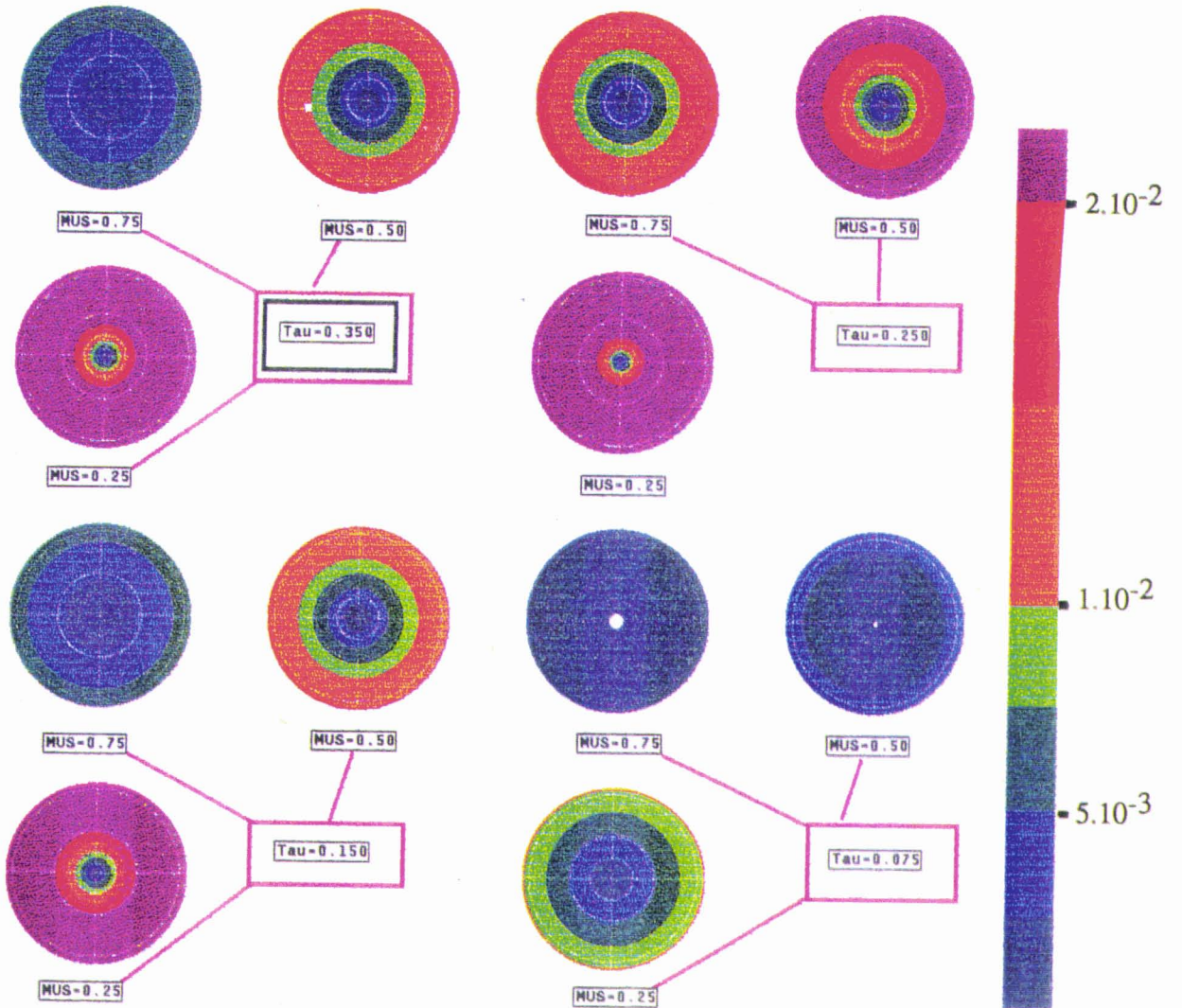




Figure 8  
 Erreur sur  $\rho_R$ , Formule de 5S







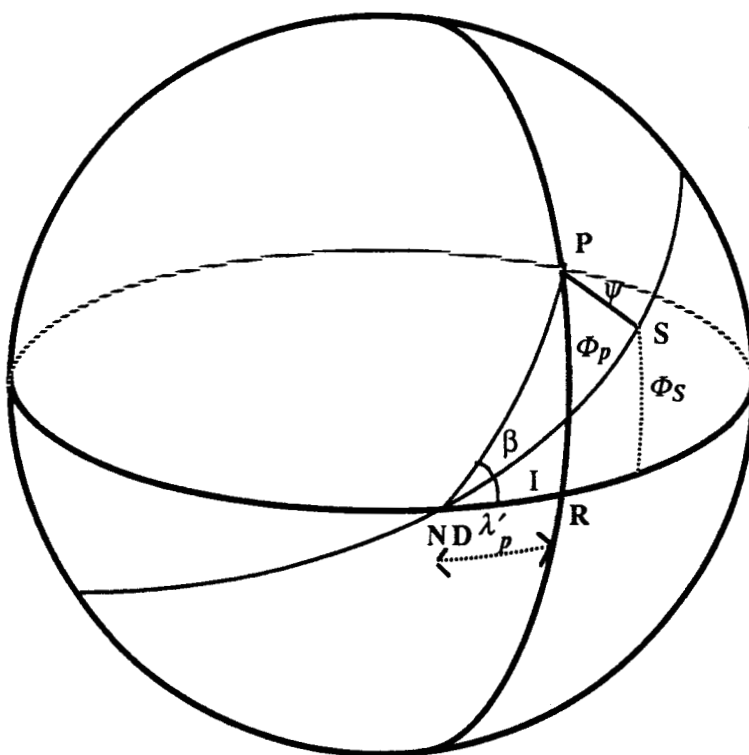
**ANNEXE II**  
**Orbitographie**

## Détermination des Paramètres de Prises de Vues

### Position du problème

On désire calculer les paramètres de prises de vues ( $\theta_s; \theta_v; \phi_s; \phi_v$ ) à partir de la seule donnée de la longitude et de la latitude du point ( $\lambda_p; \phi_p$ ) et du numéro d'orbite (longitude du noeud descendant à l'équateur  $\lambda_{Nd}$  ; date de prise de vue )

On redonne le schéma représentant la course de SPOT4 autour de la terre :



### Calcul de T

Considérons le triangle sphérique  $N_dRP$ , on tire aisément :

$$\text{Tang}(\beta+I) = \frac{\text{Tang}(\phi_p)}{\text{Sin}(\lambda'_p)} \quad (1)$$

ce qui nous conduit à :

$$\text{Tang}(\beta) = \frac{\text{Tang}(\phi_p) - \text{Sin}(\lambda_p') \text{Tang}(I)}{\text{Sin}(\lambda_p') + \text{Tang}(\phi_p) \text{Tang}(I)} \quad (2)$$

Du triangle  $N_dRP$  on tire :

$$\text{Tang}(N_dP) = \frac{\text{Tang}(\lambda_p')}{\text{Cos}(\beta + I)} \quad (3)$$

Du triangle  $N_dSP$  on tire :

$$\text{Tang}(N_dP) = \frac{\text{Tang}(N_dS)}{\text{Cos}(\beta)} \quad (4)$$

d'où finalement en substituant (3) dans (4) et en utilisant (2), toutes simplifications faites:

$$\text{Tang}(N_dS) = \text{Cos}(I) \text{Tang}(\lambda_p') + \text{Tang}(\phi_p) \text{Sin}(I) / \text{Cos}(\lambda_p') \quad (5)$$

On remonte alors facilement à  $T$  puisque :

$$T = \frac{N_dS}{V_{\text{sat}}} \quad (6)$$

On obtient ainsi une approximation de  $T$ . On raffine cette approximation en corrigeant de la rotation de la terre le terme  $\lambda_p'$ , en écrivant :

$$\lambda_p'' = \lambda_p' + T \times \underset{\text{terre}}{V_{\text{rot.}}} \quad (7)$$

On itère le calcul en recalculant  $T$  à partir de  $\lambda_p''$ , donc en affinant  $\lambda_p''$  à partir de  $\lambda_p'$  jusqu'à obtenir convergence du processus. La sortie du processus est conditionnée par la précision absolue obtenue sur le terme  $\lambda_p''$ . La localisation du noeud descendant n'est pas établie à mieux que 1 Km. On se contentera donc d'une précision équivalente sur  $\lambda_p''$ , et sortira de la séquence itérative si la variation absolue de  $\lambda_p''$  entre deux itérations successives est inférieure à  $10^{-5}$  radian (moins de 100m à l'équateur).

Calcul de  $\theta_v$ Calcul Préliminaire :  $\psi$ 

Les triangles  $N_dSP$  et  $N_dRP$  nous donnent :

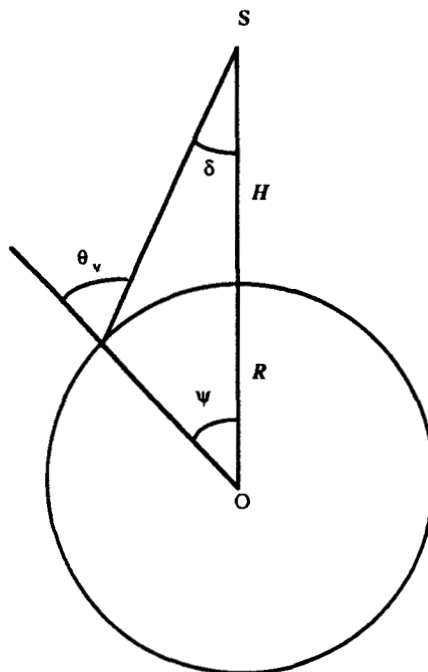
$$\sin(\psi) = \frac{\sin(\phi_p)\sin(\beta)}{\sin(\beta+I)} \quad (8)$$

En réinjectant l'expression de  $\text{Tang}(\beta)$  dans l'équation précédente on obtient finalement :

$$\sin(\psi) = \sin(\phi_p)\cos(I) - \cos(\phi_p)\sin(\lambda_p)\sin(I) \quad (9)$$

$\psi$  étant compris entre  $-\pi/2$  et  $+\pi/2$ , on peut donc écrire:

$$\psi = \text{Arcsin}(\sin(\phi_p)\cos(I) - \cos(\phi_p)\sin(\lambda_p)\sin(I)) \quad (10)$$

Calcul de  $\theta_v$ 

Le schéma ci dessus montre la relation liant  $\theta_v$  et  $\psi$ , qu'on explicite sous la forme :

$$\theta_v = \text{Abs}\left(\psi + \text{Arctg}\left(\frac{\sin(\psi)}{H/R + 1 - \cos(\psi)}\right)\right) \quad (11)$$

La valeur absolue vient du fait que l'angle de visée est toujours positif, le paramètre  $\phi_v$  étant le seul déterminant de l'azimut.

### Calcul de $\phi_v$

Le calcul de  $\phi_v$  nécessite la connaissance de  $\cos(\phi_v)$  et  $\sin(\phi_v)$  (cet angle variant entre 0 et  $2\pi$ ). Cependant, en ne considérant que la partie de l'orbite descendante, on peut se ramener à un calcul de  $\phi_v$  par  $\cos(\phi_v)$  en considérant que si  $\psi$  est positif  $\phi_v$  est compris entre 0 et  $\pi$ . On ne calculera donc que  $\cos(\phi_v)$ , et si  $\psi$  est négatif on se ramènera au cas précédent par ajout de  $\pi$  à  $\phi_v$ .

La relation entre  $\cos(\phi_v)$  et la latitude  $\phi_S$  du point subsatellite est :

$$\cos(\phi_v) = \frac{\sin(\phi_S) - \sin(\phi_P)\cos(\psi)}{\cos(\phi_P)\sin(\psi)} \quad (12)$$

Par l'utilisation des propriétés du triangle sphérique  $N_dSR$  on obtient par ailleurs:

$$\sin(\phi_S) = \sin(N_dS)\sin(I) \quad (13)$$

On obtient finalement (des développements plus poussés ne donnant pas de simplifications)

$$\phi_v = \text{Arcos} \left( \frac{\sin(N_dS)\sin(I) - \sin(\phi_P)\sin(\psi)}{\cos(\phi_P)\sin(\psi)} \right) \quad (14)$$

où  $N_dS$  est donné par la formule (5).

### Calcul de $\theta_s$ et $\phi_s$

Le calcul de  $\theta_s$  et  $\phi_s$  en un point géographique repéré par sa latitude  $\phi_p$ , sa longitude relative au noeud descendant  $\lambda_p$  et le numéro de l'orbite à laquelle il appartient (donc la longitude absolue du noeud descendant  $\lambda_{ND}$  et la date de prise de vue Jour/Mois) est réalisé en écrivant les équations du soleil du type de celles utilisées dans la sous-routine POSSOL de 5S. Cependant dans POSSOL, la déclinaison du soleil et la longueur du jour ne sont calculées qu'à partir du jour Julien. Pour éviter des discontinuités entre orbites (nous interpolons temporellement les paramètres de correction) nous avons lissé les variations diurnes de ces paramètres solaires.

#### *Données nécessaires en entrée*

T	: Temps Calculé plus haut
J,M	: Date de prise de vue Jour/Mois
$\lambda_{ND}$	: Longitude du noeud descendant (sert uniquement au lissage des variations de la longueur du jour solaire et de la déclinaison)
$\lambda_p$	: Longitude relative (par rapport au noeud descendant) du point visé.
$\phi_p$	: Latitude du point observé.

