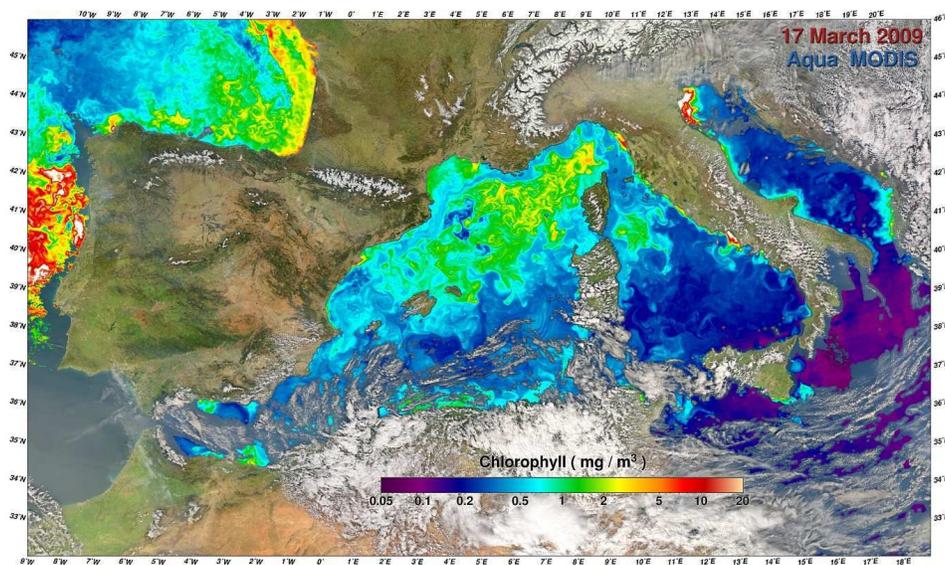


Généralités sur la télédétection en Océanographie Version 2

J. Tournadre



Réf. : DOPS/LOS 2009-01
Version : 1.0
Date : 30 avril 2009

30 avril 2009

Table des matières

1	Les satellites et leurs orbites	3
1.1	Orbites Képlériennes	3
1.2	Précession du noeud ascendant	9
1.3	Orbites spéciales	11
1.3.1	Satellite héliosynchrone	11
1.3.2	Satellites géosynchrones ou géostationnaires	12
1.3.3	Orbites répétitives	13
2	Rayonnement électromagnétique	15
2.1	Nature du rayonnement	15
2.2	Indice de réfraction	18
2.3	Corps noir	18
2.4	Emissivité	20
2.5	Lois de Kirchoff	21
3	Interaction atmosphère-rayonnement	22
3.1	Absorption et diffusion par les gaz atmosphériques	22
3.2	Mécanismes physiques de l'absorption par les gaz atmosphériques	23
3.3	Equation du transfert radiatif	24
3.4	Phénomènes de diffusion	26
3.4.1	Diffusion de Rayleigh	26
3.4.2	Diffusion de Mie	26
3.4.3	Diffusion non sélective ou isotrope	27
4	Interaction Ondes Electro-magnétiques et surface océanique	29
4.1	Section efficace de rétro-diffusion	30
4.2	Théorie des points spéculaires	31
4.3	Résonance de Bragg	32
4.4	Rétro-diffusion par des surfaces composites	34
5	Ouvrages de références	36
	Bibliographie	37

Historique

Les premières vues de la terre depuis l'espace datent des années 1946. Elles ont été prises par des appareils photographiques embarqués sur des fusées. Dès les années 60, les premiers vols habités ont montré l'intérêt de pouvoir disposer de bases d'observation spatiale. Les vols Gemini et Apollo ont ainsi rapporté les premières photographies couleurs de l'océan et de la terre.

À partir de la fin des années 60, les satellites météorologiques de la série TIROS ont retransmis des images dans le visible et l'infra-rouge. Par ciel clair, certaines informations sur l'état de mer et la rugosité de surface peuvent être déduites de la réflexion spéculaire du soleil. Cependant, c'est seulement à partir des années 70 que les océanographes ont pu disposer d'informations exploitables sur la température de surface de la mer et sur la turbidité de l'eau grâce à l'amélioration des résolutions spatiales et radiométriques des capteurs balayants des satellites de la série NOAA.

Le satellite Seasat lancé en 1978 fut le premier satellite purement dédié à l'observation des océans. Pour palier à la couverture nuageuse, la plupart de ses capteurs opérait dans la partie micro-onde du spectre électromagnétique. Dans cette partie du spectre, les nuages sont en effet transparents. Seasat a permis de recueillir des informations sur les températures de surface, la rugosité de surface, la hauteur dynamique de l'océan et les vagues. Malgré sa durée de vie très brève (3 mois), il a permis des avancées spectaculaires dans le domaine de l'observation de l'océan depuis l'espace.

La même année, le lancement sur le satellite expérimental Nimbus 7 de la NASA d'un capteur spécifique d'observation de la couleur de l'eau a permis d'obtenir un nombre considérable de vues synoptiques de la couleur de l'océan avec une résolution de l'ordre du kilomètre. Des capteurs micro-ondes passifs (radiomètres) embarqués sur le même satellite ont aussi permis de mesurer la température de surface de l'océan dans des conditions nuageuses.

Depuis, de nombreuses missions d'observation de l'océan ont été lancées telles Geosat, ERS-1, Topex-Poseidon, Jason, JERS et des satellites russes de la série Meteor, sans parler d'Almaz. Les applications des données de leurs capteurs sur la couleur, la température, la hauteur dynamique, les vagues couvrent tout le spectre de l'océanographie, chimie, biologie, physique, géophysique. Les progrès accomplis dans l'étude de l'océan grâce à ces techniques ne l'ont été que par une collaboration constante entre les spécialistes des techniques spatiales et les océanographes, il en sera ainsi dans le futur.

Chapitre 1

Les satellites et leurs orbites

Avant d'étudier en détail les capteurs embarqués et leurs mesures, il est important de bien comprendre les orbites des satellites et les facteurs qui les contrôlent. En effet, ils conditionnent aussi bien la résolution spatiale et temporelle des instrument que leur couverture du globe. Suivant les phénomènes à étudier et leurs échelles spatiales et temporelles, des orbites de types différents seront préférables. Il ne faut cependant pas perdre de vue que l'orbite parfaite n'existe en général pas et qu'il est nécessaire de faire des compromis.

1.1 Orbites Képlériennes

Un satellite est un corps rigide en mouvement dans un champ de gravité. Son mouvement peut être étudié en séparant le mouvement autour du centre de masse et celui du centre de masse. Dans la suite on ne considère que ce dernier. La trajectoire suivie par le centre de masse est l'orbite du satellite. Le mouvement d'un satellite autour de la terre est régi par les mêmes lois que celui d'une planète autour du soleil. Seuls les effets perturbateurs sont différents ; nous les examinerons plus loin.

Le calcul des orbites des planètes a été formalisé au XVIIème siècle par Galilée et Kepler. Les lois de Kepler régissant leur mouvement sont au nombre de 3 :

1. dans le système solaire, toutes les planètes décrivent des orbites elliptiques dont le soleil est un des foyers,
2. le rayon allant du soleil à une planète balaie une surface égale en un temps égal,
3. le carré de la période de révolution des planètes est proportionnelle au cube de leur distance moyenne au soleil.

Ces trois lois se vérifient facilement en utilisant la loi de la gravitation et la loi de conservation du moment angulaire d'un corps soumis à un champ de gravitation.

1ere Méthode

On considère un corps de masse m , soumis au champ de gravitation terrestre supposé concentré en un point (O) et M , la masse de la terre. En reprenant les équations de la mécanique :

$$\vec{F}_{ext} = m \vec{\Gamma} \quad (1.1)$$

avec : $\vec{F}_{ext} = -\frac{GMm}{r^3}\vec{r}$ où la position du corps est définie par le vecteur \vec{r} et $\vec{\Gamma}$ est l'accélération. Le mouvement étant à accélération centrale il est donc plan. En se plaçant dans ce plan et en exprimant l'accélération en coordonnées polaires, on obtient,

$$\ddot{r} - r\dot{\theta}^2 = -\frac{GM}{r^2} \quad (1.2)$$

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dt}(r^2\dot{\theta}) = 0 \quad (1.3)$$

En posant $u = 1/r$ et en utilisant les relations 1.2 et 1.3, on obtient la relation suivante pour u :

$$\ddot{u} + u = \frac{GM}{c^2} \quad (1.4)$$

avec $\ddot{u} = d^2u/d\theta^2$ et $c = r^2\dot{\theta}$.

On retrouve donc la loi des aires ou *deuxième loi de Kepler*. L'équation 1.4 donne la trajectoire. C'est l'équation de l'oscillateur. Les solutions sont de la forme :

$$u = a \cos(\theta + \phi) + \frac{GM}{c^2} \quad (1.5)$$

soit

$$r = \frac{C^2/GM}{1 + \frac{ac^2}{GM} \cos \theta} \quad (1.6)$$

Ce sont les équations des coniques. Suivant les conditions initiales, l'orbite pourra être elliptique, circulaire, parabolique ou hyperbolique.

Deuxième méthode.

Soit un corps de masse M de vitesse \vec{V} , et \vec{r} sa distance par rapport à l'origine (un des foyers de sa trajectoire elliptique), le moment angulaire \vec{J} s'exprime par :

$$\vec{J} = \vec{r} \wedge M\vec{V} \quad (1.7)$$

où \wedge représente le produit vectoriel. En dérivant 1.7 par rapport au temps on obtient :

$$\frac{d\vec{J}}{dt} = \frac{d\vec{r}}{dt} \wedge M\vec{V} + \vec{r} \wedge M \frac{d\vec{V}}{dt} \quad (1.8)$$

Soit, comme $d\vec{r}/dt = \vec{V}$ et $M d\vec{V}/dt = \vec{F}_{ext}$

$$\frac{d\vec{J}}{dt} = \vec{r} \wedge M \frac{d\vec{V}}{dt} = \vec{r} \wedge \vec{F}_{ext} \quad (1.9)$$

Le centre de masse ponctuel étant confondu avec l'origine, les forces extérieures sont parallèles à \vec{r} . Le moment angulaire est donc conservé $d\vec{J}/dt = 0$.

Lorsque le corps se déplace, le rayon couvre une surface définie par :

$$\Delta S = \frac{1}{2}(\vec{r} \wedge \Delta \vec{r}) \tag{1.10}$$

$$\frac{dS}{dt} = \frac{1}{2}(\vec{r} \wedge \Delta \vec{r}) = \frac{1}{2M} \vec{J} \tag{1.11}$$

Ceci montre la deuxième loi de Kepler.

On vérifie la troisième loi de Kepler en faisant le calcul intégral sur une orbite (à faire en exercice si on veut). Dans le cas simple des orbites circulaires, cette relation se démontre très simplement. D'après la loi de la gravitation, la force qui agit sur un satellite en orbite est donnée par :

$$\vec{F}_g = -\frac{GMm}{r^3} \vec{r} \tag{1.12}$$

où G est la constante universelle de la gravitation, et M et m les masses respectives des deux corps. La force centripète agissant sur le satellite est donnée par :

$$\vec{F}_c = -m\omega^2 \vec{r} \tag{1.13}$$

où ω est la vitesse angulaire du satellite (rad/s).

L'équilibre des forces de gravitation et centripète donne :

$$\frac{GM}{r^3} = \omega^2 \tag{1.14}$$

soit

$$\omega = \sqrt{GM} r^{-\frac{3}{2}} \tag{1.15}$$

La période T définie par $T = 1/\nu = 2\pi/\omega$, où ν est la fréquence, est donnée par :

$$T = \frac{2\pi}{\sqrt{GM}} r^{\frac{3}{2}} \tag{1.16}$$

C'est la troisième loi de Kepler.

Exemple :

Pour un satellite sur une orbite de 1000 km d'altitude, r vaut 1000 km plus le rayon de la terre, (6371 km). Dans le cas de la terre, $GM = 3,986 \cdot 10^{14} m^3 s^{-2}$. La période vaut donc

$$T = \frac{2\pi}{(3,986 \cdot 10^{14})^{1/2}} (7371 \cdot 10^3)^{3/2} = 6308 \text{ sec} = 105 \text{ min} \tag{1.17}$$

Le satellite parcourra environ 14 orbites par jour. Il faut noter que pendant une révolution du satellite la terre tourne d'environ 26° .

