

Téledétection spatiale
Principes physiques de mesure
Partie I : Capteurs, Atmosphère, Surfaces
Continental

Marc Leroy

2 janvier 2004

Préambule

Ce document est un support de cours pour les cours relatifs à l'Observation de l'Atmosphère, des Surfaces Continentales et de l'Océan par Télédétection spatiale donnés au DEA Océan Atmosphère Environnement de l'Université Paul Sabatier.

Il traite de la première partie de ce module, relatif à la description des capteurs et des paramètres de l'atmosphère et des surfaces continentales mesurés par télédétection.

Table des matières

Introduction	7
1 Capteurs	9
1.1 Orbitographie des capteurs	13
1.2 Les capteurs optiques	19
1.2.1 Les fonctions des systèmes optiques	19
1.2.2 Les différents types de capteurs optiques	28
1.2.3 Nature de la mesure	36
1.3 Les capteurs hyperfréquence	41
1.3.1 Les antennes	41
1.3.2 Les capteurs hyperfréquence passifs	49
1.3.3 Les radars	54
2 Atmosphère	67
2.1 Rappel des propriétés physiques de l’atmosphère	71
2.1.1 Pression, température, densité	71
2.1.2 Raies d’absorption / émission	72
2.1.3 Diffusion	82
2.1.4 Transfert radiatif	85
2.2 Température	88
2.2.1 Sondage vertical	88
2.2.2 Sondage au limbe	96
2.3 Composition chimique	101
2.3.1 Sondage vertical	101
2.3.2 Sondage au limbe	103
2.4 Aérosols	105
2.4.1 Aérosols troposphériques	108
2.4.2 Aérosols stratosphériques	112
2.5 Précipitations	112

3 Surfaces Continentales	119
3.1 Signatures spectrales et directionnelles	120
3.1.1 Solaire réfléchi	121
3.1.2 Infra-rouge Thermique et Microondes passives	129
3.1.3 Microondes actives	136
3.2 Corrections atmosphériques et directionnelles	145
3.2.1 La correction atmosphérique	147
3.2.2 La correction directionnelle	153
3.3 Mesure de paramètres biophysiques	155
3.3.1 Albedo	155
3.3.2 Indice foliaire et fAPAR	158
3.3.3 Production primaire	164
Références bibliographiques	167
Liste des figures	173

Introduction

L'observation spatiale de la Terre est devenue nécessaire à l'étude de l'environnement et du climat. Elle est utilisée opérationnellement dans un nombre grandissant de domaines : en météorologie depuis une trentaine d'années, en océanographie depuis quelques années pour la prévision des structures de courant océanique, dans un grand nombre d'applications d'urbanisme, d'aménagement du territoire, de procédures d'alerte précoce de situations de famine, de suivi du parc agricole et forestier. Elle est également utilisée de manière de plus en plus systématique dans les activités de Recherche et Développement relatives à la compréhension du fonctionnement du climat et des couches superficielles de la Terre.

Compte tenu de cette influence grandissante il est important à la fois de comprendre, et c'est le principal objet de ce cours, à la fois les potentialités et les limitations de ce nouvel outil que constitue l'observation spatiale de la Terre. Les potentialités s'expriment au travers de la description des techniques de mesure de la variété de capteurs disponibles, ainsi que de celle des algorithmes qui permettent de passer de la mesure spatiale à l'évaluation de caractéristiques physiques de la surface et de l'atmosphère. Les limitations s'expriment au travers du concept de résolution dans différents espaces (spatial, temporel, radiométrique ...) ainsi que du concept de marge d'erreur des algorithmes utilisés.

L'observation spatiale s'est graduellement transformée depuis qu'elle existe, c'est-à-dire depuis une quarantaine d'années. Elle a subi une double évolution : elle a d'une part évolué de la découverte de moyens de mesure nouveaux à la mise en place d'applications opérationnelles ; elle a d'autre part graduellement étendu ses objectifs de la reconnaissance d'objets (suivi des nuages avec Meteosat, cartographie urbaines et parcellaires agricoles avec SPOT, suivi des icebergs avec ERS, reconnaissance militaire ...) à la mesure physique de caractéristiques environnementales.

L'albedo, la température de surface, la concentration de constituants atmosphériques, l'altitude des surfaces océaniques, la vitesse du vent, le bilan radiatif terrestre, la biomasse, le rayonnement solaire incident à la surface,

la distribution de pentes de vagues sont des exemples parmi d'autres de ce qu'il est possible de mesurer.

Les principes et techniques de mesure des caractéristiques de l'environnement terrestre sont très variés. Or il est important pour l'utilisateur, qu'il soit scientifique ou qu'il développe de nouvelles applications, de comprendre la nature de ce qui est mesuré de manière à en cerner les limitations. L'objectif de ce cours est de fournir dans cet esprit une introduction à l'ensemble des techniques et principes physiques de mesure se rapportant à l'observation spatiale de la Terre.

Ce cours traite, comme son titre l'indique, de l'observation des couches superficielles de la Terre, atmosphère, surfaces continentales, océans par télédétection spatiale.

Il se concentre sur l'exposé des principes physiques et techniques de mesure. Par mesure il faut entendre la mesure directe du capteur de télédétection, mais également la mesure de variables et paramètres descriptifs de l'environnement terrestre : concentration en aérosols, indice foliaire, altitude de l'océan, etc.

Le cours est composé de quatre parties :

- Capteurs. Il s'agit d'une description de la typologie des capteurs satellitaires, de leurs principes de fonctionnement, de l'analyse de la mesure physique effectuée, des limitations instrumentales (concept de résolution).
- Atmosphère. On décrit dans cette partie à partir de quelle mesure et comment on parvient à l'estimation des diverses caractéristiques de l'atmosphère : profil vertical de température, densité de gaz (CO_2 , gaz trace ...), aérosols, précipitations ..
- Surfaces continentales. On décrit de la même façon les méthodes d'obtention de diverses caractéristiques de la surface (occupation des surfaces, indice foliaire, albedo ...)
- Océan. On décrit enfin les méthodes d'obtention de l'altitude de l'océan, la couleur de l'eau, la mesure du vent à la surface ..

Dans ce cours on privilégie l'observation spatiale, au détriment d'autres techniques d'observation aéroportées ou in situ. On privilégie également la physique et les aspects radiométriques du signal, au détriment des aspects plus géométriques et cartographiques. traiter l'ensemble des techniques de mesure spatiale, sans cependant prétendre à l'exhaustivité ; on cherche plutôt à bâtir un discours de compréhension générique de l'ensemble des techniques de mesure qui s'offrent à l'utilisateur.

Chapitre 1

Capteurs

Introduction

Le développement de l'observation de la Terre depuis l'espace, bien que récent, est tout-à-fait considérable. On peut sans doute dégager quelques dates clé de ce développement. Les premiers satellites météorologiques héliosynchrones de la série Tiros sont apparus dès 1960 ; le programme Nimbus de satellites héliosynchrones emportant des charges utiles d'instruments de recherche et développement, de concepts très variés et couvrant une grande gamme de longueur d'onde, a commencé en 1964. L'année 1972 marque le lancement du programme des satellites héliosynchrones Landsat d'exploration de la planète dans le domaine optique avec une résolution spatiale intéressante. Les premiers satellites météorologiques géostationnaires voient le jour en 1975 ; on lance le premier radar spatial Seasat en 1978. Dans les années 1980, l'observation spatiale civile de la Terre, initialement surtout américaine, devient progressivement internationale, avec le développement de programmes spatiaux d'observation notamment en France, au Japon, en URSS, en Inde... La fin des années 1990 et le début des années 2000 seront marqués par l'avènement de grandes plate-formes spatiales multi-instruments dans différents endroits du monde. L'essor de l'instrumentation spatiale d'observation est très important : le nombre d'instruments spatiaux actuellement en service dans le monde ou qui le seront dans les dix ans qui viennent dépasse sans doute la centaine.

Si les instruments spatiaux sont nombreux, ils sont également caractérisés par une très grande diversité. On peut en juger par les longueurs d'onde observées, qui varient dans un facteur 10^6 entre les instruments observant dans le proche ultraviolet (~ 0.3 micron) et les instruments hyperfréquence dont la longueur d'onde atteint quelques dizaines de centimètres. On peut aussi

en juger au travers de l'important concept de *résolution*, qui caractérise les limitations des capteurs suivant différentes dimensions (spatiale, spectrale, temporelle, directionnelle, radiométrique). La résolution spatiale est la distance minimale entre deux points susceptible d'être détectée; la résolution temporelle, la période minimale séparant 2 observations d'un même point; la résolution spectrale, la distance minimale entre deux longueurs d'onde différenciées par le capteur; la résolution directionnelle, la différence minimale d'angles d'observation d'un même point au sol. La résolution radiométrique, l'écart minimal de signal radiométrique perçu par l'instrument. La résolution spatiale va de la dizaine de mètres, pour certains radiomètres optiques et pour certains radars à synthèse d'ouverture, à quelques dizaines de kilomètres, et varie donc d'un facteur d'environ 10^3 . La résolution spectrale varie également d'un facteur 10^3 entre les spectroradiomètres dont les bandes spectrales ont une longueur de moins de 1 nanomètre et les radiomètres à bande large dont les bandes ont une taille de l'ordre du micron (capteurs météorologiques ou de bilan radiatif). On trouve un facteur similaire, 10^3 , pour ce qui concerne la résolution temporelle, c'est-à-dire la période minimale séparant 2 observations d'un même point de la Terre. Cette période peut aller de la demi-heure (pour les satellites météorologiques géostationnaires) à une ou quelques dizaines de jours pour les satellites héliosynchrones de champ étroit. Il peut exister un facteur d'au moins 10^2 de variations de performance en résolution radiométrique (ou, de façon équivalente, en performance de rapport signal/bruit), entre les capteurs passifs de haute résolution radiométrique et les capteurs actifs limités par le bruit de "speckle" lié à la nature cohérente de la lumière envoyée et reçue.

La configuration géométrique de prise de vue peut être très variable; les capteurs observant la surface terrestre visent généralement dans la direction du nadir, avec un champ plus ou moins étroit, alors que les capteurs observant l'atmosphère sont quelquefois pointés dans la direction du limbe terrestre.

Il est possible, malgré la grande diversité des capteurs existants, de distinguer deux grandes catégories de capteurs, les capteurs *optiques*, qui opèrent dans une gamme de longueur d'onde allant de 0.3 à 30-50 microns, et les capteurs *hyperfréquence* (on dit également "micro-ondes", terme dérivé du terme anglosaxon "microwave"), dont les longueurs d'onde vont de 1 mm à 1 mètre environ. Ces gammes de longueur d'onde sont reportées sur la Figure 1.1, qui représente la variation de la transmission atmosphérique en fonction de la longueur d'onde. La Figure 1.1 met en évidence les principales fenêtres atmosphériques et aussi le fait que l'atmosphère est essentiellement transparente pour des longueurs d'onde supérieures à 1 cm. Rappelons que les nuages sont opaques à la lumière sauf quand la longueur d'onde excède environ 1 cm également.

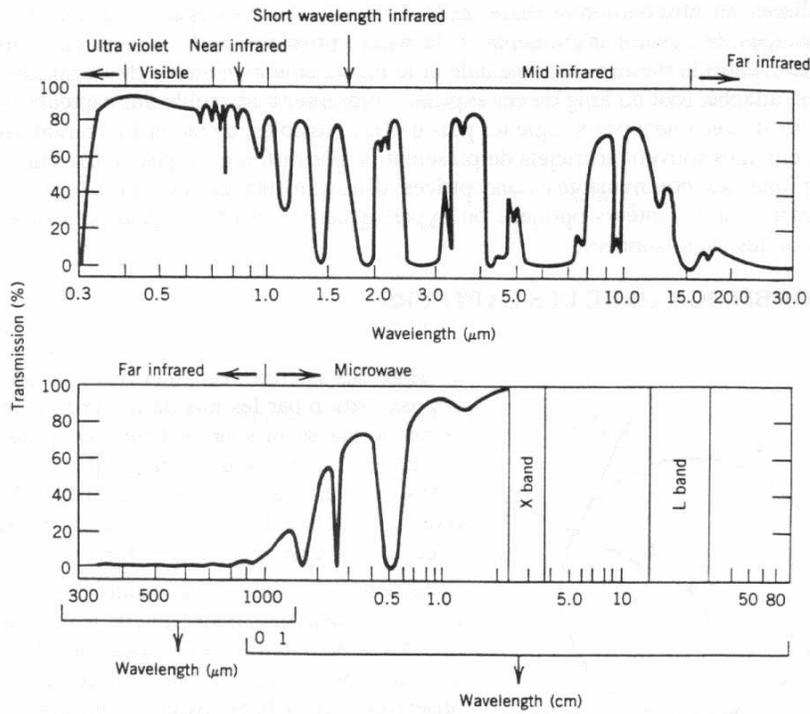
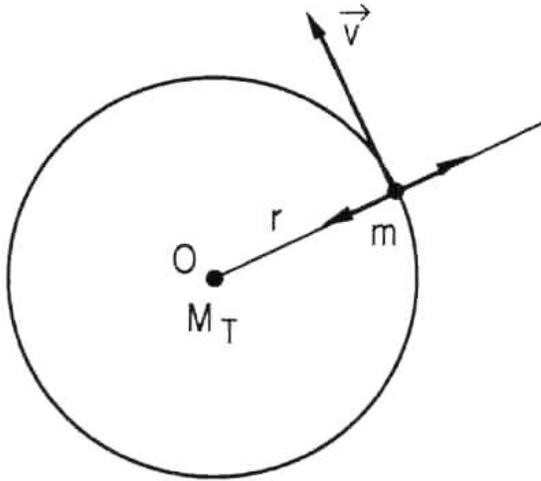


FIG. 1.1 – Spectre d'absorption de l'atmosphère terrestre au zénith
 La courbe représente la transmission atmosphérique totale (d'après [1]). Les capteurs optiques couvrent la partie supérieure de la Figure, alors que les capteurs hyperfréquence couvrent la partie inférieure droite de la Figure, à partir de $\lambda = 1$ mm.

Les capteurs optiques sont caractérisés par le fait qu'ils font converger la lumière incidente sur un ou plusieurs détecteurs, après avoir opéré un filtrage spectral au moyen d'un filtre optique. Le fonctionnement des capteurs optiques impose que la diffraction ne limite pas le processus de convergence du faisceau lumineux incident, ou autrement dit que la longueur d'onde λ satisfasse à la condition $\lambda \ll D$, où D est le diamètre de l'ouverture de l'optique. Les capteurs hyperfréquence sont tels que la lumière incidente est collectée par une antenne, qui transforme l'énergie électromagnétique en courant électrique. La diffraction n'est alors pas un facteur limitant, et peut au contraire être un facteur favorable lorsque l'on désire que le lobe d'antenne ait une certaine étendue. Le filtrage spectral éventuel est opéré par des techniques de traitement du signal électrique.

A l'intérieur des grandes classes de capteurs optiques et hyperfréquence, on distingue les capteurs *passifs*, qui reçoivent la lumière émise par le système Terre + atmosphère, que cette lumière soit la lumière naturelle émise par le système Terre + atmosphère ou qu'elle soit la lumière solaire rétrodiffusée par la surface ou l'atmosphère, et les capteurs *actifs*, pour lesquels la lumière reçue est celle émise par ces capteurs et rétrodiffusée par la surface ou l'atmosphère. La lumière naturelle reçue par les capteurs passifs est incohérente, c'est-à-dire qu'elle est formée de grands ensembles de trains d'onde sans relation de phase les uns par rapport aux autres. Au contraire, la lumière envoyée et reçue par les capteurs actifs est monochromatique et cohérente, et on peut établir une relation de phase entre les ondes envoyées et reçues.

Ce chapitre a pour objet de décrire dans leurs grandes lignes les principes de mesure des instruments spatiaux, que ceux-ci soient optiques ou hyperfréquences, actifs ou passifs. On a trouvé utile, pour dégager la notion de résolution temporelle des capteurs, d'introduire en premier lieu une description simplifiée des principaux types d'orbites utilisées en observation spatiale de la Terre. Quelques exemples de capteurs optiques ou hyperfréquence sont brièvement commentés. On analyse également, en marge des principes de mesure instrumentaux, la nature physique de la mesure et le bilan de liaison entre la mesure instrumentale et le rayonnement en entrée de l'instrument. On s'est attaché, tout au long de l'exposé, à présenter l'ensemble des capteurs dans un cadre et une terminologie les plus unifiés possibles, de façon à tenter de dépasser les clivages souvent artificiels de présentation des différents types de capteurs liés au fait que les communautés conceptrices d'instruments et utilisatrices de données associées aux capteurs optiques et hyperfréquence, actifs ou passifs, sont souvent disjointes et cloisonnées.



1.1 Orbitographie des capteurs

).

L'orbite des satellites est déterminée en première approximation par les lois de la dynamique d'un corps de masse m soumis à un champ de force centrale, en supposant que l'action gravitationnelle de la Terre, de masse M_T , se réduise à l'action d'un point unique de masse M_T , situé au centre de gravité de la Terre. Considérons le cas d'une orbite circulaire, de rayon r , de centre O , pour laquelle le module v de la vitesse du satellite reste constant. On utilise généralement des orbites circulaires en observation de la Terre, parce qu'elles permettent de maintenir une échelle d'observation identique en tous points du globe. Le satellite est alors en équilibre entre la force d'attraction gravitationnelle, dirigée vers O , et la force centrifuge dirigée à l'opposé de O :

$$\frac{GM_T m}{r^2} = m \frac{v^2}{r} \quad (1.1)$$

où G est la constante de gravitation universelle. On tire de (1.1) les relations suivantes entre v, r et T , où T désigne la période orbitale,

$$v = \sqrt{\frac{GM_T}{r}} \quad (1.2)$$

$$T = \frac{2\pi r}{v} = \frac{2\pi r^{3/2}}{\sqrt{GM_T}} \quad (1.3)$$

Lorsque l'orbite n'est pas circulaire, les lois de Kepler s'appliquent ; la période T est reliée au demi-grand axe de l'ellipse par la même relation que la relation 1.3, en remplaçant le rayon r par le demi-grand axe. En outre la loi des aires s'applique, c'est-à-dire que la portion de surface δS coupée par le rayon vecteur \vec{r} pendant une durée δt , donnée par $\delta S = 1/2\vec{r}x\vec{v}$, obéit à la relation

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{\delta S}{\delta t}\right) = 0 \quad (1.4)$$

ce qui se déduit aisément de la définition de δS . On déduit simplement de l'équation 1.4 que le satellite a une vitesse maximale (resp. minimale) lorsqu'il passe au plus près (resp. au plus loin) de la Terre.

Outre v , T et l'altitude $H = r - R_T$ (R_T le rayon terrestre), les autres paramètres de l'orbite circulaire sont l'inclinaison i , c'est-à-dire l'angle que font entre eux le plan équatorial et le plan orbital, et la longitude au noeud ascendant Ω , qui repère la ligne des noeuds, c'est-à-dire la droite d'intersection entre les plans équatorial et orbital (Figure 1.2).

Si le champ gravitationnel terrestre était vraiment à champ de force centrale, Ω serait invariable (plan orbital fixe par rapport aux étoiles). Mais en réalité l'aplatissement de la Terre aux pôles fait en sorte que le champ gravitationnel n'est pas tout-à-fait central. Ceci a pour conséquence que le plan orbital est animé d'un mouvement de précession autour de l'axe des pôles, à une vitesse angulaire donnée par

$$\frac{d\Omega}{dt} = -9.97 \left(\frac{R_T}{R_T + H}\right)^{\frac{7}{2}} \cos i \quad (\text{deg/jour}) \quad (1.5)$$

En observation de la Terre, il y a 2 sortes d'orbite particulièrement intéressantes, les orbites géostationnaires et les orbites héliosynchrones.

Les orbites *géostationnaires* se situent dans le plan équatorial (la question de la précession orbitale que l'on vient d'évoquer est sans incidence dans cette configuration) et sont telles que la période T vaut exactement 24 heures, ce qui permet au satellite de rester fixe par rapport à la Terre. Le rayon r de cette orbite se déduit facilement de (1.3), il vaut environ 42 400 km correspondant à une altitude H d'environ 36 000 km. Comme le satellite reste fixe par rapport à la surface observée, la résolution temporelle n'est limitée que par la rapidité d'acquisition du signal ou de l'image du capteur. A titre d'exemple, les satellites Meteosat actuels génèrent une image de la Terre toutes les demi-heures. Il est prévu que cette période soit réduite de

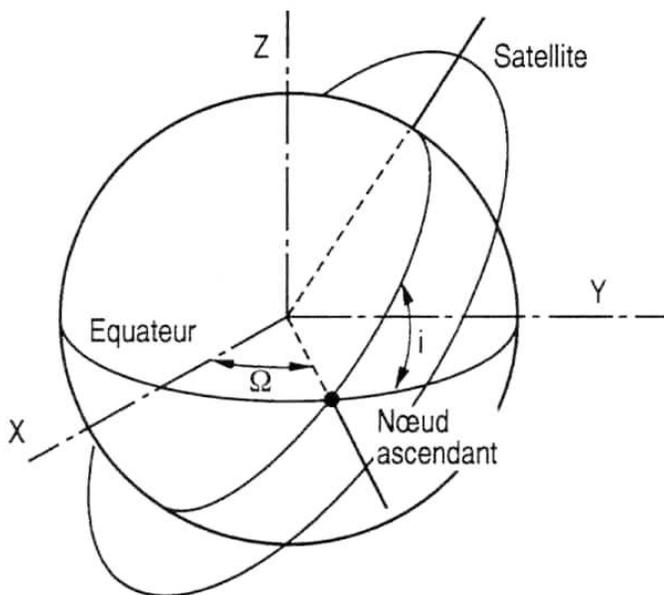


FIG. 1.2 – Définition des paramètres Ω et i .
 Les axes X , Y et Z sont fixes par rapport aux étoiles

moitié pour les satellites Meteosat de nouvelle génération. Les orbites géostationnaires sont très intéressantes quand on veut ne regarder qu'une partie de la Terre, avec une bonne résolution temporelle et avec une résolution spatiale pas très bonne (on est loin de la Terre). L'orbite géostationnaire est très utilisée en particulier en météorologie.

Les orbites *héliosynchrones* sont définies par le fait qu'on choisit le couple (H, i) de telle façon que :

$$\frac{d\Omega}{dt} = 360 \quad (\text{deg/an}) \quad (1.6)$$

(cf. équation (1.5)). Le plan orbital effectue alors une rotation complète en un an, de la façon décrite en Figure 1.4. Les principales caractéristiques des orbites héliosynchrones sont les suivantes :

- A une latitude donnée, l'heure locale h d'observation est constante. On peut déduire cela de l'examen de la Figure 1.4. Dans cette Figure, dessinée dans un repère inertiel dont les directions sont fixes par rapport aux étoiles, la droite des noeuds OP tourne avec une vitesse donnée par (1.6). Mais le plan méridien terrestre contenant la direction solaire tourne également à la même vitesse, ce qui implique que l'angle POS

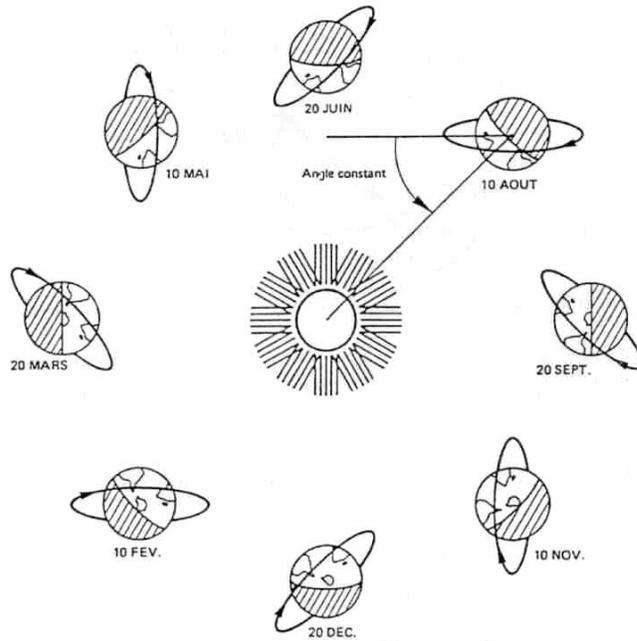


FIG. 1.3 – Rotation du plan orbital en un an dans le cas d’une orbite héliosynchrone

reste constant. Donc l’heure locale h au point M , définie comme l’angle entre le plan méridien passant par M et le plan méridien solaire, reste également constante. Les orbites héliosynchrones ont ainsi un double intérêt. D’une part, les variations d’éclairement solaire sont minimisées entre différentes observations dans le temps du même point, puisque h reste constant. Il existe cependant des variations d’éclairement liées au fait que la déclinaison solaire δ varie au cours du cycle saisonnier entre $+23$ degrés et -23 degrés. D’autre part, les observations ont lieu toujours dans la même partie du cycle diurne, ce qui minimise les variations de la surface, et notamment de la température.

- L’examen de la relation entre H et i qui permet l’écriture de (1.5) et (1.6) montre que les orbites héliosynchrones sont très inclinées et donc quasi-polaires, et qu’elles se situent à des altitudes relativement basses, typiquement entre 400 et 1 200 km (Figure 1.5). Le fait d’avoir des orbites quasi-polaires permet la couverture globale de toute la Terre ; les altitudes relativement basses sont favorables aux résolutions spatiales élevées.
- La gamme d’altitudes utilisables étant relativement limitée, l’ordre de grandeur de T reste approximativement de l’ordre de 100 minutes et

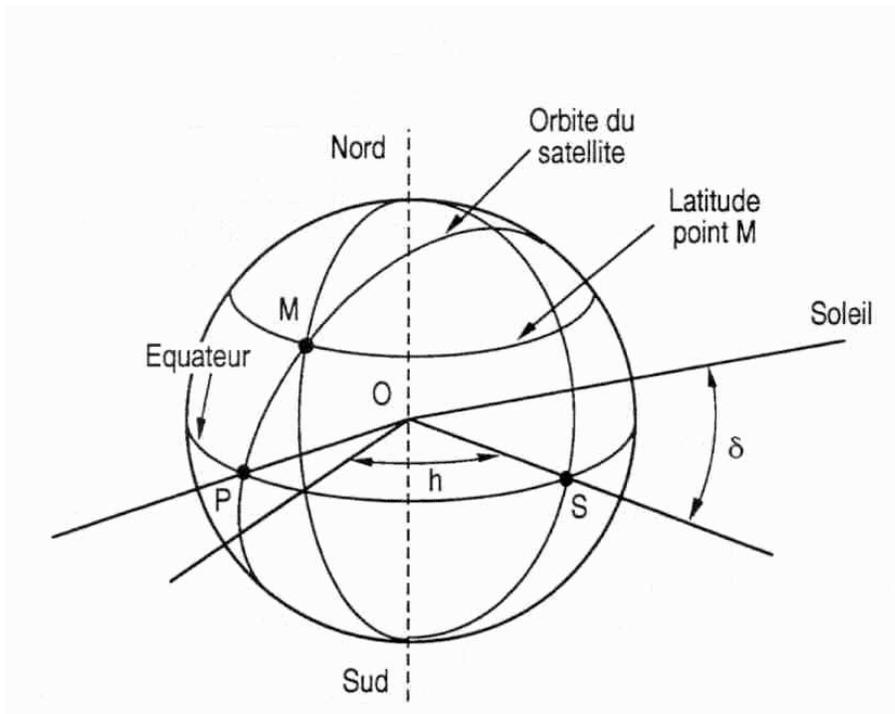


FIG. 1.4 – L'heure locale h et la déclinaison solaire δ

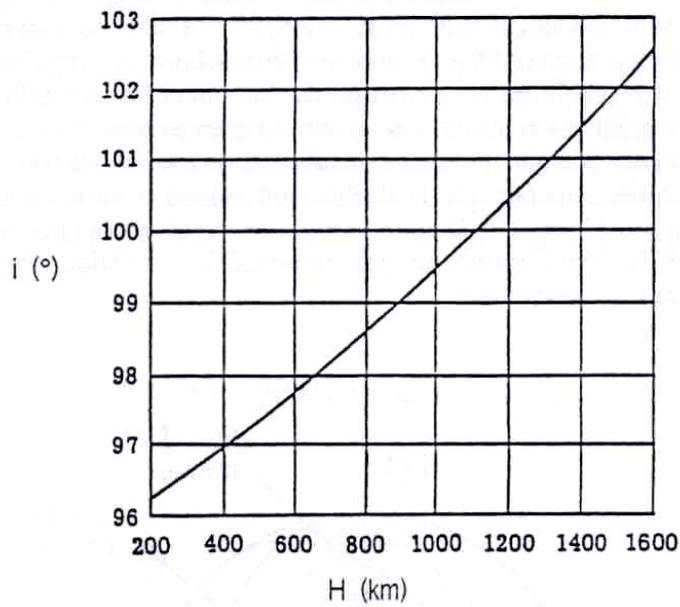


FIG. 1.5 – Relation entre l'altitude H et l'inclinaison i pour les orbites héliosynchrones

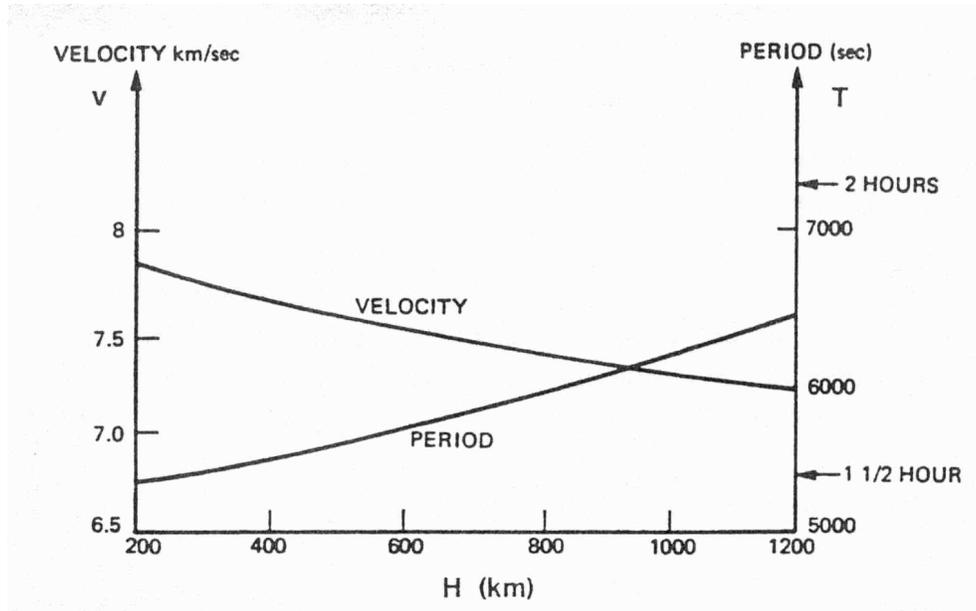


FIG. 1.6 – Variations de la vitesse orbitale et de la période orbitale en fonction de l'altitude

celui de v de l'ordre de 7 km/sec (Figure 1.6). Une conséquence de ceci est qu'il y a de l'ordre de 14 traces d'orbite sur la planisphère terrestre en un jour ($24 \text{ h}/100 \text{ mn} = 14.4$), comme le montre la Figure 1.7. Les traces d'orbite consécutives sont séparées à l'Equateur d'une distance de l'ordre de $40\,000 \text{ km}/14 \approx 2\,800 \text{ km}$. On conçoit à partir de la Figure 1.7 que dans le cas des orbites héliosynchrones, la résolution temporelle dépend surtout du champ d'observation des capteurs. La résolution temporelle peut être d'un jour si le champ d'observation du capteur couvre une surface au sol précisément égale à l'intertrace à l'Equateur, soit 2 800 km (dans la pratique, 2 000 km est un maximum). Au contraire, pour un capteur de champ très étroit, le domaine observé à chaque orbite a une extension très faible autour de la trace orbitale. Comme le réseau de traces 1.7 se déplace chaque jour d'une certaine quantité et ne revient à la même place qu'au bout du cycle orbital, qui peut être de l'ordre de la dizaine ou de quelques dizaines de jours, on voit que la résolution temporelle dans le cas de capteurs à champ faible est pratiquement égale au cycle orbital.

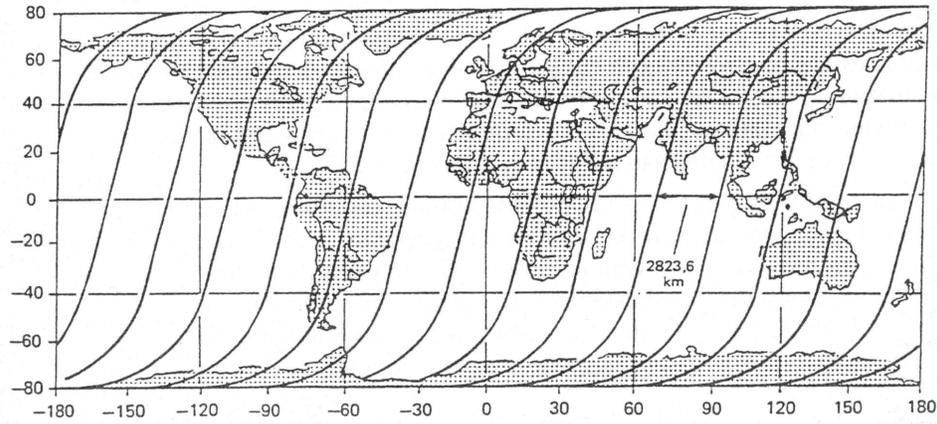


FIG. 1.7 – Distribution des traces d’orbites en un jour pour des orbites héliosynchrones
on n’a représenté que les traces de jour

1.2 Les capteurs optiques

Les capteurs optiques sont, comme nous l’avons dit, des capteurs qui permettent de faire converger la lumière incidente sur un ou plusieurs détecteurs, après avoir préalablement réalisé un filtrage spectral de cette lumière. Les trois fonctions principales d’un capteur optique sont donc la collection et la focalisation de la lumière (au moyen d’une optique collectrice), le filtrage spectral et la détection. Nous décrivons dans ce qui suit ces trois fonctions des systèmes optiques (section 1.2.1), puis une classification des capteurs optiques en trois classes, les radiomètres multispectraux, les spectroradiomètres et spectroimageurs, et enfin les lidars (section 1.2.2). Les radiomètres multispectraux sont de loin les plus importants dans le domaine des applications relatives aux surfaces terrestres. On examine dans la section 1.2.3 la nature physique de la mesure, de façon à établir le lien entre la mesure et la quantité physique mesurée, la luminance.

1.2.1 Les fonctions des systèmes optiques

L’optique collectrice

L’optique collectrice est constituée d’un ensemble généralement complexe de dioptries, qui réfractent la lumière, et de miroirs, qui la réfléchissent, et qui présentent souvent une symétrie de révolution autour d’un axe que l’on appelle l’axe optique. Lorsque la longueur d’onde λ est très inférieure aux dimensions caractéristiques du capteur, typiquement le diamètre D de son

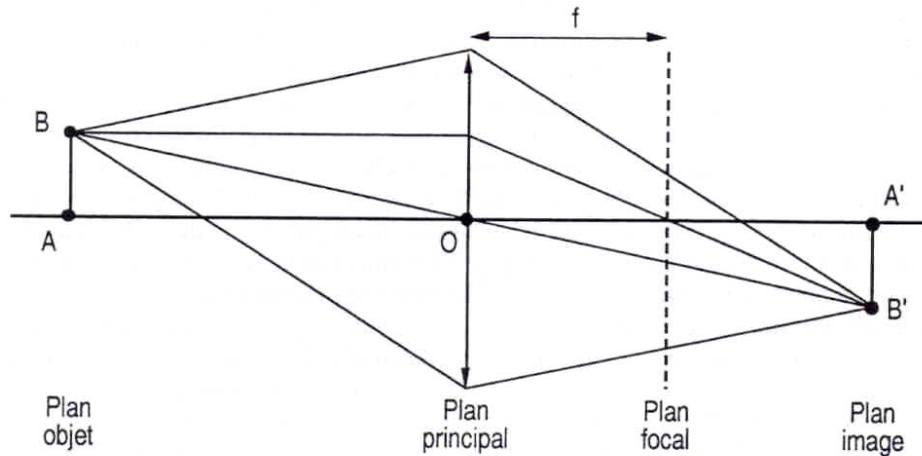


FIG. 1.8 – Tracé de rayons en orbite paraxiale

ouverture, on peut décrire le cheminement des ondes électromagnétiques dans le système optique en utilisant les lois de l'optique géométrique, c'est-à-dire en décrivant ce cheminement par le tracé de rayons lumineux en travers du système. Les rayons lumineux sont portés par la normale locale aux surfaces d'ondes électromagnétiques qui se propagent.

Le tracé de rayons dans un système optique complexe est en principe loin d'être simple. Cependant, lorsque les rayons sont paraxiaux, c'est-à-dire lorsque l'angle que font ces rayons avec l'axe optique reste petit, on peut décrire de façon très simple le tracé de rayons au travers du système. Le système optique peut en effet dans ce cas être réduit à la description de deux plans privilégiés, perpendiculaires à l'axe optique, le plan principal image et le plan focal image, et le tracé de rayons obéit alors aux lois suivantes (Figure 1.8) :

- Un rayon issu d'un point objet B passant par le centre O du plan principal (intersection de ce plan avec l'axe optique) continue son chemin sans être défléchi.
- Le rayon issu de l'objet B parallèle à l'axe optique est défléchi au niveau du plan principal de façon à croiser le plan focal sur l'axe optique. L'intersection de ce rayon et du rayon précédent définit le point image B' .
- Tous les rayons issus de B et couvrant l'ensemble de la surface disponible du plan principal (on appellera ici cette surface, de façon peu rigoureuse, la pupille d'entrée de l'optique) convergent au point B' .

Si f désigne la distance focale de l'optique, c'est-à-dire la distance entre

les plans principal et focal, on déduit aisément de la Figure 1.8 les lois de l'optique paraxiale :

$$\frac{1}{p} + \frac{1}{p'} = \frac{1}{f} \quad (1.7)$$

$$\text{Grandissement} = \gamma = \frac{A'B'}{AB} = \frac{p'}{p} \quad (1.8)$$

Dans ces équations, $p = OA$ et $p' = OA'$; les points O, A, A', B, B' sont définis sur la Figure 1.8.

Dans le cas d'un capteur spatial observant un objet situé à une distance H du capteur, on a bien évidemment $H \gg f$ et

$$p' = f \quad (1.9)$$

$$\gamma = \frac{f}{H} \quad (1.10)$$

Tous les rayons convergent sur le plan focal. On déduit de la formule de grandissement 1.10 qu'un détecteur de taille Δx au plan focal correspond à une tache au sol de taille ΔX donnée par :

$$\Delta X = \Delta x \frac{H}{f} \quad (1.11)$$

La résolution spatiale du capteur optique est généralement de l'ordre de grandeur de ΔX . Comme on doit chercher à avoir f le plus petit possible, et donc un instrument le plus compact et le moins lourd possible, on voit à partir de 1.11 que pour une résolution spatiale ΔX donnée, on doit chercher les détecteurs les plus petits possibles. A titre d'exemple, pour $\Delta x = 7\mu$ (les plus petits détecteurs CCD disponibles actuellement), $H = 800km$, $f = 1$ mètre, on obtient une résolution spatiale de $\Delta X = 5,6$ mètres.

On distingue les optiques dioptriques, faites uniquement de dioptries, des optiques catadioptriques, faites d'une combinaison de dioptries et de miroirs. La Figure ?? montre un exemple d'optique dioptrique (celle de l'instrument POLDER) et catadioptrique (celle de l'instrument HRV/SPOT).

Les performances d'une optique coelctrice peuvent être limitées par plusieurs phénomènes, dont les plus importants sont les aberrations géométriques, le chromatisme et la diffraction.

Les aberrations géométriques existent du fait que l'hypothèse paraxiale n'est pas toujours bien vérifiée. On cherche souvent à collecter le maximum de flux, c'est-à-dire à minimiser le rapport f/D , où D est le diamètre de l'ouverture d'entrée; ce rapport peut ainsi descendre jusqu'à une valeur voisine de 3. Dans ces conditions, les rayons les plus éloignés de l'axe optique

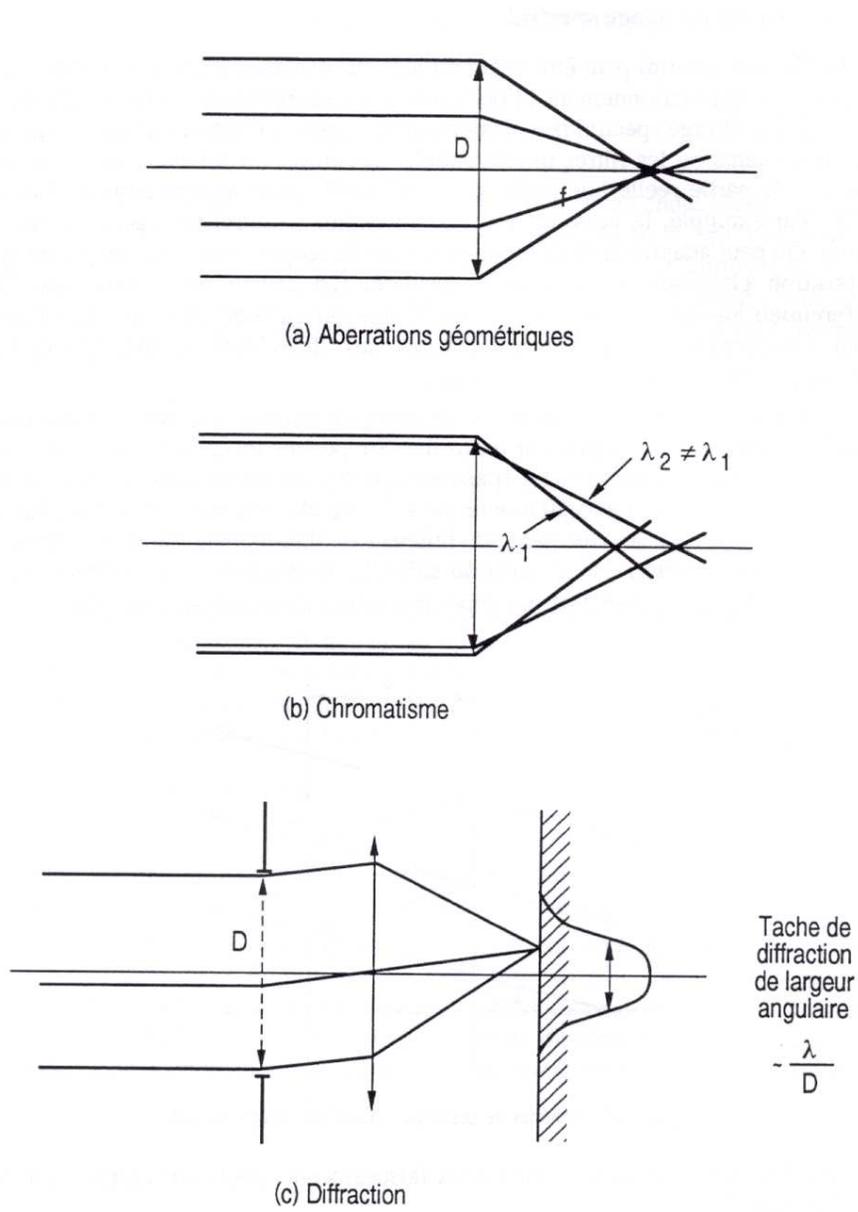


FIG. 1.9 – Différentes causes de dégradation de la performance de l'optique collectrice

n'obéissent plus correctement à l'hypothèse paraxiale et convergent en un point décalé par rapport au point de convergence des rayons paraxiaux (Figure 1.9a). Le phénomène de chromatisme prend son origine dans le fait que l'indice de réfraction des lentilles (association de deux dioptries) composant l'optique collectrice peut varier légèrement avec la longueur d'onde λ . Il résulte de ceci que la distance focale f peut aussi varier légèrement avec λ , ce qui dégrade la tache image au plan focal lorsque l'on observe des bandes spectrales larges (Figure 1.9b). Alors que les aberrations géométriques et le chromatisme peuvent être réduits par des combinaisons adéquates de lentilles, le phénomène de diffraction, lié à la nature ondulatoire de la lumière, n'est pas réductible. L'analyse montre qu'une ouverture de diamètre D illuminée perpendiculairement à l'ouverture par un rayonnement monoincident défléchit la lumière dans un cône de taille angulaire de l'ordre de λ/D (Figure 1.9c), correspondant à une tache image dans le plan focal de taille égale à $\lambda f/D$.

Le dimensionnement d'un capteur optique est généralement réalisé de telle sorte que la tache de diffraction soit sensiblement plus petite que la taille des détecteurs,

$$\frac{\lambda f}{D} \ll \Delta x \quad (1.12)$$

Cette inéquation montre que les contraintes de dimensionnement instrumental sont très dépendantes de λ . A titre d'exemple, si on reprend l'application numérique précédente, $\Delta x = 7\mu$, $f = 1$ mètre avec $\lambda = 0,5\mu$ (visible), on trouve que D doit être sensiblement supérieur à 7 cm. Si on prend maintenant $\lambda = 10\mu$ (infrarouge thermique), on trouve $D \gg 1,40$ mètre! Cette contrainte explique pourquoi la résolution spatiale des canaux infrarouge thermique des radiomètres multispectraux est souvent dégradée par rapport à celle des canaux visibles, comme dans le cas de Meteosat et de Landsat-TM notamment.

Le filtrage spectral

Le filtrage spectral peut être opéré à l'aide de systèmes dispersifs, comme des prismes ou des réseaux de fentes. On décrira en détail ce type de fonctionnement à l'occasion de la description des spectroradiomètres, au § . Le filtrage spectral peut également être opéré à l'aide de filtres optiques, les filtres absorbants ou les filtres interférentiels. Les filtres absorbants ont un indice de réfraction de partie réelle non nulle sur un intervalle relativement large de longueur d'onde. Par exemple, le verre est transparent depuis l'ultraviolet jusqu'à 2 microns environ. On peut adapter la position de la fenêtre de longueurs d'onde en jouant sur la composition chimique du matériau consi-

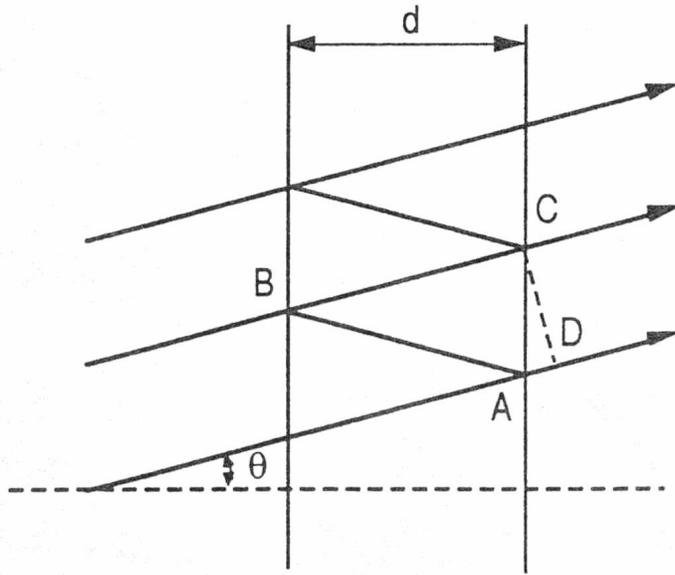


FIG. 1.10 – Schéma de principe d'un filtre interférentiel

déré. On utilise par contre des filtres interférentiels lorsque l'on veut réaliser un filtrage dans une bande étroite de longueurs d'onde. On décrit ici succinctement le principe des filtres interférentiels de façon à en faire comprendre l'intérêt et les limitations.

Un filtre interférentiel consiste en un dépôt de minces couches de diélectriques parallèles entre elles et d'épaisseur uniforme. Supposons ici qu'il n'y a qu'une seule couche d'indice de réfraction 1 et d'épaisseur d , comprise entre deux couches très fines semi-transparentes. La Figure 1.10 montre un faisceau électromagnétique d'incidence θ par rapport à cette couche. Une partie du faisceau est directement transmise, une partie se réfléchit sur les interfaces et ainsi de suite. Le coefficient de réflexion ρ sur les interfaces peut être augmenté par un dépôt très mince de métal par exemple.

La différence de marche δ entre deux faisceaux successifs émergents est donnée par (cf Figure 1.10) :

$$\delta = AB + BC - AD \quad (1.13)$$

$$\delta = \frac{2d}{\cos \theta} - 2d \tan \theta \sin \theta = 2d \cos \theta \quad (1.14)$$

La différence de phase entre ces deux ondes électromagnétiques émergentes est simplement :

$$\Delta\phi = 2\pi \frac{\delta}{\lambda} = \frac{4\pi d \cos \theta}{\lambda} \quad (1.15)$$

On voit que si $\Delta\phi = 2\pi p$, où p est un entier, toutes les ondes électromagnétiques émergentes interfèrent constructivement ; inversement, si $\Delta\phi \neq 2\pi p$, toutes ces ondes n'interfèrent pas constructivement et le signal résultant est très faible, surtout si ρ est important, c'est-à-dire si la puissance de l'onde après un grand nombre d'allers-retours au sein de la couche d'épaisseur d reste significative. La condition d'interférence constructive s'écrit :

$$\lambda = \frac{2d \cos \theta}{p} \quad (1.16)$$

Le filtre interférentiel sélectionne donc les longueurs d'onde λ_0 , $\lambda_0/2$, $\lambda_0/3$ etc, avec $\lambda_0 = 2d \cos \theta$. La bande de longueurs d'onde sélectionnées autour de ces longueurs d'onde dépend de d et de ρ , mais peut être très étroite, de l'ordre du nanomètre.

L'équation 1.16 fait apparaître, d'une part, que le filtre interférentiel doit être utilisé avec un angle d'incidence θ donné, et qu'une certaine épaisseur angulaire $\delta\theta$ du faisceau incident dégrade le filtrage, et d'autre part, que plusieurs longueurs d'onde associées aux différents ordres p sont transmises, et qu'en conséquence il faut prévoir également le filtrage de celles de ces longueurs d'onde qui sont indésirables.

Les détecteurs

Les détecteurs ont pour fonction de transformer l'énergie électromagnétique incidente sur le plan focal en une énergie plus aisément mesurable et manipulable : noircissement d'un film photographique, signal électrique.

Notons que tous les détecteurs opérant dans le domaine optique (du visible jusqu'à l'infrarouge thermique) en observation de la Terre sont des détecteurs *quadratiques*, sensibles à une énergie lumineuse (module au carré du champ électrique incident), ou de façon équivalente à un nombre de photons (on dit alors des détecteurs qu'ils sont *quantiques*), par opposition aux détecteurs qui mesurent l'amplitude et la phase du champ électrique incident (antennes).

Les films photographiques Le principe des films photographiques est celui du noircissement de sels de chlorure d'argent proportionnellement à l'énergie lumineuse reçue. Sur le plan pratique, l'utilisation des films dans les instruments d'observation spatiale embarqués sur des satellites automatiques pose de multiples problèmes particulièrement pour les missions de longue durée. En premier lieu, le film n'est pas réutilisable ; il faut autant de surface sensible que de vues à prendre. Il faut donc embarquer à bord le stock de films nécessaire à la durée de la mission, ou bien venir le ravitailler en film

périodiquement au cours de la mission. En second lieu, l'information n'est pas directement disponible.

Sur le plan technique, les films présentent également diverses limitations : d'une part, ils sont sensibles dans un domaine étroit du spectre solaire. En particulier, ils ne sont plus sensibles au-delà de $0,9 \mu m$, et les possibilités de réaliser un filtre 'à la demande' sont limitées ; d'autre part, leur dynamique est limitée (de l'ordre de 60 niveaux de gris). Enfin, il est difficile de faire des mesures radiométriques précises, en particulier du fait que la réponse photographique (noircissement) n'est pas linéaire.

Les tubes cathodiques Il existe également une classe de détecteurs photoélectriques reposant sur l'utilisation de tubes cathodiques, qui permettent soit d'accélérer des électrons émis sur une surface par excitation photonique (photomultiplicateurs), soit de "lire" au moyen d'un canon à électrons une couche photosensible bidimensionnelle impressionnée par les photons incidents (caméra de télévision). Cependant, ce type de solution est de moins en moins retenu du fait de la mauvaise qualité radiométrique des images, pour des problèmes de fiabilité, un tube à vide étant une structure relativement fragile, et parce que les tubes cathodiques nécessitent des tensions relativement élevées difficiles à produire sur un satellite.