#### *Calculs Intermédiaires*

HSM	: L'heure solaire moyenne.
HSV	: L'heure solaire vraie.
$\delta$	: La déclinaison solaire.
t	: L'angle "horaire"
J <sub>Julien</sub>	: Le jour Julien.
F <sub>liss</sub>	: Facteur de lissage des variations de $\delta$ et de t.

#### **Calcul de la déclinaison solaire $\delta$**

A partir de la date de prise de vue on calcule le jour julien, J<sub>Julien</sub>. On calcule également le facteur de lissage des variations des paramètres solaires F<sub>liss</sub>. En considérant que les équations de POSSOL, sont calculées à Midi (heure TU) on a:

$$F_{liss} = \frac{\left( \frac{T}{3600} - 1.5 - \frac{\lambda_{ND}}{15} \right)}{24} \quad (15)$$

La déclinaison solaire  $\delta$  se calcule alors simplement par :

$$\delta = \frac{\pi}{180} C_1 \sin(C_2(J_{Julien} + F_{liss}) - C_3) \quad (16)$$

Où  $C_1, C_2, C_3$  ont été calculées par interpolation des données astronomiques

$$C_1=23.4856, C_2=.9683, C_3=78.00878$$

### *Calcul de l'angle horaire t*

On commence par calculer l'heure solaire moyenne (ou heure locale) au point visé, **HSM**, par la relation :

$$\mathbf{HSM} = 10.5 + \frac{\mathbf{T}}{3600.} + \frac{\lambda_p}{15} \quad (17)$$

On corrige **HMS**, des variation de la longueur du jour au cours de l'année pour obtenir **HSV**, l'heure solaire "vraie" en utilisant :

$$\mathbf{HSV} = \mathbf{HSM} + \frac{C_1 \sin B + C_2 \sin C}{60} \quad (18)$$

avec :

$$B = \frac{\pi}{180} (C_3(J_{\text{Julien}} + F_{\text{Ils}}) - C_4) \quad (19)$$

$$C = \frac{\pi}{180} (C_5(J_{\text{Julien}} + F_{\text{Ils}}) + C_6) \quad (20)$$

Où  $C_1, C_2, C_3, C_4, C_5, C_6$ , ont été calculées par interpolation des données astronomiques

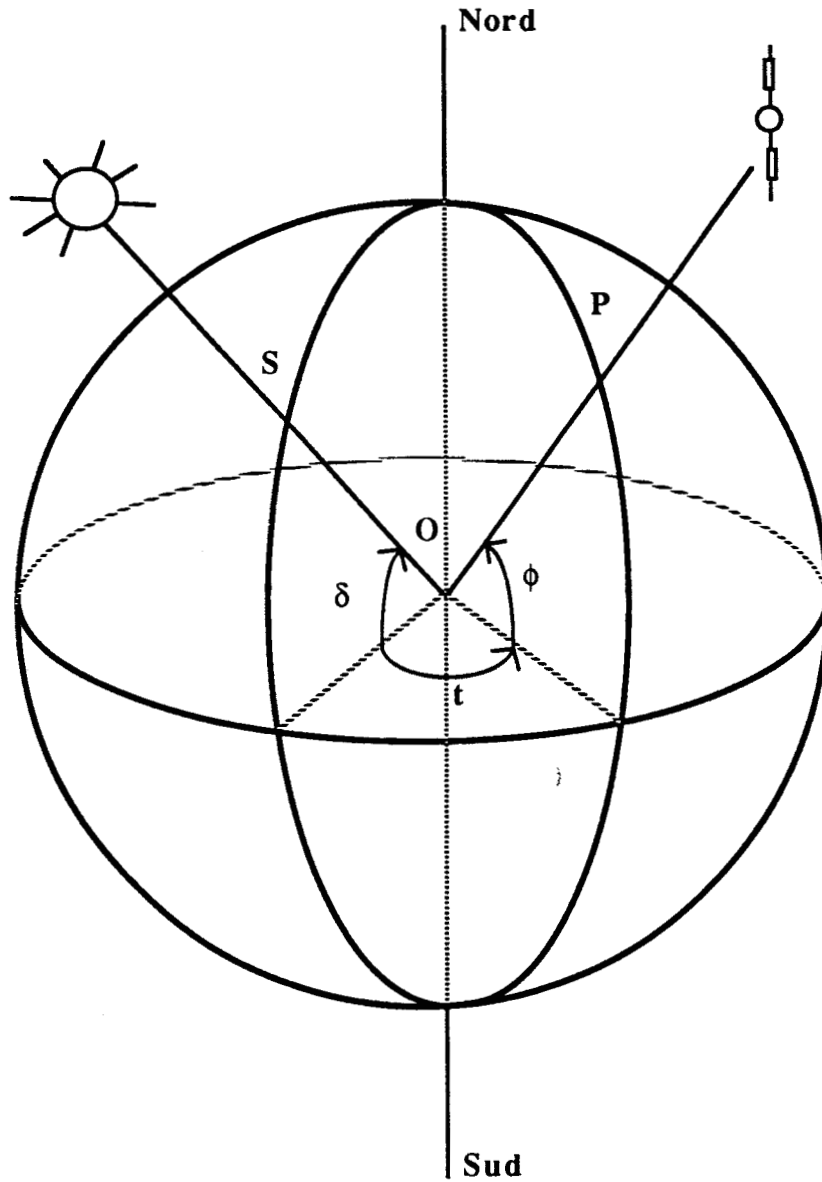
$C_1 = -7.67825$ ,  $C_2 = -10.09176$ ,  $C_3 = 1.00554$ ,  $C_4 = 6.28306$ ,  $C_5 = 1.93496$ ,  $C_6 = 23.3509$

Quand on connaît **HSV**, **t**, l'angle horaire s'exprime simplement par :

$$t = 15 \frac{\pi}{180} (\mathbf{HSV} - 12) \quad (21)$$



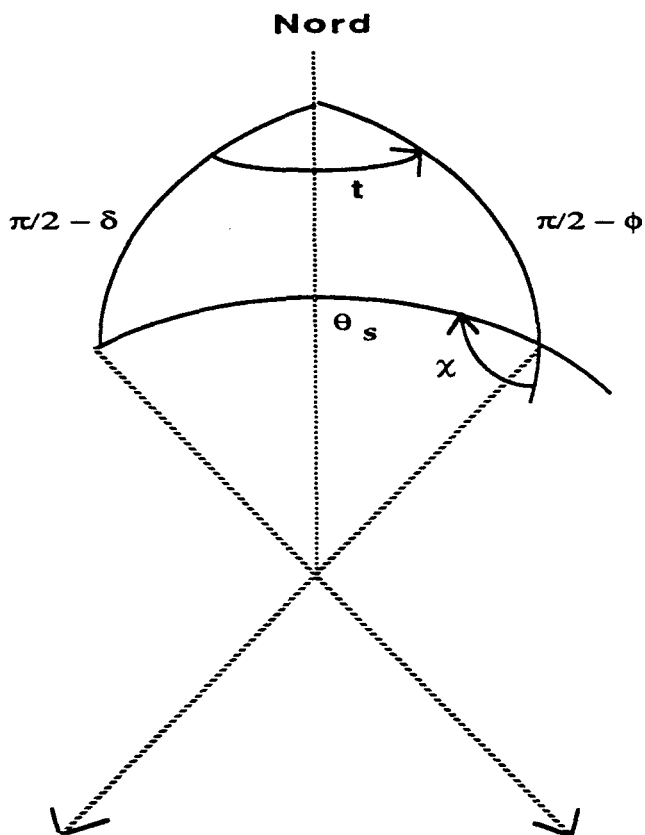
*Calcul de l'angle zénithal solaire  $\theta_s$*



Une fois  $t$  et  $\delta$  connus, on tire du schéma ci dessus une relation permettant de calculer l'angle zénithal solaire à partir de son cosinus et l'on a :

$$\theta_s = \text{Arccos}(\sin(\delta)\sin(\phi_p) + \cos(\delta)\cos(\phi_p)\cos(t)) \quad (22)$$

**Calcul de l'angle azimutal solaire  $\phi_s$**



Le schéma ci dessus donne la relation entre l'angle azimutal solaire mesuré à partir du sud,  $\chi$ , et les paramètres  $t$ ,  $\delta$  et  $\phi_p$ . L'utilisation des propriétés du triangle sphérique NSP nous donne le sinus et le cosinus de  $\chi$ .

$$\sin(\chi) = \cos(\delta) \frac{\sin(t)}{\sin(\theta_s)} \quad (23)$$

$$\cos(\chi) = \frac{-\cos(\phi_p)\sin(\delta) + \cos(\delta)\cos(t)}{\sin(\theta_s)} \quad (24)$$

On effectue le calcul de  $\chi$  par la fonction Arcsinus, en complétant la détermination à  $\pi$  près par l'utilisation du signe de  $\cos(\chi)$  (fonction Atan2 en FORTRAN 77).

Une fois  $\chi$  déterminé, on remonte à  $\phi_s$ , l'angle azimutal solaire pris par rapport au nord,

par ajout de  $\pi$  à  $\mathcal{X}$ .

## **ANNEXE III**

### **Interpolation Spatio-Temporelle des coefficients de Correction Atmosphérique**

# INTERPOLATION SPATIO-TEMPORELLE DES COEFFICIENTS DE CORRECTION ATMOSPHERIQUE

## 1) POSITION DU PROBLEME

La réflectance corrigée des effets d'atmosphère  $\rho_{ca}$  s'écrit :

$$\rho_{ca} = A \times L + B$$

On a vu les méthodes rapides et précises permettant de calculer A et B connaissant la géométrie du problème et les contenus en H<sub>2</sub>O et en O<sub>3</sub> (cf II.2). Une méthode d'inversion orbitographique permet à partir des coordonnées géographiques du pixel ( $\lambda'_p, \phi_p$ ) et du numéro de l'orbite de calculer les paramètres géométriques ( $\mu_s, \mu_v, \phi_s - \phi_v$ ). La latitude et la date nous permettent d'apprécier à partir des modèles moyens {16} et {19}, les contenus moyens en H<sub>2</sub>O et en O<sub>3</sub>.

Afin de minimiser encore le temps de traitement des données, on envisage de calculer A et B, en un point ( $\lambda'_p, \phi_p$ ) pour une orbite donnée, par interpolation linéaire spatiale dans une grille régulière en (latitude, longitude) calculée à la même orbite.

Dans la paragraphe 2), "Etude des problèmes spatiaux", on cherche le pas optimal en (latitude, longitude) des grilles de corrections atmosphériques. Ce pas doit permettre de minimiser le volume occupé par les grilles de correction, tout en garantissant une bonne précision. Pour calculer l'erreur sur A et B engendrée par l'interpolation spatiale, on part d'une grille régulière au pas de (0.25°; 0.25°) baptisée "grille fine". On calcule en chaque point de cette grille les paramètres de correction A et B. On échantillonne en latitude, longitude cette "grille fine" pour obtenir une "sous grille". On reconstruit par interpolation la "grille fine" à partir de la "sous grille". La simple comparaison du résultat obtenu à celui donné par la "grille fine" de départ, nous donne l'erreur introduite par l'interpolation. Nous sommes capable de préciser le volume mémoire occupé par la "sous grille", de donner le temps nécessaire à son calcul, et d'estimer le temps de calcul nécessaire à la correction d'une orbite complète SPOT4.

D'autre part, les variations des paramètres A et B entre des grilles d'orbites différentes ne dépendent que du temps, puisque le calcul de ces grilles se fait dans un repère lié au noeud descendant (les contenus en H<sub>2</sub>O et en O<sub>3</sub> ne variant géographiquement qu'en latitude). On peut donc envisager de calculer la grille nécessaire à la correction d'une orbite donnée par interpolation linéaire temporelle dans un ensemble de grilles séparées d'un nombre d'orbites constant.

Pour trouver le nombre d'orbites qui doit séparer les grilles de correction atmosphérique on étudie (paragraphe 3) l'erreur sur les paramètres de correction A et B, en un point donné,

introduite par l'interpolation linéaire à partir des coefficients A et B au même point calculés pour deux orbites équidistantes (en nombre d'orbites) donc quand cette erreur est proche du maximum prévisible.

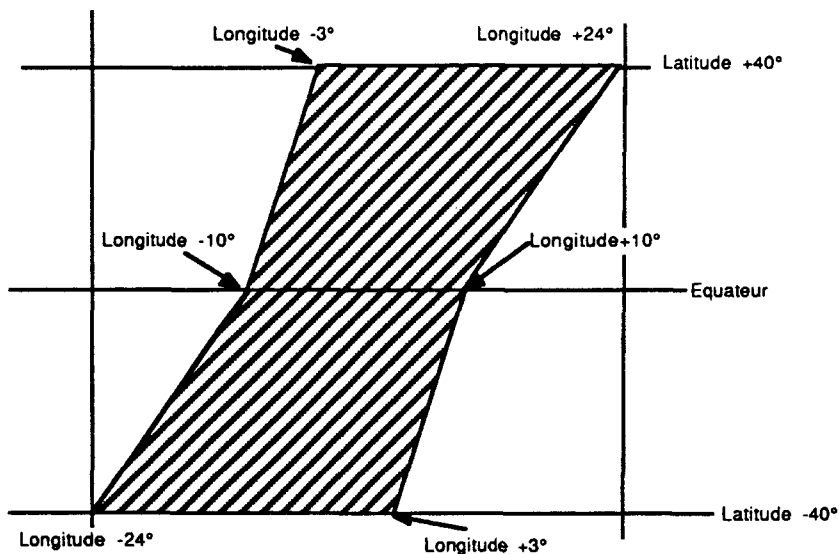
### **Précision**

L'erreur tolérable sur la réflectance corrigée atmosphériquement, due à l'interpolation spatiale et temporelle des paramètres de correction, s'inscrit dans le bilan d'erreur étudié dans le chapitre III, "Poste d'erreur global 'Atmosphère' ", sous la rubrique "erreurs liées au traitement sol". Il est assez délicat de fixer à priori la part acceptable des dégradations apportées par le "traitement sol". Il est clair qu'on doit chercher un compromis entre cette précision et la minimisation des volumes de stockage nécessaires et du temps de calcul. On s'est donné pour objectif des biais introduits (temporels ou basses fréquences) inférieur à 1‰ en  $\alpha$  et à  $1.10^{-3}$  en  $\beta$ .

