

50376
1977
174-1

50376
1977
174-1

THESE

présentée à

L'UNIVERSITÉ DES SCIENCES
ET TECHNIQUES DE LILLE

pour obtenir le grade de

DOCTEUR ES SCIENCES PHYSIQUES

par

Pierre - Yves DESCHAMPS

*

TELEDETECTION DE LA TEMPERATURE DE LA SURFACE DE LA MER PAR RADIOMETRIE INFRA ROUGE



Soutenue le 27 mai 1977 devant la Commission d'examen

Membres du Jury

M. LACOMBE	<i>Président</i>
M. BERROIR	<i>Rapporteurs</i>
M. COANTIC	
Mme LENOBLE	
M. HERMAN	<i>Examineurs</i>
M. KAPLAN	

B.U. LILLE I



D 030 093874 7

DOYENS HONORAIRES de l'Ancienne Faculté des Sciences

MM. R. DEFRETIN, H. LEFEBVRE, M. PARREAU.

PROFESSEURS HONORAIRES des Anciennes Facultés de Droit
et Sciences Economiques, des Sciences et des Lettres

M. ARNOULT, Mme BEAUJEU, MM. BROCHARD, CHAPPELON, CHAUDRON, CORDONNIER, CORSIN, DECUYPER
DEHEUVELS, DEHORS, DION, FAUVEL, FLEURY, P. GERMAIN, GLACET, HEIM DE BALSAC, HOCQUETTE
KAMPE DE FERIET, KOUGANOFF, LAMOTTE, LASSERRE, LELONG, Mme LELONG, MM. LHOMME, LIEBAERT,
MARTINOT-LAGARDE, MAZET, MICHEL, PEREZ, ROIG, ROSEAU, ROUELLE, SAVARO, WATERLOT, WIEMAN,
ZAMANSKI.

PRESIDENTS HONORAIRES DE L'UNIVERSITE
DES SCIENCES ET TECHNIQUES DE LILLE

MM. R. DEFRETIN, M. PARREAU.

PRESIDENT DE L'UNIVERSITE
DES SCIENCES ET TECHNIQUES DE LILLE

M. M. MIGEON.

PROFESSEURS TITULAIRES

M. BACCHUS Pierre	Astronomie
M. BEAUFILS Jean-Pierre	Chimie Physique
M. BECART Maurice	Physique Atomique et Moléculaire
M. BILLARD Jean	Physique du Solide
M. BIAYS Pierre	Géographie
M. BONNEMAN Pierre	Chimie Appliquée
M. BONNOT Ernest	Biologie Végétale
M. BONTE Antoine	Géologie Appliquée
M. BOUGHON Pierre	Algèbre
M. BOURIQUET Robert	Biologie Végétale
M. CELET Paul	Géologie Générale
M. COEURE Gérard	Analyse
M. CONSTANT Eugène	Electronique
M. DEBOURSE Jean-Pierre	Gestion des Entreprises
M. DELATTRE Charles	Géologie Générale
M. DELHAYE Michel	Chimie Physique
M. DERCOURT Jean	Géologie Générale
M. DURCHON Maurice	Biologie Expérimentale
M. FAURE Robert	Mécanique
M. FOURET René	Physique du Solide
M. GABILLARD Robert	Electronique
M. GONTIER Gérard	Mécanique
M. GRANELLE Jean-Jacques	Sciences Economiques
M. GRUSON Laurent	Algèbre
M. GUILLAUME Jean	Microbiologie
M. HEUBEL Joseph	Chimie Minérale
M. LABLACHE-COMBIER Alain	Chimie Organique
M. LACOSTE Louis	Biologie Végétale
M. LANSRAUX Guy	Physique Atomique et Moléculaire
M. LAVEINE Jean-Pierre	Paléontologie
M. LEBRUN André	Electronique
M. LEHMANN Daniel	Géométrie

Mme LENOBLE Jacqueline	Physique Atomique et Moléculaire
M. LINDER Robert	Biologie et Physiologie Végétales
M. LOMBARD Jacques	Sociologie
M. LOUCHEUX Claude	Chimie Physique
M. LUCQUIN Michel	Chimie Physique
M. MAILLET Pierre	Sciences Economiques
M. MONTARIOL Frédéric	Chimie Appliquée
M. MONTREUIL Jean	Biochimie
M. PARREAU Michel	Analyse
M. POUZET Pierre	Analyse numérique
M. PROUVOST Jean	Minéralogie
M. SALMER Georges	Electronique
M. SCHILTZ René	Physique Atomique et Moléculaire
Mme SCHWARTZ Marie-Hélène	Géométrie
M. SEGUIER Guy	Electrotechnique
M. TILLIEU Jacques	Physique Théorique
M. TRIDOT Gabriel	Chimie Appliquée
M. VIDAL Pierre	Automatique
M. VIVIER Emile	Biologie Cellulaire
M. WERTHEIMER Raymond	Physique Atomique et Moléculaire
M. ZEYTOUNIAN Radyadour	Mécanique

PROFESSEURS SANS CHAIRE

M. BELLET Jean	Physique Atomique et Moléculaire
M. BKOUCHE Rudolphe	Algèbre
M. BODARD Marcel	Biologie Végétale
M. BOILLET Pierre	Physique Atomique et Moléculaire
M. BOILLY Bénoni	Biologie Animale
M. BRIDOUX Michel	Chimie Physique
M. CAPURON Alfred	Biologie Animale
M. CORTOIS Jean	Physique Nucléaire et Corpusculaire
Mme DACHARRY Monique	Géographie
M. DEPREZ Gilbert	Physique Théorique
M. DEVRAINNE Pierre	Chimie Minérale
Mme EVRARD Micheline	Chimie Appliquée
M. GOSSELIN Gabriel	Sociologie
M. GOUDMAND Pierre	Chimie Physique
M. GUILBAULT Pierre	Physiologie Animale
M. HERMAN Maurice	Physique Spatiale
Mme LEHMANN Josiane	Analyse
M. LENTACKER Firmin	Géographie
M. LEROY Jean-Marie	Chimie Appliquée
M. LOUAGE Francis	Electronique
M. MAIZIERES Christian	Automatique
Mlle MARQUET Simone	Probabilités
M. MIGEON Michel	Chimie Physique
M. MONTEL Marc	Physique du Solide
M. MONTUELLE Bernard	Biologie Appliquée
M. NICOLE Jacques	Chimie Appliquée
M. PAQUET Jacques	Géologie Générale
M. RACZY Ladislas	Electronique
M. ROUSSEAU Jean-Paul	Physiologie Animale
M. SLIWA Henri	Chimie Organique
M. WATERLOT Michel	Géologie Générale

MAITRES DE CONFERENCES (Et Chargés d'Enseignement)

M. ADAM Michel	Sciences Economiques
M. ANTOINE Philippe	Analyse
M. BART André	Biologie Animale
Mme BATTIAU Yvonne	Géographie

M. BEGUIN Paul	Mécanique
M. BONNELLE Jean-Pierre	Chimie
M. BOSCOQ Denis	Probabilités
M. BREZINSKI Claude	Analyse Numérique
M. BRUYELLE Pierre	Géographie
M. CARREZ Christian	Informatique
M. COQUERY Jean-Marie	Psycho-Physiologie
M. CORDONNIER Vincent	Informatique
M. COUTURIER Daniel	Chimie Organique
M. CRAMPON Norbert	Géologie
M. CROSNIER Yves	Electronique
M. DEBRABANT Pierre	Géologie Appliquée
M. DEGAUQUE Pierre	Electronique
M. DELORME Pierre	Physiologie Animale
M. DE PARIS Jean-Claude	Mathématiques
M. DHAINAUT André	Biologie Animale
M. DELAUNAY Jean-Claude	Sciences Economiques
M. DERIEUX Jean-Claude	Microbiologie
M. DOUKHAN Jean-Claude	Physique du Solide
M. DUBOIS Henri	Physique
M. DUEE Gérard	Géologie
M. DYMENT Arthur	Mécanique
M. ESCAIG Bertrand	Physique du Solide
M. FAKIR Sabah	Algèbre
M. FLAMME Jean-Marie	Technologie de Construction
M. FOCT Jacques	Génie Mécanique
M. FONTAINE Hubert	Physique
M. FONTAINE Jacques	Electronique
M. FOURNET Bernard	Biochimie
M. GAMBLIN André	Géographie
M. GERVAIS Michel	Gestion des Entreprises
M. GOBLOT Rémi	Algèbre
M. HECTOR Joseph	Géométrie
M. JACOB Gérard	Informatique
M. JOURNEL Gérard	Physique Atomique et Moléculaire
M. KREMBEL Jean	Biochimie
M. LAURENT François	Automatique
M ^{lle} LEGRAND Denise	Algèbre
M ^{lle} LEGRAND Solange	Algèbre
M. LEROY Yves	Electronique
M. LHENAFF René	Géographie
M. LOCQUENEUX Robert	Physique théorique
M. MACKE Bruno	Physique
M. MAHIEU Jean-Marie	Physique Atomique et Moléculaire
M. MESSELYN Jean	Physique Atomique et Moléculaire
M. MIGNOT Fulbert	Analyse Numérique
M. N'GUYEN VAN CHI Régine	Géographie
M. NOTELET Francis	Electrotechnique
M. NUSSEMBAUM Maurice	Sciences Economiques
M. PARSY Fernand	Mécanique
M. PAUPARDIN Colette	Biologie Physiologie Végétales
M. PECQUE Marcel	Chimie Physique
M. PERROT Pierre	Chimie Appliquée
M. PERTUZON Emile	Physiologie Animale
M. PETIT Francis	Chimie Organique
M. PONSOLLE Louis	Chimie Physique
M. POVY Lucien	Automatique
M. RICHARD Alain	Biologie
M. ROGALSKI Marc	Analyse
M. ROY Jean-Claude	Psycho-Physiologie
M. SIMON Michel	Sociologie
M. SOMME Jean	Géographie

M ^{le} SPIK Geneviève	Biochimie
M. STANKIEWICZ François	Sciences Economiques
M. STERBOUL François	Informatique
M. TAILLEZ Roger	Biologie
M. THERY Pierre	Electronique
M. TOP Gérard	Sciences Economiques
M. TOULOTTE Jean-Marc	Automatique
M. TREANTON Jean-René	Sociologie
M. VANDORPE Bernard	Chimie Minérale
M. VILLETTE Michel	Mécanique
M. WALLART Francis	Chimie
M. WERNER Georges	Informatique
M ^{me} ZIN-JUSTIN Nicole	Algèbre

Ce travail a été effectué sous la direction de Madame LENOBLE, Professeur à l'Université de LILLE I, Directeur du Laboratoire d'Optique Atmosphérique, qui m'y a accueilli, puis constamment guidé et soutenu aux cours de ces années de recherche. Je suis particulièrement heureux de pouvoir lui exprimer ici ma profonde reconnaissance.

Monsieur LACOMBE, Membre de l'Institut, Professeur au Museum National d'Histoire Naturelle, a bien voulu accepter de présider ce jury, et je le remercie d'autant plus respectueusement que ses conseils et ses critiques ont suivi ce travail qu'il a soutenu matériellement en tant que Directeur du Laboratoire d'Océanographie Physique.

Je dois à Monsieur LECOMTE d'avoir pris l'initiative de cette étude et d'y avoir constamment et passionnément collaboré ; il en a partagé les heures les plus critiques, et sa contribution y a été beaucoup plus grande que ne le fait apparaître la rédaction qui suit. Je le remercie de cette collaboration fructueuse et souhaite vivement qu'elle continue.

Monsieur KAPLAN, Professeur à l'Université de CHICAGO, me fait le très grand honneur de juger mon travail. Je le prie de trouver ici l'expression de mes sincères remerciements.

Monsieur COANTIC, Maître de Recherche au CNRS, et Monsieur BERROIR, Professeur à l'Université de PARIS VI, ont bien voulu exercer leur critique de spécialiste, et je les en remercie très vivement.

Si aujourd'hui Monsieur HERMAN, Professeur à l'Université de LILLE I, est mon examinateur, je lui dois d'avoir éveillé mon intérêt pour la recherche qu'il a à juger maintenant, et lui en suis fortement reconnaissant.

Ce travail a été financé par le Centre National pour l'Exploitation des Océans, où Messieurs VITUREAU et ROUSSEL ne se sont pas contentés de les soutenir matériellement mais ont apporté également une critique extra universitaire qui s'est avérée bénéfique. Je les prie de trouver ici l'expression de ma reconnaissance.

Je remercie Monsieur le Professeur FAVRE d'avoir mis à notre disposition la soufflerie de l'Institut de la Mécanique Statistique de la Turbulence à Luminy, pour les mesures de refroidissement superficiel.

Ce travail est le résultat d'une recherche en équipe : Mademoiselle DEROO, Messieurs FOUQUART, FUSEY, GONZALES, PHULPIN, PANHALEUX, SERGENT, VANHOUTTE, VERWAERDE, VIOLLIER y ont largement contribué techniquement et intellectuellement. Je les remercie ainsi que tous mes collègues du Laboratoire d'Optique Atmosphérique, pour leur collaboration, et plus particulièrement Madame THEROUX, qui a assuré la frappe de ce texte.

Je remercie également les équipages des avions DC-7/AMOR du Centre d'Essais en Vol de Brétigny, et Monsieur METAYER, pilote du Britain Norman F-OSCB, ainsi que les diverses équipes scientifiques qui ont fourni des données pour cette étude : les océanographes de Laboratoire d'Océanographie Physique de Museum, Messieurs NOEL, STRETTA et VERCESI au Centre de Recherches Océanographiques d'Abidjan, Messieurs PASTRE et TOURNIER à l'Etablissement d'Etudes et de Recherches Météorologiques de la Météorologie Nationale.

J'adresse enfin mes remerciements à tout le personnel de l'U.E.R. de Physique Fondamentale pour l'aide qu'il apporte à la réalisation des travaux de recherche.

SOMMAIRE

INTRODUCTION

CHAPITRE I - GENERALITES SUR LA MESURE RADIOMETRIQUE DE TEMPERATURE DE SURFACE DE L'OCEAN

- I-1 - L'émission infrarouge d'un corps à température T
 - I-2 - La mesure radiométrique de la température de surface de l'eau : mise en évidence des termes d'erreur (Publication 1)
 - I-3 - Signification physique de la température radiométrique mesurée
 - 3-1 - Refroidissement superficiel
 - 3-2 - Echauffement diurne de la couche de surface
 - I-4 - Conclusion
- Bibliographie, chapitre I

CHAPITRE II - LA MESURE A PARTIR D'AVION

- II-1 - Présentation
 - II-2 - Revue des techniques de correction (Publication 2)
 - II-3 - Radiométrie infrarouge polarisée (Publication 3)
 - II-4 - Evaluation de l'erreur atmosphérique entre 10,5 et 12,5 μm
 - II-5 - Choix d'un capteur : scanner ou radiomètre ?
 - II-6 - Conclusion
- Bibliographie, chapitre II

CHAPITRE III - APPLICATIONS OCEANOGRAPHIQUES DU LEVE AERIEN DE TEMPERATURE DE SURFACE

- III-1 - Présentation générale
 - III-2 - Campagnes MEDOC
 - III-3 - Campagnes CAP LOPEZ
 - III-4 - Conclusion
- Bibliographie, chapitre III

CHAPITRE IV - MESURE DE LA TEMPERATURE DE SURFACE A PARTIR DE SATELLITES :
ETUDE DE LA CORRECTION ATMOSPHERIQUE ENTRE 10 et 13 μm

- IV-1 - Introduction
- IV-2 - Importance des termes d'erreur
- IV-3 - Simulation de l'effet atmosphérique dans l'intervalle spectral 10-13 μm
 - 3-1 - Mise en équation
 - 3-2 - Modèle de transmission
 - 3-3 - Résultats
 - 3-3-1 - Variation annuelle au point K
 - 3-3-2 - Part de l'erreur introduite par les diverses couches de l'atmosphère
 - 3-3-3 - Corrélation entre l'erreur totale et la contribution des diverses couches
 - 3-4 - Tests du modèle
 - 3-4-1 - Comparaison à l'estimation empirique de la NOAA
 - 3-4-2 - Comparaison du modèle aux mesures effectuées par le V.H.R.R. des satellites NOAA
- IV-4 - Correction de l'erreur sur la température de surface due à l'émission atmosphérique
 - 4-1 - Correction de l'erreur atmosphérique à partir de données extérieures
 - 4-2 - Estimation statistique de la correction atmosphérique (publication 4)
 - 4-3 - Correction multispectrale entre 10 et 13 μm
 - 4-3-1 - Présentation
 - 4-3-2 - Simulation de la correction multispectrale à 2 canaux (10-13 μm) à partir des radio-sondages au point K
 - 4-3-3 - Optimisation d'un système multispectral à 2 canaux à partir des données du point K
 - 4-3-4 - Optimisation théorique de la correction multispectrale
 - Approximation utilisée
 - Effet de non linéarité

- Optimisation d'un système multispectral à 2 canaux
- Optimisation d'un système multispectral à 3 canaux
- Comparaison et discussion

IV-5 - Conclusion

Bibliographie, chapitre IV

CHAPITRE V - ETUDE DU REFROIDISSEMENT SUPERFICIEL DE L'EAU PAR RADIOMETRIE INFRAROUGE

V-1 - Introduction

V-2 - Présentation théorique du problème

2-1 - Epaisseur équivalente de la couche superficielle

2-2 - Constante de temps du phénomène

V-3 - Etude du refroidissement superficiel en présence de convection libre déclenchée par instabilité gravitationnelle

3-1 - Instabilité gravitationnelle et critère de RAYLEIGH

3-2 - Méthode expérimentale

3-3 - Résultats

3-4 - Comparaison à d'autres résultats

3-5 - Influence de la salinité

V-4 - Destruction de la couche superficielle sous l'influence du vent

4-1 - Mesures du refroidissement superficiel dans la soufflerie de l'I.M.S.T. à Luminy : description

4-2 - Résultats

4-3 - Comparaison à d'autres résultats

4-4 - Conclusion

V-5 - Influence du refroidissement superficiel sur les termes de l'échange

V-6 - Utilisation du refroidissement superficiel pour la mesure du flux perdu par la surface

V-7 - Conclusion

Bibliographie, chapitre V

CHAPITRE VI - DETECTION DE NAPPES D'HYDROCARBURES PAR RADIOMETRIE
INFRAROUGE
(publication 5)

ANNEXE - MODELE DE TRANSMISSION ATMOSPHERIQUE ENTRE 10 ET 13 μm

CONCLUSION

INTRODUCTION

L'immense étendue que constitue les océans est un désert quasiment inhabité ; la connaissance que nous avons du milieu n'est bien souvent que très localisée dans le temps et l'espace, et tout l'art de l'océanographe réside dans sa capacité à étendre et à généraliser des résultats ponctuels à l'ensemble du milieu fluide. Alors que les possibilités d'intervention de l'homme sur l'océan sont limitées par la vitesse de déplacement d'un navire, le vecteur aérospatial offre le moyen de prospecter rapidement de très grandes étendues.

Mais ayant perdu le contact physique avec l'eau, on est obligé de faire appel à la télédétection, c'est-à-dire à la mesure à distance d'un certain nombre de paramètres du milieu marin par l'intermédiaire des ondes électromagnétiques interagissant avec ce milieu. Malheureusement la pénétration de ces ondes dans l'eau de mer est relativement faible et on n'a accès directement qu'à des paramètres de surface : température de surface dans la partie infrarouge et hertzienne du spectre, propriétés optiques de la couche de surface dans la partie visible.

La télédétection de la température de surface par radiométrie infrarouge permet de préciser l'étendue horizontale d'un certain nombre d'événements océanographiques (remontées d'eaux froides, fluctuations tourbillonnaires des frontières de courants, ...) étudiés jusqu'ici de façon plus statique et approfondie par le navire océanographique. Quelques bons exemples ont ainsi été fournis durant les deux dernières décennies, plus particulièrement sur des cas où l'amplitude du front thermique était assez importante pour que les problèmes de précision liés à l'emploi de la télédétection par radiométrie infrarouge puissent être ignorés. Pourtant si nous désirons élargir le champ d'application de cette nouvelle technique et essayer de répondre aux souhaits de l'océanographe habitué à travailler avec des températures ayant deux chiffres après la virgule, un gros effort de méthodologie reste à faire pour corriger et éliminer les diverses causes d'erreur que comporte la mesure radiométrique.

Une seconde motivation nous pousse à améliorer la précision de la télédétection de la température de surface. Les variations clima-

tiques de notre globe sont fortement influencées par la température de surface que définit un certain nombre de paramètres au bas de l'atmosphère. Une variation de 1 K est de ce point de vue significative, et la télédétection de la température de surface de l'ensemble du globe peut fournir sinon la réponse, du moins un des éléments de réponse, à l'incertitude sur l'évolution actuelle du climat de notre planète. Ceci n'est possible qu'avec une précision accrue de cette mesure : le premier pas sera fait en 1977 avec le lancement prévu de TIROS-N qui comportera un système radiométrique (AVHRR : Advanced Very High Resolution Radiometer) devant fournir une précision absolue de 1 K sur les températures de surface de l'ensemble du globe. Mais là aussi l'état actuel de la technique, bien qu'en pleine évolution, est sans aucun doute encore en deçà des désirs exprimés par la discipline et nous invite à dépasser les résultats actuels.

Le travail qui suit a essentiellement pour objectif d'améliorer la précision des mesures radiométriques et le premier chapitre discute des sources d'erreurs possibles : facteurs technologiques (bruit radiométrique et précision de l'étalonnage de l'instrument), facteurs liés à la signification radiométrique du rayonnement mesuré (influence de l'émissivité infrarouge de la surface de la mer, et de l'émission des gaz absorbants sur le trajet radiométrique), facteurs liés à la signification physique de la température superficielle mesurée (variation diurne de la température de surface, phénomène dit de "refroidissement superficiel").