Les détecteurs photoélectriques à l'état solide La grande majorité de capteurs satellitaires actuels ou à venir sont équipés de détecteurs photoélectriques à l'état solide. La zone photosensible de ces détecteurs est constituée d'une couche de matériau semi-conducteur. La nature de ce matériau est adaptée en fonction des longueurs d'onde que l'on cherche à mesurer ; ainsi, les détecteurs au Silicium ont une fenêtre spectrale de $0,4 \mu$ à $1,1 \mu$; d'autres types de détecteurs, Ge, InAs, InSb, Hg Cd Te, etc sont utilisés aux longueurs d'onde infrarouge.

La nature solide de ces détecteurs les rend particulièrement fiables et adaptés à des durées de vie importantes. La qualité radiométrique de ces détecteurs est souvent très bonne, tant du point de vue du bruit de mesure que de celui de la linéarité de réponse.

Parmi les détecteurs photoélectriques, les détecteurs à base de technologie CCD (Charge Coupled Device), linéaires ou matriciels, occupent une place particulière, tant leur développement a été rapide dans l'observation spatiale contemporaine. Cette technologie est actuellement opérationnelle avec des détecteurs au Silicium, dans la fenêtre $0,4 - 1,1 \mu$, avec des barrettes de l'ordre de 10 000 éléments et des matrices de l'ordre de $1\ 000 \times 1\ 000$ éléments, mais se développe rapidement avec des détecteurs adaptés à des longueurs

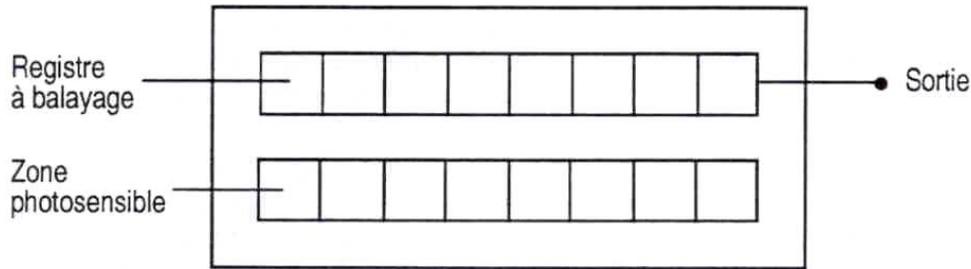


FIG. 1.11 – Schéma de principe d'une barrette CCD

d'onde plus importantes. Notons que plus λ est grand, plus il est nécessaire de refroidir les détecteurs; des températures de l'ordre de 100 degrés K ou en dessous sont couramment utilisées dans l'infrarouge thermique.

On explicite ci-après le principe de fonctionnement d'un détecteur CCD à 1 dimension. Celui des matrices CCD est essentiellement le même. Une barrette CCD est composée de (Figure 1.11) :

- une ligne photosensible composée de N détecteurs alignés, dont la taille élémentaire est de l'ordre de la dizaine de microns. Un détecteur de la ligne photosensible transforme les photons incidents sur ce détecteur en électrons avec un rendement quantique donné (de l'ordre de 0,7 électron par photon incident) ;
- un ou deux registres de lecture accolés à la ligne photosensible ; quand il y a deux registres, le registre de lecture "impair" est associé aux détecteurs photosensibles de numéro impair, le registre "pair" est associé aux détecteurs pairs ;
- une diode de sortie ;
- un amplificateur de tension

Imaginons qu'à $t = 0$ le registre de lecture soit vide et la zone photosensible aussi. De $t = 0$ à $t = t_e$ (temps d'exposition), chacune des cases de la zone photosensible se remplit au fur et à mesure de l'arrivée des photons. A $t = t_e$, on vide brusquement les charges des cases de la zone photosensible vers les cases homologues du registre de lecture. La zone photosensible est alors prête à recevoir des photons entre $t = t_e$ et $t = 2t_e$. Examinons ce qui se passe pendant ce temps-là dans le registre de lecture.

Pendant cette durée, à chaque intervalle de temps $\Delta = t_e/N$, où N est le nombre de cases (détecteurs) de la barrette, les charges font un saut d'une case vers la droite, en jouant sur les potentiels électrostatiques au niveau de chaque case. La séquence de fonctionnement aboutissant au déplacement d'une case pendant cette durée est illustrée sur la Figure ??, qui montre com-

ment en ajustant le fonctionnement de 3 électrodes par case on peut arriver à déplacer l'ensemble des charges d'une case vers la suivante. Au bout du temps $t = 2t_e$, toutes les charges de toutes les cases ont été recensées par les diodes de sortie, et le processus peut recommencer. On voit que l'électronique de commande doit opérer à une fréquence égale à $1/\Delta t$, qui peut aisément atteindre le MégaHertz (par exemple pour $t_e = 1$ msec, $N = 1000$, $1/\Delta t = 10^6$ Hz).

1.2.2 Les différents types de capteurs optiques

Les capteurs optiques spatiaux actuellement en service sont des capteurs passifs, c'est-à-dire qu'ils mesurent l'énergie électromagnétique en provenance du système Terre + atmosphère, que cette énergie ait comme source l'énergie lumineuse du Soleil rétrodiffusée par le système Terre + atmosphère (cas du spectre solaire, du visible jusqu'au moyen infrarouge), ou qu'elle soit directement émise par le système Terre + atmosphère (infrarouge thermique et lointain).

Suivant qu'on privilégie la dimension spatiale ou la dimension spectrale de ce qui est observé, on distinguera les radiomètres imageurs d'une part, les spectroradiomètres d'autre part. La technologie devient cependant assez mûre pour qu'on puisse envisager très prochainement l'utilisation de capteurs spatiaux spectroimageurs, qui observeront à la fois la dimension spatiale et spectrale du paysage. Il existe également des capteurs optiques actifs, les lidars, qui génèrent eux-mêmes des ondes électromagnétiques et observent la rétrodiffusion de ces ondes sur le système Terre + atmosphère. Des plateformes satellitaires équipées de lidars seront prochainement mises en service.

Les radiomètres imageurs

On appelle radiomètre imageur un radiomètre dont les pas d'échantillonnage au sol, dans les deux dimensions de la surface observée, sont de l'ordre de la taille de l'image au sol d'un détecteur élémentaire du plan focal instrumental. Les radiomètres imageurs sont munis d'un système de balayage de la surface terrestre observée. Ils peuvent être équipés d'un polariseur pour ne retenir qu'une polarisation de la lumière.

Le système de balayage dépend naturellement de la disposition des détecteurs dans le plan focal. Le mouvement naturel du satellite, s'il n'est pas sur orbite géostationnaire, permet l'exploration du paysage dans la direction du déplacement relatif. Pour une orbite basse autour de la Terre, circulaire, la vitesse de déplacement relatif est de l'ordre de 7 km/s (§ 1.1). Les lois de la mécanique et les techniques de trajectographie permettent de prévoir et

de restituer ce mouvement avec une grande précision. Dès lors, le problème essentiel est l'exploration de la surface dans la direction perpendiculaire au vecteur vitesse.

Pour ce qui concerne le balayage, on peut distinguer trois grands principes d'instruments :

- Des instruments ayant un détecteur ou quelques détecteurs discrets par bande spectrale. Chaque détecteur explore successivement dans le temps les points d'une ligne du paysage grâce à un système de balayage mécanique qui amène l'axe de visée successivement sur les divers points (Figures 1.12 (A), (B) et (C)). Ce peut être, soit le mouvement d'une pièce optique en amont (miroir, prismes, ...) soit une rotation continue de tout le satellite sur lui-même. En pratique, les seuls mouvements mécaniques de pièces optiques utilisés sont les mouvements de rotation à vitesse constante, et de mouvement oscillant calé à une fréquence fixe. L'observation des lignes ou des groupes de lignes successives est assurée par le déplacement du satellite. Pour un satellite défilant de vitesse sous-trace v par rapport à la surface terrestre, pour un miroir de pulsation ω , et un espacement entre lignes ΔX , on doit avoir un dimensionnement instrumental tel que $2\pi/\omega \simeq \Delta X/v$.
- Des instruments ayant une ligne de détecteurs en nombre suffisant pour couvrir d'un coup tout le champ latéral à observer. C'est alors un système électronique qui permet de recueillir successivement sur chaque détecteur le signal mesuré par celui-ci. Ce balayage purement électronique a l'avantage de ne pas nécessiter de partie mécanique mobile. L'observation des lignes successives est assurée par le déplacement du satellite (Figure 1.12 , (D)). La prise d'image doit s'effectuer avec une période Δt telle que $v\Delta t \approx \Delta X$.
- Des instruments ayant un détecteur permettant de générer et éventuellement de garder en mémoire une image bidimensionnelle du paysage. Selon le champ du détecteur, on peut couvrir tout ou partie de la largeur de la surface à explorer au sol. On peut mettre plusieurs instruments côte à côte de façon à couvrir toute la surface au sol ; un mécanisme à positions discrètes peut aussi assurer les changements de positions de l'axe de visée d'un même instrument (Figure 1.12 , (E)).

Les spectroradiomètres/spectroimageurs

Les spectroradiomètres ont pour fonction de mesurer le spectre du rayonnement incident, dans certaines fenêtres spectrales, et avec une résolution spectrale donnée. On définit la résolution spectrale comme le rapport $\lambda/\delta\lambda$, où $\delta\lambda$ représente le plus petit écart détectable de longueur d'onde. Dans un

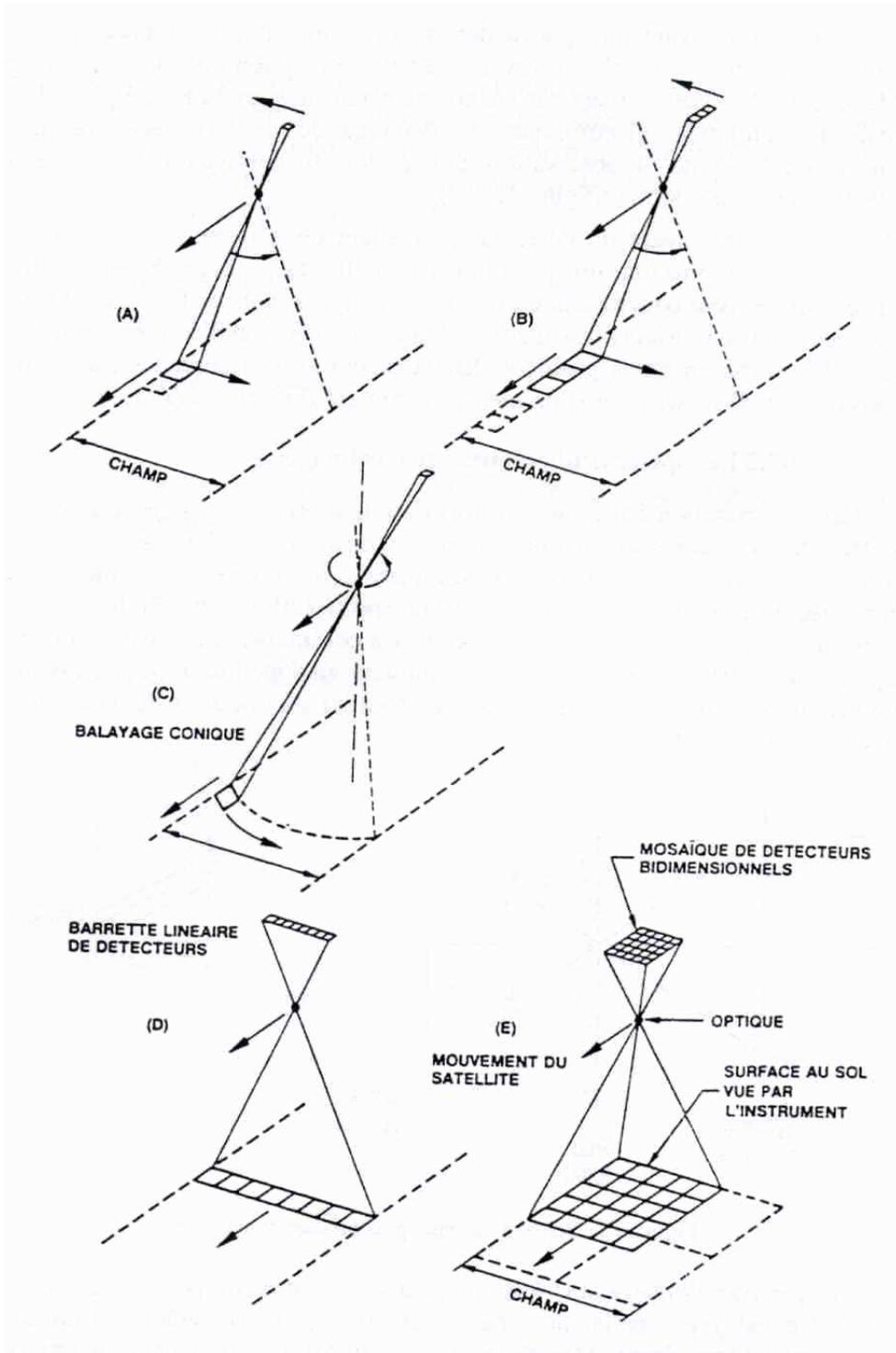


FIG. 1.12 – Divers types d'analyse d'une surface

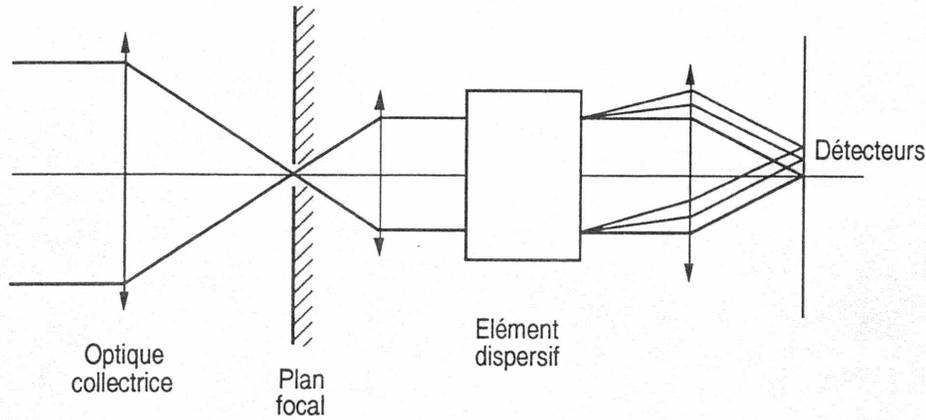


FIG. 1.13 – Schéma de principe d'un spectroradiomètre

spectroradiomètre, on dispose une fente au niveau du plan focal ; la lumière collectée est collimatée et envoyée sur un système dispersif, qui défléchit plus ou moins la lumière en fonction de λ . Le rayonnement émergent du système dispersif est à nouveau focalisé sur une série de détecteurs placés dans la direction de déflexion (Figure 1.13).

Le spectroradiomètre peut être imageur s'il est doté de possibilités de balayage spatial. Ce balayage spatial peut par exemple être réalisé grâce à l'utilisation de détecteurs CCD matriciels et du déplacement naturel du satellite par rapport au sol. Les deux principes de mesure les plus utilisés en spectroradiométrie spatiale sont les spectroradiomètres à réseau et les spectroradiomètres à transformée de Fourier.

Les spectroradiomètres à réseau Dans ce cas, le système dispersif est un réseau, c'est-à-dire un matériau dans lequel sont disposées un grand nombre de fentes régulièrement espacées (Figure 1.14). Les rayonnements issus de chacune des fentes, se dirigeant dans la direction repérée par θ (Figure 1.14), sont susceptibles d'interférer entre eux. La différence de marche δ entre deux rayons émergents consécutifs s'écrit :

$$\delta = d \sin \theta \quad (1.17)$$

correspondant à une différence de phase

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi\delta}{\lambda} = \frac{2\pi d \sin \theta}{\lambda} \quad (1.18)$$

Les interférences entre deux ondes consécutives, et donc entre toutes les ondes, seront constructives si :

$$\delta\varphi = 2\pi p, \quad p \text{ entier} \quad (1.19)$$

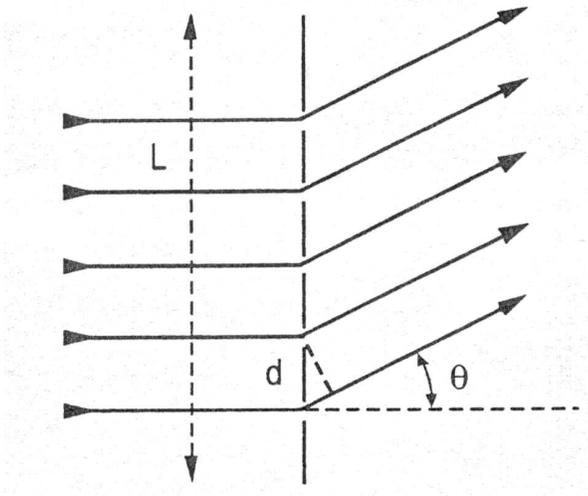


FIG. 1.14 – Schéma de principe d'un réseau

Ainsi, pour un angle θ donné et un ordre interférentiel p donné, on sélectionne la longueur d'onde

$$\lambda = \frac{d \sin \theta}{p} \quad (1.20)$$

La remarque faite pour les filtres interférentiels reste valable ici : il faut prévoir le filtrage par ailleurs des longueurs d'onde correspondant à des ordres d'interférence différents de celui qui a été choisi.

On peut montrer que la figure d'éclairement suivant l'angle θ de déflexion de la lumière au sortir du réseau s'écrit

$$E(\lambda, d) = \frac{\sin^2\left(\pi \frac{Nd \sin \theta}{\lambda}\right)}{\sin^2\left(\pi \frac{d \sin \theta}{\lambda}\right)} \quad (1.21)$$

La largeur $\delta\theta$ de chacun des pics est donnée par

$$\frac{\pi Nd \delta\theta}{\lambda} \simeq \pi \quad (1.22)$$

soit

$$\delta\theta \simeq \frac{\lambda}{Nd} \simeq \frac{\lambda}{L} \quad (1.23)$$

où L est la longueur du réseau. La résolution spectrale du réseau s'obtient en considérant l'écart $\delta\lambda$ conduisant à un décalage angulaire de la figure d'éclairement $d\theta$ à peu près égal à la largeur des pics $\delta\theta$.

De 1.20 on tire

$$\delta\lambda = \frac{d}{p} \cos\theta d\theta \quad (1.24)$$

et donc une expression de la résolution spectrale $\lambda/\delta\lambda$ égale à :

$$\lambda/\delta\lambda = \frac{Np}{\cos\theta}. \quad (1.25)$$

Par exemple, pour $N = 1000$, $\theta = 0$, $p = 1$, on trouve une résolution spectrale égale à 1000.

Les spectroradiomètres à transformée de Fourier Dans un spectroradiomètre à transformée de Fourier, le faisceau collimaté en aval du plan focal est divisé en deux faisceaux d'égale importance (Figure 1.15) par une lame semi-réfléchissante inclinée à 45 degrés par rapport au faisceau incident. L'un des deux faisceaux est réfléchi sur un miroir fixe, l'autre sur un miroir mobile. Ces deux faisceaux sont recueillis après traversée ou réflexion de la lame semi-réfléchissante par un détecteur qui mesure l'éclairement résultant reçu. La mesure consiste à enregistrer cet éclairement alors que le miroir se déplace d'une valeur de $\Delta = 0$ à $\Delta = \Delta_m ax$, où Δ représente la différence de chemin optique entre les deux faisceaux.

Considérons maintenant l'éclairement reçu pour une valeur de Δ et une valeur de λ donnée. Le champ électrique des deux faisceaux au voisinage du détecteur peut être décrit sous la forme :

$$\mathcal{E}_1 = a \sin(\omega t) \quad (1.26)$$

$$\mathcal{E}_2 = a \sin(\omega t - \varphi) \quad (1.27)$$

où on a supposé les deux amplitudes égales et où le déphasage φ du 2^{ième} faisceau par rapport au premier est relié à Δ par :

$$\varphi = 2\pi \frac{\Delta}{\lambda} \quad (1.28)$$

L'éclairement instantané reçu est proportionnel à $|\mathcal{E}_1 + \mathcal{E}_2|^2$, c'est-à-dire à :

$$a^2[\sin^2 \omega t + \sin^2(\omega t - \varphi) + 2 \sin^2 \omega t \cos \varphi - 2 \sin \omega t \cos \omega t \sin \varphi] \quad (1.29)$$

Le détecteur mesure en fait un éclairement E_Δ moyenné sur une durée grande devant $1/\omega$, pour laquelle la valeur moyenne de $\cos \omega t \sin \omega t$ est nulle et où les termes en $\sin^2 \omega t$ ont pour valeur moyenne 1/2,

$$E_\Delta = a^2(1 + \cos \varphi) = a^2(1 + \cos 2\pi\sigma\Delta) \quad (1.30)$$

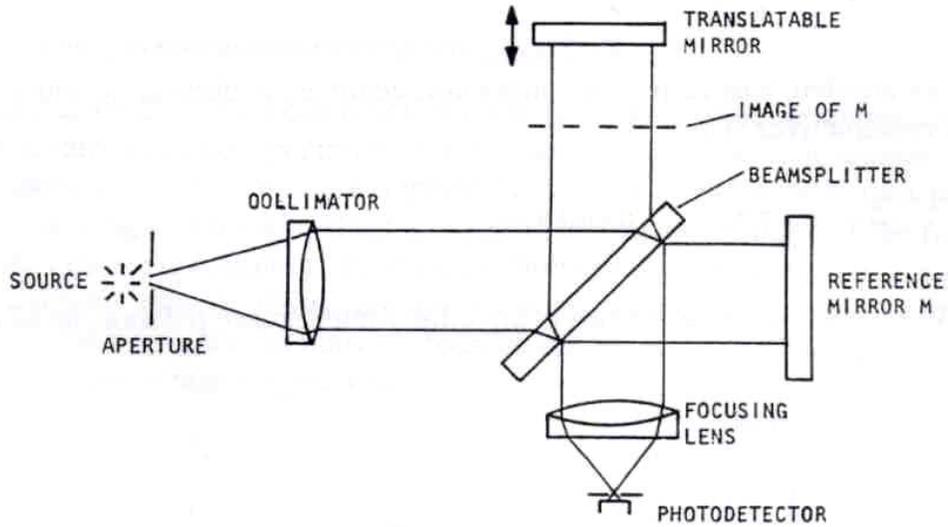


FIG. 1.15 – Schéma de principe du spectroradiomètre à transformée de Fourier
d'après Ref [2]

où on a introduit le nombre d'onde $\sigma = 1/\lambda$ de la lumière incidente. Notons que a^2 représente l'éclairement moyen associé à la somme des deux faisceaux s'ils n'interagissaient pas de manière cohérente.

Au lieu de supposer la lumière incidente monochromatique, on suppose maintenant qu'elle occupe une petite plage de nombre d'onde $d\sigma$ et dont l'éclairement associé à l'un des deux faisceaux est $E_\sigma d\sigma$ (E_σ est par définition un éclairement *spectral*, défini par unité de nombre d'onde).

L'expression de E_Δ devient alors :

$$E_\Delta = 2E_\sigma d\sigma(1 + \cos 2\pi\sigma\Delta). \quad (1.31)$$

On généralise aisément l'expression ci-dessus pour le cas où la lumière incidente a un spectre quelconque,

$$E_\Delta = 2 \int_0^\infty E_\sigma d\sigma + 2 \int_0^\infty E_\sigma d\sigma \cos 2\pi\sigma\Delta \quad (1.32)$$

Le premier terme du membre de droite de cette équation est une constante, indépendante de Δ , qui peut être soustraite de la mesure après traitement. Le résultat E'_Δ s'écrit finalement :

$$E'_\Delta = 2 \int_0^\infty E_\sigma d\sigma \cos 2\pi\sigma\Delta \quad (1.33)$$

c'est-à-dire sous la forme de la transformée de Fourier en cosinus de l'éclairement spectral E_σ associé à chacun des faisceaux. La transformée de Fourier inverse de E'_Δ donne par conséquent directement E_σ ,

$$E_\sigma = 2 \int_0^\infty E'_\Delta d\Delta \cos 2\pi\sigma\Delta \quad (1.34)$$

Dans la pratique in n'est naturellement possible de faire varier Δ que de 0 à une valeur finie Δ_{max} . On collationne donc l'ensemble des mesures E'_Δ de $\Delta = 0$ à Δ_{max} , appelé *interférogramme*, et on obtient E_σ en remplaçant l'infini par Δ_{max} dans la borne supérieure de l'intégrale.

L'amplitude finie de Δ détermine la résolution spectrale du spectroradiomètre. En effet si on considère en entrée de l'instrument un éclairement monochromatique $E_\sigma = \delta(\sigma - \sigma_0)E_{\sigma_0}$, l'interférogramme a pour expression

$$E'_\Delta = 2E_{\sigma_0} \cos 2\pi\sigma_0\Delta \quad (1.35)$$

Alors l'éclairement restitué après traitement de l'interférogramme vaut :

$$E_\sigma = 4 \int_0^{\Delta_{max}} E_{\sigma_0} \cos 2\pi\sigma_0\Delta \cos 2\pi\sigma\Delta d\Delta \quad (1.36)$$

$$E_\sigma = 2E_{\sigma_0} \left[\frac{\sin 2\pi(\sigma - \sigma_0)\Delta_{max}}{2\pi(\sigma - \sigma_0)} + \frac{\sin 2\pi(\sigma + \sigma_0)\Delta_{max}}{2\pi(\sigma + \sigma_0)} \right] \quad (1.37)$$

Le deuxième terme est négligeable. La largeur du premier terme fixe la résolution spectrale $\delta\sigma$ de l'instrument ; on a

$$\delta\sigma \sim \frac{1}{\Delta_{max}} \quad (1.38)$$

c'est-à-dire, comme $\delta\sigma = \delta\lambda/\lambda^2$, une résolution spectrale $\lambda/\delta\lambda$ égale à

$$\frac{\lambda}{\delta\lambda} = \frac{\Delta_{max}}{\lambda} \quad (1.39)$$

Par exemple, pour $\Delta_{max} = 10$ cm, $\lambda = 1$ micron, on trouve $\lambda/\delta\lambda = 10000$.

Les lidars

Avec l'avancée technologique des lasers de puissance, l'utilisation de sources lasers pour éclairer la surface terrestre depuis un satellite et mesurer certaines propriétés de la surface apparaît comme une potentialité intéressante. Les lidars fonctionnent dans leur principe comme les radars (Figure 1.16), à la réserve près que la source utilisée est un laser alors qu'il s'agit d'une antenne dans le cas du radar. Comme pour les radars, l'énergie émise peut l'être sous

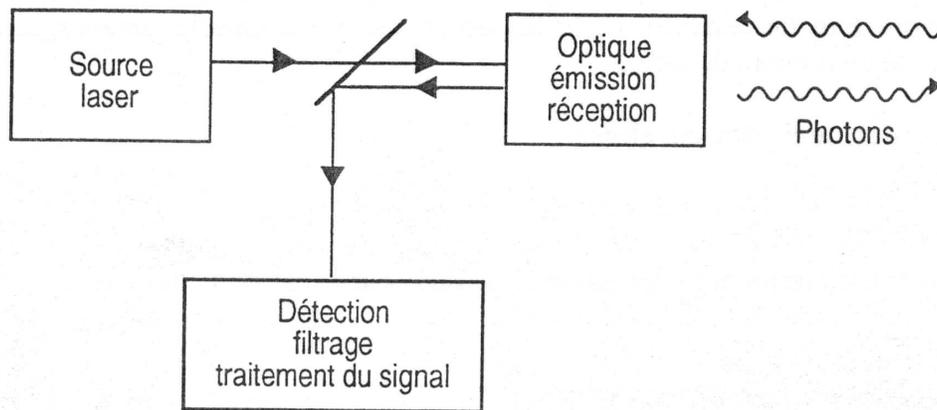


FIG. 1.16 – Schéma de principe d'un lidar

forme d'impulsions, les ondes électromagnétiques émises sont essentiellement *monochromatiques* et il y a une relation de cohérence entre l'onde émise et l'onde réfléchie.

Les principes de mesure sont donc essentiellement les mêmes que ceux du radar, qui seront décrits en détail au §1.3.3 : mesure d'altitude par analyse du temps de retard de l'onde rétrodiffusée par rapport à celle émise, mesure de vitesse par effet Doppler, mesure de section efficace de rétrodiffusion. Les deux différences essentielles entre lidar et radar sont que d'une part les mesures du lidar peuvent être perturbées par la couche atmosphérique (si l'on cherche à faire une mesure de surface) et d'autre part le faisceau émis par le lidar peut avoir une ouverture très faible, inférieure à 0.1 milliradian, alors que les contraintes de diffraction imposent une taille angulaire sensiblement plus grande aux lobes d'antennes des radars.

Les applications potentielles des lidars spatiaux dans le cadre de l'analyse de la surface sont la mesure de topographie et également l'identification de certains types de matériaux par des techniques de fluorescence.

Les lidars peuvent également être utilisés pour faire des mesures de vent atmosphériques par analyse de l'effet Doppler dans une bande de fréquence sensible aux constituants atmosphériques.

1.2.3 Nature de la mesure

La question que l'on se pose ici est d'identifier la nature de la grandeur physique mesurée par un capteur optique passif. Comme on l'a vu, la question de la physique de nos mesures des lidars sera prise en compte au moment où l'on discutera de l'équation radar lars (§ 1.3.3). Pour fixer les idées, consi-

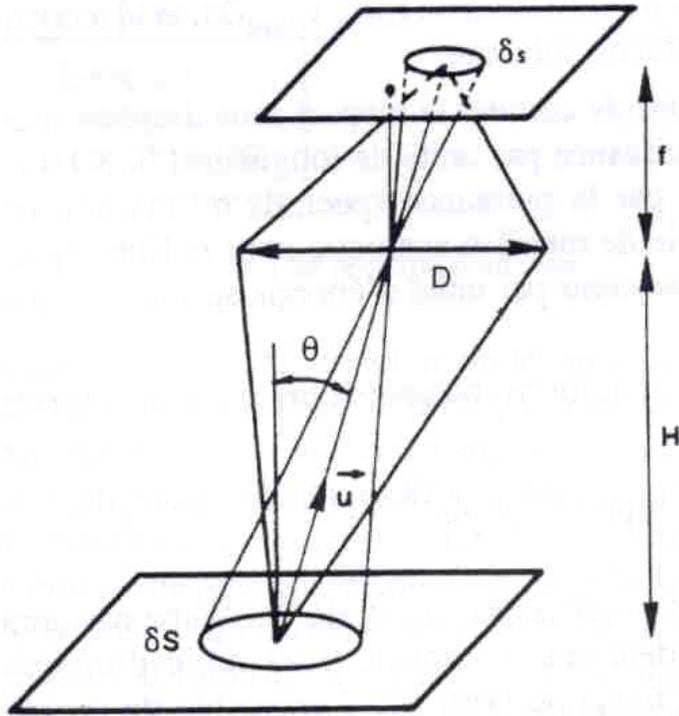


FIG. 1.17 – Géométrie du capteur

dérons que les détecteurs du capteur fonctionnent comme des intégrateurs de lumière, c'est-à-dire en générant un certain nombre de charges lorsqu'ils sont exposés pendant un temps d'intégration (ou d'exposition) t_e à la lumière. Soit δq le nombre de charges générées par un détecteur donné pendant t_e . La valeur en comptes numériques envoyée au sol par la télémessure correspondant à cette mesure est proportionnelle à δq , le coefficient de proportionnalité dépendant du traitement et de l'amplification du signal appliqués à δq .

La question initiale revient donc à se demander comment δq est relié à la quantité de rayonnement incident sur le détecteur considéré.

Soit δs la surface de ce détecteur, placé dans le plan focal avec un angle de champ θ . On représente sur la Figure 1.17 le capteur par son plan focal et par sa pupille d'entrée de diamètre D située à la distance focale f du plan focal. On caractérise l'optique, le filtre spectral et le détecteur du capteur par les trois quantités que sont la transmission optique $\tau_{opt}(\lambda)$, la transmission du filtre $\tau_{filtre}(\lambda)$, et le rendement du détecteur $\eta(\lambda)$, que l'on définit de la

façon suivante.

$\tau_{opt}(\lambda)$ est définie comme le rapport sans dimension entre la puissance spectrale (c'est-à-dire la puissance par unité de longueur d'onde) du rayonnement émergent de l'optique divisée par la puissance spectrale du rayonnement incident sur l'optique. $\tau_{filtre}(\lambda)$ est définie de manière analogue pour le filtre. $\eta(\lambda)$ est le nombre de charges générées par le détecteur par unité d'énergie spectrale du rayonnement incident sur le détecteur.

Muni de ces définitions, on peut écrire δq sous la forme :

$$\delta q = \int \tau_{opt}(\lambda)\tau_{filtre}(\lambda)\eta(\lambda)\delta W(\lambda)t_e d\lambda \quad (1.40)$$

où $\delta W(\lambda)$ est la puissance spectrale (en Watts par unité de longueur d'onde) du rayonnement incident sur le capteur susceptible d'impressionner la surface δs du détecteur, et où l'intégrale porte sur l'ensemble du spectre de longueur d'onde du rayonnement incident. En introduisant la *sensibilité spectrale* du capteur,

$$S(\lambda) = \tau_{opt}(\lambda)\tau_{filtre}(\lambda)\eta(\lambda), \quad (1.41)$$

on peut réécrire l'équation ci-dessus sous la forme :

$$\delta q = t_e \int S(\lambda)\delta W(\lambda)d\lambda \quad (1.42)$$

Le problème revient maintenant à estimer $\delta W(\lambda)$. Les photons qui viennent impressionner le détecteur pendant t_e sont ceux provenant d'une surface δS du paysage observé, image de δs à travers l'optique du capteur, et se dirigeant vers le capteur dans un angle solide tel que l'ensemble de la surface collectrice de l'optique de diamètre D soit illuminée.

L'objet ayant comme image δs à travers l'optique est une surface δS parallèle à δs , dont la valeur est :

$$\delta S = \left(\frac{H}{f}\right)^2 \delta s \quad (1.43)$$

où H est l'altitude du capteur (Figure 1.17). Remarquons qu'ici δS est parallèle au plan focal et ne représente donc pas une surface physique du terrain observé, qui peut être d'inclinaison variable par rapport au capteur (relief).

La puissance spectrale $\delta W_e(\lambda)$ émise par δS se dirigeant dans l'angle solide $\delta\Omega$ s'écrit par définition de la luminance spectrale $L(\lambda; \theta, \phi)$ en δS ,

$$\delta W_e(\lambda) = L(\lambda; \theta, \phi)\delta S\delta\Omega \cos \theta \quad (1.44)$$

avec

$$\delta\Omega = \frac{\pi D^2}{4} \cos\theta \frac{1}{R^2} = \frac{\pi D^2 \cos^3\theta}{4 H^2} \quad (1.45)$$

où R est la distance séparant δS du capteur, et θ et ϕ sont deux angles caractérisant la direction de visée allant du capteur à δS . La luminance $L(\lambda; \theta, \phi)$ s'exprime en Watts par m², par stéradian et par unité de longueur d'onde (par exemple $W m^{-1} sr^{-1} micron^{-1}$).

S'il n'existe aucun milieu perturbant entre la surface observée δS et le capteur, autrement dit si on considère que δS se trouve en haut de l'atmosphère, alors la puissance spectrale se conserve le long des trajectoires lumineuses et on peut écrire :

$$\delta W(\lambda) = \delta W_e(\lambda) \quad (1.46)$$

et δq peut donc s'écrire en vertu des équations 1.42 à 1.45),

$$\delta q = \left[\frac{\pi}{4} t_e \frac{D^2}{f^2} \delta s \cos^4\theta \right] \int S(\lambda) L(\lambda) d\lambda \quad (1.47)$$

ou encore

$$\delta q = K. \int S(\lambda) L(\lambda) d\lambda \quad (1.48)$$

c'est-à-dire le produit de la luminance spectrale de la source (où la dépendance en (θ, ϕ) a été omise pour alléger la notation), "filtrée" par la sensibilité spectrale du capteur, et multipliée par un ensemble de facteurs ne dépendant que de l'instrument.

Notons qu'un résultat analogue aurait été obtenu sans recourir nécessairement à l'hypothèse d'un détecteur à intégration de charges. Pour un détecteur comme le film photographique, le résultat aurait été identique en prenant comme définition de δq le noircissement du film (du moins dans sa dynamique linéaire); pour un détecteur du type d'une photodiode délivrant un courant continu, on aurait obtenu pour le courant généré à l'instant t une expression, $\delta i(t) = \delta q/t_e$ où δq est donné par l'expression 1.47.

Notons également la présence du facteur $\cos^4\theta$ dans le facteur entre crochets de l'équation ci-dessus, lié à l'hypothèse prise de considérer le plan de la pupille d'entrée confondu avec celui du plan principal image et une taille de pupille indépendante de θ ; cette hypothèse présente cependant un caractère de généralité satisfaisant.

Si l'expression ci-dessus est adéquate pour décrire la mesure des capteurs à bandes larges, comme les capteurs de mesure du bilan radiatif terrestre par exemple, il est par contre préférable pour les capteurs à bandes spectrales étroites d'associer à $L(\lambda)$ une grandeur physique de même dimension appelée *luminance équivalente*. et définie par :

$$L = \frac{\int S(\lambda)L(\lambda)d\lambda}{\int S(\lambda)d\lambda} \quad (1.49)$$

de sorte qu'on peut réécrire δq sous la forme $\delta q = K'L$.

Dans la formule 1.49, on voit que $S(\lambda)$ est définie à une constante multiplicative près ; seule sa "forme" joue. L apparaît ainsi comme une classique "formule de la moyenne". L'intérêt de cette notion est que si les variations en λ de $L(\lambda)$ sont lentes sur l'intervalle $[\lambda_1, \lambda_2]$, alors une imprécision au premier ordre sur la connaissance de $S(\lambda)$ se traduit par une imprécision du second ordre sur la connaissance de L . Cette notion est d'autant plus utile qu'il est en fait difficile de connaître $S(\lambda)$ avec précision.

Les luminances collectées par le capteur ont en fait 2 mécanismes d'émission distincts :

- réflexion sur le paysage observé de la lumière solaire,
- émission propre (ou thermique) de la surface observée.

Ces deux mécanismes d'émission sont toujours présents mais ont une importance relative très variable avec la longueur d'onde.

Dans la région du spectre où prévaut le mécanisme d'émission par réflexion ($\lambda \leq 4\mu$), on introduit la notion de réflectance spectrale bidirectionnelle,

$$\rho(\lambda; \theta_s, \phi_s; \theta_v, \phi_v) = \frac{\pi L(\lambda; \theta_v, \phi_v)}{E_0(\lambda; \theta_s, \phi_s) \cos \theta_s} \quad (1.50)$$

La réflectance ρ est un rapport entre une puissance émise et une puissance reçue et donc sans dimension. $E_0 \cos \theta_s \delta S$ est la puissance provenant du soleil dans la direction (θ_s, ϕ_s) et incidente sur une surface δS donnée (Figure 1.18). E_0 est par définition l'éclairement solaire normal à la direction de propagation. $L(\lambda; \theta_v, \phi_v) \delta \Omega \delta S \cos \theta_v$ est la puissance lumineuse émise dans la direction du capteur (θ_v, ϕ_v) , dans un angle solide $\delta \Omega$ provenant de la surface δS .

Dans la région du spectre d'émission thermique de la Terre ($\lambda \geq 4\mu$), deux formulations de la luminance sont couramment utilisées. Dans la première d'entre elles, on définit pour un corps naturel de température T son émissivité $e(\lambda; \theta_v, \phi_v)$ par la relation :

$$L(\lambda; \theta_v, \phi_v) = e(\lambda; \theta_v, \phi_v) B(\lambda, T) \quad (1.51)$$

où $B(\lambda, T)$ est la luminance spectrale d'un corps noir de température T (formule de Planck).

Dans la seconde formulation, on définit la température de brillance T_B du corps observé par la relation

$$L(\lambda; \theta_v, \phi_v) = B(\lambda, T_B) \quad (1.52)$$

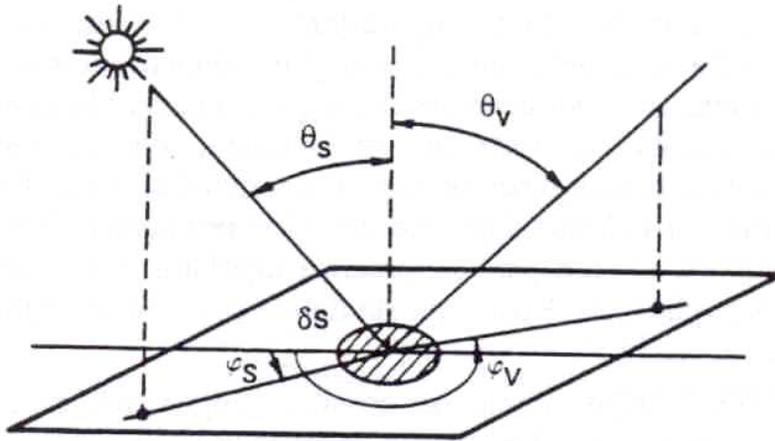


FIG. 1.18 – Géométrie solaire et de visée

Dans cette dernière équation, la température de brillance est une température apparente, dépendante de la longueur d'onde et de la géométrie d'observation.

1.3 Les capteurs hyperfréquence

Dans la gamme de longueur d'onde hyperfréquence, qui va rappelons-le du millimètre au mètre, la collection et la mesure de la lumière incidente s'effectue avec des antennes radioélectriques, qui jouent un rôle analogue aux télescopes optiques présentés dans le paragraphe précédent. On présente dans ce qui suit les principales caractéristiques des antennes et on décrit le fonctionnement des instruments hyperfréquences actifs que sont les radars, et des radiomètres hyperfréquences, qui sont des capteurs passifs. On essaye également de préciser, pour ces deux types d'instruments, la nature de la mesure effectuée, de manière analogue à ce qui a été fait pour les capteurs optiques au § 1.2.3.

1.3.1 Les antennes

Généralités

Les antennes ont pour fonction de convertir un courant électrique en ondes électromagnétiques ou vice versa. Le principe physique fondamental de ce type de transformation est que toute charge électrique accélérée rayonne de l'énergie électromagnétique. Les antennes présentent plusieurs différences importantes par rapport aux détecteurs optiques utilisés dans les systèmes optiques. D'une part, la détection des antennes est *linéaire*, c'est-à-dire que le courant électrique généré est proportionnel à l'amplitude du champ électrique incident, et non à l'amplitude élevée au carré, cette dernière étant proportionnelle à la puissance électromagnétique incidente. D'autre part, les antennes sont généralement réciproques; elles peuvent fonctionner en émission, des courants électriques générés à bord du capteur étant alors convertis au niveau de l'antenne en lumière, ou en réception, les ondes électromagnétiques reçues générant alors un courant électrique. Enfin, le rayonnement mesuré ou émis est polarisé dans une direction privilégiée. Par exemple, le champ électrique émis ou mesuré par une antenne dipolaire a une polarisation rectiligne contenue dans le plan formé par l'axe du dipôle et par la direction de propagation du rayonnement.

Il y a différents types d'antennes possibles (Figure 1.19). Soit l'énergie lumineuse générée par les courants est directement envoyée dans l'espace, comme dans le cas du dipôle (Figures 1.19 a, b), soit cette énergie est préalablement convoyée dans un guide d'onde puis émise vers l'espace au moyen d'un cornet (Figure 1.10 c), d'un réseau de fentes (Figure 1.19 d) ou de réflecteurs (Figures 1.19 e, f). On a raisonné en termes d'émission de lumière dans ce qui précède; le raisonnement en termes de réception de lumière est bien sûr analogue. Cette remarque s'applique également pour ce qui suit.

Caractéristiques du rayonnement d'une antenne

On définit la densité de puissance du rayonnement, ou encore éclairement E , à partir des champs électrique $\vec{\mathcal{E}}$ et magnétique $\vec{\mathcal{H}}$

$$E = \frac{1}{2} | \operatorname{Re}(\vec{\mathcal{E}} \times \vec{\mathcal{H}}) | \quad (1.53)$$

Si l'on considère le rayonnement émis par une antenne en un point M situé à une distance r de l'antenne (Figure 1.20), très grande devant les dimensions de l'antenne et la longueur d'onde λ , le champ en M est assimilable à celui d'une onde plane localement, où $\vec{\mathcal{E}}$ et $\vec{\mathcal{H}}$ sont perpendiculaires à r , perpendiculaires entres eux, et où $\vec{\mathcal{E}}$ et $\vec{\mathcal{H}}$ varient comme $1/r$ en fonction de r . On voit que dans ces conditions la fonction $r^2 E$ ne dépend pas de r .

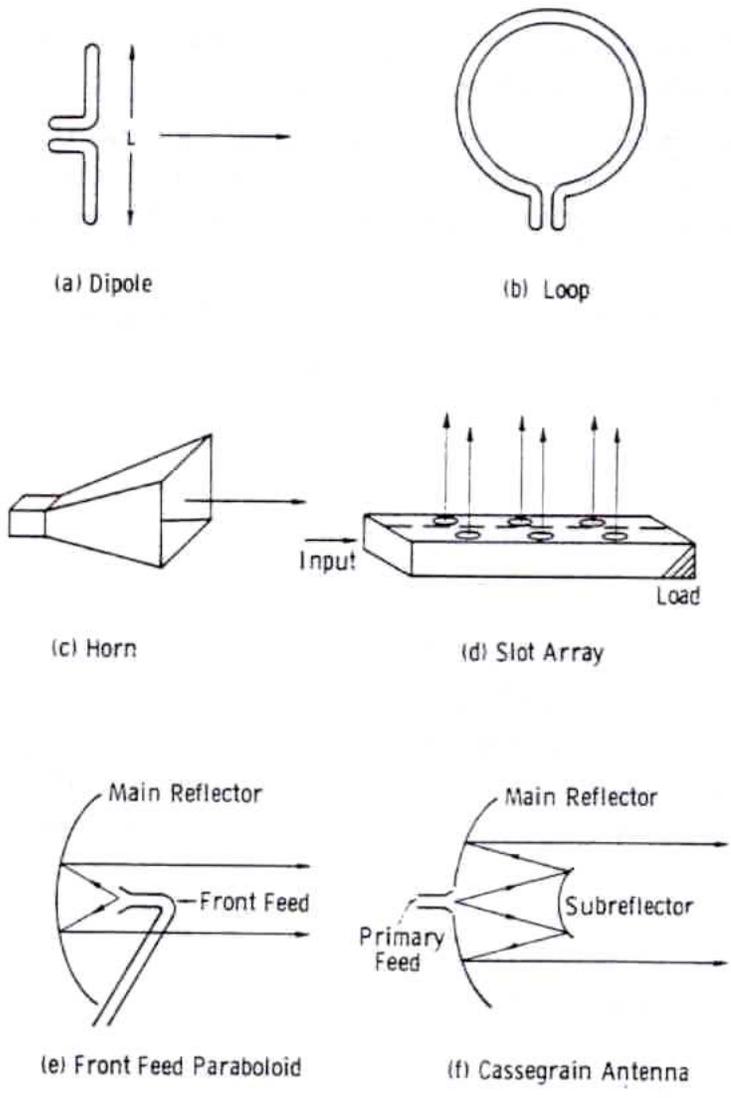


FIG. 1.19 – Différents types d'antennes
d'après Réf [3]

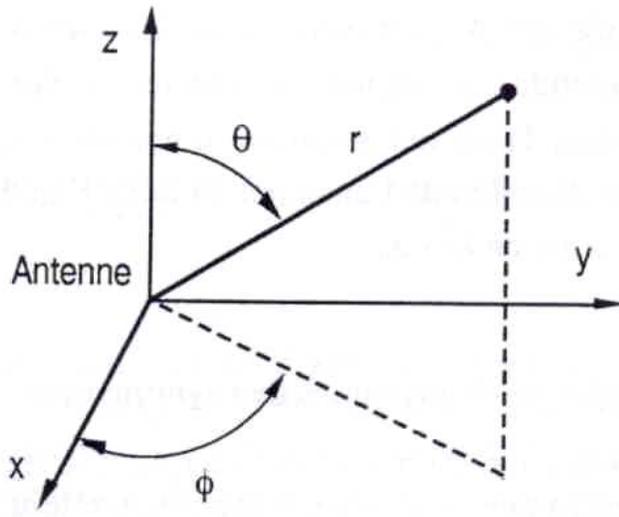


FIG. 1.20 – Géométrie d'émission

On appelle diagramme de rayonnement de l'antenne la fonction

$$F(\theta, \phi) = r^2 E \quad (1.54)$$

Si on normalise $F(\theta, \phi)$ à sa valeur maximale pour toutes les directions (θ, ϕ) , on obtient une fonction :

$$F_n(\theta, \phi) = \frac{F(\theta, \phi)}{F(\theta, \phi)_{max}} \quad (1.55)$$

Les maxima de la fonction $F_n(\theta, \phi)$ sont les lobes de l'antenne. L'axe de l'antenne est la direction (θ, ϕ) qui assure le maximum de F . Si l'antenne est polarisée linéairement, on peut représenter le diagramme dans un des deux plans principaux : celui qui contient \vec{E} et l'axe de l'antenne ou celui qui contient \vec{H} et l'axe de l'antenne. On définit à partir du diagramme de rayonnement les quantités suivantes :

– l'angle solide total de l'antenne

$$\Omega_p = \int \int F_n(\theta, \phi) d\Omega \quad (1.56)$$

– le gain de l'antenne

$$G(\theta, \phi) = \frac{4\pi}{\Omega_p} F_n(\theta, \phi) \quad (1.57)$$

L'expression 1.57 est en toute rigueur correcte pour une antenne sans pertes, c'est-à-dire dans laquelle toute la puissance électrique dépensée est rayonnée dans l'espace, et donc dans laquelle les dissipations ohmiques d'énergie sous forme de chaleur peuvent être considérées comme négligeables. Dans le cas d'une antenne avec pertes, il faut pondérer l'équation 1.57 par le rapport entre la puissance émise et la puissance appliquée.

– la surface effective de l'antenne)

$$A_{eff} = \frac{\lambda^2}{\Omega_p} \quad (1.58)$$

Lorsque le rayonnement est généré par diffraction à partir d'une ouverture de surface A , la surface effective A_{eff} est commensurable avec A et en général inférieure à A . Cette commensurabilité se déduit facilement du fait que lorsque l'antenne fonctionne en diffraction, la région angulaire d'émission est de l'ordre de λ/D (D dimension dans une direction de l'antenne), et donc l'angle solide d'émission (de l'ordre de Ω_p) est de l'ordre de λ^2/A .

Exemples de diagrammes de rayonnement

Surfaces diffractantes Les cornets et les antennes Cassegrain, ou les fentes d'une antenne à fentes, sont des antennes dont les lobes sont produits par diffraction. Comme on l'a vu au § 1.2.1, la taille angulaire du lobe principal d'antenne est de l'ordre de λ/D , où λ est la longueur d'onde, et D la taille de l'antenne. Il existe également des lobes secondaires mais d'amplitude sensiblement plus faible que celle du lobe principal. La Figure 1.21 montre le diagramme d'antenne obtenu dans le cas d'une ouverture rectangulaire telle que celle d'un cornet. L'amplitude des premiers lobes secondaires est environ 3 pour cent de celle du lobe primaire ; on vérifie facilement sur cette Figure que le lobe primaire a une taille angulaire d'environ λ/D .

Réseau d'antennes Un réseau d'antennes consiste en plusieurs antennes identiques (dipôles, fentes) disposées sur une même surface, en général plane. Le diagramme de rayonnement d'un réseau est fonction de l'espace entre les antennes, et de la distribution d'amplitude et de phase des champs rayonnés par chaque élément.

Ce type d'antennes est très important car c'est cette technique qui est utilisée pour obtenir le balayage électronique du faisceau de l'antenne.