## 2) ETUDE DE L'INTERPOLATION SPATIALE

### 2.1 Description de la grille fine

La grille fine de référence doit être représentative des contraintes du problème, donc contenir les points où l'erreur d'interpolation sera à priori maximum: en gros les points où les angles zénithaux solaire et de visée sont maximums dans la gamme où l'on établit la précision de la méthode ( $\mu_s; \mu_v = 0.5$ ). La "grille fine" est présentée sur le schéma suivant. Elle s'étend en latitude entre 40° Sud et 40° Nord et sa la largeur en longitude est déterminée par le champ de visée de l'instrument ( $\pm 55^\circ$ ), par l'angle d'inclinaison de l'orbite ( $98^\circ$ ) et par la vitesse du satellite (1 orbite  $\cong 101$ mn). Les pas de calcul en latitude et longitude sont ( $0.25^\circ, 0.25^\circ$ ).



### 2.2 Choix de l'orbite test

Le cadre géographique de la "grille fine" étant fixé, puisque les paramètres A et B varient également en fonction du numéro d'orbite (via  $\mu_s$  et  $\phi_s$ ), il nous faut choisir "l'orbite test" sur laquelle nous allons valider nos algorithmes d'interpolation spatiale. Pour ce faire, on a calculé pour différentes périodes "stratégiques" de l'année (solstice et équinoxe) les variations spatiales du terme  $\mu_s$ . Les figures 1a, 1b, 1c, 1d représentent le facteur  $1/\mu_s$  aux solstices d'hiver et d'été et aux équinoxes de printemps et d'automne. L'orbite test ne doit pas être choisie en Automne ou au Printemps où les variations spatiales de  $1/\mu_s$  ne sont pas suffisamment importantes, et il reste l'Été ou l'Hiver. Comme on se limite à des valeurs de  $\mu_s$  supérieures à 0.5 les deux cas sont équivalents. On choisit l'Hiver où le nombre de point répondant aux limites en  $\mu_s$  est plus important.

D'autre part, on peut envisager à priori de découpler  $\mu_s$ , (responsable d'une grosse partie des variations spatiales et temporelles) de **A** et **B**, en s'orientant donc vers une correction du type :

$$\rho_{ca}(i,j) = \mu_s(i,j) \times [A'(i,j)L^*(i,j) + B'(i,j)]$$

où  $\mu_s(i,j)$  serait interpolé dans une grille à pas spatial et temporel très serrés, les pas étant beaucoup plus lâches pour les grilles d'interpolation de **A'** et **B'**. On présente donc les variations spatiales de **A**, **B**, **A'** et **B'** pour "l'orbite test" choisie.

- Les figures 2a et 2b nous permettent d'apprécier les variations spatiales de **A** (ici dans le cas de  $B_0$ ). Il varie comme  $1/\mu_s$  donc plus rapidement en latitude qu'en longitude. On doit donc prévoir une interpolation plus fine de **A** en latitude qu'en longitude.

- L'intérêt du découplage de **A** en  $(1/\mu_s, A')$  est illustré par la figure 2c. On voit bien que le paramètre responsable de la variabilité de **A** est  $1/\mu_s$ , comme on pouvait s'y attendre.

- Pour **B** (toujours dans le cas de  $B_0$ ) la figure 3a donne un aperçu des variations spatiales. Les variations de **B** semblent un peu plus fortes en longitude qu'en latitude, mais les variations spatiales de **B'** (figure 3b) sont loin d'être faibles de sorte que le découplage est sans grand intérêt. On conservera donc une interpolation directe sur **A** et **B** et on étudiera les incertitudes engendrées par la méthode d'interpolation spatiale sur ces termes.



### 2.3 Interpolation et recherche du pas spatial

#### Sous grille

On part donc de la grille fine précédemment définie, sur laquelle on calcule en chaque point les paramètres de correction A et B. On échantillonne ensuite cette grille fine en prenant un pas en latitude  $P_{lat}$  et un pas en longitude  $P_{long}$ , (ces pas étant des multiples de  $0.25^\circ$ ). Les points de la sous grille sont alors définis par :

$$P(i,j) \in \text{Sous Grille} \Leftrightarrow (i \equiv 0 \pmod{P_{long}/0.25}) \wedge (j \equiv 0 \pmod{P_{lat}/0.25})$$

Il est à noter qu'il faut que cette sous grille "contienne" la grille fine, donc qu'elle soit plus large et plus longue; une étude de sensibilité a en effet montré qu'il ne faut jamais extrapoler les paramètres de corrections.

#### Interpolation

A partir de la "sous grille" ainsi obtenue on recalcule la grille fine, en interpolant linéairement les paramètres A et B. On recherche donc dans la "sous grille" les quatre "voisins" du point (i,j) de la "grille fine" à interpoler. Ces voisins ayant comme coordonnées (k;l),(k+1,l);(k;l+1),(k+1;l+1) la valeur au point (i,j) de la fonction F (F désignant A ou B) est alors:

$$\tilde{F}(i,j) = (1-t)(1-u)F(k,l) + t(1-u)F(k+1,l) + tuF(k+1,l+1) + (1-t)uF(k,l+1) \quad (1)$$

$$\text{avec} \quad t = (\text{Long}(i,j) - \text{Long}(k,l)) / P_{long}.$$

$$u = (\text{Lat}(i,j) - \text{Lat}(k,l)) / P_{lat}.$$

#### Recherche des Pas Optimaux

On commence d'abord par rechercher le pas maximum en latitude puis le pas maximum en longitude respectant la précision voulue (l'autre pas étant fixé à 1). On connaît alors pour une combinaison donnée des pas en latitude et longitude, l'erreur maximale commise par l'interpolation (cette erreur maximale est l'erreur par l'interpolation en longitude + l'erreur par l'interpolation en latitude). A partir de là, on a à résoudre un problème de maximum sous contrainte, le terme à maximiser étant le produit  $P_{lat} \times P_{long}$ .

Les pas sur A et B étant ainsi trouvés pour chaque canal, on cherche ensuite à mettre tous les pas dans un rapport entier de façon à minimiser les volumes disques puisqu'un certain nombre de paramètres sont indépendants du canal.

On vérifie enfin à l'issue de cette phase s'il n'y a pas de dégradation de la précision, en calculant exactement l'erreur lorsqu'on effectue les interpolations en longitude et en latitude en

même temps (formule (1)). Les pas et les erreurs à l'issue de cette dernière phase sont donnés  
Tableau I.

*Tableau 1*  
*Pas Spatiaux ,Pas Temporels , Erreurs d'interpolation*

Interpolation Temporelle		Interpolation spatiale			
Paramètres	Pas en Nombre d'orbites	Interpolation temporelle Erreur sur A Relatif [%]	Pas en Latitude	Pas en Longitude	Interpolation spatiale Erreur sur A Relatif [%]
A(B <sub>0</sub> )	80	0.75	1.5°	2°	0.88
A(B <sub>1</sub> )	80	0.78	1.5°	2°	1.37
A(B <sub>2</sub> )	80	0.79	1.5°	2°	1.48
A(B <sub>3</sub> )	80	0.76	1.5°	2°	1.25
A(Mir)	80	0.76	1.5°	2°	1.15
		Interpolation temporelle Erreur sur B Absolu [10 <sup>-3</sup> ]			Interpolation spatiale Erreur sur B Absolu [10 <sup>-3</sup> ]
B(B <sub>0</sub> )	320	1.54	4.5°	2°	1.31
B(B <sub>1</sub> )	320	0.80	6.0°	2°	1.12
B(B <sub>2</sub> )	480	1.00	9.0°	2°	1.00
B(B <sub>3</sub> )	800	0.96	12°	4°	0.62

### 3) ETUDE DE L'INTERPOLATION TEMPORELLE

#### 3.1 Choix du point test

- Le point sera celui où les contraintes sont les plus fortes
- Plus forte variation de  $\mu_s$  ( $\mu_s$  restant supérieur à 0.5)
- Plus forte amplitude des paramètres A et B ( $\mu_v$  maximum)

On retient le point  $(i,j) = (115,74)$  (Longitude = - 5.5°, Latitude = 31.25°) et on étudie les variations temporelles de A et B en ce point autour du 21 décembre.

Les figures 4a et 4b représentent les variations des paramètres de correction A et B( au point test considéré, en fonction du n° d'orbite pour le canal B<sub>0</sub> (l'orbite 1 est au 1er décembre, et passe par le méridien de Greenwich, à l'équateur).

- Pour B, les pas d'interpolation temporelle seront plus élevés pour B<sub>2</sub> et B<sub>3</sub> que pour B<sub>0</sub> et B<sub>1</sub> puisque l'incertitude tolérable est une incertitude absolue et que B décroît avec la longueur d'onde (en  $\lambda^{-4}$ ).

- Pour A, les résultats trouvés pour B<sub>0</sub> seront conservés sur B<sub>1</sub>, B<sub>2</sub>, B<sub>3</sub> et Mir, le principal facteur responsable de la variation temporelle étant  $\frac{1}{\mu_s}$ .

#### 3.2 Résultats

La méthode est simple. On interpole linéairement le paramètre considéré (A ou B) à partir de calculs séparés d'un nombre d'orbite N<sub>orb</sub>. Connaissant la contrainte, on déduit N<sub>orb</sub> au point test. On ramène ensuite les différents pas temporels dans un rapport entier, et on recalcule l'erreur maximale. Les Résultats sont donnés dans le tableau 1.

## Figures

- 1a) Variations spatiales de  $1/\mu_s$  , Hiver
- 1b) Variations spatiales de  $1/\mu_s$  , Eté
- 1c) Variations spatiales de  $1/\mu_s$  , Automne
- 1d) Variations spatiales de  $1/\mu_s$  , Printemps
- 2a,2b) Variations spatiales de A
- 2c) Variations spatiales de  $A' = A \times \mu_s$
- 3a) Variations spatiales de B
- 3b) Variations spatiales de  $B' = B \times \mu_s$
- 4a) Variations Temporelles de A  
(latitude=35.,longitude=5.5,orbite 0 au 1 décembre)
- 4b) Variations Temporelles de B  
(latitude=35.,longitude=5.5,orbite 0 au 1 décembre)