Un deuxième chapitre expose les diverses méthodes qu'il est possible de mettre en œuvre pour la mesure à partir d'un avion. L'effet principal est alors lié à l'émissivité de la surface de la mer et une partie du rayonnement détecté provient du ciel après réflexion sur la surface. La correction peut être faite en employant un radiomètre annexe visant le ciel, ou éliminée en visant la mer à l'angle de BREWSTER ($\approx 45^\circ$) avec un radiomètre à polarisation tel qu'il a été réalisé et essayé au laboratoire. L'émission sur le trajet atmosphérique peut être paramétrisée et calculée, avec une précision suffisante à partir des mesures de température et d'humidité de l'air faites par l'avion. Le choix du capteur lui-même est brièvement discuté : qu'apporte le scanner ou radiomètre à balayage latéral du point de vue de la mesure aérienne ? Nous avons appliqué ces méthodes de mesure lors de plusieurs campagnes de levé aérien de température de surface.

Le troisième chapitre après une revue des applications à

l'océanographie, expose les résultats que nous avons obtenus pour deux exemples caractéristiques. Le premier concerne les levés aériens faits dans le cadre des campagnes MEDOC (1972-1973) qui constituent un excellent test des méthodes de mesure par radiométrie infrarouge puisque l'amplitude totale des variations de la température de surface sur la zone considérée ne dépasse pas 1 K et que des variations de 0,1 K sont significatives. Le second exemple concerne le Golfe de Guinée (Cap Lopez) et est typique de l'application à un phénomène d'amplitude très marquée mais dont la rapidité de l'évolution échappe à l'observation à partir d'un navire océanographique ; ces résultats sont également exemplaires car ils permettent d'envisager d'explorer de façon opérationnelle des zones souvent peu connues et qui sont cependant le siège d'une forte productivité biologique.

L'utilisation du satellite comme vecteur pour l'observation de la température de surface a l'immense avantage de fournir une vue globale de l'ensemble des surfaces marines. Les principales sources d'erreur, en dehors du bruit radiométrique et de la précision de l'étalonnage, sont alors la présence de nuages dans le champ de vue de l'instrument et l'influence de l'émission des gaz absorbants, principalement de la vapeur d'eau sur l'ensemble du trajet atmosphérique. L'élimination des nuages fait principalement appel à un traitement statistique des données. L'erreur due à l'émission de l'atmosphère est plus spécialement envisagée dans le quatrième chapitre. Ses caractéristiques sont étudiées à partir d'une statistique de radiosondages au point K (navire météorologique stationnaire). Plusieurs méthodes d'élimination sont discutées : calcul à partir de radiosondages, corrélations statistiques à d'autres quantités mesurables, correction multispectrale. Cette dernière méthode a particulièrement retenu notre attention car elle sera employée par l'expérience AVHRR sur le satellite TIROS - N (1977), et le choix des longueurs d'onde et du nombre des canaux est discuté en fonction de la précision obtenue.

La réalisation de radiomètres infrarouges ayant une bonne précision nous a conduit à les utiliser pour étudier le phénomène de refroidissement superficiel de la surface de l'eau, (chapitre V). Cette étude a été faite en laboratoire sur une cuve pour obtenir la limite naturelle de l'épaisseur de la couche superficielle thermique, due à la convection déclenchée par instabilité gravitationnelle. La turbulence induite par le vent tend à détruire cet effet et ceci a été observé dans la soufflerie

de l'I.M.S.T. de Luminy. Les conséquences du refroidissement sur l'évaluation des termes de l'échange océan-atmosphère sont discutées.

La détection infrarouge de nappes d'hydrocarbures en mer fait l'objet d'un dernier chapitre. On discute des effets utilisables pour cette détection : plus faible émissivité des hydrocarbures, refroidissement superficiel plus important. On propose des améliorations aux systèmes existants essayés lors d'expériences aériennes de détection.

★
★ ★

CHAPITRE I

GENERALITES SUR LA MESURE RADIOMETRIQUE DE TEMPERATURE DE SURFACE DE L'OCEAN

I-1 - L'EMISSION INFRAROUGE D'UN CORPS A TEMPERATURE T

Le rayonnement infrarouge émis par un corps à la température absolue T est régi par un certain nombre de lois que nous rappelons très brièvement. On trouvera une description plus complète dans HOLTER et al (1962), SMITH et al (1958).

Nous nous intéressons à la mesure de la température d'un corps noir par l'intermédiaire du rayonnement infrarouge qu'il émet selon les lois dites du "corps noir".

Ces lois précisent que le flux énergétique du rayonnement W émis par un corps noir ne dépend que de sa température T

$$W(T) = \sigma T^4 \quad (\text{W.m}^{-2}) \quad , \quad (\text{I-1})$$

avec σ , constante de STEFAN-BOLTZMAN,

$$\sigma = 5,7.10^{-8} \quad \text{W.m}^{-2}.\text{K}^{-4} \quad ,$$

et que l'intensité de ce rayonnement, ou luminance énergétique, est indépendante de la direction dans laquelle il est émis

$$B(T) = \frac{\partial W}{\partial \omega} = \frac{\sigma T^4}{\pi} \quad (\text{W.m}^{-2}.\text{sr}^{-1}) \quad . \quad (\text{I-2})$$

La répartition spectrale de ce rayonnement, ou luminance énergétique monochromatique B_λ ou B_ν , est donnée par la formule de PLANCK

$$B_\lambda(T) = \frac{\partial B}{\partial \lambda} = \frac{2hc^2}{\lambda^5 \left(e^{\frac{hc}{k\lambda T}} - 1 \right)} \quad (\text{W.m}^{-3}.\text{sr}^{-1}) \quad , \quad (\text{I-3})$$

$$B_\nu(T) = \frac{\partial B}{\partial \nu} = \frac{2hc^2 \nu^3}{\nu^2 \left(e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1 \right)} \quad (\text{W.m}^{-1}.\text{sr}^{-1}) \quad ,$$

si l'on préfère exprimer les valeurs monochromatiques en fonction du nombre d'onde $\nu = \frac{1}{\lambda}$;

h est la constante de PLANCK, $h = 6,62.10^{-34}$ J.s,
 c la vitesse de la lumière, $c = 3.10^8$ m.s⁻¹
 k est la constante de BOLTZMANN, $k = 1,38.10^{-23}$ J.K⁻¹.

La luminance monochromatique présente un maximum pour

$$\lambda_{\max} \cdot T = 2897 \text{ (m.K)} \quad (\text{I-4})$$

ce qui correspond à 0,5 μm pour $T = 6000$ K (cas du soleil) et à 10 μm pour $T = 300$ K (émission de la terre).

Corps gris

Un corps gris est un corps qui émet un rayonnement inférieur à celui du corps noir : on lui attribue alors un coefficient d'émissivité ϵ , inférieur à 1, et la formule (I-1) devient

$$W = \epsilon \sigma T^4 \quad (\text{I-5})$$

Nous noterons sa luminance énergétique par

$$I = \epsilon B = \frac{\epsilon \sigma T^4}{\pi} \quad (\text{I-6})$$

En général l'émissivité peut elle-même être fonction de la longueur d'onde

$$I_{\lambda} = \epsilon_{\lambda} B_{\lambda} \quad (\text{I-7})$$

Cas de l'eau

D'après les lois de KIRCHOFF, tout corps émet comme il absorbe, et il s'ensuit que la surface émettrice réfléchit une partie du rayonnement incident avec un coefficient de réflexion

$$r_{\lambda} = (1 - \epsilon_{\lambda}) \quad (\text{I-8})$$

Si le corps gris est constitué par la surface d'un diélectrique d'indice n_{λ}

connu, r_λ et ϵ_λ peuvent être calculés. Ce sera le cas pour l'eau ; r_λ et ϵ_λ dépendent évidemment de la longueur d'onde, mais aussi de l'angle d'incidence sur le milieu, et des paramètres de rugosité de la surface (état de la mer) qui définissent une réflexion plus ou moins spéculaire ou diffuse.

Cas de l'atmosphère

L'atmosphère absorbe une partie du rayonnement incident et on appellera a_λ cette absorption. En appliquant les lois de KIRCHOFF, il s'ensuit qu'elle réémet à sa température propre, selon le même coefficient a_λ : sa transmission est

$$t_\lambda = 1 - a_\lambda \quad (I-9)$$

Si I_{λ_0} est le rayonnement incident à la base, le rayonnement émergent I_λ au sommet est

$$I_\lambda = t_\lambda I_{\lambda_0} + a_\lambda B_\lambda(T) \quad (I-10)$$

L'atmosphère n'étant pas homogène, on devra en général intégrer cette relation sur l'ensemble du trajet atmosphérique, par exemple de p_1 à p_2 (niveau de pression limitant la couche considérée)

$$I_\lambda = t_\lambda(p_1, p_2) I_{\lambda_0} - \int_{p_1}^{p_2} B_\lambda(T(p)) \cdot \frac{d\epsilon_\lambda(p_1, p_2)}{dp} dp. \quad (I-11)$$

I-2 - LA MESURE RADIOMETRIQUE DE LA TEMPERATURE DE SURFACE DE L'EAU : MISE EN EVIDENCE DES TERMES D'ERREUR

La mesure de luminance énergétique émise par un corps au moyen d'un radiomètre infrarouge permet de connaître sa température par l'intermédiaire de la dépendance de la fonction de PLANCK $B_\lambda(T)$ à la température T , si l'on connaît les propriétés du corps considéré : émissivité ou absorption monochromatique.

La précision de la mesure de température de surface dépend de la connaissance de ces propriétés, mais aussi des facteurs technologiques propres au radiomètre employé. Ces derniers ont été discutés plus en détail par DESCHAMPS

(1968) lors de la réalisation d'un radiomètre, et nous rappelons simplement que les deux caractéristiques essentielles caractérisant l'appareil sont le bruit de la mesure ramené à son équivalent en température et exprimé en NET (Noise Equivalent Temperature), et la précision de l'étalonnage en température. Le (NET) est lié à la qualité du détecteur employé et de l'électronique associée ; la précision de l'étalonnage dépend du soin apporté à la calibration et de la fidélité de cet étalonnage qui repose sur le choix et la disposition des composants optiques employés. On rencontre couramment des valeurs de (NET) comprises entre 0,01 et 0,5 K et de précision sur l'étalonnage entre 0,1 et 1 K. Ces ordres de grandeurs sont utiles pour les comparer à l'importance des autres sources d'erreur.

Dans la publication (publication 1) qui suit, on a mis en évidence les deux termes d'erreur liés à la définition du rayonnement infrarouge mesuré. Ils sont dus à :

- l'émissivité de la surface de la mer,
- l'émission des gaz atmosphériques sur le trajet entre l'appareil et la surface de l'eau.

PUBLICATION I

"PROPAGATION LIMITATIONS IN REMOTE SENSING" - AGARD CONF. PROC. N° 90,
AGARD, CP-90-71, 24-1 A 9

Interprétation des mesures de température de la mer
par radiométrie infrarouge *

P.Y. DESCHAMPS, P. LECOMTE, J.C. VANHOUTTE
Laboratoire d'Optique Atmosphérique - Université des
Sciences et Techniques de Lille - France.
Laboratoire d'Océanographie Physique du Muséum
43, rue Cuvier - Paris Ve.

-.--.-.-

Résumé

On étudie la correction qui doit être apportée à une mesure radiométrique de température de surface de la mer pour obtenir la température réelle. La première cause d'erreur est la réflexion sur la surface, du rayonnement du ciel ; elle est étudiée à partir des mesures effectuées au niveau de la mer. La deuxième cause d'erreur est la transmission de la couche d'air entre la mer et le radiomètre ; elle est évaluée théoriquement. On espère en effectuant ces corrections pouvoir déduire la température absolue de surface à partir de mesures aériennes avec une précision de l'ordre de 0,1 degré.

1/ Introduction

Le travail que nous présentons ici a pour but de préciser les erreurs intervenant lors d'une mesure aérienne de la température de la mer, par radiométrie infrarouge. Celle-ci permet couramment d'obtenir une bonne résolution en valeur relative (quelques centièmes de degré C), malheureusement la précision sur la température absolue de l'eau est beaucoup moins bonne (1 ou 2 degrés C). Il semble assez important d'évaluer les corrections nécessaires, pour obtenir une précision absolue de l'ordre de 0,1 degré C, susceptible d'intéresser vivement les océanographes.

2/ Mise en évidence des termes d'erreur

Un radiomètre est généralement étalonné en mesurant le rayonnement I émis par un corps noir à la température T , dans un domaine spectral où la fonction filtre du radiomètre a une transmission τ_λ . Nous appellerons $I_\lambda(T)$ la luminance monochromatique énergétique du corps noir à la température T .

$$I(T) = \int_0^\infty \tau_\lambda I_\lambda(T) d\lambda \quad (1)$$

La mer est un corps noir imparfait et a une émissivité ϵ_λ . Le rayonnement émis par l'eau à la température T est en réalité :

$$I'_\lambda(T) = \epsilon_\lambda I_\lambda(T) + (1-\epsilon_\lambda) I_{\lambda S} = I_\lambda(T) + (1-\epsilon_\lambda) (I_{\lambda S} - I_\lambda(T)) \quad (2)$$

où $I_{\lambda S}$ est la luminance énergétique monochromatique du rayonnement émis par le ciel et reçu à la surface de la mer.

L'atmosphère n'est pas parfaitement transparente, et la luminance effectivement reçu par l'appareil placé à l'altitude z est :

$$I''_\lambda(T) = \tau_{\lambda a}(z) (I'_\lambda(T)) - \int_0^z \tau_\lambda(T_a(\xi)) \frac{d\tau_{\lambda a}(\xi)}{d\xi} d\xi \quad (3)$$

où $\tau_{\lambda a}(\xi)$ est la transmission monochromatique d'une couche atmosphérique d'épaisseur ξ , et $T_a(\xi)$ la température de l'air à la distance ξ de l'appareil, donc à l'altitude $z - \xi$.

* Ce travail a fait l'objet d'une aide financière de la part du Centre National pour l'Exploitation des Océans.

24-2

En tenant compte de (1) et de $\tau_{\lambda a}(z) = 1 + \int_0^z \frac{d\tau_{\lambda a}(\xi)}{d\xi} d\xi$, on aboutit à l'expression :

$$I''(T) = I_{\lambda}(T) + (1-\epsilon_{\lambda}) (I_{\lambda S} - I_{\lambda}(T)) - \int_0^z (I_{\lambda}(T_a(\xi)) - I'_{\lambda}(T)) \frac{d\tau_{\lambda a}(\xi)}{d\xi} d\xi \quad (4)$$

Le rayonnement I'' reçu par l'appareil est alors

$$I''(T) = I(T) + \int_0^{\infty} \tau_{\lambda}(1-\epsilon_{\lambda})(I_{\lambda S} - I_{\lambda}(T)) d\lambda - \int_0^{\infty} \tau_{\lambda} \int_0^z (I_{\lambda}(T_a(\xi)) - I'_{\lambda}(T)) \frac{d\tau_{\lambda a}(\xi)}{d\xi} d\xi d\lambda \quad (5)$$

On voit ainsi apparaître deux termes d'erreurs correspondant l'un à la réflexion sur la surface de l'eau, l'autre à la transmission de l'atmosphère.

La mesure de $I''(T)$ conduit en se rapportant à l'étalonnage effectué à l'aide d'un corps noir, à une température radiométrique apparente de l'eau T_{rad} , et nous avons donc une erreur ΔT

$$\Delta T = T_{rad} - T \quad (6)$$

avec

$$I''(T) = I(T_{rad}) \quad (7)$$

En utilisant un développement limité au premier ordre au voisinage de T :

$$I''(T) - I(T) = (T_{rad} - T) \frac{dI(T)}{dT} = \Delta T \int_0^{\infty} \tau_{\lambda} \frac{dI_{\lambda}(T)}{dT} d\lambda \quad (8)$$

d'où en utilisant (5)

$$\Delta T = \Delta T_{réfl} + \Delta T_{trans} \quad (9)$$

$$\Delta T_{réfl} = \frac{\int_0^{\infty} \tau_{\lambda}(1-\epsilon_{\lambda})(I_{\lambda S} - I_{\lambda}(T)) d\lambda}{\int_0^{\infty} \tau_{\lambda} \frac{dI_{\lambda}(T)}{dT} d\lambda}, \text{ erreur due à la réflexion.} \quad (10)$$

$$\Delta T_{trans} = - \frac{\int_0^{\infty} \tau_{\lambda} \int_0^z (I_{\lambda}(T_a(\xi)) - I'_{\lambda}(T)) \frac{d\tau_{\lambda a}(\xi)}{d\xi} d\xi d\lambda}{\int_0^{\infty} \tau_{\lambda} \frac{dI_{\lambda}(T)}{dT} d\lambda}, \text{ erreur due à la transmission.}$$

L'erreur due à la réflexion apparaît de la même façon quelque soit l'altitude de l'appareil et nous l'avons étudiée systématiquement pour l'interprétation de nos mesures effectuées en Méditerranée sur la Bouée Laboratoire du CNEXO (1) ; les résultats de ce travail sont résumés dans le paragraphe 3.

Pour l'erreur due à la transmission qui n'apparaît que pour les mesures faites en avion, nous ne disposons pas encore de résultats expérimentaux et nous présenterons seulement une première évaluation théorique dans le paragraphe 4.

3/ Erreur due à la réflexion sur la surface de l'eau

Dans l'expression (10) le dénominateur dépend très peu de la température T de l'eau dans une gamme assez large de température et peut être calculé théoriquement pour les conditions moyennes d'une campagne. Seul le numérateur dépend des conditions expérimentales de chaque mesure. S'il est assez difficile de le mesurer, une autre quantité est directement accessible :

$$\int_0^{\infty} \tau_{\lambda}(I_{\lambda S} - I_{\lambda}(T)) d\lambda = \Delta W \quad (12)$$

et nous allons définir un coefficient ϵ^* tel que

$$\int_0^{\infty} \tau_{\lambda} (1 - \epsilon_{\lambda}) (I_{\lambda S} - I_{\lambda}(T)) d\lambda = (1 - \epsilon^*) \int_0^{\infty} \tau_{\lambda} (I_{\lambda S} - I_{\lambda}(T)) d\lambda \quad (13)$$

Il est évident que cet ϵ^* dépendra de la répartition spectrale de $I_{\lambda}(T)$ qui se modifie très légèrement avec T , et surtout de celle de $I_{\lambda S}$ très variable selon l'état du ciel. L'introduction de ϵ^* ne présente évidemment d'intérêt que si ces variations sont assez faibles, ce qui sera vérifié plus loin.

3-1/ Etude théorique

Le coefficient ϵ^* peut être calculé théoriquement, si on se fixe la température de la mer et le rayonnement du ciel $I_{\lambda S}$. C'est ce que nous avons fait à titre d'exemple pour deux modèles de ciel (clair et couvert) établis de façon empirique à partir des données de OETJEN et Coll (2). Nous avons pris le cas d'une réflexion parfaitement spéculaire sur une surface plane. Le coefficient de réflexion monochromatique nous a été communiqué par PONTIER (3). La courbe de transmission spectrale du filtre utilisé (8-14 microns) est donnée en figure (1). Nous avons obtenu pour $T = 285$ K les résultats donnés au tableau 1.

Tableau 1

	ΔW $\mu W \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1}$	$1 - \epsilon^*$
ciel clair	2090	0,0135
ciel couvert	1080	0,0126

3-2/ Etude expérimentale

La figure (2) donne le schéma synoptique du radiomètre réalisé au laboratoire (4) et utilisé sur la Bouée-Laboratoire du CNEOX ; la précision sur la mesure de la température apparente est de l'ordre de $\pm 0,02$ degré C. Simultanément pour mesurer l'énergie émise par le ciel nous avons construit un radiomètre auxiliaire très simple composé essentiellement d'une thermopile Kipp placée dans une enceinte thermostatée et utilisant un filtre ayant la même bande passante que celle du radiomètre principal.

De très nombreuses mesures ont été effectuées, et nous ne présenterons ici que les résultats pour la période du 1er au 15 février 1970. Les données recueillies sont réparties en classes selon les paramètres météorologiques suivants : vent, écart entre température de l'eau et de l'air, humidité, afin de dégager leur influence. Une première étude a permis de se rendre compte que le seul paramètre important était le vent. Pour chaque classe de vent (0 à 3, 4 à 7, 8 à 15, 16 à 34 et au delà de 35 noeuds), on a tracé le nuage de point représentant ΔT en fonction de ΔW . La figure 3 montre l'allure d'un de ces nuages ; $\Delta T = T_{\text{eau}} - T_{\text{rad}}$ est la différence existante entre la température de l'eau mesurée par un moyen classique à quelques centimètres au dessous de la surface et la température de l'eau mesurée à l'aide du radiomètre ; ΔW est la différence entre l'énergie émise par le ciel et l'énergie émise par l'eau définie par (12) et mesurée avec le radiomètre auxiliaire.

Les nuages de points ont été exploités par une méthode de moindres carrés pour obtenir une droite de régression représentant au mieux ΔT en fonction de ΔW . Les résultats sont présentés dans le tableau 2.

Tableau 2

Vent (noeuds)	0-3	4 - 7	8 - 15	16 - 34	35 - 98
Nombre de mesures	588	145	1112	1486	472
Pente de la droite	3745	3208	3109	2385	2200
$1 - \epsilon^*$	0,0202	0,0174	0,0168	0,0129	0,0117
Ordonnée à l'origine °C	+ 0,07	- 0,02	+ 0,02	+ 0,06	+ 0,06
Coefficient de corrélacion	0,818	0,908	0,895	0,750	0,729

On a représenté sur le même graphique (figure 4), la courbe obtenue à partir du calcul théorique et les droites correspondantes aux différentes classes de vent.

3-3/ Discussion

On trouve donc expérimentalement une relation linéaire entre ΔW et ΔT , qui peut permettre d'expliquer totalement (puisque l'ordonnée à l'origine des droites est pratiquement nulle) la différence entre la température radiométrique et la température de la masse d'eau par la réflexion à la surface du rayonnement du ciel ; ceci exige d'admettre un coefficient de réflexion de la surface variant de 0,020 par calme plat à 0,012 par mer fortement agitée.