Un satellite décrit donc une orbite elliptique dont un des foyers est la terre. La figure 1.1 présente une orbite polaire où le satellite passe au dessus des pôles Nord et Sud (P_N et P_S). L'intersection d'une orbite ascendante avec le plan équatorial s'appelle le noeud ascendant (N_{as}). Le noeud descendant (N_{ds}) n'est pas à 180° du noeud ascendant car la terre a tourné durant la demi-période. Le périégée et l'apogée sont respectivement les points de l'orbite le plus proche et le plus éloigné de la terre.

La figure 1.2 présente l'orbite du satellite de manière à définir les paramètres déterminant la position du satellite. Trois coordonnées sont nécessaires pour fixer le système de coordonnées et trois pour fixer la position du satellite dans ce système. L'orbite du satellite est une ellipse d'équation :

$$r = \frac{a(1 - e)^2}{1 + e \cos \theta} \quad (1.18)$$

a est le demi grand axe et e l'excentricité. θ est la position angulaire du satellite sur son orbite, mesurée à partir du périégée. ω est l'argument du périégée soit la distance angulaire du périégée par rapport au noeud ascendant. Pour avoir des vitesses sensiblement constantes le long de l'orbite, l'excentricité est en général très faible car :

$$\omega = \frac{(1 + e \cos \theta)^2 \sqrt{GM}}{a(1 - e)^{3/2}} \quad (1.19)$$

Pour une orbite circulaire, la vitesse orbitale du satellite vaut donc $V_0 = \sqrt{GM/a}$.

Pour définir la position du plan d'orbite par rapport à des étoiles fixes, deux paramètres supplémentaires sont nécessaires, l'ascension droite Ω , c'est-à-dire l'angle entre le noeud ascendant et le point vernal 1950 (point du cercle équatorial choisi comme origine : il correspondait à l'intersection du cercle équatorial et du plan de l'écliptique le 1 janvier 1950 à 0 heure) et l'inclinaison i angle entre le plan d'orbite et le plan équatorial.

Il y a donc 6 paramètres orbitaux ($a, e, \theta, i, \Omega, \omega$) définissant la position du satellite dans l'espace. Seul θ change pour de courts intervalles de temps.

L'inclinaison i détermine si l'orbite est prograde ($i < 90^\circ$) ou rétrograde ($i > 90^\circ$). Si l'orbite est prograde, la rotation a une composante dans la même direction que la rotation de la terre, sinon dans le sens opposé à cette rotation (voir figure 1.3). L'inclinaison correspond aussi à la latitude maximale atteinte par le satellite et détermine ainsi la couverture de la terre. Si $i \sim 90^\circ$, l'orbite est dite polaire.

La projection de l'orbite sur la surface de la terre s'appelle la trace au sol du satellite. A cause de la rotation de la terre, cette trace se déplace, soit à l'ouest pour les orbites rétrograde, soit à l'est pour les orbites progrades (figure 1.4).

Les équations de l'orbite sont en coordonnées cartésiennes

$$\begin{aligned} x &= r(\cos\Theta\cos\Omega - \sin\Theta\sin\Omega\sin i) \\ y &= r(\cos\Theta\sin\Omega + \sin\Theta\cos\Omega\cos i) \\ z &= r(\sin\Theta\sin i) \end{aligned}$$

avec

$$\Theta = \omega + \nu$$

où r est le rayon de l'orbite, Θ est la somme de l'argument du périégée ω et de l'anomalie vraie ν , i est l'inclinaison de l'orbite, Ω est l'ascension droite du noeud ascendant, e est l'excentricité, a le demi grand axe et $p = a(1 - e^2)$. Les vitesses s'expriment par :

$$\dot{x} = -\sqrt{\frac{\mu}{p}}[\cos\Omega(\sin\Theta + e\sin\omega) + \sin\Omega\cos i(\cos\Theta + e\cos\omega)]$$

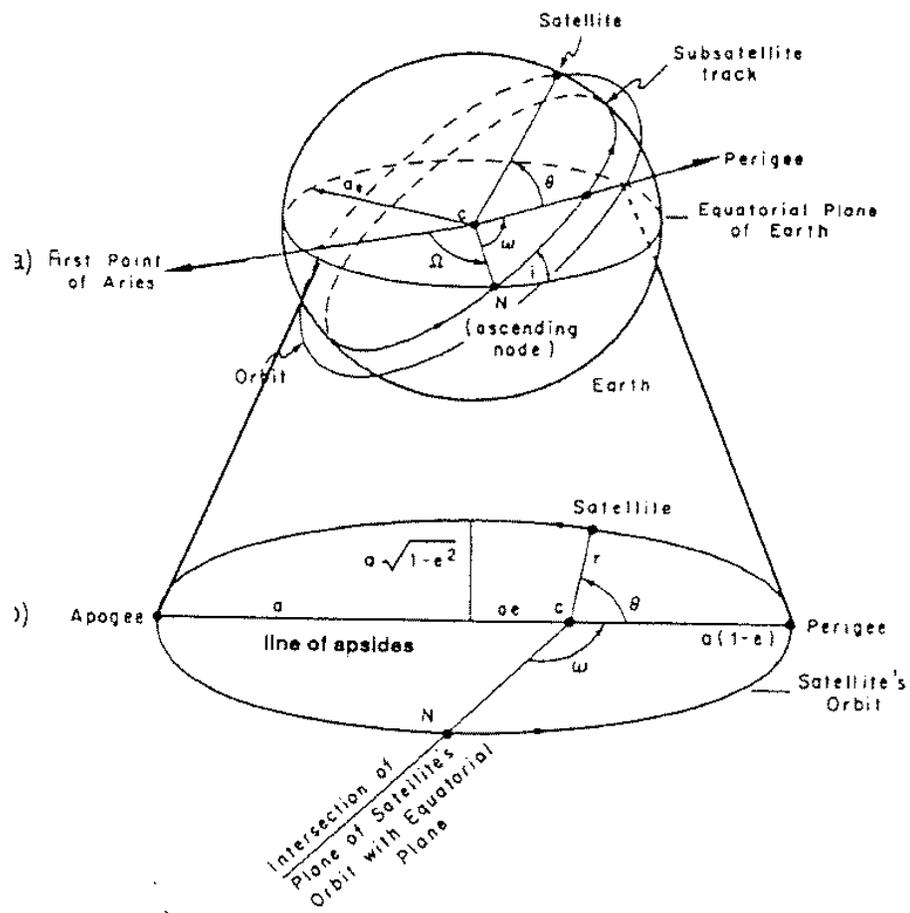


FIG. 1.2: Paramètres orbitaux d'un satellite terrestres : (a) vue tridimensionnelle (b) vue dans le plan d'orbite

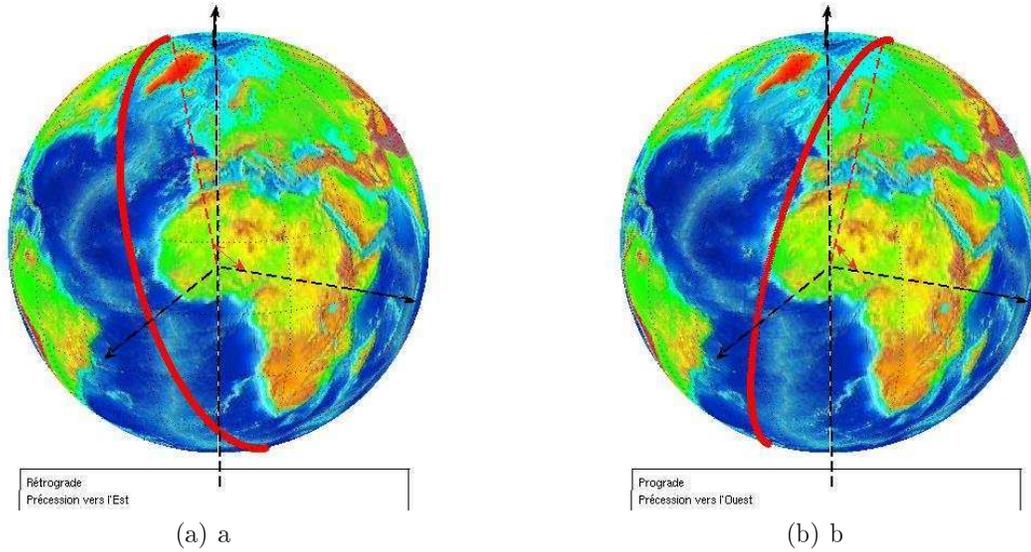


FIG. 1.3: Géométrie des orbites rétrogrades et progrades (Traces au sol)

$$\begin{aligned} \dot{y} &= -\sqrt{\frac{\mu}{p}}[\sin\Omega(\sin\Theta + e\sin\omega) - \cos\Omega\cos i(\cos\Theta + e\cos\omega)] \\ \dot{z} &= \sqrt{\frac{\mu}{p}}[\sin i(\cos\Theta + e\cos\omega)] \end{aligned}$$

1.2 Précession du noeud ascendant

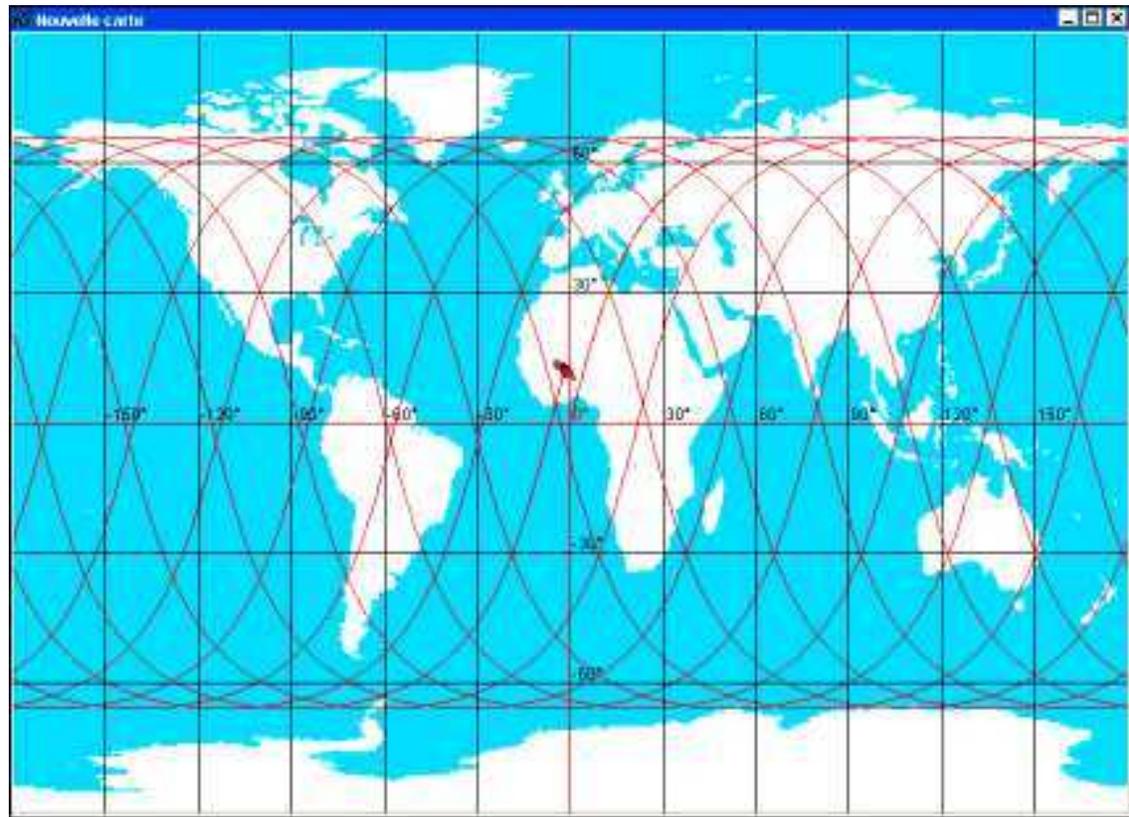
Le champ de gravité terrestre n'est pas idéalement de symétrie sphérique, les déviations du cas théorique donnent lieu à des perturbations de l'orbite. Les perturbations sont les suivantes :

- forces d'attractions dues aux irrégularités de la distributions des masses terrestres. Le terme le plus perturbateur est dû à l'aplatissement aux pôles du globe terrestre ;-forces d'attraction de la lune et du soleil.
- forces non gravitationnelles :
 - forces dues aux frottements atmosphériques sur le corps du satellite
 - forces de pression des radiations solaires dans les parties ensoleillées de l'orbite. On ne considère ici que les forces de gravitation.