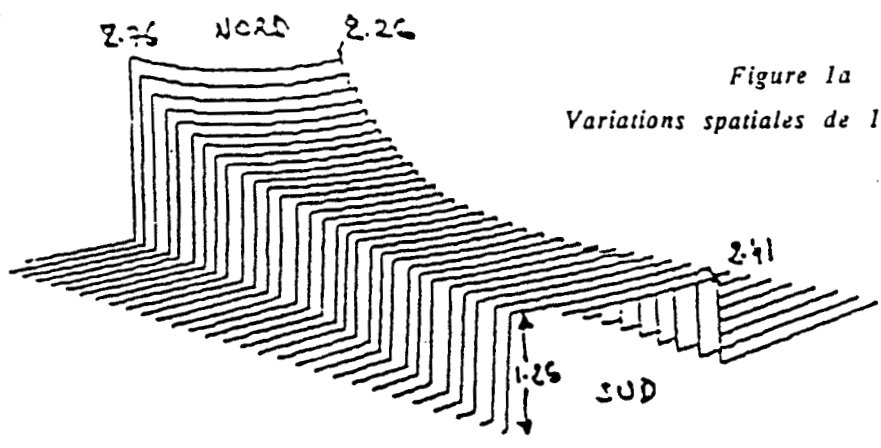


Figure 1a  
Variations spatiales de  $1/\mu_s$ , Hiver 9

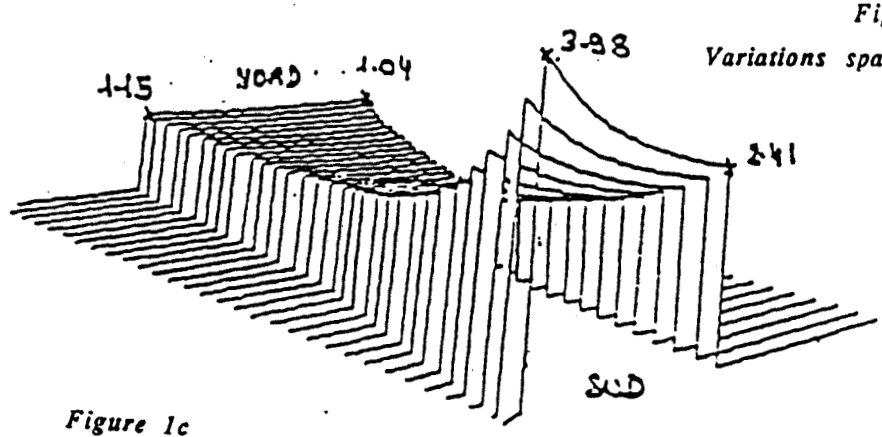


Figure 1b  
Variations spatiales de  $1/\mu_s$ , Eté

Figure 1c  
Variations spatiales de  $1/\mu_s$ , Automne

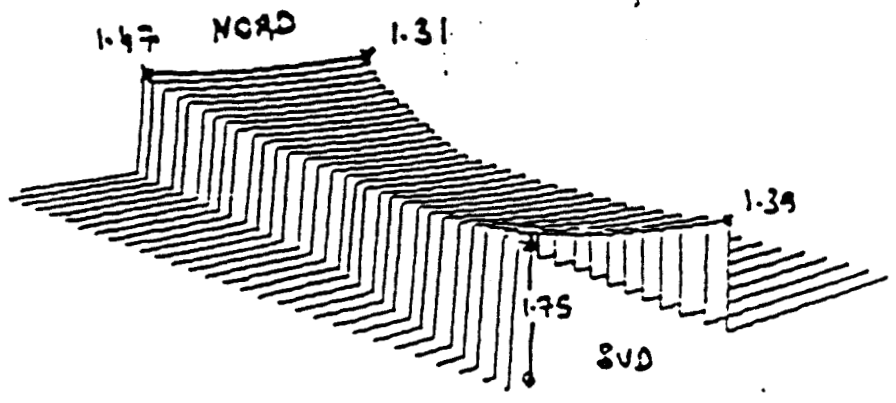


Figure 1d  
Variations spatiales de  $1/\mu_s$ , Printemps

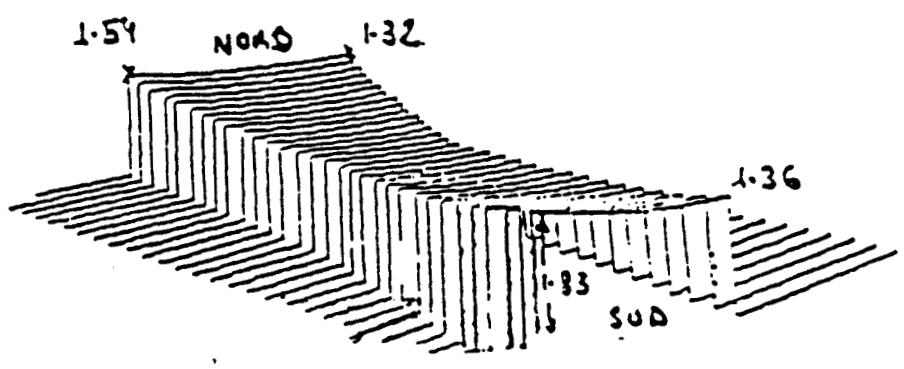


Figure 2a  
Variations spatiales de A

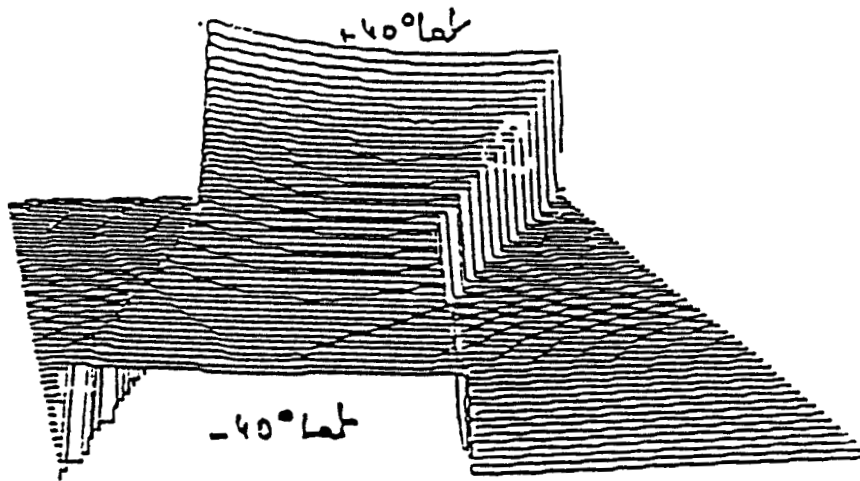


Figure 2b  
Variations spatiales de A

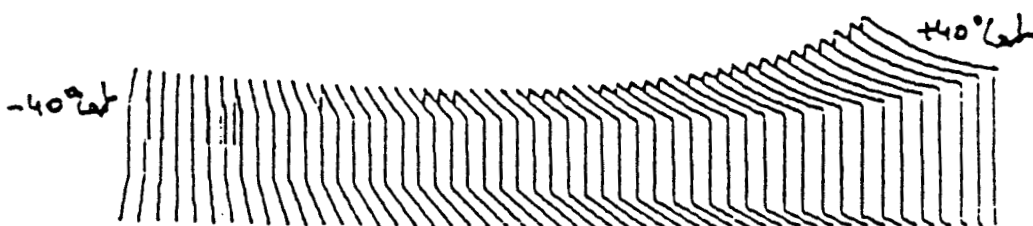


Figure 2c  
Variations spatiales de  $A' = A \times \mu_s$

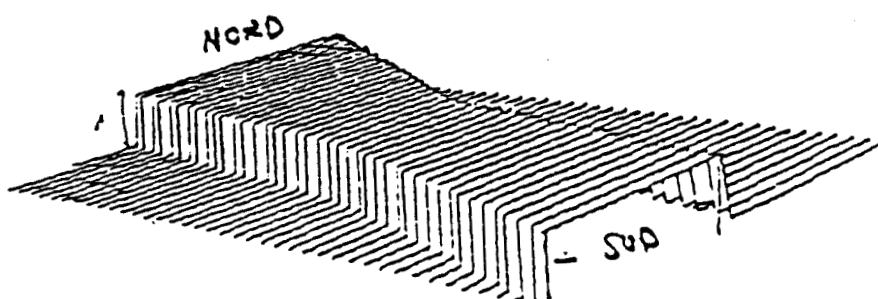


Figure 3a  
Variations spatiales de B

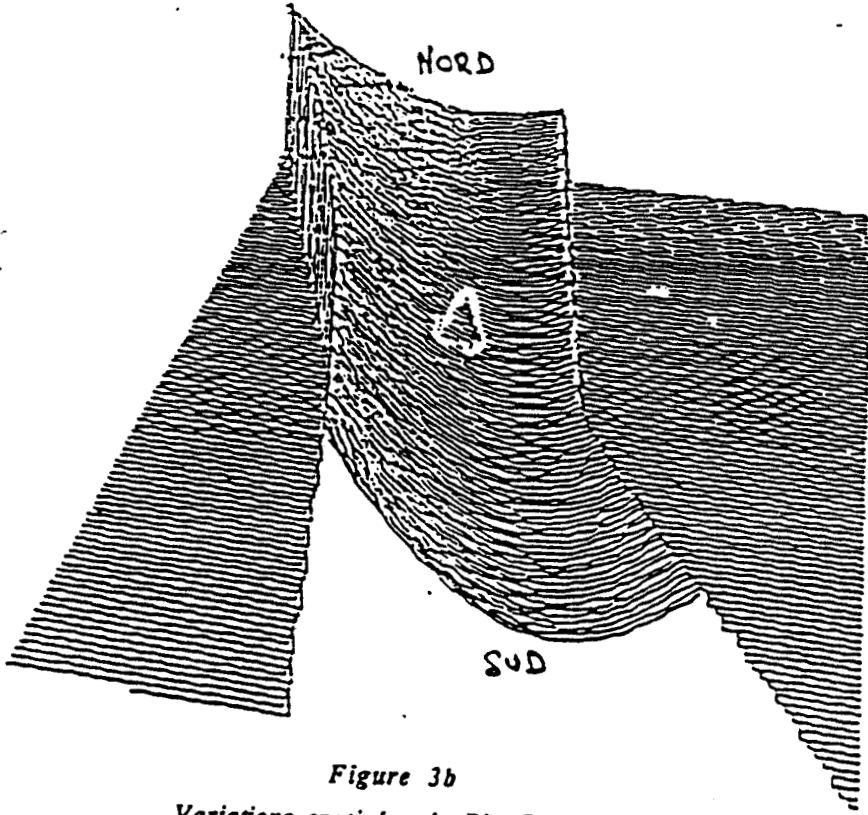


Figure 3b  
Variations spatiales de  $B' = B \times \mu_s$

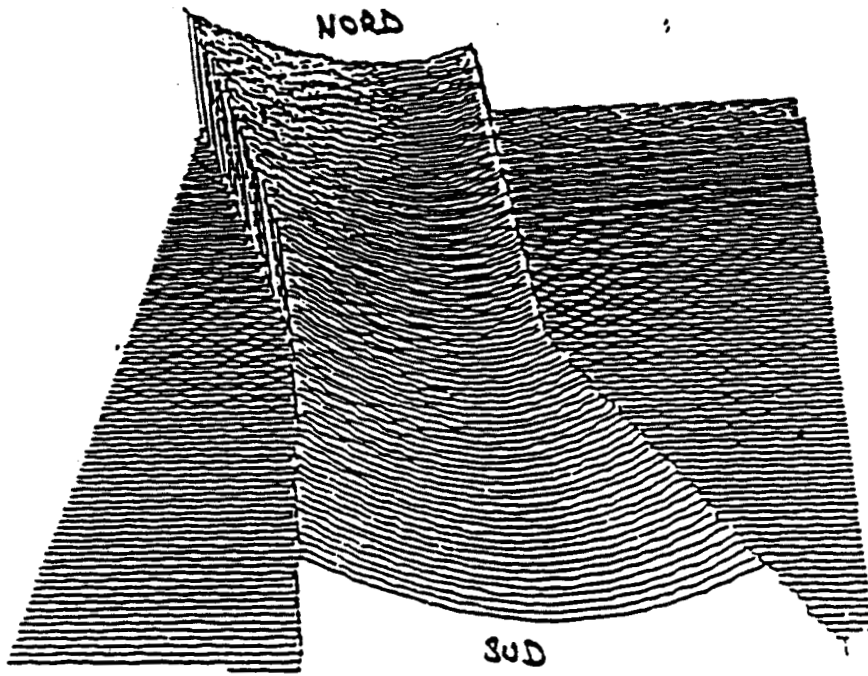


Figure 4a  
 Variations Temporelles de A  
 (latitude=35.,longitude=5.5,orbite 0 au 1 décembre)

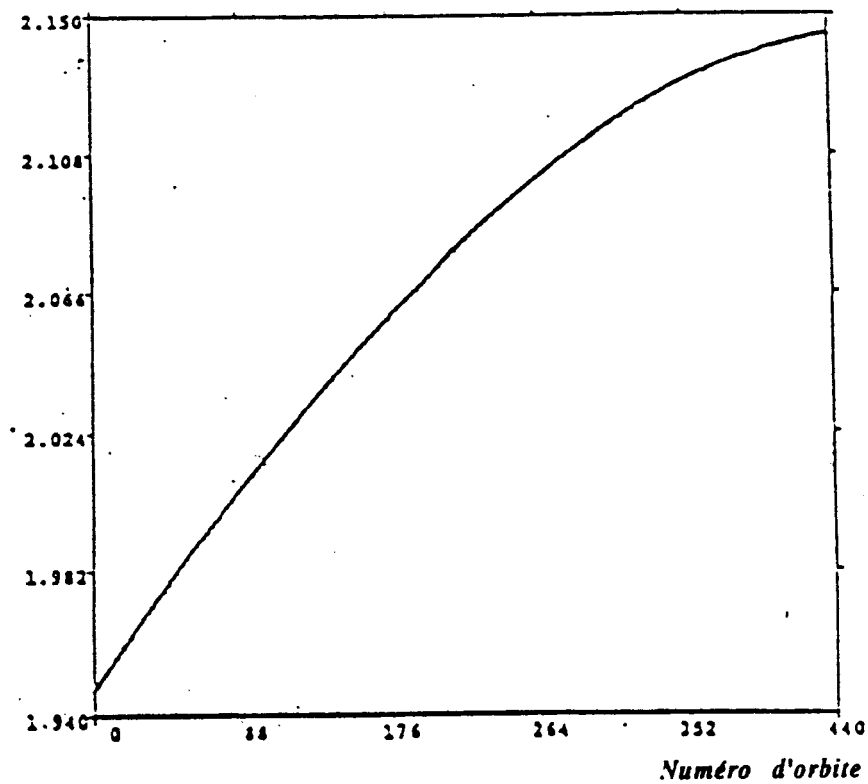
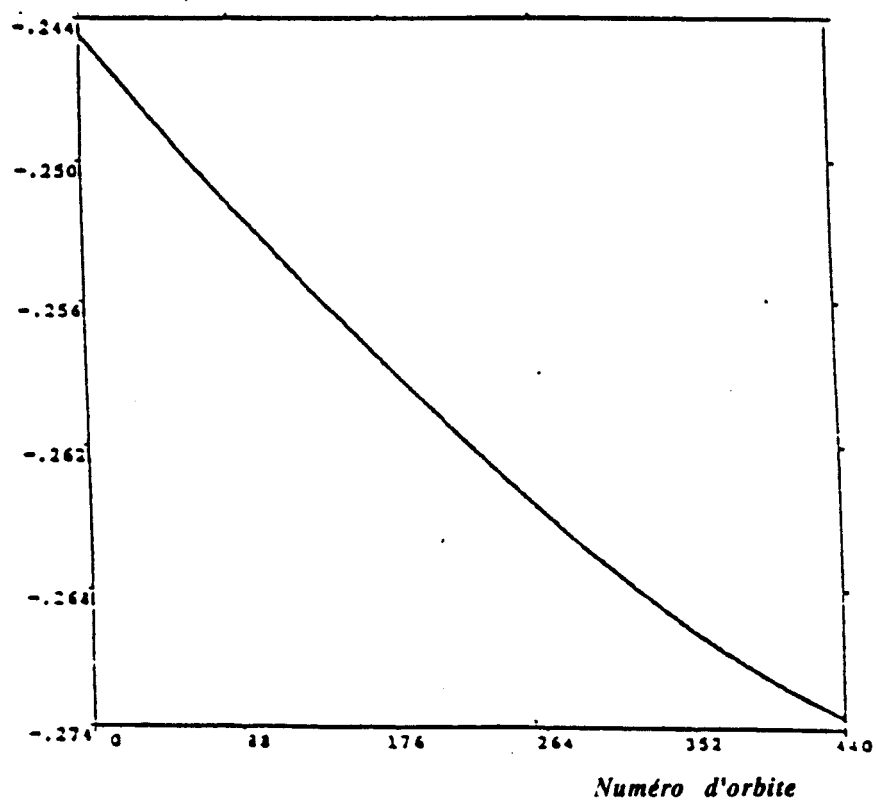