Par contre le coefficient de réflexion théorique pour une surface plane d'eau pure n'est que de 0,013 ; si on effectue la correction sur nos mesures avec ce coefficient, il reste une différence de température entre la masse et la surface de l'ordre de 0,4 °C maximum par temps clair et mer calme.

Deux hypothèses sont donc possibles :

- le coefficient de réflexion de la mer est voisin de 0,013 et la différence de température restant entre la masse et la surface est réelle ; le fait qu'elle soit proportionnelle à ΔW signifierait qu'elle est due à un refroidissement radiatif de surface ; l'agitation tendrait à empêcher l'établissement de cette couche froide de surface ;
- le coefficient de réflexion de la mer varie entre 0,012 et 0,020 suivant son état et la température réelle de surface est bien égale à celle de la masse.

Pour choisir entre ces deux hypothèses, il faut une étude précise du coefficient de réflexion de la mer ; cette étude est en cours. Quand on en aura les résultats, on pourra calculer le $\Delta T_{\text{réfl}}$ à partir de ΔW avec une précision de l'ordre de 0,05 °C.

4/ Erreur due à la transmission de l'atmosphère

Nous avons vu que l'erreur due à la transmission pouvait s'exprimer par la formule (11). Nous poserons

$$I'_{\lambda}(T) = I_{\lambda}(T') \quad (14)$$

ou T' est la température apparente de l'eau au niveau de l'eau

$$T' = T + \Delta T_{\text{réfl}} = T \quad (15)$$

car l'erreur due à la réflexion est toujours inférieure au degré C. Au premier ordre près,

$$I_{\lambda}(T_a(\xi)) - I_{\lambda}(T') = (T_a(\xi) - T') \frac{dI_{\lambda}(T)}{dT} \quad (16)$$

d'où

$$\Delta T_{\text{trans}} = - \int_0^z (T_a(\xi) - T') \frac{\int_0^{\infty} \tau_{\lambda} \frac{dI_{\lambda}(T)}{dT} \frac{d\tau_{\lambda a}(\xi)}{d\xi} d\lambda}{\int_0^{\infty} \tau_{\lambda} \frac{dI_{\lambda}(T)}{dT} d\lambda} d\xi \quad (17)$$

En posant

$$\tau^{\#}(\xi) = \frac{\int_0^{\infty} \tau_{\lambda} \frac{dI_{\lambda}(T)}{dT} \tau_{\lambda a}(\xi) d\lambda}{\int_0^{\infty} \tau_{\lambda} \frac{dI_{\lambda}(T)}{dT} d\lambda} \quad (18)$$

on peut écrire

$$\Delta T_{\text{trans}}(z) = - \int_0^z (T_a(\xi) - T') \frac{d\tau^{\#}(\xi)}{d\xi} d\xi \quad (19)$$

Nous avons calculé à titre d'exemple $\tau^{\#}(\xi)$ pour le filtre de la figure 1 en tenant compte de l'absorption du CO_2 (concentration $3,3 \cdot 10^{-4}$) et de la vapeur d'eau avec diverses concentrations (5, 10, 20 g.m^{-3}). La figure 5 donne $(1 - \tau^{\#}(\xi))$ dans les différentes conditions, en fonction de ξ exprimé en mètres. Nous avons utilisé les données de WYATT et PLASS (5) pour l'absorption du CO_2 et celles de SAIEDY (6) pour l'absorption de H_2O .

La figure 5 montre que la plus grande partie de l'absorption se produit dans les 100 ou 200 premiers mètres, près de l'observateur.

Dans le cas d'une couche d'air à température homogène T_a , l'erreur s'exprime simplement par

$$\Delta T_{\text{trans}}(z) = (1 - \tau^{\#}(z)) (T_a - T') \quad (20)$$

Le cas le plus fréquent est celui d'un gradient linéaire de température entre l'eau et l'altitude de l'observation.

$$T_a(z) = T + \alpha z \quad (21)$$

nous avons calculé l'erreur en fonction de l'altitude z pour ce cas à partir de (19).

Sur la figure 6, on a $\frac{\Delta T_{\text{trans}}(z)}{\alpha}$ en fonction de z pour diverses concentrations de vapeur d'eau. On a cherché à en donner une expression analytique approchée et l'on trouve :

$$\Delta T_{\text{trans}}(z) = (T_a(z) - T) (0,052 + (0,031 + 0,0036 p)z) \quad (22)$$

où z est l'altitude de la mesure exprimée en km, p est la concentration de vapeur d'eau en g.m^{-3} . Cette formule empirique a l'avantage d'exprimer le terme correctif à partir de paramètres facilement mesurables ; il reste évidemment à la tester expérimentalement.

Il faut souligner que les calculs ont été faits sur un filtre passant de 8 à 14 microns, et que l'atmosphère présente une forte absorption due au CO_2 à partir de 12,5 microns. Les valeurs de $1 - \tau^{\#}(z)$ et le ΔT_{trans} seraient beaucoup plus faibles si l'on limitait la bande passante du filtre à 12,5 microns.

5/ Conclusion

Nous avons mis en évidence deux types d'erreurs intervenant au cours de la mesure radiométrique à distance de la température de la mer. Chacune de ces erreurs peut-être évaluée séparément à partir de paramètres mesurables au niveau de l'avion :

24-6

- énergie reçue du ciel dans la même bande spectrale que le radiomètre (I_{AS} varie peu avec l'altitude),
- température de l'air et humidité,
- altitude du vol,
- éventuellement état de la mer,
- et d'une connaissance approximative de la température T de la mer.

Nous pensons que l'erreur due à la réflexion à la surface de l'eau peut-être évaluée à $\pm 0,05$ degré C, à l'aide de coefficients trouvés expérimentalement. L'erreur due à la transmission de l'atmosphère devrait pouvoir être appréciée avec une précision équivalente, à partir d'une formule semblable à celle qui est proposée. Il serait donc possible d'espérer une précision absolue de $\pm 0,1$ degré C sur la mesure aérienne de la température de l'eau dans la fenêtre atmosphérique autour de 10 microns.

Une autre méthode de correction de la température radiométrique a été proposée par SAUNDERS (7): par inclinaison du radiomètre d'un angle de 60° autour de la verticale, on double statistiquement les deux erreurs. La précision d'une telle correction serait de l'ordre de $0,2$ degré C. Cependant elle présente les inconvénients suivants :

- l'angle de 60° doit être repéré avec une bonne précision, l'erreur variant très rapidement autour de cet angle ; or l'assiette d'un avion est susceptible de variations
- l'erreur de réflexion est évaluée en utilisant le fait que le coefficient de réflexion double au voisinage de l'incidence 60° . Dans le cas d'un ciel variable et partiellement nuageux, cette méthode devient peu sûre.

Pour ces raisons, il nous semble qu'il sera possible d'obtenir une meilleure précision en essayant de corriger chacun des termes séparément et de façon continue, comme nous l'avons indiqué.

Références

- 1 - LECOMTE P., DESCHAMPS P.Y. - Mesure de la température superficielle de l'océan au moyen d'un radiomètre infrarouge. - Cahiers Océanographiques XXII, 2, p 155, février 1970.
- 2 - OETJEN R.R., BELL E.E., YOUNG J., EISNER L. - Spectral Radiance of Sky and Terrain at Wavelengths between 1 and 20 Microns. - Journal of the Optical Society of America, vol 50, n° 12, p 1308, 1960.
- 3 - PONTIER L., DECHAMBENOY C. - Mesure du pouvoir réflecteur monochromatique de l'eau sous incidence normale entre 1 et 38 microns. - Annales de Géophysiques, vol 51, n° 3, p 462, 1965.
- 4 - DESCHAMPS P.Y. - Thèse de 3ème cycle - Lille - 1968.
- 5 - STULL V.N., WYATT P.J., PLASS G.N. - The Infrared Transmittance of Carbon Dioxide. - Applied Optics, vol 3, n° 2, p 243, 1964.
- 6 - SAIEDY F. - Thesis - London - 1960.
- 7 - SAUNDERS P.M. - Aerial Measurement of Sea Surface Temperature. - Journal of Geophysical Research, vol 72, n° 16, p 4109, 1967.

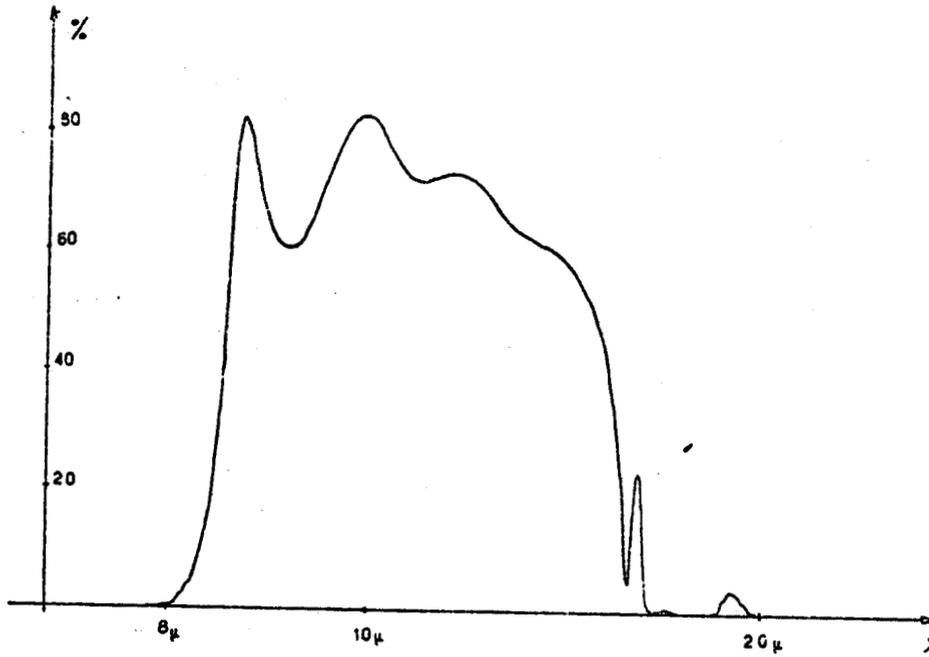


Figure 1 Transmission du filtre fonction de la longueur d'onde.

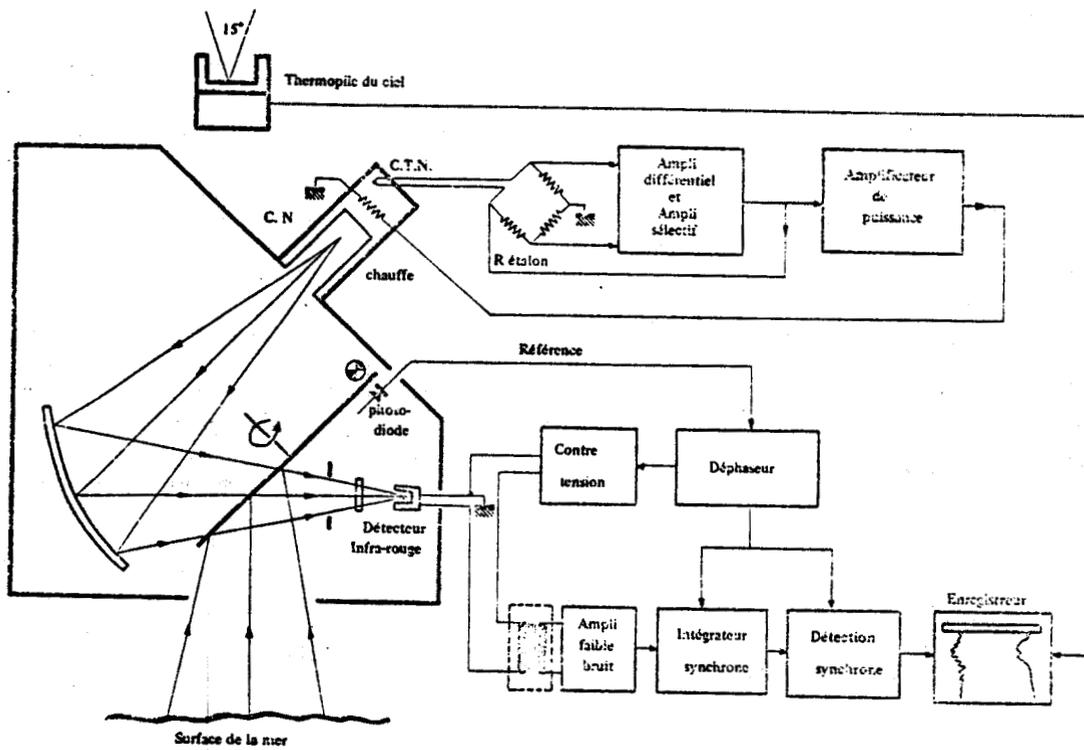


Figure 2 Schéma synoptique du radiomètre



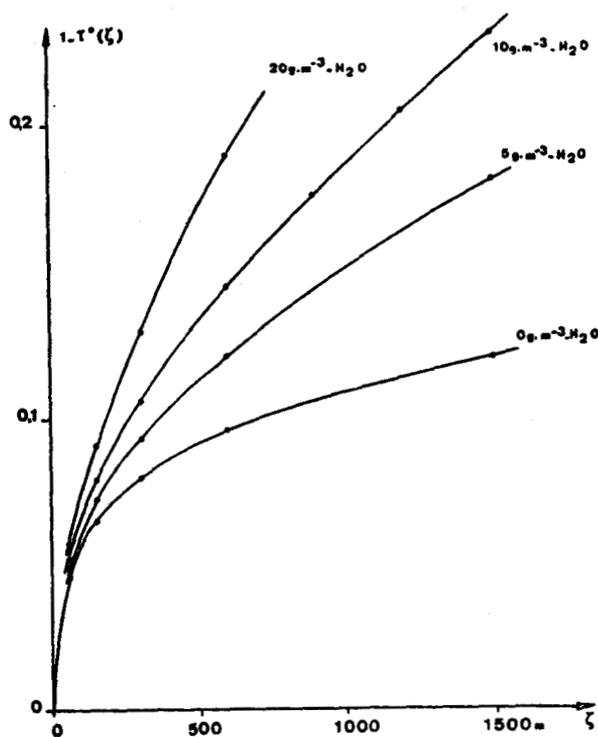


Figure 5 Absorption de l'atmosphère $1 - T^*(\xi)$ en fonction de la longueur du trajet ξ , et pour diverses concentrations de vapeur d'eau (8 à 14 microns).

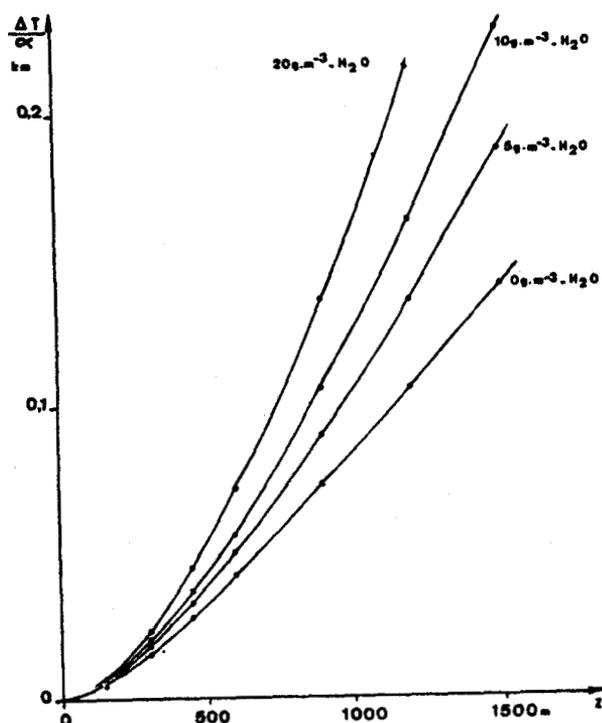


Figure 6 Erreur de transmission en fonction de l'altitude de mesure pour un gradient linéaire de température d'air $T_a(z) = T + az$ (8 à 14 microns).



Il ressort de cette étude que l'on peut séparer théoriquement l'influence des termes d'erreur, effet de réflexion et effet atmosphérique, l'interaction entre les deux effets n'intervenant qu'au second ordre. Il convient d'autre part de faire les remarques additionnelles suivantes qui permettent d'actualiser ce travail réalisé en 1971.

Il a été mis en évidence à partir des mesures expérimentales (LECOMTE et DESCHAMPS (1970)) un écart entre l'effet de surface observé et le coefficient de réflexion théorique et deux hypothèses ont été avancées : influence de la vitesse du vent ou refroidissement superficiel. Depuis, le coefficient de réflexion a été calculé en tenant compte de l'état de surface relié à des vitesses de vent jusqu'à 15 m.s^{-1} (voir figure 5 de la publication 3 au chapitre II) : la variation du coefficient de réflexion est inférieure à 5 %. Il a donc été possible de conclure à l'existence dans ces mesures faites sur la Bouée Laboratoire d'un phénomène de refroidissement superficiel aux faibles vitesses de vent. Ceci a été confirmé par des mesures faites par la suite en laboratoire et en soufflerie. Le chapitre V développe plus particulièrement les mesures ultérieures sur le refroidissement superficiel et leur interprétation. On peut par ailleurs conclure à la validité du coefficient de réflexion calculé théoriquement pour l'intervalle 8-14 μm .

L'évaluation de l'influence du trajet atmosphérique est reprise et discutée au chapitre II.

I-3 - SIGNIFICATION PHYSIQUE DE LA TEMPERATURE RADIOMETRIQUE MESUREE

La température radiométrique mesurée correspond physiquement à celle d'une couche superficielle très fine dont l'épaisseur est donnée par la pénétration moyenne du rayonnement infrarouge dans l'eau (10 à 20 μm) dans la fenêtre infrarouge entre 8 et 14 μm . Cette température superficielle peut différer notablement de la température de la masse d'eau classiquement mesurée à une profondeur de quelques dizaines de centimètres. Deux effets interviennent : le refroidissement de la couche superficielle et l'échauffement diurne de la couche de surface.

I-3-1 - Refroidissement superficiel

Le refroidissement superficiel est lié à l'existence près de l'inter-

face eau-air d'une couche d'épaisseur de l'ordre du millimètre dans laquelle la turbulence devient très faible : les échanges se font alors uniquement par conduction thermique, et le flux total perdu en surface provoque un refroidissement superficiel qui peut atteindre quelques dixièmes de degré K, principalement aux faibles vitesses de vent. Ce point est discuté de façon détaillée par la suite (chapitre V).

I-3-2 - Echauffement diurne de la couche de surface

L'absorption du flux solaire dans la couche de surface crée un gradient thermique assez important qui peut se développer pendant la journée sur plusieurs mètres et atteindre une amplitude de plusieurs degrés K dans certaines conditions (fort ensoleillement, vents modérés) ; par contre lors de la nuit le flux perdu en surface contribue à annuler le gradient ainsi créé et la couche de surface tend à redevenir homogène à la fin de la nuit. Ceci se traduit par une variation diurne de la température de surface qui peut être gênante pour l'exploitation des mesures : il est bien connu que la température de l'eau passe par un minimum vers 3 à 6 heures locales et par un maximum vers 15 heures (KRAUS, 1972).

Il semble que la température la plus significative du point de vue de l'évolution à long terme soit obtenue lors du minimum nocturne lorsque la couche de surface est plus homogène. Un exemple caractéristique nous a été donné à partir d'un enregistrement effectué sur la Bouée-Laboratoire (18-31 juillet 1969, campagne COFRASOV) des températures en surface, à - 5 m, - 10 m, - 15 m, - 20 m, - 30 m, - 60 m, dans l'eau (figure I-1).

Jusqu'au 29 juillet, les vents restent assez faibles et inférieurs à 8 m.s^{-1} , et dans ces conditions on observe une oscillation diurne permanente de la température de surface. L'amplitude de cette oscillation est assez variable et dépend certainement de nombreux facteurs (ensoleillement, vitesse du vent, structure de la couche de surface). Son amplitude moyenne est de 2° C , et atteint parfois 4° C . Cette variation journalière n'est pas du tout perçue au niveau - 5 m.

Les minima de température en surface sont bien marqués et se produisent tous entre 3 et 6 heures du matin. Lors de ces minima, elle rejoint la température des couches plus profondes (-5 m au début de la période), et une couche homogène de plusieurs mètres se forme en surface. Jusqu'au 29 juillet, les eaux de surface étaient en réchauffement. Il est intéressant de noter que cela se traduit par une évolution lente et régulière de la température des minima,

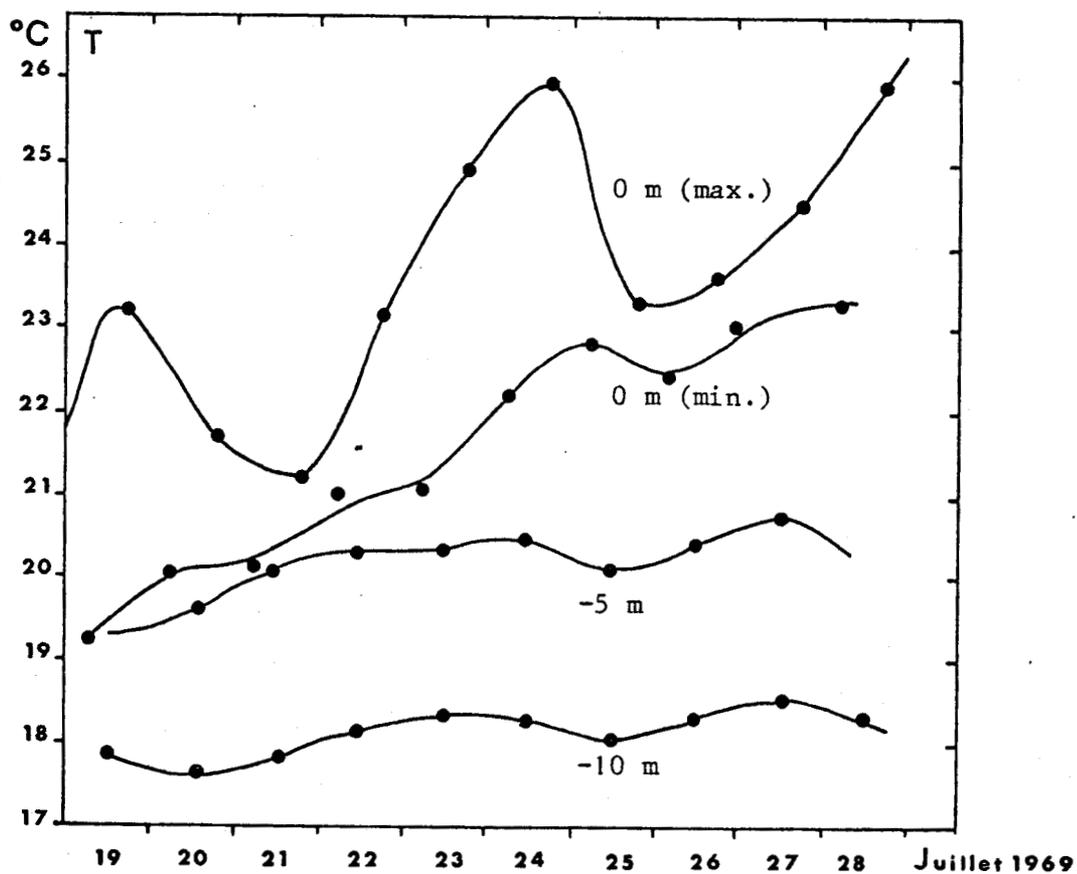


FIGURE I - 1 : Evolution des températures journalières
(Campagne COFRASOV) : températures maxi-
males et minimales de l'eau en surface, et
températures à 5 et 10 m de profondeur.



de 19,5° C le 19 juillet à 23° C le 28 juillet. Aux niveaux - 5 m et - 10 m correspond un léger échauffement de 1° C et 0,5° C respectivement (figure I-1). Par contre, l'évolution de la température des maxima est beaucoup plus erratique et traduit mal cet échauffement régulier.