La théorie du réseau d'antennes est identique à celle du réseau optique. Supposons dans un premier temps que toutes les ondes soient en phase au

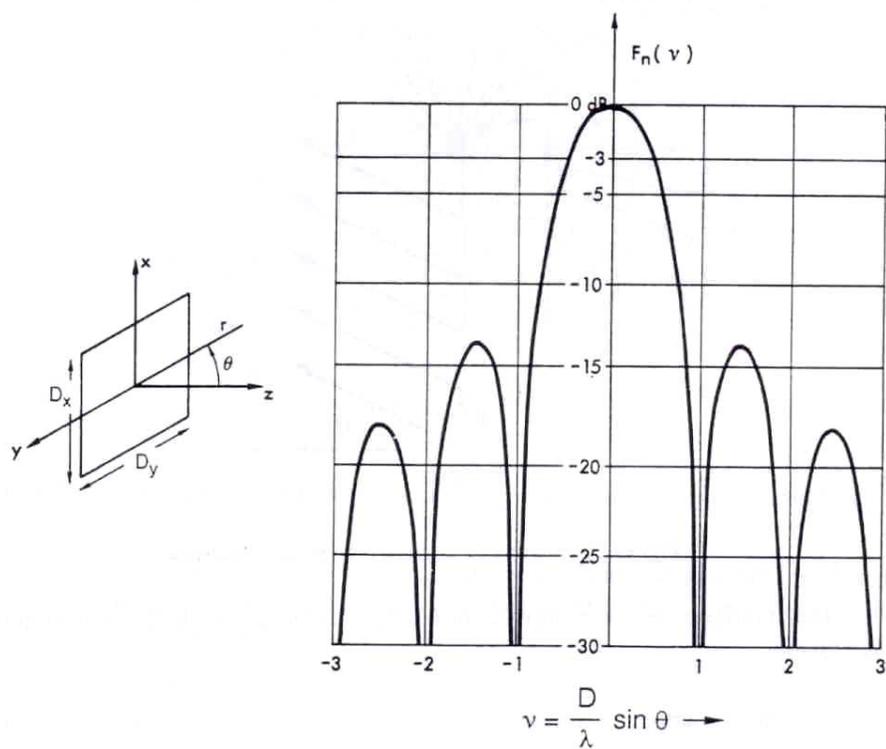


FIG. 1.21 – Diagramme en décibels suivant le plan x - z (pour $D = D_x$) ou suivant le plan y - z (pour $D = D_y$)

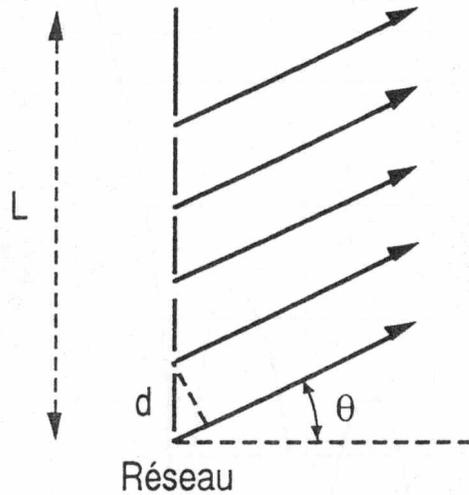


FIG. 1.22 – Schéma de principe d'un réseau d'antennes

niveau de chacune des fentes (Figure 1.22). Le déphasage entre deux ondes consécutives émergeant dans la direction θ vaut (cf 1.18)

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi d \sin \theta}{\lambda} \quad (1.59)$$

Des interférences constructives entre les ondes provenant de toutes les fentes ont lieu quand

$$\delta\varphi = 2\pi p, \quad p \text{ entier} \quad (1.60)$$

$$\sin \theta = p \frac{\lambda}{d} \quad (1.61)$$

L'analyse montre que l'amplitude de l'onde résultante est maximale quand $p = 0$. Le lobe principal d'antenne est donc obtenu pour $p = 0$, les lobes secondaires se situent dans des directions θ correspondant à $p \neq 0$ (Figure 1.23). L'analyse montre également que la largeur angulaire du lobe principal d'antenne est égale à λ/L , où L est la dimension du réseau d'antennes (Figure 1.22), c'est-à-dire de même taille que si l'antenne était constituée d'une fente unique de grande dimension L .

Si maintenant les phases des ondes au niveau des fentes ne sont pas égales, mais différent entre deux fentes consécutives d'une quantité $\Delta\varphi_0$, alors la condition d'interférences constructives s'écrit :

$$\frac{2\pi d \sin \theta}{\lambda} + \Delta\varphi_0 = 2\pi p, \quad (1.62)$$

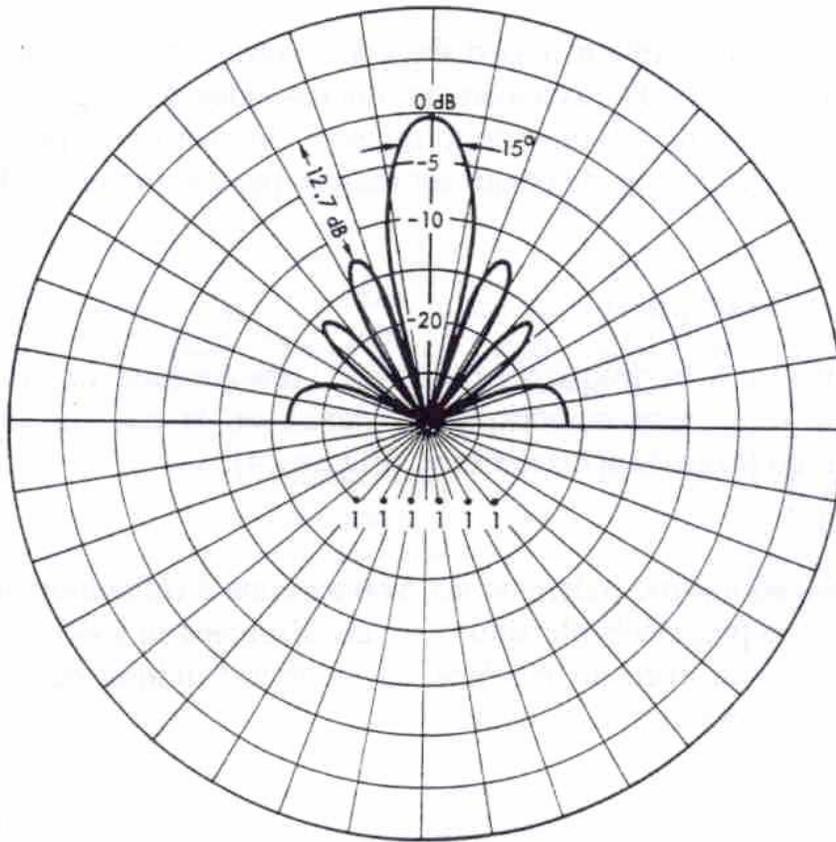


FIG. 1.23 – Exemple de diagramme de réseau d'antenne, constitué de 7 antennes espacées de $\lambda/2$

et le maximum d'émission, correspondant à $p = 0$, est alors dans la direction θ_0 donnée par

$$\sin \theta_0 = -\frac{\lambda}{2\pi d} \Delta\varphi_0, \quad (1.63)$$

ce qui revient à faire tourner le lobe du réseau d'une quantité θ_0 . On voit donc que l'on dispose d'un moyen électronique (imposer aux éléments des variations linéaires de phase) de faire tourner de façon arbitraire la direction du lobe principal d'antenne.

1.3.2 Les capteurs hyperfréquence passifs

La fonction d'un capteur hyperfréquence passif est de mesurer la luminance (et parfois la polarisation) du rayonnement micro-ondes émis par le système Terre + atmosphère dans certaines bandes de fréquence. On décrit ce type de capteurs au § 1.3.2; la nature physique de ce qui est mesuré par l'antenne est définie précisément au § 1.3.2.

Description

Un radiomètre hyperfréquence comprend : une antenne, un système de réception, un système de traitement numérique du signal, et, le cas échéant, un système de balayage et/ou un étage de spectrométrie (Figure 1.24).

L'antenne Les antennes sont principalement du type antenne à réflecteur ou antenne à réseau de fentes. Leurs propriétés ont été discutées au § 1.3.1. On utilise en général une seule antenne avec un système de réception unique ou multiple, suivant la couverture spectrale totale du capteur.

Le système de réception En aval de l'antenne, un commutateur permet la mesure périodique du signal de l'antenne en alternance avec un signal d'étalonnage généré à bord de façon à pouvoir compenser d'éventuelles dérives de la réponse instrumentale au signal. On peut utiliser différents signaux d'étalonnage correspondant à différentes températures (et donc différentes luminances) de façon à couvrir le domaine de luminances observables.

Le signal subit ensuite un filtrage, de façon à ne laisser passer le signal que dans une bande passante donnée, puis est multiplié par un signal provenant d'un oscillateur local à la fréquence ν_0 . Un produit de signaux, du type $\cos 2\pi\nu_0 t \cos 2\pi\nu t$ peut toujours se décomposer en l'addition des deux signaux sinusoïdaux de fréquences $(\nu_0 + \nu)$ et $(\nu_0 - \nu)$. On ne retient avec le filtre suivant que la différence des fréquences (Figure 1.24), de sorte qu'à la sortie de ce filtre, la bande de fréquences d'intérêt est dans une région

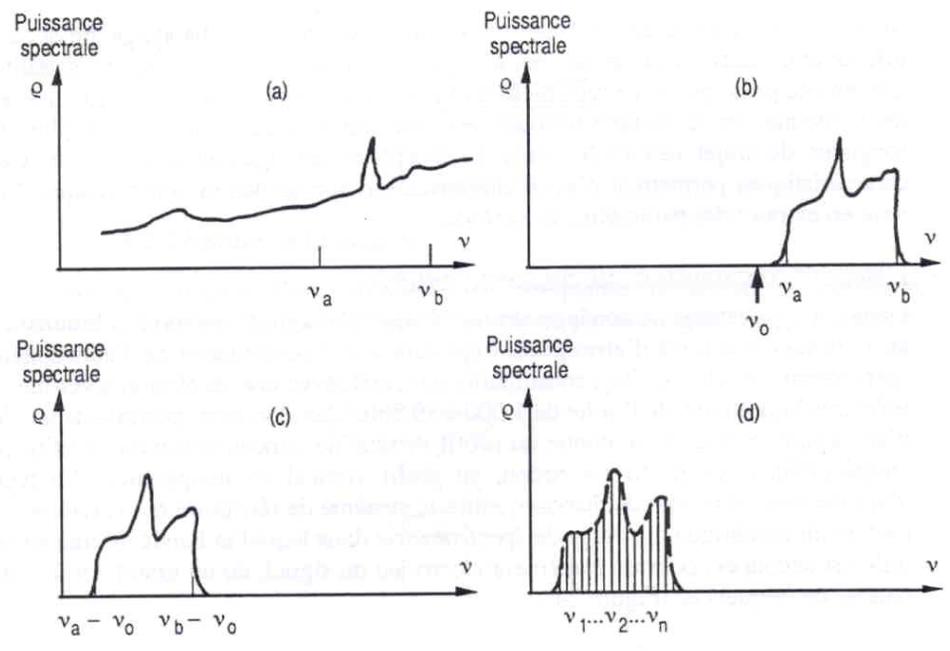
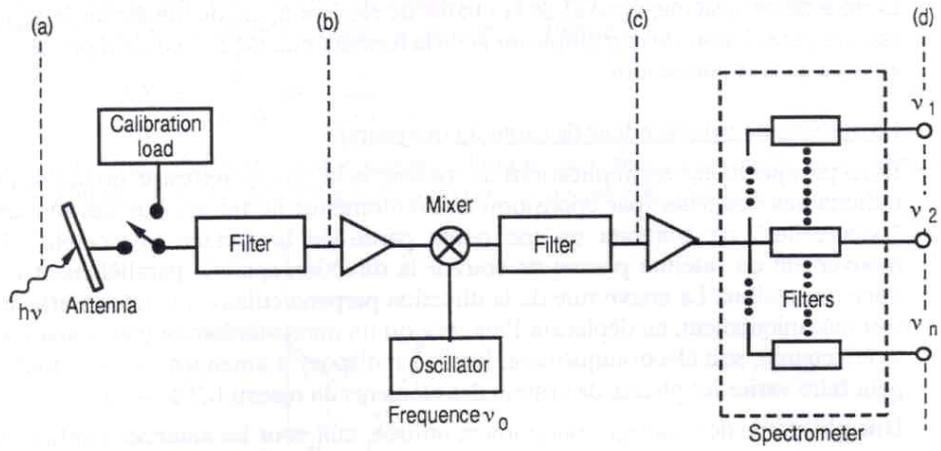


FIG. 1.24 – Les différents étages d'un radiomètre hyperfréquence
 Evolution de la puissance spectrale du signal dans lmes différents étages
 (daprès Réf [1])

d'assez basse fréquence, plus facile à mesurer que lorsque les fréquences sont plus élevées. On peut observer que le paramètre intéressant ici, c'est-à-dire l'amplitude du signal incident, est conservé dans la chaîne de réception à un facteur connu près.

Si la polarisation est un paramètre important à mesurer, une double chaîne de réception est utilisée.

Le système de traitement numérique Le rôle de ce système, en aval de la chaîne de réception, est de numériser le signal issu de cette chaîne, de la multiplexer et de la formater de façon à ce qu'il puisse être envoyé dans la télémesure.

Le système de balayage (cas des systèmes imageurs) Dans presque toutes les applications de mesure de la surface terrestre, on utilise des radiomètres imageurs (par opposition aux radiomètres ne faisant que des mesures "ponctuelles" ne couvrant qu'une petite partie de la surface observable). Le mouvement du satellite permet de couvrir la direction spatiale parallèlement à la trace du satellite. La couverture de la direction perpendiculaire à la trace s'effectue soit mécaniquement, en déplaçant l'antenne ou un miroir de renvoi (cas d'antennes à réflecteurs), soit électroniquement, lorsqu'on dispose d'antennes à réseau dont on peut faire varier les phases de chacun des éléments du réseau (Cf § 1.3.1).

Une géométrie de balayage couramment utilisée, tant pour les antennes à réflecteur que pour les antennes à réseau, est la géométrie conique, dans laquelle le faisceau de l'antenne parcourt un cône dont le sommet est le satellite et l'axe la direction du nadir.

Si on utilise la totalité des 360 degrés de rotation du faisceau dans le balayage, on obtient une double couverture de la même zone, en avant et en arrière du satellite. L'avantage principal de ce type de balayage est que l'angle d'incidence du faisceau de l'antenne sur la surface terrestre est constant lors du balayage. De plus, la longueur du trajet des ondes dans l'atmosphère est également constante. Ces caractéristiques permettent d'avoir une précision accrue des mesures lorsque l'on veut en extraire des paramètres de surface.

L'étage de spectrométrie (cas des spectromètres) Dans les applications de sondage atmosphérique, il s'agit de mesurer la luminance au voisinage de raies d'absorption importantes des constituants de l'atmosphère (par exemple H_2O , O_2 , CO_2 , constituants mineurs) avec une résolution spectrale $\nu/\Delta\nu$ très importante, de l'ordre de 1000 à 10000. L'exploration spectrale de la raie d'absorption permet de remonter au profil vertical de concentra-

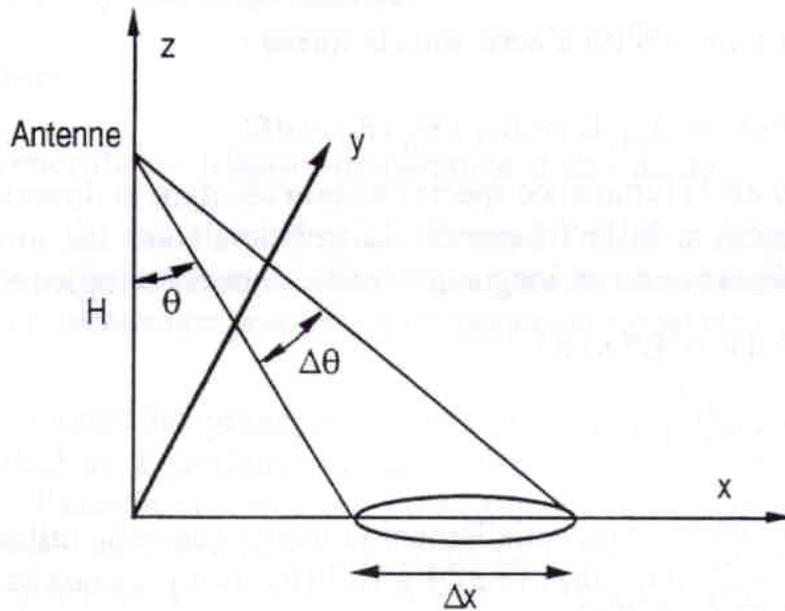


FIG. 1.25 -

tion du constituant étudié et/ou, si ce profil est connu, au profil vertical de température. Ce type d'applications nécessite de disposer, entre le système de réception et le système de traitement numérique, un étage de spectrométrie dans lequel la bande de fréquence utile est découpée, par un traitement électrique du signal, en un grand nombre de bandes de fréquences (Figure 1.24).

Du fait de la largeur relativement importante $\Delta\theta \approx \lambda/D$ du lobe d'antenne la résolution spatiale au sol des radiomètres hyperfréquence est nécessairement assez dégradée. Cette résolution a pour expression (cf. Figure 1.25)

$$\Delta X = \frac{H}{\cos^2 \theta} \Delta\theta \approx \frac{H}{\cos^2 \theta} \frac{\lambda}{D} \quad (1.64)$$

où H est l'altitude et θ représente l'angle de visée. Si on prend par exemple $H = 800\text{km}$, $\theta = 40$ degrés, $\lambda = 1,6$ cm, $D = 80$ cm, on trouve $\Delta X \sim 27\text{km}$.

Nature de la mesure

Soit une antenne d'un radiomètre hyperfréquence, de surface collectrice A_{eff} , recevant de la lumière d'un angle solide $d\Omega$ repéré par ses angles (θ, ϕ) (Figure 1.26).

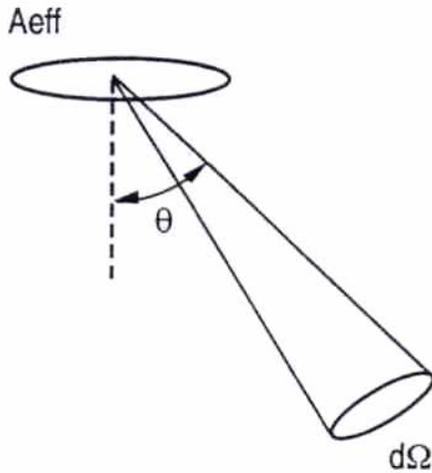


FIG. 1.26 –

La puissance électrique reçue du fait de cette lumière s'exprime de manière analogue à 1.42,

$$\delta W_r = \int S(\nu) \delta W(\nu) d\nu \quad (1.65)$$

où $\delta W(\nu)$ est la puissance spectrale incidente dans $d\Omega$ et $S(\nu)$ est la sensibilité spectrale de l'instrument, que l'on préfère exprimer en fonction de la fréquence ν dans le domaine hyperfréquence plutôt qu'en fonction de la longueur d'onde λ . On admettra que $\delta W(\nu)$ s'écrit sous la forme :

$$\delta W(\nu) = A_{eff} L(\nu; \theta, \phi) F_n(\theta, \phi) d\Omega \quad (1.66)$$

où $L(\nu; \theta, \phi)$ est la luminance spectrale observée dans la direction (θ, ϕ) , également exprimée en fonction de la fréquence. La relation entre les luminances spectrales exprimées en fréquence ou en longueur d'onde s'obtient simplement en écrivant :

$$L(\nu) d\nu = L(\lambda) d\lambda \quad (1.67)$$

$$\text{donc, } L(\nu) = \frac{\lambda^2}{c}. \quad (1.68)$$

La relation 1.66 est essentiellement la même que celle utilisée dans le domaine optique, avec $\lambda \ll D$ (équation 1.44), à la différence près que le facteur d'obliquité $\cos^4 \theta$ est ici remplacé par $F_n(\theta, \phi)$.

Lorsque le radiomètre observe un milieu uniforme de température T , la luminance spectrale prend la forme simple suivante :

$$L(\nu; \theta, \phi) = B(\nu) = \frac{2k_B T \nu^2}{c^2}, \quad (1.69)$$

où $B(\nu)$ est la luminance d'un corps noir de température T (formule de Planck) quand $h\nu \ll k_B T$. Les constantes h , k_B et c représentent respectivement les constantes de Planck et de Boltzmann, et la vitesse de la lumière. L'approximation $h\nu \ll k_B T$ est généralement satisfaite dans la région hyperfréquence du spectre électromagnétique, et pour les températures couramment observées sur la Terre. L'expression de la puissance électrique reçue s'écrit dans ce cas, à partir de 1.65, 1.66, et 1.68 :

$$W_r = \int_{\text{espace}} \delta W_r = \frac{1}{2} A_{\text{eff}} \Delta\nu \frac{2k_B T}{\lambda^2} \int \int F_n(\theta, \phi) d\Omega \quad (1.70)$$

On a pris comme hypothèse pour obtenir 1.70 que la sensibilité spectrale $S(\nu)$ a un profil rectangulaire de largeur $\Delta\nu \ll \nu = c/\lambda$. On a par ailleurs rajouté un facteur 2 au dénominateur de 1.70 pour tenir compte du fait que la mesure de l'antenne sélectionne une seule polarisation, ce qui diminue par 2 la puissance collectée dans le cas d'un rayonnement incident polarisé comme celui du corps noir.

En tenant compte des équations 1.56 et 1.58, l'expression 1.70 prend la forme particulièrement simple suivante

$$W_r = k_B T \Delta\nu \quad (1.71)$$

La puissance reçue apparaît alors comme une mesure directe de la température du milieu, pour une bande passante $\Delta\nu$ donnée.

1.3.3 Les radars

Généralités - Mesures de distance et de vitesse

Le terme "radar", qui signifie originellement "radio detection and ranging", s'applique de fait à un instrument radioélectrique dans lequel un émetteur illumine une cible et un récepteur mesure une propriété quelconque du signal rétrodiffusé par la cible sur le radar.

La Figure 1.27 montre les principales composantes d'un système radar. Un étage d'émission est utilisé pour produire un signal électrique de bande fréquentielle très étroite qui permet d'exciter une antenne. Le rayonnement de l'antenne émettrice est réfléchi par la cible sur une antenne réceptrice. Le récepteur amplifie le signal électrique collecté par l'antenne réceptrice et le prétraite de façon à extraire différentes caractéristiques du signal. En général on corrèle les signaux électriques émis et reçus de façon à ce que les caractéristiques de ces 2 signaux puissent être comparées. Dans les radars spatiaux on utilise souvent une seule antenne pour l'émission et la réception.

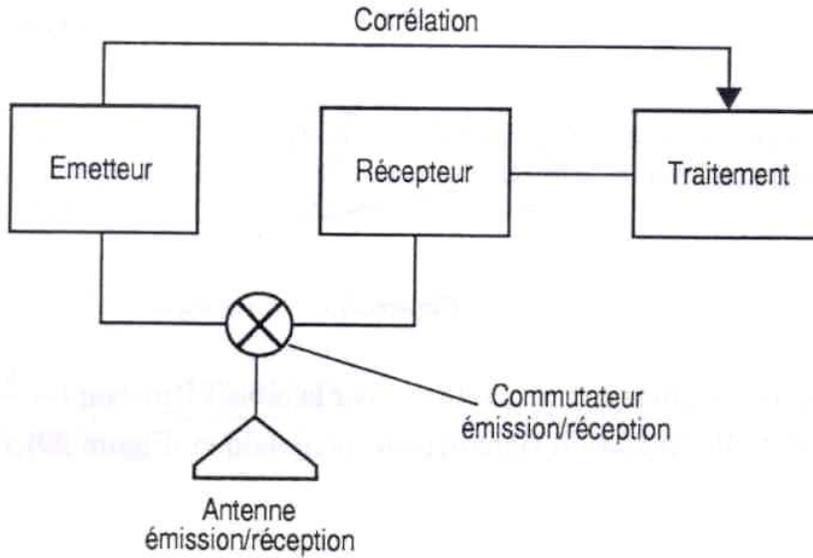


FIG. 1.27 – Schéma de principe d'un radar

Dans ce cas, un commutateur est utilisé de façon à ce que l'antenne fonctionne alternativement en mode émission et en mode réception.

Un radar permet de mesurer en principe la distance du radar à une cible en mesurant la durée séparant les ondes émises et reçues, la vitesse relative entre le radar et la cible (ou du moins sa composante dans la direction radar-cible) par l'analyse du décalage Doppler entre les fréquences émises et reçues, et l'intensité du rayonnement rétrodiffusé, lié à la section efficace de rétrodiffusion du milieu observé. Il existe également le moyen de mesurer la phase du signal de retour, au moyen de techniques d'interférométrie radar qui ne sont pas discutées dans le cadre de cet exposé. Montrons ici simplement comment un radar peut mesurer une vitesse et une distance de cible.

Soit $e(t)$ le signal émis (champ électrique ou magnétique), en fonction du temps t , et supposé monochromatique de fréquence angulaire ν_0 ,

$$e(t) = u(t)e^{j2\pi\nu_0 t} \quad (1.72)$$

Soit une cible ponctuelle, se déplaçant à une vitesse \vec{v} par rapport au radar, de composante v_R dans la direction radar-cible, v_R étant compté positivement si la cible se rapproche du radar. Soit $R(t)$ la distance cible-radar, que l'on peut écrire (Figure 1.28) :

$$R(t) = R_0 - v_R t \quad (1.73)$$

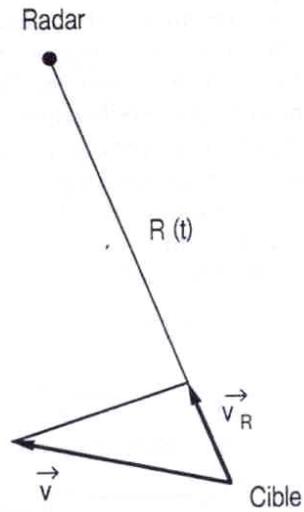


FIG. 1.28 –

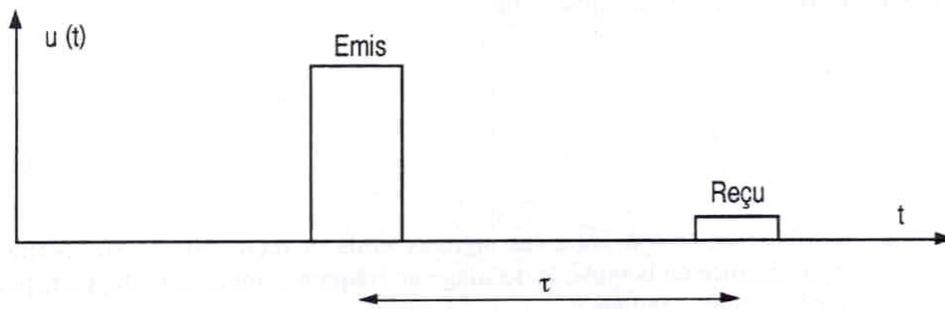


FIG. 1.29 – Enveloppe des impulsions émises et reçues

Le signal reçu à l'instant t a été réfléchi par la cible à l'instant $t - \frac{\tau(t)}{2}$, où $\tau(t)$ est le temps de trajet aller retour du signal électromagnétique (Figure 1.29).

On a

$$c\tau(t) = 2R\left(t - \frac{\tau(t)}{2}\right) = 2R_0 - 2v_R\left(t - \frac{\tau(t)}{2}\right) \quad (1.74)$$

d'où l'on tire

$$c\tau(t) = 2(R_0 - v_R t) \frac{1}{1 - \frac{v_R}{c}} \approx 2(R_0 - v_R t) \quad (1.75)$$

(On a supposé $v_R/c \ll 1$). Le signal reçu par le radar à l'instant t est $s(t)$:

$$s(t) = \alpha u(t - \tau(t)) e^{j2\pi\nu_0(t - \tau(t))} \quad (1.76)$$

où α est un coefficient d'atténuation du signal durant la propagation radar-cible-radar qui contient également le coefficient de réflexion, éventuellement complexe, de la cible (α est bien sûr très inférieur à 1).

Compte tenu de l'expression 1.75 de $\tau(t)$, $s(t)$ peut s'écrire

$$s(t) = [\alpha e^{-j\frac{4\pi\nu_0 R_0}{c}}] u(t - \tau(t)) e^{j2\pi(\nu_0 + \frac{2v_R}{\lambda})t} \quad (1.77)$$

On voit que le signal reçu a subi un décalage en temps Δt et un décalage en fréquence $\Delta\nu$ par rapport au signal émis :

$$\Delta t = 2R_0/c \quad (1.78)$$

$$\Delta\nu = 2v_R/\lambda \quad (1.79)$$

Le décalage en temps entre les signaux émis et reçus $e(t)$ et $s(t)$ permet de remonter à la distance de la cible, le décalage en fréquence (décalage Doppler) permet de remonter à sa vitesse radiale.

Les radars à ouverture réelle

Les deux grandes classes de radars spatiaux à ouverture réelle sont les diffusiomètres et les altimètres.

Les diffusiomètres mesurent le coefficient de rétrodiffusion σ^0 de la surface terrestre éclairée par l'antenne, paramètre qui sera défini précisément au § 1.3.3. Les diffusiomètres spatiaux ont surtout été utilisés pour mesurer le coefficient σ^0 sur les surfaces océaniques de façon à en déduire la vitesse du vent et sa direction. Le principe physique de cette technique est que le σ^0 est proportionnel à l'amplitude des ondes capillaires et des ondes de gravité à la surface de l'eau, qui par ailleurs sont reliées à la vitesse du vent au voisinage de la surface. De plus, le σ^0 peut être mesuré à différents angles azimutaux (en disposant plusieurs antennes dont les directions d'émission sont à des azimuts différents), ce qui permet de déterminer la direction du vent.

Les radars altimètres diffèrent des radars ci-dessus en ce que leur antenne est dirigée dans la direction du nadir, ce qui permet de mesurer l'altitude par évaluation du temps de retard de l'impulsion reçue par rapport à celle émise. Ils sont généralement uniquement utilisés au-dessus des surfaces océaniques. Certaines caractéristiques des échos peuvent être mises à profit pour évaluer d'autres paramètres que l'altitude ; par exemple, la forme du profil temporel de l'impulsion reçue est reliée à la distribution de , hauteur des facettes réfléchissantes de la surface, et donc à la hauteur de vague ; l'amplitude du

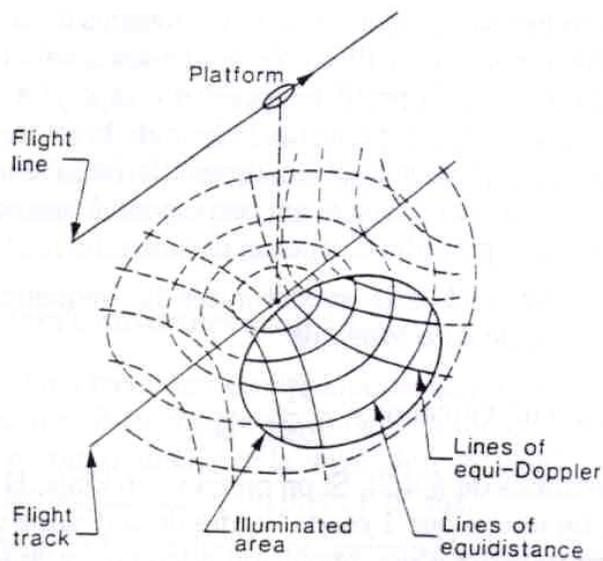


FIG. 1.30 – Imagerie radar en distance-vitesse

signal reçu est une fonction de la rugosité à petite échelle de la surface et donc de la vitesse du vent.

Les diffusiomètres et les altimètres n'ont pas une résolution spatiale très bonne, pour la même raison que les radiomètres hyperfréquence. Les diffusiomètres peuvent réaliser une imagerie à basse résolution de la surface visée, en utilisant le fait que le radar est capable de mesurer à la fois une distance et une vitesse. Si l'on se reporte à la Figure 1.30, on constate que les lignes au sol d'égale distance au radar sont des cercles concentriques dont le centre est le point subsatellite, et les lignes au sol d'égale vitesse relative v_R par rapport au radar sont des hyperboles dont le sommet est porté par la trace satellitaire.

Tout endroit du sol correspond à un couple unique distance-vitesse, à l'intersection d'un cercle concentrique et d'une hyperbole, ce qui permet de réaliser une imagerie dans la zone éclairée par l'antenne.

On peut imaginer d'obtenir une imagerie radar d'une manière différente de celle ci-dessus. Supposons un faisceau d'antenne assez large dans le plan vertical et étroit le long de la trace du satellite (Figure 1.31). A un instant donné, une impulsion est émise; le signal de retour ne provient que d'une bande étroite du sol, délimitée par le faisceau d'antenne.

Le signal de retour est tel que les premiers instants de ce signal correspondent aux cibles les plus proches du radar illuminées par l'antenne, et les derniers instants aux cibles les plus lointaines. Ce profil temporel correspond

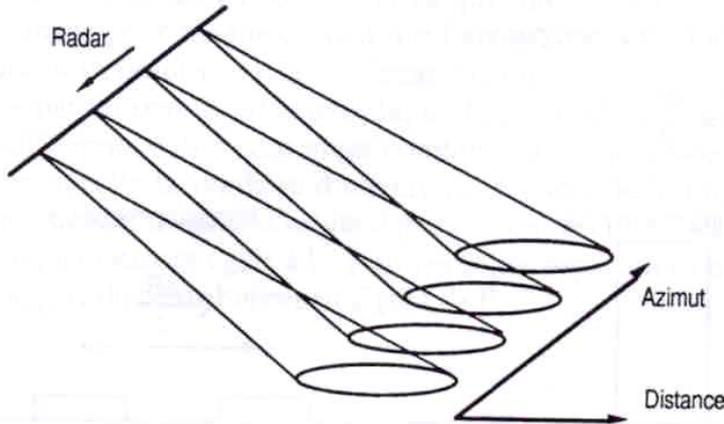


FIG. 1.31 – Imagerie en distance

à une "ligne" image. A un instant ultérieur, le satellite s'est déplacé le long de la trace, d'une distance égale à la largeur du diagramme d'antenne, et une nouvelle impulsion est émise. Un nouveau signal temporel de retour est collecté, qui correspond à une nouvelle "ligne" image qui vient se superposer à la précédente, et ainsi de suite.

Il faut bien sûr pour cela synchroniser la fréquence d'impulsion $1/T$ avec l'avancée du satellite, de telle sorte que

$$vT = \text{largeur d'antenne} = \frac{H}{\cos \theta} \frac{\lambda}{D} \quad (1.80)$$

(avec les notations du § 1.3.2). Si on prend $v \approx 6 \text{ km/s}$, $H = 800 \text{ km}$, $\lambda = 5 \text{ cm}$, $D = 1 \text{ rn}$, $\cos \theta = 0.5$, on trouve que T est de l'ordre de la dizaine de secondes. Dans ce laps de temps, la lumière issue d'une impulsion a largement le temps de revenir au radar avant l'impulsion suivante (le trajet aller-retour du signal est de l'ordre de $1/100$ de seconde).

Dans le système ci-dessus, la résolution spatiale le long de la trace (sens des azimuts) est donnée par la largeur de l'empreinte au sol de l'antenne, soit

$$\Delta X = \frac{H}{\cos \theta} \frac{\lambda}{D} \quad (1.81)$$

Dans l'autre sens, perpendiculaire à la trace, la résolution spatiale en distance ΔR est conditionnée par la largeur t_i de l'impulsion émise. Si l'impulsion a une durée t_i , l'écho d'une cible ponctuelle aura une durée t_i . Si deux cibles ponctuelles sont distantes de ΔR , les deux échos associés à ces

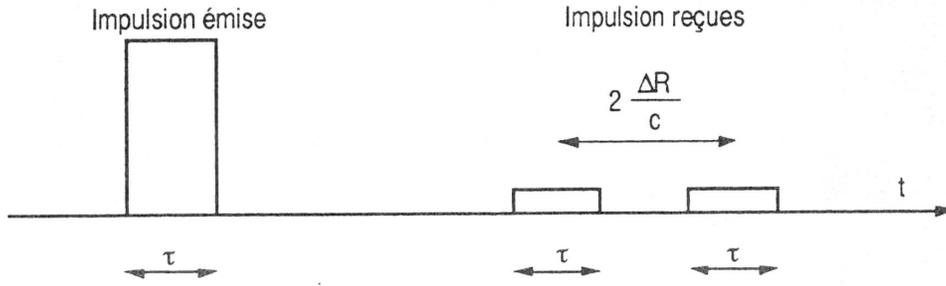


FIG. 1.32 – Résolution en distance

deux cibles seront séparés d'une durée $\Delta t = 2\Delta R/c$, et seront distinguables si $\Delta t \succ t_i$ (Figure 1.32); la plus petite séparation ΔR mesurable est donc donnée par :

$$\Delta R = \frac{ct_i}{2} \quad (1.82)$$

La résolution en distance est d'autant meilleure que t_i est petit. On peut arriver avec des techniques de compression d'impulsion à des durées d'impulsion sensiblement plus petites que 100 nsec, correspondant à des résolutions en distance meilleures que 15 mètres. La résolution dans la direction des azimuts ΔX est nécessairement limitée et ne peut être sensiblement meilleure que le km pour les radars à ouverture réelle. Le gain en résolution spatiale dans la direction azimutale s'effectue en ayant recours à la technique de synthèse d'ouverture.

Les radars à ouverture synthétique

Le principe d'un radar à ouverture synthétique est de prendre en compte toutes les mesures d'une cible donnée P au sol obtenues dans la direction azimutale (celle où on a besoin d'améliorer la résolution spatiale), ou autrement dit de faire la synthèse de toutes les mesures d'un point P donné.

Supposons un capteur radar se déplaçant horizontalement à une vitesse v sur un axe situé à la distance r_0 d'une cible P (Figure 1.33a). L'empreinte du lobe d'antenne au sol a une dimension le long de la trace à peu près égale à :

$$L \approx \frac{\lambda r_0}{D} \quad (1.83)$$

où D représente la taille de l'antenne du radar dans la direction azimutale. Au fur et à mesure que le capteur se déplace, des impulsions sont envoyées,

et reçues presque instantanément, aux différents points x_1, x_2, \dots, x_N le long de la trace (Figure 1.33a).

Un oscillateur stable est utilisé à bord comme référence et les échos sont mesurés de façon cohérente, c'est-à-dire qu'on mesure pour chaque signal d'écho son amplitude et sa phase en fonction du temps. Dans tout ce qui suit, on considère le signal reçu provenant uniquement, pour chaque écho, d'une bande étroite en distance à la distance r_0 , que l'on aura sélectionnée en considérant un créneau de temps de retard de l'impulsion reçue par rapport à celle envoyée, de la façon décrite au § 1.3.3. Comme on le verra, les différents échos sont alors combinés dans un processeur de façon à effectuer ce qu'on appelle la synthèse d'ouverture. A partir de la Figure 1.33a, on voit que la dimension totale du tronçon d'orbite depuis lequel la cible P est illuminée par le lobe d'antenne est précisément égale à L . Tous les échos reçus sur ce trajet de longueur L contiennent une part de contribution au signal de P .

L'examen de la Figure 1.33a montre que la situation de mesure est formellement analogue à celle dans laquelle le point P se trouve en regard d'un réseau d'antennes, dont les positions des antennes élémentaires sont x_1, x_2, \dots, x_N et dont la taille totale est égale à L (Figure 1.33b). Or on a vu au § 1.3.3 que la taille angulaire du lobe d'antenne d'un réseau d'antennes de taille L est λ/L .

La tache d'illumination du réseau d'antennes autour de P vaut donc :

$$\Delta X \approx r_0 \frac{\lambda}{L} \approx D \quad (1.84)$$

La résolution spatiale ΔX du système de la Figure 1.33a peut donc être commensurable avec la taille d'antenne D (de l'ordre du mètre), et être indépendante de la distance r_0 . Il faut bien sûr pour cela combiner de façon optimale toutes les mesures réalisées en x_1, x_2, \dots, x_N . C'est le processus de synthèse d'ouverture que nous décrivons maintenant.

Evaluons d'abord la différence de marche $\delta(x)$ entre un trajet aller retour MPM de l'onde, où M désigne un point de la trajectoire du radar d'abscisse x , et le trajet aller retour OPO où O est le point de la trajectoire radar le plus proche de P , d'abscisse nulle par convention (Figure 1.34).

On a

$$\delta x = 2(MP - OP) = 2(\sqrt{r_0^2 + x^2} - r_0) \approx \frac{x^2}{r_0} \quad (\text{si } x \ll r_0) \quad (1.85)$$

Le processus de synthèse d'ouverture pour une focalisation du traitement au point P consiste à :

- multiplier chacune des mesures aux points x_1, x_2, \dots, x_N par un facteur de phase

$$e^{-j\Delta\varphi(x)} = e^{-j\frac{2\pi x^2}{\lambda r_0}}$$

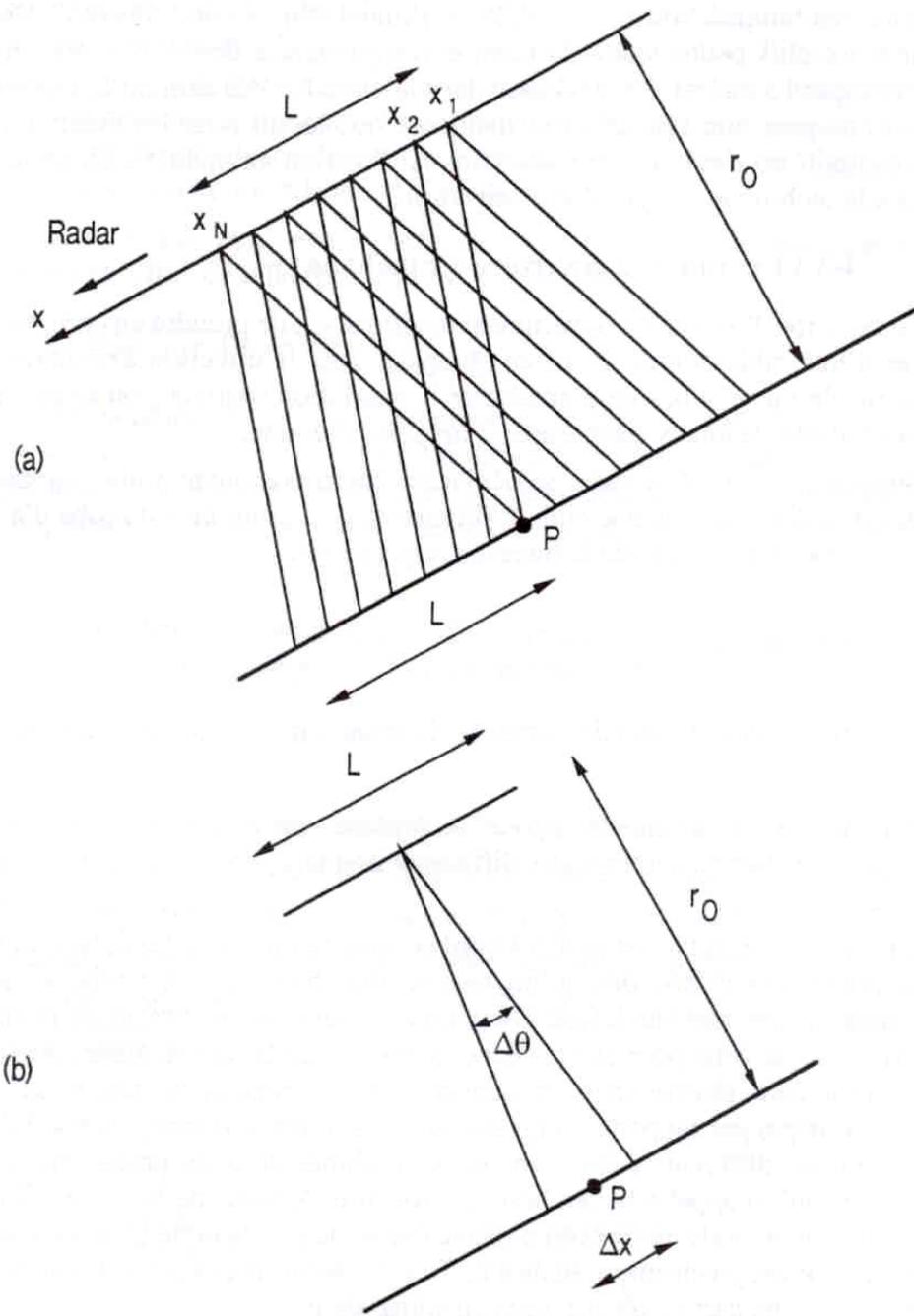


FIG. 1.33 – Représentation des lobes d'antenne
 (a) associés à chaque impulsion illuminant la cible P . (b) associé à un réseau d'antennes de taille L

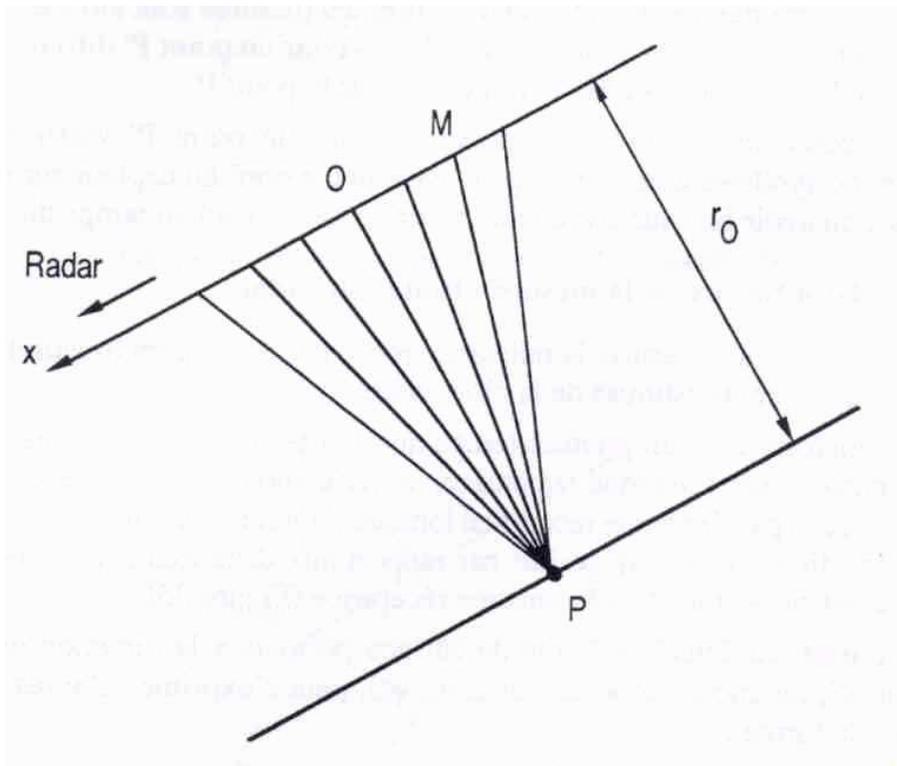


FIG. 1.34 -

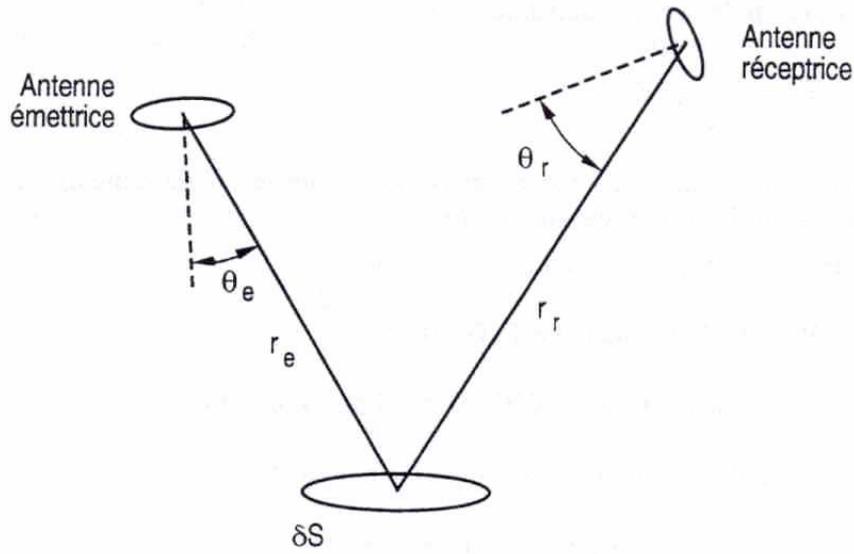


FIG. 1.35 - *

de façon à compenser les différences de phase des mesures liées à la disparité des distances radar-cible,

- faire la somme des valeurs obtenues : toutes les mesures sont alors en phase pour le point P . On conçoit que ce ne peut être le cas pour un point P' différent de P . On dit alors que l'on a alors focalisé le traitement sur le point P .

On recommence toutes ces opérations pour un point P' voisin de P , etc. Le traitement de synthèse d'ouverture peut avoir lieu à bord du capteur sur un processeur spécialisé, ou avoir lieu sur une chaîne de traitement au sol en temps différé.

Nature de la mesure - Equation radar

On cherche ici à mesurer la puissance reçue par le radar en fonction de celle qu'il a émise et des caractéristiques de la cible visée.

Considérons dans un premier temps que l'antenne réceptrice n'est pas située au même endroit que l'antenne émettrice, et effectuons le bilan énergétique de la puissance reçue par l'antenne réceptrice lorsque l'antenne émettrice éclaire une surface δS dont les dimensions sont petites par rapport aux distances r_e et r_r , respectivement antenne émettrice-cible et cible-antenne réceptrice (Figure 1.35).

La puissance émise par unité de surface normale à la direction de propa-

gation reçue par δS , ou encore éclairement $E_e(\theta_e, \phi_e)$ peut s'exprimer d'après 1.54, 1.55 et 1.57 sous la forme :

$$E_e(\theta_e, \phi_e) = \frac{1}{r_e^2} F_n(\theta_e, \phi_e) F(\theta, \phi)_{max} = \frac{G(\theta_e, \phi_e) \Omega_p}{4\pi r^2} F(\theta, \phi)_{max} \quad (1.86)$$

Par ailleurs, pour une antenne sans pertes, la puissance électrique totale dépensée W_e s'écrit :

$$W_e = \iint E_e(\theta, \phi) ds \quad (1.87)$$

où l'intégrale porte sur la surface d'une sphère centrée sur l'antenne émettrice. En utilisant 1.54, 1.55 et 1.56, cette intégrale peut être réécrite sous la forme :

$$W_e = F(\theta, \phi)_{max} \iint F_n(\theta, \phi) d\Omega = F(\theta, \phi)_{max} \Omega_p \quad (1.88)$$

On obtient à partir de 1.85 et 1.88 l'expression de l'éclairement reçu par δS

$$E_e(\theta_e, \phi_e) = W_e \frac{G(\theta_e, \phi_e)}{4\pi r_e^2} \quad (1.89)$$

On définit la *section efficace de rétrodiffusion radar* σ de la cible associée à la surface visée δS de la façon suivante :

$$E_r = \frac{\sigma}{4\pi r_r^2} E_e \quad (1.90)$$

où E_r est la puissance reçue par unité de surface (éclairement) au niveau de l'antenne réceptrice en provenance de δS . La puissance reçue par l'antenne réceptrice est :

$$W_r = E_r A_r F_n(\theta_r, \phi_r) = E_r G_r(\theta_r, \phi_r) \frac{\lambda^2}{4\pi} \quad (1.91)$$

On a utilisé dans 1.91 les définitions 1.57, 1.58, et 1.66. En rassemblant les équations ci-dessus on obtient

$$W_r = W_e \frac{G_e(\theta_e, \phi_e) G_r(\theta_r, \phi_r) \lambda^2}{(4\pi)^3 r_e^2 r_r^2} \sigma \quad (1.92)$$

Comme en général on travaille en rétrodiffusion, avec la même antenne en émission et en réception, la puissance reçue prend la forme (avec $G_e = G_r = G$, $r_e = r_r = r$),

$$W_r = W_e \frac{G^2 \lambda^2}{(4\pi)^3 r^4} \sigma \quad (1.93)$$

que l' on appelle équation radar.

On définit également la *section efficace de rétrodiffusion différentielle* σ^0 associée à la surface δS , que l' on appelle souvent plus simplement coefficient de rétrodiffusion, par

$$\sigma = \sigma^0 \delta S \quad (1.94)$$

l' équation radar prenant alors la forme

$$W_r = W_e \frac{G^2 \lambda^2}{(4\pi)^3 r^4} \sigma^0 \delta S \quad (1.95)$$

qui peut ensuite être intégrée sur toute la surface illuminée par le lobe d'antenne du radar.

Notons que σ^0 a essentiellement le même sens physique que la réflectance bidirectionnelle ρ définie au § 1.2.3 dans le cadre des mesures optiques. En effet, en utilisant les notations du § 1.2.3, on obtient les équivalences suivantes :

$$E_e = E_0 \quad (1.96)$$

$$E_r = \frac{L \cos \theta_v \delta S}{r_r^2} \quad (1.97)$$

Donc

$$\sigma^0 = \frac{\sigma}{\delta S} = \frac{4\pi r_r^2 E_r}{\delta S E_e} = 4 \frac{\pi L}{E_0} \cos \theta_v, \quad (1.98)$$

et comme

$$\rho = \frac{\pi L}{E_0 \cos \theta_s}$$

$$\sigma^0 = 4\rho \cos \theta_s \cos \theta_v. \quad (1.99)$$

Coefficient de rétrodiffusion radar et réflectance bidirectionnelle ont donc bien le même sens physique à des facteurs géométriques près.