Figure 4b  
 Variations Temporelles de B  
 (latitude=35.,longitude=5.5,orbite 0 au 1 décembre)







## ANNEXE IV

# Détail du calcul des biais induits par la correction atmosphérique

## Détail du calcul des biais induits par la correction atmosphérique

### 1) Biais reliés à la Modélisation

#### 1.1) Transmission Gazeuse

##### 1.1.1) Manque de données spectroscopiques

La transmission gazeuse est calculée de manière "exacte" à l'aide de données spectroscopiques (utilisées par 5S et LOWTRAN). Ces données sont entachées d'erreurs de mesure et pour rendre compte de cette incertitude nous avons calculé une centaine de fois le facteur de transmission gazeuse en faisant subir aux données (largeurs et intensités des raies d'absorption) des variations aléatoires de  $\pm 10\%$ . Cette opération a été répétée pour six conditions typiques,

- **mlwna** : Conditions d'atmosphères ( $U_{H_2O}, U_{O_3}$ ) correspondant à des latitudes moyennes en Hiver , ( $\theta_s=60^\circ$ ), avec visée au nadir ( $\theta_v=0^\circ$ ).
- **mlw60** : Conditions d'atmosphères ( $U_{H_2O}, U_{O_3}$ ) correspondant à des latitudes moyennes en Hiver , ( $\theta_s=60^\circ$ ), avec visée en bord de champ ( $\theta_v=60^\circ$ ).
- **mlsna** : Conditions d'atmosphères ( $U_{H_2O}, U_{O_3}$ ) correspondant à des latitudes moyennes en Eté , ( $\theta_s=30^\circ$ ), avec visée au nadir ( $\theta_v=0^\circ$ ).
- **mls60** : Conditions d'atmosphères ( $U_{H_2O}, U_{O_3}$ ) correspondant à des latitudes moyennes en Eté , ( $\theta_s=30^\circ$ ), avec visée en bord de champ ( $\theta_v=60^\circ$ ).
- **trona** : Conditions d'atmosphères ( $U_{H_2O}, U_{O_3}$ ) correspondant à des latitudes tropicales , ( $\theta_s=30^\circ$ ), avec visée au nadir ( $\theta_v=0^\circ$ ).
- **tro60** : Conditions d'atmosphères ( $U_{H_2O}, U_{O_3}$ ) correspondant à des latitudes tropicales , ( $\theta_s=30^\circ$ ), avec visée en bord de champ ( $\theta_v=60^\circ$ ).

On calcule alors des coefficients  $\alpha$  et  $\beta$  qui permettent alors suivant le niveau de luminance de déterminer l'erreur induite sur la réflectance corrigée :

$$\alpha = \frac{\Delta A}{A} = \frac{\Delta T_{g_{tot}}}{T_{g_{tot}}}$$

$$\beta = \left( \frac{\Delta T_{g_{H_2O}}}{T_{g_{H_2O}}} - \frac{\Delta T_{g_{tot}}}{T_{g_{tot}}} \right) \times B$$

$$\text{où } T_{g_{tot}} = T_{g_{H_2O}} T_{g_{O_3}} T_{g_{CO_2}} T_{g_{O_2}}$$

Le tableau (1) donne à titre d'exemple pour B<sub>3</sub>, pour chaque condition, les incertitudes  $\frac{\Delta T_{g_{tot}}}{T_{g_{tot}}}$  et  $\frac{\Delta T_{g_{H_2O}}}{T_{g_{H_2O}}}$  ainsi que les valeurs de B,  $\alpha$  et  $\beta$ . On déduit du tableau (1) les valeurs de BBF, BST, et BSC en terme de  $\alpha$  et  $\beta$  (tableau (2)). Finalement on présente tableau (3) pour  $\alpha$  et  $\beta$ , les valeurs de BBF, BST et BSC, pour chaque canal de SPOT<sub>4</sub>.

Tableau (1)

Biais introduits par l'incertitude sur les données spectroscopiques  
Canal B<sub>3</sub>

Conditions	$\frac{\Delta T_{g_{tot}}}{T_{g_{tot}}}$ (‰)	$\frac{\Delta T_{g_{H_2O}}}{T_{g_{H_2O}}}$ (‰)	B	$\alpha$ (‰)	$\beta$ (10 <sup>-3</sup> )
(1) mlsna	1.96	1,68	0,00824	1.96	0,0023
(2) mls60	2.70	2,38	0,02635	2.70	0,0084
(3) mlwna	0.85	0,95	0,00642	0.85	0,0006
(4) mlw60	1.17	0,91	0,01277	1.17	0,0034
(5) trona	2.06	1,69	0,00668	2.06	0,0025
(6) tro60	2.29	2,3	0,01345	2.29	0,0001

Tableau (2)

Calcul des grandeurs BSC, BST, BBF sur  $\alpha$  et  $\beta$   
dues à l'incertitude sur les données spectroscopiques  
Canal B<sub>3</sub>

Conditions	$\alpha$ [‰]	BST [‰]	$\sqrt{3}$ BBF [‰]	$\beta$ [10 <sup>-3</sup> ]	BST [10 <sup>-3</sup> ]	$2\sqrt{3}$ BBF [10 <sup>-3</sup> ]
(1) mlsna	1.96	(1) - (3)	(1) - (2)	0,0023	(1) - (3)	(1) - (2)
(2) mls60	2.70	1.11	-0.74	0,0084	0.0017	-0,0061
(3) mlwna	0.85	(2) - (4)	(3) - (4)	0,0006	(2) - (4)	(3) - (4)
(4) mlw60	1.17	1.53	-0.32	0,0034	0.0050	-0,0028
(5) trona	2.06		(5) - (6)	0,0025		(5) - (6)
(6) tro60	2.29		-0.13	0,0001		0,0024

Tableau (3)

Biais BSC,BST,BBF sur  $\alpha$  et  $\beta$  engendrés par l'incertitude sur les données spectroscopiques

Canal	BSC		BST		2√3 BBF	
	$\alpha$ [‰]	$\beta$ [10 <sup>-3</sup> ]	$\alpha$ [‰]	$\beta$ [10 <sup>-3</sup> ]	$\alpha$ [‰]	$\beta$ [10 <sup>-3</sup> ]
B <sub>0</sub>	0	0	0	0	0	0
B <sub>1</sub>	0,13	0	0,43	0,0027	0,19	0,0036
B <sub>2</sub>	0,52	0,0014	0,68	0,0026	0,10	0,0038
B <sub>3</sub>	0,85	0,0001	1,53	0,0051	0,74	0,0061
Mir	0,44	0	0,48	0,0003	0,39	0,0004

Le canal B<sub>0</sub> est très peu affecté par les incertitudes sur les données spectroscopiques, car il est très peu contaminé par les absorbants gazeux. L'erreur induite par les incertitudes sur les données spectroscopiques est surtout importante pour  $\alpha$ ; cela est du au fait que c'est surtout H<sub>2</sub>O qui contamine les canaux (cf B<sub>3</sub>) et que cette sources d'erreur ne se reporte pas sur le terme  $\beta$ , puisque les molécules sont situées au dessus de la vapeur d'eau.

#### 1.1.2) Formulation approchée de de T<sub>g</sub>

On a vu que pour réduire le temps de calcul des transmissions gazeuses, on appliquait une formule de calcul approchée du type :

$$T_{g_{i,j}} = \frac{1}{1 + a_{i,j}(U_j \times M)^{b_{i,j} + c_{i,j} \times \ln(U_j \times M)}} \quad (39)$$

où  $a_{i,j}, b_{i,j}, c_{i,j}$  sont ajustés par la méthode des moindres carrés en comparant les résultats de la formule approchée à ceux des calculs exacts.

L'ajustement n'étant pas parfait, il s'ensuit un biais qui dépend de la masse d'air multipliée par le contenu intégré en absorbant. On a donc étudié pour chaque bande spectrale et chaque absorbant les biais systématiques temporels, basse fréquence et constant induits sur les coefficients de correction atmosphérique. On a procédé en calculant les biais pour les différents cas explicités au §1.1.1 (mlsna,mls60,...). Les biais  $\beta$  et  $\alpha$  ainsi obtenus pour les différents canaux de SPOT4 sont présentés dans le tableau (4).

**Tableau (4)**

Biais BSC,BST,BBF sur  $\alpha$  et  $\beta$  due à l'utilisation de la formule simplifiée (39)

Canal	BSC		BST		2 $\sqrt{3}$ BBF	
	$\alpha$ [‰]	$\beta$ [10 <sup>-3</sup> ]	$\alpha$ [‰]	$\beta$ [10 <sup>-3</sup> ]	$\alpha$ [‰]	$\beta$ [10 <sup>-3</sup> ]
B0	-0,01	0,0008	0,03	0,0033	0,01	0,0037
B1	-0,40	0,013	0,96	0,0336	1,00	0,0328
B2	0,63	0,0129	1,99	0,0397	1,19	0,0204
B3	-0,10	0,0031	3,69	0,0348	0,8	0,0302
Mir	0,59	0,0002	5,18	0,0005	1,04	0,0004

Ce tableau montre la très bonne précision de notre formule simplifiée de  $T_g$ . Les biais systématiques constants sont faibles (on peut même envisager de les annuler en posant  $Tg'_{B_i} = Tg_{B_i} \times (1+BSC_{B_i})$ ). Les biais ne sont importants que dans les canaux B3 et Mir, mais ils restent très inférieurs à biais induits par l'incertitude sur les contenus en H<sub>2</sub>O et en O<sub>3</sub>.

## 1.2) Calcul de la diffusion moléculaire

### 1.2.1) Incertitude sur le facteur de dépolarisation $\delta$

Le facteur de dépolarisation du rayonnement  $\delta$  (du à l'anisotropie des molécules) est déterminé expérimentalement et est entaché d'une incertitude relative de  $\pm 50\%$ . Cette incertitude se répercute sur le calcul de la diffusion moléculaire avec un poids qui dépend des conditions d'observations. Il en résulte un biais systématique constant, mais aussi un biais temporel (Variations de  $\theta_s$ ) et un biais basse fréquence (Variations de  $\theta_v$ ). Ces biais n'interviennent que sur le terme  $\beta$  par l'intermédiaire la réflectance moléculaire  $\rho_R$ . La méthode de calcul de ces biais pour les différentes bandes spectrales est présentée tableau (5) dans le cas du canal B0. On étudie 3 conditions de prises de vue différentes, (précisées colonnes 2,3 et 4 du tableau); on en déduit les biais  $\beta = \frac{\Delta \rho_R}{T_{GH_2O}}$  (en prenant pour  $T_{GH_2O}$  un modèle adapté, ici pour B0  $T_{GH_2O}=1$ ) dus à l'incertitude sur  $\delta$  (on a pris ici  $\delta_0=0.00695$  et  $\delta_1=0.02085$ ) et on en tire enfin les valeurs des biais systématique constant, temporel et basse fréquence, comme l'illustre le tableau (5). Le tableau (6) résume les résultats pour l'ensemble des canaux de SPOT4.