Les maxima de température se produisent aux alentours de 15 heures. Au cours de l'évolution diurne, les écarts entre les températures de l'eau en surface et de l'air à + 15 m étaient faibles et inférieurs à 1° C, montrant le couplage important existant à l'interface air-mer. Par ailleurs, si l'on s'intéresse aux échanges d'énergie entre l'air et l'eau qui sont directement liés à la valeur de la température de surface, on ne peut pas toujours négliger cette variation diurne.

Du point de vue de l'utilisation des données de températures de surface fournies par un satellite, le champ de température le plus significatif est obtenu vers 3 heures locales le matin, heure à laquelle la couche de surface est la plus homogène.

I-4 - CONCLUSION

Il semble donc s'avérer nécessaire de tenir compte de ces différents effets, sources d'erreur quant à l'interprétation des mesures de température de surface de la mer, particulièrement si l'on désire obtenir une précision meilleure que le degré K. Certains de ces effets (réflexion, trajet atmosphérique) peuvent être corrigés et des méthodes sont proposées pour cela au chapitre suivant. Les limites physiques telles que refroidissement superficiel et échauffement diurne n'interviennent que pour des vitesses de vent faibles et représentent une faible probabilité pour les mesures en milieu marin.

BIBLIOGRAPHIE - CHAPITRE I

- DESCHAMPS, P.Y., 1968 - Etude et réalisation d'un radiomètre infrarouge. -
Thèse de 3ème cycle, Université de Lille I, n° 114, 87 p.
- HOLTER, M.R., NUDELMAN, S., SUITS, G.H., WOLFE, W.L., ZISSIS, G.J., 1962 -
Fundamentals of infrared technology. - Macmillan Company,
New York, 442 p.
- KRAUS, E.B., 1972 - Atmosphere-ocean interaction. - Oxford University Press,
London, 275 p.
- LECOMTE, P., DESCHAMPS, P.Y., 1970 - Mesure de la température superficielle
de l'océan au moyen d'un radiomètre infrarouge. - Cah. Ocean.,
22, 2, 155-177.
- SMITH, R.A., JONES, F.E., CHASMAR, R.P., 1958 - The detection and measurement
of infra-red radiation. - Oxford University Press, London,
458 p.

CHAPITRE II

LA MESURE A PARTIR D'AVION

A partir de 1972 et sous l'impulsion du C.N.E.X.O., un certain nombre d'expériences de levés aériens de la température de surface par radiométrie infrarouge ont pu être réalisées. Ces diverses expériences nous permettent à ce jour d'effectuer une synthèse, d'une part des techniques de corrections permettant d'améliorer la précision, d'autre part des recommandations pour l'emploi d'un système bien adapté à ce genre de mesure.

II-1 - PRESENTATION

On a mis en évidence précédemment (§ I-2) les deux termes d'erreur. L'un est dû à l'émissivité de la surface de la mer qui est inférieure à 1 et entraîne une réflexion du rayonnement en provenance du ciel, ce qui se traduit par une diminution de la luminance mesurée, soit en terme de température radiométrique T_r une valeur mesurée plus faible que la valeur réelle de la température de surface T_o . Le second terme est dû à l'absorption et à l'émission infrarouge de l'atmosphère sur le trajet surface de la mer-radiomètre et se traduit également par une diminution de la température radiométrique dans la mesure où la température de l'air est inférieure à celle de l'eau, ce qui se produit généralement dès que l'on effectue les mesures à une certaine altitude.

Les ordres de grandeurs sont respectivement les suivants dans la fenêtre atmosphérique utilisée (8 à 14 μm ou 10,5 à 12,5 μm).

- 0 à 0,5 K pour l'effet de réflexion sur la surface de la mer, d'après LECOMTE et DESCHAMPS (1970), selon que l'on passe d'un ciel couvert et bas à un ciel clair.

- 0 à plusieurs degrés K pour l'émission de l'atmosphère, selon l'altitude de vol et les paramètres atmosphériques : pour les vols à basse altitude, l'erreur dépasse rarement 1 K.

Bien qu'inférieur en ordre de grandeur, l'effet de réflexion présente une plus grande variabilité dans le temps et l'espace, liée à la structure nuageuse, au-dessus de l'avion, alors que l'émission de l'atmosphère peut être supposée plus constante à l'échelle d'un levé aérien. Pour cette raison, on attachera une plus grande importance à la correction de l'effet de réflexion : une fluctuation de 0,5 K due à la couverture nuageuse peut faire apparaître des fronts thermiques en réalité inexistantes.

II-2 - REVUE DES TECHNIQUES DE CORRECTION

La publication suivante (publication 2) reprend la mise en évidence des termes d'erreurs faite dans la publication 1, puis résume et discute diverses techniques de correction employables :

- basculement de l'appareil à un angle d'incidence voisin de 60° , proposé par SAUNDERS (1967) qui corrige à la fois les effets de réflexion et d'émission atmosphérique, mais n'est pratiquement utilisable que par ciel clair ;

- correction de l'effet de réflexion en utilisant les données d'un radiomètre annexe mesurant le rayonnement descendant ; à défaut on peut estimer cette correction d'après une estimation visuelle de la couverture nuageuse ;

- élimination de l'effet de réflexion par visée à l'angle de BREWSTER (45°) et adjonction d'un polariseur au radiomètre.

PUBLICATION II

2nd International Conference with Exhibition for Marine Research
and Ocean Utilization, Dusseldorf, Germany, 13-18 nov. 1973.
Proc., vol.2.

IO 73-656/01

**AMELIORATIONS APORTEES AUX TECHNIQUES DE MESURE DE LA
TEMPERATURE DE SURFACE DE LA MER PAR RADIOMETRE
INFRAROUGE, ET APPLICATIONS AUX LEVES AERIENS DE
TEMPERATURE**

**Improvements on Infrared Sea Surface Temperature Measurement
Techniques and Applications in Airborne Surface Mapping**

P. Y. Deschamps, P. Leconte et J. C. Vanhoutte, Laboratoire d'Océanographie Physique du Museum, Paris
et Laboratoire d'Optique Atmosphérique, Université des Sciences et Techniques de Lille

ABSTRACT

Aerial measurements of sea surface temperature by infrared radiometry (8-13 m) now provide oceanography with a new tool. The detectivity of the available radiometers is good enough at the present time, but the accuracy of this method is still limited by various errors which have to be eliminated.

The emissivity of water is lower than unity and there is an error which depends on the sky radiance after reflexion on the sea surface. This reflexion error can exceed 0.5°C and is strongly variable under cloudy conditions.

The atmospheric path absorbs and reemits at the air temperature. This transmission error is typically a few tenths of degree but is nearly constant during a flight over a large area.

Drifts of calibration can be brought about by changes of ambient temperature and the air ventilation from the outside of the aircraft. They have to be carefully eliminated by resetting over a surface reference and inflight recalibrations.

Various methods for correcting these errors are stated.

Empirical methods can be used : visual estimation of sky conditions for the reflexion error, changes of altitude for evaluation of the transmission errors. But flights have generally to be restricted to

clear sky conditions.

The correction can be done by viewing at an incidence of about 60° which approximately multiplies both the transmission and reflexion errors by two.

These two methods cannot be used under broken cloudy conditions because of fast changes of the reflexion error. Measuring the sky radiance by means of a second radiometer in the same spectral bandpass allows to work in almost all weather conditions.

This last method was used for aerial surveys during MEDOC 72 and 73 cruises (Western Mediterranean Sea) and sea surface temperatures were provided within a relative accuracy of 0.1°C over the area. The absolute accuracy was about 0.25°C without any surface reference, and lowered to 0.1°C if a surface data were provided. Such surveys can be used for exploration before a cruise, or for widening measurements which are done aboard a vessel during the cruise.

Sea surface temperature measurements can be improved by fitting the radiometer with a polarizer. The reflexion error is then greatly reduced by viewing at Brewsterian incidence, and the difference between the two polarized ^{components} gives an estimate of the residual error so that aerial measurements have only to be corrected for atmospheric emission.

Such a radiometer has been developed with great care to avoid thermal drifts which are induced by ambient changes. The internal

IO 73-656/02

blackbody is cooled by a frigistor and its temperature can be controlled by the output voltage so that it equals the sea surface temperature; the whole body of the apparatus is thermostated.

For measurements aboard a vessel, the sea surface temperature could thus be obtained with a better accuracy (0.03°C) than with the existing captors which are influenced by the presence of the ship.

RESUME

La mesure aérienne de la température de surface par radiométrie infrarouge ($8-13\ \mu\text{m}$) offre maintenant un nouvel outil à l'océanographie. La précision de ces mesures est encore limitée par diverses erreurs qui peuvent être éliminées.

L'émissivité de la mer est inférieure à 1, mais l'erreur due à la réflexion du rayonnement en provenance du ciel (typiquement $0,5^{\circ}\text{C}$) peut être éliminée en ajoutant un polariseur au radiomètre et en visant la surface de l'eau sous incidence brewstérienne. Ceci évite d'avoir à utiliser des systèmes de correction plus complexes : basculement du radiomètre à 60° , mesure annexe du rayonnement du ciel.

L'erreur due à l'émission du trajet atmosphérique peut être calculée à partir des paramètres météorologiques au niveau du vol, et par des passages à diverses altitudes. Un réétalonnage en vol doit être prévu si l'on veut conserver une bonne précision.

Plusieurs expériences de levés aériens ont été réalisées dans le cadre de campagnes océanographiques, montrant que l'on peut espérer obtenir une bonne précision. Plus particulièrement au cours des campagnes MEDOC 72 et 73 (Méditerranée Occidentale), le champ thermique de surface a pu être restitué malgré la faible amplitude des contrastes thermiques : la précision en valeur relative est de $0,1^{\circ}\text{C}$ et il subsiste un décalage en valeur absolue de quelques dixièmes de degré qui peut être ramené à $0,1^{\circ}\text{C}$ si l'on dispose d'une mesure en surface pour recalculer les mesures. Des résultats intéressants peuvent être obtenus soit dans une phase de reconnaissance avant la campagne, soit en complétant et élargissant l'étude faite à partir du navire durant la campagne.

Un radiomètre équipé d'un polariseur a été réalisé et spécialement étudié pour éliminer les dérives éventuelles, notamment par l'emploi d'un corps noir interne de référence qui peut être refroidi et asservi à la température de la mer, et par un thermostatage de toute l'enceinte. Dans le cas de mesures à partir de navires, la température de surface de la mer serait obtenue avec une très bonne précision ($0,03^{\circ}\text{C}$). Pour les mesures aériennes, seule intervient encore l'erreur due au trajet atmosphérique.

INTRODUCTION

Depuis plusieurs années des levés aériens de température de surface ont été expérimentés sur diverses parties des océans et c'est actuellement une technique d'un emploi courant et prometteur, soit dans un but de recherche océanographique, soit pour des applications telles que la prévision océanique et météorologique, l'assistance à la pêche, par la fourniture de cartes thermiques de surface, et pour l'étude des pollutions thermiques côtières.

On rappelle que la mer émet un rayonnement infrarouge qui dépend de la température de l'eau selon les lois du corps noir. Une mesure de ce rayonnement permet donc de connaître la température de surface de l'eau; généralement cette mesure est faite dans le domaine spectral $8-14\ \mu\text{m}$ qui correspond à une bonne transparence atmosphérique, à un maximum du rayonnement émis par un corps noir aux températures ambiantes et à une bonne détectivité des récepteurs. L'autre "fenêtre atmosphérique" disponible dans l'infrarouge autour de $4\ \mu\text{m}$ présente une moins bonne transparence et des interférences gênantes avec le rayonnement solaire. Dans le domaine millimétrique les récepteurs arrivent à une bonne sensibilité, mais l'émissivité de la mer est faible et dépend fortement de son état de surface.

L'appareil utilisé en général pour les levés aériens est un radiomètre qui donne un profil thermique le long de la ligne de vol. Les systèmes à balayage latéral ou "scanners" peuvent être utilisés pourvu qu'ils fournissent des données quantifiables, ce qui n'est pas toujours le cas. Mais il faut souligner qu'à l'exception d'études côtières, les phénomènes thermiques de surface en mer ne

demandent pas une résolution spatiale aussi poussée que celle des scanners actuels qui ont été développés pour la télédétection terrestre et sont plus que suffisants pour l'emploi aérien au-dessus de la mer (évidemment les systèmes embarqués à bord de satellites ont toujours besoin de cette résolution).

Le bruit équivalent en température des radiomètres disponibles est inférieur à 0,1°C mais la mesure elle-même est entachée d'erreurs dues à l'émissivité de l'atmosphère sur le trajet mer-radiomètre, ainsi qu'aux dérives d'étalonnage de l'appareil.

Dans ce qui suit nous analysons ces diverses sources d'erreur à la lumière des expériences de mesures aériennes auxquelles nous avons eu l'occasion de participer durant ces dernières années. Nous discutons des méthodes de correction utilisables et de leur perfectionnement éventuel.

LES CAUSES D'ERREURS SUR LA MESURE

Erreur due à la réflexion du rayonnement en provenance du ciel sur la surface de la mer

La mer ayant un coefficient d'émissivité ϵ_λ inférieur à 1, ou équivalentement un coefficient de réflexion $r_\lambda = (1 - \epsilon_\lambda)$ non nul, une partie du rayonnement mesuré par le radiomètre provient du ciel après réflexion sur la surface de la mer. L'erreur ou écart entre température apparente et température vraie peut être en première approximation exprimée de la façon suivante :

$$\Delta T_r = \frac{\int_0^\theta t_\lambda r_\lambda (N_{\lambda s} - B_\lambda(T)) d\lambda}{\int_0^\theta t_\lambda \frac{dB_\lambda(T)}{dT} d\lambda} \quad (5)$$

où t_λ est la transmission spectrale du filtre,

r_λ est le coefficient de réflexion de l'eau,

$B_\lambda(T)$ est la luminance énergétique émise par un corps noir à la température de l'eau T ,

$N_{\lambda s}$ est la luminance énergétique en provenance du ciel, se réfléchissant sur la surface de l'eau.

$N_{\lambda s}$ est faible pour un ciel clair et se rapproche de $B_\lambda(T)$ pour un ciel bas et cou-

vert. Il s'ensuit une erreur ΔT_r variant d'une valeur typique de -0,5°C par ciel clair à 0 pour un ciel bas et couvert. Le calcul de ΔT_r demande uniquement la connaissance de la seule inconnue $N_{\lambda s}$. En fait, on peut se contenter de mesurer :

$$\Delta W = \int_0^\theta t_\lambda (N_{\lambda s} - B_\lambda(T)) d\lambda \quad (2)$$

en visant le ciel avec le même radiomètre, ou avec un second radiomètre ayant le même filtre. De nombreuses mesures faites sur la Bouée-Laboratoire du CNEOX en mer Méditerranée (réf. 1) montrent que la corrélation entre ΔT_r et ΔW est très bonne et que l'on peut donc obtenir l'erreur de réflexion uniquement à partir de la mesure de ΔW .

Une des caractéristiques de l'erreur de réflexion ΔT_r est de présenter une forte variabilité puisqu'étant liée à la couverture qui peut être très inhomogène : cela entraîne des fluctuations gênantes de la température apparente. D'autre part, elle peut conduire à des erreurs d'interprétation : son amplitude de 0,5°C est assez grande pour faire apparaître des fronts thermiques qui n'existent pas en réalité.

Erreur due à l'émission du trajet atmosphérique

Même dans la "fenêtre atmosphérique" 8-13 μm , la transparence n'est pas parfaite, et l'atmosphère absorbe et réémet un rayonnement qui dépend de la température de l'air. L'erreur introduite est en première approximation :

$$\Delta T_t = \int_0^{z_0} (T - T_a(z)) \frac{dt_a(z)}{dz} dz \quad (3)$$

où z_0 est l'altitude de l'avion,

$T_a(z)$ est la température de l'air à l'altitude z ,

$\frac{dt_a(z)}{dz}$ est l'absorption atmosphérique, liée à la concentration en gaz (vapeur d'eau et gaz carbonique) et en aérosols.

L'erreur est de plusieurs dixièmes de degré à 300 mètres d'altitude et dépend de nombreux paramètres : profils verticaux de température et d'humidité, difficiles à connaître de façon permanente. La figure 1 donne l'erreur de transmission calculée en fonction de l'altitude pour un gradient linéaire de la température de l'air $T_a(z) = T + \alpha z$, et pour diverses valeurs de la concentration en vapeur d'eau.

IO 73-656/04

La mesure des paramètres météorologique au niveau du vol peut être suffisante pour en donner une bonne estimation au moyen de formules empiriques telles que :

$$\Delta T_t = A (T_a - T) \quad (4)$$

proposée par Saunders (réf. 2), où A est une constante valant environ 0,1 à 1000 pieds d'altitude ; ou bien :

$$\Delta T_t = (T_a - T)(0,05 + z_0(0,03 + 0,035\rho_a)) \quad (5)$$

où T_a et ρ_a se réfèrent à la température de l'air et à la concentration en vapeur d'eau au niveau de vol z_0 (réf. 3).

Il faut souligner d'autre part que cette erreur présente une faible variabilité, et si l'on travaille à altitude constante sur une zone donnée, les variations sont très lentes et n'entraînent pas de détection erronée de fronts thermiques.

Erreurs dues aux variations de l'étalonnage

Généralement, la courbe d'étalonnage peut s'écrire dans une gamme de température restreinte, sous la forme :

$$v = T_0 + \alpha(T - T_0) \quad (6)$$

où v est la tension de sortie,
 T_0 dépend de la température du corps noir de référence interne,
 α est lié à la sensibilité du détecteur.

Les diverses parties de l'optique (lentilles, miroirs, détecteur, référence interne) produisent des dérives thermiques liées aux conditions ambiantes de température qui se traduisent principalement par une variation de T_0 et donc par un décalage de l'ensemble de la courbe d'étalonnage, accessoirement par une variation de la sensibilité moins gênante car l'amplitude de la gamme de température mesurée reste limitée à quelques degrés au cours d'un vol. Les variations de T_0 sont liées à celles de la température ambiante ; des performances typiques sont un rapport de quelques pour cent entre leurs fluctuations respectives. Un terme lié à la dérivée première de la température ambiante s'ajoute parfois.

L'utilisation aéroportée présente souvent

des conditions rigoureuses : la température ambiante peut varier en fonction de la climatisation si l'appareil est placé à l'intérieur de l'avion. D'autre part il est généralement placé au-dessus d'une trappe ouverte vers le bas. Ceci est une source de ventilation par l'air extérieur et l'expérience nous a montré que cela pouvait parfois introduire des décalages d'étalonnage d'autant plus gênants qu'ils sont difficiles à paramétriser. Chaque installation sur avion demande une étude minutieuse et des essais divers afin de trouver la meilleure solution. Avant le début des mesures un certain temps doit être consacré à la stabilisation thermique du radiomètre dans les conditions de vol, et si possible des réétalonnages fréquents en vol doivent être faits si l'on veut espérer conserver une bonne précision sur les mesures.

LES METHODES DE CORRECTION

Diverses méthodes de correction ont été proposées. Le choix d'une méthode dépendra finalement de l'avion utilisé : possibilités d'ouvrir des trappes de visée directe, équipement de l'avion ...

On peut se contenter d'estimer empiriquement la correction de réflexion d'après la couverture nuageuse, en lui affectant $+0,5^\circ\text{C}$ pour un ciel clair, $+0,1^\circ\text{C}$ pour des nuages bas. Une telle méthode restreint les vols à une couverture nuageuse très homogène, c'est à dire en fait à un ciel clair et plus rarement à une couche nuageuse uniforme. Lorsque l'on rencontre des éclaircies ou des nuages isolés, ceux-ci produisent une fluctuation de plusieurs dixièmes de degré qui gêne très fort l'interprétation.

L'erreur de transmission peut également être évaluée de façon empirique en effectuant un passage à une altitude aussi basse que possible sur un même point. L'altitude de vol étant faible en général, typiquement 1000 pieds, pour éviter des effets de transmission trop importants, le changement d'altitude ne demande pas trop de temps. Si l'avion est par ailleurs équipé d'un thermomètre mesurant la température de l'air, on peut de plus surveiller que celle-ci varie peu

durant le reste du vol, et au besoin appliquer une correction supplémentaire obtenue d'après (4) et du type :

$$\Delta T'_t = A (T_{a2} - T_{a1}) \quad (7)$$

où T_{a1} est la température de l'air au niveau de vol au moment où l'erreur de transmission a été évaluée par changement d'altitude,

T_{a2} est la température de l'air en un autre point de la zone.