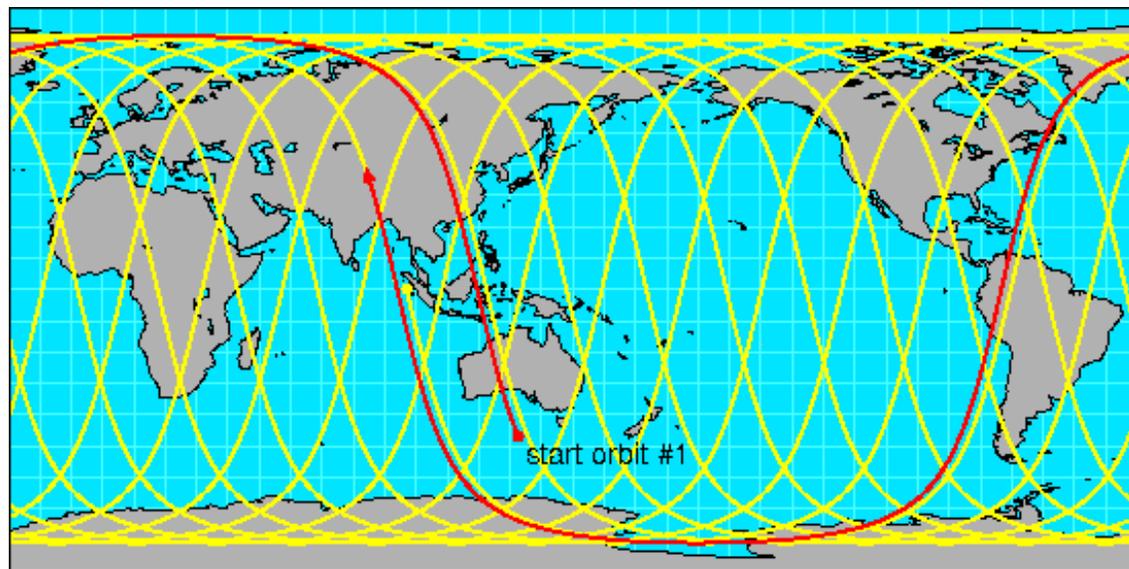
Le géopotential (potentiel de gravité) peut s'exprimer en harmoniques sphériques par (Maul, 1985) :

$$V = -\frac{GM}{r}\left(1 - \sum_{n=2}^{\infty} J_n \left(\frac{r_e}{r}\right)^n P_n(\sin\phi)\right) \quad (1.20)$$

où est M la masse de la terre, r_e le rayon de la terre à l'équateur, J_n les coefficients de l'harmonique à l'ordre n et $P_n(\sin\phi)$ les polynômes de Legendre à l'ordre n , ϕ étant la latitude. Seules les harmoniques zonales, qui sont les plus importantes, ont été incluses dans cette expression.



(a)



(b)

FIG. 1.4: Traces au sol d'un satellite sur une orbite de 66° d'inclinaison (orbite Prograde) (satellite Jason) et d'un satellite sur une orbite de 98° (rétrograde) (satellite POES)

Le second terme (J_2), ($1082,7 \cdot 10^{-6}$) dû à l'aplatissement de la terre aux pôles étant 3 ordres de grandeur plus grand que les suivants, on ne considère que celui-ci. D'où

$$V = -\frac{GM}{r} \left(1 - \left(\frac{r_e}{r}\right)^2 \frac{J_2}{2} (3 \sin^2 \phi - 1)\right) \quad (1.21)$$

A cause de cette perturbation, le satellite n'est plus soumis à une force centrale pour des inclinaisons différentes de 90° et 0° . Il existe une composante perpendiculaire à \vec{r} et dirigée vers l'équateur. Le moment angulaire varie donc et sa dérivée temporelle est donnée par

$$\frac{d\vec{J}}{dt} = \vec{r} \wedge \vec{F}_{ext} \quad (1.22)$$

Elle est non nulle et perpendiculaire au plan d'orbite. Le plan d'orbite tourne lentement autour de l'axe de rotation de la terre, on dit qu'il y a précession du noeud ascendant. L'effet perturbateur étant symétrique par rapport à l'axe de rotation de la terre, l'inclinaison ne change pas. L'ascension droite Ω évolue linéairement dans le temps :

$$\Omega(t) = \Omega(t_0) + \dot{\Omega}(t - t_0) \quad (1.23)$$

avec

$$\dot{\Omega} = -\frac{3}{2} J_2 \left(\frac{GM}{r}\right)^{\frac{1}{2}} \frac{r_e^2 \cos \iota}{r^3 (1 - e^2)^2} \quad (1.24)$$

Pour des inclinaisons $\iota > 90^\circ$, la précession est vers l'est (orbite rétrograde) sinon elle est dirigée vers l'ouest (orbite prograde).

Le périégée précesse aussi avec une vitesse définie par

$$\dot{\omega} = -\frac{3}{2} J_2 \left(\frac{GM}{r}\right)^{\frac{1}{2}} \frac{r_e^2 (1 - 5 \cos^2 \iota)}{r^3 (1 - e^2)^2} \quad (1.25)$$

A , $\iota = 63,4^\circ$ appelé angle critique, la précession du périégée est nulle. A cause de ces anomalies, il y a donc deux nouvelles périodes,

- la période nodale : temps entre deux passages à l'équateur
- la période d'anomalie : temps entre deux passages au périégée.

La période nodale s'exprime par :

$$\dot{T}_n = \frac{2\pi}{\sqrt{GM}} r^{3/2} \left(1 + \frac{3}{4} J_2 \left(\frac{r_e}{r}\right)^2 \left((1 - 3 \cos^2 \iota) + \frac{1 - 5 \cos^2 \iota}{(1 - e^2)^2}\right)\right) \quad (1.26)$$

La précession du noeud ascendant permet d'obtenir des orbites spéciales que nous allons examiner.

1.3 Orbites spéciales

1.3.1 Satellite héliosynchrone

Un satellite placé en orbite polaire ($\iota = 90^\circ$) reste dans le même plan par rapport à des axes inertiels durant le déplacement de la terre sur son orbite. En raison du déplacement de

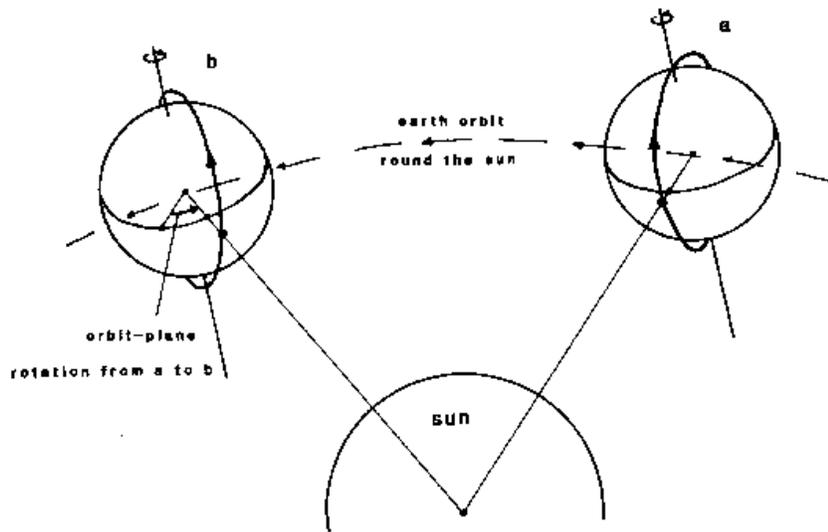


FIG. 1.5: Orbite héliosynchrone (d'après Robinson, 1985).

la terre autour du soleil, les heures locales du passage du satellite aux noeuds ascendants varient d'environ 4 minutes par jour. Pour remédier à cette difficulté et obtenir que le satellite survole un point donné à la même heure locale, on choisit des orbites telles que leur précession soit égale à la rotation apparente du soleil autour de la terre soit environ 360° par an ($\sim 1^\circ$ par jour).

En reprenant l'équation 1.26, on obtient une relation entre le demi grand axe et l'inclinaison pour les orbites circulaires :

$$\left(\frac{r_e}{a}\right)^{7/2} \cos i = -0.09885 \quad (1.27)$$

Les orbites sont donc rétrogrades. La figure 1.5 présente la géométrie d'une telle orbite.

1.3.2 Satellites géosynchrones ou géostationnaires

Un satellite est géostationnaire s'il reste à la verticale d'un point fixe de la surface terrestre. Pour cela, trois conditions doivent être remplies :

- il doit être synchrone, c'est-à-dire que sa période de révolution doit être égale à celle de la terre,
- son orbite doit être circulaire,
- elle doit être équatoriale.

Si on tient compte du terme du géopotential J_2 la condition de synchronisme s'écrit :

$$\frac{d\omega}{dt} + \frac{d\Omega}{dt} + \omega' = \omega_T \quad (1.28)$$

où ω' est la vitesse angulaire du satellite et ω_T la vitesse angulaire de la terre sur elle-même. On obtient alors :

$$\left(\frac{r_e}{r}\right)^{3/2} + 2J_2 \left(\frac{r_e}{r}\right)^{7/2} = \frac{\omega_T}{\omega_0} \quad (1.29)$$

où ω_0 est la pulsation de l'orbite fictive de rayon égal au rayon terrestre. La valeur de l'altitude du satellite au dessus de l'équateur est $h = r - r_e = 35786\text{km}$.

1.3.3 Orbites répétitives

Une autre gamme d'orbites intéressantes sont celles telles que le satellite repasse au même endroit tous les n jours. Ce type d'orbite est fréquemment utilisé pour des missions géodésiques, gravimétriques ou altimétrique (voir par ex [Rees(1992)]). Pour qu'une orbite soit répétitive, il faut que

$$T_n \left(\omega_T + \frac{d\Omega}{dt} \right) = 2\pi \frac{n}{m} \quad (1.30)$$

où n est la période entière en jours et m le nombre entier d'orbites durant une période de répétitivité. Comme $d\Omega/dt$ et T_n dépendent de ι et e , il existe un grand nombre d'orbites de période de répétition n pour une altitude donnée (voir figure 1.6). La figure montre clairement qu'une petite modification de l'altitude du satellite permet de changer la période de répétitivité. Par exemple, le satellite ERS1 a successivement utilisé 3 périodes répétitivité de 3, 35 et 168 jours. Ces changements ont été obtenus en modifiant très légèrement l'altitude du satellite de 785 à 782 puis 770 km.

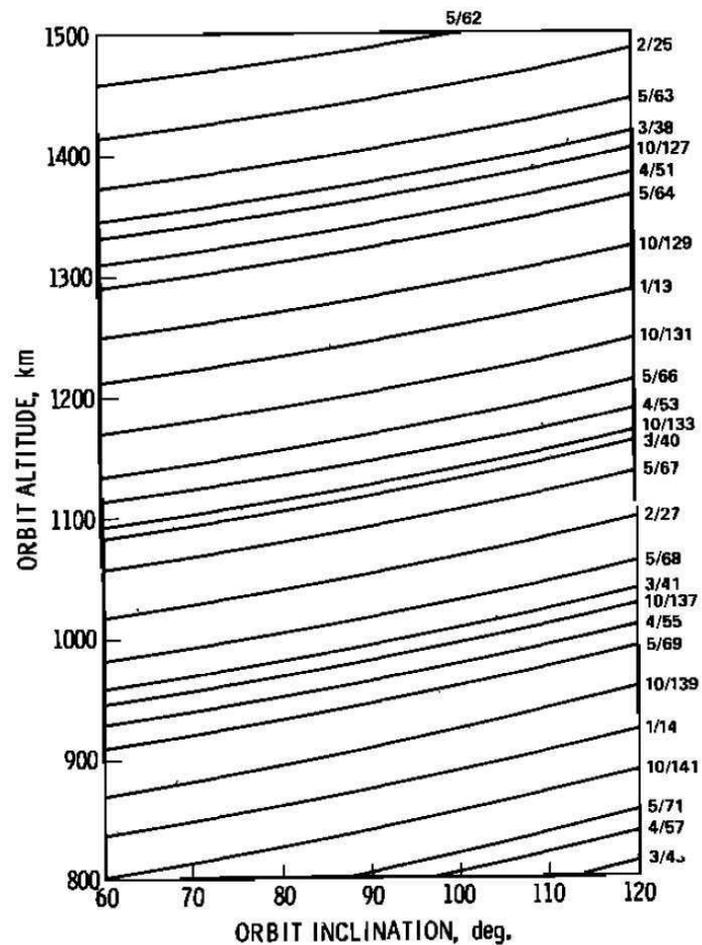


FIG. 1.6: Exemples d'orbite répétitive en fonction de l'altitude du satellite et de l'inclinaison de l'orbite. Les lignes représentent les paramètres d'orbite pour lesquels l'orbite sera répétitive. Les labels de droite donnent la période de répétition en jours nodaux et le nombre d'orbites durant une période. Seules les périodes de 1, 2, 3, 4, 5, et 10 jours ont été représentées. (d'après [Parke et al.(1987)Parke, Stewart, Farless, and Cartwright])

Chapitre 2

Rayonnement électromagnétique

La télédétection se base sur la mesure du rayonnement électromagnétique dans une large gamme de longueur d'onde. Il est donc essentiel de bien connaître la physique du r.e.m., sa propagation dans l'atmosphère et son interaction avec une interface géophysique (ici la surface de l'océan). Les r.e.m. reçus par les capteurs depuis l'interface seront, soit directs, c'est-à-dire originaires de la surface, soit indirects, c'est-à-dire réfléchis ou diffusés. La nature de l'interaction entre les r.e.m. et l'atmosphère et/ou la surface océanique dépend fortement de la longueur d'onde ainsi que de l'intensité et de sa polarisation.