**Tableau (5)**  
Erreurs Absolus sur  $\rho_R$  due à l'incertitude sur  $\delta$

Canal B0			
	$\theta_s = 60^\circ$ $\theta_v = 0^\circ$ mlwna (1)	$\theta_s = 60^\circ$ $\theta_v = 60^\circ$ $\phi = 0^\circ$ mlw60 (2)	$\theta_s = 30^\circ$ $\theta_v = 60^\circ$ $\phi = 0^\circ$ mls60 (3)
$\rho_R(\delta_0)$	.10118	.32243	0.163047
$\rho_R(\delta_1)$	.10132	.32021	0.162246
$T_{GH_2O}$	1.	1.	1.
$\beta = \frac{(\rho_R(\delta_0) - \rho_R(\delta_1))/2}{T_{GH_2O}}$	- $7.10^{-5}$	$1.11.10^{-3}$	$4.005.10^{-4}$
$\sqrt{3} \text{ BBF} / \text{BST}$	$1.18.10^{-3}$		$7.095.10^{-4}$

**Tableau (6)**  
Biais  $\beta$  due à l'incertitude sur  $\delta$

Canal	$\beta$ BSC ( $10^{-3}$ )	$\beta$ BST ( $10^{-3}$ )	$\beta$ $2\sqrt{3}$ BBF ( $10^{-3}$ )
B <sub>0</sub>	0,07	0,71	1,18
B <sub>1</sub>	0,03	0,31	0,52
B <sub>2</sub>	0,02	0,16	0,27
B <sub>3</sub>	0,01	0,05	0,09
Mir	0	0	0,01

Les biais engendrés sont très faibles et décroissent avec la longueur d'onde en  $\lambda^{-4}$

#### 1.2.2) Formule approchée de calcul (Chandrasekhar)

Le calcul exact de la diffusion moléculaire est réalisé par la méthode des Ordres Successifs de diffusion, mais son utilisation dans le calcul du paramètre B est prohibée par le temps de calcul trop important qu'elle nécessite ( prise en compte des diffusions multiples ). Une méthode approchée a donc été développée, qui tient compte des diffusions multiples de manière semi-empirique. Des biais sont donc introduits par cette approximation.. Leur valeur dépend des conditions géométriques et de l'épaisseur optique moléculaire  $\tau_R$ . On a comparé le calcul "exact" de  $\rho_R$  (par les O.S) et celui effectué par la méthode approchée pour les mêmes conditions géométriques (1),(2),(3) utilisées dans le calcul des biais du paragraphe précédent. Le tableau (7) donne les résultats des  $\beta$  BSC, BBF, BST pour SPOT<sub>4</sub> .

**Tableau (7)**  
Biais Absolus sur  $\beta$  due à l'utilisation de la formule approchée

Canal	$\beta$ BSC ( $10^{-3}$ )	$\beta$ BST ( $10^{-3}$ )	$\beta$ $2\sqrt{3}$ BBF ( $10^{-3}$ )
B <sub>0</sub>	-0,06	0,48	1,12
B <sub>1</sub>	0,1	0,31	0,56
B <sub>2</sub>	-0,02	0,1	0,17
B <sub>3</sub>	0	0,01	0,01
Mir	0	0	0

Les biais obtenus sont très faibles et démontrent la qualité de notre formulation approchée: les biais de modélisation sont inférieurs à ceux engendrés par l'incertitude sur  $\delta$ .



### 1.3) Linéarisation du signal (équation 35)

Dans le cas des corrections sur terres émergées, on découple les couches Rayleigh et Aérosols+Sol, suivant la formule (35). Cette formule serait exacte si la réflectance de l'ensemble Aérosols+Sol était lambertienne et si les couches Rayleigh et Aérosols étaient séparées. Cette approximation est justifiée au dessus des terres où la réflectance de surface vaut en règle générale plus de 10%, mais reste entachée d'une erreur.

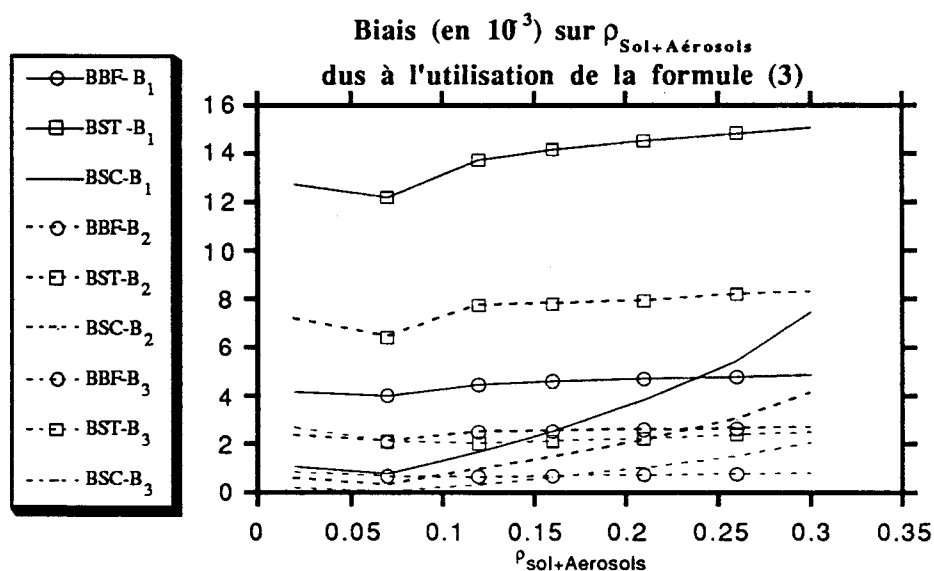
Pour apprécier la valeur des biais introduit par cette modélisation, nous avons successivement calculé par les O.S la réflectance:

- (1) - du système réel Atmosphère-Sol, avec un mélange réaliste Aérosols + Molécules (échelles de hauteur de 8km pour les molécules et de 2km pour les Aérosols)
- (2) - puis celle du produit recherché, c'est à dire une couche d'Aérosols purs au dessus du sol.
- (3) - enfin les termes  $\rho_R$  et  $T_R$ , en considérant une couche de moléculaire pure (sur sol noir)

On a reconstitué le signal, suivant l'équation (35), à partir des deux dernières exploitations et comparé au résultat (35) exact. Nous avons utilisé un modèle d'Aérosols Continental (des calculs annexes ont montré que les biais étaient peu sensibles au modèle d'Aérosols). En nous basant sur une année de mesures réalisées à Carpentras, nous avons considéré une épaisseur optique moyenne des Aérosols de 0.15 (à  $\lambda=0.55\mu\text{m}$ ), pouvant varier spatialement et temporellement de  $\pm 50\%$  en relatif. On a calculé les biais pour les géométries (1),(2),(3) utilisées en 3.2.1, et pour différentes réflectances de surfaces.

Le tableau (8) donne pour  $B_1$  et pour une réflectance de surface de 25%, le principe de calcul des grandeurs BST,BSC,BBF à partir des comparaisons au cas exact. La figure (1) résume les valeurs des différents biais en fonction de la réflectance de surface, pour chaque canal de Végétation.

Figure 1



**Tableau (8)**  
 Calcul des Biases due à l'utilisation de la formule (35)  
 Canal B<sub>1</sub> en 10<sup>-3</sup>

	$\theta_s = 30^\circ \phi = 0^\circ$				$\theta_s = 60^\circ \phi = 0^\circ$			
	$\tau_A = 0.23$		$\tau_A = 0.075$		$\tau_A = 0.23$		$\tau_A = 0.075$	
	$\theta_v = 0^\circ$	$\theta_v = 60^\circ$	$\theta_v = 0^\circ$	$\theta_v = 60^\circ$	$\theta_v = 0^\circ$	$\theta_v = 60^\circ$	$\theta_v = 0^\circ$	$\theta_v = 60^\circ$
$\Delta\rho_{S+A}$ (OS-(3))	-6.52	-14.49	-5.46	-9.05	-12.09	-25.08	-7.93	-14.69
$2\sqrt{3}$ BBF ( $\theta_v$ )	7.97		3.59		12.99		6.76	
$2\sqrt{3}$ BBF /BST (Aérosols)		-1.06	-5.44			-4.16	-10.39	
BST ( $\theta_s$ )	5.57	10.59	2.47	5.64				
$2\sqrt{3}$ BBF (total)	$16.63 = \sqrt{(-10.39)^2 + (12.99)^2}$							
BST (total)	$14.84 = \sqrt{(-10.39)^2 + (10.59)^2}$							

#### 1.4) Incertitude sur les paramètres géométriques

Une incertitude sur  $\mu_s$ , induit de manière proportionnelle une incertitude sur le paramètre A, et donc un biais systématique constant  $\alpha$ . La valeur de l'incertitude sur  $\mu_s$  a été estimée en prenant comme hypothèse une incertitude sur la localisation du noeud ascendant de  $\pm 2\text{km}$  ( $0.04^\circ$  de longitude à  $35^\circ$  de latitude). On établit alors que le biais systématique constant  $\alpha$  est égal à  $0.7\text{‰}$ .

### 1.5) Absence d'un modèle de Relief

Enfin notre correction systématique ne prend pas en compte l'altitude du lieu, et les calculs de  $\rho_R$  sont faits à une pression standard. Si l'on annonce les limites de validité de notre correction pour des altitudes entre 0 et 400m, l'incertitude sur la pression au sol est de  $\pm 20$ mb (la pression à laquelle est faite notre correction correspondant à une altitude de 200m). Cette incertitude sur la pression au sol se répercute sur l'épaisseur optique Rayleigh, et donc de manière quasi proportionnelle sur  $B$ . Cette source d'erreur introduit par l'intermédiaire de  $\beta$  un biais systématique constant et un biais systématique temporel (du aux variations de l'incidence solaire) dont on a reporté les valeurs tableau (9) pour chaque bande spectrale.

Tableau (9)

Biais  $\beta$  due à l'absence d'un modèle de relief

Canal	$\beta$ BSC ( $10^{-3}$ )	$\beta$ BST ( $10^{-3}$ )
B0	3,37	3,03
B1	1,58	1,53
B2	0,82	0,82
B3	0,29	0,28
Mir	0,02	0,02

## 2) Variabilité des paramètres atmosphériques

### 2.1) Contenus intégrés en $H_2O$ et en $O_3$ (spatio-temporelle)

On utilise dans notre correction une climatologie des contenus intégrés en  $H_2O$  ( $UH_2O$ ) et en  $O_3$  ( $UO_3$ ), qui donne par bandes de latitude de  $10^\circ$  les contenus moyens pour chaque mois de l'année. Il faut savoir que ces contenus subissent des variations temporelles à des échelles très inférieures à un mois et spatiales à l'échelle de 2000km. Des études ponctuelles (Carpentras, Niamey) permettent de fixer l'ampleur de ces variations. On a considéré sur la base des résultats de ces études que les variations temporelles et spatiales (dans le champ de l'instrument) de  $UH_2O$  étaient de  $\pm 60\%$ . En ce qui concerne  $UO_3$ , ce contenu varie peu spatialement et temporellement et nous avons fixé la limite des variations spatio-temporelles non prises en compte par le modèle à  $\pm 10\%$  en relatif. Les  $BST$  et  $BBF$  ainsi induits (via les transmissions gazeuses, donc les coefficients  $A$  et  $B$ , et se répercutant en  $\alpha$  et  $\beta$ ) ont été étudiés comme au §3.1.1 en partant de calculs sur 6 cas typiques (mlsna, mlwna, mls60, mlw60, trona, tro60), et en

retenant la solution la plus contraignante. Les résultats sont présentés tableau (10).

**Tableau (10)**

Biais BSC,BST,BBF sur  $\alpha$  et  $\beta$  due à la variation spatio-temporelle des contenus en  $H_2O$  et  $O_3$

Canal	BST		$\sqrt{3}$ BBF	
	$\alpha$ [‰]	$\beta$ [ $10^{-3}$ ]	$\alpha$ [‰]	$\beta$ [ $10^{-3}$ ]
B0	0,73	0,2656	0,73	0,2656
B1	14,02	2,0562	14,02	2,0562
B2	17,52	1,1663	17,52	1,1663
B3	33,47	0,0018	33,47	0,0018
Mir	21,73	0	21,73	0

## 2.2) Pression au sol (spatio-temporelle)

La pression atmosphérique varie temporellement pour un lieu donné. Puisqu'on a considéré la pression constante dans nos calcul, il s'ensuit un biais systématique temporel  $\beta$  sur B. La pression au sol varie également spatialement à l'échelle de 2000km (par exemple présence d'un anticyclone sur l'image) et ne tenant pas compte de ces variations, il en résulte un biais basse fréquence  $\beta$  sur B. On a considéré une variation spatio temporelle de la pression de  $\pm 20$ mb, et choisi les géométries les plus contraignantes (mlw60) pour calculer les biais  $\beta$ . Les résultats sont présentés tableau (11).

**Tableau (11)**

Biais  $\beta$  due aux variations spatio-temporelle de la pression au sol

Canal	$\beta$ BST ( $10^{-3}$ )	$\beta$ $\sqrt{3}$ BBF ( $10^{-3}$ )
B0	6,4	6,4
B1	3,11	3,11
B2	1,63	1,63
B3	0,58	0,58
Mir	0,04	0,04

### 2.3) Eclairage solaire (temporel)

La constante solaire  $E_s$ , objet d'un nombre impressionnant de mesures est sujette à des variations temporelles (phénomène de taches solaires ...){17}. L'importance de ces variations a été ici maximisée en considérant une variation temporelle induite sur  $A$ ,  $\alpha$  de  $\pm 2\%$  en relatif.

### 3) Traitements sols

Afin d'accélérer le processus de correction atmosphérique, on ne calcule les paramètres  $A$  et  $B$  qu'en un nombre réduit de points de l'espace. On calcule alors les paramètres de correction en un point quelconque par interpolation linéaire en latitude longitude. De la même façon, on ne calcule les paramètres  $A$  et  $B$  que pour un nombre réduit d'orbites, et utilise de nouveau l'interpolation linéaire, par rapport au numéro d'orbite, pour les autres passages. Ces méthodes d'interpolations induisent des biais, qui sont du type basses fréquences pour l'interpolation spatiale et systématique temporel pour l'interpolation temporelle.