De plus il est préférable de prévoir chaque fois que cela est possible un recalage dans la zone au moyen d'une donnée de température de surface fournie par un navire ou une bouée. Ceci permet d'éliminer des décalages éventuels de l'étalonnage dus à l'installation sur l'avion. Evidemment l'évaluation de l'erreur de transmission par changement d'altitude est alors faite au-dessus de ce point de référence. Au cours de ce recalage il faut faire attention à l'écart de quelques dixièmes de degré qui peut parfois se présenter entre la température de surface mesurée par le navire à une profondeur variable et la température superficielle mesurée par le radiomètre et qui est causé par l'échauffement diurne ou par le refroidissement superficiel lorsque les vents sont faibles ou modérés. Etant donné qu'un levé aérien dure plusieurs heures, il faut d'ailleurs éviter d'effectuer les vols durant la journée en période estivale, car la variation diurne de la température de surface peut gêner la restitution du champ thermique de surface ; les mesures les plus significatives sont alors obtenues aux alentours de 3 à 6 heures locales, ce qui correspond au minimum nocturne et à la couche de surface la plus homogène.

Correction par basculement à 60°

Saunders (réf. 4) a expérimenté cette méthode qui consiste à évaluer la correction en basculant l'appareil de 60° environ. Ceci a pour effet de doubler le trajet atmosphérique et donc à peu près l'erreur de transmission. Comme d'autre part il se trouve que l'erreur de réflexion est elle-même sensiblement doublée à cet angle d'incidence, on a alors :

$$\Delta T_t + \Delta T_r = T_{0^{\circ}} - T_{60^{\circ}} \quad (8)$$

Cette méthode donne de bons résultats, mais peut demander une trappe de visée plus importante que sous incidence normale. Elle est également difficile à employer lorsque la couverture nuageuse est discontinue car les nombreuses fluctuations de l'erreur de réflexion se retrouvent différemment lors des mesures successives à 0° et 60° d'incidence.

Correction par un radiomètre annexe visant le ciel

On peut mesurer de façon permanente le rayonnement émis par le ciel $N_{\lambda s}$ au moyen d'un second radiomètre visant vers le haut et muni du même filtre que le premier. En fait ce qui est mesuré est la quantité :

$$\Delta W_1 = \int_0^{\infty} \tau_{\lambda} (N_{\lambda s} - B_{\lambda}(T')) d\lambda \quad (9)$$

où T' est une température de référence quel que peu différente de celle de l'eau, mais après étalonnage :

$$\Delta W_2 = \int_0^{\infty} \tau_{\lambda} (B_{\lambda}(T') - B_{\lambda}(T)) d\lambda \quad (10)$$

est connu, et on peut obtenir :

$$\begin{aligned} \Delta W &= \Delta W_1 + \Delta W_2 \\ &= \int_0^{\infty} \tau_{\lambda} (N_{\lambda s} - B_{\lambda}(T)) d\lambda \quad (11) \end{aligned}$$

qui correspond à l'expression (2), et nous avons vu qu'il existait entre ΔW et ΔT une corrélation suffisante pour que l'on puisse déduire l'un de l'autre.

La réalisation d'un radiomètre annexe demande beaucoup moins de soin que le radiomètre principal car il s'agit uniquement d'un terme correctif, et il est donc peu coûteux.

L'erreur de transmission peut être évaluée comme précédemment décrit par variations d'altitude et d'après les formules (4) et (5).

Cette dernière méthode de correction nous semble préférable si l'on veut obtenir une précision suffisante par tous les types de couverture nuageuse et faire un emploi opérationnel du levé aérien de température de surface de la mer. Les seules limitations seraient alors dues à la présence de brouillards marins opaques à l'infrarouge.

IO 73-656/06

APPLICATION AUX LEVES AERIENS - CAMPAGNES
MEDOC 72 ET 73

Plusieurs campagnes de levés aériens ont été réalisées en 1972 et 1973 pour le compte du CNEOX (Centre National pour l'Exploitation des Océans) avec des buts d'application divers.

Nous avons pu expérimenter la méthode de correction par un radiomètre annexe au cours des campagnes MEDOC 72 et 73 qui se déroulent en Méditerranée Occidentale en période hivernale. Le champ de température de surface y est alors très homogène et les contrastes thermiques sont peu marqués, inférieurs au degré, ce qui permet de mieux évaluer les performances des mesures. Les navires océanographiques "LE NOROIT" et "JEAN CHARCOT" ont travaillé sur la zone pendant la période des levés aériens et fourni des données de température de surface permettant une comparaison.

L'avion utilisé était un DC7/AMOR du Centre d'Essais en Vol de Brétigny et il était équipé d'un radiomètre Barnes PRT5 (8-14 μ m). Le radiomètre annexe a été réalisé à partir d'une thermopile Kipp à laquelle on a adjoint un filtre et une fenêtre en KRS5 ; le tout est placé dans un boîtier thermostaté. Un corps noir d'étalonnage permettait d'effectuer les étalonnages en vol : les dérives se sont montrées être de l'ordre de 0,2°C pour des vols d'une durée de 4 à 5 heures.

Les signaux fournis par les deux radiomètres étaient enregistrés simultanément, et la figure 2 donne un exemple d'enregistrement montrant des fluctuations corrélées de la température apparente radiométrique et du rayonnement du ciel lorsque la couverture nuageuse est discontinue.

L'erreur de transmission était évaluée à partir de passages à 1000 pieds, altitude de vol, 600 et 300 pieds, et extrapolés au niveau 0. Plusieurs recalages ont été faits au-dessus des navires océanographiques travaillant dans la zone. Après les diverses corrections, la température mesurée par l'avion s'avérait inférieure en général de 0,2°C environ à celle du navire : cela peut en partie être attribué à la dérive du radiomètre lorsqu'il est installé sur la trappe de visée.

Les figures 3 et suivantes donnent les cartes de température de surface obtenues au cours des 3 premiers vols de 1972. Les résultats du 15 février 1972 (figure 3) peuvent être comparés à ceux obtenus au cours de l'exploration de surface faite par "LE NOROIT" pendant la première semaine de février (figure 6). Les traits généraux sont bien concordants : une zone centrée sur 42°10'N et 4°40'E avec des températures supérieures à 12,8°C, et entourée d'eaux plus froides à 12,5°C. Au sud, les températures remontent jusqu'à 13,2°C avec un front thermique de 0,5°C bien prononcé.

Les vols suivants des 22 et 25 février confirment cette allure générale et en donnent l'évolution. La tache centrale plus chaude reste centrée autour du même point et est entourée d'eaux de surface plus froides, puis d'une deuxième ceinture à environ 13,0°C. La partie centrale correspond à la zone active dans laquelle se déclenchent des phénomènes convectifs intéressant toute la hauteur de la colonne d'eau (réf. 5).

La précision des levés a été évaluée à 0,1°C en valeur relative, c'est à dire sur la différence de température entre deux points de la zone ; en l'absence de référence fournie par un navire, il peut subsister un écart de quelques dixièmes de degré sur la valeur absolue de la température. Néanmoins, les faibles gradients thermiques rencontrés au cours de ces campagnes constituent un bon test des possibilités de la méthode de mesure.

AMELIORATION DES TECHNIQUES DE MESURE

Plusieurs améliorations peuvent être apportées aux radiomètres actuels pour la précision des mesures et leur simplicité.

Utilisation de la polarisation pour éliminer l'effet de réflexion

Si le radiomètre est équipé d'un polariseur et vise la mer sous incidence brewstérienne (environ 45° pour l'eau à 10 μ m), le coefficient de réflexion est fortement diminué en mesurant la composante polarisée parallèlement. Une discussion générale de ce principe est faite par ailleurs (réf. 6) et

nous en avons vérifié le principe en laboratoire.

La figure 7 donne l'erreur de réflexion mesurée au-dessus d'une cuve d'eau, en fonction de l'angle d'incidence pour les deux composantes polarisées ; la figure 8 donne un enregistrement simultané des températures radiométriques mesurées sans polarisation et en polarisation parallèle à une incidence de 45° , en présence de fluctuations du rayonnement du ciel dus au passage de nuages. On peut remarquer que les effets de réflexion sont inexistantes sur l'enregistrement en polarisation parallèle.

L'effet polarisant est légèrement détruit par l'agitation de la surface induite par le vent, mais l'erreur de réflexion reste quand même notablement réduite. On peut donc espérer diminuer fortement l'effet de réflexion par ce procédé ; la faible erreur résiduelle peut de plus être obtenue d'après la différence entre les mesures faites avec les deux composantes polarisées.

Un tel radiomètre a été réalisé et est actuellement essayé sur avion pour tester ses performances. Cette méthode de mesure nous semble particulièrement avantageuse car elle évite d'avoir recours à des systèmes de correction plus complexes qui ont été décrits auparavant.

Correction de l'erreur de transmission par des mesures à deux longueurs d'onde

Ceci a été suggéré par plusieurs auteurs (réf. 6 et 7) pour les mesures à partir de satellites. La méthode consiste à choisir deux intervalles spectraux pour lesquels le rapport des coefficients d'absorption est double : la différence entre les deux mesures donne alors l'erreur. Il semble que les deux intervalles puissent être $10,5-11,8 \mu\text{m}$ et $12,0-13,3 \mu\text{m}$ (réf. 7).

On pourrait ainsi évaluer la correction de transmission sans avoir à faire de changements d'altitude. De plus la correction pourrait éventuellement être faite automatiquement et de façon permanente.

Dispositif de balayage

Les radiomètres embarqués sur avion ne donnent qu'un profil le long de la ligne de

vol. Les scanners infrarouges actuels sont inutilisables pour des mesures précises car les données qu'ils fournissent ne sont pas toujours étalonnées et quantifiables, et d'autre part le système de balayage latéral fait varier l'angle d'incidence, donc l'erreur de réflexion. Leur résolution spatiale est superflue aux altitudes où l'on travaille pour avoir une mesure précise et vu l'échelle des phénomènes thermiques en mer.

Par contre une information intéressante échappe actuellement à la mesure : c'est l'angle que fait l'isotherme, ou le front thermique s'il est bien marqué, avec l'axe de la ligne de vol. Ceci peut être obtenu au moyen d'un radiomètre équipé des perfectionnements précédents et balayant lentement, ou même effectuant simplement deux points de mesure latéralement sur les deux côtés de la ligne de vol. Cette information supplémentaire est suffisante pour préciser le tracé des isothermes sans faire appel à des dispositifs à balayage rapide et à très bonne résolution spatiale.

Stabilité de l'étalonnage

Les radiomètres existants comparent le rayonnement à mesurer à celui d'un corps noir interne qui sert de référence et qui est stabilisé en température. Cette stabilisation est faite par chauffage et impose de travailler à une température largement supérieure à la température ambiante. L'amplitude du signal à mesurer est alors assez importante et une partie des dérives de l'étalonnage proviennent de légères variations de la sensibilité du détecteur et des amplificateurs. Cela peut être évité en réalisant un corps noir thermostaté au moyen d'une batterie à effet Peltier : on peut alors travailler à des températures indifféremment plus ou moins élevées que l'ambiante et régler la température du corps noir au voisinage de celle de l'eau à mesurer. Eventuellement la température du corps noir peut être asservie à celle de l'eau en bouclant sur la tension de sortie du signal après amplification : on réalise ainsi une méthode de zéro ; la mesure est faite sur le corps noir et on s'affranchit ainsi des variations de la sensibilité du détecteur. Ceci a été réalisé sur le radiomètre construit au laboratoire et fonctionne correctement.

De plus un grand soin a été apporté à la par-

IO 73-656/08

tie optique pour éviter les autres dérives thermiques, et l'ensemble de l'appareil est thermostaté pour éliminer l'influence des variations de température ambiante.

Employé à bord d'un navire, un tel radiomètre est capable de donner de façon permanente la température de surface de l'eau sans qu'il soit besoin de le réétalonner fréquemment, ni d'effectuer de corrections si l'on emploie un dispositif polarisant. Sa précision pourrait atteindre 0,03°C et les mesures ainsi obtenues seraient supérieures à celles faites par des moyens classiques d'autant que la visée à 45° permet de mieux se dégager de l'influence du navire.

CONCLUSION

L'amélioration possible des techniques de mesure de la température de surface de la mer par radiométrie infrarouge permet d'envisager la réalisation d'un appareillage plus spécialement adapté à l'océanographie.

Les corrections à apporter à la mesure peuvent être éliminées ou rendues automatiques donnant plus de précision et de simplicité aux mesures faites tant à partir d'avions que de navires.

Ce travail a fait l'objet d'une aide financière du C.N.E.X.O. (Centre National pour l'Exploitation des Océans).

REFERENCES

- 1 - Lecomte P., Deschamps P.Y., 1970 - Mesure de la température superficielle de l'océan au moyen d'un radiomètre infrarouge - Cahiers Océanographiques, 22, 155-177.
- 2 - Saunders P.M., 1970 - Corrections for airborne thermometry - J. Geophys. Res., 75, 7596-7601.
- 3 - Deschamps P.Y., Lecomte P., Vanhoutte J.C., 1971 - Interprétation des mesures de température de la mer par radiométrie infrarouge - Proc. AGARD Conf. "Propagation Limitations in Remote Sensing", 1971, AGARD-CP-90-71, 241-249.
- 4 - Saunders P.M., 1967 - Aerial measurement of sea surface temperature in the infrared - J. Geophys. Res., 72, 4109-4117.
- 5 - MEDOC Group, 1970 - Observation of formation of deep water in the Mediterranean Sea, 1969 - Nature, 227, 1037-1040.
- 6 - Lecomte P., Deschamps P.Y., Vanhoutte J.C., 1973 - Améliorations apportées à la mesure de la température de surface de l'océan par l'utilisation d'un radiomètre infrarouge polarisant - Applied Optics, (à paraître sept. 1973).
- 7 - Shenk W.E., Salomonson V.V., 1972 - A multispectral technique to determine sea surface temperature using Nimbus 2 data - J. Phys. Oceanogr., 2, 157-167.
- 8 - Prabhakara C., Kunde V.G., Conrath B.J., 1973 - Sea surface temperature estimation from remote measurements in the 12 μ m window region - AGU 54th Ann. Meetg, Washington, D.C., avril 1973.

IO 73-656/09

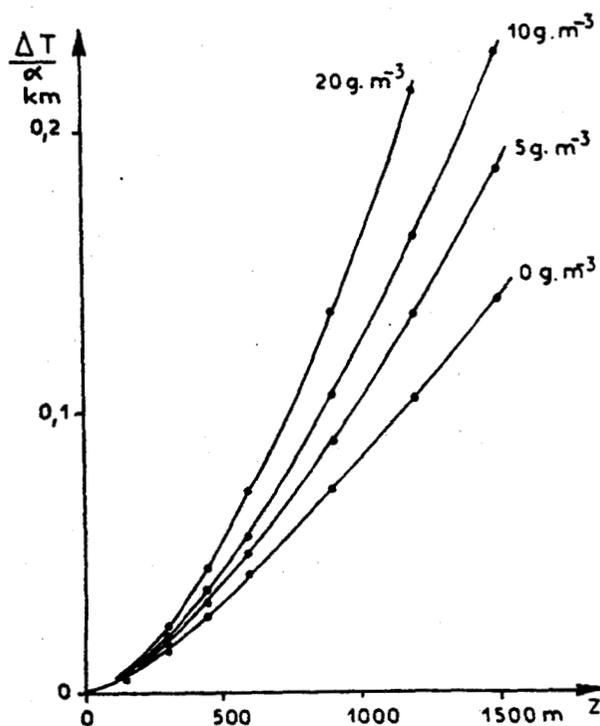


Figure 1 : Erreur de transmission en fonction de l'altitude de mesure pour un gradient linéaire de température d'air $T_a(z) = T + \alpha z$ et pour diverses concentrations de vapeur d'eau (8-14 μm).

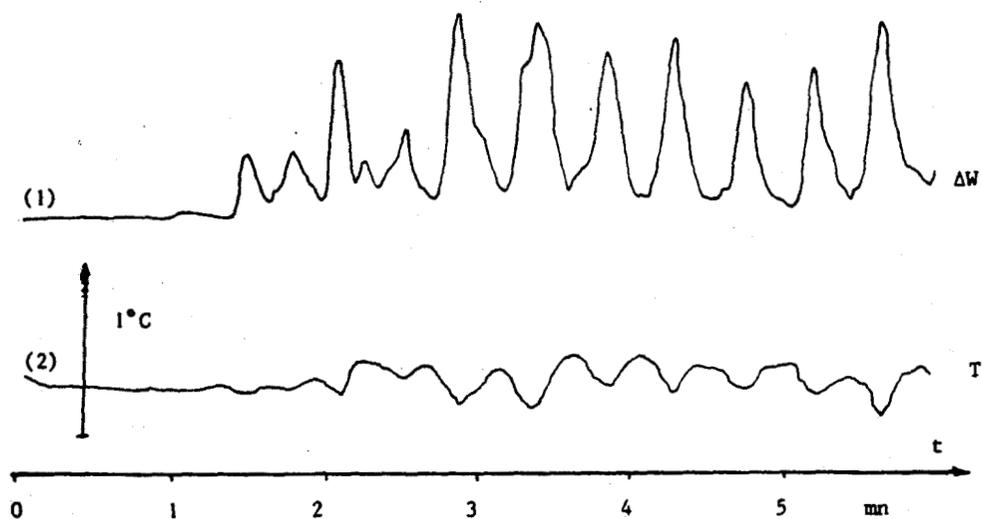
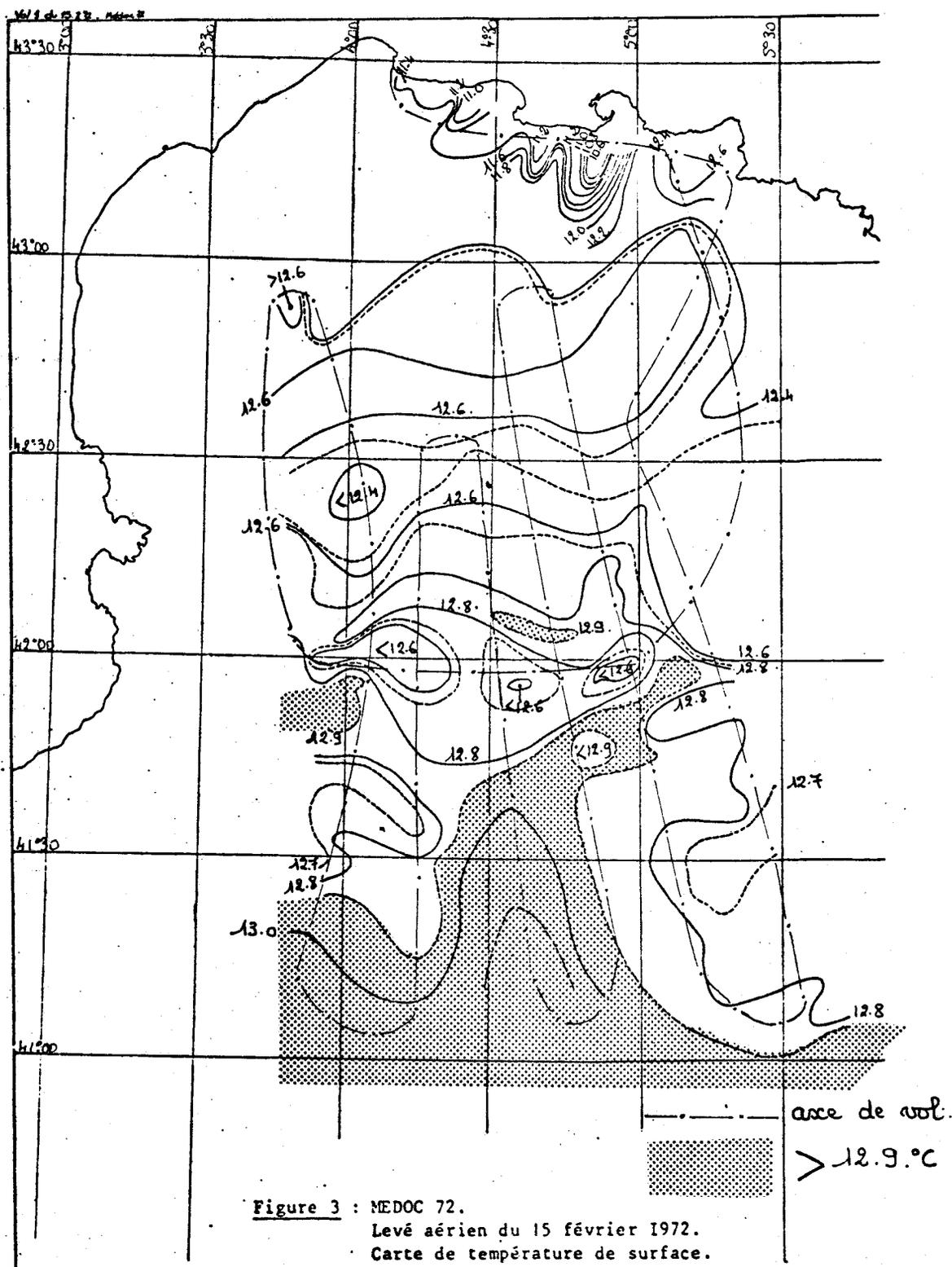


Figure 2 : Enregistrement simultané des fluctuations :
 (1) du rayonnement du ciel ΔW mesuré au radiomètre annexe,
 (2) de la température apparente radiométrique.
 (Vol du 2 mars 1972).