La figure 3.1 rappelle la terminologie utilisé pour les différentes parties du spectre e.m.

Si on excepte le cas des rayonnements cosmique et gamma dont les comportements sont différents, on constate que les rayonnements de courtes longueurs d'onde (X, UV, ..) interagissent fortement avec l'atmosphère et sont généralement absorbés, tandis que les longueurs d'ondes plus grandes interagissent peu et sont transmises intégralement pour les longueurs d'onde supérieures au mètre. Dans la partie intermédiaire du spectre, le comportement est plus complexe et l'atmosphère présente alternativement des bandes de forte et faible absorption en fonction des caractéristiques physiques et chimiques de l'atmosphère.

En télédétection, les parties du spectre suivantes sont principalement utilisées :

- visible (400 nm à 700 nm) et infra-rouge (IR) (700 nm à 1 mm),
- micro-onde de 0.3 à 300 GHz c'est-à-dire de 1 m à 1 mm,
- radio de 10 Khz à 10 MHZ.

2.1 Nature du rayonnement

Un r.e.m. se compose d'un champ électrique et d'un champ magnétique alternés qui vérifient les *équations de Maxwell*. A savoir, pour un milieu sans charge, homogène, isotrope et conducteur :

$$\nabla \cdot \vec{E} = 0 \quad (2.1)$$

$$\nabla \wedge \vec{E} = -\mu \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \quad (2.2)$$

$$\nabla \cdot \vec{H} = 0 \quad (2.3)$$

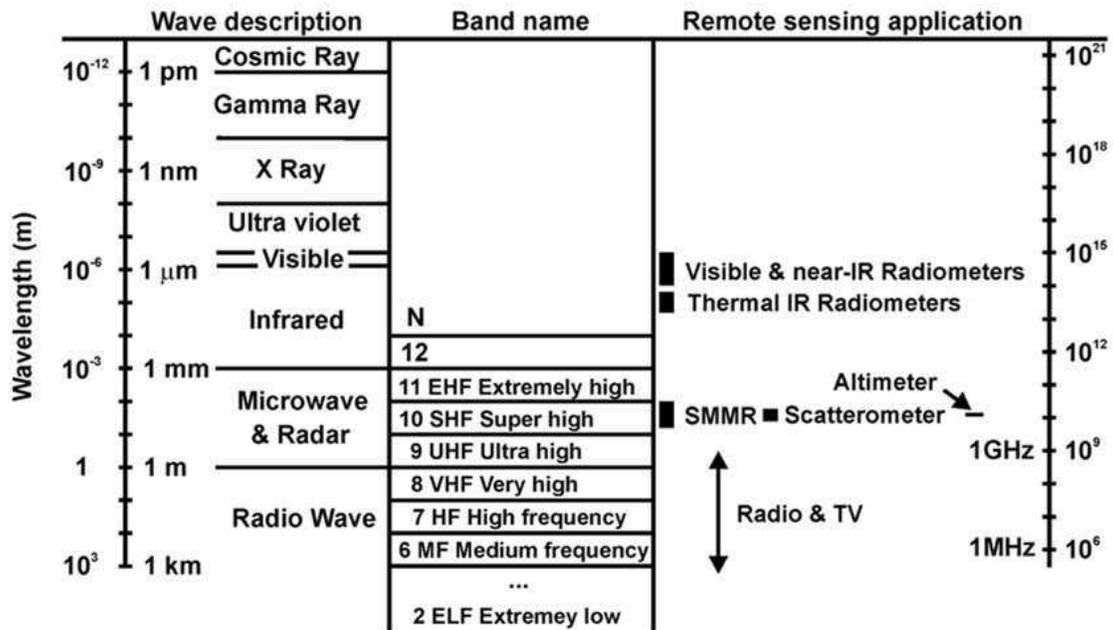


FIG. 2.1: Spectre électromagnétique donnant le nom des différentes bandes de fréquence et type de capteurs par bande.

$$\nabla \wedge \vec{H} = \epsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \sigma \vec{E} \tag{2.4}$$

Où, \vec{E} et \vec{H} sont les champs électrique et magnétique, σ , μ , ϵ sont la conductivité, la perméabilité et la permittivité.

Par un calcul simple (à faire en exercice), on obtient pour \vec{E} et \vec{H} les identités suivantes (équations de Hemholtz) :

$$\nabla^2 \cdot \vec{E} = \epsilon \mu \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} + \mu \sigma \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \tag{2.5}$$

$$\nabla^2 \cdot \vec{H} = \epsilon \mu \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2} + \mu \sigma \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \tag{2.6}$$

Ce sont des équations différentielles du second ordre qui peuvent se résoudre par séparation des variables. Les solutions de 2.5 et 2.6 auront des formes identiques, on ne considérera dans la suite que le champ électrique.

Les ondes polarisées, planes progressives sont une des solutions de l'équation 2.5 (à faire en exercice), elles s'écrivent sous la forme :

$$E(x, t) = E_y(x, t) = E_0 e^{-i(kx - \omega t)} \tag{2.7}$$

pour une onde plane dans la plan Oxy , et se propageant dans la direction des x .

La relation de dispersion, c'est-à-dire la relation entre nombre d'onde et pulsation de l'onde, s'écrit

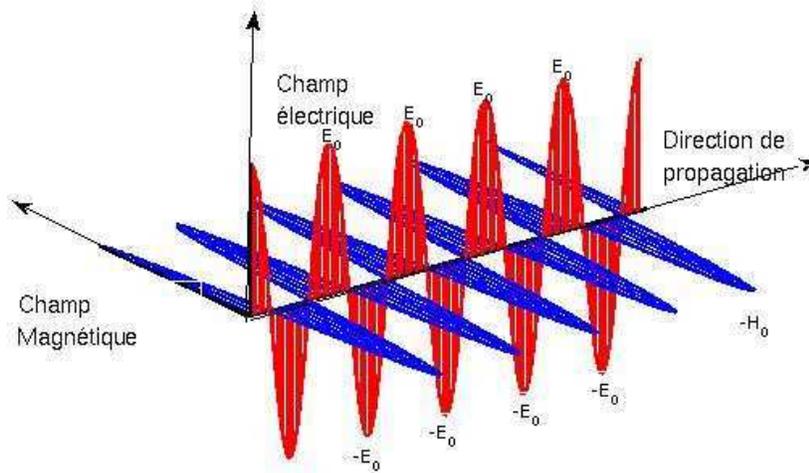


FIG. 2.2: Champs électrique et magnétique d'une onde plane.

$$k^2 = \epsilon\mu\omega^2 - i\mu\omega\sigma \quad (2.8)$$

La vitesse de phase de l'onde est

$$C = \frac{\omega}{k} \quad (2.9)$$

et la vitesse de groupe

$$C_g = \frac{\partial\omega}{\partial k} \quad (2.10)$$

Les ondes sont dispersives car la vitesse de groupe est non nulle.

Dans le vide, milieu non conducteur de perméabilité et de permittivité constante, la relation de dispersion se réduit à $k^2 = \omega^2\epsilon_0\mu_0$ et la vitesse de phase à $C_0 = 1/\sqrt{\epsilon_0\mu_0}$.

Le champ magnétique est aussi une onde progressive plane. Les champs électrique et magnétique sont, de plus, perpendiculaires. Les amplitudes des deux champs sont liés par :

$$H_0 = \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}} E_0 \quad (2.11)$$

Dans le vide $\sqrt{\epsilon_0/\mu_0} = 0.2645 \cdot 10^{-3} \text{ coul}^2 \text{ s}^{-1} \text{ N}^{-1} \text{ m}^{-1}$, le champ électrique contient donc la majeure partie de l'énergie.

La figure 2.2 présente une onde plane électro-magnétique.

2.2 Indice de réfraction

Les propriétés d'un milieu sont en général définies par rapport à leurs valeurs dans le vide. On définit ainsi la perméabilité relative $\mu_r = \mu/\mu_0$. Pour l'atmosphère et l'océan, qui sont non magnétiques, $\mu_r = 1$. La permittivité relative est de même définie par $\epsilon_r = \epsilon/\epsilon_0$.

La relation de dispersion devient alors

$$k^2 = \omega^2 \epsilon_0 \mu_0 \left(\epsilon_r - \frac{i\sigma}{\omega \epsilon_0} \right) \quad (2.12)$$

On définit l'indice de réfraction (complexe), n , comme le rapport des vitesses de phase dans le milieu et dans le vide :

$$n^2 = \frac{c^2}{C^2} = \epsilon_r - \frac{i\sigma}{\omega \epsilon_0} = (\eta + i\chi)^2 \quad (2.13)$$

avec $\eta = \frac{1}{\sqrt{2}}(|n| + \epsilon_r)^{1/2}$ et $\chi = \frac{1}{\sqrt{2}}(|n| - \epsilon_r)^{1/2}$ et $|n| = (\epsilon_r^2 + \frac{\sigma^2}{(\omega \epsilon_0)^2})^{1/2}$

En utilisant ces relations dans la solution 2.7 de l'équation 2.5, on obtient

$$E_y(x, t) = E_0 e^{\kappa x} e^{-i(\omega/c)(\eta x - ct)} \quad (2.14)$$

avec

$$\kappa = \frac{\omega}{c} \chi \quad (2.15)$$

κ est le coefficient d'atténuation.

La figure 2.3 montre la variabilité des parties réelle et imaginaire de l'indice de réfraction dans l'eau pure à 25° en fonction de la longueur d'onde [Segelstein(1981)].

La partie réelle de l'indice de réfraction correspond physiquement à un ralentissement de la vitesse de phase. La partie imaginaire représente l'effet du milieu sur l'intensité des champs (atténuation). Pour que le champ ne croisse pas infiniment il faut que $\kappa \leq 0$ ce qui implique que $\chi \leq 0$.

On appelle profondeur de peau, la distance d telle que l'intensité des champs soit réduite d'un facteur e , soit

$$d = \frac{1}{\kappa} = \frac{c}{\omega \chi} \quad (2.16)$$

Dans le visible, d est souvent appelée profondeur optique, elle est très importante pour l'interprétation des mesures de couleur de l'eau. La figure 2.4 présente le coefficient d'atténuation de l'eau pure.