On estime l'importance du biais basse fréquence en considérant une grille fine, représentative des conditions rencontrées sur une orbite, pour laquelle le pas spatial de calcul des paramètres  $A$  et  $B$  est très fin ( $0.25^\circ$ ). La résolution de cette grille fine est alors dégradée à un pas plus grossier pour obtenir une sous grille. A partir de cette sous grille, on reconstruit par des méthodes d'interpolation linéaire en latitude longitude, les valeurs de  $A$  et  $B$  au pas de la grille fine et l'on déduit le biais basses fréquences induit par l'interpolation en comparant ces valeurs aux valeurs exactes.

De la même façon, pour évaluer le biais systématique temporel, on calcule pour un point test, (latitude, longitude et numéro d'orbite donné) les paramètres  $A$  et  $B$ . On calcule par ailleurs  $A$  et  $B$  pour deux autres points de mêmes latitude et longitude que le point test mais séparés d'un nombre d'orbites égal au pas orbital désiré. On estime alors le biais systématique temporel induit en recalculant les paramètres de correction au point test par interpolation linéaire à partir des deux points d'interpolation choisis précédemment.

Le développement de l'estimation de ces biais (c'est à dire le choix de la grille fine, du point test, des formules d'interpolation) est détaillé en Annexe III. On présente dans le tableau (13), les pas spatiaux (en latitude, longitude) et temporel (en nombre d'orbites) pour lesquels il faut calculer  $A$  et  $B$  pour limiter les erreurs BBF et BST à  $1.10^{-3}$  en  $\beta$  et  $1\%$  en  $\alpha$ .



**Tableau 12**  
**Pas Spatiaux ,Pas Temporels , Biases**

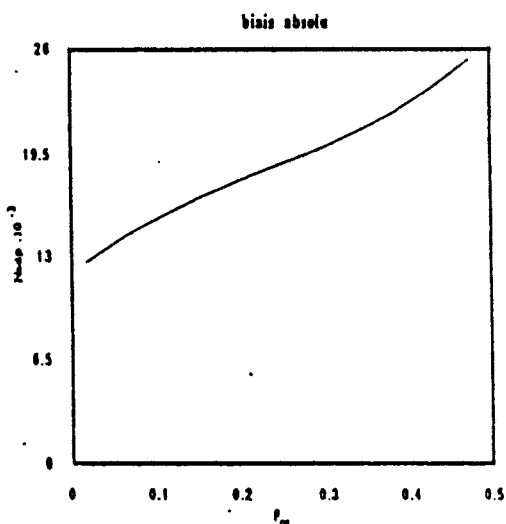
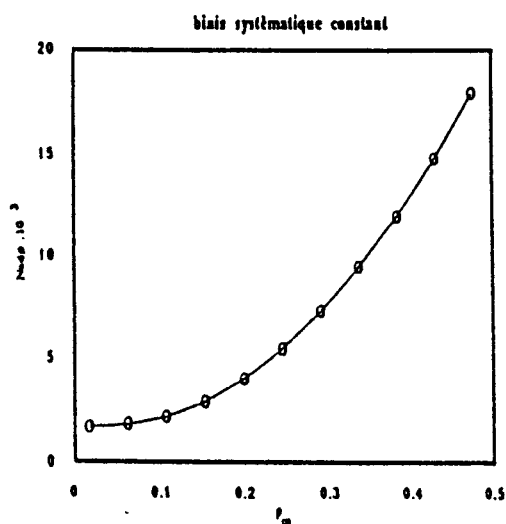
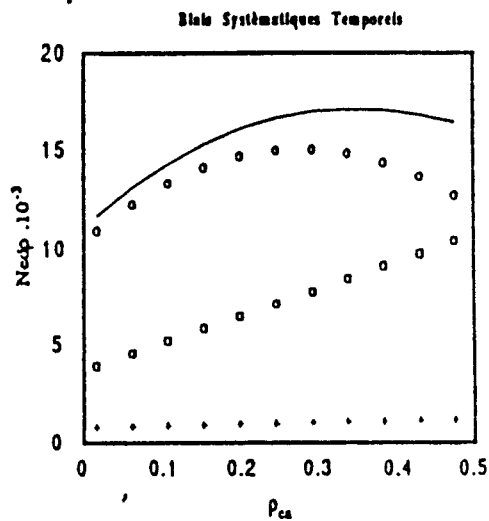
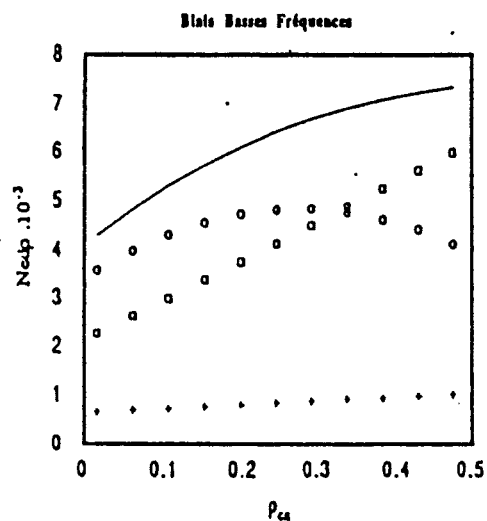
Interpolation Temporelle		Interpolation spatiale			
Paramètres	Pas en Nombre d'orbites	BST $\alpha$ [‰]	Pas en Latitude	Pas en Longitude	$\sqrt{3BBF}$ $\alpha$ [‰]
A(B <sub>0</sub> )	80	0.75	1.5°	2°	0.88
A(B <sub>1</sub> )	80	0.78	1.5°	2°	1.37
A(B <sub>2</sub> )	80	0.79	1.5°	2°	1.48
A(B <sub>3</sub> )	80	0.76	1.5°	2°	1.25
A(Mir)	80	0.76	1.5°	2°	1.15
		BST $\beta$ [10 <sup>-3</sup> ]			$\sqrt{3BBF}$ $\beta$ [‰]
B(B <sub>0</sub> )	320	1.54	4.5°	2°	1.31
B(B <sub>1</sub> )	320	0.80	6.0°	2°	1.12
B(B <sub>2</sub> )	480	1.00	9.0°	2°	1.00
B(B <sub>3</sub> )	800	0.96	12°	4°	0.62

#### 4) Abaques

Les abaques  $NED\rho_{CA} = f(\rho_{CA})$  pour chaque bande spectrale sont présentés ci après (figures 6a à 6d). On notera qu'en ordonnée on a reporté  $1000 \times NED\rho_{CA}$ , et que l'on donne pour chaque type de biais (Basse Fréquence, Systématique temporel, Systématique constant) les contributions des postes d'erreurs originaux (Variabilité, Modèle, Traitements sol). Pour chaque source d'erreur indépendante, les biais sont sommés en quadratique.

# Poste D'erreur Global "Atmosphère"

SATELLITE :	SPOT4
INSTRUMENT :	VGT
CANAL :	B <sub>1</sub> (Végétation)

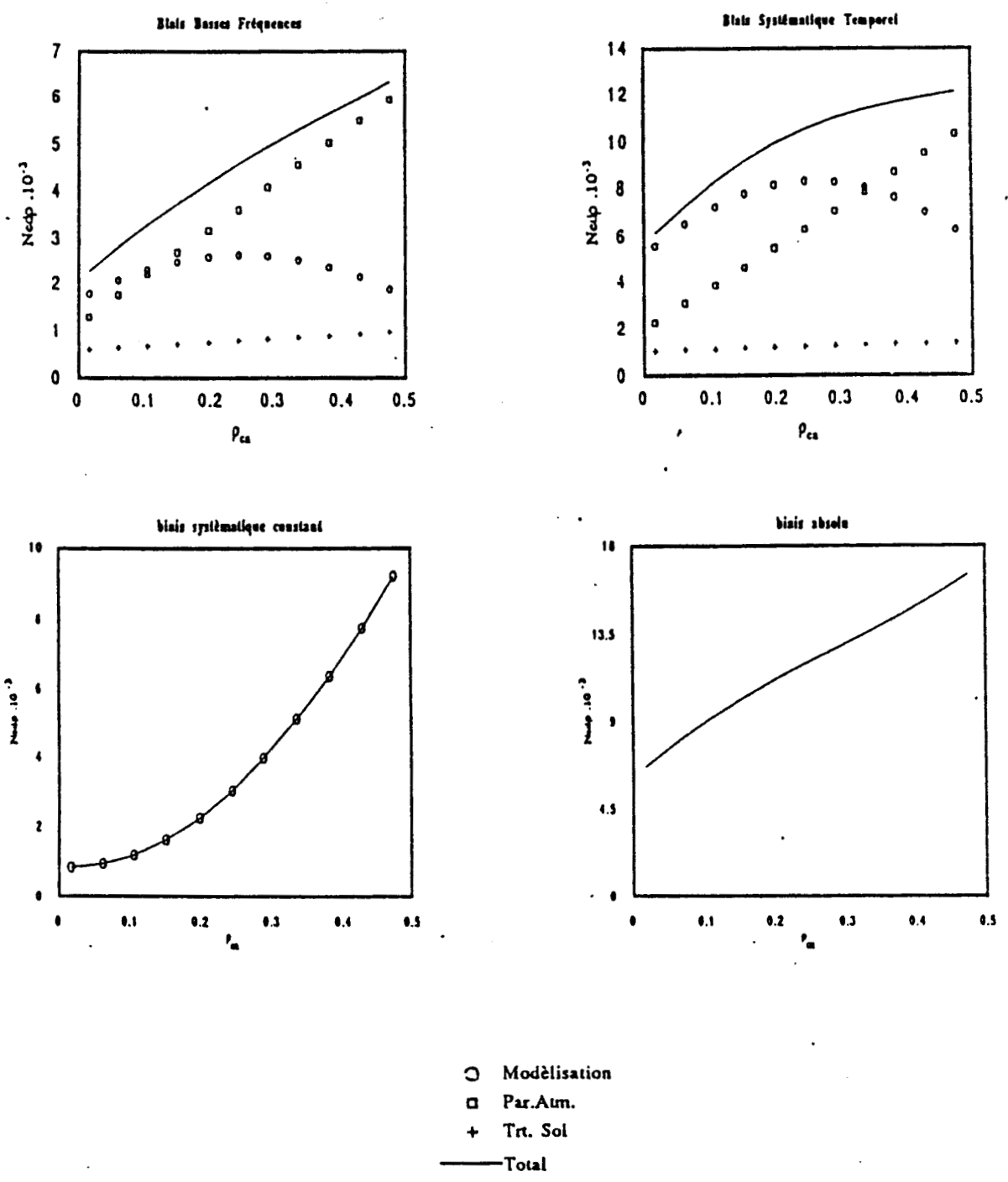


- Modélisation
- Par. Atm.
- + Trt. Sol
- Total



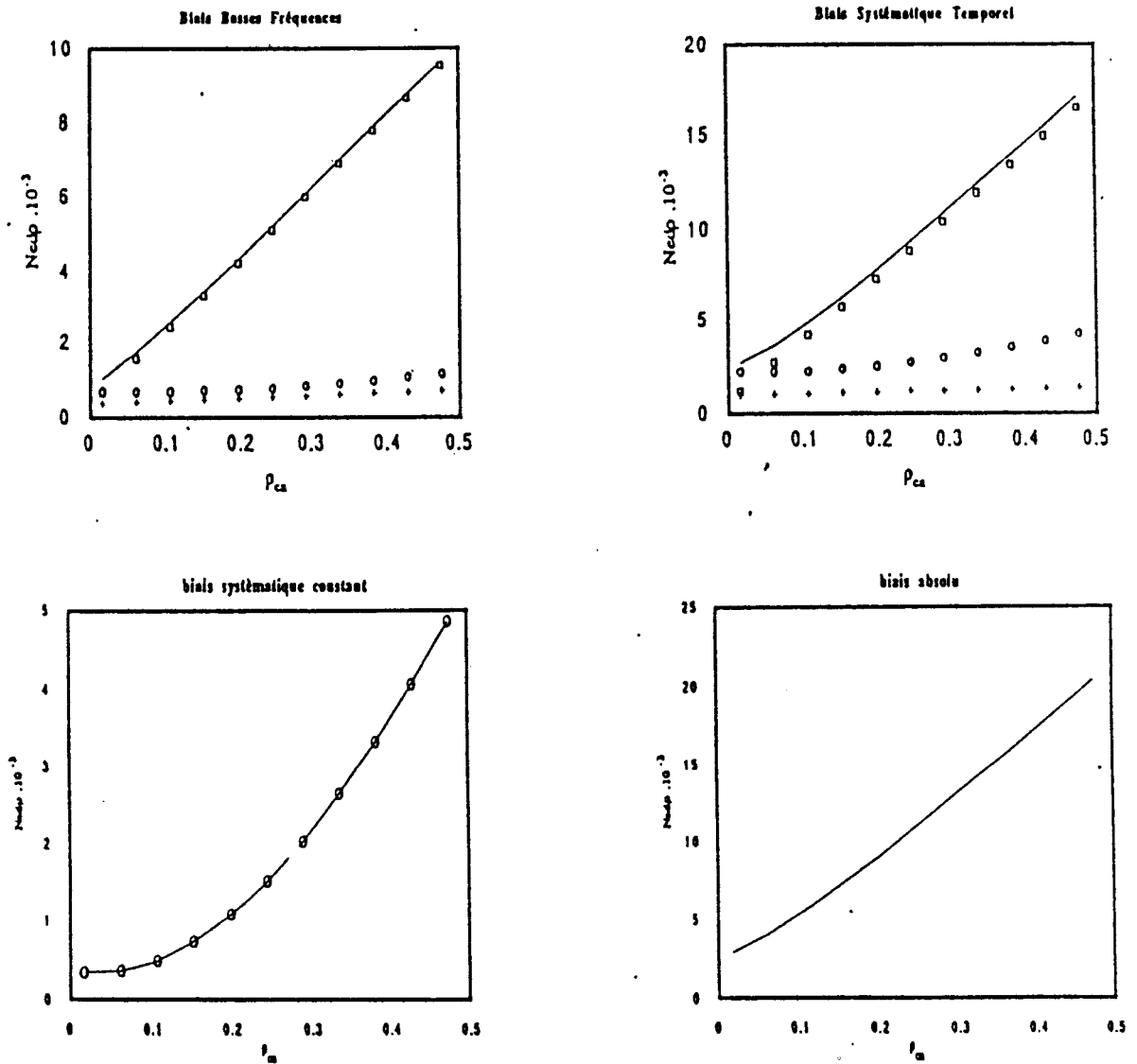
# Poste D'erreur Global "Atmosphère"