Chapitre 2

Atmosphère

Introduction

Cette partie du cours s'attache à examiner comment, à partir des mesures de capteurs décrits au Chapitre "Capteurs", on peut remonter à l'estimation de caractéristiques de l'atmosphère.

L'atmosphère comprend :

- des gaz atmosphériques. Les plus importants sont l'oxygène, l'azote, le gaz carbonique et la vapeur d'eau ; de nombreux éléments sont présents à l'état de traces à l'état gazeux, comme le montre la Figure 2.1.
- des nuages (gouttelettes d'eau liquide de quelques microns à quelques dizaines de microns de diamètre)
- des aérosols, qui sont des particules solides (suies, sable, poussières carbonées) ou liquides (embruns d'eau salée) en suspension dans l'atmosphère, présents à la fois dans la troposphère et la stratosphère
- des précipitations, qui sont des gouttelettes d'eau liquide de quelques millimètres de diamètre.

Il y a différentes configurations géométriques de visée qui peuvent être utilisées pour caractériser l'atmosphère (Figure 2.2) :

- On peut utiliser la visée au limbe, c'est-à-dire choisir une géométrie de visée dans laquelle la ligne de visée traverse l'atmosphère sans rencontrer la surface terrestre. On choisit alors soit de viser un objet brillant (soleil, étoile), soit de viser une région vide du ciel. En visé d'un objet brillant, l'absorption ou la diffusion du signal solaire ou stellaire le long de la ligne de visée fournit des renseignements sur l'atmosphère. On parle alors de technique d'*occultation* (Figure 2.2a). Si le capteur vise, au limbe, une région vide du ciel, le signal recueilli est celui obtenu par *émission* du gaz atmosphérique (Figure 2.2b).

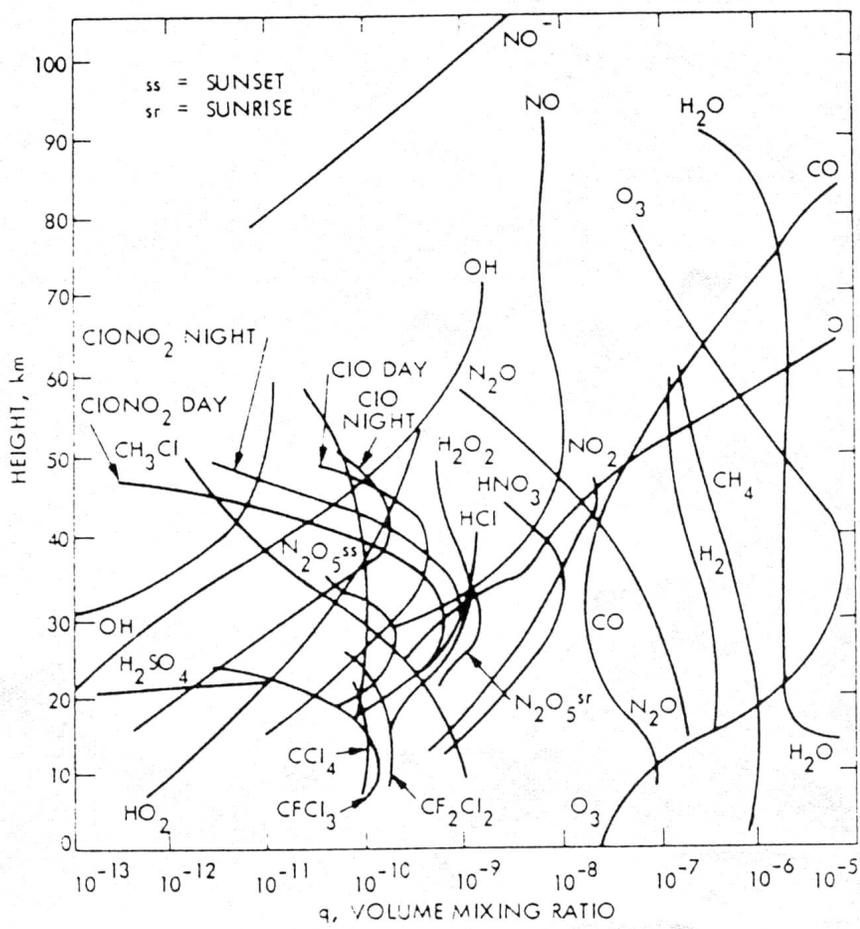


FIG. 2.1 – Distribution de densité des gaz atmosphériques

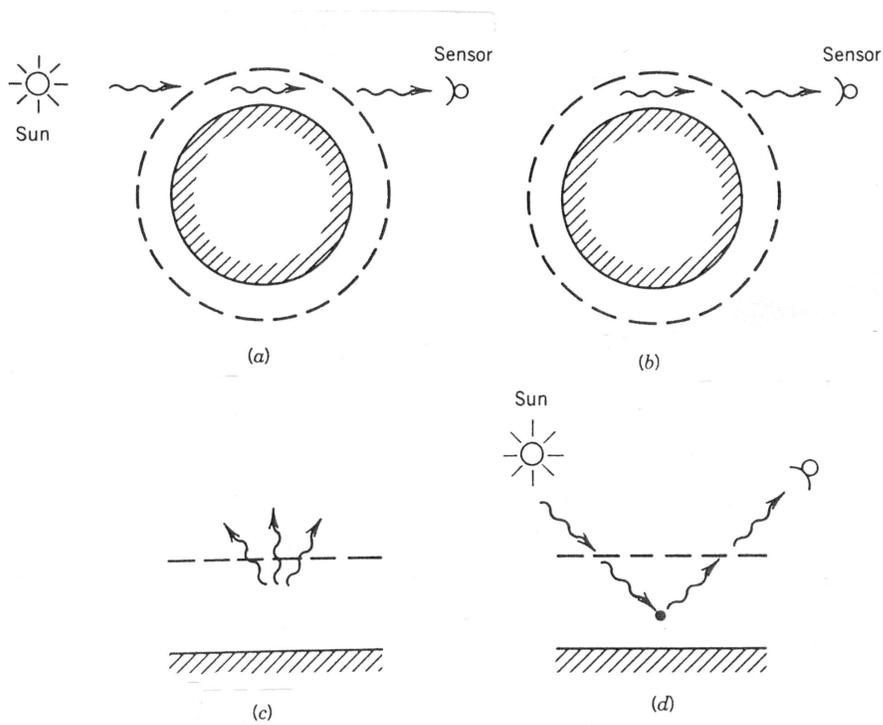


FIG. 2.2 – Différentes configurations de visée de sondage atmosphérique

- Le capteur peut au contraire être dirigé vers la surface terrestre. Une configuration couramment utilisée est alors celle du sondage vertical (Figure 2.2c). En choisissant une région du spectre dans laquelle il n'y a pas de fenêtre atmosphérique, dans des raies d'absorption / émission intenses de l'atmosphère, le signal recueilli est alors le signal d'émission thermique de l'atmosphère.
- En choisissant au contraire une fenêtre atmosphérique dans le spectre solaire réfléchi, par exemple dans le visible, on peut, en dirigeant la ligne de visée du capteur vers la surface terrestre, s'appuyer sur les propriétés de *diffusion* de l'atmosphère pour mesurer des caractéristiques intéressantes (Figure 2.2d).

Les paramètres atmosphériques mesurés sont principalement :

- *Le profil vertical de température.* La mesure a lieu en sondage vertical ou au limbe dans des raies d'émission / absorption intenses telles que celles du gaz carbonique CO_2 dans l'infra-rouge thermique à $4,3\mu$ et à 15μ , ou celles de l'oxygène O_2 dans le domaine micro-ondes à $60Ghz$ ou $120Ghz$.
- *La composition chimique.* On travaille au voisinage des raies d'absorption / émission de l'élément dont on cherche à mesurer la densité moyenne ou le profil vertical de densité. Pour des éléments très denses tels que la vapeur d'eau H_2O , on choisit généralement la configuration de sondage vertical dans l'infrarouge thermique (raie à 7μ) ou dans le domaine micro-ondes (raies intenses à 23 GHz et 180 GHz). Pour les éléments présents à l'état de trace, on choisit plutôt des configurations de mesure au limbe par occultation dans des raies spécifiques de ces éléments.
- *Aérosols.* La mesure des caractéristiques des aérosols stratosphériques a lieu au limbe par occultation d'une étoile ou du soleil, alors que la mesure de diffusion des aérosols troposphériques se fait en visée de la surface terrestre (Figure 2.2d).
- *Précipitations.* On est capable de mesurer le volume de précipitations et même pour partie leur profil vertical de répartition par radar en visée proche de la verticale.

Dans cette partie du cours, on rappelle en premier lieu un certain nombre de propriétés physiques de l'atmosphère dont la compréhension est nécessaire pour comprendre les méthodologies et algorithmes de mesure des paramètres atmosphériques. On décrit ensuite successivement les principes physiques de mesure du profil vertical de température, de densité de différents gaz, majoritaires ou minoritaires, des aérosols et des précipitations.

2.1 Rappel des propriétés physiques de l'atmosphère

2.1.1 Pression, température, densité

Une des propriétés physiques sur laquelle repose l'algorithme d'extraction du profil vertical de température est que la pression décroît très vite avec l'altitude, alors que la température ne varie que faiblement avec l'altitude.

Soit une atmosphère à l'équilibre. L'augmentation de pression dp entre deux niveaux d'altitude z et $z + dz$ est égale à

$$dp = -g\rho(z)dz \quad (2.1)$$

avec $\rho(z)$ densité de l'air, g la constante d'accélération de la pesanteur, égale à $9,81ms^{-2}$; en assimilant l'air à un gaz parfait, on a aussi

$$p(z) = N(z)k_B T(z) \quad (2.2)$$

et

$$\rho(z) = N(z)MM_0 \quad (2.3)$$

où $N(z)$ est le nombre de molécules par unité de volume, et $T(z)$ la température à l'altitude z , k_B la constante de Boltzmann, égale à $1,38 \cdot 10^{-23} JdegK^{-1}$, M l'unité de masse atomique, égale à $1,66 \cdot 10^{-27} Kg$, et M_0 le poids moléculaire de l'air, égal à 29,0 (sans dimension). MM_0 représente le poids moyen d'une molécule d'air.

Des équations 2.1, 2.2, 2.3, on tire

$$dp(z) = -g \frac{MM_0}{k_B T(z)} p(z) \quad (2.4)$$

et donc, en supposant dans un premier temps $T(z)$ constant et égal à T ,

$$p(z) = p_0 e^{-\frac{z}{H}} \quad (2.5)$$

où

$$H = \frac{k_B T}{gMM_0} \quad (2.6)$$

est l'échelle de hauteur de l'atmosphère e , et p_0 la pression atmosphérique à la surface ($z = 0$). Avec $T \simeq 300^\circ K$, $H \sim 8$ km.

La pression décroît donc très vite (exponentiellement) avec l'altitude, elle ne vaut que deux centièmes de sa valeur de surface à une altitude de 30 km. Ce résultat ne change pas en prenant des modèles plus fins de la décroissance de

$T(z)$ en fonction de z . L'évolution de $T(z)$ peut être approchée en considérant une unité de masse d'air d'altitude comprise entre z et $z + dz$, qui n'échange pas de chaleur avec son environnement (hypothèse adiabatique). Suivant les résultats classiques de la thermodynamique, la chaleur δq qu'échange l'unité de masse d'air avec son environnement s'écrit :

$$\delta q = C_V dT + p dV = C_p dT - V dp = C_p dT + g dz = 0 \quad (2.7)$$

Dans cette dernière équation, C_p et C_V sont les capacités calorifiques de l'unité de masse, respectivement à pression et à volume constant, et V est le volume de l'unité de masse. On a utilisé l'équation (2.1) et $V = 1/\rho$ pour parvenir au membre de gauche de l'équation (2.7), d'où l'on tire simplement

$$\frac{dT}{dz} = -\frac{g}{C_p} = -9,81^\circ\text{K/km} \quad (2.8)$$

Dans cette dernière expression, on a utilisé la valeur numérique $C_p = 1000 \text{ J}/(\text{Kg}^\circ\text{K})$. On prévoit donc de cette dernière relation que la température décroît faiblement avec l'altitude, de l'ordre de 10°K par km. En réalité, comme le montre la Figure 2.3, la température décroît effectivement linéairement avec l'altitude dans les premiers kilomètres, mais à un rythme moins rapide de $6,5^\circ\text{K}$ par km. Par contre aux altitudes plus élevées le profil de température est sensiblement plus complexe (Figure 2.3), mais on peut quand même retenir le résultat que les variations de température restent relativement faibles au regard de la variation de pression.

2.1.2 Raies d'absorption / émission

. Les gaz de l'atmosphère sont caractérisés par des spectres d'absorption / émission spécifiques de chaque élément. Ces raies ont pour origine le fait que les niveaux d'énergie de chaque atome ou molécule ont une structure discrète, le passage de l'un à l'autre de ces niveaux permettant l'absorption ou l'émission d'un photon d'énergie égale à la différence des niveaux d'énergie de l'atome ou de la molécule. Les transitions énergétiques peuvent être en principe électroniques (variation du niveau d'énergie des électrons périphériques), rotationnelles et vibrationnelles, pour les molécules de plus d'un atome. Dans la région du spectre à laquelle on s'intéresse (de longueur d'onde au-delà de $0,3 \mu$, en deçà de 1 m), les raies importantes sont des raies de vibration, auxquelles se superpose une structure fine de raies rotationnelles.

Les Figures 2.4 à 2.8 montrent des exemples de raies atmosphériques importantes. Dans le domaine infrarouge (proche et thermique), on remarque dans la Figure 2.4 les raies de CO_2 à $4,3$ et 15μ , les raies de H_2O autour de

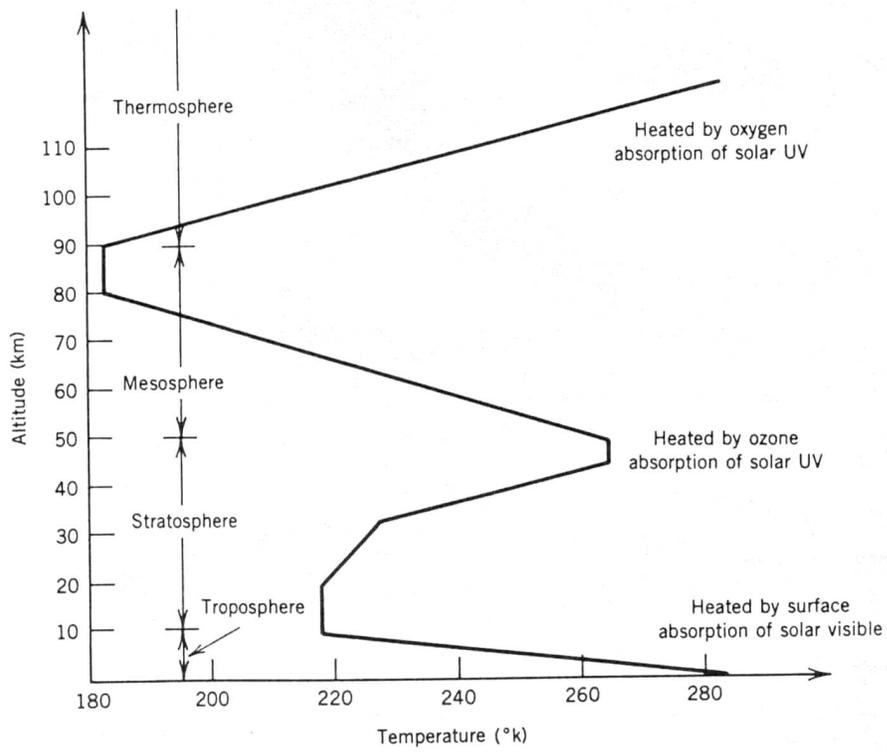


FIG. 2.3 – Profil vertical de température

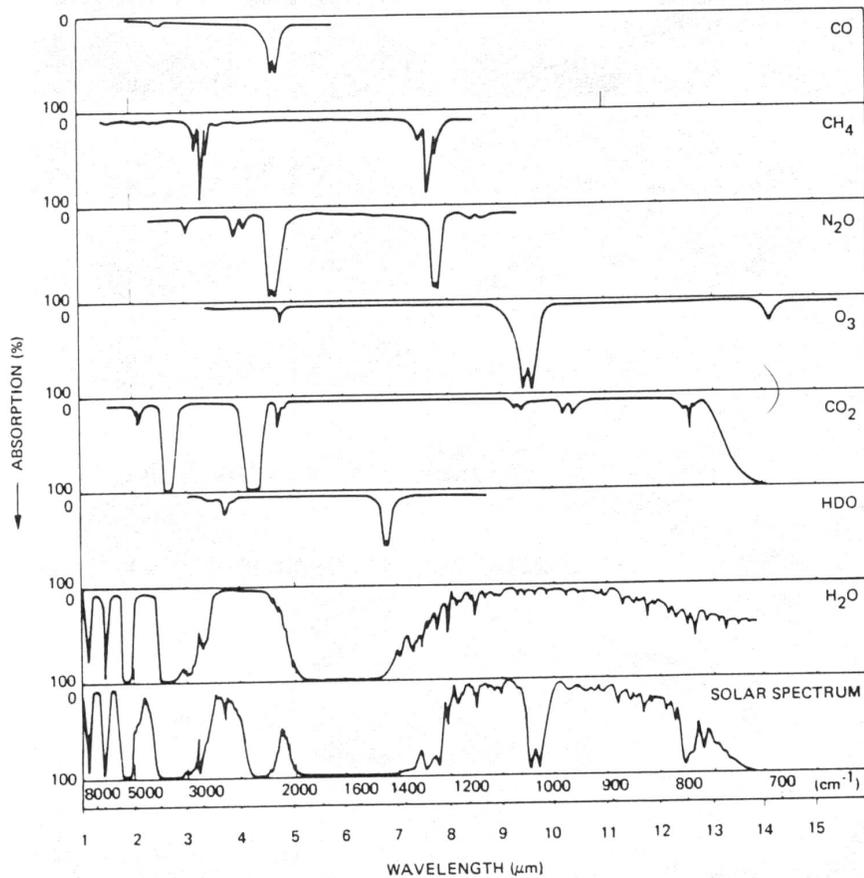


FIG. 2.4 – Spectre de raies de différents éléments dans l'infrarouge

3 et de 5-7 μ , les raies du méthane CH_4 autour de 3 et 8 μ , celle de l'ozone autour de 9 μ .

Le spectre de raies dans le visible et infrarouge proche (Figure 2.5a) montre la raie de l'ozone à 0,3 μ , la raie fine de l'oxygène à 0,76 μ , et plusieurs raies de H_2O au-delà de 0,8 μ .

Des raies très fortes existent aussi dans le domaine micro-ondes, comme les raies de l'oxygène à 60 GHz et 120 GHz ($\lambda = 0,5$ cm et 0,25 cm) (Figure 2.6), ou les raies de la vapeur d'eau à 23 GHz et 180 GHz ($\lambda = 13$ cm et 0,16 cm) (Figure 2.7). On remarque sur ces figures que la largeur des raies devient sensiblement plus fine lorsque la pression atmosphérique est faible, ce qui constitue comme on va le voir une signature d'un élargissement de raie de type Lorentz.

Ces raies de l'oxygène et de la vapeur d'eau sont bien visibles dans le spectre de l'atmosphère dans la région micro-ondes (Figure 2.8). Dans une

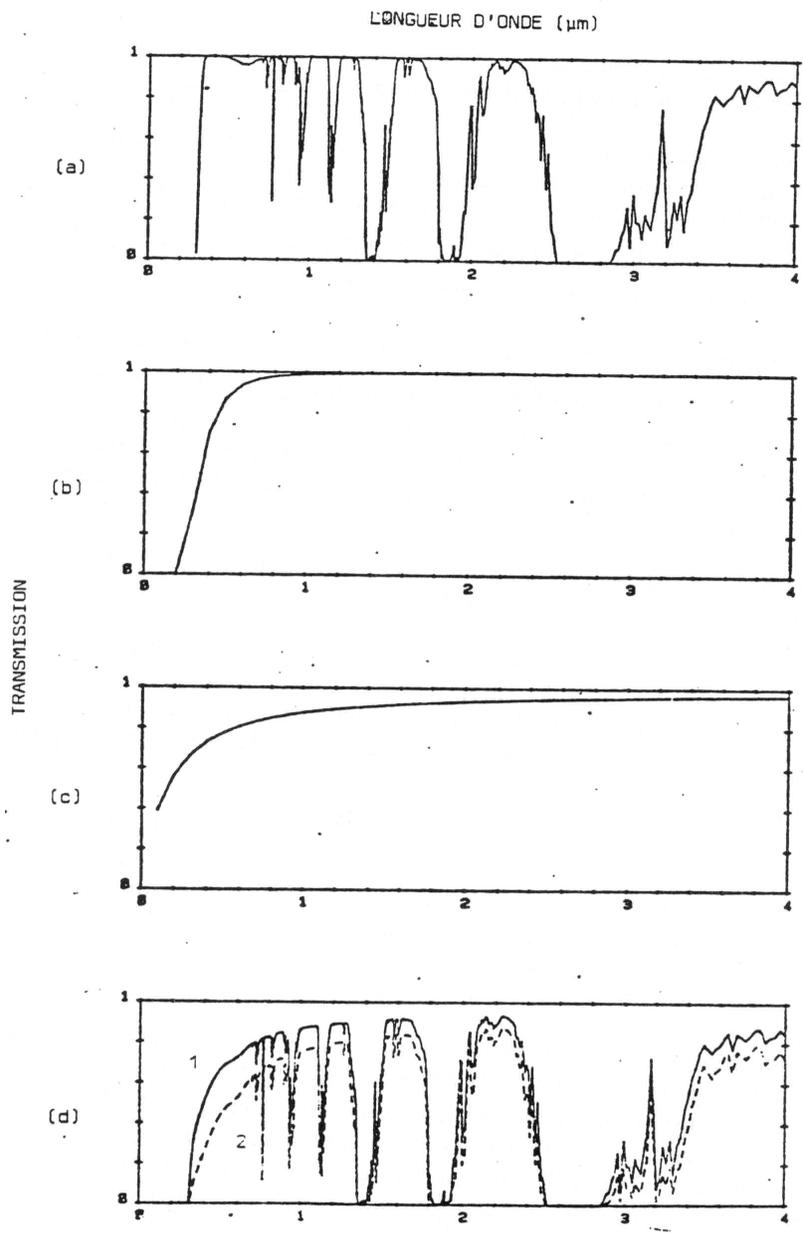


FIG. 2.5 – Transmission verticale de l'atmosphère dans la gamme $[0 - 4 \mu]$
 (a) influence des gaz absorbants seuls, (b) influence de la diffusion moléculaire
 seule, (c) influence des aérosols seuls, (d) transmission totale

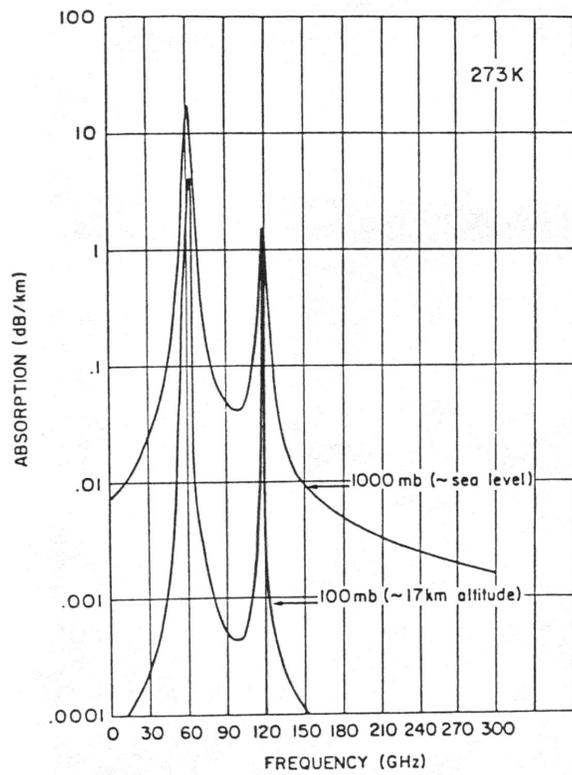


FIG. 2.6 – Raies microondes de l'oxygène à deux niveaux de pression

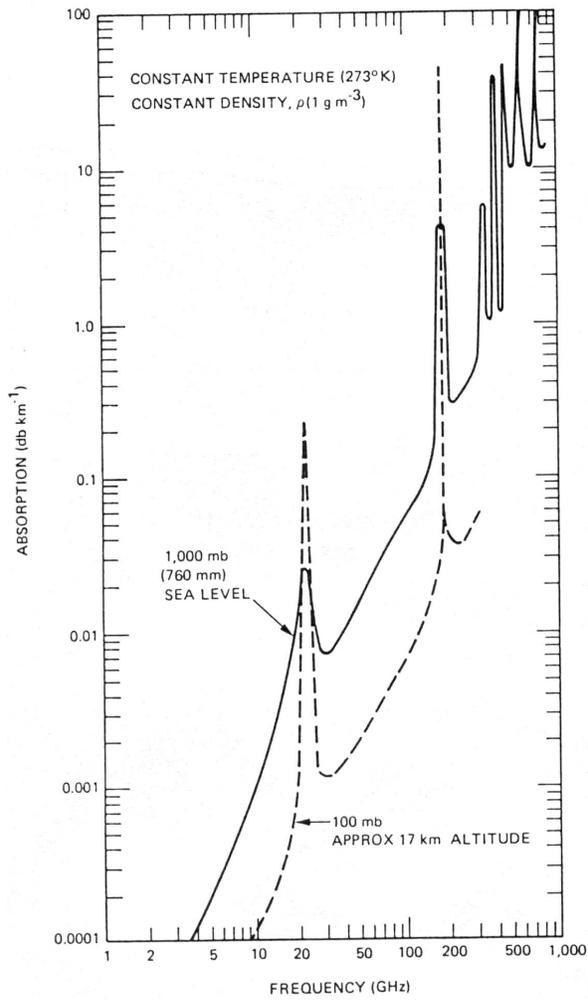


FIG. 2.7 – Raies microondes de la vapeur d'eau à deux niveaux de pression

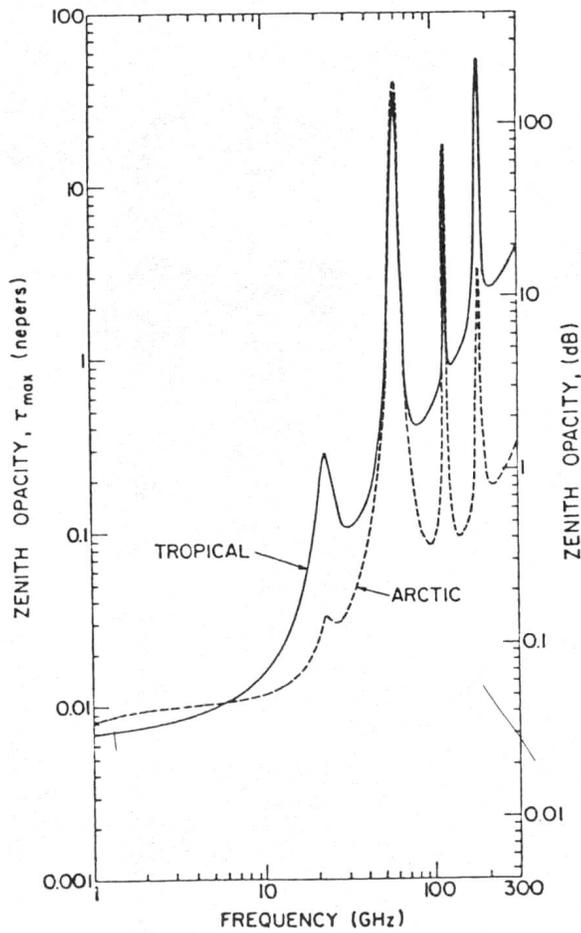


FIG. 2.8 – Spectre de l'atmosphère dans la région micro-ondes pour deux atmosphères standard

atmosphère standard de type arctique, très sèche, les raies de la vapeur d'eau sont bien entendu sensiblement moins marquées que pour l'atmosphère standard tropicale.

Les raies ont une structure fine, associée à des transitions rotationnelles, qui se superpose à la raie large correspondant à une transition vibrationnelle, comme le montre l'exemple des raies de H_2O à 26 - 31 μ et CO_2 à 13 - 15 μ sur la Figure 2.9. Les raies associées aux composants mineurs ont une grande complexité, comme le montre l'exemple de la Figure 2.10.

Le coefficient d'absorption $\alpha_a(\nu)$ d'une raie donnée s'écrit :

$$\alpha_a = \rho_c k(\nu) \quad (2.9)$$

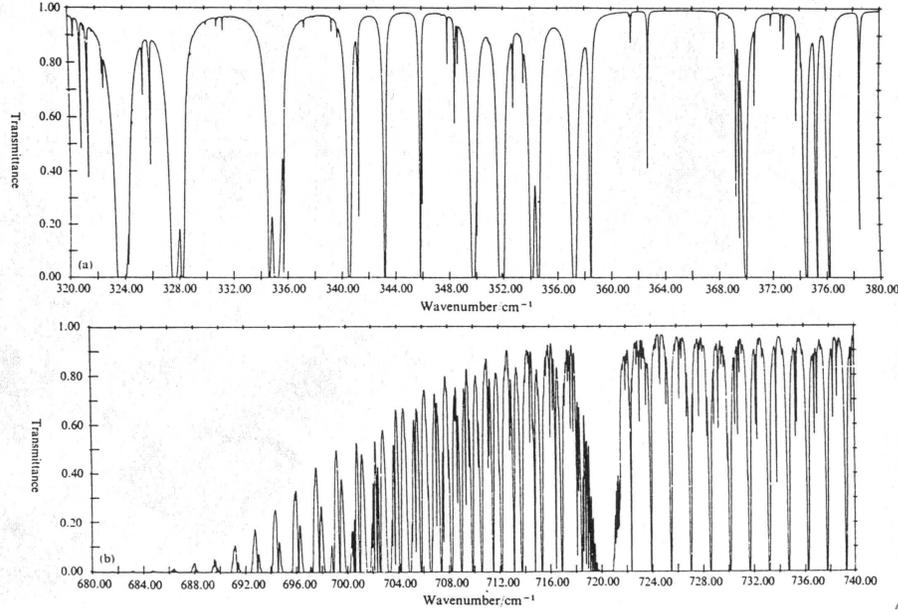


FIG. 2.9 – Structure fine de la raie à 13-15 μ de CO_2 (bas) et de la raie à 26-31 μ de H_2O

où ρ_c est la densité du composant gazeux considéré, et $k(\nu)$ le profil spectral de la raie. On distingue deux formes de profil de raie :

- *Le profil Doppler.* Ce profil tire son origine d'un élargissement de la raie lié à l'agitation thermique des molécules du gaz. Le profil de raie s'écrit

$$k(\nu) = \frac{S}{\nu_D \sqrt{\pi}} e^{-\left(\frac{\nu - \nu_0}{\nu_D}\right)^2} \quad (2.10)$$

où S est la force de la raie, et

$$\nu_D = \frac{\nu_0}{c} \sqrt{\frac{2\pi k_B T}{M_c M}} \quad (2.11)$$

(M_c , poids moléculaire du constituant c)

- *Le profil de Lorentz.* L'élargissement est ici dû aux collisions des molécules du composant gazeux considéré avec les molécules environnantes. On a alors

$$k(\nu) = \frac{S}{\pi} \frac{\nu_L}{(\nu - \nu_0)^2 + \nu_L^2} \quad (2.12)$$

et

$$\nu_L = \frac{1}{2\pi t_c} \quad (2.13)$$

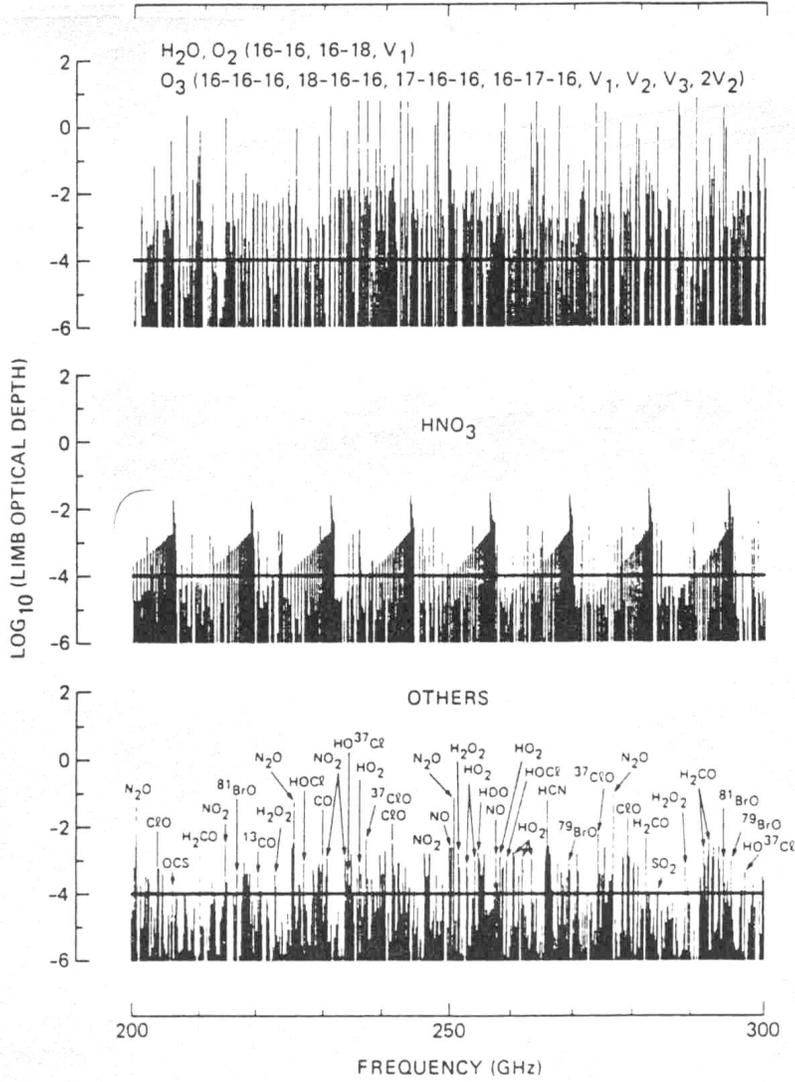


FIG. 2.10 – Raies de composants mineurs dans la gamme micro-ondes sub-millimétrique

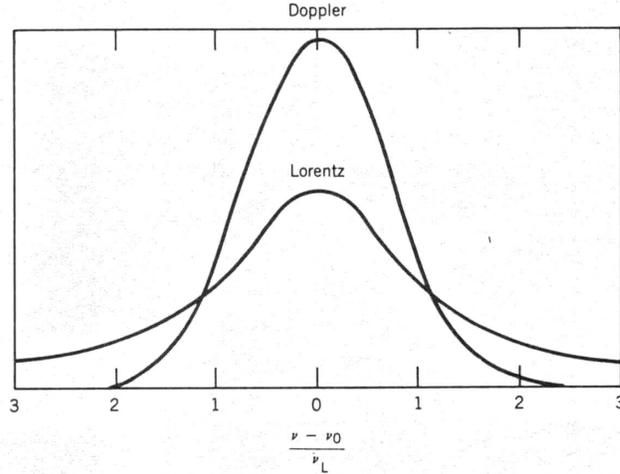


FIG. 2.11 – Forme comparée des profils de raies Doppler et Lorentz

où t_c est le temps moyen séparant deux collisions. t_c est inversement proportionnel à la pression p , on peut donc écrire, si p_0 est une pression de référence et ν_{L0} une largeur Lorentz correspondant à cette pression de référence,

$$\nu_L = \nu_{L0} \frac{p}{p_0} \quad (2.14)$$

Les formes des profils Doppler et Lorentz sont très différentes, la décroissance du profil de raie ayant lieu de façon lente pour le profil Lorentz (ailes larges), rapide pour le profil Doppler (pas d'aile de raies) (Figure 2.11).

En général, comme les deux phénomènes de collisions et agitation thermique coexistent, le profil de raie réel est une convolution des profils Lorentz et Doppler. Cependant, suivant les conditions de température et de pression, c'est en général l'un ou l'autre des profils qui domine. Ainsi, lorsque la température et la pression sont telles que $\nu_D \ll \nu_L$, c'est le profil Lorentz qui domine et la largeur de raie est alors égale à ν_L , alors qu'à l'inverse, quand $\nu_L \ll \nu_D$, c'est le profil Doppler qui domine et la largeur de raie est égale à ν_D . La Figure 2.12 représente l'allure de ν_L et de ν_D en fonction de l'altitude, dans différents domaines spectraux, infrarouge, submillimétrique et microondes. En superposition, on a représenté la largeur de raie effective. Comme, on va le voir, le sondage atmosphérique se fait pratiquement uniquement dans les ailes de Lorentz, on voit sur la Figure 2.12 qu'on échantillonnera plutôt la partie basse de l'atmosphère dans la partie infrarouge du spectre, alors que dans les microondes on a accès à l'ensemble de la couche atmosphérique.

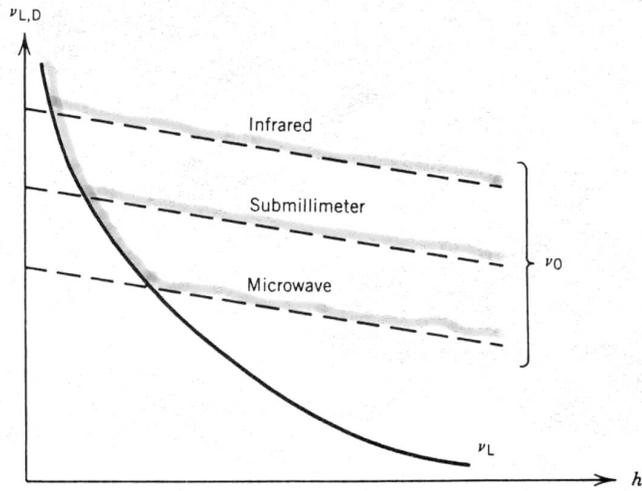


FIG. 2.12 – Largeur de raies Doppler, Lorentz et effective en fonction de l'altitude dans différents domaines spectraux

2.1.3 Diffusion

Les molécules de l'air et les particules liquides ou solides en suspension dans l'atmosphère (aérosols, gouttelettes de nuages, gouttelettes de pluie) diffusent le rayonnement.

La théorie de Mie établit les formules donnant la section efficace de diffusion d'une particule sphérique de diamètre D et d'indice de réfraction (éventuellement complexe) n , quelle que soit la valeur de D par rapport à la longueur d'onde λ .

Lorsque $\lambda \gg D$, on est dans l'approximation de Rayleigh, et la section efficace de diffusion σ_s vaut

$$\sigma_s = \frac{2}{3} \frac{\pi^5 D^6}{\lambda^4} \left| \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \right|^2 \quad (2.15)$$

Le coefficient de diffusion α_s entrant dans l'équation de transfert radiatif est relié à σ_s , s'il n'y a que des particules de diamètre D , par

$$\alpha_s = N \sigma_s \quad (2.16)$$

où N est le nombre de particules diffusantes par unité de volume. Si, comme c'est le cas en général, on considère une distribution de particules couvrant une certaine gamme de dimensions, on écrira plutôt

$$\alpha_s = \int N'(D) \sigma_s(D) dD \quad (2.17)$$

$$N = \int N'(D)dD \quad (2.18)$$

On qualifie le phénomène de diffusion principalement par le coefficient de diffusion et la fonction de phase $p(\vec{i}, \vec{e})$. On définit cette dernière de la manière suivante : $p(\vec{i}, \vec{e})d\Omega_e/4\pi$ représente la probabilité qu'une onde électromagnétique se propageant initialement dans la direction \vec{i} et subissant une diffusion, soit diffusée dans un angle solide $d\Omega_e$ autour de la direction \vec{e} .

Lorsque la lumière est partiellement polarisée, il peut être utile de définir une fonction de phase polarisée. Pour parvenir à cette définition on décompose d'abord la luminance en luminance totalement polarisée L_p et luminance totalement dépolarisée L_{np} , c'est-à-dire $L = L_p + L_{np}$. On définit alors le taux de polarisation $q(\vec{i}, \vec{e})$ en considérant que

$$\frac{p(\vec{i}, \vec{e})q(\vec{i}, \vec{e})d\Omega_e}{4\pi} \quad (2.19)$$

représente la part de luminance diffusée totalement polarisée dans un angle solide $d\Omega_e$ autour de la direction \vec{e} .

Cas de l'air On est dans le cadre de l'approximation Rayleigh, et on a donc

$$\sigma_s(\lambda) \sim \frac{1}{\lambda^4} \quad (2.20)$$

La diffusion est donc d'autant plus puissante qu'on s'approche des couleurs bleues du spectre, comme le montre la Figure 2.5(b). C'est de ce phénomène que provient la couleur bleue du ciel et la couleur rouge du soleil couchant. Compte tenu de l'absence de direction privilégiée dans le système, la fonction de phase ne dépend que de l'angle de diffusion Θ , défini comme l'angle entre \vec{i} et \vec{e} . On a alors

$$p(\Theta) = \frac{3}{4}(1 + \cos^2 \Theta) \quad (2.21)$$

$$q(\Theta) = 1 - \cos^2 \Theta \quad (2.22)$$

Remarquons que pour $\Theta = \pi/2$ le rayonnement diffusé est totalement polarisé. Les fonctions $p(\Theta)$ et $q(\Theta)$ sont représentées sur la Figure 2.13.

Cas des aérosols L'approximation Rayleigh n'est plus vérifiée, puisque les aérosols ont un diamètre du même ordre de grandeur ou supérieur à la longueur d'onde (visible ou proche infra-rouge, la diffusion du rayonnement solaire sur les aérosols n'étant efficace que dans ce domaine de longueur d'onde). On a alors

$$\sigma_s(\lambda) \sim \lambda^{-\alpha} \quad (2.23)$$

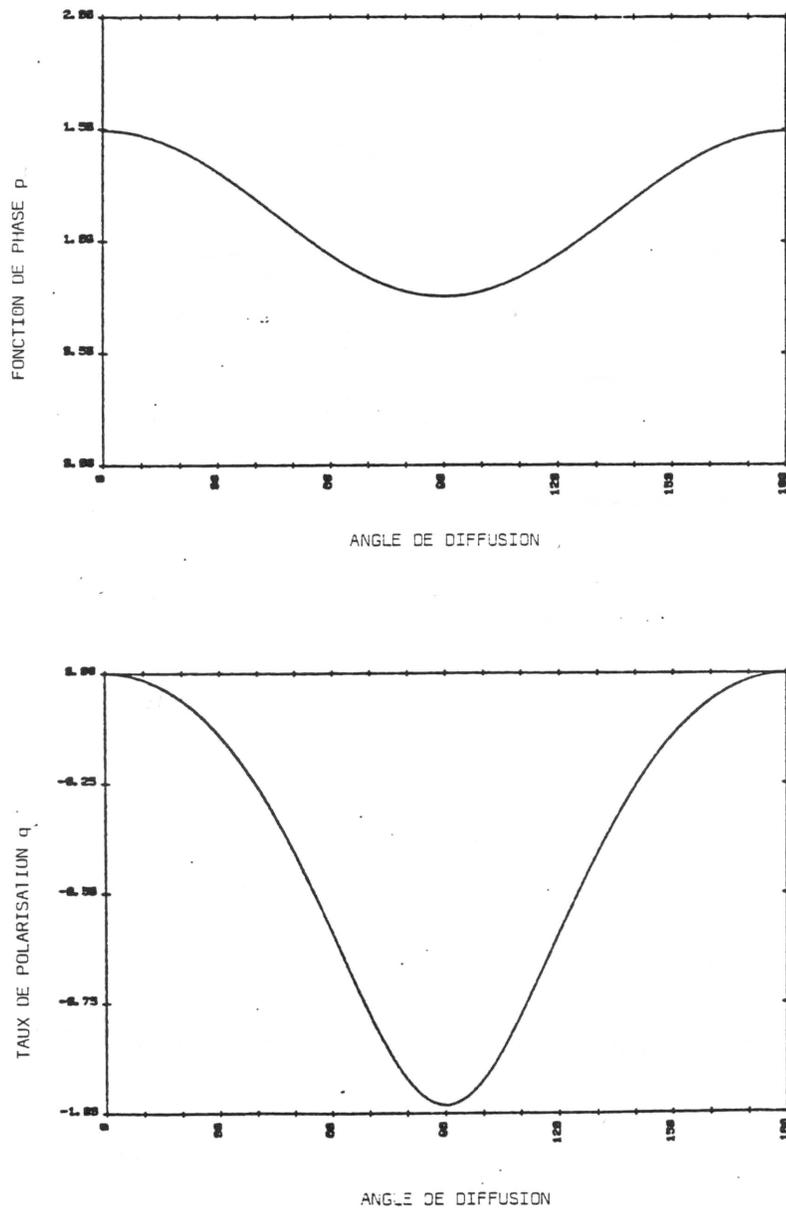


FIG. 2.13 – Fonction de phase et taux de polarisation de l'air, en fonction de l'angle de diffusion Θ

où α , par définition le coefficient d'Angström des aérosols, est généralement compris entre 0 et 2 (plus proche de 0 pour les grosses particules, comme les aérosols maritimes, plus proche de 2 pour les petites particules, comme les aérosols carbonés). On peut voir sur la Figure 2.5(c) une courbe typique de transmission due aux aérosols ; cette courbe s'écarte sensiblement de 1 dans la région visible du spectre, particulièrement dans le bleu. La fonction de phase et le taux de polarisation ont une allure plus complexe que pour l'air comme le montre la Figure 2.14 : la fonction de phase est très anisotrope et a une pointe avant importante et une petite pointe arrière (les aérosols diffusent majoritairement le rayonnement vers l'avant, un petit peu en arrière, pratiquement pas sur les côtés). La fonction de phase n'est pas très variable suivant les types d'aérosols, alors que le taux de polarisation est assez variable (Figure 2.14).

2.1.4 Transfert radiatif

Avant de pouvoir analyser les différentes techniques de sondage, il est nécessaire d'établir l'équation de transfert radiatif sur laquelle la plupart des développements algorithmiques sont fondés.

Soit un rayonnement de luminance spectrale $L(\nu, s)$ se dirigeant suivant un axe dont l'abscisse est repérée par la variable s , et une couche de matière (par exemple faite d'air atmosphérique), d'épaisseur ds , située perpendiculairement à cet axe.

Au coeur de la couche d'épaisseur ds , 4 phénomènes affectant le rayonnement peuvent se produire, dont 2 susceptibles de diminuer le rayonnement incident, par absorption et diffusion, et 2 susceptibles d'augmenter le rayonnement incident, par émission thermique et par l'addition de rayonnement diffusé (voir Figure 2.15).

- Une partie dL de rayonnement est absorbée,

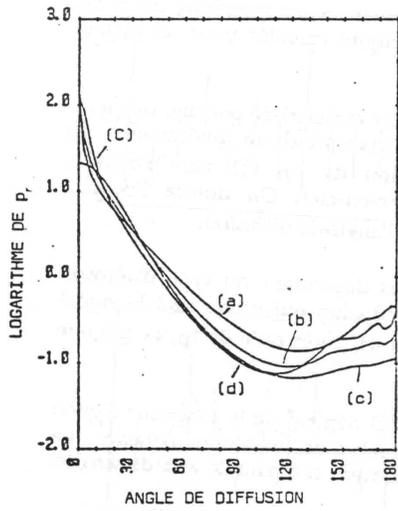
$$dL = -\alpha_a(\nu, s)L(\nu, s)ds \quad (2.24)$$

- Une autre partie est perdue par diffusion,

$$dL = -\alpha_s(\nu, s)L(\nu, s)ds \quad (2.25)$$

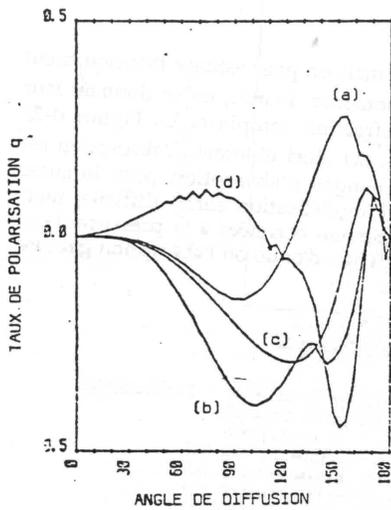
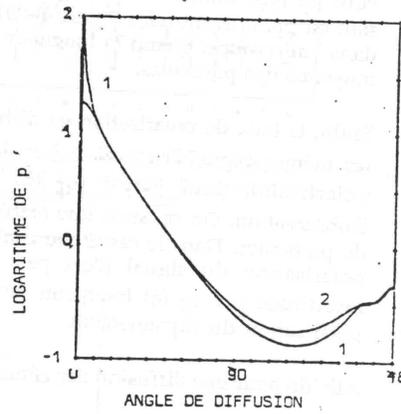
- Une troisième partie de rayonnement est émise par la couche dans toutes les directions, incluant celle suivant s , et est incluse positivement

$$dL = +\alpha_a(\nu, s)B(\nu, s)ds \quad (2.26)$$



Variabilité de la fonction de phase des aérosols. Fonctions $p_p(\zeta)$ calculées pour les différents types d'aérosol de la Figure II-21, à $\lambda = 0,45 \mu\text{m}$.

Influence de la longueur d'onde sur la fonction de phase des aérosols. Fonctions $p_p(\zeta)$ calculées pour le type d'aérosol (a), Figure II-21 ("C" ; $m = 1,50$), à $\lambda = 0,45 \mu\text{m}$ (courbe (1)) et $\lambda = 4 \mu\text{m}$ (courbe (2)).



Variabilité du taux de polarisation de la lumière diffusée par les aérosols. Fonctions $q_p(\zeta)$ calculées pour les différents types d'aérosol de la Figure II-21, à "C".

FIG. 2.14 – Fonction de phase et taux de polarisation des aérosols pour différents types d'aérosols, en fonction de l'angle de diffusion Θ

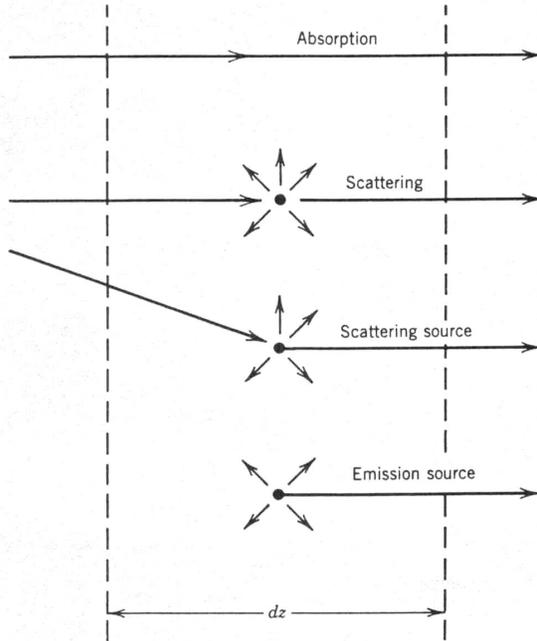


FIG. 2.15 – Les différents éléments qui concourent à l'équation de transfert radiatif

- Une quatrième partie est constituée du rayonnement diffusé dans la couche d'épaisseur ds suivant s , ce rayonnement provenant avant diffusion de toutes les directions,

$$dL = +\alpha_s(\nu, s)ds \int \frac{p(\vec{s}', \vec{s})}{4\pi} L(\vec{s}') d\Omega'_s \quad (2.27)$$

Dans l'équation (2.26), $B(\nu, s)$ est la fonction de Planck. Elle ne dépend pas de la direction \vec{s} . L'expression d'émission thermique de l'équation (2.26) est valable en principe sous la condition que le milieu est à l'équilibre thermodynamique local, et qu'on peut associer au milieu une température T . Cette hypothèse est bien vérifiée dans la plus grande partie de l'atmosphère.