2.3 Corps noir

Tout corps dont la température est supérieure à 0K émet des r.e.m., appelés communément émission thermique. Pour un émetteur parfait, appelé corps noir, la *loi de Planck* donne la relation entre la radiance spectrale (c'est-à-dire le flux de radiations émises en $\text{W m}^{-3}\text{sr}^{-1}$) et la température (en Kelvin) :

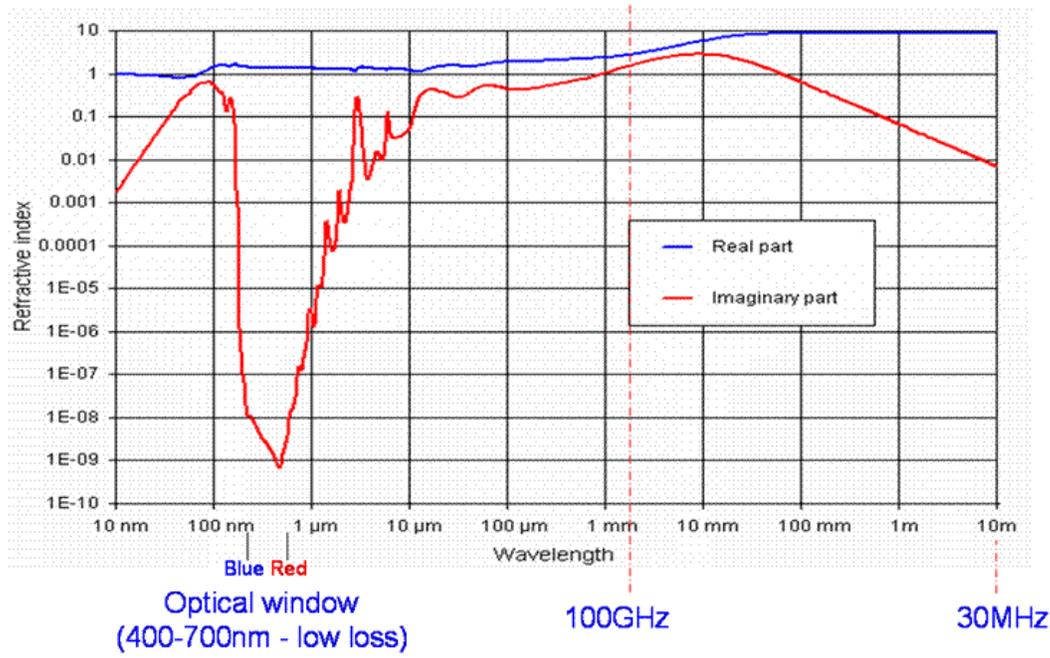


FIG. 2.3: Parties réelle et imaginaire de l'indice de réfraction de l'eau pure à 25° pour des longueurs d'onde de 10 nm à 1 nm. D'après [Segelstein(1981)].

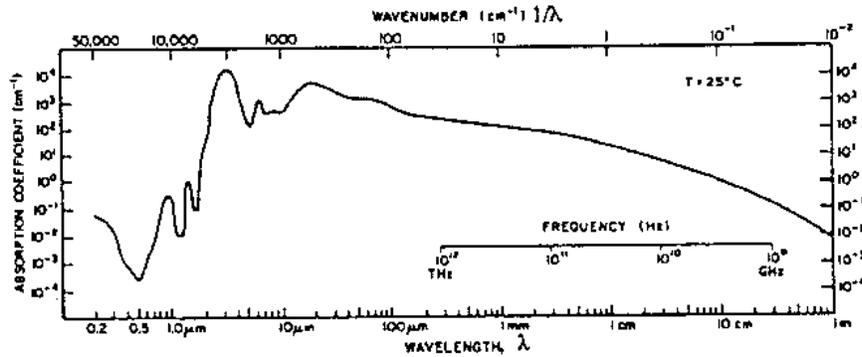


FIG. 2.4: Coefficient d'atténuation pour l'eau pure à 25°C défini comme $2\kappa\chi = 4\pi\chi/\lambda = 2\kappa|n|$ et calculé à partir des valeurs complexes de la figure 2.3, (d'après [Stewart(1985)]).

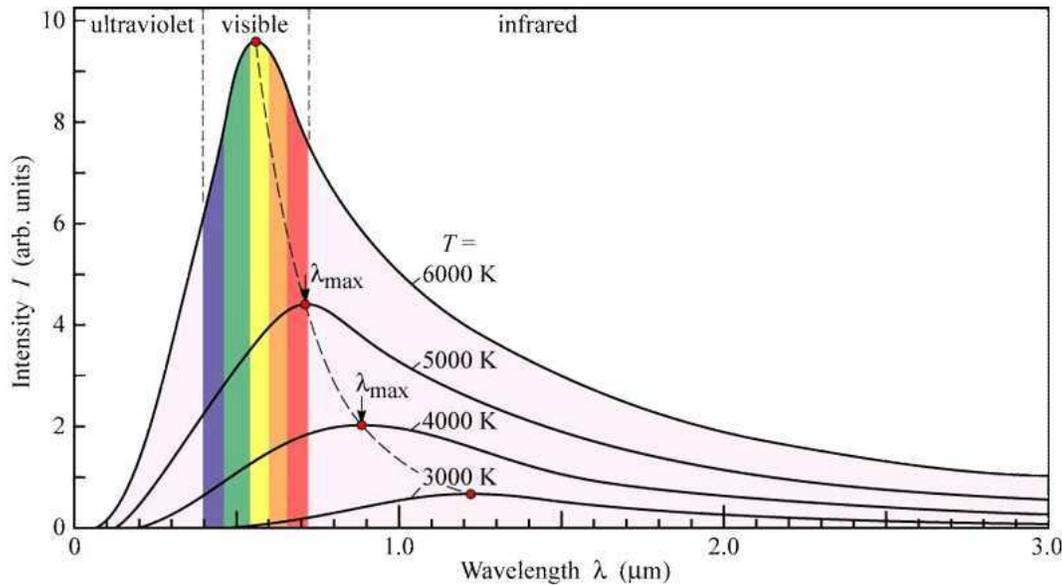


FIG. 2.5: Spectre d'émission du corps noir pour différentes température.

$$L_{\lambda} = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{\exp(\frac{hc}{kT\lambda}) - 1} \quad (2.17)$$

où h est la constante de Planck ($6,6625 \cdot 10^{-34} \text{J s}$) et k la constante de Boltzman ($1,38 \cdot 10^{-23} \text{J K}^{-1}$).

La figure 2.5 présente l'émission spectrale pour différents corps noirs. On remarque que l'énergie émise croît avec la température et que le pic spectral se déplace vers les longueurs d'onde plus courtes. Il faut remarquer que l'émission d'un corps noir est indépendante de la direction (le corps est dit Lambertien).

En dérivant 2.17 par rapport à la longueur d'onde, on obtient la valeur de la longueur d'onde du pic spectral :

$$\lambda_{\text{max}} = \frac{2898,3}{T} \quad (2.18)$$

Cette relation s'appelle la *loi de Wien*.

En intégrant la loi de Planck par rapport à la longueur d'onde on obtient la radiance totale L du corps noir :

$$L = \frac{2k^4\pi^4}{15c^2h^3} T^4 = 1,8 \cdot 10^{-8} T^4 \quad (2.19)$$

La radiance totale d'un corps noir ne dépend donc que de la puissance 4 de la température, c'est la *loi de Stefan-Boltzmann*.

2.4 Emissivité

Les corps réels ne sont pas parfaits et ne se comportent pas comme des corps noirs. L'émissivité caractérise la déviation par rapport au corps noir ($L_{\text{corps noir}}$). Elle est définie par :

$$\varepsilon(\lambda, \theta, \phi) = \frac{L_\lambda(\lambda, \theta, \phi)}{L_{\text{corps noir}}(\lambda)} \quad (2.20)$$

C'est une propriété du milieu et en pratique elle ne dépend pas de la température pour une longueur d'onde donnée.

2.5 Lois de Kirchoff

Considérons un r.e.m. incident à une interface entre deux milieux (ici l'atmosphère et l'océan). Pour que l'énergie soit conservée à l'interface, il faut que le flux radiatif incident Φ_{in} , soit égal à la somme du flux réfléchi Φ_{re} , du flux transmis Φ_{tr} et du flux absorbé Φ_{ab} . Soit :

$$\Phi_{in} = \Phi_{re} + \Phi_{tr} + \Phi_{ab} \quad (2.21)$$

Soit en normalisant par le flux incident

$$1 = \rho(\lambda) + \tau(\lambda) + \alpha(\lambda) \quad (2.22)$$

où ρ , τ , α sont respectivement la réflectivité, la transmissivité et l'absorptivité.

S'il y a équilibre thermodynamique à l'interface, l'énergie absorbée par la surface est donc intégralement ré-émise, sinon la température de l'interface varierait. L'émissivité est donc égale à l'absorptivité soit $\varepsilon(\lambda) = \alpha(\lambda)$.

Chapitre 3

Interaction atmosphère-rayonnement

Les r.e.m. reçus par les capteurs d'un satellite à partir de la surface océanique ont traversé l'atmosphère terrestre à l'aller et au retour. L'atmosphère influence fortement le signal reçu à travers les processus d'absorption, d'émission et de diffusion. La surface de l'océan émet aussi des r.e.m. (c'est le signal qui nous intéresse en général) et réfléchit les rayonnements solaire, nuageux et atmosphériques. La figure 3.1 présente une vue schématique des processus influençant les rayonnements observés par un satellite.

Dans ce chapitre nous n'examinerons que les effets atmosphériques sur le r.e.m. qui sont l'absorption et la diffusion. Ces processus sont très dépendants de la longueur d'onde du rayonnement et l'atmosphère sera plus ou moins transparente en fonction de cette longueur d'onde. Pour les applications océanographiques il est important d'avoir des capteurs dans des bandes de fréquences où l'atmosphère est le plus transparente possible. Ceci n'est pas toujours vrai pour les applications météorologiques, telles que les sondages de température ou de constituants atmosphériques, pour lesquels on se placera dans des bandes d'absorption du spectre.

3.1 Absorption et diffusion par les gaz atmosphériques

Lorsqu'une radiation monochromatique de longueur d'onde pénètre un milieu matériel considéré comme continue, on constate :

- une modification de sa vitesse de propagation (cf chapitre précédent) due à l'indice de réfraction. Si cet indice n'est pas constant dans le milieu, il en résulte un effet de courbure des rayons. Cet effet est négligeable pour les observations spatiales qui nous intéressent, sauf pour les altimètres radar qui mesurent des distances ;

- une diminution de l'énergie à mesure qu'elle se propage par absorption et diffusion. Dans le cas de l'absorption, il y a transformation intégrale de l'énergie rayonnante en énergie moléculaire et finalement en énergie calorifique si le milieu est dense. Dans le phénomène de diffusion, l'énergie prise au rayonnement par chaque élément matériel (molécules, particules) est aussitôt ré-émise par cet élément dans toutes les directions sans changement de longueur d'onde.

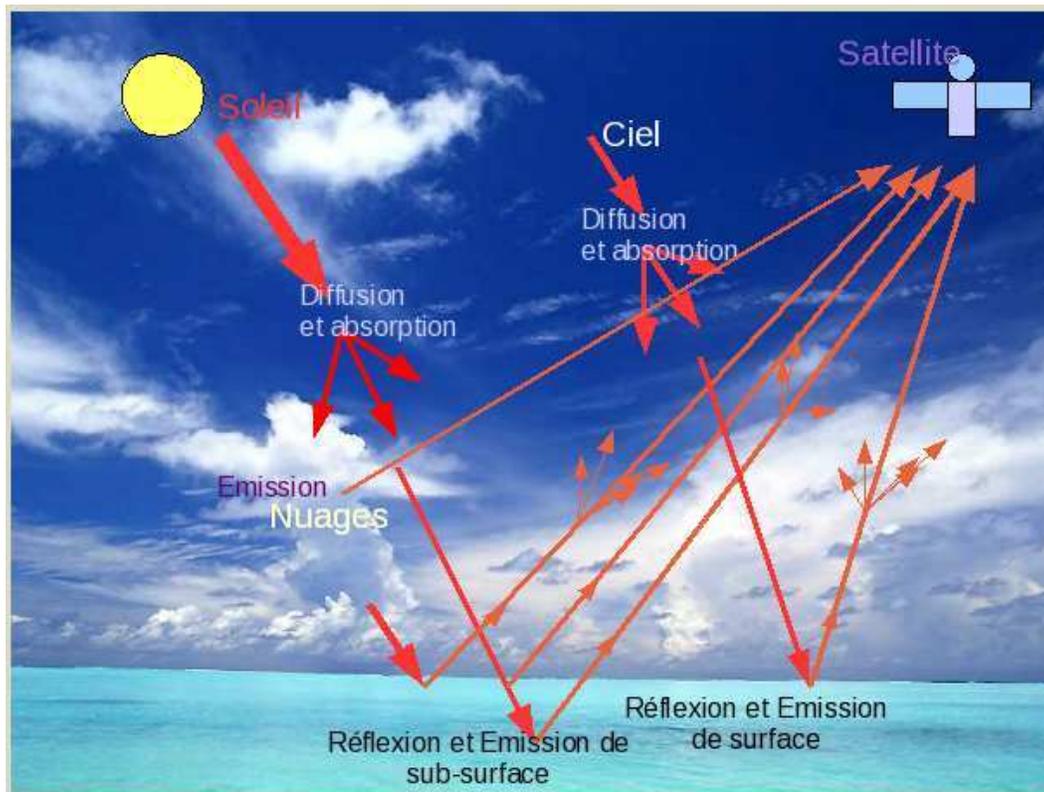


FIG. 3.1: Processus influençant le rayonnement observé par un satellite

3.2 Mécanismes physiques de l'absorption par les gaz atmosphériques

Conformément aux principes de la mécanique quantique, il y aura absorption (et de la même manière émission) si l'énergie d'un photon est égale à l'énergie correspondant à un ré-arrangement moléculaire ou atomique. On vérifie alors une relation du type

$$h\nu = \Delta E \tag{3.1}$$

où $h\nu$ est l'énergie du photon et ΔE est l'énergie de la transition. On voit aisément que l'absorption se fera pour des valeurs discontinues de longueurs d'onde. On parle de raies d'absorption. Suivant l'énergie rayonnée, c'est-à-dire suivant la longueur d'onde, les ré-arrangements des molécules seront de type différents. Trois processus différents sont possibles :

- transitions électroniques : les rayons X, et ultra-violet sont les seuls à posséder suffisamment d'énergie pour ioniser ou dissocier les molécules, les rayons visibles ne provoquent que de simples transitions électroniques,
- transition de vibration : l'IR et le proche IR accroissent l'énergie de vibration des atomes les uns par rapport aux autres autour de leur position d'équilibre,
- transition de rotation : l'IR lointain et les micro-ondes accroissent l'énergie de rotation des molécules autour de leur centre de masse.