SATELLITE :	SPOT4
INSTRUMENT :	VGT
CANAL :	B <sub>2</sub> (Végétation)



# Poste D'erreur Global "Atmosphère"

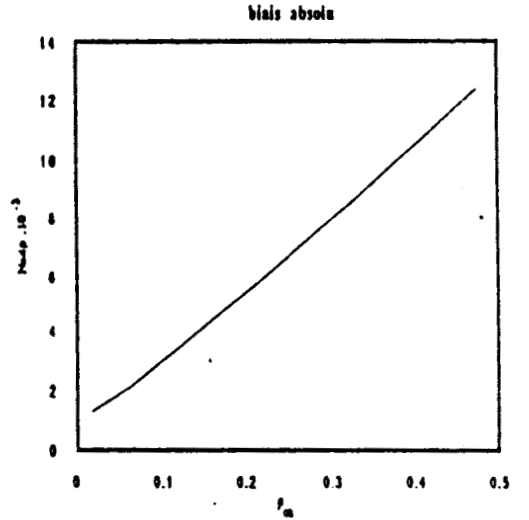
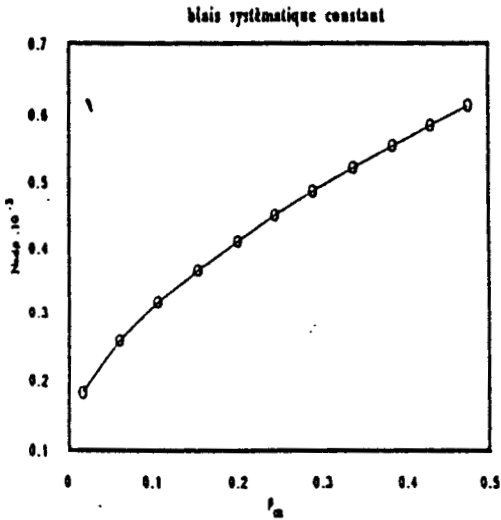
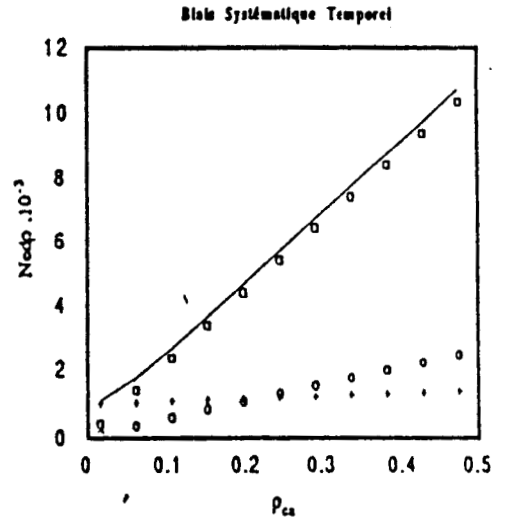
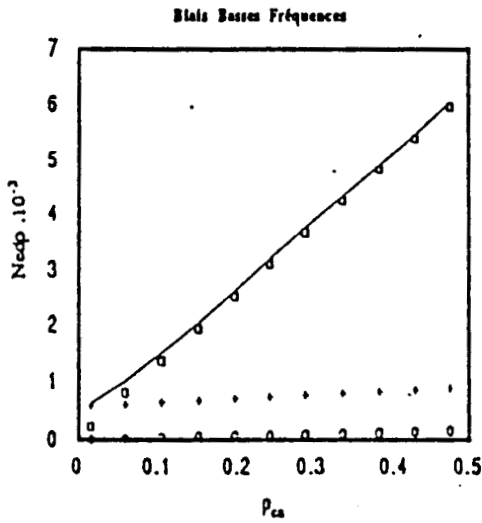
SATELLITTE :	SPOT4
INSTRUMENT :	VGT
CANAL :	B <sub>3</sub> (Végétation)



- Modélisation
- Par. Atm.
- + Trt. Sol
- Total

# Poste D'erreur Global "Atmosphère"

SATELLITE :	SPOT4
INSTRUMENT :	VGT
CANAL :	Mir (Végétation)



- Modélisation
- Par. Atm.
- + Tr. Sol
- Total

**BIBLIOGRAPHIE**

- {1} TANRE D., M. HERMAN AND P.Y. DESCHAMPS (1981)  
"INFLUENCE OF THE BACKGROUND CONTRIBUTION UPON SPACE MEASUREMENT  
OF GROUND REFLECTANCE"  
APPL. OPT. , 20., 3676-3684.
- {2} TANRE D., P.Y. DESCHAMPS , P. DUHAUT, AND M. HERMAN (1987)  
"ADJACENCY EFFECT PRODUCED BY THE ATMOSPHERIC SCATTERING IN  
THEMATIC MAPPER DATA"  
J. GEOPHYS. RES., 92, 12000-12006
- {3} P.Y. DESCHAMPS , M. HERMAN AND D. TANRE (1983)  
"MODELING OF THE ATMOSPHERIC CORRECTION AND ITS APPLICATION TO THE  
REMOTE SENSING OF OCEAN COLOR"  
APPL. OPT. , 22.
- {4} D. TANRE , M. HERMAN AND P.Y. DESCHAMPS (1983)  
"INFLUENCE OF THE ATMOSPHERE ON SPACE MEASUREMENT OF DIRECTIONAL  
PROPERTIES"  
APPL. OPT. , 21.,P. 733.
- {5} TANRE D., DEROO C., DUHAUT P., H M., MORCRETTE J.J., PERBO J. ET DESCHAMPS P.Y.(1986)  
"SIMULATION OF THE SATELLITE SIGNAL IN THE SOLAR SPECTRUM"  
USER'S GUIDE, L.O.A. LILLE.
- {6} DEUZE J.L., HERMAN M. ET SANTER R.(1988)  
"FOURIER SERIES EXPANSION OF THE TRANSFERT EQUATION IN THE ATMOSPHERE  
OCEAN SYSTEM"  
SOUMIS A J.Q.R.S.T.
- {7} L. ETERMAN (1964)  
"RAYLEIGH AND EXTINCTION COEFFICIENTS TO 50KM FOR THE REGION 0.27 $\mu$ M TO  
0.55 $\mu$ M"  
APPL. OPT. , 10. , P. 1139-1145

- {8} J.V. HOYT (1977)  
"A REDETERMINATION OF THE RAYLEIGH OPTICAL DEPTH AND ITS APPLICATION  
TO SELECTED SOLAR RADIATION PROBLEMS"  
J. APPL. METEOR. , 16. , P. 432-436
- {9} V. SOBOLEV  
"A TREATISE ON RADIATIVE TRANSFERT "  
ED. BY D. VAN NORSTRAND COMPANY INC., PRINCETOWN, NEW JERSEY, U.S.A
- {10} W.G ZDUNKOWKI, R.M WELCH, G. KORB (1980)  
"AN INVESTIGATION OF THE STRUCTURE OF TYPICAL TWO-STREAM FOR THE  
CALCULATION OF SOLAR FLUXES AND HEATING RATES IN CLOUDS"  
BEITR. PHYS. ATMOSPH. 53, NO 2,P. 147-166
- {11} COX C. AND MUNK W. (1965)  
"SLOPES OF THE SEA SURFACE DEDUCED FROM PHOTOGRAPHS OF SUN GLITTER"  
BULL. SCRIPPS INT. OCEANOGR. U OF CA,6,401-488
- {12} VERHOEF W. (1985)  
"LIGHT SCATTERING BY LEAF LAYER WITH APPLICATION TO CANOPY  
REFLECTANCE MODELING OF SAIL MODEL"  
REMOTE SENSING OF ENVIRONNEMENT, 16, 125-141
- {13} K.T. KRIEBEL (1978)  
"PASTURE, SAVANNA AND FOREST DIRECTIONAL REFLECTANCE"  
APPL. OPT. , 17. , 253
- {14} CHANDRASEKHAR  
"A TREATISE ON RADIATIVE TRANSFERT "  
ED. BY D. VAN NORSTRAND COMPANY INC., PRINCETOWN, NEW JERSEY, U.S.A
- {15} CNES (1982)  
"SPECIFICATIONS TECHNIQUES DE SPOT<sub>1</sub>"  
S-ST-0-10-CN

- {16} LONDON J.,BOJKOV R.D.,OLTMANS S. AND KELLEY J.I.(1976)  
"ATLAS OF THE GLOBAL DISTRIBUTION OF TOTAL OZONE JULY 1957-JUNE 1967"  
NCAR TECHNICAL NOTE , NCAR/TN/113+STR,PP276
- {17} A.T MECHERIKUNNEL, R. B. LEE III, H. L. KYLE, AND E. R. MAJOR (1988)  
"INTERCOMPARISON OF SOLAR TOTAL IRRADIANCE DATA FROM RECENT  
SPACECRAFT MEASUREMENTS"  
JOURNAL OF GEOPHYSICAL RESEARCH, VOL 93, No D8, PAGES 9503-9508
- {18} ROBERT D. FRASER AND YORAM J. KAUFMAN. (1986)  
"CALIBRATION OF SATELLITE SENSORS AFTER LAUNCH"  
APPL. OPT., 25, 1177-1185.
- {19} TULLER S.E. (1968 )  
"WORLD DISTRIBUTION OF MEAN MONTHLY AND ANNUAL PRECIPITABLE WATER  
VAPOR"  
MONTHLY WEATHER REVIEW , 96 ,pp785-797



## Glossaire

**CNES** Centre National d'Etudes Spatiales, responsable en particulier du programme SPOT.

**CRAU** Site caillouteux situé en Camargues sélectionné pour l'étalonnage sur cibles terrestres.

**ESA** European Space Agency

**FTM** Fonction de Transfert et Modulation

**ISPRA** Institut pour l'application de la télédétection, service spécialisé agriculture, situé à Ispra (Italie).

**LANDSAT/TM** Thematic Mapper, capteur d'observation de la terre haute résolution spatiale (pixel de 30 mètres) possède trois canaux d'observation visibles centrés à  $0.486\mu\text{m}$ ,  $0.571\mu\text{m}$  et  $0.661\mu\text{m}$  et un canal proche infra-rouge centré à  $0.838\mu\text{m}$ .

**LOA** : Laboratoire d'Optique Atmosphérique

**MODIS** : Moderate Resolution Imaging Spectrometer, instrument d'observation de la terre grand champ, possédant une large gamme de canaux visibles et infra-rouge programmé sur l'expérience américaine EOS (Earth Observing System).

**NASDA** National Space Development Agency (Japan)

**NOAA/AVHRR** Advanced Very High Resolution Radiometer, capteur grand champ de résolution au sol 1km, comportant en particulier un canal visible centré à  $0.65\mu\text{m}$  et un canal infra-rouge centré à  $0.85\mu\text{m}$ .

**POLDER** : Instrument grand champ ( $110^\circ$ ) constitué d'une matrice de détecteurs destiné à mesurer la polarisation (3 polariseurs croisés à  $60^\circ$ ) et la bidirectionnalité de la luminance issue du système terre-atmosphère (le même point de la surface est vu sous une dizaine d'angle de visée différents).



**SPOT<sub>1-2</sub>** Les deux premiers satellites de la série SPOT, ils portent deux instruments identiques, les HRV (Haute résolution visible), permettant de mesurer les luminances terrestres dans trois canaux B<sub>1</sub> (centré à 0.55 $\mu$ m) , B<sub>2</sub> (0.65 $\mu$ m) et B<sub>3</sub> (0.85 $\mu$ m) pour un pixel de 10 mètres, et pour un pixel de 10 mètres dans une canal Panchromatique centré à 0.65 $\mu$ m.

**SPOT<sub>4</sub>/VGT** Instrument grand champ (110°) destiné à l'étude des luminances terrestres (végétation et couleur de l'océan) du point de vue global (résolution de 1km). Il est destiné à être embarqué sur le quatrième satellite de la série SPOT (lancement 1992). Il possède 5 canaux d'observations, B<sub>0</sub> (centré à 0.45 $\mu$ m) destiné aux études couleur de l'Océan, B<sub>1</sub> (0.55 $\mu$ m) , B<sub>2</sub> (0.65 $\mu$ m), B<sub>3</sub>(0.85 $\mu$ m) et Mir(1.65 $\mu$ m).