Notons que le coefficient d'émission de l'équation (2.26) a la même valeur α_a que le coefficient d'absorption de l'équation (2.24). Ceci est simplement démontré de la façon suivante. Supposons qu'il n'y ait pas de rayonnement extérieur imposé. Alors le seul rayonnement en équilibre avec la matière est le rayonnement thermique, de luminance égale à la fonction de Planck. Dans cet environnement, il ne doit pas y avoir production ou destruction de rayonnement au sein de la matière à l'équilibre thermodynamique local. C'est-à-dire qu'on doit avoir $dL = 0$ en additionnant toutes les sources et puits de rayonnement. Il s'ensuit que coefficient d'émission et d'absorption doivent être

égaux.

L'équation de transfert radiatif s'écrit en posant que dL est égal à la somme des 4 membres de droite des équations (2.24) à (2.27). Plutôt que d'écrire cette équation, on préférera reconnaître que, quelque soit le problème de télédétection posé, on cherchera à choisir des conditions d'opérations (longueur d'onde, géométrie de visée) telles que le problème posé soit le plus simple possible et qu'il mette en valeur le phénomène recherché et (si possible) uniquement celui-ci. Ainsi, on choisira de se mettre dans des conditions où la diffusion est négligeable quand on voudra obtenir un sondage de température ou une estimation de concentration de gaz atmosphérique. Dans ce cas on ne retiendra pour l'expression de dL que les équations (2.24) et (2.26). A l'inverse, pour obtenir des caractérisations des aérosols ou des précipitations, on se placera en régime diffusif, en dehors des raies spectrales des gaz, pour lequel dL est obtenu en considérant uniquement les équations (2.25) et (2.27).

2.2 Température

Le profil vertical de température est obtenu en travaillant dans une raie forte d'absorption / émission d'un gaz de concentration stable et connue. Dans la pratique on travaille dans les raies du gaz carbonique au voisinage de 4,3 et 15 μ (domaine infrarouge) ou dans les raies de l'oxygène à 0,5 et 0,25 cm (domaine microondes). L'évaluation du profil vertical de température dans les basses couches de l'atmosphère se fait plutôt en sondage vertical (direction de visée du satellite suivant la verticale) en infrarouge, alors que les hautes couches sont échantillonnées en sondage vertical ou dans une visée au limbe en microondes. Dans tous les cas l'idée principale est de mesurer la luminance dans différentes fréquences échantillonnant l'aile d'une raie atmosphérique intense, chacune de ces mesures étant, comme on va le voir, corrélée à la température d'une couche particulière d'atmosphère.

2.2.1 Sondage vertical

Dans le cas du sondage vertical la géométrie des axes est représentée sur la Figure 2.16 : on considère un axe vertical suivant la direction z , z représente l'altitude, est comptée positivement vers le haut et vaut 0 à la surface.

On choisit de travailler dans une raie intense d'absorption / émission, à une fréquence ν telle que les phénomènes de diffusion sont négligeables. L'équation de transfert radiatif à considérer s'appuie alors uniquement sur les équations (2.24) et (2.26) relatifs à l'absorption et à l'émission thermique,

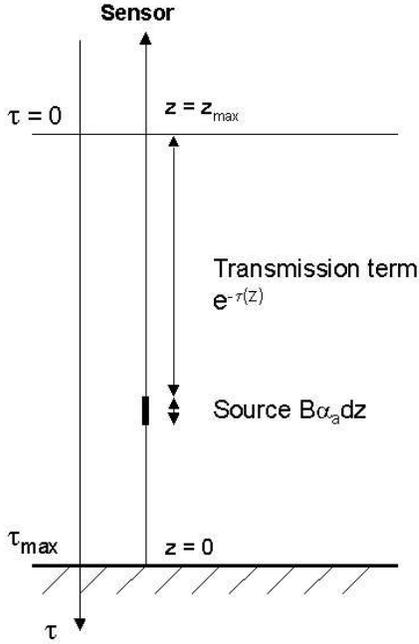


FIG. 2.16 – Géométrie des axes z et τ

et s'écrit :

$$\frac{dL(\nu, z)}{dz} = -\alpha_a(\nu, z)L(\nu, z) + \alpha_a(\nu, z)B(\nu, T(z)) \quad (2.28)$$

ou, en omettant par commodité les notations z et ν ,

$$\frac{dL}{dz} = -\alpha_a L + \alpha_a B. \quad (2.29)$$

Il est utile à ce stade d'introduire l'épaisseur optique $\tau(z)$, définie par

$$\tau(z) = \int_z^\infty \alpha_a(z') dz' \quad (2.30)$$

En posant $d\tau = -\alpha_a dz$, l'équation 2.29 s'écrit

$$-\frac{dL}{d\tau} + L = B \quad (2.31)$$

ou encore

$$\frac{d}{d\tau}(Le^{-\tau}) = -Be^{-\tau} \quad (2.32)$$

qui s'intègre aisément sous la forme :

$$[Le^{-\tau}]_0^{\tau_{max}} = - \int_0^{\tau_{max}} Be^{-\tau} d\tau \quad (2.33)$$

où τ_{max} est l'épaisseur optique maximum de l'atmosphère, obtenue en intégrant le coefficient d'absorption sur toute l'épaisseur de la couche atmosphérique,

$$\tau_{max} = \int_0^{\infty} \alpha_a(z) dz \quad (2.34)$$

En supposant la raie suffisamment intense pour que la contribution $L(\tau_{max})e^{-\tau_{max}}$ soit négligeable, il reste, en rappelant les notations z et ν

$$L_{TOA}(\nu) = L(\nu, \tau = 0) = \int_0^{\tau_{max}} \alpha_a B e^{-\tau} d\tau = \int_0^{\infty} \alpha_a(\nu, z) B(\nu, T(z)) e^{-\tau(\nu, z)} dz \quad (2.35)$$

Le résultat est logique : la luminance observée au sommet de l'atmosphère (TOA : Top Of Atmosphere) est la somme du rayonnement source $\alpha_a B$ à chaque altitude z , pondéré par le facteur de transmission du rayonnement $e^{-\tau}$ dû à l'absorption du rayonnement entre l'altitude z et l'altitude $z = \infty$. Pour faire apparaître la notion de fonction de poids en température, il reste à développer B au premier ordre en T autour d'une température moyenne T_0 :

$$B(\nu, T(z)) = B(\nu, T_0) + (T(z) - T_0) \left(\frac{\partial B}{\partial T} \right)_{T_0}(\nu, T_0) \quad (2.36)$$

de sorte que L_{TOA} peut se réécrire

$$L_{TOA}(\nu) = B(\nu, T_0) \int_0^{\infty} \alpha_a(\nu, z) e^{-\tau(\nu, z)} dz + \left(\frac{\partial B}{\partial T} \right)_{T_0} \int_0^{\infty} (T(z) - T_0) \alpha_a(\nu, z) e^{-\tau(\nu, z)} dz \quad (2.37)$$

Le premier terme du membre de droite de l'équation 2.37 ne dépend pas de $T(z)$ et on admettra qu'il peut être étalonné pour chaque fréquence d'observation ν . Soit L'_{TOA} la valeur de L_{TOA} après soustraction de ce terme étalonné. On réécrit L'_{TOA} sous la forme :

$$L'_{TOA}(\nu) = \int_0^{\infty} (T(z) - T_0) W(\nu, z) dz \quad (2.38)$$

La fonction $W(\nu, z)$ est appelée *fonction de poids* et s'écrit

$$W(\nu, z) = \left(\frac{\partial B}{\partial T} \right)_{T_0} \alpha_a(\nu, z) e^{-\tau(\nu, z)} \quad (2.39)$$

La fonction W est appelée fonction de poids parce qu'elle prend un maximum à une certaine altitude z et donc a tendance à privilégier cette partie

de l'atmosphère dans la mesure. A l'extrême limite, si W était une distribution de Dirac non nulle uniquement à l'altitude z_0 , la mesure donnerait accès à la température de cette altitude z_0 . Comme l'altitude du maximum dépend de la fréquence d'observation ν , la stratégie de mesure consiste à effectuer des mesures sur un ensemble de fréquences telles que toute la couche atmosphérique soit échantillonnée.

Maximum de la fonction de poids. Montrons maintenant que W a un maximum en fonction de z , pour une fréquence ν donnée. Il est équivalent de montrer que W a un maximum ou que $\ln W$ a un maximum. $\ln W$ a un maximum si

$$\frac{d}{dz}(\ln W) = 0 \quad (2.40)$$

c'est-à-dire si

$$\frac{1}{\alpha_a} \frac{d\alpha_a}{dz} + \alpha_a = 0 \quad (2.41)$$

On estime le premier terme du membre de gauche de l'équation 2.41 en remarquant que α_a décroît comme une exponentielle en fonction de z . En effet, suivant les équations (2.9), (2.12) et (2.14)

$$\alpha_a(\nu, z) = \rho_c(z)k(\nu, z) \quad (2.42)$$

$$k(\nu, z) = \frac{S}{\pi} \frac{\nu_L}{(\nu - \nu_0)^2} = \frac{S}{\pi} \frac{\nu_{L0}}{(\nu - \nu_0)^2} \frac{p(z)}{p_0} \quad (2.43)$$

On a supposé ci-dessus qu'on travaille sur un profil Lorentz de raie, loin de la fréquence centrale ν_0 . On voit sur les équations (2.42) et (2.43) que α_a varie avec z comme $\rho_c p$, et donc comme une exponentielle décroissante d'échelle de hauteur $H/2$ (voir section 2.1.1).

Il en résulte que

$$\frac{1}{\alpha_a} \frac{d\alpha_a}{dz} = -\frac{2}{H} \quad (2.44)$$

et que, suivant l'équation (2.41), le maximum de W est obtenu pour

$$\frac{H}{2} \alpha_a(\nu, z) = 1 \quad (2.45)$$

L'expression (2.45) peut encore être réduite en remarquant que puisque α_a est une exponentielle décroissante d'échelle de hauteur $H/2$, alors

$$\tau(\nu, z) = \int_z^\infty \alpha_a(\nu, z') dz' = \frac{H}{2} \alpha_a(\nu, z) \quad (2.46)$$

de sorte que la condition (2.45) de maximum de W se réécrit simplement

$$\tau(\nu, z) = 1 \quad (2.47)$$

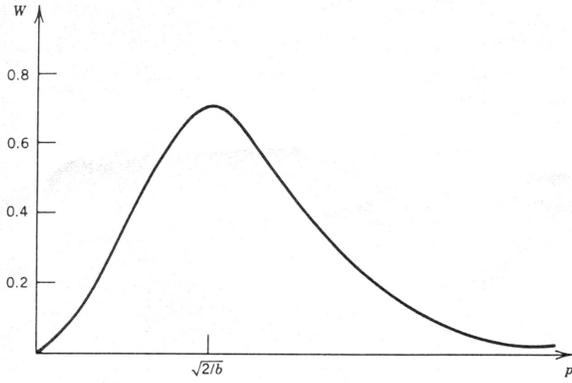


FIG. 2.17 – Allure de la fonction de poids $W(\tau)$

Allure de la fonction de poids. La fonction W varie avec z comme

$$W(\tau) = k\tau e^{-\tau} \quad (2.48)$$

où k est un facteur de proportionnalité. L'allure de cette fonction est représentée sur la Figure 2.17. Elle a un maximum pour $\tau = 1$. Les points d'abscisse $\tau_1 = 1/2$ et $\tau_2 = 2$ délimitent approximativement la largeur à mi-hauteur de W . On a

$$\tau_1 = \frac{H}{2}\alpha_a(z_1) = \frac{1}{2} \quad (2.49)$$

$$\tau_2 = \frac{H}{2}\alpha_a(z_2) = 2 = \frac{H}{2}\alpha_a(z_1)e^{-\frac{z_1-z_2}{H}} \quad (2.50)$$

On tire des équations (2.49) et (2.50) que la largeur à mi-hauteur du pic de W est égale à $z_2 - z_1 = H \ln 4$, donc de l'ordre de grandeur de H .

Principe physique de mesure. Soient ν_1, ν_2, ν_3 3 fréquences distinctes sur le bord d'une raie de profil Lorentz de fréquence centrale ν_0 (voir Figure 2.18). Les altitudes z_1, z_2, z_3 de maximum de W correspondant à chacune des trois fréquences sont différentes et telles que $z_1 \succ z_2 \succ z_3$. En effet, comme l'explique la Figure 2.18, l'atmosphère est plus (resp. moins) dense optiquement à la fréquence ν_1 (resp. ν_3), et la condition $\tau(\nu_1, z_1) = 1$ aura lieu à une altitude z_1 élevée (resp. basse).

C'est ce principe qui est utilisé pour faire du sondage atmosphérique de profil vertical de température : chaque fréquence échantillonne une couche particulière de l'atmosphère.

Le fait que l'altitude de maximum de W corresponde à la condition $\tau = 1$ peut se comprendre de la manière suivante (Figure 2.18) : lorsqu'un photon est émis dans les basse couches de l'atmosphère, le milieu est tellement

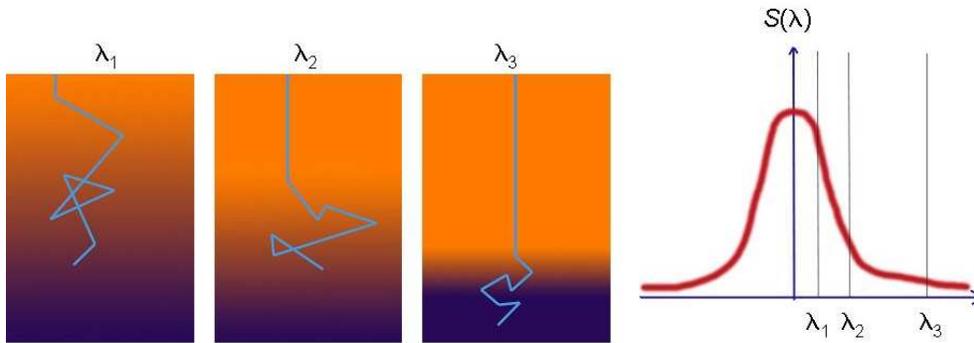


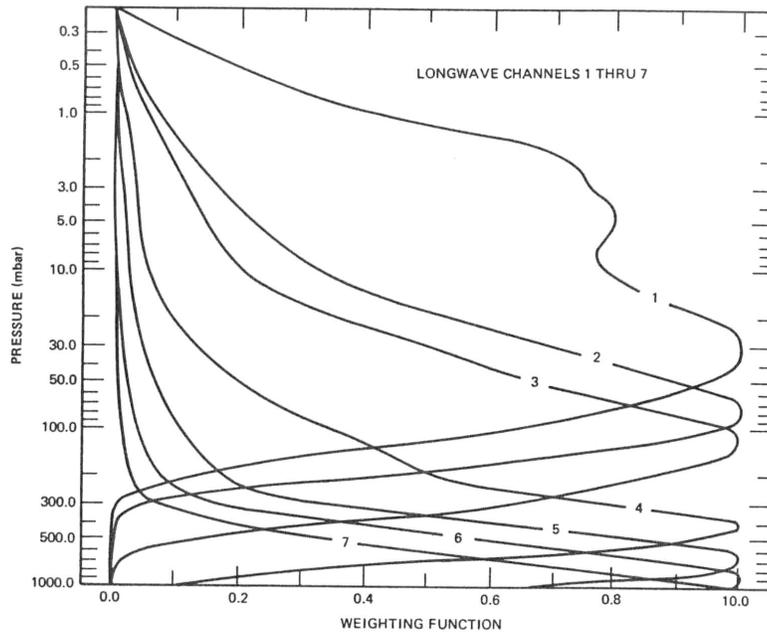
FIG. 2.18 – Schéma illustrant les altitudes d'émission privilégiée de photons vers le haut en fonction de la fréquence

dense qu'il n'a aucune chance d'émerger à l'extérieur de l'atmosphère. Il sera réabsorbé à proximité de son lieu d'émission, puis éventuellement réémis, absorbé, etc, jusqu'à ce qu'il s'approche d'une altitude où l'atmosphère est suffisamment peu dense pour qu'il puisse s'échapper. Mais inversement, dans les hautes couches de l'atmosphère, celle-ci est tellement peu dense que la quantité de photons émis vers le satellite est infime. L'optimum de contribution de photons s'effectue dans une couche atmosphérique intermédiaire, caractérisée par $\tau = 1$. C'est ainsi que par exemple les photons solaires qui nous parviennent proviennent d'une couche de l'atmosphère solaire bien particulière, la *photosphère*, caractérisée par la condition $\tau = 1$.

Le travail dans un profil Lorentz de raie est préféré à celui dans un profil Doppler est préféré pour deux raisons : d'une part parce qu'un profil Doppler est plus étroit qu'un profil Lorentz et qu'il est plus difficile technologiquement de construire des fenêtres d'observation trop rapprochées dans l'espace des fréquences, d'autre part parce que le coefficient d'absorption Lorentz décroît exponentiellement avec l'altitude avec une échelle de hauteur moitié ($H/2$) de celle de la décroissance du coefficient d'absorption Doppler (H), résultant donc en une fonction de poids deux fois moins épaisse et donc une discrimination en altitude supérieure.

Les Figures 2.19 et 2.20 montrent plusieurs exemples de fonctions de poids en fonction de l'altitude, ou, ce qui revient au même, en fonction du logarithme de la pression (proportionnel à l'altitude), autour du centre de la raie CO_2 de 15μ (Figure 2.19), et autour des centres de raies à 60 GHz et 120 GHz de O_2 (Figure 2.20).

Application au sondeur TOVS des satellites NOAA/POES. La série de satellites météorologiques héliosynchrones NOAA / POES (Polar Or-



Characteristics of Some of the HIRS Channels

Channel No.	Central Wavelength (μm)	Principal Absorbing Constituent	Peak Level (mb)
1	15.0	CO ₂	30
2	14.7	CO ₂	60
3	14.4	CO ₂	100
4	14.2	CO ₂	250
5	14.0	CO ₂	500
6	13.6	CO ₂ /H ₂ O	750
7	13.4	CO ₂ /H ₂ O	900

FIG. 2.19 – Fonctions de poids en température autour de la raie 15 μ de CO₂ (voir Table pour une description des canaux spectraux)

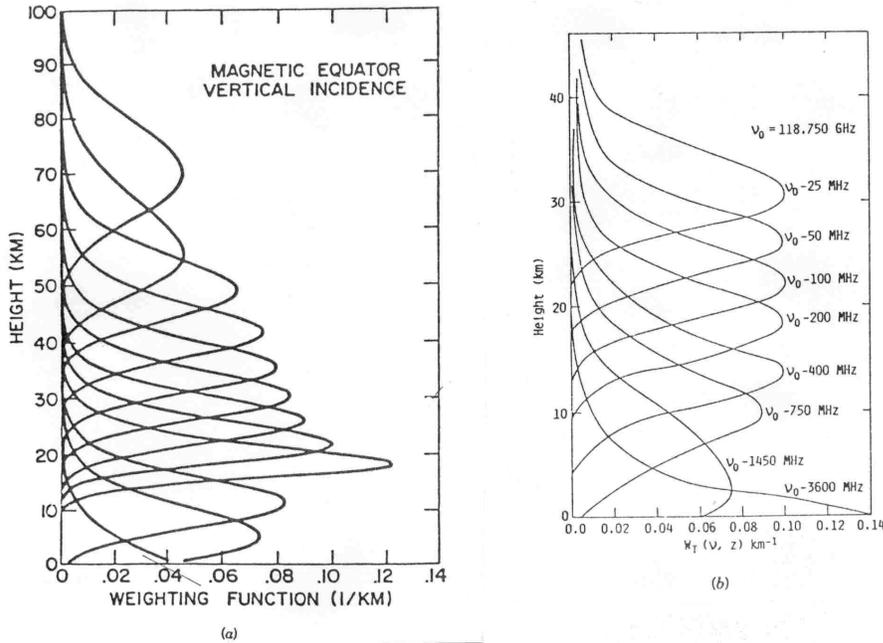


FIG. 2.20 – Fonctions de poids en température autour de la raie 60 GHz (a) et 120 GHz (b) de O_2

biting Operational Environmental Satellites) a fourni une série pratiquement continue de mesures de l'atmosphère et des surfaces depuis 1978 jusqu'à maintenant. Un système de sondage vertical de l'atmosphère, TOVS (TIROS Operational Vertical Sounder) est intégré à la charge utile de ces satellites, et est composé de trois instruments : HIRS / 2I, SSU et MSU. Ces trois instruments, dont la direction de visée est orientée au nadir, ont pour objet de mesurer le profil vertical de température depuis la surface terrestre jusqu'aux couches élevées de la stratosphère.

High Resolution Infrared Radiation Sounder (HIRS/2I). Il s'agit d'un radiomètre optique muni d'un détecteur au plan focal (il ne s'agit pas d'un imageur) contenant 19 filtres spectraux échantillonnant la raie 13-15 μ de CO_2 , les raies à 3,7 et 6,5 μ de H_2O , et la raie à 10 μ de O_3 . Les raies H_2O et O_3 sont utilisées pour déterminer le contenu en eau et ozone de l'atmosphère, celle de CO_2 pour déterminer le profil vertical de température dans la couche 0 - 40 km de l'atmosphère (voir les fonctions de poids en Figure 2.19).

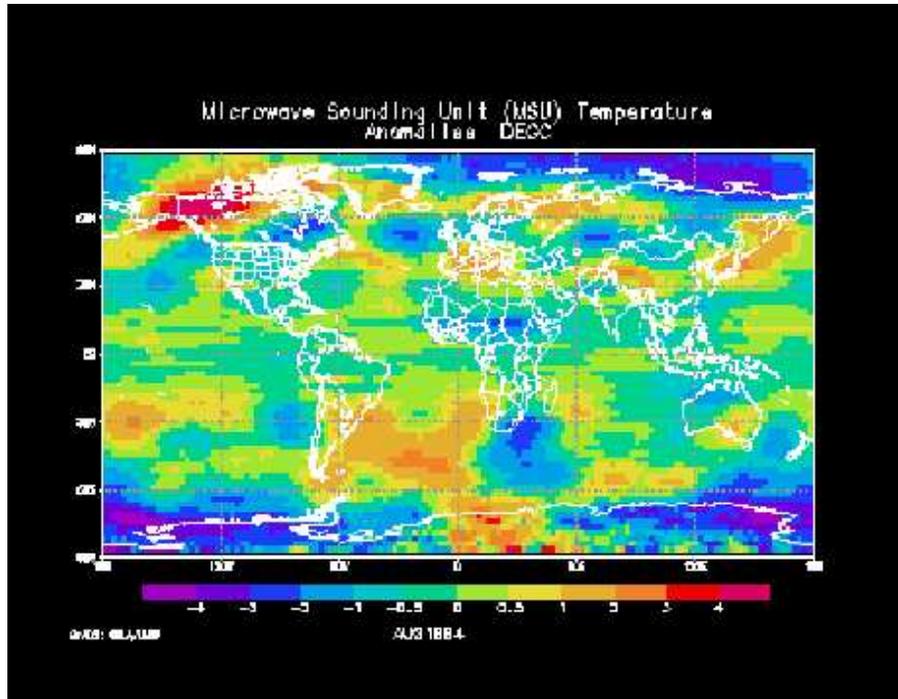


FIG. 2.21 – Anomalie de température d’août 1994 tirée de NOAA/MSU

Stratospheric Sounding Unit (SSU). Cet instrument mesure le profil vertical de température dans la haute stratosphère (*à compléter*).

Microwave Sounding Unit (MSU). Ce radiomètre microondes passives mesure le profil de température au-dessus de la troposphère dans quatre bandes spectrales au voisinage de la raie à 60 GHz de O_2 (50,30 ; 53,74 ; 54,96 ; 57,95 GHz). Les données microondes sont très peu affectées par les nuages, et peuvent être combinées à celles de HIRS/2I pour identifier les mesures contaminées par les nuages en cas d’ambiguïté.

La Figure 2.21 montre un exemple de cartographie mondiale d’anomalie de température en août 94 par comparaison à une moyenne climatologique sur les années 1979 - 1994 tirée de NOAA / MSU ; la Figure 2.22 montre elle la variation temporelle de l’anomalie de température moyennée sur le globe tirée du même instrument.

2.2.2 Sondage au limbe

Le sondage au limbe est utilisé lorsqu’on veut avoir accès au profil vertical de température dans les régions élevées et ténues de l’atmosphère. Le prin-

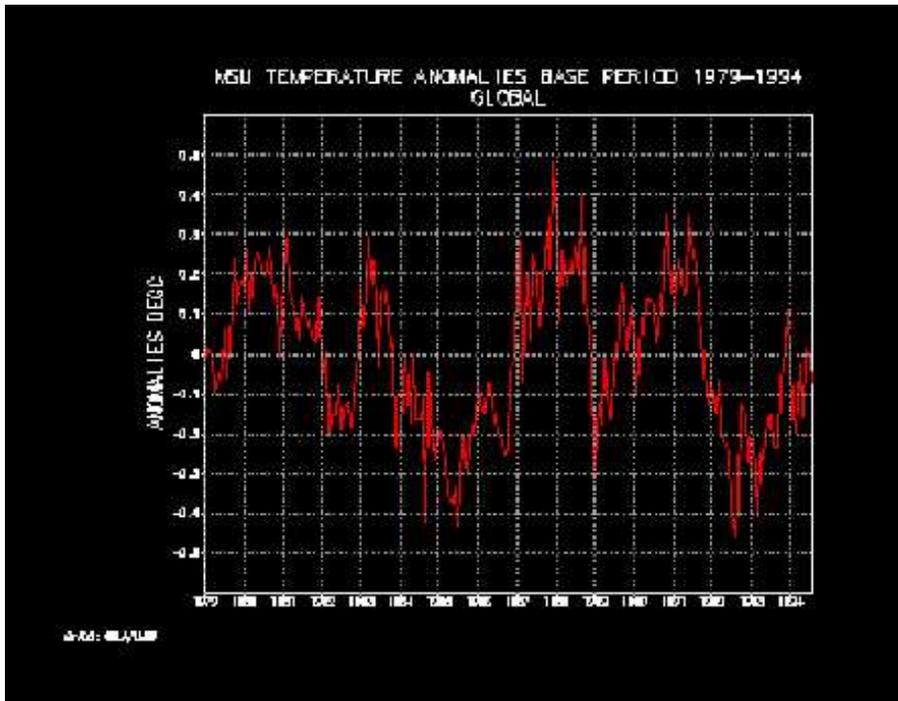


FIG. 2.22 – Variation temporelle de l’anomalie de température globale tirée de NOAA/MSU

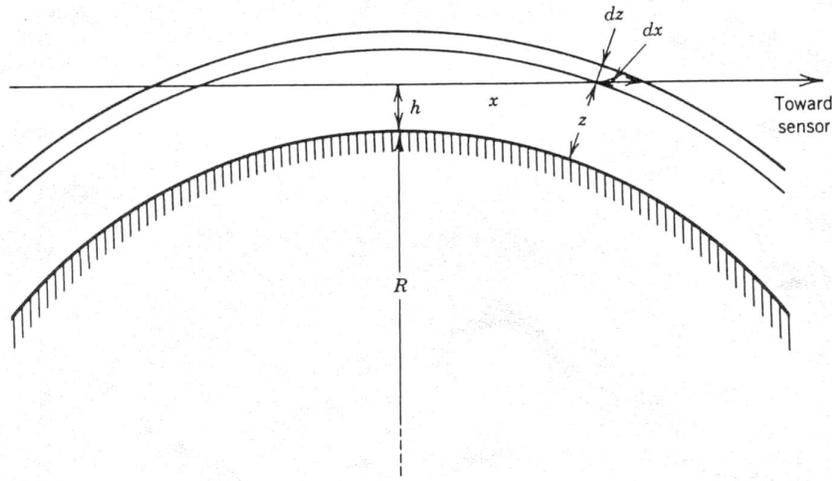


FIG. 2.23 – Géométrie du sondage au limbe

cipe de mesure consiste encore à mesurer l'émission thermique à différentes fréquences situées dans le profil Lorentz de raies fortes de l'oxygène ou du gaz carbonique. Mais la géométrie de mesure (montrée Figure 2.23) est telle que par le simple mouvement du satellite sur son orbite différentes hauteurs h de la ligne de visée peuvent aisément être atteintes. Comme on va le voir, pour une hauteur h donnée h est la distance entre la surface de la Terre et la ligne de visée), on va voir apparaître la notion de fonction de poids avec des maxima à différentes altitudes fonctions de la fréquence utilisée. Mais cette structure de fonction de poids peut ici être déclinée pour une grande gamme de hauteurs h , donc avec un effet démultiplicateur important.

En suivant les notations de la Figure 2.23, on voit, en appliquant les mêmes développements que ceux ayant conduit à l'équation (2.37), que la luminance observée par le satellite s'écrit :

$$L_{TOA}(\nu) = \int_{-\infty}^{\infty} B(\nu, T(x)) \alpha_a(\nu, x) e^{-\tau_a(\nu, x)} dx \quad (2.51)$$

Il nous faut faire apparaître maintenant la variable z dans cette intégrale et une fonction de poids ne dépendant que de z (en supposant que les propriétés atmosphériques (densité, température, etc) ne dépendent que de z et pas des autres coordonnées géographiques). On a

$$(h + R_T)^2 + x^2 = (z + R_T)^2 \quad (2.52)$$

et donc

$$dx = dz \frac{z + R_T}{\sqrt{(z + R_T)^2 - (h + R_T)^2}} \quad (2.53)$$

que l'on peut réécrire, au premier ordre en z/R_T ,

$$dx = dzg(z) \quad (2.54)$$

avec

$$g(z) = \frac{1}{\sqrt{2(z-h)R_T}} \quad (2.55)$$

de sorte que l'équation (2.51) peut se réécrire

$$L_{TOA}(\nu) = \int_h^\infty B(\nu, T(z))\alpha_a(\nu, z)(e^{-\tau_1(\nu, z)} + e^{-\tau_2(\nu, z)})g(z)dz \quad (2.56)$$

avec

$$\tau_1(\nu, z) = \int_z^\infty \alpha_a(\nu, z')g(z')dz' \quad (2.57)$$

$$\tau_2(\nu, z) = \int_h^z \alpha_a(\nu, z')g(z')dz' + \int_h^\infty \alpha_a(\nu, z')g(z')dz' \quad (2.58)$$

Le terme τ_1 correspond à l'épaisseur optique depuis la couche d'altitude z la plus proche du satellite (partie droite de la Figure 2.23) jusqu'au satellite, alors que le terme τ_2 correspond à l'épaisseur optique mesurée depuis la couche d'altitude z la plus éloignée du satellite (partie gauche de la Figure 2.23) jusqu'au satellite ; une traversée sensiblement plus grande d'atmosphère est faite dans le deuxième cas. Au total on peut réécrire L_{TOA} sous la même forme que précédemment (équations (2.37) et (2.38)), c'est-à-dire

$$L_{TOA}(\nu) = \text{constante}(h) + \int_0^\infty (T(z) - T_0)W(\nu, z)dz \quad (2.59)$$

équation dans laquelle le premier terme du membre de droite est une constante (pour une distance h donnée) ne dépendant pas du profil de température de la couche atmosphérique, et où

$$W(\nu, z) = 0 \quad \text{pour} \quad z \preceq h \quad (2.60)$$

$$W(\nu, z) = \left(\frac{\partial B}{\partial T} \right)_{T_0} (e^{-\tau_1} + e^{-\tau_2})\alpha_a(\nu, z)g(z) \quad \text{pour} \quad z \succ h \quad (2.61)$$

La Figure 2.24 montre un exemple de fonction de poids W pour une hauteur h donnée et différentes fréquences échantillonnant le profil Lorentz d'une raie de l'oxygène à 120 GHz. La Figure 2.25 montre un exemple de fonctions de poids pour différentes altitudes h mais pour une même fréquence proche de la fréquence centrale de la raie.

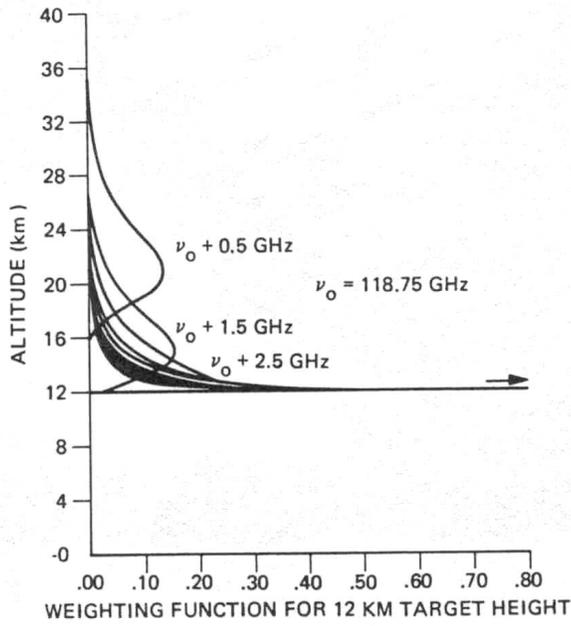


FIG. 2.24 – Fonctions de poids en température dans différentes fréquences de la raie à 120 GHz de O_2

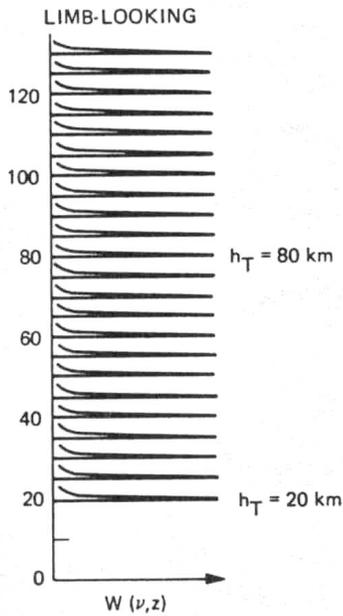


FIG. 2.25 – Fonctions de poids en température pour différentes hauteurs dans la raie à 120 GHz de O_2

2.3 Composition chimique

Le principe de mesure de densité ou de profil vertical de densité d'un gaz atmosphérique est d'opérer au voisinage d'une raie caractéristique de ce gaz, de mesurer le rayonnement émis ou absorbé par cette raie, et d'en déduire sa densité. On peut travailler en sondage vertical ou en sondage au limbe. Pour un sondage au limbe on peut utiliser soit la technique d'occultation (on mesure alors la quantité de rayonnement solaire / stellaire absorbée par la raie spectrale caractéristique du gaz) soit celle d'émission en visant une région vide du ciel (on mesure alors l'émission de rayonnement par la raie caractéristique du gaz). Lorsqu'on opère dans une région du spectre où l'émission thermique est importante, infrarouge thermique ou microondes passives, il est nécessaire de supposer le profil vertical de température connu.

2.3.1 Sondage vertical

Considérons à nouveau la luminance L_{TOA} observée au sommet de l'atmosphère dans une fréquence ν donnée par un satellite en visée verticale. Celle-ci est donnée par l'équation (2.35), que l'on réécrit, en tenant compte de l'équation (2.9), sous la forme :

$$L_{TOA}(\nu) = \int_0^\infty \rho_c B(\nu, T(z)) k(\nu, z) e^{-\tau(\nu, z)} dz \quad (2.62)$$

ou

$$L_{TOA} = \int_0^\infty \rho_c(z) W(\nu, z) dz \quad (2.63)$$

avec

$$W(\nu, z) = B(\nu, T(z)) k(\nu, z) e^{-\tau(\nu, z)} \quad (2.64)$$

L'équation (2.63) définit la luminance observable comme l'intégrale sur la verticale de la densité du gaz considéré pondéré par une fonction $W(z)$ qu'on appelle à nouveau fonction de poids, cette fois-ci pour la mesure de densité. Montrons que $W(z)$ (ou, de manière équivalente, son logarithme) a un maximum en fonction de z , en distinguant deux cas, optiquement épais ($\tau \succeq 1$) et optiquement mince ($\tau \ll 1$).

Cas optiquement épais. Le cas optiquement épais est celui des raies intenses de l'atmosphère qui conduisent à une transmission pratiquement nulle. Un certain nombre d'exemples de raies de ce type pour H_2O , CO_2 , CO , O_3 , CH_4 etc ont été cités dans la Section 2.1.2. On suppose en outre ici que les variations de $B[T(z)]$ sont faibles et qu'on travaille sur une aile de raie de profil Lorentz à une fréquence ν située assez loin de la fréquence

centrale : $|\nu - \nu_0| \gg \nu_L$. Le maximum de $W(z)$ est obtenu si la condition suivante est satisfaite :

$$\frac{\partial}{\partial z} \ln W = \frac{1}{k} \frac{\partial k}{\partial z} + \alpha_a = -\frac{1}{H} + \alpha_a = 0 \quad (2.65)$$

c'est-à-dire, avec l'équation (2.46),

$$\tau(\nu, z) = \frac{1}{2} \quad (2.66)$$

Dans l'équation (2.65), on a utilisé le fait que lorsque $(\nu - \nu_0) \gg \nu_L$ alors

$$k(\nu, z) \sim \frac{S}{\pi} \frac{\nu_L}{(\nu - \nu_0)^2} \quad (2.67)$$

et donc, en utilisant les équations (2.14) et (2.5)

$$\frac{1}{k} \frac{\partial k}{\partial z} \sim \frac{1}{\nu_L} \frac{d\nu_L}{dz} = \frac{1}{p} \frac{dp}{dz} = -\frac{1}{H} \quad (2.68)$$

Cas optiquement mince. Le cas optiquement mince est celui des très nombreuses raies peu intenses du spectre, que ce soient des raies secondaires d'éléments abondants comme H_2O , ou des raies d'éléments présents à l'état de trace (cf Figure 2.1). On peut alors considérer que $e^{-\tau} \approx 1$ et $W(\nu, z)$ s'écrit

$$W(\nu, z) = k(\nu, z)B(\nu, T(z)) \quad (2.69)$$

En supposant à nouveau faibles les variations de la température avec l'altitude, on voit que W peut jouer un rôle de fonction de poids, c'est-à-dire avoir un maximum en fonction de z , si

$$\frac{\partial k}{\partial z} = 0 \quad (2.70)$$

c'est-à-dire, puisque

$$\frac{\partial k}{\partial z} = \frac{\partial k}{\partial \nu_L} \frac{d\nu_L}{dz} \quad (2.71)$$

si

$$\frac{\partial k}{\partial \nu_L} = 0 \quad (2.72)$$

On peut aisément montrer, à partir de la définition de $k(\nu, z)$ de l'équation (2.12), que cette dernière condition est obtenue à l'altitude z telle que

$$\nu_L(z) = |\nu - \nu_0| \quad (2.73)$$

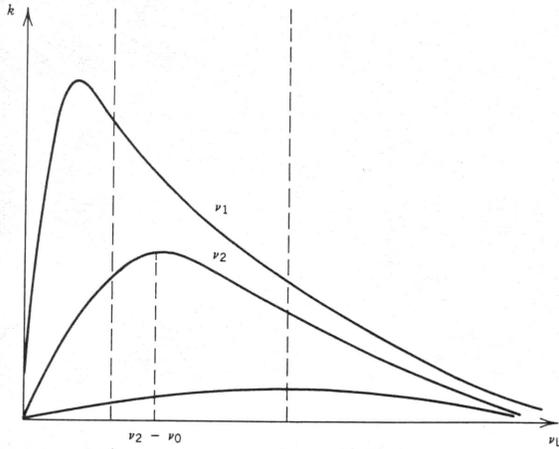


FIG. 2.26 – Allure de k en fonction de ν_L pour trois fréquences ν_1, ν_2, ν_3 satisfaisant $|\nu_1 - \nu_0| < |\nu_2 - \nu_0| < |\nu_3 - \nu_0|$

Donc, pour une fréquence ν donnée, il existe une altitude z , donnée par l'équation ci-dessus, telle que k et donc W soit maximum. On aura accès au profil vertical de densité du gaz considéré en échantillonnant le profil d'une de ses raies à différentes fréquences. La Figure 2.26 montre l'allure de k (et donc de W) en fonction de ν_L (proportionnel à p donc lié de manière biunivoque à l'altitude), à différentes fréquences d'observation.

Application au sondage de vapeur d'eau par GOES. La série de satellites GOES (Geostationary-Orbiting Operational Environmental Satellite) est une série de satellites géostationnaires opérant de manière pratiquement continue depuis 1975. L'instrument associé est un radiomètre optique muni d'un petit nombre de détecteurs au plan focal et de filtres dans quelques bandes visible et proche infrarouge, et dans une bande centrée sur la raie de 6μ de la vapeur d'eau. La mesure n'a lieu que dans une seule bande spectrale avec une bande spectrale large et les mesures correspondantes sont donc des mesures de densité intégrée de vapeur d'eau sur toute la couche atmosphérique. La Figure 2.27 montre un exemple de cartographie du champ de vapeur d'eau acquis par GOES.

2.3.2 Sondage au limbe

On utilise la technique du sondage au limbe pour l'analyse de raies peu intenses, soit qu'il s'agisse de gaz relativement abondants mais dont on essaye d'obtenir la densité dans des régions hautes et ténues de l'atmosphère, soit

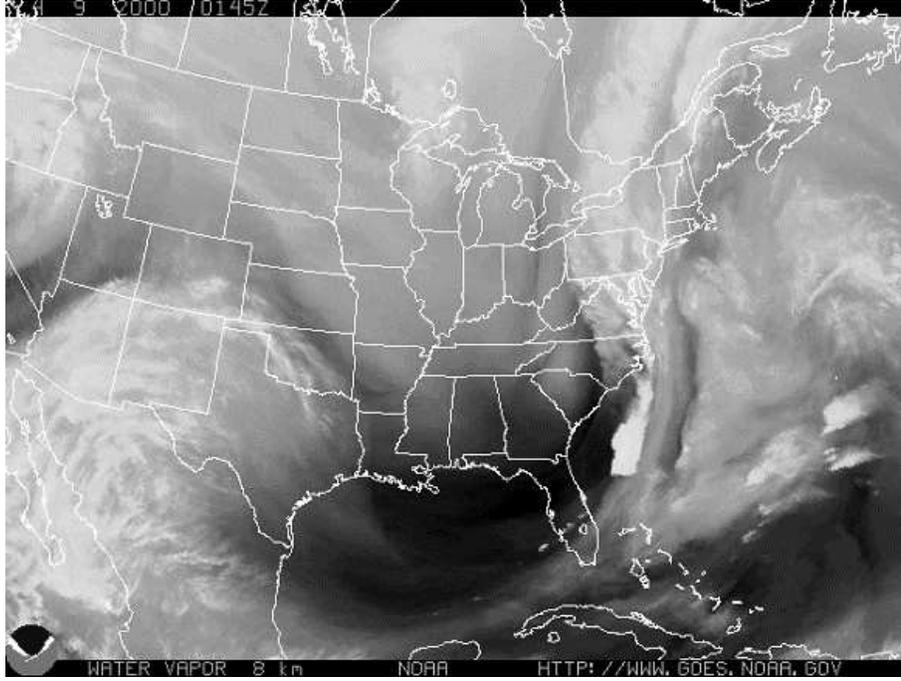


FIG. 2.27 – Exemple de champ de vapeur d'eau atmosphérique mesuré par GOES

qu'il s'agisse de gaz à l'état de trace. La géométrie du problème est alors similaire à celle de la Figure 2.23. L'épaisseur optique peut être considérée comme faible dans cette situation. On vise soit une région vide du ciel, pour mesurer l'émission thermique de la raie, soit une étoile ou le soleil (technique d'occultation).

Emission thermique. En suivant le même raisonnement que précédemment (Section 2.2.2), la luminance observée peut se mettre indifféremment sous la forme

$$L_{TOA}(\nu) = \int_{-\infty}^{\infty} \rho_c(x) B(\nu, T(x)) k(\nu, x) dx \quad (2.74)$$

ou

$$L_{TOA}(\nu) = \int_h^{\infty} \rho_c(x) W(\nu, z) dz \quad (2.75)$$

avec $W(\nu, z)$ définie à nouveau comme une fonction de poids,

$$W(\nu, z) = B(\nu, T(z)) k(\nu, z) g(z) \quad (2.76)$$

Le maximum de la fonction de poids a lieu pour $z = h$, l'essentiel de la contribution au signal provient de la région de la ligne de visée la plus proche de la Terre.

On peut, de l'équation 2.74, tirer l'ordre de grandeur de L_{TOA} :

$$L_{TOA}(\nu) \sim B(\nu, T(h)) \int_{-\infty}^{\infty} \alpha_a(\nu, x) dx \sim B(\nu, T(h)) \tau_{max} \quad (2.77)$$

La collection de mesures à différentes hauteurs permet, après inversion du système, de remonter au profil vertical de densité du gaz considéré.

Occultation. On vise donc ici un objet brillant (en général le soleil) dans le voisinage Lorentz d'une raie spectrale du gaz dont on cherche à mesurer la densité. Comme la luminance de l'objet brillant est très supérieure à l'émission thermique locale (en effet, la luminance d'un corps noir de température T_1 est supérieure à la luminance d'un autre corps noir de température $T_2 \prec T_1$ à toutes les fréquences, et on a ici $T_2 \ll T_1$), on peut négliger les termes d'émission thermique le long de la ligne de visée. On ne retient que la luminance $L_{Sun}(\nu)$ atténuée le long du trajet,

$$L_{TOA}(\nu) \simeq L_{Sun}(\nu) \int_{-\infty}^{\infty} \alpha_a(\nu, x) dx = L_{Sun} \tau_{max} \quad (2.78)$$

Exemple de mesures au limbe par ILAS/ADEOS. L'instrument ILAS (Improved Limb Atmospheric Spectrometer) est un spectromètre optique à réseau échantillonnant les bandes proche infrarouge (753 - 784 nm) et infrarouge thermique (6,21 - 13,77 μ). La détection est assurée par un détecteur CCD linéaire au plan focal. L'instrument est monté sur la plateforme héliosynchrone ADEOS, et pointe sa direction de visée sur le soleil (technique d'occultation solaire). Les observations ILAS sont concentrées sur les régions de haute latitude pour lesquelles la visée solaire est possible. De ses observations, l'instrument peut mesurer les profils verticaux d'ozone, d'oxyde d'azote NO_2 , des aérosols stratosphériques, de vapeur d'eau, de CFC 11, du méthane CH_4 , et d'autres composants comme l'acide nitrique, avec une résolution verticale de 2 km et une résolution horizontale de 13 km. L'instrument pèse 140 kg et a une dimension typique de l'ordre du mètre. Les Figures 2.28 et 2.29 montrent des exemples de résultats d'ILAS : cartographie d'ozone altitude - longitude dans une coupe de latitude donnée (73° S) en Antarctique pour un jour donné, et évolution temporelle sur 3 semaines des profils verticaux de divers constituants en un endroit donné.

2.4 Aérosols

La mesure des aérosols, comme d'ailleurs celle des précipitations, s'appuie sur un principe de mesure très différent de ce qui précède. Les aérosols ne

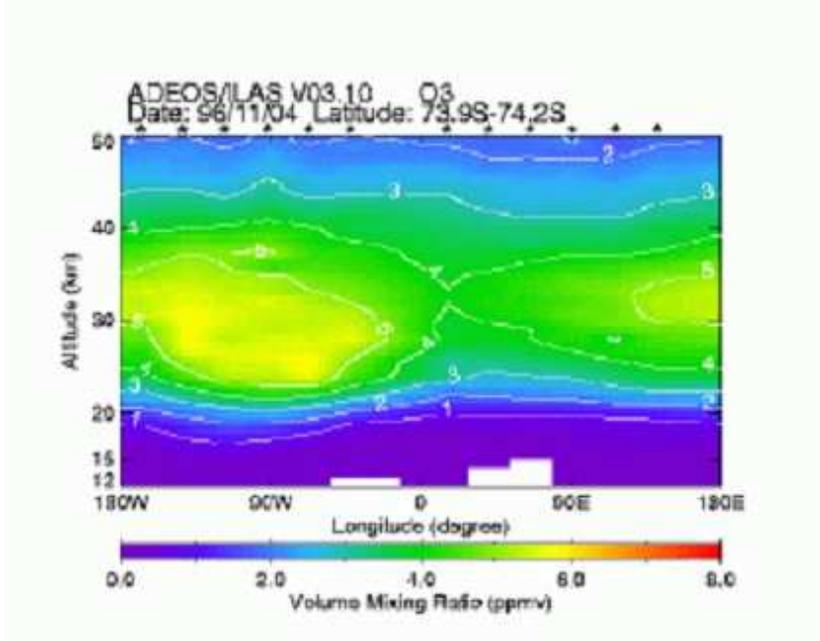


FIG. 2.28 – Contenu d’ozone dans une coupe longitude-altitude (1 jour) mesuré par ILAS

sont pas caractérisés par des raies spectrales d’absorption / émission. En revanche ils diffusent le rayonnement, et c’est de leurs propriétés de diffusion que l’on va tirer certaines de leurs caractéristiques (épaisseur optique, et type d’aérosols). On cherche donc des fréquences d’observation dans la région visible du spectre où la diffusion est significative (voir Figure 2.5), et choisies de manière à ce qu’elles correspondent à des régions vides de raies spectrales.

Dans ces conditions, on ne retient dans l’équation de transfert radiatif (cf Section 2.1.4) que les termes de diffusion (Equations (2.25) et (2.27)). Considérons l’accroissement de luminance spectrale de fréquence ν , à la position \vec{r} , dans la direction \vec{s} , l’abscisse suivant \vec{s} étant repérée par la variable s . Celui-ci s’écrit, en omettant les notations ν et \vec{r} ,

$$\frac{dL(\vec{s})}{ds} = -\alpha_s L(\vec{s}) + \frac{\alpha_s}{4\pi} \int L(\vec{s}') p(\vec{s}, \vec{s}') d\Omega_{s'} \quad (2.79)$$

On distingue plusieurs cas de figures, suivant que l’on cherche à déterminer les propriétés des aérosols troposphériques ou stratosphériques.

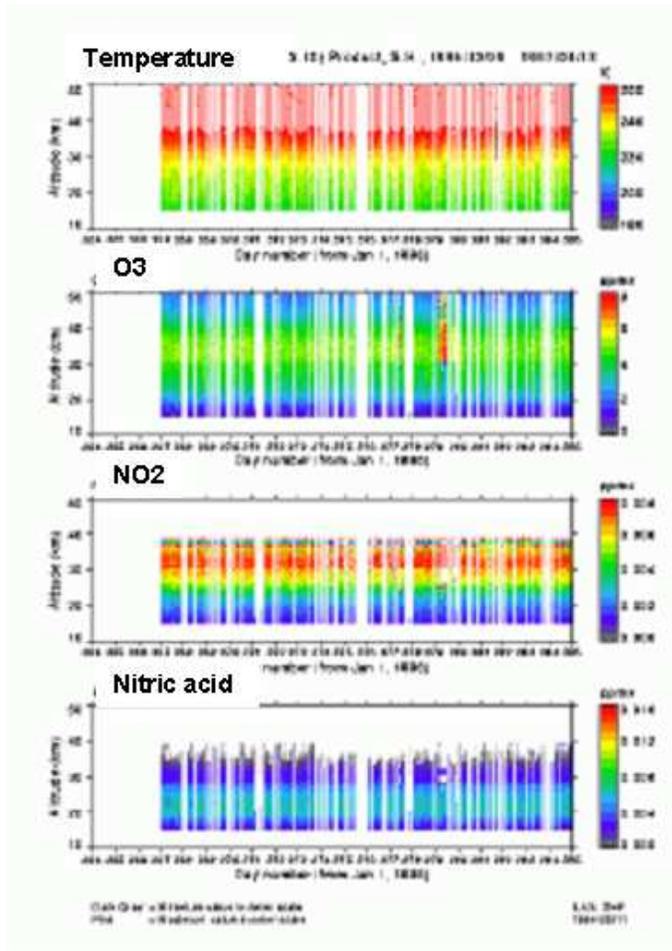


FIG. 2.29 – Variation temporelle sur 3 semaines de divers constituants gazeux mesurée par ILAS

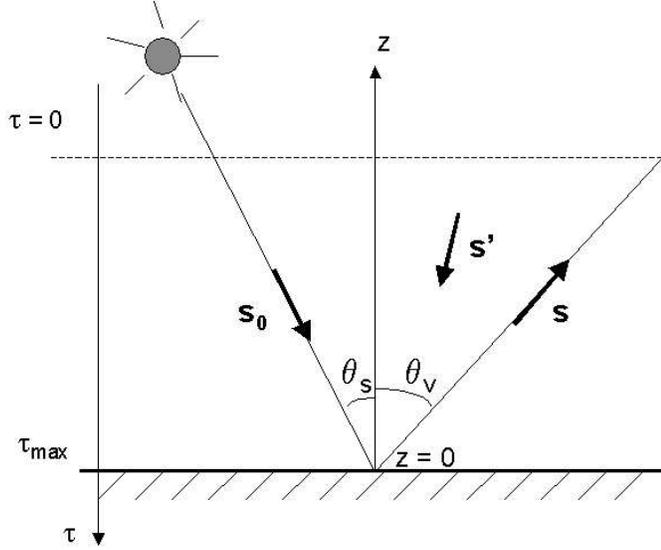


FIG. 2.30 – Géométrie d'observation du rayonnement solaire diffusé par l'atmosphère

2.4.1 Aérosols troposphériques

L'observation des aérosols troposphériques se fait généralement en pointant la direction de visée vers la surface terrestre, pas nécessairement à la verticale. La géométrie d'observation est celle de la Figure 2.30.