Idéalement, si on connaissait la composition exacte de l'atmosphère, il serait possible de calculer le spectre de raies d'absorption de l'atmosphère. Le problème est que les raies s'élar-

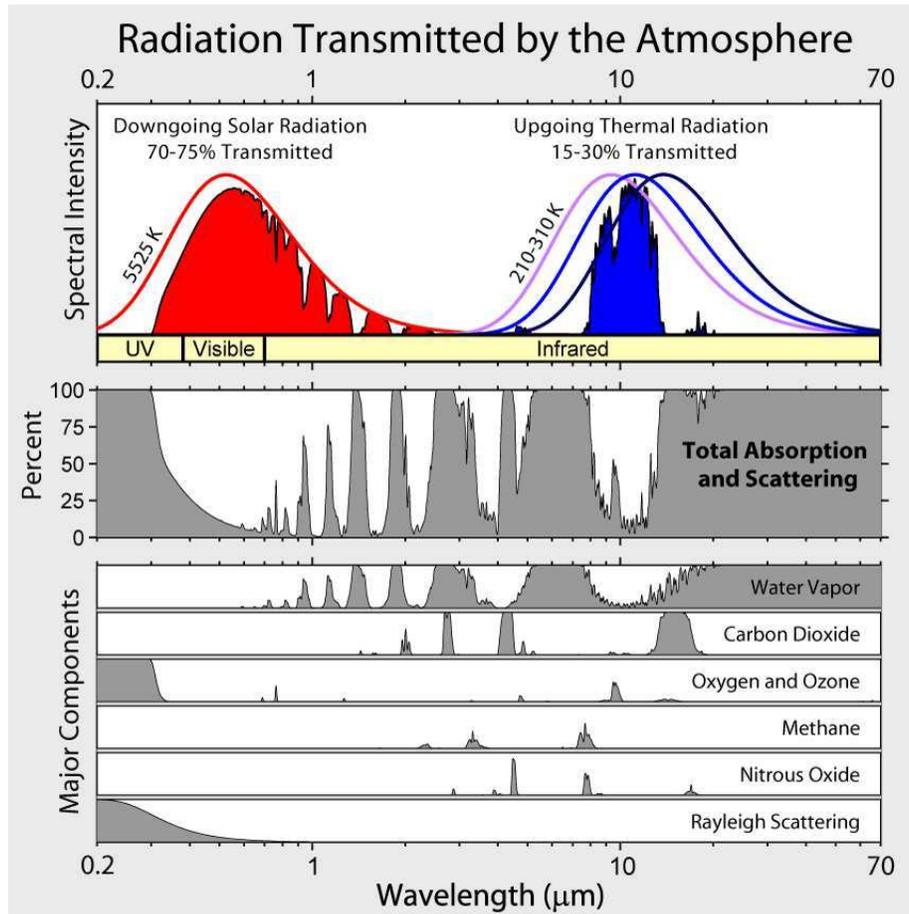


FIG. 3.2: Spectre d’absorption simplifié dans l’IR des différents composants atmosphériques et spectre total d’absorption résultant.

gissent sous l’effet des processus suivants :

- effet Doppler, dû au mouvement thermique des molécules,
- collision entre molécules,
- interaction entre les raies spectrales, principalement de la partie rotation-vibration du spectre.

A cette complexité des effets, il convient d’ajouter la complexité de la composition atmosphérique. Il existe cependant des modèles très performants de calcul des spectres de raies. Les figures 3.2 et 3.3 présentent l’absorption atmosphérique l’IR et les micro-ondes

3.3 Equation du transfert radiatif

Pour finir cet exposé abrégé des phénomènes d’absorption atmosphérique nous allons examiner l’équation qui régit les variations de l’intensité du rayonnement.

Soit un milieu absorbant d’épaisseur Z , de masse volumique $\rho(z)$ de coefficients d’absorption et d’émission à la fréquence ν , κ_ν^{abs} et κ_ν^{em} , le rayon se propage avec un angle d’incidence θ . Pour un milieu non diffusant, en équilibre thermodynamique local, l’émission est égale à l’absorption, on a donc $\kappa_\nu^{abs} = \kappa_\nu^{em} = \kappa_\lambda$. L’équation d’évolution de l’intensité (*équation de*

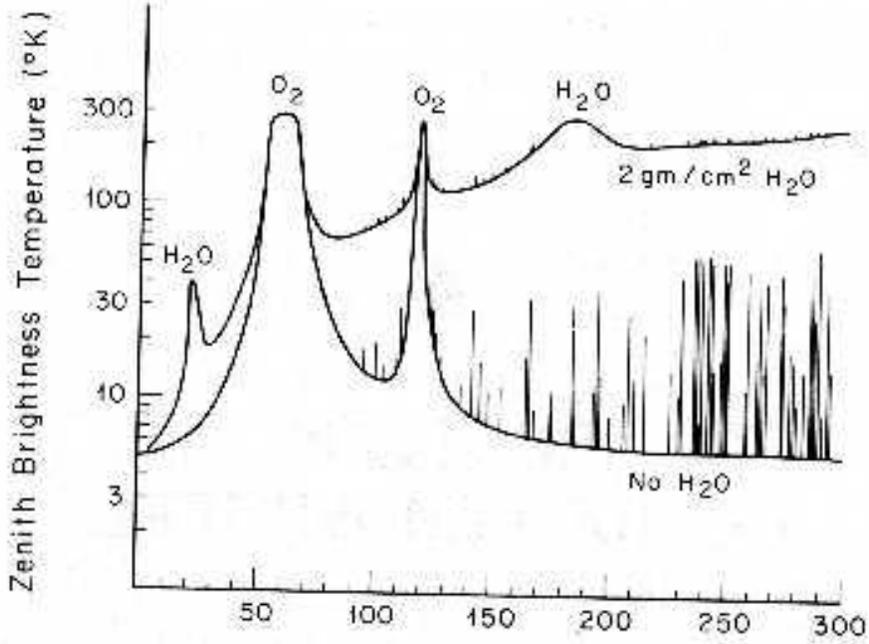


FIG. 3.3: Absorption de l’atmosphère avec et sans vapeur d’eau, en terme de température de brillance dans les micro-ondes (d’après [Stewart(1985)]).

Schwarzschild) s’écrit :

$$dL_\nu = -\kappa_\nu \rho L_\nu dz \sec \theta + \kappa_\nu \rho B(\nu, T) dz \sec \theta \tag{3.2}$$

où B représente la fonction de Planck. Le premier terme représente l’atténuation et le second l’émission propre de l’atmosphère à la fréquence ν .

L’équation s’écrit

$$\frac{dL_\nu}{\kappa_\nu dz \sec \theta} = -\rho L_\nu + \rho B(\nu, T) \tag{3.3}$$

En posant, $d\tau = \kappa_\nu dz \sec \theta$, on obtient

$$\frac{dL_\nu}{d\tau} = \rho (B(\nu, T) - L_\nu) \tag{3.4}$$

Cette équation différentielle peut être facilement résolue, et la solution est de la forme

$$L_\nu(z, z_g, \nu, \theta) = B(\nu, T_g) \tau(z, z_g, \nu, \theta) + \int_z^{z_g} \kappa_\nu \rho B(\nu, T(z')) \tau(z', z, \nu, \theta) \sec \theta dz' \tag{3.5}$$

où T_g est la température à l’altitude z_g et où τ est la transmission entre deux niveaux donnée par :

$$\tau(z, z_0, \nu, \theta) = \exp \left(- \int_z^{z_0} \kappa_\nu \rho \sec \theta dz'' \right) \tag{3.6}$$

Cette expression s'interprète immédiatement en termes physiques simples : l'intensité observée au niveau z est égale à l'intensité émise par la surface $B(\nu, T_g)$, atténuée par le parcours atmosphérique de z à z_g , et augmentée les intensités émises par l'atmosphère aux niveaux intermédiaires $\kappa_\nu \rho B(\nu, T(z'))$, atténuées par les parcours correspondants de z' à z .

3.4 Phénomènes de diffusion

Quand une onde se propage dans un milieu homogène, elle conserve sa forme, seules sa direction et sa vitesse de propagation se modifient. Au contraire, la rencontre d'une particule ayant des propriétés électriques et magnétiques différentes de celles du milieu environnant distord le front d'onde. Cette perturbation a deux aspects, d'une part l'onde plane incidente diminue d'intensité et d'autre part, à une distance grande par rapport à la longueur d'onde et au rayon de la particule une nouvelle onde sphérique est observée. L'énergie de cette nouvelle onde est appelée énergie de diffusion. L'énergie totale perdue par l'onde incidente correspond à l'extinction. Suivant le rapport entre la longueur du rayonnement et le diamètre des particules, trois types de diffusion sont distingués : diffusion de Rayleigh, de Mie et diffusion non-sélective.

La diffusion pure s'effectue sans perte d'énergie ; il s'agit en fait d'une simple redistribution en direction. Pour un instrument à large ouverture, les r.e.m. reçus contiendront une fraction des r.e.m. diffusés, il y aura diminution du contraste. Si l'ouverture est faible, il y aura atténuation apparente de l'énergie et dégradation du rapport signal/bruit.

3.4.1 Diffusion de Rayleigh

Elle est due aux molécules de gaz. Ce cas correspond à la limite pour laquelle la longueur d'onde est beaucoup plus grande que le diamètre des particules diffusantes. L'intensité de l'onde diffusée est proportionnelle à $\lambda^{-4}(1 + \cos^2 \theta)$, où θ est l'angle entre les rayons incident et diffusé. La figure 3.4 présente la variation de l'intensité diffusée. La section efficace pour une sphère de diamètre d est donnée par

$$\sigma_s = \frac{2\pi^5 d^6}{3 \lambda^4} \left(\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \right)^2 \tag{3.7}$$

où n est l'indice de réfraction de la particule.

3.4.2 Diffusion de Mie

Le paragraphe précédent décrit l'effet des particules de tailles très petite devant la longueur d'onde du rayonnement incident. Pour les particules plus grande (rayon de 0,1 à 100λ), la théorie de Rayleigh ne s'applique plus, mais une solution exacte peut encore être trouvée en utilisant la théorie de Mie au moins pour des particules sphériques. Ces solutions des équations de Maxwell font appel aux harmoniques sphériques et peuvent être très complexes (voir figure 3.5 par ex).

Les classes de particules diffusantes concernées comprennent les gouttelettes d'eau et les cristaux de glace dont les dimensions vont de quelques microns à quelques centaines de

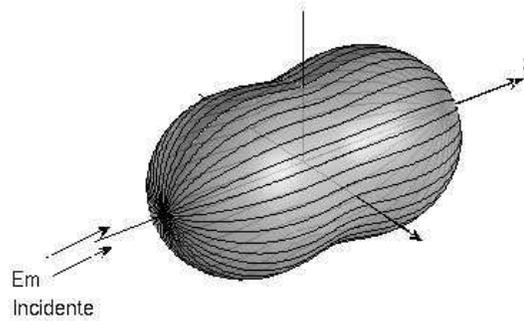


FIG. 3.4: Représentation schématique de la diffusion de Rayleigh.

microns, et les particules diverses, solides ou liquides, qui constituent les aérosols atmosphériques. Les résultats montrent que les propriétés diffusantes varient rapidement en fonction de l'indice de réfraction des particules et du paramètre de Mie, $\eta = 2\pi r/\lambda$, où λ est la longueur d'onde du rayonnement, et r , le rayon de la sphère circonscrite des particules.