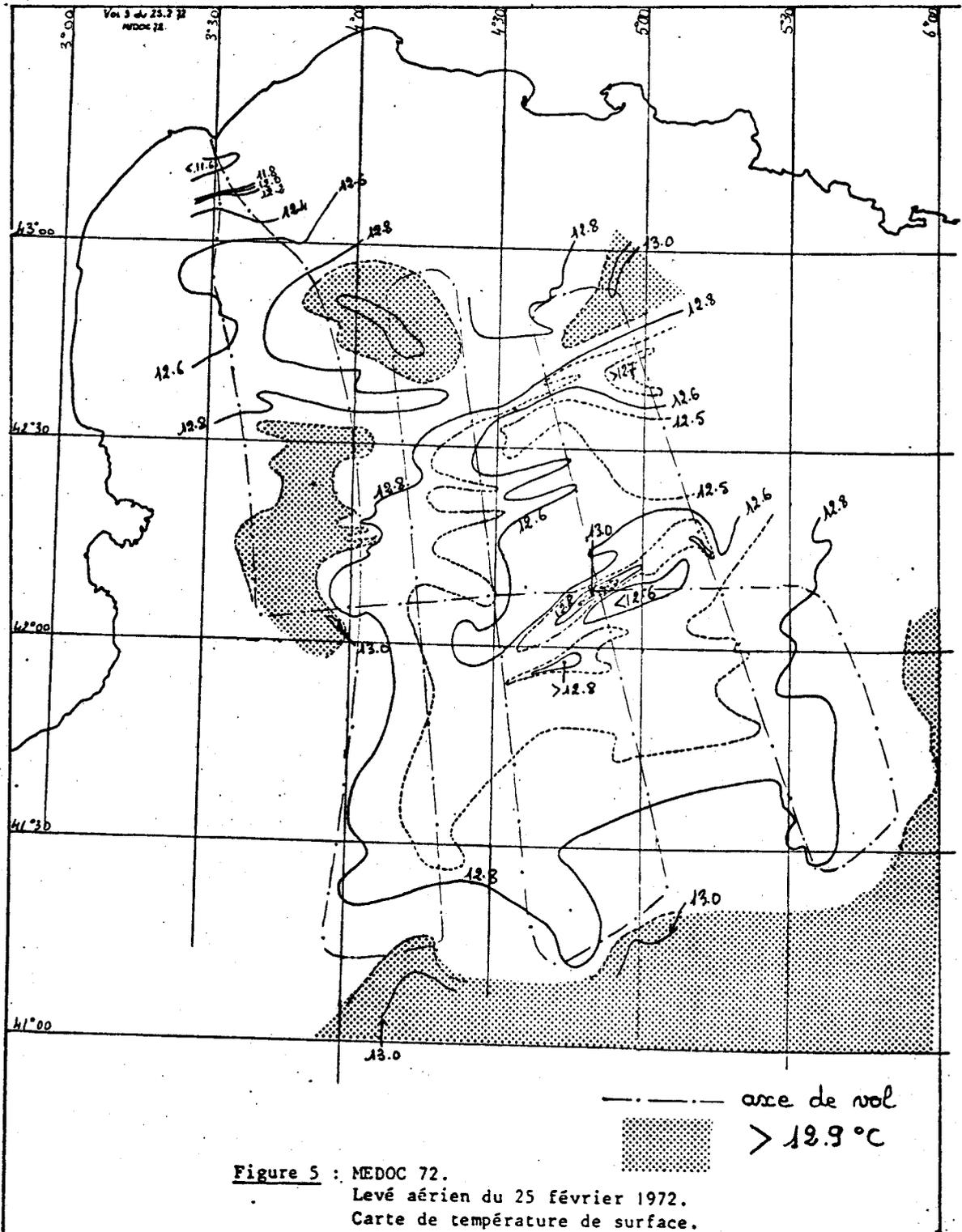
IO 73-656/10



IO 73-656/11



IO 73-656/12



IO 73-656/13

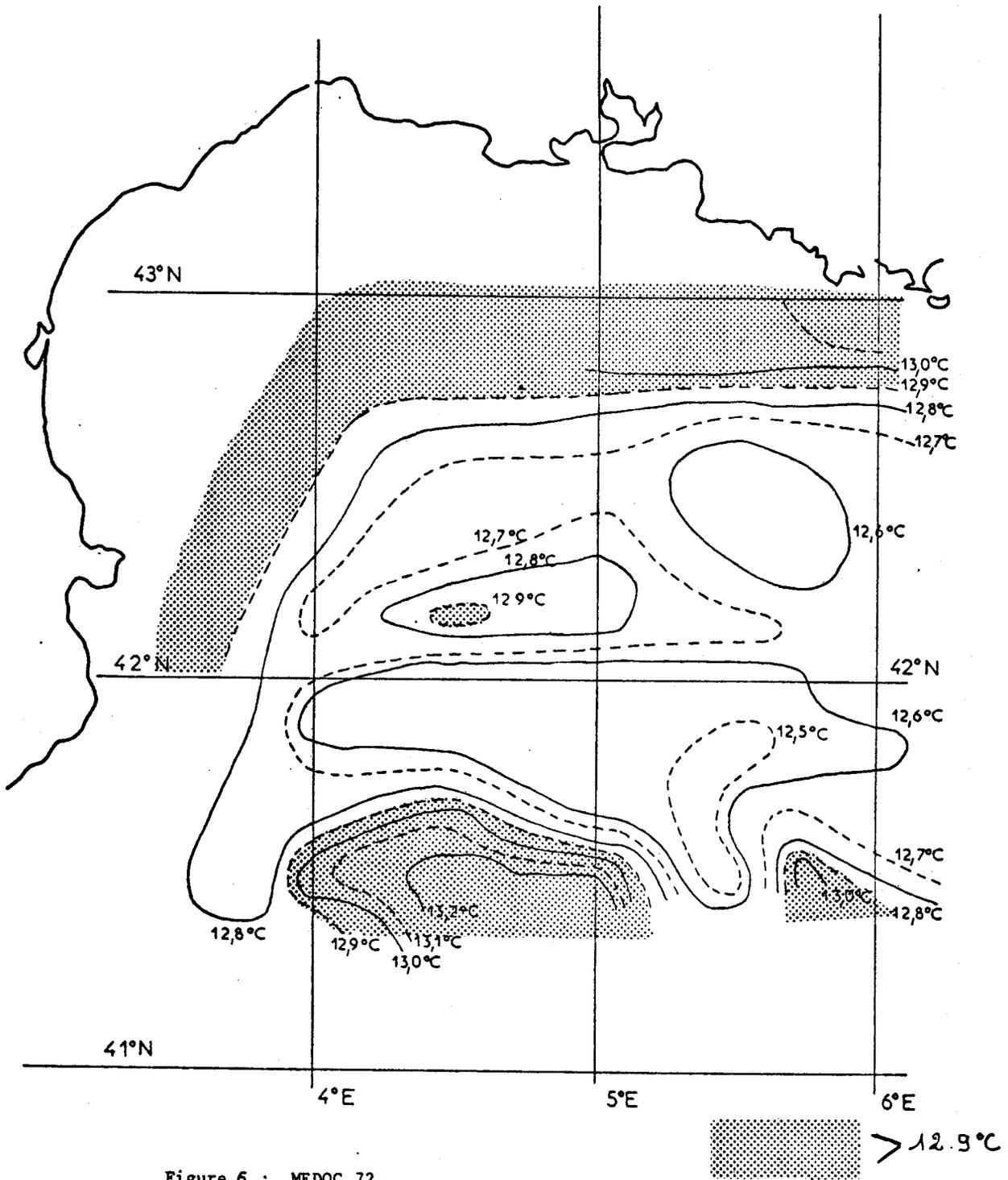


Figure 6 : MEDOC 72.

Carte de température de surface d'après les mesures faites par le NOROIT durant la première semaine de Février.



Parmi les améliorations envisagées dans la publication précédente, l'une d'entre elles, utilisation de la polarisation pour éliminer l'effet de réflexion a été effectivement étudiée et réalisée par la suite. Ce point est développé en détail dans la suite (§ II-3, publication 3).

L'intérêt de corrections multispectrales de l'émission atmosphérique initialement suggéré par ANDING et KAUTH (1970), pour les mesures à partir de satellites, reste discutable pour l'emploi sur avion volant à basse altitude. Dans ce cas, l'erreur à corriger est faible et par contre cette méthode risque d'entraîner d'autres causes d'erreur : le chapitre V discute des corrections multispectrales à partir de satellites.

Les applications des levés aériens de température de surface sont abordées dans cette publication et reprises de façon plus complète au chapitre III.

II-3 - RADIOMETRIE INFRAROUGE POLARISEE

L'élimination de l'effet de réflexion par visée à l'angle de BREWSTER est plus particulièrement développée dans l'article qui suit (publication 3). Ce procédé de mesure est relativement original et a fait l'objet d'un brevet. Il nous semble le mieux adapté à la mesure à partir d'un avion volant à basse altitude. Il présente également un très grand intérêt pour la mesure à partir de navires, qui doit se faire en se dégageant du navire et donc à incidence oblique.

PUBLICATION III

Reprinted from APPLIED OPTICS, Vol. 12, page 2115, September 1973
 Copyright 1973 by the Optical Society of America and reprinted by permission of the copyright owner

Améliorations apportées à la mesure de la température de surface de l'océan par l'utilisation d'un radiomètre infrarouge polarisant

P. Lecomte, P. Y. Deschamps et J. C. Vanhoutte

When the water surface temperature is measured with an infrared radiometer (8-13 μm), there is an error due to reflection on the water surface which is about 0.5°C and depends on sky radiance. This reflection error can be divided by more than four if the infrared radiometer is fitted with a polarizer and sights the water surface at Brewsterian incidence. Two successive measurements give an estimate of this error, the first one with the polarizer axis parallel to the incidence plane and the other one with this axis perpendicular to it. Experiments have been performed on a laboratory water tank to check that point. The results are little modified by taking into account the surface roughness induced by wind.

Introduction

Un radiomètre placé devant un corps noir reçoit un rayonnement fonction seulement de la température de ce corps. De cette mesure de rayonnement, les lois du corps noir permettent de déduire immédiatement sa température.

Dans notre problème qui est la mesure radiométrique de la température de surface de l'océan, une difficulté apparaît due au fait que l'eau n'est pas un corps noir parfait et des corrections doivent être introduites pour déduire la température réelle de la surface à partir de la "température apparente" mesurée au radiomètre. Nous considérerons ici le cas où le radiomètre est à faible distance de la source et où on peut négliger l'influence de l'absorption de l'atmosphère. Dans ce cas, le rayonnement reçu par l'appareil est le rayonnement provenant directement de la source auquel on doit ajouter le rayonnement du ciel réfléchi par la source. Une mesure de température implique alors la connaissance de ϵ_{λ} , émissivité monochromatique de l'eau, et de I_{λ} , luminance monochromatique du ciel, pour toute la bande spectrale de sensibilité du radiomètre.

Dans le domaine visible pour une surface d'eau plane, une méthode très simple consisterait à effectuer les mesures sous l'incidence brewstérienne en ajoutant un polariseur devant le détecteur. Ce polariseur, orienté de telle sorte qu'il ne laisse passer que la vibration dans le plan d'incidence, éliminerait complètement le terme réfléchi et donnerait à ϵ_{λ} la

valeur 1. Dans ce cas, la mesure radiométrique donnerait directement la température de la source comme pour un corps noir.

En réalité le problème est plus complexe car (1) les mesures radiométriques sont effectuées non pas dans le visible mais dans l'infrarouge, généralement entre 8 et 13,6 microns, domaine correspondant à la fenêtre de transparence atmosphérique et au maximum d'énergie du corps noir à la température ambiante. A de telles longueurs d'onde, l'indice de l'eau est complexe et l'incidence brewstérienne ne correspond pas à une extinction totale de la vibration transversale; de plus l'angle de Brewster dépend un peu de la longueur d'onde dans la bande considérée. (2) La mer n'est pas parfaitement plane et il faut tenir compte de l'influence des vagues sur le coefficient de réflexion.

Nous allons maintenant dans une première partie rappeler le principe de la mesure de la température de la surface de l'eau au moyen d'un radiomètre et le calcul de la correction de réflexion, puis nous montrerons dans une deuxième partie comment l'emploi d'un polariseur permet d'améliorer la mesure, nous calculerons le facteur d'amélioration pour une mer plane et nous donnerons les premiers résultats expérimentaux. Et enfin, dans une troisième partie, nous calculerons le facteur d'amélioration pour une surface de mer agitée sous l'effet du vent.

1. Principe de la mesure radiométrique de la température de surface de l'océan

Un radiomètre est généralement étalonné en mesurant le rayonnement I émis par un corps noir à la température T dans un domaine spectral où la fonction filtre du radiomètre est τ_{λ} . Nous appellerons $I_{\lambda}(T)$ la luminance monochromatique énergétique du corps noir à la température T

The authors are with Laboratoire d'Océanographie Physique du Muséum, Paris, and Laboratoire d'Optique Atmosphérique de l'Université des Sciences et des Techniques de Lille 1, B.P. 36, 59650 Villeneuve d'Ascq, France.

Received 19 January 1973.

$$I = \int_0^\infty \tau_\lambda I_\lambda(T) d\lambda. \quad (1)$$

La mer est un corps noir imparfait et a une émissivité $\epsilon_\lambda(i)$ et un coefficient de réflexion $r_\lambda(i) = 1 - \epsilon_\lambda(i)$. Le rayonnement émis par l'eau à la température T et dans la direction d'observation i est en réalité:

$$I_\lambda(T) = \epsilon_\lambda(i) I_\lambda(T) + [1 - \epsilon_\lambda(i)] I_{\lambda s}(i), \quad (2)$$

$$= I_\lambda(T) - [1 - \epsilon_\lambda(i)] [I_\lambda(T) - I_{\lambda s}(i)],$$

$$= I_\lambda(T) - r_\lambda(i) [I_\lambda(T) - I_{\lambda s}(i)], \quad (3)$$

où $I_{\lambda s}(i)$ est la luminance énergétique monochromatique du rayonnement émis par le ciel et reçu à la surface de la mer.

Le rayonnement reçu par l'appareil est donc:

$$I'(T) = I(T) - \int_0^\infty \tau_\lambda r_\lambda(i) [I_\lambda(T) - I_{\lambda s}(i)] d\lambda. \quad (4)$$

La mesure de $I'(T)$ conduit en se rapportant à l'étalonnage effectué à l'aide d'un corps noir, à une température radiométrique apparente de l'eau T_{rad} définie par $I'(T) = I(T_{rad})$. L'erreur est $\Delta T_{rad} = T_{rad} - T$. En utilisant un développement limité au 1er ordre au voisinage de T , on obtient:

$$\begin{aligned} I'(T) - I(T) &= I(T_{rad}) - I(T) \\ &= (T_{rad} - T) [dI(T)/dT] = \Delta T_{ref}(i) \int_0^\infty \tau_\lambda \\ &\quad \times [dI_\lambda(T)/dT] d\lambda. \end{aligned} \quad (5)$$

En comparant (4) et (5),

$$\Delta T_{ref}(i) = \frac{\int_0^\infty \tau_\lambda r_\lambda(i) [I_\lambda(T) - I_{\lambda s}(i)] d\lambda}{\int_0^\infty \tau_\lambda [dI_\lambda(T)/dT] d\lambda}. \quad (6)$$

L'erreur due à la réflexion a été étudiée de façon systématique pour les mesures effectuées en Méditerranée sur la Bouée Laboratoire du C.N.E.X.O. (réf. 1). L'ordre de grandeur de $\Delta T_{ref}(0)$ est de 0,5°C sous une incidence voisine de la normale, dans le cas d'un ciel clair et pour une température de l'air peu différente de la température de l'eau. On conçoit que la connaissance de $\Delta T_{ref}(i)$ soit indispensable pour déterminer la température de la surface de l'eau de façon précise. La connaissance de $\Delta T_{ref}(i)$ qui revient à la mesure de

$$\Delta W = \int_0^\infty \tau_\lambda r_\lambda(i) [I_\lambda(T) - I_{\lambda s}(i)] d\lambda$$

exige une mesure annexe de $I_\lambda(T) - I_{\lambda s}(i)$; cette mesure doit être effectuée à l'aide d'un radiomètre auxiliaire qui mesure la différence entre le rayonnement émis par l'eau et le rayonnement émis par le ciel. Il serait très intéressant d'annuler ou tout au moins de réduire ΔT_{ref} . C'est ce que l'emploi d'un polariseur va permettre.

II. Utilisation d'un radiomètre polarisant pour une mer plate

A. Principe

Nous supposons le rayonnement du ciel non polarisé. Si un radiomètre muni d'un polariseur vise la surface plane de l'eau sous un angle i , toutes les équations établies dans le paragraphe précédent restent valables en décomposant la vibration en ses deux composantes parallèle et perpendiculaire au plan d'incidence pour lesquelles le coefficient de réflexion est respectivement $r_{\lambda p}$ et $r_{\lambda r}$. Si nous supposons le polariseur parfait ne transmettant que la vibration dans le plan d'incidence, l'erreur sur la mesure est:

$$\Delta T_{ref}(i) = \frac{\int_0^\infty \tau_\lambda r_{\lambda p}(i) [I_\lambda(T) - I_{\lambda s}(i)] d\lambda}{\int_0^\infty \tau_\lambda [dI_\lambda(T)/dT] d\lambda}. \quad (7)$$

On peut alors définir un facteur de diminution d'erreur qui sera

$$F(i) = \frac{\Delta T_{ref}(i)}{\Delta T_{ref}(0)}$$

où $\Delta T_{ref}(0)$ est l'erreur sur la mesure commise lorsque le radiomètre non polarisant vise l'eau sous une incidence normale:

$$F(i) = \frac{\int_0^\infty \tau_\lambda r_{\lambda p}(i) [I_\lambda(T) - I_{\lambda s}(i)] d\lambda}{\int_0^\infty \tau_\lambda r_{\lambda p}(0) [I_\lambda(T) - I_{\lambda s}(0)] d\lambda}. \quad (8)$$

B. Résultats

Nous avons effectué le calcul de $F(i)$ pour une surface d'eau plane, en considérant le cas d'un radiomètre ayant une fonction filtre $\tau_\lambda = 1$ pour $8 \mu\text{m} < \lambda < 13,6 \mu\text{m}$ et $\tau_\lambda = 0$ pour $\lambda < 8 \mu\text{m}$ et $\lambda > 13,6 \mu\text{m}$, ce qui correspond à peu près au radiomètre du laboratoire. Nous avons envisagé également le cas d'une fonction filtre $\tau_\lambda = 1$ pour $10 \mu\text{m} < \lambda < 12 \mu\text{m}$, $\tau_\lambda = 0$ pour $\lambda < 10 \mu\text{m}$ et $\lambda > 12 \mu\text{m}$.

Pour définir $I_{\lambda s}(i)$, nous avons utilisé les modèles décrits précédemment (réf. 1). Comme forme de ciel fonction de l'incidence, nous avons choisi d'après les mesures de Sloan *et al.*² et d'Oejten *et al.*³, un modèle de la forme:

$$I_{\lambda s}(i) = I_{\lambda s}(0) + [I_\lambda(T_{air}) - I_{\lambda s}(0)] K(i),$$

dans lequel $I_\lambda(T_{air})$ est la luminance du corps noir à la température de l'air au niveau de la mer et $K(i)$ est donné dans le Tableau I. Dans le cas particulier

Tableau I. Coefficients de forme de ciel

i en °	0	10	20	30	40	50	60	70	80	90
$K(i)$	0	0,01	0,02	0,04	0,075	0,125	0,2	0,3	0,5	1

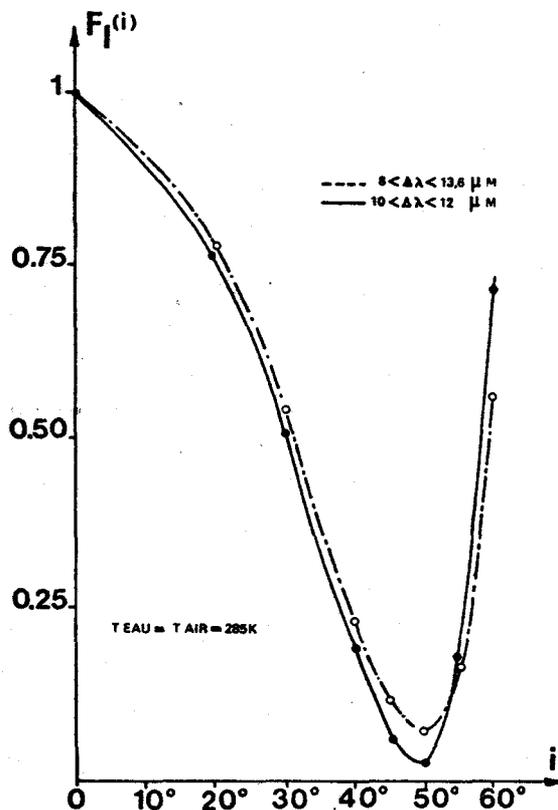


Fig. 1. Facteurs de diminution d'erreur $F_l(i)$ fonction de l'angle d'incidence i pour une mer plate et un ciel clair.

où l'air est à la même température que l'eau (cas fréquent), $I_\lambda(T_{\text{air}}) = I_\lambda(T)$. Dans ce cas, la formule (8) s'écrit:

$$F_l(i) = \frac{[1 - K(i)] \int_0^\infty \tau_{\lambda} r_{\lambda}(i) [I_\lambda(T) - I_{\lambda_s}(0)] d\lambda}{\int_0^\infty \tau_{\lambda} r_{\lambda}(0) [I_\lambda(T) - I_{\lambda_s}(0)] d\lambda} \quad (9)$$

On a effectué le calcul en séparant l'intervalle 8-13,6 μm en quatre intervalles correspondant aux longueurs d'onde 8-9, 9-10, 10-12, 12-13,6 μm et en utilisant les valeurs de l'indice de l'eau déduites des mesures de Pontier.⁴ Les résultats sont donnés à la Fig. 1. Cette figure montre que l'erreur sur la mesure de la température d'une surface d'eau parfaitement plane qui était de l'ordre de 0,5°C lorsque l'on travaillait sous une incidence normale avec un radiomètre non polarisant est diminuée lorsque l'on utilise un radiomètre polarisant. Pour une incidence de 50°, elle n'est plus que de 0,04°C. Ce gain n'est que très légèrement augmenté en réduisant la bande de sensibilité du radiomètre à 10-12 μm et cette modification semble inutile.