L'équation (2.82) est résolue par la technique dite des ordres successifs. Cette technique consiste à poser la luminance totale comme une somme de la luminance faite de photons n'ayant jamais été diffusés (ordre 0), plus la luminance faite de photons ayant été diffusés 1 fois (ordre 1), plus etc, plus la luminance faite de photons ayant été diffusés n fois (ordre n), etc, soit

$$L(\vec{s}) = L^{(0)}(\vec{s}) + L^{(1)}(\vec{s}) + \dots + L^{(n)} + \dots, \quad (2.80)$$

les différentes composantes $L^{(n)}$ étant déterminées par les équations tirées de l'équation 2.79 :

$$\frac{dL^{(0)}(\vec{s})}{ds} + \alpha_s L^{(0)}(\vec{s}) = 0 \quad (2.81)$$

$$\frac{dL^{(n)}(\vec{s})}{ds} + \alpha_s L^{(n)}(\vec{s}) = \frac{\alpha_s}{4\pi} \int L^{(n-1)}(\vec{s}') p(\vec{s}, \vec{s}') d\Omega_{s'} \quad \text{pour } n \geq 1 \quad (2.82)$$

Pour illustrer la méthode de résolution, on se propose de traiter l'équation de transfert radiatif à l'ordre (1) inclus, c'est-à-dire qu'on néglige les photons ayant été diffusés deux fois et plus. Cette approximation est d'autant meilleure que l'épaisseur optique de l'atmosphère est petite.

Les photons n'ayant jamais été diffusés sont les photons solaires descendants dans l'atmosphère n'ayant pas subi de diffusion au cours de leur descente. Résolvons l'équation 2.81 dans une direction descendante \vec{s}' quelconque faisant un angle $\theta_{s'}$ avec la verticale, en posant $d\tau = +\alpha_s ds' \cos \theta_{s'}$. L'équation 2.82 s'écrit

$$\frac{dL^{(0)}(\vec{s}')}{d\tau} + \frac{L^{(0)}(\vec{s}')}{\cos \theta_{s'}} = 0 \quad (2.83)$$

dont la solution est, en faisant réapparaître la notation de position identifiée ici par τ :

$$L^{(0)}(\tau, \vec{s}') = L^{(0)}(0, \vec{s}') e^{-\frac{\tau}{\cos \theta_{s'}}} \quad (2.84)$$

Mais

$$L^{(0)}(0, \vec{s}') = E_0 \delta(\vec{s}' - \vec{s}_0), \quad (2.85)$$

\vec{s}_0 étant la direction solaire, E_0 l'éclairement solaire hors atmosphère, et δ la distribution de Dirac, de sorte que le résultat s'écrit à l'ordre (0) :

$$L^{(0)}(\tau, \vec{s}') = E_0 \delta(\vec{s}' - \vec{s}_0) e^{-\frac{\tau}{\cos \theta_{s'}}} \quad (2.86)$$

Considérons maintenant une direction montante \vec{s} , d'angle zénithal θ_v , évaluons la luminance de simple diffusion $L^{(1)}$ au moyen des équations (2.82) et (2.86), et en posant cette fois-ci $d\tau = -\alpha_s ds \cos \theta_v$:

$$\frac{dL^{(1)}(\vec{s})}{ds} + \alpha_s L^{(1)}(\vec{s}) = \frac{\alpha_s}{4\pi} \int L^{(0)}(\vec{s}') p(\vec{s}, \vec{s}') d\Omega_{s'} \quad (2.87)$$

$$= \frac{\alpha_s}{4\pi} E_0 p(\vec{s}_0, \vec{s}) e^{-\frac{\tau}{\cos \theta_s}} \quad (2.88)$$

et donc

$$-\frac{dL^{(1)}}{d\tau} + \frac{L^{(1)}}{\cos \theta_v} = \frac{1}{4\pi} E_0 p(\vec{s}_0, \vec{s}) e^{-\frac{\tau}{\cos \theta_s}} \quad (2.89)$$

Cette équation s'intègre sans problème entre $\tau = 0$ (haut d l'atmosphère) et $\tau = \tau_{max}$ (bas de l'atmosphère), en considérant que en bas de l'atmosphère $L^{(1)}(\tau_{max})$ est nécessairement nul. On trouve :

$$L_{TOA}^{(1)}(\vec{s}) = \frac{E_0 p(\vec{s}_0, \vec{s})}{4\pi \cos \theta_v \left(\frac{1}{\cos \theta_s} + \frac{1}{\cos \theta_v} \right)} \left(1 - e^{-\tau_{max} \left(\frac{1}{\cos \theta_s} + \frac{1}{\cos \theta_v} \right)} \right) \quad (2.90)$$

Si maintenant on fait l'hypothèse que la surface est noire (hypothèse justifiée quelquefois au-dessus des surfaces océaniques), la luminance montante d'ordre 0 est nulle et $L_{TOA}(\vec{s}) = L_{TOA}^{(1)}(\vec{s})$. L'équation (2.90) devient alors, en gardant à l'esprit que τ_{max} doit être petit devant 1 pour rester dans le cadre

de l'hypothèse de diffusion primaire, et en refaisant intervenir la variable de fréquence d'observation ν ,

$$L_{TOA}(\nu, \vec{s}) = \frac{E_0(\nu)p(\nu; \vec{s}_0, \vec{s})}{4\pi \cos \theta_v} \tau_{max}(\nu) \quad (2.91)$$

On le voit, la luminance observée est proportionnelle à l'épaisseur optique de la couche diffusante de l'atmosphère. On a accès à l'épaisseur optique des aérosols en posant que cette épaisseur est la somme de l'épaisseur optique des aérosols τ_a et de l'épaisseur optique de la couche moléculaire τ_m

$$\tau_{max}(\nu) = \tau_a(\nu) + \tau_m(\nu) \quad (2.92)$$

La fonction de phase totale est la somme pondérée des fonctions de phase des molécules p_m et des aérosols p_a ,

$$p = \frac{\tau_a p_a + \tau_m p_m}{\tau_a + \tau_m} \quad (2.93)$$

Mesures en intensité. Le principe de mesure des aérosols en intensité est de partir du fait que l'on connaît *a priori* l'épaisseur optique τ_m , la couche moléculaire n'étant pas variable dans le temps et le coefficient de diffusion moléculaire étant très bien connu (voir équation (2.20) et Figure 2.5). On connaît également bien la fonction de phase p_m (voir équation (2.21) et Figure 2.13). Si on suppose un modèle de fonction de phase des aérosols, fonction de phase peu variable d'un type d'aérosol à l'autre, comme on peut le voir sur la Figure 2.14, alors l'idée est qu'à partir de mesures de luminances à différentes fréquences, on peut remonter grâce aux équations (2.87) à (2.93) à l'épaisseur optique des aérosols à différentes longueurs d'onde, puis, en utilisant l'équation (2.23), au coefficient d'Angström α et à une épaisseur optique des aérosols estimée pour une fréquence de référence.

On a ainsi accès à la quantité d'aérosols (via l'épaisseur optique à une fréquence de référence) et à une estimation de leur type (via le coefficient d'Angström).

La difficulté principale consiste à s'affranchir du signal de surface. On a vu que pour arriver à l'expression (2.87) il a fallu supposer que la surface délimitant le bas de l'atmosphère n'est pas réfléchissante (surface noire). Cette hypothèse est bien vérifiée sur les surfaces océaniques (en dehors des visées autour de la réflexion spéculaire) dans le proche infra-rouge. Dans les longueurs d'onde visibles la réflectance de surface est faible et peut être modélisée (dans les régions océaniques vides de phytoplancton). Sur les surfaces terrestres cette méthode est appliquée au-dessus des surfaces végétales très

denses (comme les forêts équatoriales par exemple). La réflectance de la végétation dense est très faible dans le bleu et le rouge, ce qui permet d'estimer l'épaisseur optique à ces fréquences-là.

Mesures en polarisation. Sur les terres émergées on peut avoir recours à une technique légèrement différente reposant sur le principe de mesure de luminance polarisée. En suivant les mêmes raisonnements que ceux qui ont précédé, on peut aisément montrer que la luminance polarisée L_{pTOA} mesurée par le capteur satellitaire, au premier ordre de diffusion, a pour expression (comparer à l'équation (2.87)) :

$$L_{pTOA}(\nu, \vec{s}) = \frac{E_0(\nu) \cos \theta_s}{\pi} \left[\frac{p_m q_m \tau_m + p_a q_a \tau_a}{4 \cos \theta_v \cos \theta_s} + \rho_{psol} \right] \quad (2.94)$$

où on a introduit le taux de polarisation q_a et q_m des aérosols et des molécules, et où on a introduit la réflectance polarisée de surface ρ_{psol} , qu'on ne peut pas considérer comme négligeable mais pour laquelle on a négligé les termes d'atténuation atmosphériques, l'épaisseur optique étant supposée faible.

Sur les terres émergées, la réflectance polarisée de surface est peu variable spatialement (suivant les surfaces visées) et spectralement, de sorte qu'on peut étalonner ce terme. Toutes les fonctions relatives aux molécules sont connues. On a vu qu'alors que la fonction de phase des aérosols est peu variable d'un type d'aérosol à l'autre, la fonction de phase polarisée est elle assez discriminante. L'idée est alors de mesurer la luminance polarisée dans un large éventail de conditions de visée et de longueurs d'onde de manière à la fois à mesurer l'épaisseur optique et discriminer le type d'aérosol via son taux de polarisation fonction de l'angle de diffusion.

Application au cas de POLDER/ADEOS. POLDER est un radiomètre imageur observant la surface terrestre et l'atmosphère à 7 km de résolution dans une quinzaine de canaux spectraux situés dans le visible et le proche infrarouge (gamme 443 nm - 910 nm). Le principe de détection repose sur une matrice de détecteurs CCD et sur une optique dioptrique à grand champ permettant de couvrir un champ d'observation de $+/- 43^\circ$ sur $+/- 51^\circ$ (Figure 2.31). Comme l'indique la partie droite de la Figure 2.31, ce principe instrumental permet l'observation d'un même point sous différentes directions d'observation à mesure que le satellite se déplace. L'instrument est embarqué sur la plateforme satellitaire héliosynchrone ADEOS à 800 km d'altitude. Le champ d'observation permet une capacité de revisite journalière d'un même point au sol. Trois des canaux spectraux (443 nm, 670 nm, 870 nm) sont équipés de polariseurs, de sorte qu'une mesure de luminance polarisée est possible dans ces trois canaux.

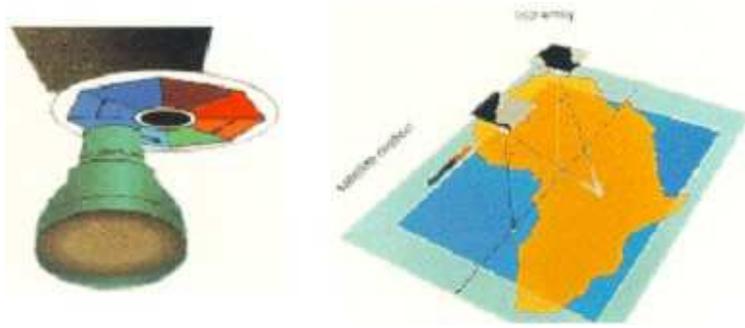


FIG. 2.31 – Concept instrumental de POLDER

La mesure des aérosols sur mer se fait en suivant le principe de mesure en intensité décrit plus haut. De ces mesures on obtient une indication du contenu en aérosols (Figure 2.32) et aussi du type d'aérosols via leur coefficient d'Angström sur mer (Figure 2.33. La Figure 2.32 indique également le contenu en aérosols sur terre, qui sont eux obtenus en suivant le principe de mesure en polarisation évoqué plus haut. La bonne continuité des mesures à l'interface terre - mer est un des indicateurs de validité des deux méthodes.

2.4.2 Aérosols stratosphériques

Pour mesurer la quantité d'aérosols stratosphériques, le principe de mesure est de viser au limbe par la technique d'occultation. C'est le même principe de mesure que celui décrit dans la Section 2.2.2 pour évaluer la quantité de gaz absorbants. On remplace simplement le coefficient d'absorption α_a par le coefficient de diffusion α_s .

La mesure de (voir l'équation (2.78))

$$L_{TOA}(\nu) \simeq L_{Sun}(\nu) \int_{-\infty}^{\infty} \alpha_s(\nu, x) dx = L_{Sun}(\nu) \tau_{max}(\nu) \quad (2.95)$$

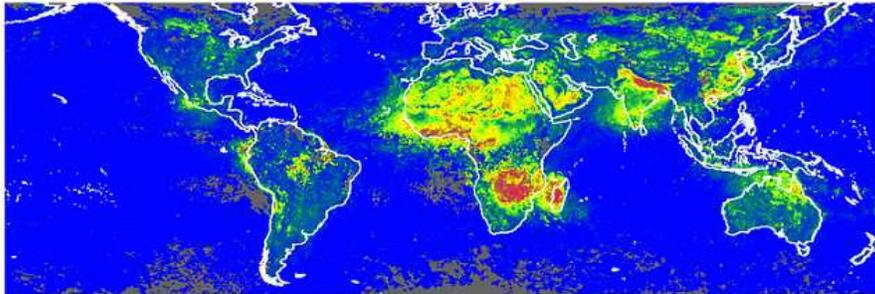
fournit une estimée de l'épaisseur optique totale sur la ligne de visée pour chaque hauteur h , et ce à différentes fréquences de sorte que l'estimation du coefficient d'Angström des aérosols est possible. La collection de mesures à différentes hauteurs h permet de remonter à une cartographie en trois dimensions des aérosols stratosphériques.

2.5 Précipitations

La mesure du taux de précipitations est accessible par radar en s'appuyant sur le fait que les gouttes de pluie rétrodiffusent le rayonnement radar. Dans



Aerosol index
from POLDER on ADEOS
November 1996

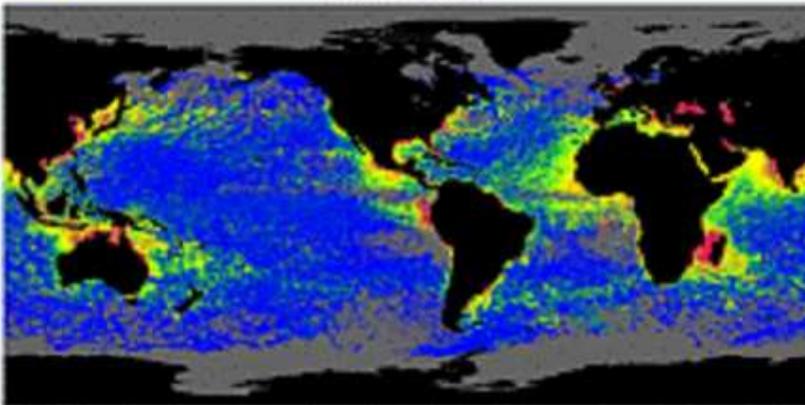


POLDER Data: CNRS/NASDA
Processing: LOA/LSCE

FIG. 2.32 – Contenu en aérosols mesuré par POLDER



Angstrom coefficient
from POLDER on ADEOS
November 1996



POLDER Data: CNRS/NASDA
Processing: LOA/LSCE

FIG. 2.33 – Coefficient d'Angström sur mer mesuré par POLDER

la mesure où on peut considérer que le diamètre D des gouttes de pluie, de quelques millimètres, est très inférieur à la longueur d'onde λ du radar (quelques cm à quelques dizaines de cm), $D \ll \lambda$, et l'approximation Rayleigh s'applique pour estimer le coefficient de diffusion. De (2.15) et (2.16) on tire

$$\alpha_s(\nu) = \frac{2\pi^5}{3\lambda^4} \left| \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \right| ND^6 = kND^6 \quad (2.96)$$

où k est un coefficient de proportionnalité, N est le nombre de gouttes par unité de volume, n leur indice de réfraction. Comme, on va le voir, la mesure radar donne accès au coefficient de diffusion α_s , la mesure radar permet de remonter à ND^6 , qu'on appelle quelquefois Z ou "réflectivité radar".

Au sein d'une pluie la masse d'eau M par unité de volume s'écrit

$$M = N \frac{4\pi}{3} \frac{D^3}{8} \rho_{eau} \quad (2.97)$$

où ρ_{eau} est la densité de l'eau. On voit donc que $Z = ND^6$ varie comme M^2/N .

En fait on a établi empiriquement que

$$Z \sim CM^a \quad (2.98)$$

avec $a \approx 1,8 - 2,2$ et

$$C \simeq 5 \cdot 10^{-8} \quad \text{pour les nuages} \quad (2.99)$$

$$C \simeq 0,01 \quad \text{pour la neige} \quad (2.100)$$

$$C \simeq 0,08 \quad \text{pour la pluie} \quad (2.101)$$

M étant en mg/m^3 et Z en mm^6/m^3 . La réflectivité radar permet donc l'accès à la masse d'eau diffusante. Elle donne aussi accès au taux de précipitations

$$R = VM \quad (2.102)$$

où V est la vitesse de descente des précipitations, et bien sûr à la hauteur des précipitations R/ρ_{eau} . On s'attend à ce que Z varie avec R comme $Z \sim R^2$ au vu de ce qui précède.

En fait, on mesure empiriquement que

$$Z \simeq BR^b \quad (2.103)$$

où $b \approx 1,6 - 2,2$ et où B vaut (en mesurant R en mm/h) :

$$B \simeq 200 \quad \text{pluie} \quad (2.104)$$

$$B \simeq 2000 \quad \text{neige} \quad (2.105)$$

Montrons enfin qu'un radar mesure effectivement, lorsqu'il vise un milieu volumique diffusant, le coefficient de diffusion $\alpha_s(\nu)$. Pour cela on va montrer qu'il existe un lien entre $\alpha_s(\nu)$ et le coefficient de rétrodiffusion radar σ^0 , dont on a montré en Section 1.3.3 qu'il est directement lié à la mesure radar (puissance reçue W_r).

D'après les équations (1.90) et (1.94), on peut relier l'éclairement reçu par la cible E_e à l'éclairement rétrodiffusé reçu par le radar E_r par

$$E_r = \frac{\sigma^0 \delta S}{4\pi r^2} E_e \quad (2.106)$$

r étant la distance radar-cible. Considérons un élément de volume diffusant de section δS et de profondeur ds . La puissance diffusée δW_s par cet élément de volume vaut

$$\delta W_s = \alpha_s(\nu) ds E_e \delta S \quad (2.107)$$

Imaginons que la fenêtre temporelle "d'écoute" du radar soit de largeur t_r , et que la durée d'impulsion t_i puisse être considérée comme très faible. La profondeur ds du volume diffusant susceptible d'être mesurée par le radar est alors égale à $ct_r/2$, où c est comme d'habitude la vitesse de la lumière. En supposant isotrope la fonction de phase de diffusion, l'éclairement reçu par le radar est

$$E_r = \frac{\delta W_s}{4\pi r^2} = \frac{\alpha_s(\nu) E_e \delta S c t_r}{8\pi r^2} \quad (2.108)$$

En comparant les équations (2.106) et (2.108), il vient

$$\sigma^0 = \alpha_s(\nu) \frac{c t_r}{2} \quad (2.109)$$

La mesure radar est donc bien directement proportionnelle au coefficient de diffusion du milieu diffusant.

Application au cas du radar pluie de TRMM. Le premier radar spatial de mesure de pluie est le Precipitation Radar (PR) de la mission TRMM (Tropical Rain Measuring Mission). L'orbite de TRMM est à relativement basse altitude (350 km) mais n'est pas héliosynchrone : elle est en effet très inclinée sur l'équateur de manière à optimiser la répétitivité d'observation sur la zone tropicale. La mission TRMM comprend plusieurs instruments : le Precipitation Radar (PR), un radiomètre imageur en microondes passives (TMI), un scanner optique à balayage mécanique opérant dans le domaine visible et infrarouge (VIRS), un radiomètre à large bande couvrant toute la bande spectrale d domaine solaire réfléchi (0,3 - 4 μ) et toute la bande infrarouge thermique (4 - 15 μ), et un instrument de mesure des éclairs d'orage.

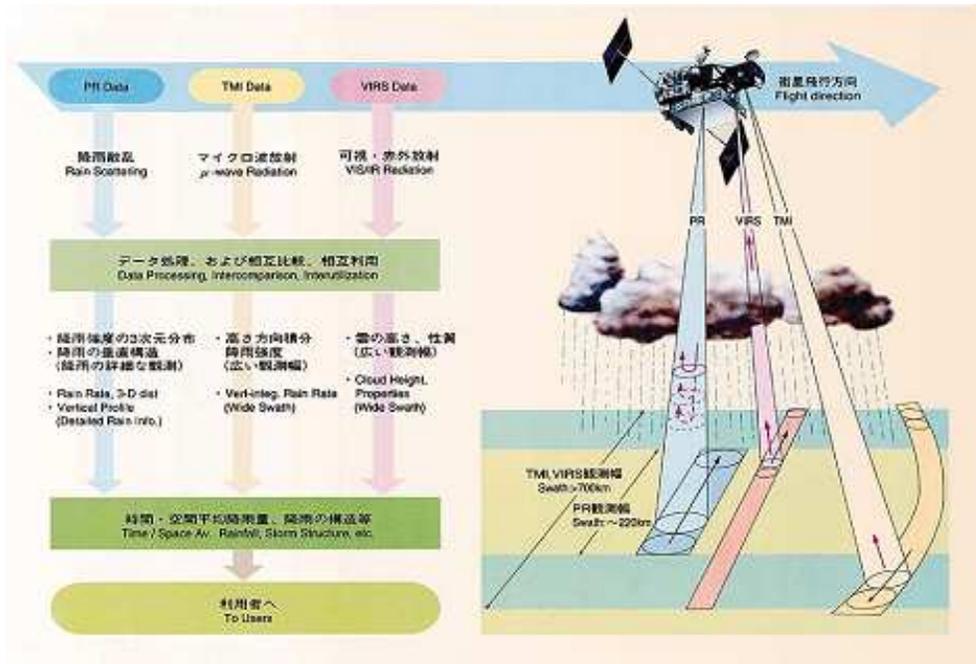


FIG. 2.34 – Disposition instrumentale de TRMM

Le radar est un radar à réseau de fentes (antenne agile), observe à 2 cm de longueur d'onde, et a une taille de lobe d'antenne de 4,3 km au sol. L'agilité de l'antenne lui permet de couvrir rapidement une fauchée au sol de 220 km de large (Figure 2.34). La mesure fine des temps de retour des échos radar permet une résolution en hauteur des mesures de 250 m.

Le radiomètre microondes passives peut effectuer des mesures de pluie sur l'océan. Le radar peut mesurer la pluie à la fois sur l'océan et les terres émergées et peut fournir la distribution à trois dimensions des précipitations (Figure 2.35), bien que sa fauchée soit inférieure à celle du radiomètre microondes passives.

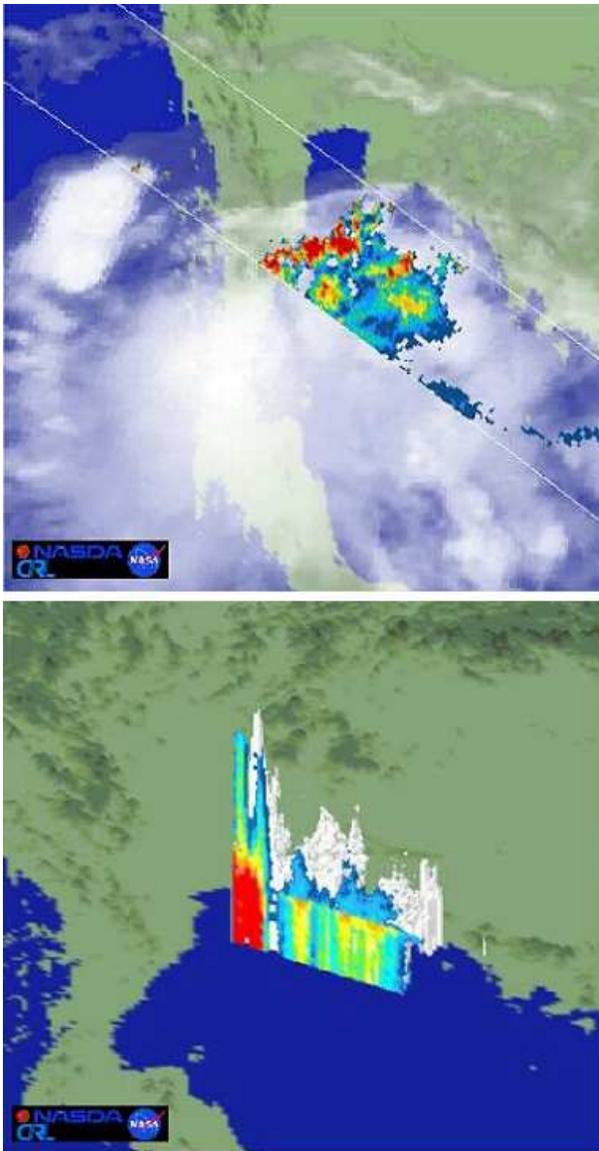


FIG. 2.35 – Exemple de mesure 3-D de précipitation par le radar pluie de TRMM

Chapitre 3

Surfaces Continentales

Introduction

Le caractère distinctif des surfaces continentales, par rapport aux autres grands thèmes étudiés (l'atmosphère, l'océan), est son hétérogénéité spatiale à toutes les échelles d'observation, du cm au millier de kilomètres. Il n'existe pratiquement pas d'endroit sur Terre où les surfaces continentales peuvent être qualifiées d'homogènes à une résolution spatiale donnée. Les exceptions qu'on peut citer illustrent ce point fondamental. Peuvent être qualifiées d'homogènes : certaines surfaces artificielles (routes, porte-avions) à la résolution décimétrique ; certains déserts de sable sahariens à la résolution décakilométrique dans le solaire réfléchi ; certaines forêts équatoriales en microondes à la résolution décakilométrique ; certains sites de sols nus particuliers (La Crau, White Sands) à la résolution décimétrique.

Cette extrême hétérogénéité requiert le déploiement de capteurs à toutes les résolutions spatiales, du décimètre à la dizaine de kilomètres, pour couvrir tout le champ des applications possibles de la télédétection spatiale.

Heureusement les échelles de temps d'évolution des phénomènes ne sont pas toujours très courtes, ce qui facilite l'observation. L'échelle de temps typique d'évolution de la végétation est la dizaine de jours. Dans le solaire réfléchi, compte tenu de la présence fréquente de nuages, il est nécessaire d'avoir une répétitivité temporelle de l'ordre de la journée pour espérer décrire l'évolution décadaire de la végétation avec de bonnes chances de succès. Cette échelle de temps est accessible aux satellites d'orbite basse héliosynchrone. Les phénomènes thermiques (température, rayonnement descendant, évapotranspiration) ont une échelle de temps beaucoup plus courte, de l'ordre de l'heure. Si les résolutions spatiales d'intérêt ne sont pas trop fines on peut avoir recours à des satellites géostationnaires pour décrire ces phénomènes.

Les échelles de temps d'évolution de l'occupation des surfaces (parcelles cultivées, aménagement du territoire, évolution urbaine) sont typiquement de l'ordre de quelques mois à quelques années. Une bonne mesure mensuelle à résolution spatiale métrique à décamétrique suffit généralement à bien décrire les phénomènes.

L'extrême hétérogénéité spatiale des surfaces terrestres rend difficile la modélisation du transfert de rayonnement dans la couche sol + végétation. C'est pourquoi les approches empiriques de classifications supervisées ou non des réflectances multispectrales (en recherchant les zones d'agrégation du signal dans l'espace multidimensionnel des canaux spectraux) a été privilégiée pendant plusieurs décennies. Dans le même esprit la mesure de l'évolution de la végétation se fait classiquement par la mesure d'un indice de végétation calculé à partir des réflectances rouge et proche infrarouge, dont le caractère empirique est nettement marqué.

Malgré cela les modélisations du signal ont fait quelques progrès et des algorithmes d'obtention de l'indice foliaire, de la fraction de PAR absorbée par la végétation, de l'albédo, de la température ou de l'humidité de surface, etc, ont fait leur apparition et commencent à donner des résultats.

Ce chapitre décrit d'abord les signatures spectrales et directionnelles dans les différents domaines spectraux (solaire réfléchi, infrarouge thermique, microondes). On s'intéresse dans un deuxième temps aux nécessaires corrections du signal satellitaire pour s'affranchir des effets d'atmosphère, et aussi des effets directionnels perturbateurs de manière à ramener des séquences de mesures d'un même point au sol dans les mêmes conditions géométriques d'éclairement et de visée. On décrit enfin, d'une manière simplifiée, le principe physique de mesure de caractéristiques physiques de la surface, comme l'albédo ou l'indice foliaire.

3.1 Signatures spectrales et directionnelles

Cette Section discute les signatures spectrales et directionnelle des milieux naturels sur les surfaces continentales, en distinguant trois domaines spectraux, solaire réfléchi, infrarouge thermique, et microondes. Dans chacun de ces trois domaines, on représente des quantités dont on a vu au Chapitre 1 qu'elles étaient mesurables par les capteurs : réflectance bidirectionnelle spectrale dans le solaire réfléchi, émissivité ou température de brillance en infrarouge thermique et microondes passives, coefficient de rétrodiffusion radar en microondes actives. Ces trois quantités ont naturellement des liens. On a vu à la fin du Chapitre 1 que réflectance bidirectionnelle et coefficient de rétrodiffusion radar ont le même sens physique à des coefficients géomé-

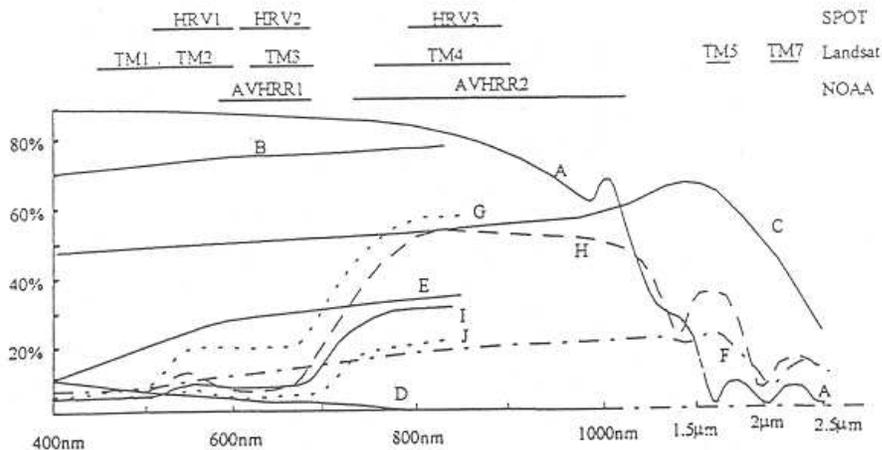


FIG. 3.1 – Signatures spectrales des sols et de la végétation
 A : neige ; B : neige couverte de glace ; C : calcaire ; D : eau claire ; E : désert ;
 F : route pavée ; G : forêt de décidus automne ; H : forêt de décidus été ; I :
 forêt de conifères été ; J : forêt de conifères automne

triques près (cf équation 1.99). Par ailleurs le cours de Rayonnement a établi que l'émissivité a essentiellement le sens du complément à 1 de la réflectance bidirectionnelle, moyennée sur tout l'espace des directions de visée.

3.1.1 Solaire réfléchi

Signatures spectrales

Les signatures approximatives de réflectances spectrales de divers milieux naturels entre 0,4 et 2,5 μ sont représentées sur la Figure 3.1. On constate que ces signatures sont très variables en fonction de l'élément observé, à la fois à une longueur d'onde donnée et en fonction de la longueur d'onde. Ces observations rejoignent le sens commun : une photographie en noir et blanc fournit un très grand nombre de détails sur une scène donnée. Par ailleurs chacun sait que la couleur renseigne également beaucoup sur les éléments observés.

La neige est brillante dans le visible et le proche infrarouge mais sombre dans le moyen infra rouge. La végétation est très sombre dans le visible (du fait de l'absorption de pigments chlorophylliens dans le bleu et le rouge) mais très brillante dans le proche infrarouge. De là est venue l'idée de mesurer empiriquement l'activité végétale par l'indice de végétation appelé "Normalized Differential Vegetation Index", et calculé par

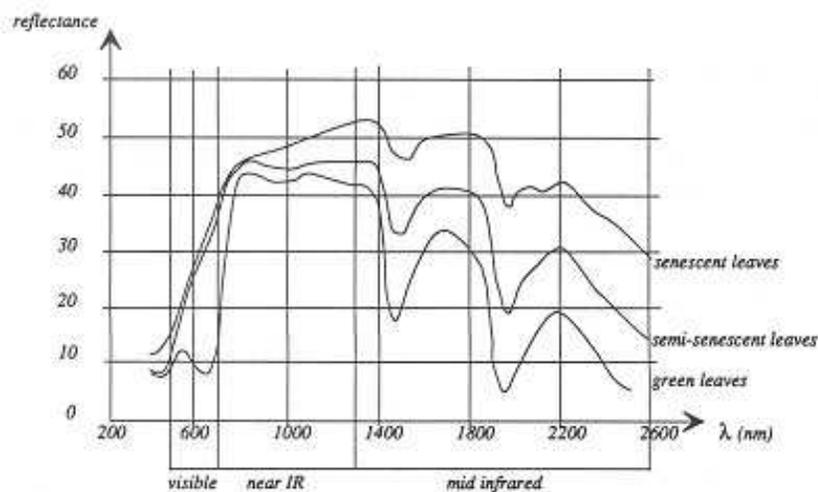


FIG. 3.2 – Signatures spectrales de feuilles dans différents états de stress

$$NDVI = \frac{\rho_{PIR} - \rho_{VIS}}{\rho_{PIR} + \rho_{VIS}} \quad (3.1)$$

où ρ_{PIR} et ρ_{VIS} sont respectivement les réflectances mesurées dans le proche infrarouge (typiquement vers 870 nm) et dans le visible (typiquement vers 670 nm). Un petit maximum de réflectance a lieu dans le vert, de sorte que la végétation est à la fois sombre et verte dans le visible.

L'eau est très sombre dans le visible, et noire dans le proche infrarouge ; les sols nus sont relativement brillants dans le visible et encore plus dans le proche infrarouge.

Les signatures spectrales sont très sensibles :

- à l'état phénologique de la végétation, comme l'indique la Figure 3.2 qui montre la réflectance spectrale d'une feuille de blé à différents stades (feuille verte, semi- sénescente, sénescente), et la Figure 3.3, qui montrent la réflectance spectrale de feuilles de hêtre à différents stades de maturité,
- à l'espèce végétale considérée (Figure 3.4),
- au contenu en eau des feuilles ; plus le contenu en eau est important, et plus les creux de réflectance dans le moyen infrarouge à $1,6 \mu$ et $2,2 \mu$, correspondants à des pics d'absorption de l'eau liquide, sont marqués (Figure 3.5),
- à l'état de maturité de la végétation. La Figure 3.6 montre la réflectance spectrale, non plus d'une feuille, mais d'une canopée, à différents stades de maturité. L'allure de la réflectance spectrale passe graduellement de

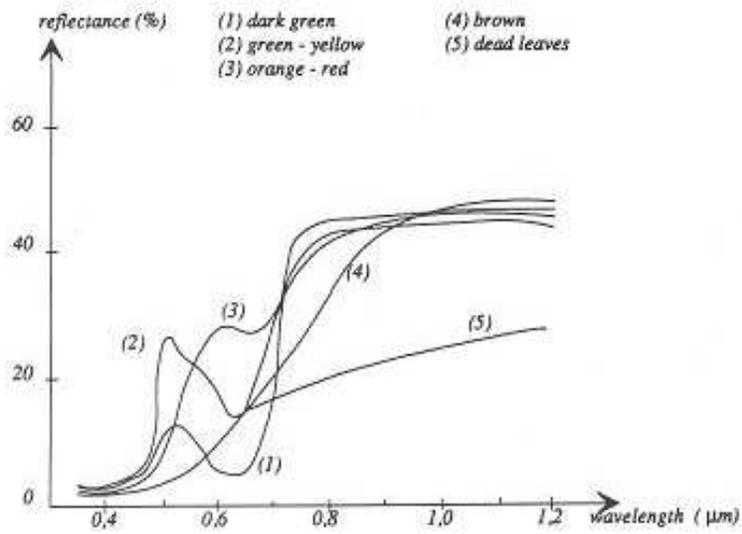


FIG. 3.3 – Signatures spectrales de feuilles dans différents états de maturité

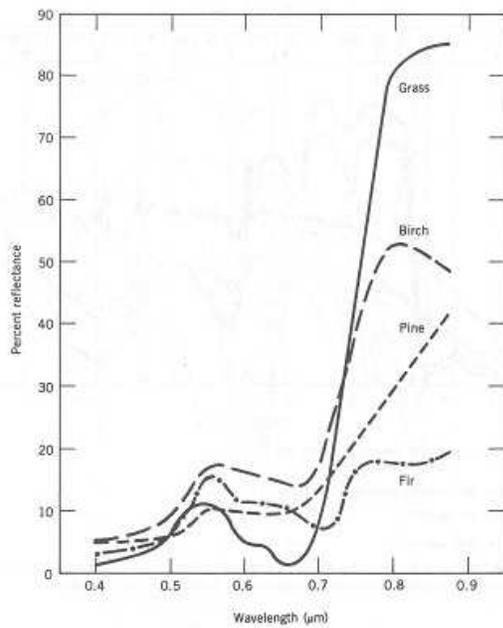


FIG. 3.4 – Signatures spectrales de différentes espèces végétales

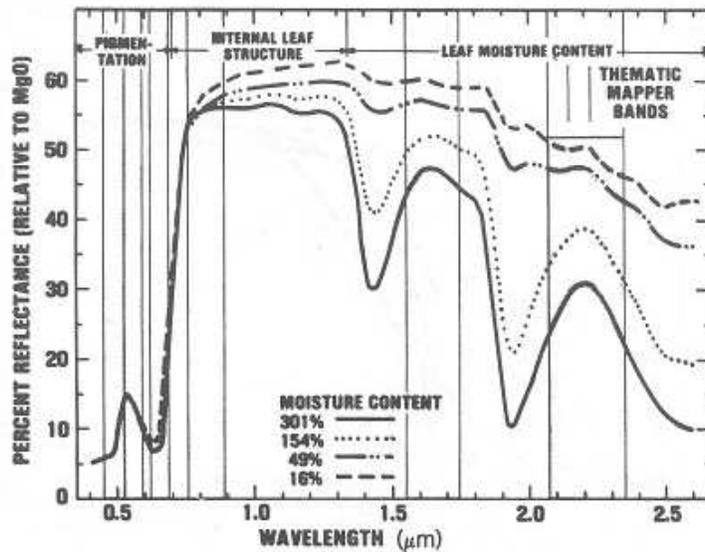


FIG. 3.5 – Signatures spectrales d'une feuille de contenus en eau différents

celle d'un sol nu à celle d'une végétation dense où on ne voit plus trace du sol sous-jacent,

- à la nature des minerais observés ; la Figure 3.7 illustre la réflectance spectrale de différents minerais dont les signatures spectrales portent des pics d'absorption à des longueurs d'onde caractéristiques de la composition minéralogique de ces matériaux,
- à l'état de fraîcheur de la neige, comme l'indique la Figure 3.8 qui montre la réflectance de la neige fraîche, caractérisée par une taille de cristaux de l'ordre de 0,075 mm, et d'une neige plus tassée, dont les cristaux ont une taille plus grosse, de l'ordre de 0,5 mm. La décroissance de la réflectance spectrale de la neige avec la longueur d'onde est plus rapide pour une neige moins fraîche,
- au degré d'humidité des sols, les sols humides étant plus sombres que les sols secs. Cet effet est illustré par la Figure 3.9, qui montre que la réflectance du limon sableux diminue à toutes les longueurs d'onde à mesure que le taux d'humidité des surfaces s'accroît,
- à l'état de surface des roches. Ainsi on voit sur la Figure 3.10 que la réflectance d'une lave basaltique est très sensiblement différente suivant que celle-ci est couverte de mousse grise, à un état de surface patiné, ou se présente sous la forme de pierres concassées.

L'imagerie satellitale tire parti de cette grande sensibilité des réflectances au type de surface observée à toutes les échelles d'observation, comme l'illustre la Figure 3.11, qui montre une cartographie mondiale d'indice de végétation,

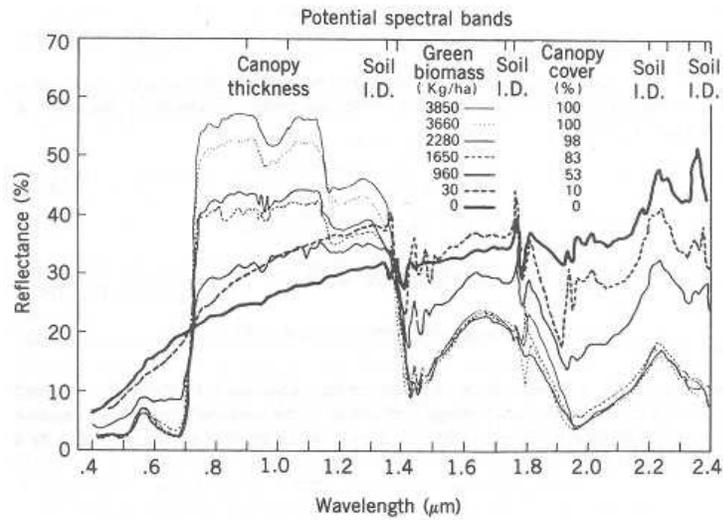


FIG. 3.6 – Signatures spectrales d’une végétation à différents stades phénologiques

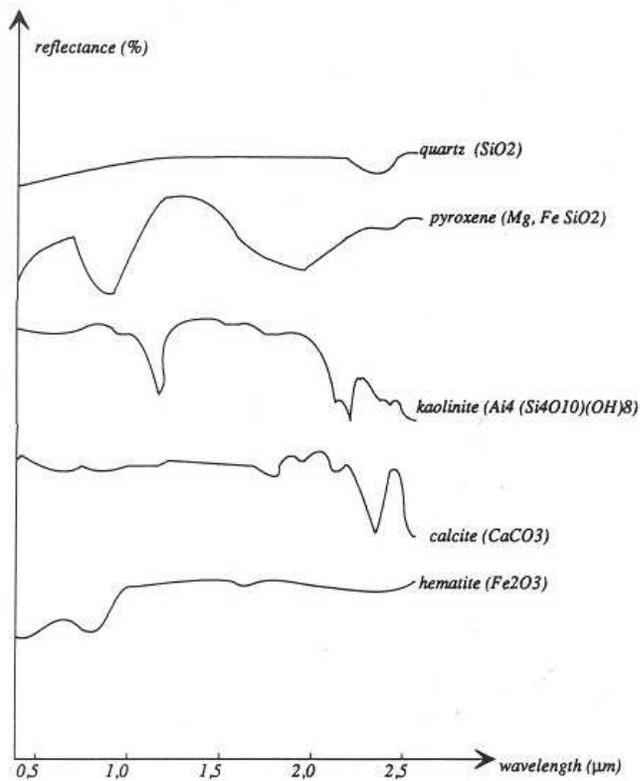


FIG. 3.7 – Signatures spectrales de différents minerais

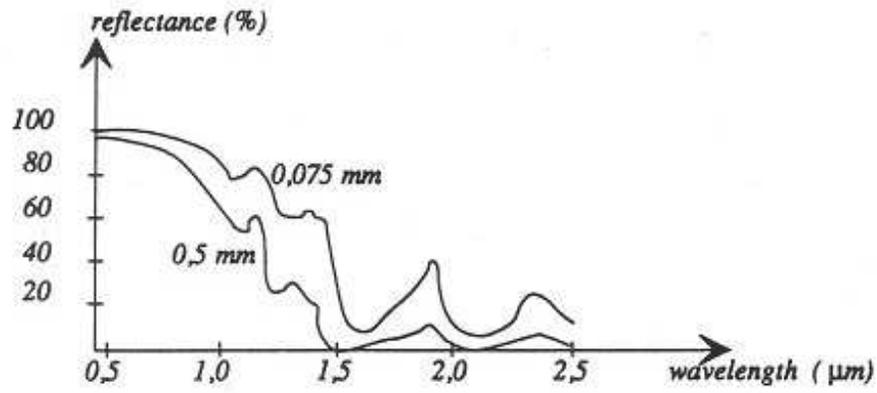


FIG. 3.8 – Signatures spectrales de la neige dans deux stades de fraîcheur

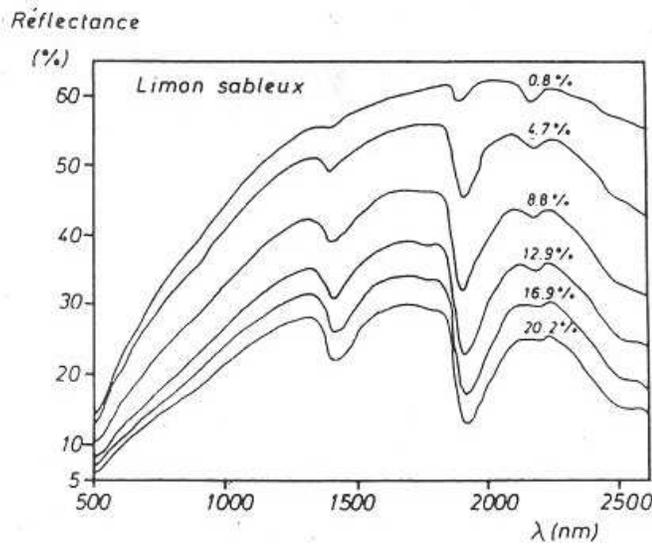


FIG. 3.9 – Signatures spectrales de limon sableux de différents niveaux d'humidité

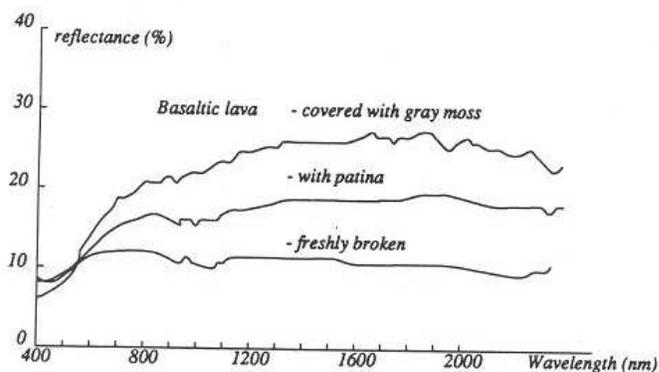


FIG. 3.10 – Signatures spectrales de lave basaltique de différents états de surface

et où les principaux biomes de la planète sont aisément identifiables, et la Figure 3.12, qui montre une composition colorée d'une image multispectrale prise à 20 m de résolution sur un parcellaire agricole de Hongrie.

Signatures Directionnelles

La réflectance des milieux naturels ne dépend pas seulement de la longueur d'onde, mais aussi des directions d'observation et d'illumination. On sait qu'une surface plane, dioptrique, réfléchit la lumière principalement dans la direction spéculaire. Cependant, à l'échelle de la longueur d'onde, dans le domaine spectral solaire réfléchi, la très grande majorité des surfaces naturelles a une structure rugueuse qui réfléchit la lumière dans toutes les directions. En général, le maximum de réflectance bidirectionnelle est obtenu dans la direction de rétrodiffusion pure (direction d'observation confondue avec la direction d'illumination solaire) parce que dans cette direction aucune ombre n'est visible par le capteur.

Les effets directionnels sont d'amplitude assez grande et sont variables en fonction des surfaces observées. Ils sont mesurables depuis l'espace, comme le montrent les Figures 3.13 et 3.14 tirées de l'observation POLDER. La Figure 3.13 représente une image de la France prise dans trois positions du satellite le long de son orbite dirigée suivant un axe approximativement Nord-Sud, de telle sorte que les directions d'observation sont à peu près colinéaires à la direction solaire dans la Figure de droite, au nadir dans la Figure du milieu et face à la direction solaire dans la Figure de gauche. L'augmentation de la luminance observée dans la Figure de droite est très significatif.

La Figure 3.14 représente les signatures directionnelles de réflectance de pixels particuliers représentatifs de différents biomes, dans trois longueurs



Vegetation index
from POLDER on ADEOS
November 1996

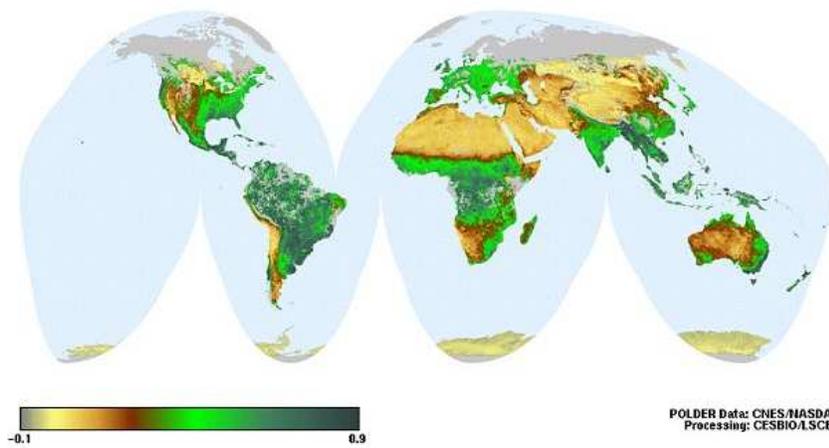


FIG. 3.11 – Indice de végétation mesuré par POLDER

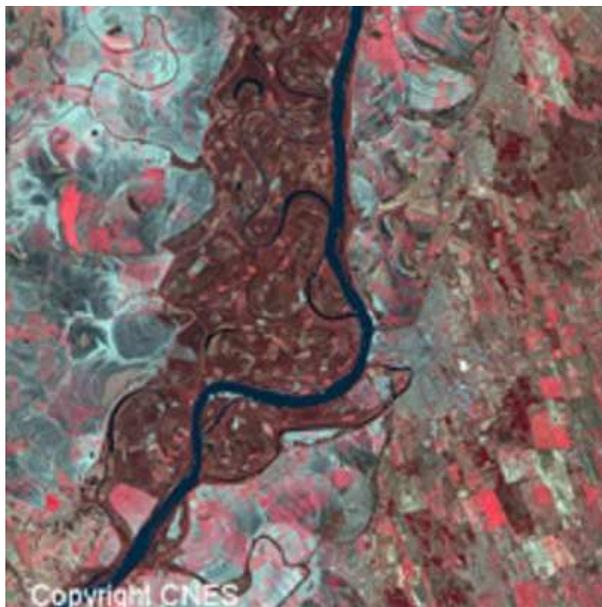


FIG. 3.12 – Image SPOT multispectrale sur la Hongrie, mars 1998

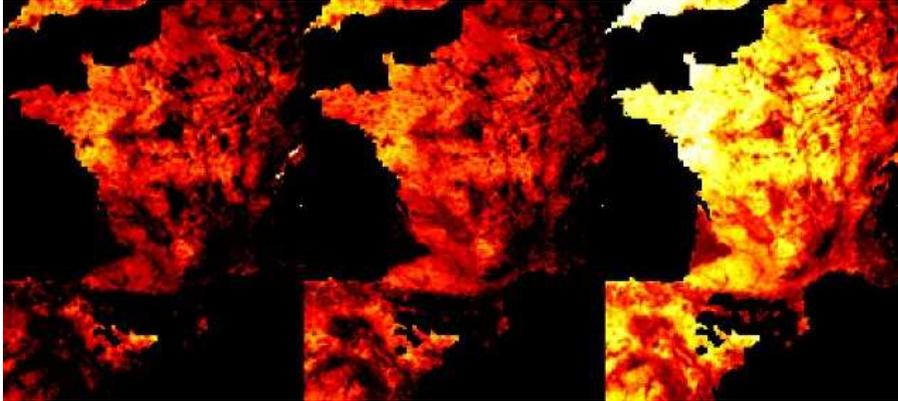


FIG. 3.13 – Images POLDER sur la France (septembre 1996) vue de différentes directions par rapport à la direction solaire

d'onde (bleue, rouge et proche infrarouge) dans le plan principal solaire, c'est-à-dire contenant la direction solaire et la verticale, et dans le plan perpendiculaire à ce plan. L'abscisse est ici l'angle zénithal de visée, les valeurs positives étant obtenues pour une direction de visée proche de la direction solaire, les valeurs négatives pour une direction de visée proche de la direction spéculaire. Un pic significatif est nettement visible dans la direction de rétrodiffusion. On peut noter aussi l'absence de pic secondaire dans la direction spéculaire en général. Ceci provient du fait qu'à l'échelle de la longueur d'onde, de l'ordre du micron, les surfaces naturelles ont une forte rugosité, suffisamment développée pour gommer toute augmentation du signal dans cette direction. Les zones de lacs ou de marais (cf Figure 3.14) sont à cet égard des exceptions.