3.4.3 Diffusion non sélective ou isotrope

Quand le rayon des particules diffusantes est très petit par rapport à la longueur d'onde, la diffusion est purement isotrope, elle correspond donc à une répartition égale de l'énergie dans toutes les directions.

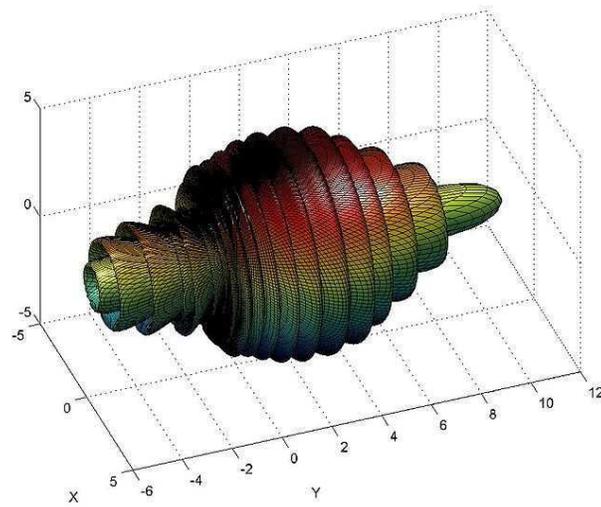


FIG. 3.5: Représentation schématique de la diffusion de Mie pour une particule sphérique d'eau.

Chapitre 4

Interaction Ondes Electro-magnétiques et surface océanique

Les capteurs actifs embarqués sur satellite sont principalement des radars (cependant, ils existent des capteurs utilisant des lasers), ils émettent des ondes électro-magnétiques (ondes radios) qui sont rétro-diffusées par la surface. Seule une petite partie de l'énergie rétro-diffusée, qui contient les informations sur les processus physiques à la surface, est reçue par le capteur. Pour pouvoir utiliser des radars pour l'étude de l'océan il est donc nécessaire de calculer la diffusion des r.e.m., connaissant les propriétés de la surface, et, réciproquement de déduire les caractéristiques de la surface (mais pas nécessairement sa forme exacte) connaissant le champ diffusé. Dans ce chapitre, nous nous intéressons au premier point.

La théorie de la diffusion des ondes radios par la surface océanique est bien connue et elle est en bon accord avec les observations. Cette diffusion suit deux régimes différents. Aux incidences proches de la verticale, l'énergie reçue provient des facettes des vagues qui réfléchissent l'énergie vers le capteur. Lorsqu'on s'éloigne de la verticale, le nombre de facettes diminue rapidement, car pratiquement aucune vague n'a de pente supérieure à 25° . Aux angles d'incidence plus élevés, un autre mécanisme entre en jeu : la diffusion résonnante par les composantes sinusoïdales du spectre des vagues dont la longueur d'onde est égale à la longueur d'onde projetée de l'onde e.m. incidente. Les sinusoïdes se comportent comme une grille de diffraction et l'énergie rétro-diffusée est donnée par l'équation de Bragg.

De nombreux ouvrages traitent de la théorie de la diffusion des ondes électro-magnétiques par des surfaces rugueuses. Le champ diffusé est calculé à partir du champ incident en égalant les champs électriques et magnétiques à travers la surface, sa forme exacte étant connue. Les méthodes mathématiques pour un tel calcul sont variées et souvent complexes, nous nous contenterons ici de donner les solutions qui permettront de comprendre le principe des mesures. Le rapport énergie incidente-énergie reçue s'exprime par la section efficace de rétro-diffusion de la surface qui sera utilisée dans tout le chapitre pour exprimer la rétro-diffusion.

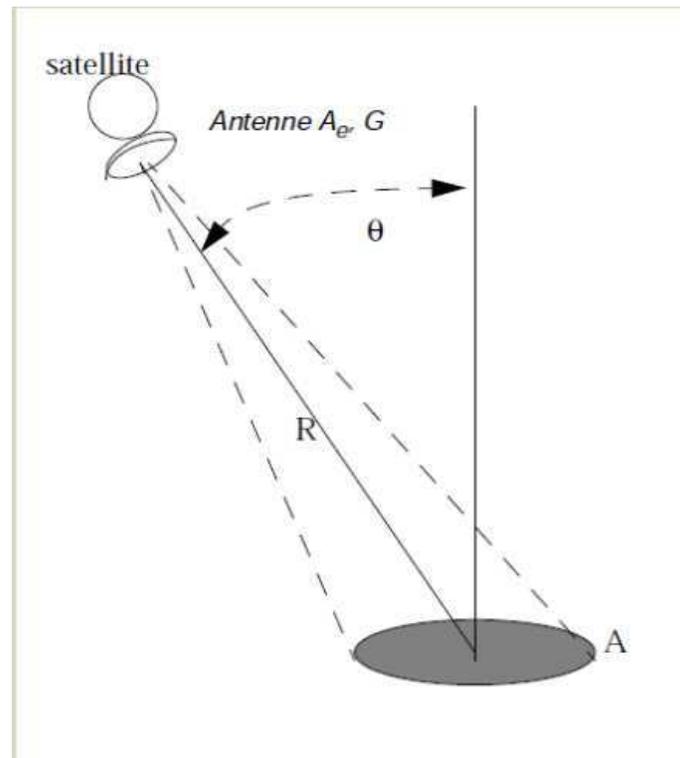


FIG. 4.1: Géométrie d'un radar éclairant une surface A suivant l'angle d'incidence θ et située à la distance R de l'antenne. L'antenne a une surface effective de A_e et un gain G .

4.1 Section efficace de rétro-diffusion

Soit un radar éclairant une surface de l'océan (fig. 4.1). La section efficace de rétro-diffusion de la surface, σ , est définie comme 4π fois le rapport de l'intensité rétro-diffusée I_s et de la puissance incidente (ϕ_i) sur la surface, soit :

$$\sigma = 4\pi A \cos \theta \left(\frac{I_s}{\phi_i} \right) \quad (4.1)$$

où A est la surface éclairée, et θ l'angle d'incidence.

La relation entre la puissance transmise par la radar P_T et la puissance reçue P est donnée par l'équation radar :

$$P = \frac{P_T G}{4\pi R^2} \frac{\sigma}{4\pi} \frac{A_e}{R^2} \quad (4.2)$$

Où G est le gain de l'antenne, A_e la surface effective de l'antenne, R la distance radar/surface.

- Le premier terme de la relation 4.2 représente l'intensité de l'onde incidente à la distance R . La puissance P_T , si on suppose la propagation isotrope, se propage de manière sphérique suivant une sphère de surface $4\pi R^2$. Le gain G représente la variation angulaire de radiance par rapport à l'isotropie due à l'antenne,
- le deuxième terme est l'intensité produite dans la direction du radar par la diffusion d'une surface de section radar efficace σ ,
- le dernier terme représente l'angle solide d'une antenne de surface effective A_e .

Cette surface effective est liée au gain par la relation :

$$A_e = \frac{G\lambda^2}{4\pi} \tag{4.3}$$

où λ est la longueur d'onde radar.

Si on admet que les gains en émission et en réception sont identiques, on obtient comme équation radar :

$$P = \frac{P_T G^2 \lambda^2}{(4\pi)^3 R^4} \sigma \tag{4.4}$$

Cette relation est valide pour une cible ponctuelle de section efficace σ .

Si les cibles sont réparties sur une surface A , la diffusion est décrite par la section efficace par unité de surface σ_0 définie par :

$$\sigma = \int_A \sigma_0 dA \tag{4.5}$$

où A est la surface éclairée par le radar. σ_0 est sans dimension et il est défini par unité de surface et non par unité de surface projetée dans la direction de l'onde incidente. Ainsi une surface Lambertienne, c-à-d. de brillance uniforme, a une section efficace variant avec le cosinus de l'angle d'incidence.

Le problème du calcul de l'intensité rétro-diffusée revient donc à calculer σ_0 connaissant la surface diffusante.

4.2 Théorie des points spéculaires

Pour des angles d'incidence proches de la verticale ($\theta \simeq 0$), la diffusion se fait par les facettes de la surface dont la normale est orientée vers le radar (points spéculaires).

Pour pouvoir calculer l'énergie rétro-diffusée, il faut tout d'abord définir une facette, puis estimer la probabilité pour qu'une facette soit correctement orientée et enfin l'énergie réfléchi par chaque facette.

Mathématiquement, cette approche pour calculer σ_0 , basée sur les facettes, est appelée l'approximation du plan tangent. Deux méthodes générales pour résoudre le problème peuvent être utilisées. Si la solution est trouvée à partir des équations de Maxwell, on parle d'approche de l'optique physique. Si on considère les ondes comme un ensemble de rayons et que l'on calcule la diffusion de ces rayons, on parle alors d'optique géométrique. Ces deux approches basées sur l'approximation du plan tangent donnent les mêmes résultats.

Dans le cadre de l'optique physique, une facette est approchée par une parabolöide elliptique de rayon de courbure r_1 dans le plan x, z et r_2 dans le plan y, z . La diffusion de chaque parabolöide est calculée et on somme ensuite sur la surface éclairée en utilisant la probabilité de distribution des pentes de la surface.

Pour un radar visant suivant la direction x , on obtient ainsi ([Barrick and Lipa(1987), Barrick(1968)]) :

$$\sigma_0 = |R(0)|^2 \sec^4 \theta p(\tan \theta, 0) \tag{4.6}$$

Où $R(0)$ est le coefficient de Fresnel à incidence nulle, θ l'angle d'incidence et $p(\xi_x, \xi_y)$ la densité de probabilité conjointe des pentes ξ_x dans la direction x et ξ_y dans la direction des y , soit :

$$\xi_x = \frac{d\zeta}{dx}, \quad \xi_y = \frac{d\zeta}{dy} \tag{4.7}$$

avec ζ l'élévation de la surface. En supposant que :

$$2\pi r \frac{\cos^3 \theta}{\lambda} \gg 1 \tag{4.8}$$

et en posant $r = \min(r_1, r_2)$. Et en supposant que la distribution des pentes peut être considérée comme Gaussienne et isotrope (ce qui est vraie avec une assez bonne approximation). On obtient alors :

$$\sigma_0 = \frac{|R(0)|^2}{2S^2} \sec^4 \theta \exp\left(\frac{-\tan^2 \theta}{2S^2}\right) \tag{4.9}$$

avec $S^2 = \bar{\xi}^2$ la pente quadratique moyenne de la surface. Il faut remarquer que les pentes doivent être estimées seulement pour les vagues dont la longueur d'onde est supérieure à la longueur d'onde radar.

4.3 Résonance de Bragg

La théorie des points spéculaires ne s'applique que pour une petite gamme d'incidence proche de la verticale. On observe cependant de la diffusion pour tous les angles (figure 4.2-a). L'explication de ce phénomène est connue depuis presque un siècle, mais son application à l'océanographie ne date que de quelques décennies.

Des surfaces possédant des bandes régulières de rugosité se comportent comme des grilles de diffraction. L'énergie est rétro-diffusée suivant des angles qui dépendent de la géométrie de la grille de diffraction et de la longueur d'onde incidente. La diffusion par des grille régulière s'additionnent de manière cohérente à l'infini (en fait loin de la surface), la rétro-diffusion est résonnante (figure 4.2-b). La surface de l'océan pouvant être considérée comme une superposition d'onde planes et la diffusion étant un processus linéaire, chacune des composantes de la surface agit indépendamment comme une grille de diffraction. Dans les limites définies par le spectre des vagues de la surface de l'océan, toutes les longueurs d'onde et tous les angles sont présents, ainsi toutes les ondes e.m. pouvant résonner avec ces vagues seront rétro-diffusées.

Pour calculer la section efficace, on utilise de nouveau l'approche de l'optique physique, mais les conditions limites (à la surface) sont linéarisées (ceci n'implique pas que le processus de diffraction soit non linéaire). On remplace ainsi les vagues de la surface par des courants électriques à la surface moyenne, ceci nécessite que :

$$k_R h \ll 1 \tag{4.10}$$

où $k_R = 2\pi/\lambda$ est le nombre d'onde radar et h la hauteur des vagues. Cette condition est facilement vérifiée pour les ondes décamétriques mais elle est toujours violée par les ondes HF (utilisées en télédétection spatiale). Il faut alors utiliser un modèle composite de surface.