Au contraire, l'élargissement de la bande de sensibilité du côté des grandes longueurs d'onde est à éviter: dans ce domaine, l'indice de l'eau a sa partie

complexe qui augmente très vite, et le minimum de $F_l(i)$ va augmenter.

Un avantage supplémentaire important du radiomètre polarisant est qu'il permettra de s'affranchir de l'emploi d'un radiomètre auxiliaire pour évaluer le terme $I_\lambda(T) - I_{\lambda_s}(i)$ nécessaire pour connaître $\Delta T_{\text{ref}}(i)$. En effet, deux mesures successives du rayonnement émis par l'eau lorsque le polariseur transmet la vibration dans le plan perpendiculaire au plan d'incidence puis lorsque le polariseur transmet la vibration dans le plan d'incidence permettent d'évaluer le terme:

$$\Delta W_p = \int_0^\infty \tau_{\lambda} [r_{\lambda l}(i) - r_{\lambda r}(i)] [I_\lambda(T) - I_{\lambda_s}(i)] d\lambda \quad (10)$$

Connaissant $r_{\lambda l}(i)$ et $r_{\lambda r}(i)$, on pourra en déduire $I_\lambda(T) - I_{\lambda_s}(i)$ et donc évaluer le terme

$$\Delta W_l = \int_0^\infty \tau_{\lambda} r_{\lambda l}(i) [I_\lambda(T) - I_{\lambda_s}(i)] d\lambda \quad (11)$$

ce qui permettra de connaître $\Delta T_{\text{ref}}(i)$.

Inversement, mesurant ΔW_p et $I_\lambda - I_{\lambda_s}$, on peut en déduire $r_r(i) - r_l(i) = 2 r(i)$. Ceci peut servir à améliorer les possibilités de détection des nappes polluantes.

C. Vérification expérimentale

On a voulu vérifier, en laboratoire, le principe de la méthode ainsi mise au point. L'appareil utilisé est un radiomètre réalisé au laboratoire et décrit précédemment (réf. 5). On a simplement ajouté une lentille en KRS 5 entre le détecteur et le modulateur afin de focaliser le faisceau. Le champ de l'appareil est tel que la moitié de l'énergie recueillie par le détecteur est concentrée dans un cône dont l'angle au sommet est de 4°. Le polariseur à grille d'or est placé entre la lentille et le détecteur. Il est très difficile de le tourner en cours de manipulation et il a paru plus simple de faire pivoter l'appareil tout entier autour de son axe de visée. L'axe détecteur-modulateur et l'axe privilégié du polariseur restant inchangés au cours des mesures, les erreurs causées par les propriétés polarisantes du miroir modulateur restent constantes.

Le radiomètre vise la surface d'une cuve d'eau suffisamment agitée pour éviter la formation de gradients superficiels. Le rayonnement réfléchi à la surface de l'eau et pénétrant dans le radiomètre ne provient pas du ciel mais d'une plaque d'aluminium peinte en noir et maintenue à une température constante au moyen de fils chauffants et d'un système de régulation en température. La température de cette plaque est d'environ 37°C alors que la température de la masse d'eau est de 15°C.

La manipulation consiste à faire viser au radiomètre la surface de l'eau sous différentes incidences. Pour chaque incidence, on mesure successivement la température apparente de surface lorsque l'axe privilégié du polariseur est dans le plan d'incidence puis perpendiculaire à ce plan. Afin de s'affranchir des dérives thermiques de l'appareil, on procède à de

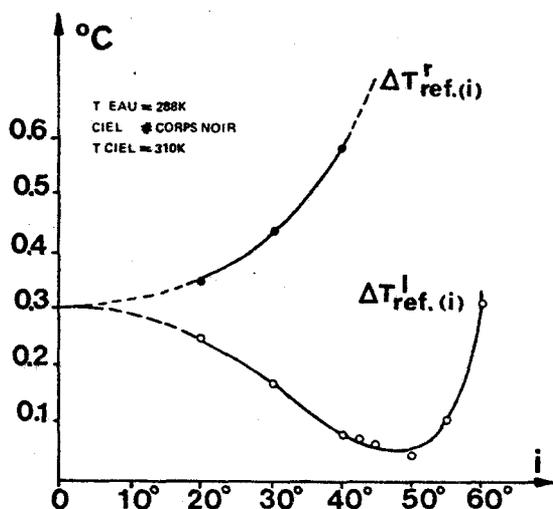


Fig. 2. Erreurs de réflexion $\Delta T_{ref}^r(i)$ et $\Delta T_{ref}^l(i)$ fonction de l'angle d'incidence i mesurées au radiomètre polarisant.

très fréquents étalonnages à l'aide d'un corps noir de cuivre presque totalement immergé dans la cuve. La température de la masse de l'eau est mesurée par une sonde de platine reliée à un thermomètre numérique.

La figure 2 donne $\Delta T_{ref}^r(i)$ et $\Delta T_{ref}^l(i)$. La figure 3 donne $F_l(i)$. On constate que l'amélioration est moins importante que le calcul ne le laisse supposer. Ceci est dû principalement aux causes suivantes: (1) L'agitation à la surface de l'eau. Cette agitation est provoquée par le brassage nécessaire pour éviter la formation de gradients superficiels. Il est évidemment très difficile de chiffrer cet effet d'agitation de surface, mais nous verrons par la suite que l'agitation de l'eau sous l'action du vent a pour effet de détériorer $F_l(i)$. Cette détérioration augmente avec la vitesse du vent, mais est relativement rapide pour un vent très faible. Il n'est pas déraisonnable de penser que l'agitation de la surface de l'eau contenue dans la cuve provoque une pente moyenne de surface équivalente à celle que l'on rencontrerait dans le cas d'une mer agitée sous l'effet d'un vent ayant une vitesse de 1 ou 2 noeuds. (2) La plaque d'aluminium noircie rayonne comme un corps noir, alors que la répartition spectrale d'un ciel clair est très différente.

Si nous calculons $F_l(i)$ dans le cas d'une surface d'eau agitée sous l'effet d'un vent de 1 m.s^{-1} , pour un ciel émettant comme un corps noir et pour un radiomètre muni d'un filtre de transmission $\tau_\lambda = 1$ pour $8 < \lambda < 13,6 \mu\text{m}$ et $\tau_\lambda = 0$ partout ailleurs, nous trouvons $F_l(i)$ représenté à la Fig. 3. On retrouve alors un $F_l(i)$ mesuré très peu différent du $F_l(i)$ calculé.

Cette vérification peut être considérée comme très valable compte tenu que: (1) On ne connaît pas exactement l'influence de l'agitation de l'eau. (2)

L'angle d'ouverture de l'appareil est assez mal défini. (3) L'influence de la forme de la courbe de transmission du filtre a été négligée. (4) L'angle de visée du radiomètre est assez mal repéré. (5) $\Delta T_{ref}(0)$ ne peut pas être mesuré, mais est évalué par extrapolation des courbes donnant $\Delta T_{ref}^r(i)$ et $\Delta T_{ref}^l(i)$ (Fig. 2), le dernier pointé étant effectué pour une incidence de 20°.

III. Cas d'une mer non plate

A. Position du problème

On introduit, pour traiter le cas réel de la surface de la mer, une distribution de pentes de vagues définie par Cox et Munk,⁶ c'est-à-dire une distribution gaussienne de la forme:

$$p(z_x, z_y) dz_x dz_y = \frac{1}{\pi \sigma^2} \exp\left\{-\frac{Z_x^2 + Z_y^2}{\sigma^2}\right\} dz_x dz_y, \quad (12)$$

dans laquelle $p(z_x, z_y) dz_x dz_y$ représente la probabilité de rencontrer des pentes de vagues comprises entre $z_x \pm 1/2 dz_x$ et $z_y \pm 1/2 dz_y$. La variance σ^2 est liée à la vitesse du vent V exprimée en m.s^{-1} par la relation $\sigma^2 = 0,003 + 5,12 \cdot 10^{-3} V$.

En coordonnées sphériques, la direction de visée

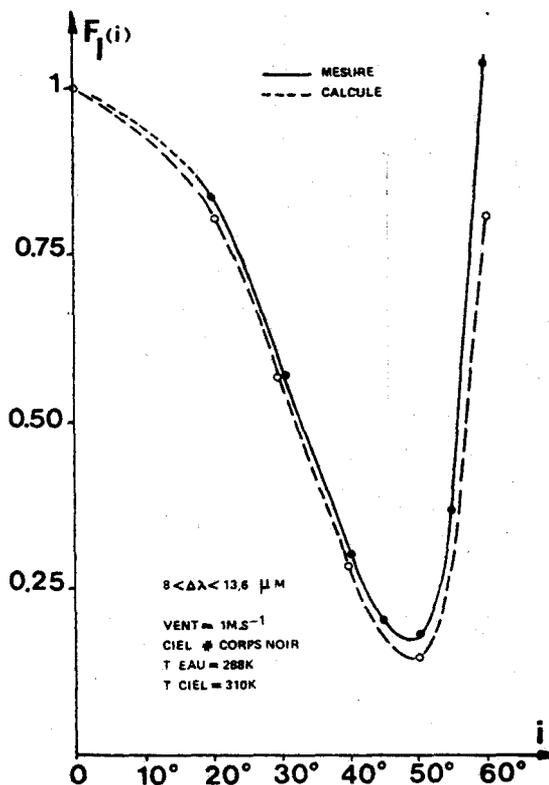


Fig. 3. Facteurs de diminution d'erreur $F_l(i)$ fonction de l'angle d'incidence i .

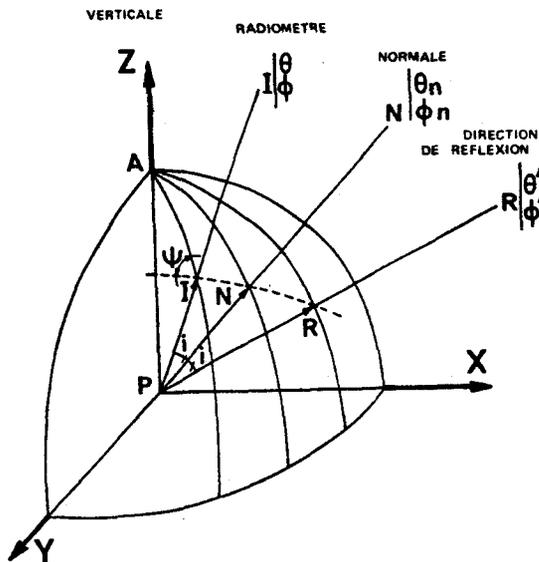


Fig. 4. Axes de référence.

du radiomètre sera représentée (Fig. 4) par $PI(\theta, \phi)$, la direction normale au plan de la vague sera représentée par $PN(\theta_n, \phi_n)$, la direction du rayonnement venant du ciel qui, réfléchi par la surface est reçue par le radiomètre, sera représentée par $PR(\theta', \phi')$ et l'angle $i = (PI, PN)$. Remarquons que lorsque la mer est parfaitement plane, l'angle θ est confondu avec l'angle i .

Dans le nouveau système choisi,

$$p(z_x, z_y) dz_x dz_y = p(\theta_n, \phi_n) \operatorname{tg} \theta_n \sec^2 \theta_n d\theta_n d\phi_n.$$

On peut l'interpréter comme la fraction de l'unité de surface horizontale, ayant des pentes de vagues comprises entre les angles $\theta_n \pm 1/2 d\theta_n$ et $\phi_n \pm 1/2 d\phi_n$.

$$I'(T) = I(T) - \sec \theta \int_0^\infty \tau_\lambda \int_0^{\pi/2} r_\lambda(i) [I_\lambda(T) - I_\lambda(\theta')] \times p(\theta_n, \phi_n) f d\theta_n d\phi_n d\lambda \quad (13)$$

$$\text{avec } i = \cos \operatorname{tg} \theta_n / \cos^2 \theta_n$$

et que ΔT_{ref} qui était donné par la formule (6), vaut maintenant:

$$\Delta T_{ref}^{NP}(\theta) = \frac{\sec \theta \int_0^\infty \tau_\lambda \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} r_\lambda(i) [I_\lambda(T) - I_\lambda(\theta')] p f d\theta_n d\phi_n d\lambda}{\int_0^\infty \tau_\lambda (dI_\lambda(T) / dT) d\lambda} \quad (14)$$

Le calcul effectué au paragraphe précédent et donnant $\Delta T_{ref}(i)$ pour un radiomètre muni d'un polariseur ne transmettant que la vibration dans le plan d'incidence n'est valable que pour une mer dont la surface serait parfaitement plane. Dans ce cas particulier, le plan vertical contenant l'axe privilégié du polariseur est perpendiculaire au plan tangent à la surface de l'eau. Ce n'est plus vrai lorsque la surface de la mer est agitée. Il faut alors reprendre les calculs en introduisant la matrice colonne formée des paramètres de Stokes que nous utiliserons sous la forme (I_i, I_r, U, V) .

Si on décompose la vibration lumineuse $A e^{i\omega t}$ suivant deux axes perpendiculaires l et r de vecteurs unitaires e_l et e_r , on obtiendra:

$$A = A_l e_l + A_r e_r \quad (15)$$

$$= a_l e^{i\phi_l} e_l + a_r e^{i\phi_r} e_r = a_l e^{i\phi_l} e_l + a_r e^{i(\phi_l - \sigma)} e_r \quad (16)$$

Les intensités des deux composantes seront:

$$I_l = A_l A_l^* = a_l^2 \quad (17)$$

$$I_r = A_r A_r^* = a_r^2 \quad (18)$$

et on définira les deux autres paramètres par:

$$U = A_l A_r^* + A_r A_l^* = 2a_l a_r \cos \delta \quad (19)$$

$$V = i(A_r A_l^* - A_l A_r^*) = 2a_l a_r \sin \delta \quad (20)$$

De même, on introduira la matrice réflexion

$$\tilde{r}_\lambda(i) = \begin{bmatrix} \rho_{ll} \rho_{ll}^* & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \rho_{rr} \rho_{rr}^* & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \frac{1}{2}(\rho_{lr} \rho_{lr}^* + \rho_{rl} \rho_{rl}^*) & \frac{i}{2}(\rho_{lr} \rho_{lr}^* - \rho_{rl} \rho_{rl}^*) \\ 0 & 0 & -\frac{i}{2}(\rho_{lr} \rho_{lr}^* - \rho_{rl} \rho_{rl}^*) & -\frac{1}{2}(\rho_{lr} \rho_{lr}^* + \rho_{rl} \rho_{rl}^*) \end{bmatrix} \quad (21)$$

où ρ_l et ρ_r sont les coefficients de réflexion en amplitude pour la vibration parallèle et pour la vibration perpendiculaire au plan d'incidence. ρ_l^* et ρ_r^* sont les quantités conjuguées.

Enfin, on introduira la matrice changement d'axes $L(-\psi)$ permettant de calculer les nouvelles composantes d'un vecteur \tilde{I} dans un nouveau repère ortho-normé R_2 faisant un angle ψ avec le repère d'origine R_1 , $I' = L(-\psi) I$.

Avec ces hypothèses, on peut montrer que $I'(T)$, rayonnement reçu par l'appareil, qui était donné par la formule (4) dans le cas d'une mer plane, vaut maintenant:

$$L(-\psi) = \begin{bmatrix} \cos^2 \psi & \sin^2 \psi & -\frac{1}{2} \sin 2\psi & 0 \\ \sin^2 \psi & \cos^2 \psi & \frac{1}{2} \sin 2\psi & 0 \\ \sin 2\psi & -\sin 2\psi & \cos 2\psi & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (22)$$

Les paramètres de Stokes étant additifs, la matrice caractérisant le rayonnement reçu par le radiomètre sera la somme de deux termes: le premier représentant le rayonnement émis par la mer, le second, le rayonnement provenant du ciel et réfléchi par la surface de l'eau.

La matrice donnant le rayonnement émis par la mer, rapportée aux axes parallèles et perpendiculaire au plan (PI, PN, PR), est:

$$[1 - \tilde{r}_\lambda(i)] \tilde{I}_\lambda(T),$$

avec $\tilde{I}_\lambda(T) = \begin{bmatrix} I_{N/2} \\ I_{N/2} \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}$ (23)

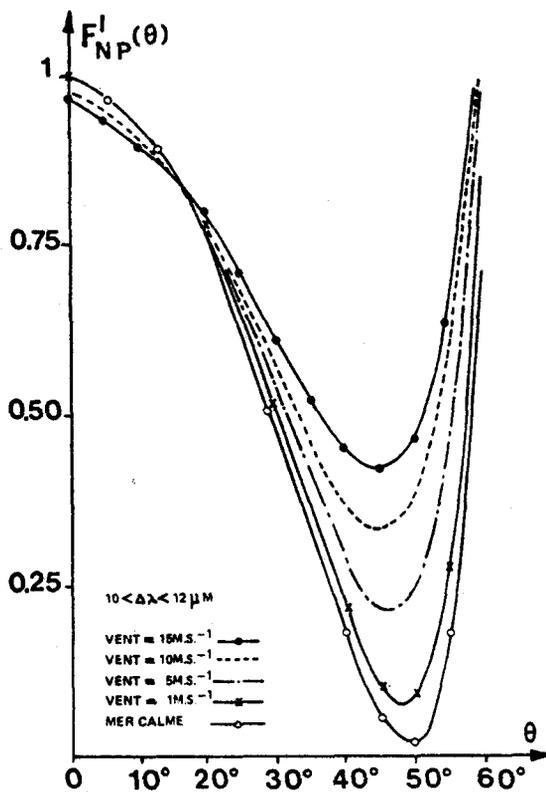


Fig. 5. Facteurs de diminution d'erreur $F_{NP}^I(\theta)$ fonction de l'angle θ , pour un ciel clair et une mer agitée.

Rapportée à ce même plan, la matrice donnant le rayonnement provenant du ciel, réfléchi à la surface de l'eau et recueilli par le radiomètre, est:

$$\tilde{r}_\lambda(i) \tilde{I}_\lambda(\theta, \phi'),$$

avec $\tilde{I}_\lambda(\theta, \phi') = \begin{bmatrix} I_{\lambda e/2} \\ I_{\lambda e/2} \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}$ (24)

En se ramenant aux axes parallèles et perpendiculaire au plan vertical contenant l'axe de visée du radiomètre (plan PI, PZ), la matrice du rayonnement reçu sera:

$$\tilde{I}_\lambda' = L(-\psi)[1 - \tilde{r}_\lambda(i)] \tilde{I}_\lambda(T) + L(-\psi) \tilde{r}_\lambda(i) \tilde{I}_\lambda(\theta, \phi'). \quad (25)$$

En intégrant sur toutes les pentes de vagues, le rayonnement détecté par le radiomètre sera caractérisé par:

$$\begin{bmatrix} I_{\lambda'} \\ I_{N'} \\ U_{\lambda'} \\ V_{\lambda'} \end{bmatrix} = \frac{1}{2} \sec \theta \begin{bmatrix} \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} I_\lambda - (I_\lambda - I_{\lambda e})(r_N \cos^2 \psi + r_N \sin^2 \psi) \\ \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} I_\lambda - (I_\lambda - I_{\lambda e})(r_N \sin^2 \psi + r_{\lambda e} \cos^2 \psi) \\ \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} (r_N - r_N)(I_\lambda - I_{\lambda e}) \sin 2\psi \\ 0 \end{bmatrix} p f d \theta_n d \phi_n \quad (26)$$

Lorsque le polariseur est placé devant le détecteur de façon à ne laisser passer que la vibration située dans le plan vertical contenant la direction de visée du radiomètre, l'énergie reçue sera:

$$I_\lambda' = \int_0^{2\pi} \tau_\lambda I_{N'} d\lambda = \frac{1}{2} \sec \theta \int_0^{2\pi} \tau_\lambda \int_0^{\pi/2} \int_0^{\pi/2} [I_\lambda - (I_\lambda - I_{\lambda e})(r_N \cos^2 \psi + r_N \sin^2 \psi)] p f d \theta_n d \phi_n d\lambda \quad (27)$$

L'erreur sur la mesure sera:

$$\Delta I' = \frac{1}{2} \sec \theta \int_0^{\infty} \tau_{\lambda} \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} \times (I_{\lambda} - I_{\lambda r}) r_M \cos^2 \psi + r_{\lambda r} \sin^2 \psi p f d\theta_r d\phi_r d\lambda \quad (28)$$

ce qui entraînera une erreur en température

$$\Delta T_{ref}^{NPI}(\theta) = \frac{2\Delta I_{M'}}{\int_0^{\infty} \tau_{\lambda} [dI_{\lambda}(T)/dT] d\lambda} \quad (29)$$

On peut alors définir un facteur de diminution d'erreur:

$$F_i^{NPI}(\theta) = \Delta T_{ref}^{NPI}(\theta) / \Delta T_{ref}(0) \quad (30)$$

B. Résultats

Nous avons effectué le calcul de $F_i^{NPI}(\theta)$ en considérant le cas d'un radiomètre ayant une fonction filtre $\tau_{\lambda} = 1$ pour $10 \mu\text{m} < \lambda < 12 \mu\text{m}$, $\tau_{\lambda} = 0$ pour $\lambda < 10 \mu\text{m}$ et $\lambda > 12 \mu\text{m}$.

Les résultats sont donnés à la Fig. (5) qui donne le facteur de diminution d'erreur en fonction de l'angle d'inclinaison du radiomètre par rapport à la verticale. Cette figure montre que même dans le cas d'une mer assez fortement agitée, l'erreur de réflexion est diminuée lorsque l'on travaille en polarisation. Cette erreur est minimale pour un angle d'environ 50° pour une mer plane, cet angle diminuant très légèrement à mesure que l'agitation de la surface de l'eau est plus importante. Cette erreur de réflexion, pour une incidence d'environ 45° , est divisée par un facteur 4 pour un vent de 5 m.s^{-1} par rapport au cas où l'on travaille sans polariseur sous une incidence normale. Pour un vent de 15 m.s^{-1} , le facteur de diminution d'erreur est d'environ 0,4. Si l'on désire que l'erreur de réflexion dépende moins de l'état de la mer, on peut se placer sous une incidence de l'ordre de 35° ; dans ces conditions, le facteur de diminution d'erreur sera moins affecté par la variation de la pente moyenne des vagues, mais il sera un peu augmenté.