La Figure 3.15 montre le même phénomène sur d'autres zones, en représentant la réflectance dans le plan principal solaire en fonction de l'angle entre la direction solaire et la direction de visée, appelée aussi parfois l'angle de phase. Les mesures sont ici à haute résolution directionnelle, et font apparaître que l'amplitude du pic de rétrodiffusion peut varier suivant les biomes observés mais que leur largeur à mi-hauteur est relativement peu variable et de l'ordre de 1° .

3.1.2 Infra-rouge Thermique et Microondes passives

Rappelons que dans le domaine infrarouge thermique ou microondes, la luminance observée est caractérisée soit par l'émissivité e et la température du milieu T , soit par la température de brillance T_B du milieu (cf Equations

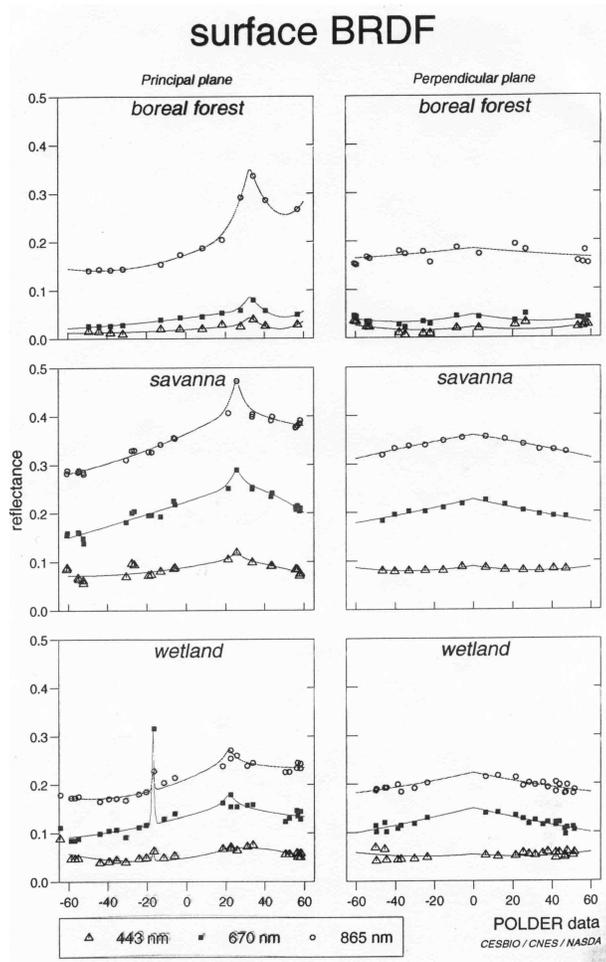


FIG. 3.14 – Signatures directionnelles de réflectance sur différents biomes

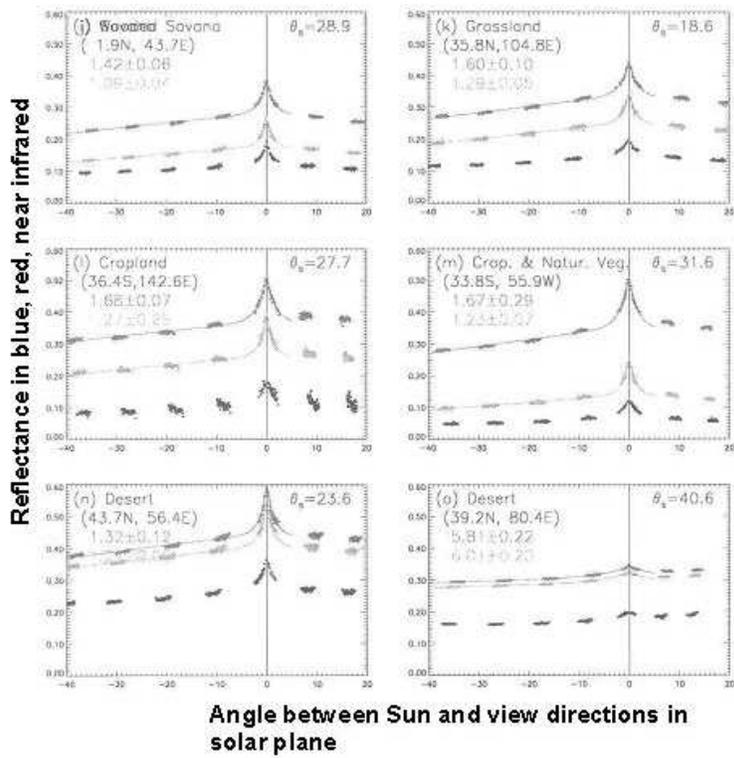


FIG. 3.15 – Signatures directionnelles de réflectance sur différents biomes

Matériau	Emissivité	Matériau	Emissivité
Métaux	0,01 - 0,6	Verre	0,94
Neige comprimée	0,7 - 0,85	Sol humide	0,94
Glace (glacier)	0,85	Sable	0,95
Brique	0,93	Basalte	0,96
Obsidienne	0,86	Asphalte	0,96
Feldspath	0,87	Feuille sèche	0,96
Sol sec sableux	0,88 - 0,94	Route bitumée	0,97
Granit	0,90	Neige	0,97 - 1
Bois	0,9	Glace	0,98
Grès siliceux poli	0,91	Peau humaine	0,98
Plâtre	0,91	Tourbe	0,98
Sable, gros grains	0,91	Herbe verte	0,98
Béton	0,92 - 0,97	Feuille humide	0,99
Sol sec argileux	0,92	Eau pure	0,99

TAB. 3.1 – Emissivité moyenne, entre 8 et 12 μ , de quelques matériaux

(1.51) et (1.52) :

$$L(\lambda; \theta_v, \phi_v) = e(\lambda; \theta_v, \phi_v) B(\lambda, T) \quad (3.2)$$

où $B(\lambda, T)$ est la luminance spectrale d'un corps noir de température T (formule de Planck). ou

$$L(\lambda; \theta_v, \phi_v) = B(\lambda, T_B) \quad (3.3)$$

Dans l'infrarouge thermique, l'émissivité varie relativement peu et a une amplitude d'environ 0,85 - 0,98, comme le montre le tableau 3.1.2 qui donne des ordres de grandeur de l'émissivité d'un certain nombre de matériaux. Les métaux ont une émissivité faible, autour de 0,1 - 0,6 suivant les métaux, et sensiblement différente de celle des autres matériaux.

Comme l'émissivité dépend peu des surfaces naturelles en infrarouge thermique, cette fenêtre spectrale est généralement utilisée pour réaliser des mesures de température de surface, en supposant fixée ou en étalonnant l'émissivité de surface.

Au contraire, dans le domaine microondes passives, l'émissivité (ou la température de brillance à température donnée) est sensiblement plus variable. Ces variations sont illustrées par le tableau 3.1.2, qui donne un ordre de grandeur de l'émissivité e (ainsi que de la constante diélectrique ϵ) pour différentes bandes de fréquence.

Remarquons qu'ici la valeur de l'émissivité est étroitement corrélée à la teneur en eau liquide du matériau considéré. L'émissivité de l'eau pure est

Matériaux	Longueur d'onde	$\mathcal{R}e(\epsilon)$	$\mathcal{I}m(\epsilon)$	Emissivité
Eau(20°C)	30 cm	80	4,5	0,36
Eau (20°C)	1,5 cm	35	40	0,39
Sol sec	21 cm	2,8	0	0,94
Sol humide	21 cm	19,6	4,8	0,59
Granite	3 cm	4,4	0,03	0,88
Calcaire	2,1 cm	8,5	0,03	0,77

TAB. 3.2 – Constante diélectrique $\epsilon = \mathcal{R}e(\epsilon) + j\mathcal{I}m(\epsilon)$ et émissivité à différentes fréquences de l'eau, sol, granite et calcaire

très faible (0,36 - 0,39), et l'émissivité du sol passe de 0,94 quand il est sec à 0,59 quand il est humide.

Les différentes notions d'indice de réfraction n , de constante diélectrique ϵ , de réflectance R et d'émissivité e sont bien sûr reliées puisqu'elles concernent toutes la question de la propagation des ondes électromagnétiques dans le milieu. En général les relations entre ces quantités sont complexes; cependant, pour le cas particulier de l'eau il est relativement aisé d'établir ces relations, au moins pour ce qui concerne les ordres de grandeur.

On sait d'après la loi de Kirschhoff que l'émissivité e intégrée sur toutes les directions d'observation et la réflectance hémisphérique R d'un milieu opaque à la lumière (toutes les surfaces naturelles le sont) sont reliées par

$$e(\lambda) = 1 - R(\lambda) \quad (3.4)$$

(La réflectance hémisphérique R est reliée à la réflectance bidirectionnelle ρ par $R = \int_{2\pi} \rho \cos \theta_v d\Omega_v$). On a par ailleurs la relation (cf Cours d'Electromagnétisme)

$$\epsilon = n^2 \quad (3.5)$$

Par ailleurs, la réflectance R d'un dioptre sous incidence normale vaut (cf Cours d'Electromagnétisme)

$$R = \left| \frac{n - 1}{n + 1} \right|^2 \quad (3.6)$$

Comme l'indique la Figure 3.16, l'indice de réfraction n est de l'ordre de 9 dans le domaine microondes, et donc R est de l'ordre de 0,64 d'après l'équation (3.4), et ϵ est de l'ordre de 0,81 d'après l'équation (3.5), ce qui est cohérent avec l'ordre de grandeur de ϵ indiqué dans le tableau 3.1.2.

Notons que le rôle essentiel de l'eau dans le signal microondes est lié à sa très forte valeur d'indice de réfraction, et donc son très grand pouvoir réflecteur ($R = 0,64$) dans cette gamme de fréquences, pratiquement aussi

élevé que celui d'un métal. En revanche, dans le domaine visible, l'indice est faible, $n = 1,33$ (voir Figure 3.16), et la réflectance R est alors très faible, $R = 0,02$ d'après l'équation (3.4).

Les tableaux 3.1.2 et 3.1.2 indiquent une plus grande variabilité de l'émissivité dans le domaine microondes que dans l'infrarouge thermique. C'est également ce que montre le tableau 3.1.2, qui montre l'émissivité comparée dans les deux domaines spectraux de quelques matériaux élémentaires.

C'est sur ce principe qu'on utilise opérationnellement les capteurs microondes passives pour effectuer régulièrement des cartographies globales de glace et de neige sur les régions arctiques. Soit un capteur microondes mesurant une luminance L_{TOA} . Si on fait l'hypothèse d'une atmosphère claire et non absorbante, cette luminance est la somme de celle qui provient de la surface L_{surf} et de la luminance de l'atmosphère L_{ciel} réfléchiée par la surface de réflectance R_{surf} :

$$L_{TOA} = L_{surf} + R_{surf}L_{ciel} \quad (3.7)$$

Cependant, comme dans le domaine microondes la fonction de Planck est directement proportionnelle à la température de brillance, l'équation 3.7 se réduit à

$$T_{BTOA} = T_{Bsurf} + R_{surf}T_{Bciel} \quad (3.8)$$

$$T_{BTOA} = \epsilon_{surf}T_{surf} + R_{surf}T_{Bciel} \quad (3.9)$$

où T_{BTOA} , T_{Bsurf} et T_{Bciel} sont les températures de brillance observée par le capteur, et celles de la surface et de l'atmosphère, et où ϵ_{surf} est l'émissivité de la surface.

La glace et l'eau ont des températures de surface voisines et proches de $T_{surf} = 273$ °K. Compte tenu de l'équation (3.4), la différence de température de brillance observée sur la glace et sur l'eau s'écrit donc :

$$\Delta T_B = T_{BTOA}(glace) - T_{BTOA}(eau) = (\epsilon_{glace} - \epsilon_{eau})(T_{surf} - T_{ciel}) \quad (3.10)$$

En prenant $\epsilon_{glace} = 0,98$, $\epsilon_{eau} = 0,36$, $T_{surf} = 273$ °K, $T_{Bciel} = 50$ °K, on trouve $\Delta T_B = 127$ °K, soit un signal très significatif.

Application au capteur SMMI. Le radiomètre microondes passives SMM/I est monté sur le satellite en orbite basse héliosynchrone DMSP et observe la surface terrestre dans 7 canaux linéairement polarisés correspondant à 4 fréquences d'observations. L'instrument mesure la température de brillance à 1,5 , 1,3 , 0,8 , et 0,3 cm de longueur d'onde. Les données sont utilisées pour générer des cartes globales de paramètres descriptifs de l'atmosphère,

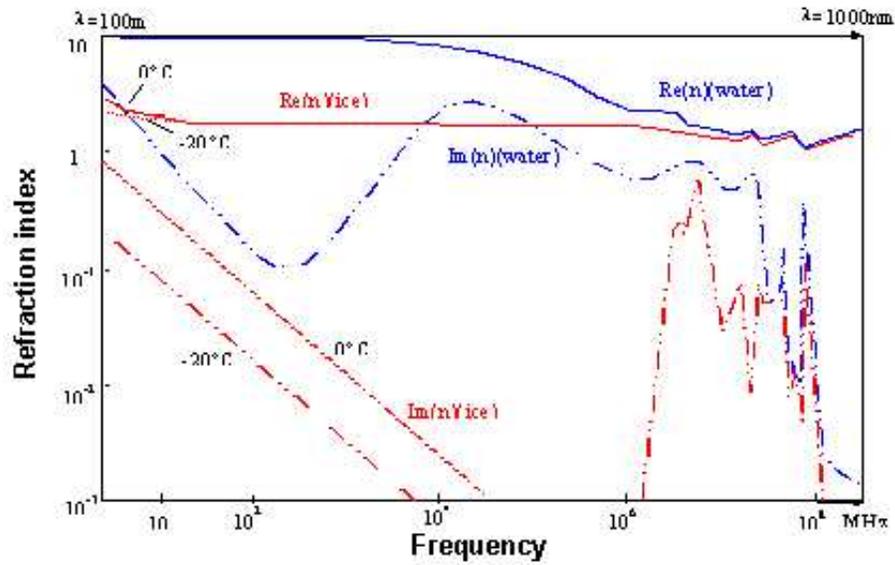


FIG. 3.16 – Indice de réfraction de l'eau

Surface	Emissivité infrarouge thermique	Emissivité microondes
Eau	0,99	0,36
Sol sec	0,90	0,94
Rocher	0,90	0,75
Glace	0,98	0,93
Sable	0,95	0,92

TAB. 3.3 – Emissivité comparée de quelques matériaux dans l'infrarouge thermique et les microondes

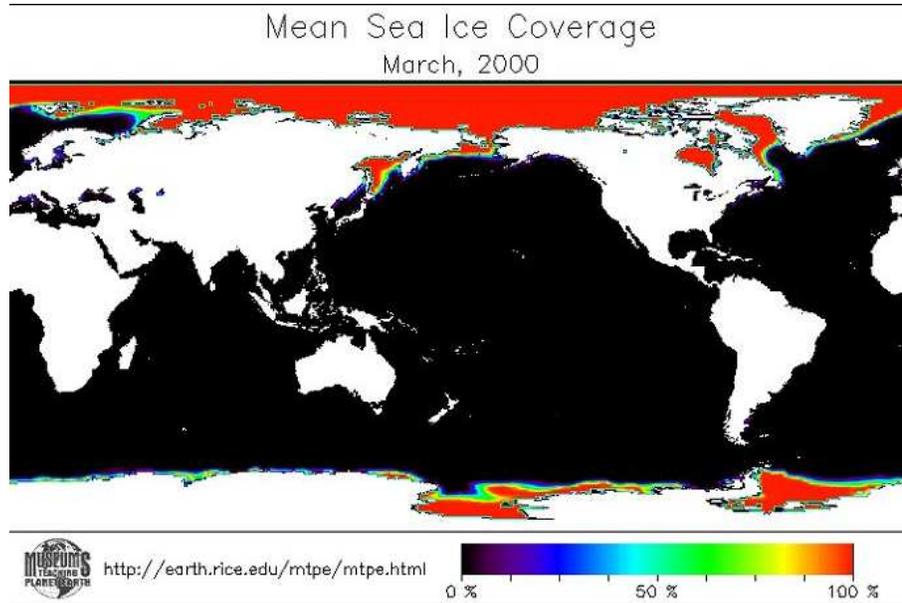


FIG. 3.17 – Couverture de glace de mer mesurée par SSMI

de l'océan et des surfaces continentales. L'instrument est équipé d'un miroir parabolique d'environ 60 cm de diamètre et de guides d'onde associés chacun à un des canaux. L'instrument est équipé d'un miroir tournant autour d'un axe vertical de telle sorte qu'un cône d'angle au sommet 45° est balayé à chaque révolution du miroir, et qui correspond à un angle d'incidence au sol fixe de 54° , compte tenu de la courbure de la surface terrestre. La résolution spatiale au sol est de l'ordre de 15 km pour $\lambda = 0,3$ cm et 55 km pour $\lambda = 1,5$ cm. L'avancée du satellite en même temps que s'effectue le balayage conique permet d'imager la surface terrestre dans son ensemble, à raison d'un peu moins d'une observation par jour en tous points du globe.

Ce radiomètre est utilisé, sur la base de principes qui viennent d'être discutés, pour réaliser des cartographies de glace sur les régions arctiques. Un exemple de telle carte est représenté sur la Figure 3.17.

Bien que la différence d'émissivité entre la neige et l'eau soit moindre qu'entre la glace et l'eau, les mêmes principes sont utilisés pour discriminer la neige et l'eau (et la glace) et dresser des cartes mondiales de surfaces enneigées avec ce capteur, comme le montre l'exemple de la Figure 3.18.

3.1.3 Microondes actives

Le signal de retour d'un radar après que les ondes émises se soient réfléchies sur la surface terrestre est conditionné essentiellement par deux fac-

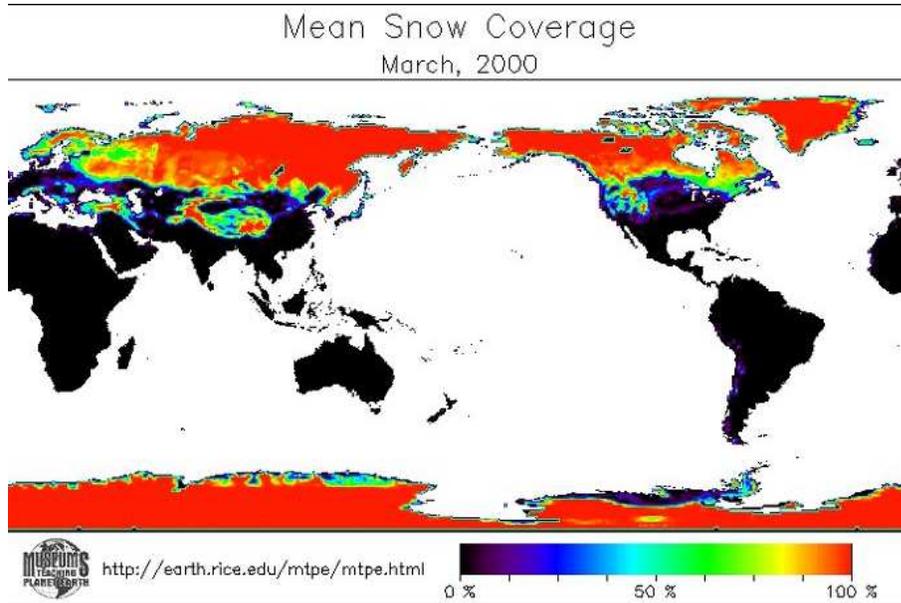


FIG. 3.18 – Couverture de neige mesurée par SSMI

teurs : la teneur en eau de la surface visée, et sa rugosité. Examinons brièvement ces deux points en séquence.

Sensibilité à la teneur en eau. Nous avons vu au paragraphe 3.1.2 que l'indice de réfraction, la constante diélectrique et la réflectance de l'eau sont très élevées dans les bandes de fréquence microondes. L'eau est ainsi un élément singulier et impose sa signature dans le signal radar quand elle est présente sur la surface observée. Les Figures 3.19, 3.20 et 3.21 illustrent ce phénomène. La Figure 3.19 représente les parties réelle et imaginaire de la constante diélectrique ϵ à une longueur d'onde de 6 cm (bande C) de plusieurs sols différents (sable, silice, argile) en fonction de leur teneur en humidité, de 0 à 60 pour cent. On voit que la valeur de la constante diélectrique dépend peu du sol observé et beaucoup de la teneur en eau. La partie réelle varie d'environ 5 pour un sol sec à environ 20 - 25 pour un sol très humide. La partie imaginaire varie quand à elle de 0 (sol sec) à environ 5 (sol humide). Ces valeurs sont à rapprocher de celles du tableau 3.1.2, et notamment de la valeur 80 atteinte par $\mathcal{R}e(\epsilon)$ pour l'eau pure.

La Figure 3.20 représente également la constante diélectrique fonction de la teneur en eau mais cette fois-ci pour 3 types de feuilles différentes (blé, herbe, aiguilles de "taxus") à une longueur d'onde de 3,5 cm. Comme auparavant, la constante diélectrique dépend peu du type de feuille et beaucoup

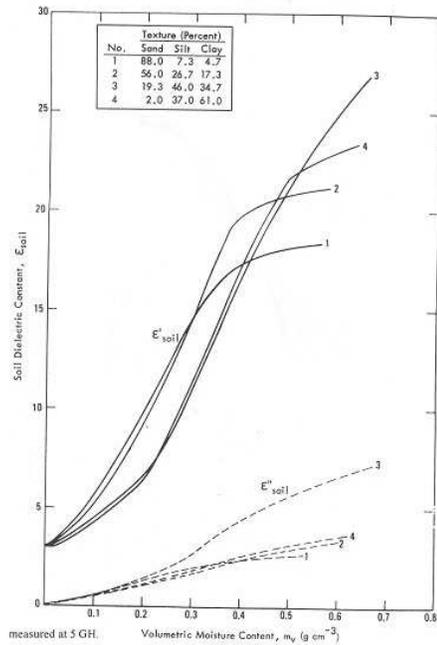


FIG. 3.19 – Constante diélectrique (parties réelle et imaginaire) de plusieurs sols en fonction de leur degré d'humidité

de la teneur en eau. En outre, les valeurs des parties réelles et imaginaires de la constante diélectrique sont très similaires à ceux de la Figure 3.19. On déduit que les sols et la végétation ne sont pas aisément distinguables par radar sur la base de leurs propriétés diélectriques.

La Figure 3.21 illustre la même idée, mais en représentant cette fois non plus la constante diélectrique mais le coefficient de rétrodiffusion σ^0 (dont on a vu au travers de l'équation (1.99) que sa signification est très proche de celle de la réflectance bidirectionnelle) de plusieurs types végétaux (soja, maïs, mil, blé) à 6,6 cm de longueur d'onde en fonction de la teneur en eau du sol sous-jacent. La Figure montre que la valeur de σ^0 dépend sensiblement du contenu en eau du sol sous-jacent et assez peu du type de végétation observée.

Sensibilité à la rugosité. Le second facteur auquel est sensible la réponse radar est la rugosité de la surface. On a vu que dans le domaine solaire réfléchi, où la longueur d'onde est de l'ordre du micron, toutes les surfaces peuvent être considérées comme très rugueuses, de telle sorte que la composante spéculaire du signal réfléchi ne se distingue généralement pas du reste du signal (cf Figures 3.14 et 3.15). Au contraire, dans le domaine microondes où la longueur

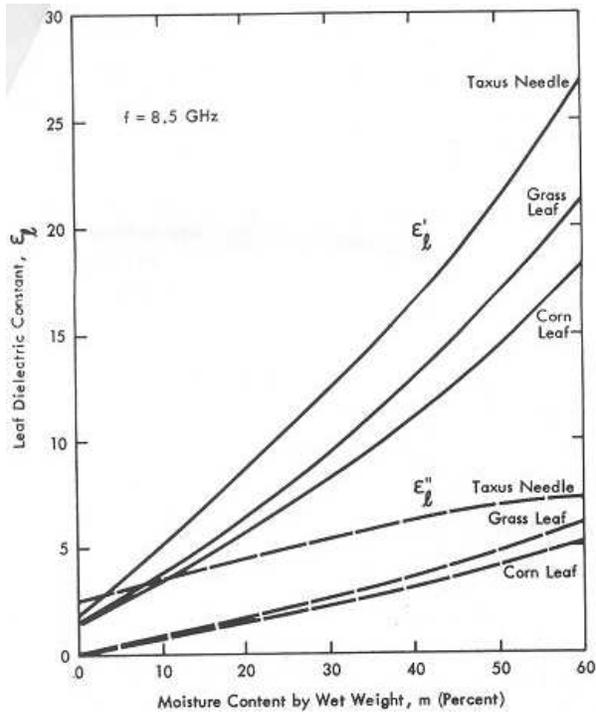


FIG. 3.20 – Constante diélectrique (parties réelle et imaginaire de plusieurs types de feuilles en fonction de leur degré d'humidité

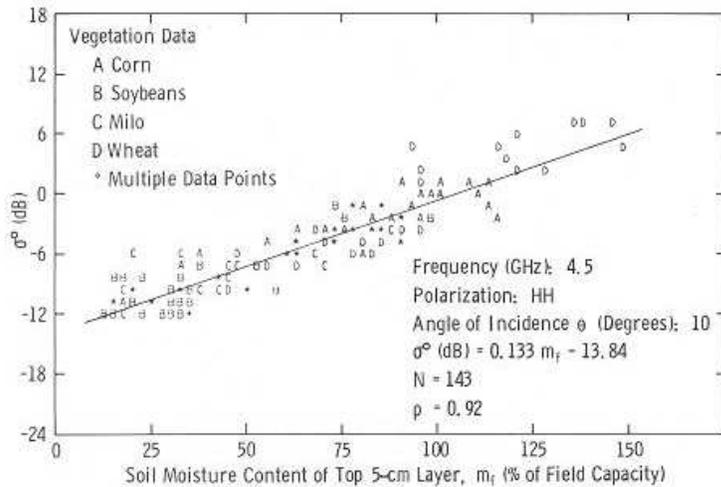


FIG. 3.21 – Coefficient de rétrodiffusion radar de différents types végétaux en fonction du degré d'humidité du sol sous-jacent

d'onde est de l'ordre du cm, un grand nombre de surfaces naturelles peuvent être considérées comme lisses ou dioptriques. Comme le montre la Figure 3.22, le signal rétrodiffusé vers le radar dépend de manière très sensible de la rugosité. Pour une surface lisse, l'essentiel du signal émis par le radar est réfléchi dans la direction spéculaire, de telle sorte qu'à moins que le radar n'émette à incidence nulle par rapport à la verticale, l'essentiel du signal réfléchi partira dans la direction spéculaire et ne sera pas intercepté par le radar. La quantité de lumière rétrodiffusée dans la direction du radar est d'autant plus grande que la rugosité est plus développée.

La Figure 3.23 illustre ce qui vient d'être dit en représentant qualitativement le coefficient de rétrodiffusion radar σ^0 en fonction de l'angle d'incidence du radar pour différentes rugosités de surface. Lorsque la surface est lisse (c'est-à-dire, lorsque la taille caractéristique des reliefs de la surface est faible devant la longueur d'onde), σ^0 n'est significatif que pour des angles d'incidence proches de 0. L'allure de σ^0 devient de plus en plus horizontale (indépendante de l'angle d'incidence) à mesure que la rugosité est plus développée. La Figure 3.24 fournit une autre représentation du même phénomène. Il s'agit cette fois d'une surface dont la rugosité est modélisée par un modèle paramétré de relief, et la Figure représente la variation de σ^0 en fonction de l'angle d'incidence pour différentes valeurs du paramètre de rugosité. Les mêmes remarques que précédemment s'appliquent ici.

Estimation de la longueur de pénétration. Une particularité de la mesure radar est son aptitude à détecter des objets situés à grande profondeur dans certains milieux particulièrement secs (sable, glace). La Figure 3.25 représente la longueur de pénétration dans certains milieux (eau de mer, sol humide, eau douce, sol très sec, glace) en fonction de la fréquence ou de la longueur d'onde. Dans le domaine microondes, la longueur de pénétration dans l'eau de mer, l'eau douce ou un sol humide est faible, du cm au dm suivant la longueur d'onde et le milieu. Cette caractéristique est liée à la partie imaginaire de l'indice de réfraction ou de la constante diélectrique : comme on peut le voir sur la Figure 3.16, la partie imaginaire de l'indice de réfraction de l'eau n'est pas très différente de 1 dans le domaine microondes, de sorte que la longueur de pénétration associée ne peut être très différentes de 1 ou de quelques longueurs d'onde. Au contraire, la partie imaginaire de l'indice de la glace est très faible, autour de 10^{-2} , et devient encore plus faible à mesure que la température décroît ; ces valeurs correspondent à des longueurs de pénétration qui peuvent atteindre plusieurs centaines de mètres dans la glace (Figure 3.25). De même, pour un sol très sec (sables désertiques, la longueur de pénétration peut aller jusqu'à la dizaine de mètres. On

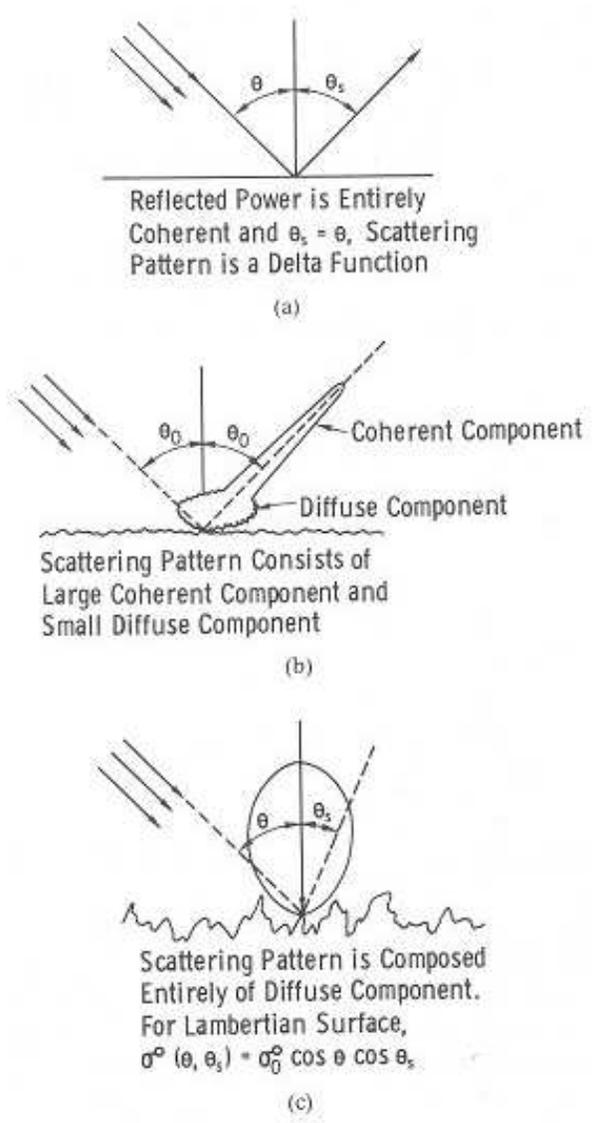


FIG. 3.22 – La distribution angulaire du rayonnement rétrodiffusé dépend de la rugosité de la surface

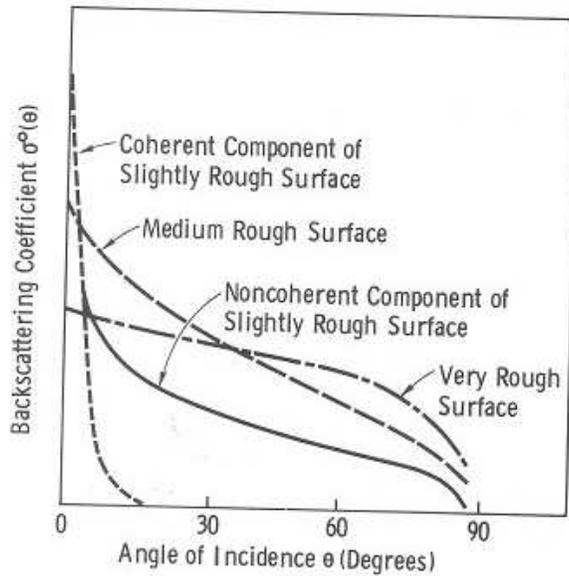


FIG. 3.23 – Coefficient de rétrodiffusion radar en fonction de l'angle d'incidence pour différentes rugosités de surface

peut ainsi espérer pouvoir détecter des objets à grande profondeur (eau ou pétrole dans le désert, sédiments dans la glace ...) sans que les autres moyens d'observation puissent apporter de réponse.

Application à ERS/SAR. Nous présentons ici à titre d'exemple quelques images prises par le radar à synthèse d'ouverture du satellite en orbite basse héliosynchrone ERS. *Donner des détails techniques sur ERS/SAR, polarisation, incidence, résolution spatiale.* Le radar est monofréquence à la longueur d'onde de 6 cm (bande C). La Figure 3.26 représente une image acquise par le radar sur la côte Sud de la Corse. L'aspect de graille de l'image est dû au phénomène de *speckle*, c'est-à-dire un bruit affectant l'image, d'assez grande amplitude par rapport au signal comme on peut en juger sur la Figure, et lié à la nature *cohérente* du signal radar émis et reçu. L'amplitude de ce bruit est telle que l'utilisation d'images uniques est relativement limitée.

Le "speckle" étant un bruit réductible en moyennant des vues successives de la même scène, on peut exploiter la forte capacité de revisite du radar, insensible à la nébulosité, pour moyennner un certain nombre de vues, en tous cas dans un laps de temps suffisamment court en regard de l'échelle de temps d'évolution de la surface. La Figure 3.27 montre ainsi une vue d'une région d'Autriche ayant bénéficié de ce processus de moyenne. La qualité

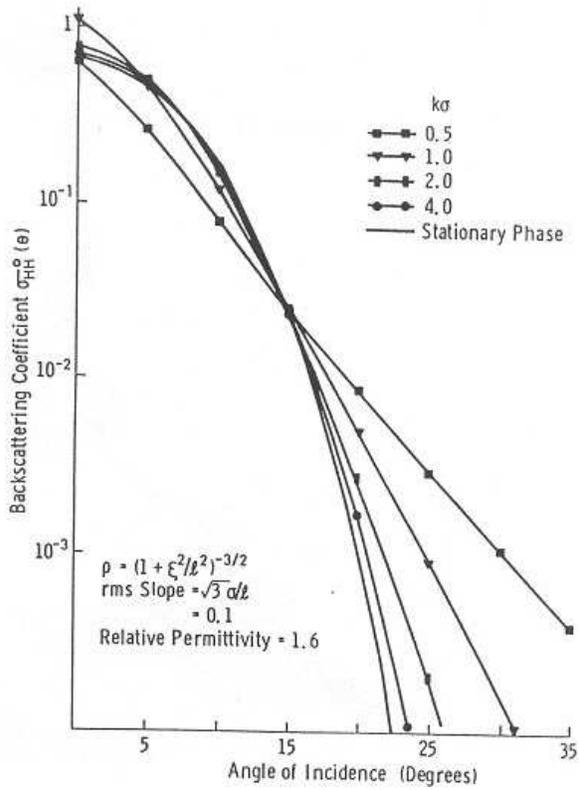


FIG. 3.24 – Coefficient de rétrodiffusion radar en fonction de l'angle d'incidence pour différentes rugosités de surface

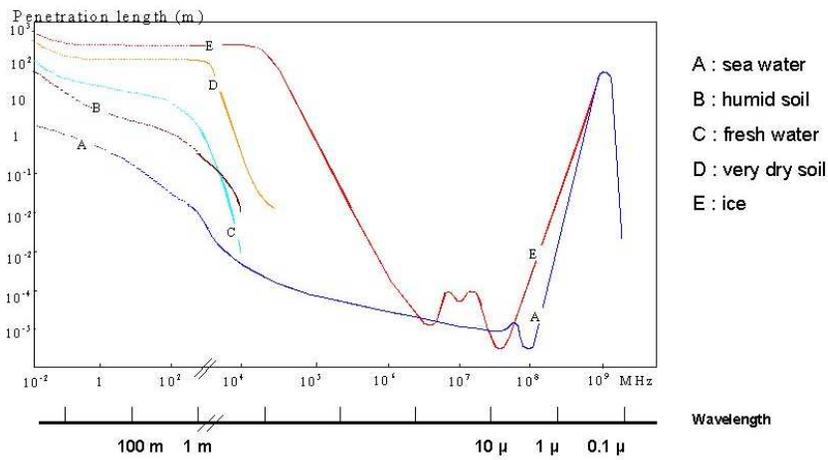


FIG. 3.25 – Longueur de pénétration

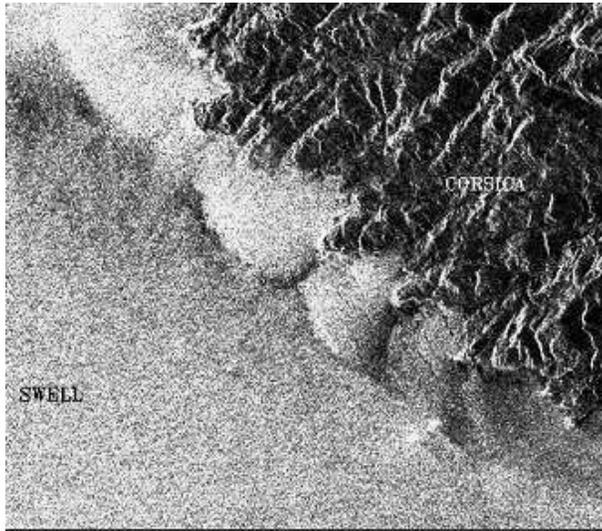


FIG. 3.26 – Image radar ERS du Sud de la Corse

Multitemporal view,
Austria



FIG. 3.27 – Vue d'une région d'Autriche par composition multitemporelle d'images radar ERS

**3-D view of Alaska
using interferogram**

**Interferogram
Alaska**

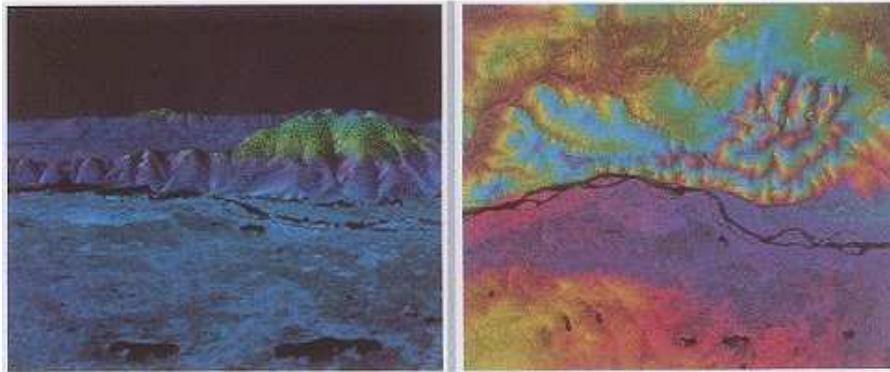


FIG. 3.28 – Vision à trois dimensions d’une région d’Alaska en utilisant une technique d’interférométrie radar avec ERS

radiométrique du résultat apparaît alors tout-à-fait satisfaisante.

La Figure 3.28 illustre une application du radar qui n’a pas été évoquée dans ce cours. Il s’agit de l’utilisation combinée de deux images acquises par le radar à deux moments différents, à partir de deux positions voisines du radar sur une portion d’orbite. On utilise le fait que la géométrie de prise de vue est légèrement différente pour les deux images, appelées *couple interférométrique*, pour générer un modèle numérique de terrain avec une résolution verticale commensurable à la longueur d’onde (quelques cm).

3.2 Corrections atmosphériques et directionnelles

Pour un certain nombre d’applications, l’obtention d’un signal de surface acquis à partir d’observations satellitales passe par une étape préalable de correction d’effets perturbateurs liés à l’atmosphère ou à la variation de géométrie de visée entre deux visées successives d’un même point au sol.

La correction des effets atmosphériques est une nécessité dès lors que l’on veut avoir accès à une caractéristique physique de la surface, et non seulement une information de nature géométrique et cartographique. La diffusion et l’absorption atmosphérique dans le domaine solaire réfléchi, l’absorption et l’émission thermique dans le domaine infrarouge thermique ou microondes passives perturbent le rayonnement observé par le satellite. Ces perturbations sont de surcroît variables dans le temps, puisque les caractéristiques de l’atmosphère (charge en aérosols, concentration de gaz absorbants, ..., sans

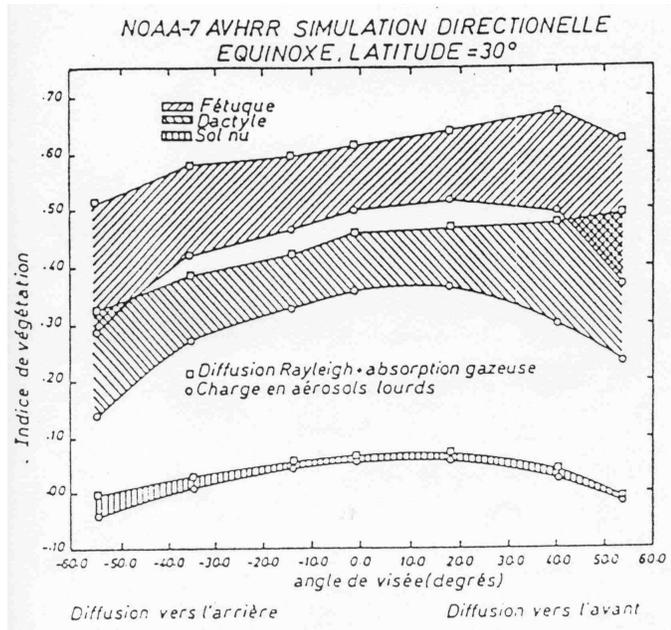


FIG. 3.29 – Simulation des effets atmosphériques sur l'indice de végétation de trois surfaces

compter la nébulosité) sont fortement variables sur une échelle de temps de quelques jours.

La Figure 3.29 montre l'impact des effets atmosphériques sur l'indice de végétation. Trois surfaces distinctes sont considérées, la "fétuque", d'indice de végétation 0,8, la "dactyle", d'indice 0,6, et un sol nu, d'indice 0,1. Les carrés sur la Figure représente une simulation des indices de végétation de ces trois surfaces en prenant en compte uniquement la diffusion moléculaire ("Rayleigh") et les absorptions de gaz, pour des bandes spectrales et une heure de passage correspondant à celles de l'instrument AVHRR monté sur la plateforme NOAA-7. L'indice est montré en fonction de l'angle zénithal de visée de la direction d'observation. On voit que l'influence des effets d'atmosphère est considérable, et qu'en outre elle dépend sensiblement de l'angle d'observation ; cependant ces effets sont largement démultipliés en prenant en compte une charge significative de l'atmosphère en aérosols, comme le montrent les cercles de cette Figure. Une correction des effets d'atmosphère est très souvent indispensable.

De même, on doit parfois corriger les mesures satellitales des effets liés à la géométrie de visée, appelés effets directionnels. Cela doit être le cas à chaque fois que l'on doit constituer des séries temporelles de mesure, alors même que les différentes mesures ont été acquises dans des géométries de vi-

sée (et quelquefois également solaires) différentes. Par exemple, l'observation journalière d'un point au sol par un capteur à champ large depuis une orbite héliosynchrone est caractérisée par de fortes variations de l'angle de visée lors des observations successives.

On décrit dans ce qui suit les principes physiques des corrections atmosphériques et directionnelles, mais uniquement (c'est une restriction) dans le domaine solaire réfléchi. Des techniques similaires sont utilisées dans les autres domaines de longueur d'onde.

3.2.1 La correction atmosphérique

Fonctions atmosphériques pour la diffusion

Le problème est d'exprimer la luminance hors atmosphère qu'on notera L_{TOA} , en fonction de la nature du site et des propriétés diffusantes et absorbantes de l'atmosphère.

De façon générale, on notera de manière analogue aux chapitres précédents :

θ_s l'angle zénithal du soleil ;

θ_v l'angle zénithal de la direction de visée ;

ϕ_v l'angle azimutal entre les plans verticaux contenant les directions d'incidence et d'observation.

Plutôt que la luminance elle-même, on formule la réflectance apparente qui lui est associée.

$$\rho_{TOA} = \frac{\pi L_{TOA}}{\mu_s E_0} \quad (3.11)$$

où on note $\mu_s = \cos \theta_s$ et $\mu_v = \cos \theta_v$. De cette façon, les effets atmosphériques seront exprimés en termes directement comparables à la réflectance vraie du site observé.

Eclairons d'abord l'atmosphère par le faisceau solaire, sous l'incidence θ_s , et calculons le transfert du rayonnement, en supposant la réflectance du sol nulle. Soient, dans ces conditions, $L_a(\theta_s, \theta_v, \phi_v)$ la luminance diffuse qui ressort vers l'espace, et $L'_a(\theta', \phi')$ la luminance diffuse qui parvient au niveau du sol (Figure 3.30). On définira la réflectance intrinsèque de l'atmosphère, $\rho_a(\theta_s, \theta_v, \phi_v)$, par

$$\rho_a(\theta_s, \theta_v, \phi_v) = \frac{\pi L_a}{\mu_s E_0} \quad (3.12)$$

L'éclairement total du sol peut par ailleurs se décomposer :

– en un éclairement par le faisceau solaire direct transmis :

$$E_{sol}^{direct} = \mu_s E_0 e^{-\frac{\tau}{\mu_s}} \quad (3.13)$$

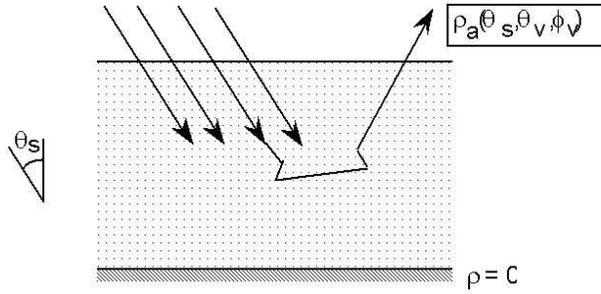


FIG. 3.30 – Réflectance apparente de l’atmosphère pour un sol noir

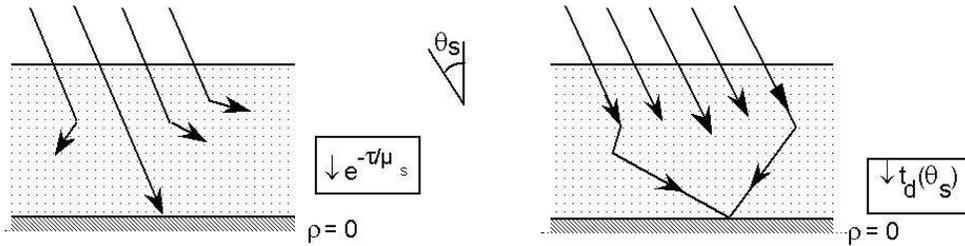


FIG. 3.31 – Éclairement incident à la surface

– et un éclairement par le rayonnement atmosphérique diffus $L'_a(\theta', \phi')$:

$$E_{sol}^{diffus} = \int_0^{2\pi} \int_0^{\frac{\pi}{2}} L'_a(\theta', \phi') \cos \theta' d\Omega' \quad (3.14)$$

On retrouve le facteur de transmission direct de l’atmosphère (abstraction faite de l’absorption gazeuse)

$$e^{-\frac{\tau}{\mu_s}} = \frac{E_{sol}^{direct}}{\mu_s E_0} \quad (3.15)$$

On définira le facteur de transmission diffus de l’atmosphère, $t_d(\mu_s)$, par

$$t_d(\mu_s) = \frac{E_{sol}^{diffus}}{\mu_s E_0} \quad (3.16)$$

Eclairons maintenant l’atmosphère par le sol, en y supposant une source diffuse, étendue à toute sa surface, et de luminance isotrope égale à $1/\pi$; soit un éclairement incident unité. Supposons toujours le sol noir, et calculons le transfert du rayonnement.

On observera maintenant depuis l’espace, en plus de la luminance directement transmise, $\frac{1}{\pi} e^{-\tau/\mu_v}$, une luminance diffuse, correspondant à des photons initialement injectés en dehors du point de la surface que l’on vise,

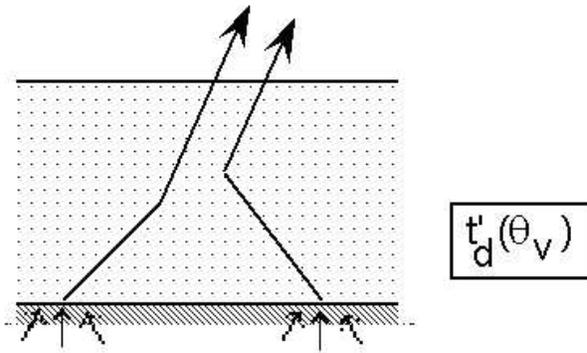


FIG. 3.32 – Luminance diffuse

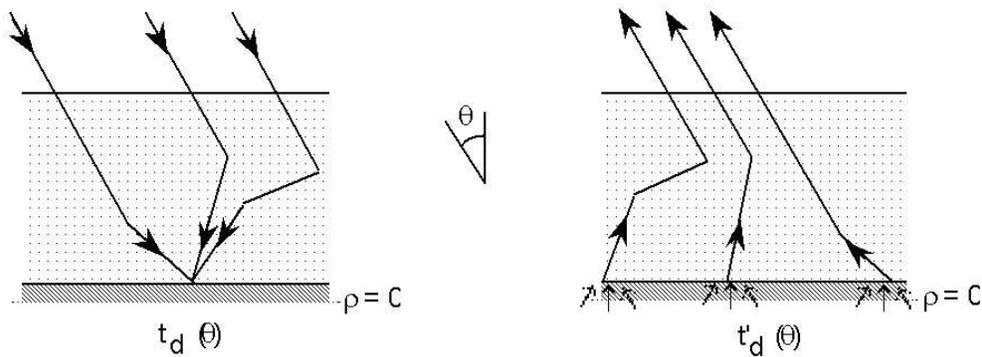


FIG. 3.33 – Transmissions diffuses montante et descendante

et qu'on notera $t'_d(\theta_v)$. On peut montrer que les fonctions $t_d(\theta)$ et $t'_d(\theta)$ sont en fait identiques (l'origine physique étant que ces fonctions correspondent à des photons qui décrivent des trajectoires identiques, au sens de propagation près) de sorte qu'on n'utilisera par la suite qu'une seule fonction de transmission diffuse de l'atmosphère, $t_d(\theta)$, mais dont la signification physique sera très différente suivant la variable considérée :

- $t_d(\theta_s)$ sera l'éclairement diffus du sol (noir), pour un éclairement unité du sommet de l'atmosphère, par un faisceau directionnel dans la direction θ_s ;
- $t_d(\theta_v)$ sera la luminance diffuse sortant de l'atmosphère, pour un éclairement diffus unité étendu à la surface.