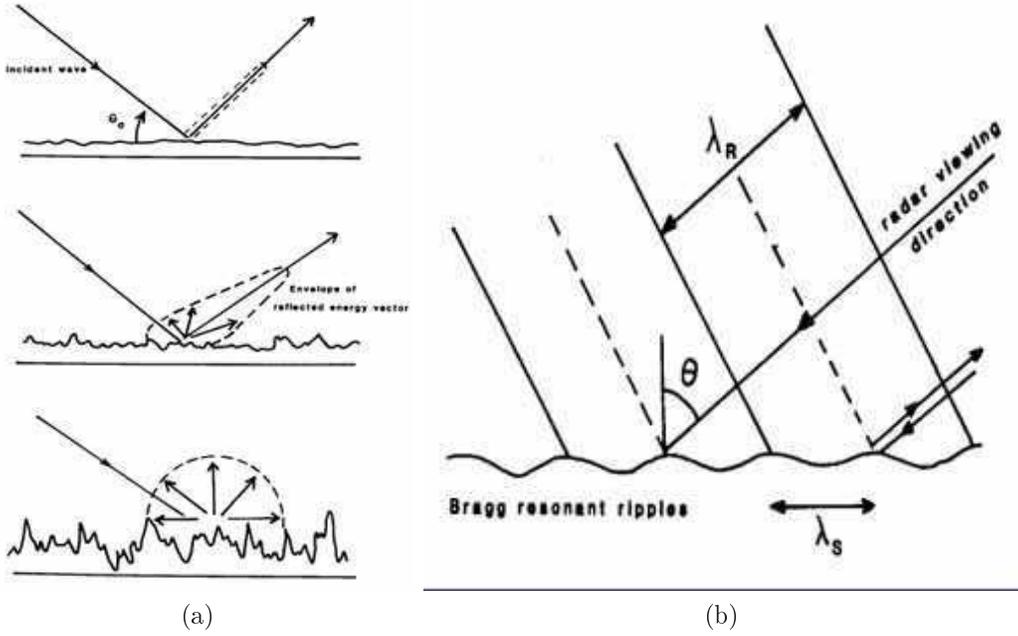


FIG. 4.2: Diffusion des ondes électromagnétique sous incidence oblique. Dessin de gauche, pour une surface lisse (en haut), légèrement rugueuse (au milieu) et très rugueuse (en bas). Dessin de gauche, principe de la résonance de Bragg.

Il faut aussi vérifier que :

$$k_R a \ll 1 \tag{4.11}$$

où a est l'amplitude des vagues responsables de la résonance. Cette condition est pratiquement toujours vérifiée. L'eau devient instable et les vagues déferlent bien avant qu'elles deviennent suffisamment grandes pour influencer la linéarisation de la surface.

On obtient la relation suivante pour la section efficace

$$\sigma_0 = 8\pi k_R^4 |g_{ij}(\theta)|^2 \varphi(2k_R \sin \theta, 0) \tag{4.12}$$

où

$$g_{HH}(\theta) = \frac{(\varepsilon_R - 1) \cos^2 \theta}{(\cos \theta + (\varepsilon_R - \sin^2 \theta)^{1/2})^2} \tag{4.13}$$

$$g_{VV}(\theta) = \frac{(\varepsilon_R - 1) \cos^2 \theta (\varepsilon_R (1 + \sin^2 \theta) - \sin^2 \theta)}{(\varepsilon_R \cos \theta + (\varepsilon_R - \sin^2 \theta)^{1/2})^2} \tag{4.14}$$

et où $\varphi(k_x, k_y)$ est le spectre bidimensionnel des vagues et ε_R la constante diélectrique (complexe) de l'eau de mer. Les indices VV et HH représentent les polarisations de signaux incidents et reçus : VV = polarisation verticale incidente et reçue.

Le spectre des vagues est normalisé de manière que :

$$\bar{\xi}^2 = \int_0^\infty \int_0^\infty \varphi(k_x, k_y) dk_x dk_y \tag{4.15}$$

L'intérêt de la rétro-diffusion pour l'étude des vagues est évident. La section efficace est directement liée au spectre bidimensionnel des vagues. En fait, le spectre étant multiplié par k_R^4 , la section efficace dépend en fait de la pente des vagues.

Pour les ondes radios de haute fréquence, l'eau est un conducteur presque parfait. La constante diélectrique d'un conducteur est donnée par :

$$\varepsilon_R = \varepsilon' - i \frac{\sigma_c}{\varepsilon_0 \omega} \tag{4.16}$$

où σ_c est la conductivité de la surface, ω la fréquence de l'onde et ε_0 la permittivité du vide. Pour un conducteur parfait, $\varepsilon_R \sim -i\infty$ donc :

$$g_{HH}(\theta) \sim \cos^2 \theta \tag{4.17}$$

$$g_{VV}(\theta) \sim 1 + \sin^2 \theta \tag{4.18}$$

La rétro-diffusion d'une onde polarisée verticalement est donc presque indépendante de l'angle d'incidence, par contre les ondes polarisées horizontalement varient en $\cos^4 \theta$.

4.4 Rétro-diffusion par des surfaces composites

Pour calculer la rétro-diffusion des ondes radios par une surface rugueuse on suppose que la surface est caractérisée par 2 échelles : (a) de petites vagues chevauchant (b) des vagues de plus grandes amplitudes et longueurs d'onde.

La diffusion de Bragg par chacune des petites surfaces est calculée en utilisant le spectre local des vagues et l'orientation locale de la surface. On intègre ensuite sur toute la surface en utilisant la densité de probabilité des pentes dues au grandes vagues. La section efficace locale en fonction de l'angle d'incidence local θ_i est alors ([Valenzuela(1978)]) :

$$\sigma_{HH}(\theta_i) = 8\pi k_R^4 \left(\frac{\alpha \cos \delta}{\alpha_i} \right)^2 g_{VV}(\theta_i) + \left(\frac{\sin \delta}{\alpha_i} \right)^2 |g_{HH}(\theta_i)|^2 \varphi(2k\alpha, 2k\gamma \sin \delta) \tag{4.19}$$

où, $\alpha_i = \sin \theta_i$, $\gamma = \cos(\theta + \psi)$, et $\alpha = \sin(\theta + \phi)$, avec ϕ, δ : pentes locales de la surface. Les dépendances angulaires de la rétro-diffusion, (g_{HH}, g_{VV}) sont celles des relations 4.13 et 4.14. Enfin, φ est le spectre de la surface.

L'intégration sur toute la surface donne :

$$\sigma_{HH}(\theta) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \sigma_{HH}(\theta_i) p(\tan \phi, \tan \delta) d(\tan \phi) d(\tan \delta) \tag{4.20}$$

La figure 4.3 présente les gammes d'angles suivant lesquelles les différentes approximations s'appliquent ainsi que les valeurs théoriques typiques et expérimentales de section efficace. Elle montre la très rapide décroissance de la puissance rétrodiffusée avec l'angle d'incidence. Elle montre aussi que l'augmentation de la rugosité diminue la rétrodiffusion aux faibles angles d'incidence et l'augmente pour les forts. Pour les faibles angles d'incidence, la théorie des points spéculaires s'applique, puis la théorie de Bragg pour les angles plus grands. Pour les très grands angles et pour les ondes radio hautes fréquences, les effets d'ombrage de

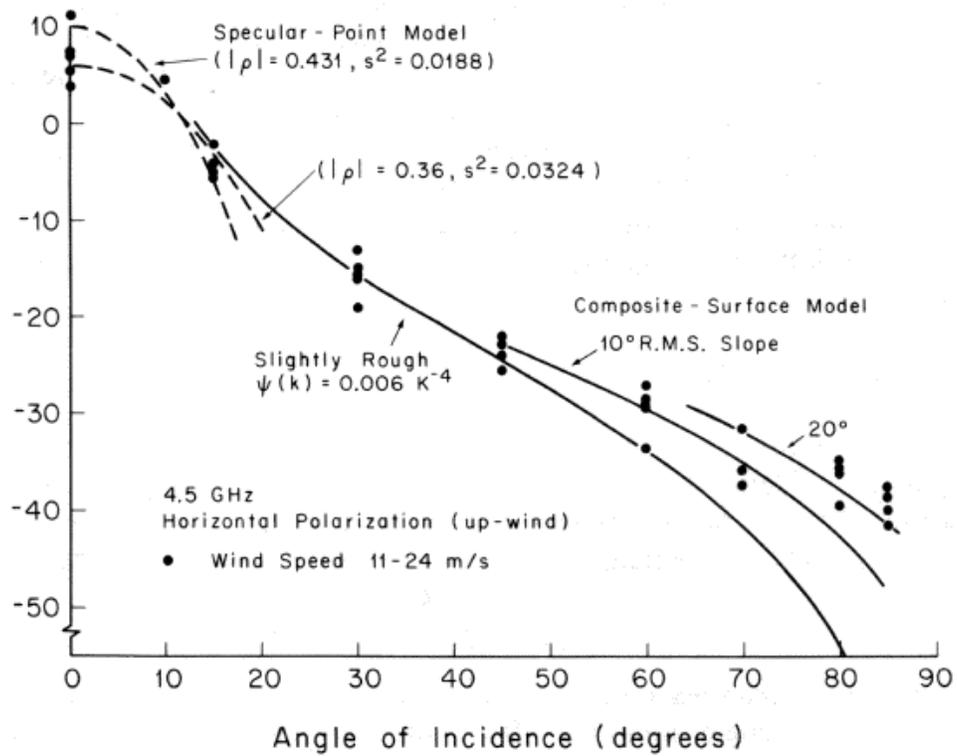


FIG. 4.3: Mécanismes responsables de la rétro-diffusion pour différents angle d'incidence ([Valenzuela(1978)])

la surface deviennent importants. Le déferlement, l'écume, les aérosols influencent aussi la rétro-diffusion. Si l'écume et les aérosols diffusent faiblement il n'en est pas de même du déferlement qui peut produire une forte diffusion locale.

Chapitre 5

Ouvrages de références

Quelques ouvrages de références sur la télédétection de l'océan malheureusement tous en anglais.

- C. Elachi : Spaceborne radar remote sensing : applications and techniques, The Institute of Electrical and Electronics Engineers, Inc., New York, 1988.
- G.A. Maul : Introduction to Satellite Oceanography, Martinus Nijhoff Publ., Dordrecht, 1985.
- I.S. Robinson : Satellite oceanography : an introduction for oceanographer and remote sensing scientists, Ellis Horwood Ltd, Chichester, 1985.
- I.S. Robinson, Measuring the ocean from space, the principles and methods of satellite oceanography, Springer-Praxis Publ, 2004.
- R.E. Stewart : Methods of satellite oceanography, Univ. of California Press, Berkeley, 1984.

Bibliographie

- [Barrick(1968)] Barrick, D. E., 1968 : Rough surface scattering based on the specular point theory. *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, **AP-14**, 449–454.
- [Barrick and Lipa(1987)] Barrick, D. J. and B. J. Lipa, 1987 : Correcting for distorted antenna patterns in CODAR ocean surface measurements. *IEEE J. Oceanic Eng.*, **OE-11 (2)**, 304–309.
- [Parke et al.(1987)Parke, Stewart, Farless, and Cartwright] Parke, M. E., R. H. Stewart, D. L. Farless, and D. E. Cartwright, 1987 : On the choice of orbits for an altimetric satellite to study ocean circulation and tides. *J. Geophys. Res.*, **92**, 11 693–11 708, doi : 10.1029/JC092iC11p11693.
- [Rees(1992)] Rees, W. G., 1992 : Orbital subcycles for earth remote sensing satellites. *International Journal of Remote Sensing*, **13**, 825–833.
- [Segelstein(1981)] Segelstein, D. J., 1981 : The complex refractive index of water. M.S. thesis, University of Missouri-Kansas City.
- [Stewart(1985)] Stewart, R. H., 1985 : *Methods of Satellite Oceanography*. Univ. of Cal. Press, Berkeley, 360 pp.
- [Valenzuela(1978)] Valenzuela, G. R., 1978 : Theories for the interaction of electromagnetic and oceanic waves - A review. *Boundary Layer Meteorology*, **13**, 61–85, doi : 10.1007/BF00913863.