Enfin, l'éclairement de la surface observé ici, et correspondant à la luminance $l(\theta', \phi')$ que rétrodiffuse l'atmosphère vers le sol, s'identifie à l'albédo sphérique de l'atmosphère, s :

$$s = \int_0^{2\pi} \int_0^{\frac{\pi}{2}} l(\theta', \phi') \cos \theta' d\Omega' \quad (3.17)$$

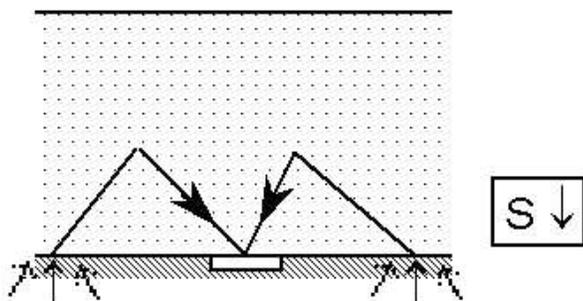


FIG. 3.34 – Albedo sphérique de l'atmosphère

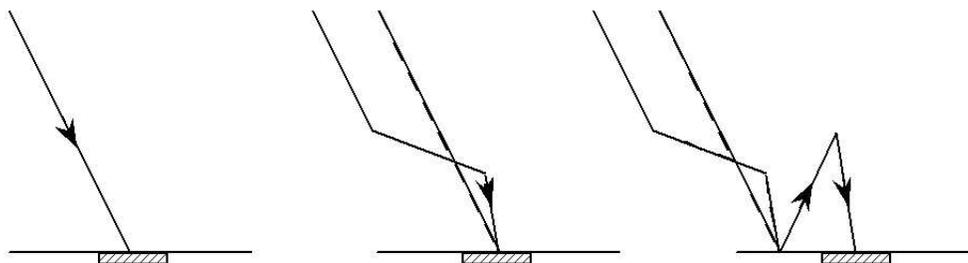


FIG. 3.35 – Différentes formes d'éclairement à la surface

Expression de la réflectance apparente d'une cible

On suppose la réflectance de tout le site uniforme et lambertienne, de valeur ρ . Chaque point du sol reçoit un éclairement qui est l'addition des processus suivants :

- un éclairement direct, qui correspond à l'éclairement solaire en haut de l'atmosphère, $\mu_s E_0$, atténué en $e^{-\tau/\mu_s}$ lors de sa traversée de l'atmosphère; soit :

$$\mu_s E_0 e^{-\frac{\tau}{\mu_s}} \quad (3.18)$$

- un éclairement diffus intrinsèque à l'atmosphère (c'est-à-dire pour $\rho = 0$), qui correspond aux photons arrivant au sol uniquement après diffusion par l'atmosphère; soit l'éclairement solaire en haut de l'atmosphère, $\mu_s E_0$, pondéré par le facteur de transmission diffus, $t_d(\theta_s)$:

$$\mu_s E_0 t_d(\theta_s) \quad (3.19)$$

La somme des facteurs de transmission directs, $e^{-\tau/\mu_s}$, et diffus, $t_d(\theta_s)$, définit un facteur de transmission total (direct + diffus) qu'on notera $T(\theta_s)$:

$$T(\theta_s) = e^{-\frac{\tau}{\mu_s}} + t_d(\theta_s) \quad (3.20)$$

avec :

$$T(\theta_s) \prec 1 \quad (3.21)$$

puisque $T(\theta_s)$ représente la probabilité pour qu'un photon arrive au sol, qui ne peut être supérieure à 1.

- enfin un éclaircissement diffus traduisant l'influence de la réflexion du sol, et qui correspond aux réflexions puis diffusions successives des photons par le sol et l'atmosphère, soit :

$$\mu_s E_0 T(\theta_s) (\rho s + \rho^2 s^2 + \dots) \quad (3.22)$$

où s , facteur de réflexion atmosphérique pour une source isotrope, est l'albédo sphérique comme on l'a vu précédemment.

L'éclaircissement au niveau du sol, $E(\theta_s)$, somme des 3 composantes précédentes, s'écrit donc :

$$E(\theta_s) = \mu_s E_0 T(\theta_s) (1 + \rho s + \rho^2 s^2 + \dots) \quad (3.23)$$

$$E(\theta_s) = \mu_s E_0 T(\theta_s) \frac{1}{1 - \rho s} \quad (3.24)$$

Dans ces conditions, la luminance réfléchi par le sol (en bas de l'atmosphère) sera uniforme, et donnée par :

$$L_{sol} = \frac{\rho}{\pi} E(\theta_s) = \frac{\rho}{\pi} \mu_s E_0 T(\theta_s) \frac{1}{1 - \rho s} \quad (3.25)$$

La luminance en haut de l'atmosphère, $L_{TOA}(\theta_s, \theta_v, \phi_v)$ sera la somme des 3 contributions décrites précédemment, c'est-à-dire :

- la luminance intrinsèque à l'atmosphère L_a (cf Eq. 3.12) :
- le signal réfléchi provenant de l'élément dS visé dans la direction d'observation L_{sol} , affecté du facteur de transmission directe $e^{-\tau/\mu_v}$

$$\mu_s E_0 T(\theta_s) \frac{1}{1 - \rho s} \frac{\rho}{\pi} e^{-\frac{\tau}{\mu_v}} \quad (3.26)$$

- le signal réfléchi provenant, par diffusions dans l'atmosphère, de l'environnement de l'élément dS , et affecté du facteur de transmission diffuse $t_d(\theta_v)$:

$$\mu_s E_0 T(\theta_s) \frac{1}{1 - \rho s} \frac{\rho}{\pi} t_d(\theta_v) \quad (3.27)$$

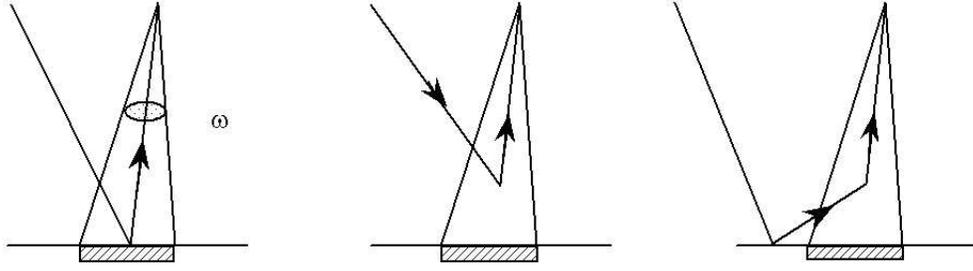


FIG. 3.36 – Différentes formes de luminance au-dessus de l'atmosphère

au total :

$$L_{TOA}(\theta_s, \theta_v, \phi_v) = \frac{\mu_s E_0}{\pi} \left(\rho_a(\theta_s, \theta_v, \phi_v) + \rho T(\theta_s) \frac{1}{1 - \rho s} \left(t_d(\theta_v) + e^{-\frac{\tau}{\mu_v}} \right) \right) \quad (3.28)$$

En utilisant les équations (3.11) et (3.20), l'expression de la réflectance apparente d'un site homogène et lambertien sera finalement donnée par

$$\rho_{TOA}(\theta_s, \theta_v, \phi_v) = \rho_a(\theta_s, \theta_v, \phi_v) + \rho \frac{T(\theta_s)T(\theta_v)}{1 - \rho s} \quad (3.29)$$

Pour des sites sensiblement uniformes et sans effet directionnel marqué, cette expression constituera une excellente approximation du signal. Mais plus généralement, sauf pour une réflectance de surface quasi-spéculaire, l'équation (3.29) donnera l'ordre de grandeur de la réflectance apparente si ρ est la valeur moyenne sur le site ; et c'est sur cette équation qu'on analysera quantitativement les problèmes de correction atmosphérique.

Il suffit donc pour décrire les effets de diffusion atmosphérique, de connaître les trois fonctions suivantes :

- $\rho_a(\theta_s, \theta_v, \phi_v)$, qui représente la réflectance atmosphérique intrinsèque (i.e la réflectance de l'atmosphère pour un sol non réfléchissant) et dépend fortement des conditions géométriques d'éclairement et d'observation.
- $T(\theta)$, facteur de transmission total de l'atmosphère diffusante (rapport de l'éclairement (direct + diffus) au sol à l'éclairement incident en haut de l'atmosphère), qui ne dépend que de l'angle zénithal θ .
- et s , albédo sphérique de l'atmosphère, indépendant des conditions géométriques d'éclairement et d'observation.

$\rho_a(\theta_s, \theta_v, \phi_v)$, $T(\theta)$, et s dépendent de propriétés optiques de l'atmosphère (épaisseur optique et fonction de phase), et donc du modèle d'aérosols choisi. De plus, les propriétés optiques de l'atmosphère varient avec la longueur d'onde λ , qui constitue donc une variable supplémentaire.

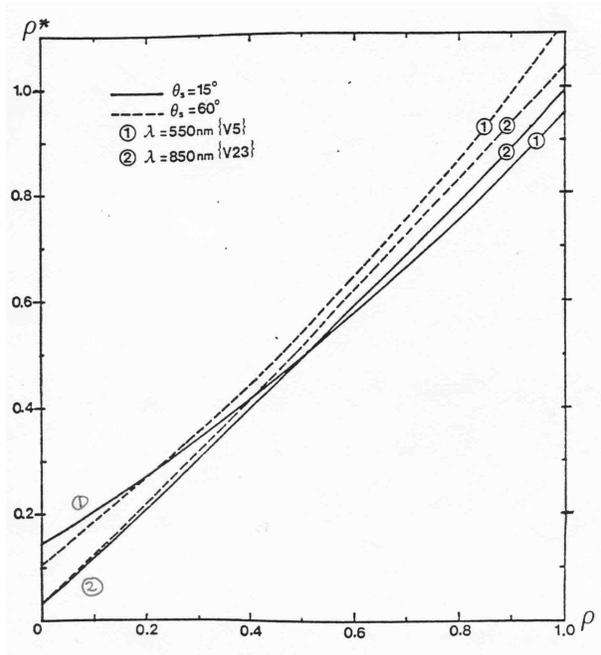


FIG. 3.37 – Réflectance apparente en fonction de la réflectance de surface, pour différentes inclinaisons solaires et conditions atmosphériques

On notera que l'effet de la diffusion atmosphérique tend à s'annuler pour des réflectances intermédiaires entre 0 et 1. L'augmentation du signal, due à la réflectance atmosphérique ρ_a compense alors approximativement l'atténuation de la réflectance du sol, ρ , par les facteurs de transmission $T(\theta_s)T(\theta_v)$. Cet effet est illustré dans la Figure 3.37 où on a porté la réflectance apparente ρ_{TOA} en fonction de ρ , pour diverses conditions géométriques ($\theta_v = 0$; $\theta_s = 15^\circ$ et 60°) et atmosphériques. On observe que l'on a sensiblement $\rho_{TOA} \sim \rho$, pour $\rho \simeq 0,5$.

3.2.2 La correction directionnelle

L'acquisition de séries temporelles de mesure de la surface terrestre, acquises dans des géométries d'observation et / ou d'illumination qui sont différentes d'une mesure à l'autre, impose souvent de ramener toutes les observations à une même géométrie d'observation et d'illumination. C'est ce processus qu'on appelle correction directionnelle. La Figure 3.38 représente un exemple de série temporelle de mesure du capteur à champ large AVHRR monté sur la plateforme d'orbite basse héliosynchrone NOAA, sur le site de la Crau sèche (Camargue). Les fluctuations du signal sont très importantes,

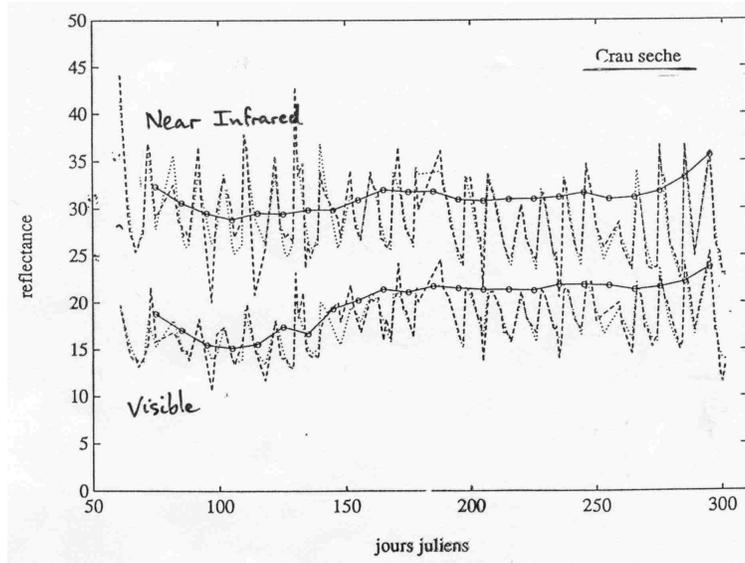


FIG. 3.38 – Série temporelle de mesures AVHRR/NOAA sur le site de la Crau sèche, dans le visible et le proche infrarouge. Les pointillés relient les mesures journalières, les traits pleins relient les mesures corrigées des effets directionnels.

et résultent non pas de changement de la cible à l'échelle de quelques jours, mais uniquement du fait que la géométrie de visée change sensiblement d'un jour sur l'autre. La correction directionnelle s'appuie sur l'utilisation d'une modélisation simple, empirique ou semi-empirique, des effets directionnels de réflectance. On utilise en général des décompositions linéaires de la réflectance bidirectionnelle spectrale, du type :

$$\rho(\lambda, \theta_s, \theta_v, \phi) = \sum_{i=1}^n k_i(\lambda) f_i(\theta_s, \theta_v, \phi) \quad (3.30)$$

où λ est la longueur d'onde, θ_s et θ_v sont les angles zénithaux des directions solaires et de visée, et ϕ est l'azimut relatif entre les directions solaires et de visée.

Dans l'expression (3.30), on a séparé les variations spectrales, concentrées dans les k_i , des variations directionnelles, rassemblées dans les fonctions directionnelles f_i . Les fonctions directionnelles f_i sont étalonnées à partir de mesures empiriques ou de modélisations semi-empiriques des effets directionnels induits par la rugosité de surface et les effets de diffusion volumique à l'intérieur du sol ou de la canopée végétale. Pour que le traitement soit à la fois simple et stable, on utilise un petit nombre n de fonctions directionnelles, en général 3 ou 4.

La correction des effets directionnels consiste alors à opérer pour une longueur d'onde λ donnée, et sur une période de temps suffisamment longue pour que plusieurs mesures soient disponibles pendant cette période et suffisamment courte pour que la surface n'ait pas eu le temps de changer sensiblement dans ce laps de temps. On choisit généralement cette période de l'ordre de 10 jours à un mois. On obtient alors, par régression linéaire entre le jeu de mesures observées pendant cette période et la modélisation (3.30), un jeu de paramètres $k_i(\lambda)$. Dans l'exemple de la Figure 3.38, le jeu de mesures originel (relié par des pointillés) a été remplacé par la série temporelle de coefficients k_1 , au pas de 10 jours (reliés par des traits pleins), cette fois-ci indépendante des conditions géométriques solaire et de visée.

Les coefficients k_i , pour une longueur d'onde donnée, fournissent une décomposition directionnelle du signal, analogue à la décomposition spectrale qui est le concept standard de mesure en télédétection. Dans un certain nombre de cas de figure favorables, cette décomposition directionnelle peut être utilisée, au même titre que la décomposition spectrale, pour réaliser par classifications supervisée ou non des cartographies d'occupation des surfaces. La Figure 3.39 montre un exemple de cartographie des coefficients k_1 , k_2 et k_3 obtenus dans le proche infrarouge.

3.3 Mesure de paramètres biophysiques

3.3.1 Albedo

L'albedo de surface est, par définition, le rapport entre le flux lumineux montant et le flux lumineux descendant. Cette dernière quantité est l'éclairement

$$E(\theta_s) = \int_0^\infty E(\theta_s, \lambda) d\lambda \quad (3.31)$$

où $E(\theta_s, \lambda)$ est l'éclairement spectral incident sur le sol. Il peut être représenté comme la somme d'un éclairement direct (illumination par les rayons solaires seulement), et d'un éclairement diffus (illumination par le rayonnement diffusé par l'atmosphère). Cette composante diffuse est généralement une fonction de l'état de l'atmosphère (nébulosité, charge en aérosols et gaz absorbants, etc), et donc l'albedo spectral varie aussi en fonction de l'état de l'atmosphère.

Il est cependant possible de définir des mesures de la réflectance et de l'albedo qui soient des propriétés intrinsèques de la surface. La première d'entre elles est la réflectance spectrale directionnelle - hémisphérique (ou simplement hémisphérique), appelée aussi albedo de "ciel noir". Cette quantité intègre la

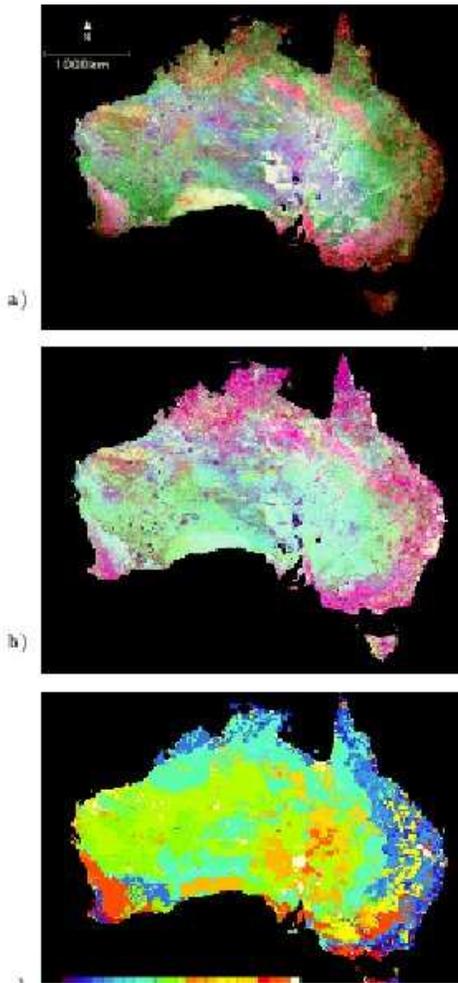


FIG. 3.39 – Cartographie de coefficients directionnels sur l’Australie a) k_1 , b) k_2 , c) k_3

réflectance bidirectionnelle spectrale pour une seule direction d'illumination, celle du soleil. C'est une fonction de l'angle zénithal solaire θ_s :

$$R_H(\theta_s, \lambda) = \frac{2}{\pi} \int_0^\pi d\phi \int_0^{\pi/2} \rho(\theta_s, \theta_v, \phi; \lambda) \cos \theta_v \sin \theta_v d\theta_v \quad (3.32)$$

La seconde est la réflectance bi-hémisphérique spectrale, aussi appelée "albedo de ciel blanc", définie comme l'albedo en l'absence de composante d'éclairement direct et avec une luminance descendante diffuse isotrope, c'est-à-dire

$$R_{HH}(\lambda) = 2 \int_0^{\pi/2} R_H(\theta_s, \lambda) \cos \theta_s \sin \theta_s d\theta_s \quad (3.33)$$

Etant donnés les albedos de ciel blanc et noir, l'albedo réel sous conditions diffuses peut être approximé, quel que soit l'état de l'atmosphère et les conditions d'éclairement, par

$$\bar{R}(\lambda, \theta_s) = (1 - S(\lambda))R_H(\lambda, \theta_s) + S(\lambda)R_{HH}(\lambda) \quad (3.34)$$

où $S(\lambda)$ est la fraction de luminance descendante diffuse.

Avec l'expression (3.30) pour $\rho(\lambda, \theta_s, \theta_v, \phi)$, les albedos de ciel blanc et noir sont alors donnés par

$$R_H(\theta_s, \lambda) = \sum_{i=1}^n k_i(\lambda) I_i(\theta_s) \quad (3.35)$$

$$R_{HH}(\lambda) = \sum_{i=1}^n k_i(\lambda) J_i \quad (3.36)$$

où les fonctions I_i et coefficients J_i sont connus et déterminés. Ils sont obtenus en intégrant les fonctions f_i qui sont elles-mêmes connues.

La Figure 3.40 montre un exemple de carte globale de réflectance hémisphérique spectrale dans le proche infrarouge.

L'énergie totale réfléchiée par la surface terrestre dans le domaine ondes-courtes est caractérisée par l'albedo ondes-courtes dans la bande (0,3 - 50 μm). Les albedos visible (0,3 - 0,7 μm) et proche infrarouge (0,7 - 50 μm) sont cependant intéressants à cause de la différence marquée du comportement spectral de la végétation dans ces deux régions. L'albedo large bande $A(\theta_s)$ est donné par l'intégration spectrale de l'albedo spectral pondéré par l'éclairement descendant à la surface :

$$A(\theta_s) = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \bar{R}(\lambda, \theta_s) E(\theta_s, \lambda) d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} E(\theta_s, \lambda) d\lambda} \quad (3.37)$$

Puisque $E(\theta_s, \lambda)$ dépend de l'état de l'atmosphère, l'albedo large bande en dépend aussi, même si on négligeait le fait que l'albedo spectral dépend

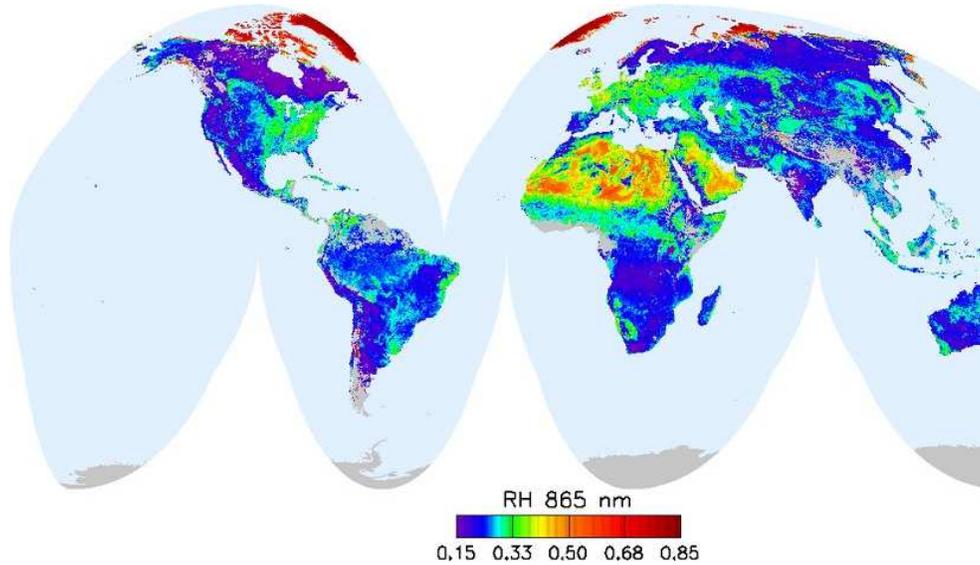


FIG. 3.40 – Réflectance hémisphérique globale dans le proche infrarouge en juin 1997

de la luminance diffuse de ciel. Néanmoins, ce qui est fait couramment est de considérer que $A(\theta_s)$ peut être approché par une combinaison linéaire des albedos spectraux mesurés dans les m bandes spectrales d'un capteur satellitaire donné,

$$A(\theta_s) = \sum_{i=1}^m K_i \bar{R}(\lambda, \theta_s) + \text{biais} \quad (3.38)$$

les coefficients K_i et le biais étant déterminés à partir de simulations numériques.

3.3.2 Indice foliaire et fAPAR

L'activité végétale est caractérisée par plusieurs variables, les deux plus importantes étant la fraction de rayonnement photosynthétique absorbée par la végétation (fAPAR), et l'indice foliaire (LAI pour "Leaf Area Index"). Le rayonnement photosynthétiquement actif, celui interagissant avec les pigments chlorophylliens de la végétation, est le rayonnement compris dans la fenêtre $0,4 - 0,7 \mu$, et appelé PAR ("Photosynthetically Active Radiation"). La fraction de ce rayonnement absorbé par la végétation (fAPAR, pour "fraction of Absorbed PAR") est d'autant plus importante que l'activité végétale est grande. Elle varie entre 0 (pas de végétation) et 1 (végétation totalement couvrante et très active). L'indice foliaire est par définition la surface

de feuilles (comptée sur une seule face) par m^2 de surface au sol. le $fAPAR$ est une quantité clé pour l'estimation de la production végétale. L'indice foliaire joue un rôle essentiel dans les échanges d'énergie entre la surface et l'atmosphère (absorption de rayonnement, évapotranspiration).

Approche semi-empirique.

L'approche semi-empirique classique d'estimation de $fAPAR$ et de LAI est de s'appuyer sur l'indice de végétation $NDVI$ (équation (3.1)). En effet, le $NDVI$ a une valeur faible quand il n'y a pas de végétation et proche de 1 quand la végétation est très active ; son comportement est donc voisin de celui de $fAPAR$. Des mesures expérimentales et des considérations théoriques (Asrar et al., 1985) ont confirmé qu'une relation de type

$$fAPAR = a_i NDVI + b_i \quad (3.39)$$

où a_i (proche de 1) et b_i (proche de 0) sont des coefficients caractéristiques d'un type végétal donné (biome à l'échelle globale, culture à l'échelle du parcellaire par exemple), est valable en première approximation.

Au même degré d'approximation, il est également légitime d'approcher $fIPAR$ (fraction de PAR intercepté par la végétation) par

$$fIPAR \simeq fAPAR \quad (3.40)$$

parce que dans le domaine visible, l'absorption du rayonnement par la végétation est forte (la réflectance et transmittance sont en effet très faibles), et les photons solaires interceptés par la végétation sont presque tous absorbés.

La fraction de couverture végétale, appelée quelquefois *veg* ou $fCover$, est la fraction de sol couverte par la végétation (pour un observateur situé à la verticale du point considéré). Elle est identique au $fIPAR$ lorsque la direction d'illumination solaire est au zénith. Une estimation grossière de $fCover$ à partir du $NDVI$ est donc

$$fAPAR = a_i NDVI + b_i \quad (3.41)$$

où les coefficients a_i et b_i sont les mêmes que pour l'équation (3.41).

Enfin, on a accès à une estimation grossière de l'indice foliaire à partir du $NDVI$ avec une formulation du type

$$e^{-c_i LAI} = 1 - fAPAR \quad (3.42)$$

où c_i est un troisième coefficient caractéristique d'un type végétal donné, et où $fAPAR$ est donné par l'équation (3.41). L'équation (3.42) traduit bien

qu'une valeur de $fAPAR$ nulle correspond à une valeur nulle de l'indice foliaire, et le comportement asymptotique vers des valeurs élevées de l'indice foliaire lorsque $fAPAR$ approche 1. Dans la pratique on considère que la végétation est très développée lorsque l'indice foliaire est dans la gamme 5 - 10.

Approche physique.

Une approche plus physique consiste à considérer le milieu végétal comme un milieu diffusant et absorbant et de résoudre l'équation de transfert radiatif dans ce milieu. Cette résolution peut s'avérer très complexe, le degré de complexité étant fonction du degré de réalisme avec lequel on décrit le couvert végétal. De manière à illustrer ce type de méthode, on résoud ici le transfert radiatif dans un certain nombre d'hypothèses restrictives qui sont explicitées ci-après :

- Le milieu végétal étudié est homogène horizontalement et verticalement et plan-parallèle, et se situe au-dessus d'un sol de réflectance bidirectionnelle ρ_{sol} . Ce milieu a une hauteur maximale z_{max} (cf Figure 3.41).
- Les feuilles sont planes, de surface σ , de réflectance lambertienne r et de transmittance isotrope t , il y en a N par unité de volume.
- L'orientation des feuilles est planophile, c'est-à-dire que leur surface est située dans un plan horizontal (cf Figure 3.41).
- On résoud le transfert radiatif dans le cadre de la diffusion primaire (on néglige les diffusions d'ordre supérieur). Cette hypothèse n'est pas mauvaise dans le domaine visible, où l'absorption est grande, et où un photon diffusé une première fois a peu de chances d'être diffusé à nouveau. Elle est par contre très incorrecte dans le domaine proche infrarouge lorsque la végétation est développée ($LAI \geq 1$).

Expression de la réflectance au-dessus du couvert en fonction des propriétés optiques macroscopiques. Dans la théorie du transfert radiatif, les propriétés optiques du milieu sont déterminées par (voir paragraphe 2.1.4) :

- un coefficient d'extinction $\alpha_e(\vec{x})$, somme du coefficient d'absorption $\alpha_a(\vec{x})$ et du coefficient de diffusion $\alpha_s(\vec{x})$,

$$\alpha_e(\vec{x}) = \alpha_a(\vec{x}) + \alpha_s(\vec{x}) \quad (3.43)$$

- un coefficient de diffusion $\alpha_s(\vec{x})$,
- une fonction de phase $p(\vec{x}, \vec{x}')$

où les vecteurs \vec{x} et \vec{x}' sont des directions arbitraires de propagation du rayonnement ; ces quantités ne dépendent pas de z , où z est une coordonnée

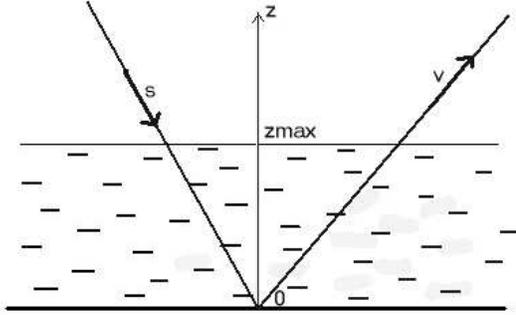


FIG. 3.41 – Représentation du couvert végétal

verticale du milieu, puisque le milieu est supposé homogène aussi dans la direction verticale.

Soit un rayonnement incident dans la direction \vec{s} . La puissance δ^3W diffusée par un élément de volume $dzdS$ dans un angle solide $d\Omega_v$, autour de la direction de réflexion \vec{v} , vaut

$$\delta^3W(z, \vec{v}) = E(z, \vec{s})\alpha_s(\vec{s})\frac{p(\vec{s}, \vec{v})d\Omega_v}{4\pi}dzdS \quad (3.44)$$

où $E(z, \vec{s})$ est l'éclairement spectral incident à l'altitude z .

En régime de diffusion primaire, le rayonnement incident à une altitude z sur un volume élémentaire $dzdS$ ne comprend que des photons n'ayant pas interagi avec le milieu. Comme on l'a vu déjà à plusieurs reprises (par exemple au paragraphe 2.4.1), l'éclairement $E(z, \vec{s})$ est relié à l'éclairement au-dessus de la canopée $E(\infty, \vec{s})$ par :

$$E(z, \vec{s}) = E(\infty, \vec{s})e^{-\frac{\tau(z, \vec{s})}{\cos\theta_s}} \quad (3.45)$$

où θ_s est l'angle zénithal solaire et où

$$\tau(z, \vec{s}) = \int_z^{z_{max}} \alpha_e(\vec{s})dz \quad (3.46)$$

$$= \alpha_e(\vec{s})(z_{max} - z) \quad (3.47)$$

est l'épaisseur optique sur le trajet incident.

De même, toujours en régime de diffusion primaire, le rayonnement diffusé à une altitude z peut encore être intercepté avant de sortir du couvert végétal mais ne peut subir une autre diffusion. La puissance δ^3W au-dessus du couvert correspondante à celle qui a été diffusée à z dans le volume $dzdS$ dans la direction $d\Omega_v$ est

$$\delta^3W(\infty, \vec{v}) = \delta^3W(z, \vec{v})e^{-\frac{\tau(z, \vec{v})}{\cos \theta_v}} \quad (3.48)$$

où θ_v est l'angle zénithal de visée, et où

$$\tau(z, \vec{v}) = \alpha_e(\vec{v})(z_{max} - z) \quad (3.49)$$

est l'épaisseur optique sur le trajet retour.

En utilisant les équations (3.44) à (3.49), l'élément de luminance $dL_{TOC}(\vec{v})$ et de réflectance $d\rho_{TOC}(\vec{s}, \vec{v})$ observés au-dessus du couvert ("Top Of Canopy") dans la direction \vec{v} associés au rayonnement diffusé entre z et $z + dz$ sont donnés par

$$dL(\vec{v}) = \frac{\delta^3W(\infty, \vec{v})}{\cos \theta_v dS d\Omega_v} \quad (3.50)$$

$$d\rho_{TOC}(\vec{s}, \vec{v}) = \frac{\pi dL(\infty, \vec{v})}{\cos \theta_s E(\infty, \vec{s})} \quad (3.51)$$

$$d\rho_{TOC}(\vec{s}, \vec{v}) = \frac{1}{4 \cos \theta_s \cos \theta_v} p(\vec{s}, \vec{v}) \alpha_s(\vec{s}) e^{-\left(\frac{\tau(z, \vec{s})}{\cos \theta_s} + \frac{\tau(z, \vec{v})}{\cos \theta_v}\right)} dz \quad (3.52)$$

Cette dernière équation s'intègre entre 0 et z_{max} , et en tenant compte du rayonnement non diffusé réfléchi sur le sol, on trouve

$$\rho_{TOC}(\vec{s}, \vec{v}) = \frac{1}{4(\cos \theta_s + \cos \theta_v)} p(\vec{s}, \vec{v}) \frac{\alpha_s(\vec{s})}{\alpha_e(\vec{s})} \left(1 - e^{-\left(\frac{\tau(0, \vec{s})}{\cos \theta_s} + \frac{\tau(0, \vec{v})}{\cos \theta_v}\right)} \right) + \rho_{sol} e^{-\left(\frac{\tau(0, \vec{s})}{\cos \theta_s} + \frac{\tau(0, \vec{v})}{\cos \theta_v}\right)} \quad (3.53)$$

Relations entre propriétés optiques macroscopiques et microscopiques. Il reste maintenant à pouvoir exprimer les propriétés optiques macroscopiques du milieu, c'est-à-dire les coefficients d'extinction et de diffusion, et la fonction de phase, en fonction des propriétés "microscopiques", c'est-à-dire les surfaces de feuilles, la densité foliaire, la réflectance et transmittance de feuilles, etc.

Pour cela on observe d'abord que le coefficient d'extinction est directement relié à l'interception de la lumière par les feuilles. Pour un rayonnement d'incidence θ , la surface "bloquante" d'une feuille est $\sigma \cos \theta$ et on a

$$\alpha_e(\vec{s}) = N\sigma \cos \theta_s \quad (3.54)$$

$$\alpha_e(\vec{v}) = N\sigma \cos \theta_v \quad (3.55)$$

Seule la fraction $r + t$ de l'énergie interceptée est diffusée dans toutes les directions, le reste étant absorbé par les feuilles. On a donc

$$\alpha_s(\vec{s}) = (r + t)\alpha_e(\vec{s}) = (r + t)N\sigma \cos \theta_s \quad (3.56)$$

$$\alpha_e(\vec{v}) = (r + t)\alpha_e(\vec{v}) = (r + t)N\sigma \cos \theta_v \quad (3.57)$$

La fonction de phase est simplement

$$p(\vec{x}, \vec{x}') = \frac{r}{r + t} \quad \text{si } \vec{x} \text{ et } \vec{x}' \text{ sont dans des demi-espaces opposés} \quad (3.58)$$

$$p(\vec{x}, \vec{x}') = \frac{t}{r + t} \quad \text{si } \vec{x} \text{ et } \vec{x}' \text{ sont dans le même demi-espace} \quad (3.59)$$

Enfin, l'épaisseur optique est directement reliée à l'indice foliaire LAI :

$$\tau(0, \vec{s}) = N\sigma z_{max} \cos \theta_s = LAI \cos \theta_s \quad (3.60)$$

$$\tau(0, \vec{v}) = N\sigma z_{max} \cos \theta_v = LAI \cos \theta_v \quad (3.61)$$

On voit donc, muni des équations (3.54) à (3.60) et de l'équation (3.53), que l'on peut exprimer la réflectance bidirectionnelle spectrale en fonction de l'indice foliaire LAI , des propriétés optiques de la feuille r et t , et de la réflectance de sol ρ_{sol} .

Une fois le transfert radiatif résolu (avec éventuellement d'autres hypothèses que celles supposées ici), les stratégies de résolution sont évidemment multiples. Un des choix possibles est de supposer connues les propriétés optiques feuilles et la réflectance de sol, et de déduire l'indice foliaire de l'équation (3.53). Une autre stratégie est d'utiliser des formes faiblement paramétrées des propriétés optiques et de la réflectance de sol, comme

$$\rho_{sol}(\lambda, \theta_s, \theta_v, \phi) = \left(\sum_{i=1}^n a_i \varphi_i(\lambda) \right) \left(\sum_{i=1}^m k_i f_i(\theta_s, \theta_v, \phi) \right) \quad (3.62)$$

$$r(\lambda) = \sum_{i=1}^l C_i \varphi'_i(\lambda) \quad (3.63)$$

$$t(\lambda) = \sum_{i=1}^k C_i \varphi''_i(\lambda) \quad (3.64)$$

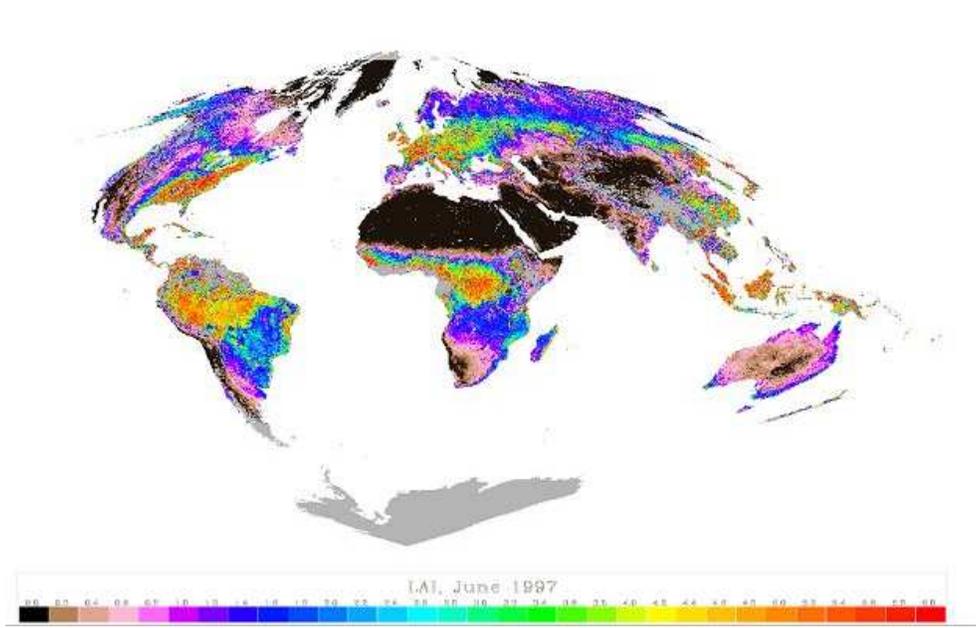


FIG. 3.42 – Indice foliaire global en juin 1997

où φ_i , φ'_i , φ''_i et f_i sont des fonctions connues et étalonnées, les a_i et k_i sont des coefficients connus, et les C_i sont les concentrations des principaux pigments absorbants de la végétation. L'idée est alors d'utiliser des mesures de réflectance bidirectionnelle spectrale dans différents canaux spectraux et sous différentes directions d'observation pour déduire finalement l'indice foliaire et les concentrations de pigments chlorophylliens. Les Figures 3.42 et 3.43 montrent des exemples de résultats d'indice foliaire obtenus sur la base de ce dernier principe.

3.3.3 Production primaire

La production primaire nette (PPN ; kg/m^2) de la végétation, c'est-à-dire la matière sèche végétale créée depuis le début de la saison végétale, s'écrit :

$$PPN(t) = \int_{t_0}^t fAPAR \cdot \epsilon_b \cdot PAR \cdot dt \quad (3.65)$$

où

- ϵ_b est l'efficacité photochimique du couvert, exprimée en $kg/Joule/m^2$,
- PAR est le rayonnement phototynthétiquement actif à la surface, exprimé en $Watt/m^2$,
- $fAPAR$ est la fraction journalière de PAR absorbé par la végétation.

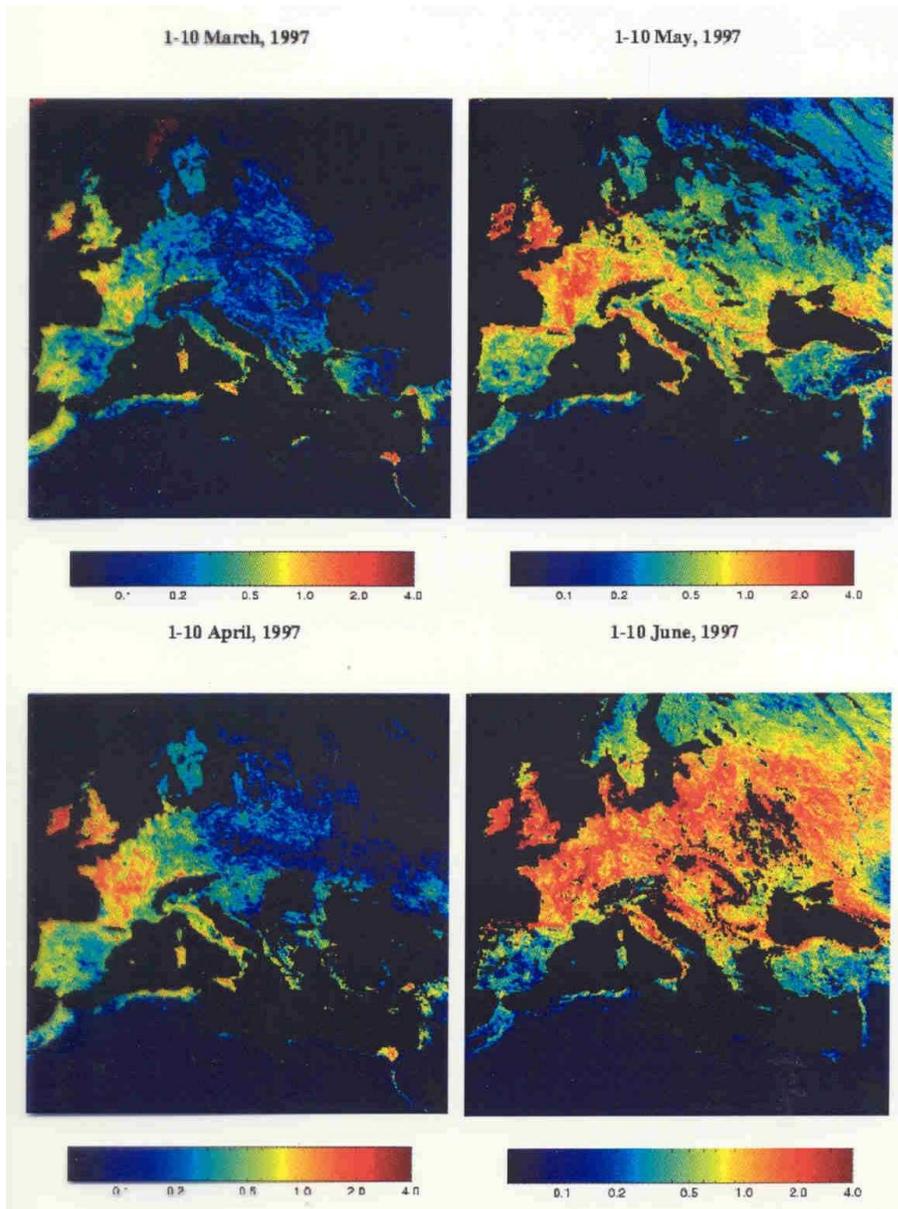


FIG. 3.43 – Evolution de l'indice foliaire sur l'Europe occidentale au cours du printemps 1997

L'estimation de la production primaire nette en observation de la Terre s'appuie généralement sur une estimation du $fAPAR$ avec l'une des méthodes décrites au paragraphe précédent, sur une estimation du PAR soit tirée d'une climatologie soit de mesures dérivées des données satellitales, et sur la donnée *a priori* d'efficacité photochimique pour les couverts concernés dérivée de mesures de terrain.

Références bibliographiques

- [1] Ch. Elachi, Introduction to the physics and techniques of remote sensing, John Wiley and Sons, 1987
- [2] Ph. N. Slater, Remote Sensing : optics and optical systems, Addison-Wesley Publishing Company, 1980
- [3] F.T. Ulaby, R.K. Moore and A.K. Fung, Microwave remote sensing active and passive, Vol. 1, Microwave remote sensing fundamentals and radiometry, Addison-Wesley Publishing Company, 1981
- [4] F.T. Ulaby, R.K. Moore and A.K. Fung, Microwave remote sensing active and passive, Vol. 2, Radar remote sensing and surface scattering and emission theory, Addison-Wesley Publishing Company, 1982
- [5] L. Levi, Applied optics : a guide to modern optical system design, John Wiley and Sons, 1968
- [6] Future European and Japanese Remote Sensing Sensors and Programs, Proceedings of the SPIE Conference of Orlando, Vol. 1490, 1991

Table des figures

1.1	Spectre d'absorption de l'atmosphère terrestre au zénith	11
1.2	Définition des paramètres Ω et i	15
1.3	Rotation du plan orbital en un an dans le cas d'une orbite héliosynchrone	16
1.4	L'heure locale h et la déclinaison solaire δ	17
1.5	Relation entre l'altitude H et l'inclinaison i pour les orbites hékiosynchrones	17
1.6	Variations de la vitesse orbitale et de la période orbitale en fonction de l'altitude	18
1.7	Distribution des traces d'orbites en un jour pour des orbites hékiosynchrones	19
1.8	Tracé de rayons en orbite paraxiale	20
1.9	Différentes causes de dégradation de la performance de l'op- tique collectrice	22
1.10	Schéma de principe d'un filtre interférentiel	24
1.11	Schéma de principe d'une barrette CCD	27
1.12	Divers types d'analyse d'une surface	30
1.13	Schéma de principe d'un spectroradiomètre	31
1.14	Schéma de principe d'un réseau	32
1.15	Schéma de principe du spectroradiomètre à transformée de Fourier	34
1.16	Schéma de principe d'un lidar	36
1.17	Géométrie du capteur	37
1.18	Géométrie solaire et de visée	41
1.19	Différents types d'antennes	43
1.20	Géométrie d'émission	44
1.21	Diagramme en décibels suivant le plan x-z (pour $D = D_x$) ou suivant le plan y-z (pour $D = D_y$)	46
1.22	Schéma de principe d'un réseau d'antennes	47
1.23	Exemple de diagramme de réseau d'antenne, constitué de 7 antennes espacées de $\lambda/2$	48

1.24	Les différents étages d'un radiomètre hyperfréquence	50
1.25	52
1.26	53
1.27	Schéma de principe d'un radar	55
1.28	56
1.29	Enveloppe des impulsions émises et reçues	56
1.30	Imagerie radar en distance-vitesse	58
1.31	Imagerie en distance	59
1.32	Résolution en distance	60
1.33	Représentation des lobes d'antenne	62
1.34	63
1.35	*	64
2.1	Distribution de densité des gaz atmosphériques	68
2.2	Différentes configurations de visée de sondage atmosphérique .	69
2.3	Profil vertical de température	73
2.4	Spectre de raies de différents éléments dans l'infra-rouge . . .	74
2.5	Transmission verticale de l'atmosphère dans la gamme $[0 - 4 \mu]$	75
2.6	Raies microondes de l'oxygène à deux niveaux de pression . .	76
2.7	Raies microondes de la vapeur d'eau à deux niveaux de pression	77
2.8	Spectre de l'atmosphère dans la région micro-ondes pour deux atmosphères standard	78
2.9	Structure fine de la raie à 13-15 μ de CO_2 (bas) et de la raie à 26-31 μ de H_2O	79
2.10	Raies de composants mineurs dans la gamme micro-ondes sub- millimétrique	80
2.11	Forme comparée des profils de raies Doppler et Lorentz	81
2.12	Largeur de raies Doppler, Lorentz et effective en fonction de l'altitude dans différents domaines spectraux	82
2.13	Fonction de phase et taux de polarisation de l'air, en fonction de l'angle de diffusion Θ	84
2.14	Fonction de phase et taux de polarisation des aérosols pour différents types d'aérosols, en fonction de l'angle de diffusion Θ	86
2.15	Les différents éléments qui concourent à l'équation de transfert radiatif	87
2.16	Géométrie des axes z et τ	89
2.17	Allure de la fonction de poids $W(\tau)$	92
2.18	Schéma illustrant les altitudes d'émission privilégiée de pho- tons vers le haut en fonction de la fréquence	93
2.19	Fonctions de poids en température autour de la raie 15 μ de CO_2 (voir Table pour une description des canaux spectraux) .	94

2.20	Fonctions de poids en température autour de la raie 60 GHz (a) et 120 GHz (b) de O_2	95
2.21	Anomalie de température d'août 1994 tirée de NOAA/MSU	96
2.22	Variation temporelle de l'anomalie de température globale tirée de NOAA/MSU	97
2.23	Géométrie du sondage au limbe	98
2.24	Fonctions de poids en température dans différentes fréquences de la raie à 120 GHz de O_2	100
2.25	Fonctions de poids en température pour différentes hauteurs dans la raie à 120 GHz de O_2	100
2.26	Allure de k en fonction de ν_L pour trois fréquences ν_1, ν_2, ν_3 satisfaisant $ \nu_1 - \nu_0 \prec \nu_2 - \nu_0 \prec \nu_3 - \nu_0 $	103
2.27	Exemple de champ de vapeur d'eau atmosphérique mesuré par GOES	104
2.28	Contenu d'ozone dans une coupe longitude-altitude (1 jour) mesuré par ILAS	106
2.29	Variation temporelle sur 3 semaines de divers constituants gazeux mesurée par ILAS	107
2.30	Géométrie d'observation du rayonnement solaire diffusé par l'atmosphère	108
2.31	Concept instrumental de POLDER	112
2.32	Contenu en aérosols mesuré par POLDER	113
2.33	Coefficient d'Angström sur mer mesuré par POLDER	113
2.34	Disposition instrumentale de TRMM	116
2.35	Exemple de mesure 3-D de précipitation par le radar pluie de TRMM	117
3.1	Signatures spectrales des sols et de la végétation	121
3.2	Signatures spectrales de feuilles dans différents états de stress	122
3.3	Signatures spectrales de feuilles dans différents états de maturité	123
3.4	Signatures spectrales de différentes espèces végétales	123
3.5	Signatures spectrales d'une feuille de contenus en eau différents	124
3.6	Signatures spectrales d'une végétation à différents stades phénologiques	125
3.7	Signatures spectrales de différents minerais	125
3.8	Signatures spectrales de la neige dans deux stades de fraîcheur	126
3.9	Signatures spectrales de limon sableux de différents niveaux d'humidité	126
3.10	Signatures spectrales de lave basaltique de différents états de surface	127
3.11	Indice de végétation mesuré par POLDER	128

3.12	Image SPOT multispectrale sur la Hongrie, mars 1998	128
3.13	Images POLDER sur la France (septembre 1996) vue de différentes directions par rapport à la direction solaire	129
3.14	Signatures directionnelles de réflectance sur différents biomes .	130
3.15	Signatures directionnelles de réflectance sur différents biomes .	131
3.16	Indice de réfraction de l'eau	135
3.17	Couverture de glace de mer mesurée par SSMI	136
3.18	Couverture de neige mesurée par SSMI	137
3.19	Constante diélectrique (parties réelle et imaginaire) de plusieurs sols en fonction de leur degré d'humidité	138
3.20	Constante diélectrique (parties réelle et imaginaire) de plusieurs types de feuilles en fonction de leur degré d'humidité . .	139
3.21	Coefficient de rétrodiffusion radar de différents types végétaux en fonction du degré d'humidité du sol sous-jacent	139
3.22	La distribution angulaire du rayonnement rétrodiffusé dépend de la rugosité de la surface	141
3.23	Coefficient de rétrodiffusion radar en fonction de l'angle d'incidence pour différentes rugosités de surface	142
3.24	Coefficient de rétrodiffusion radar en fonction de l'angle d'incidence pour différentes rugosités de surface	143
3.25	Longueur de pénétration	143
3.26	Image radar ERS du Sud de la Corse	144
3.27	Vue d'une région d'Autriche par composition multitemporelle d'images radar ERS	144
3.28	Vision à trois dimensions d'une région d'Alaska en utilisant une technique d'interférométrie radar avec ERS	145
3.29	Simulation des effets atmosphériques sur l'indice de végétation de trois surfaces	146
3.30	Réflectance apparente de l'atmosphère pour un sol noir	148
3.31	Eclairement incident à la surface	148
3.32	Luminance diffuse	149
3.33	Transmissions diffuses montante et descendante	149
3.34	Albedo sphérique de l'atmosphère	150
3.35	Différentes formes d'éclairement à la surface	150
3.36	Différentes formes de luminance au-dessus de l'atmosphère . .	152
3.37	Réflectance apparente en fonction de la réflectance de surface, pour différentes inclinaisons solaires et conditions atmosphériques	153
3.38	Série temporelle de mesures AVHRR/NOAA sur le site de la Crau sèche, dans le visible et le proche infrarouge	154

3.39	Cartographie de coefficients directionnels sur l'Australie a) k_1 , b) k_2 , c) k_3	156
3.40	Réflectance hémisphérique globale dans le proche infrarouge en juin 1997	158
3.41	Représentation du couvert végétal	161
3.42	Indice foliaire global en juin 1997	164
3.43	Evolution de l'indice foliaire sur l'Europe occidentale au cours du printemps 1997	165