Il restera donc nécessaire d'introduire dans tous les cas un terme correctif

$$\Delta_{ref}^{NPI}(\theta)$$

mais ce terme devra être évalué avec d'autant moins de précision qu'il est plus faible. On pourra le déterminer, comme dans le cas d'une mer plate, en effectuant deux mesures successives du rayonnement émis par l'eau lorsque le polariseur transmet la vibration dans le plan vertical, puis lorsque le polariseur transmet la vibration dans le plan horizontal.

Conclusion

Alors que la mesure radiométrique sous incidence normale effectuée à l'aide d'un radiomètre non polarisant donne seulement la valeur de la température de l'eau, avec une erreur de réflexion atteignant dans certains cas $0,5^\circ\text{C}$, et nécessite donc une mesure auxiliaire du rayonnement du ciel pour corriger cette erreur de réflexion, la mesure en lumière polarisée sous une incidence de l'ordre de 45° fournit deux informations. La première permet de connaître la température de surface de l'eau avec une erreur par temps clair variant de $0,05^\circ\text{C}$ dans le cas d'une mer plate à $0,15^\circ\text{C}$ pour une mer agitée par un vent de l'ordre de 10 m.sec^{-1} . Ces erreurs seraient encore réduites dans le cas où le ciel serait couvert de nuages. La seconde permet d'évaluer cette erreur de réflexion. La méthode proposée semble donc apporter une amélioration dans le domaine des techniques de mesures de la température de surface de l'eau. Elle peut aussi être appliquée à la mesure de température de surface de tout corps présentant des propriétés polarisantes par réflexion.

Ce travail a fait l'objet d'une aide financière de la part du Centre National pour l'Exploitation des Océans.

References

1. P. Lecomte et P. Y. Deschamps, Cahiers Océanog. 22, 161 (1970).
2. R. Sloan, J. H. Shaw, and D. Williams, J. Opt. Soc. Am. 45, 455 (1955).
3. R. A. Oetjen, E. E. Bell, Y. Young, and L. Eisner, J. Opt. Soc. Am. 50, 1313 (1960).
4. L. Pontier et C. Dechambenois, Ann. Géophys. 22, 633 (1966).
5. P. Y. Deschamps, P. Lecomte, et J. C. Vanhoutte, Rapport interne, Lille (1970).
6. C. Cox and W. Munk, J. Opt. Soc. Am. 41, 838 (1954).

Une seconde version du radiomètre infrarouge initialement conçu au laboratoire (DESCHAMPS, 1968), a été réalisée pour inclure un polariseur (VANHOUTTE, 1974). Cet appareil a permis de vérifier le principe de la correction de réflexion par polarisation. Il a également servi à exécuter des mesures précises de refroidissement superficiel dans la soufflerie de l'I.M.S.T. à LUMINY et à étudier les possibilités de détection de nappes d'hydrocarbures en polarisation dans l'infrarouge (FUSEY, (1974) voir chapitres V et VI).

Alors que dans le domaine des micro-ondes, l'emploi des 2 composantes polarisées en télédétection est très courant, il ne semble pas que les possibilités dans l'infrarouge aient été très largement étudiées. RAZUMOVSKIY (1973) a également souligné l'intérêt d'éliminer l'effet de réflexion par polarisation. EGAN et HILGEMAN (1977) se sont intéressés aux modifications entraînées par l'état de surface de la mer, et HALL (1968 a et b) à la polarisation infrarouge de l'atmosphère. On trouvera par ailleurs dans cette étude des suggestions concernant l'amélioration de la détection infrarouge des nappes d'hydrocarbures en polarisation (chapitre VI) et la mesure à partir de l'espace des transmissions atmosphériques dans la fenêtre infrarouge (chapitre V, publication 4).

II-4 - EVALUATION DE L'ERREUR DE TRANSMISSION ATMOSPHERIQUE ENTRE 10,5 et 12,5 μm

Dans la publication 1, (chapitre I, § I-2), l'erreur due à l'émission atmosphérique sur le trajet radiomètre-surface de la mer avait été évaluée à partir de données sur la transmission atmosphérique d'après STULL et al (1964) et SAIEDY (1960). Cette évaluation faite en 1971 ne tenait pas compte du continuum d'absorption de la vapeur d'eau dite de type e, c'est à dire dépendant de la pression partielle de vapeur d'eau. Ce type d'absorption a été mis en évidence en cuve en 1970 (BIGNELL, 1970, BURCH et GRYVNAK, 1970) et sa présence dans l'atmosphère a été confirmée par la suite (LEE, 1973, GRASSL, 1973). L'effet de cette absorption de type e est particulièrement important dans la fenêtre atmosphérique au maximum de transparence entre 10,5 et 12,5 μm .

Alors que les premiers radiomètres utilisaient de préférence la bande spectrale 8 à 14 μm , qui inclue des raies d'absorption assez fortes de H_2O et CO_2 , l'évolution technologique a permis de restreindre cet intervalle à 10,5 - 12,5 μm qui est le plus couramment utilisé actuellement.

Pour ces raisons, nous développons dans ce qui suit une nouvelle formule paramétrique permettant d'effectuer des corrections atmosphériques pour un avion volant à basse altitude, et tenant compte de l'absorption de type e.

L'émission atmosphérique a été calculée à partir du modèle de transmission qui est décrit en détail en annexe et tient compte de l'absorption par les ailes de raies de la vapeur d'eau, et des absorptions dues aux continuums de type e et des ailes de raies. Les autres absorbants, CO_2 et O_3 , ont un effet négligeable.

Les seuls paramètres dont on dispose pour décrire l'atmosphère entre l'avion et la surface de l'eau sont T_0 , mesuré radiométriquement, et $T(p)$, mesuré au niveau du vol p , avec éventuellement l'humidité $H(p)$. On fera l'hypothèse que l'atmosphère entre l'avion et la surface peut être décrite par un gradient linéaire de température entre $T_0(p_0)$ et $T(p)$, et une humidité relative $H(p)$ constante, ce qui correspond assez bien à la description de la couche limite atmosphérique au-dessus de l'océan.

Le calcul de l'erreur atmosphérique ΔT_a a été fait pour une fonction de transmission entre 10,5 et 12,5 μm correspondant à celle du VHRR des satellites NOAA (voir figure V-1, chapitre V). On a pris une humidité relative constante et égale à 100 % et un gradient vertical de température de $-6,3 \text{ K.km}^{-1}$. Le tableau II-1 et les figures II-1 et 2 présentent les résultats obtenus pour des altitudes de survol, exprimées par $\Delta p = p_0 - p$, comprises entre 0 et 100 mb, et des températures de la mer T_0 allant de 280 à 300 K, ce qui a pour effet principal de faire varier la concentration en vapeur d'eau. L'erreur atmosphérique croît à peu près comme le carré de Δp , et exponentiellement avec T_0 . On a approximé les résultats obtenus pour $\frac{dT}{dz} = -6,3 \text{ K.km}^{-1}$ et $H = 100 \%$ par la relation

$$\Delta T_a \approx 1,55 \cdot 10^{-17} \exp(0,1018 T_0) (p_0 - p)^2 \quad (\text{II-1})$$

avec $p_0 - p$ en mb.

Comme l'erreur atmosphérique croît linéairement avec le gradient vertical de température $\frac{dT}{dz}$, et avec le contenu en vapeur d'eau (de façon approchée au premier ordre et pour les faibles absorptions), la formule (II-1) peut être étendue de façon plus générale par

$$\Delta T_a \approx -2,46 \cdot 10^{-18} \exp(0,1018 T_0) (p_0 - p)^2 \frac{dT}{dz} H(p), \quad (\text{II-2})$$

et comme

$$\frac{dT}{dz} = \frac{T(p) - T_0}{p - p_0} \frac{dp}{dz},$$

TABLEAU II-1

ΔT_a (en degré K) correction atmosphérique pour diverses températures de surface T_0 et diverses altitudes $\Delta p = p_0 - p$ (gradient $- 6,3 \text{ K} \cdot \text{km}^{-1}$, $H = 100 \%$).

ΔP (mb) / T_0 (K)	20	40	50	60	70	80	90	100	110
280	0,02	0,06	0,10	0,14	0,18	0,23	0,29	0,35	0,41
284	0,03	0,10	0,15	0,21	0,27	0,35	0,43	0,52	0,61
288	0,04	0,14	0,22	0,31	0,41	0,52	0,65	0,78	0,92
292	0,06	0,22	0,33	0,46	0,61	0,79	0,97	1,17	1,39
296	0,09	0,33	0,50	0,69	0,92	1,18	1,46	1,76	2,08
300	0,13	0,49	0,75	1,04	1,39	1,78	2,19	2,65	3,13

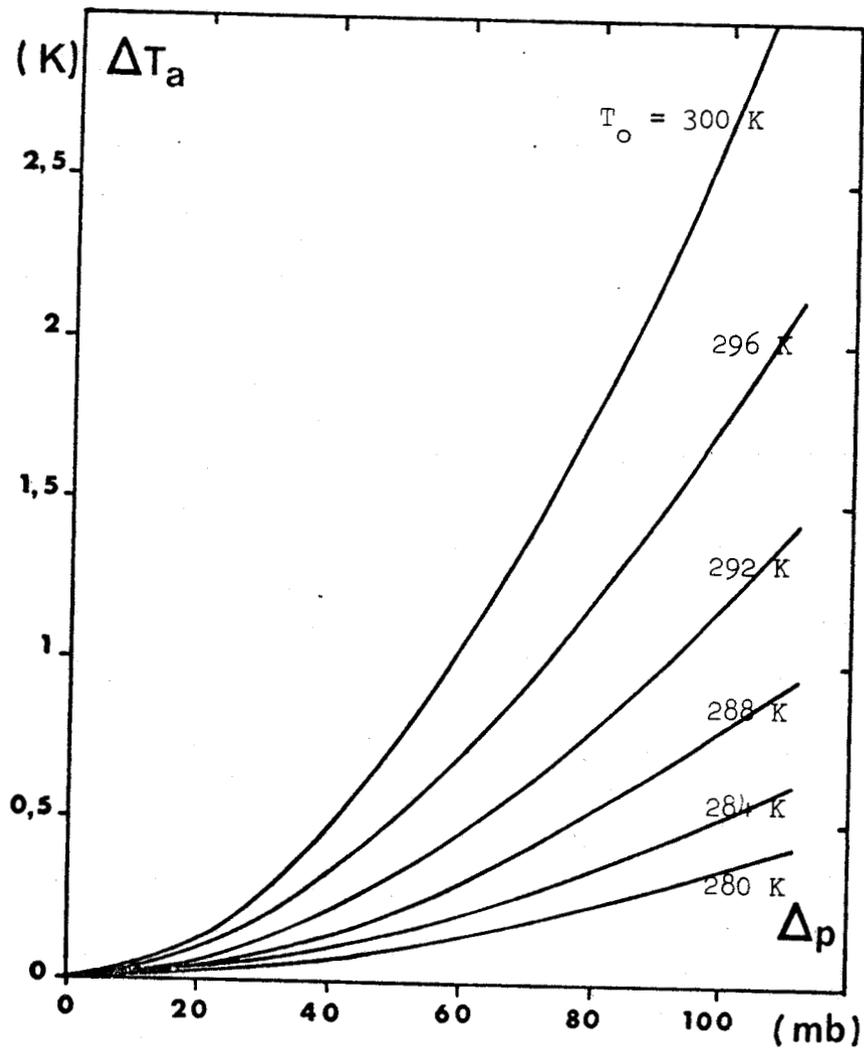


FIGURE II - 1 : Correction atmosphérique ΔT_a , en fonction de l'altitude $\Delta p = p_0 - p$, pour l'intervalle spectral 10,5 - 12,5 μm .

$$\left(\frac{dT}{dz} = -6,3 \text{ K.km}^{-1}, H = 100 \% \right)$$

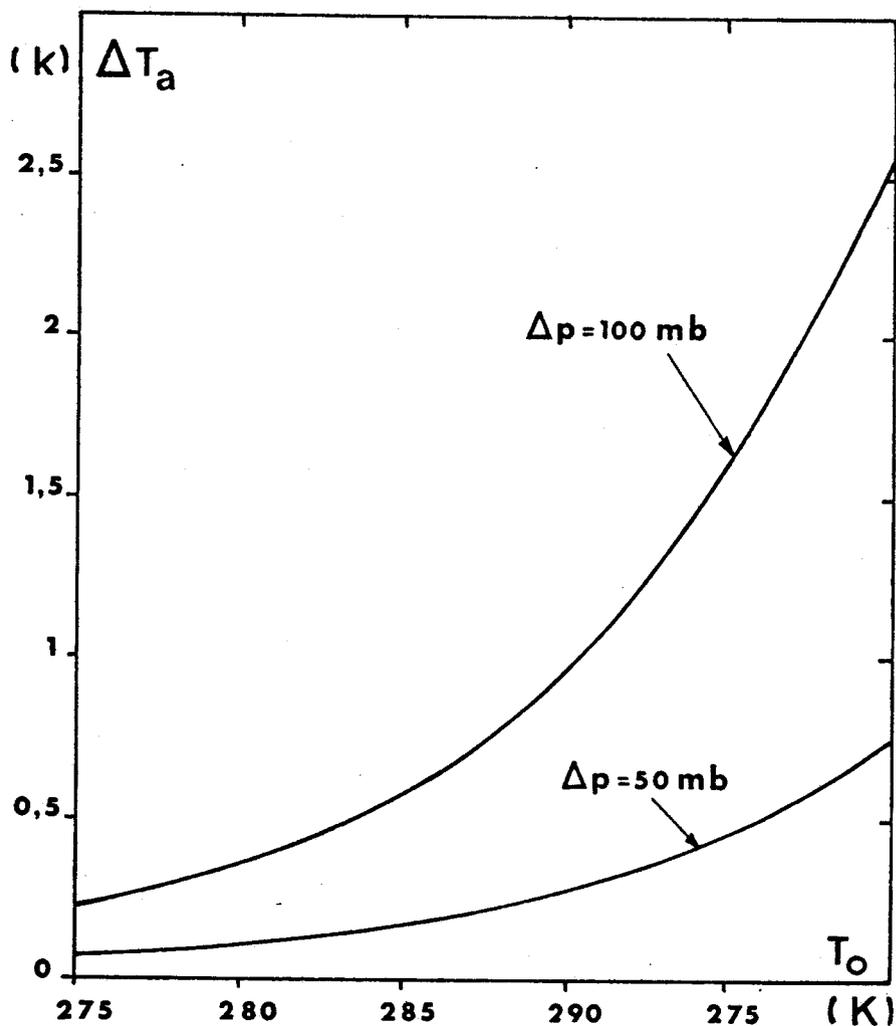


FIGURE II - 2 : Correction atmosphérique ΔT_a , en fonction de la température de surface, T_o , pour l'intervalle spectral 10,5 à 12,5 μ m.

$$\left(\frac{dT}{dz} = -6,3 \text{ K.km}^{-1} ; H = 100 \% \right).$$

$$\Delta T_a = -3,1.10^{-16} \exp(0,1018 T_0) (p_0 - p) (T(p) - T_0) H(p) \quad (\text{II-3})$$

avec $p_0 - p$ en mb.

L'humidité relative $H(p)$ et la température de l'air $T(p)$ peuvent être mesurés au niveau du vol. La formule (II-3) présente l'avantage principal de permettre une estimation de l'erreur atmosphérique ΔT_a uniquement à partir des paramètres mesurés en vol sans avoir à effectuer de sondage vertical. La précision ainsi obtenue est de l'ordre de 10 à 20 % pour $(p_0 - p) < 100$ mb.

Dans la publication précédente (publication 1), l'erreur atmosphérique calculée entre 8 et 14 μm , à une altitude de 900 m, et pour un gradient vertical de température de $-6,3 \text{ K.km}^{-1}$, était respectivement de 0,44 , 0,66 et 0,85 K pour des contenus en vapeur d'eau de 0 , 10 et 20 g.m^{-3} . L'altitude de 900 m correspond à environ 110 mb et les températures équivalentes aux contenus en vapeur d'eau précédents sont approximativement : 0 , 284 et 296 K. La réévaluation faite dans ce paragraphe entre 10,5 et 12,5 μm donne alors les erreurs atmosphériques suivantes : 0 , 0,61 et 2,08 K. Aux faibles contenus en vapeur d'eau, le désaccord s'explique par l'influence de l'absorption du CO_2 qui intervient dans l'intervalle spectral utilisé (8-14 μm) pour l'évaluation de la publication 1. Par contre, la mise à jour du modèle de transmission atmosphérique en tenant compte de l'absorption de type e de la vapeur d'eau, donne des valeurs beaucoup plus importantes de l'erreur pour les contenus en vapeur d'eau élevés. L'emploi de la formule proposée dans la publication 1, basée sur des données non actualisées de l'absorption est donc à rejeter. Cette comparaison démontre la nécessité de tenir compte de l'absorption par le continuum de type e pour étudier la correction atmosphérique sur la température de surface.

II-5 - CHOIX D'UN CAPTEUR : SCANNER OU RADIOMETRE ?

Les expériences de levé aérien de température de surface que nous avons faites ont toutes été effectuées au moyen d'un radiomètre, Barnes PRT-5 ou RALI développé au laboratoire, fournissant un profil de température sous l'avion, le long de l'axe de vol. Bien souvent, il nous a été demandé pourquoi nous n'utilisions pas plutôt un "scanner" ou radiomètre

à balayage pour ces vols. Apparemment, cet outil est plus performant et fournit des informations très complètes puisque le balayage élargit l'enregistrement à toute la zone vue latéralement à l'appareil dans un angle de $\pm 45^\circ$. Cependant ceci ne lui donne pas un avantage décisif et le but de la discussion qui suit est de fournir des éléments éventuels de réponse à la question : quel outil employer, le scanner ou le radiomètre ?

Tout d'abord les inconvénients du scanner font intervenir son prix, d'un ordre de grandeur supérieur, dû à la plus grande complexité mécanique, optique et du système d'acquisition de données, et au coût de sa mise en oeuvre (personnel plus qualifié, installation sur l'avion plus contraignante du point de vue du poids, de la puissance électrique, des dimensions de la trappe de visée, du refroidissement par azote liquide). La quantité de données enregistrées est grande : il faut ensuite les traiter pour restituer une information complète et exploitable par l'utilisateur avec une intervention parfois assez lourde de moyens en informatique. A l'inverse, l'enregistrement du signal du radiomètre peut être fait de façon quelconque et exploité directement, y compris lors du vol, ce qui peut être extrêmement précieux lors de certaines applications opérationnelles. Parfois la précision de la mesure du scanner est entachée de certains défauts : les premiers scanners "CYCLOPE" de la S.A.T. ne permettaient pas de restituer une température faute d'avoir prévu une calibration ; par contre le scanner ARIES, réalisé par le Laboratoire de Météorologie Dynamique et commercialisé par MATRA, a vu ses problèmes de calibration particulièrement soignés. La précision de la mesure est aussi limitée par les variations angulaires des termes d'erreurs, réflexion de surface et émission atmosphérique, qui dépassent en ordre de grandeur le degré K ; ceci se traduit sur la cartographie thermique restituée par un effet assez désagréable de refroidissement aux extrémités latérales : les moyens d'y remédier existent mais ils compliquent l'utilisation du scanner pour les scènes où le contraste thermique est faible.

L'avantage certain et unique du scanner est sa capacité de restituer une cartographie sur une zone qui couvre 2 h sous un avion volant à l'altitude h qui est typiquement de 5 à 10 km. Mais à ces altitudes, une contrainte supplémentaire s'ajoute : l'absence de couverture nuageuse sous l'avion, ce qui peut limiter certaines applications à des cas de ciel parfaitement clair. Enfin, signalons que cet avantage n'est pas déterminant

dans le cas de prospection de zones étendues et situées très au large où l'échelle des variations spatiales du phénomène devient grande. Il est alors hors de question de couvrir par bandes jointives de largeur 2 h toute la zone et on tend vers une situation voisine de celle du radiomètre : profil thermique le long de l'axe de vol, avec toutefois une information supplémentaire, l'angle que font les fronts thermiques ou les isothermes avec l'axe de vol de l'avion, à condition que les variations de l'erreur en fonction de l'angle signalées ci-dessus ne soient pas trop gênantes.

Le satellite ou plutôt les données acquises à partir de radiomètres embarqués sur satellites entrent également en compétition avec les moyens précédents. Bien que le sujet soit abordé dans le chapitre IV de cette étude, nous faisons intervenir ici la discussion concernant l'emploi de ce type de mesure. Couramment, les performances actuelles des radiomètres embarqués à bord des satellites de la série NOAA sont les suivantes : résolution au sol de 1 km, bruit équivalent en température de 0,5 K, répétitivité supérieure à deux fois par jour à nos latitudes (pour le V.H.R.R.). Avec l'expérience H.C.M.M. sur le satellite AEM-A (1978), on descendra à une résolution spatiale de 400 m et un bruit équivalent en température de 0,2 K, mais avec une répétitivité plus faible.

Le radiomètre embarqué sur satellite rencontre la même limitation due aux nuages que sur un avion à haute altitude. Par contre les coûts d'acquisition des données, dans la mesure où ils sont marginaux, sont faibles et le traitement des données peut être centralisé et automatisé en vue d'une cartographie de la température de surface.

Le résultat de la comparaison entre les trois méthodes, radiomètre sur avion à basse altitude, scanner sur avion à haute altitude, ou satellite, dépend finalement de l'échelle des phénomènes, échelle spatiale et amplitude des variations de température de surface. De façon très grossière, cette échelle varie progressivement lorsque l'on s'éloigne des côtes et que l'on s'intéresse à des masses d'eau plus homogènes : on passe alors de variations spatiales de plusieurs degrés K en quelques centaines de mètres à des variations de 0,1 K en 10 km (ceci n'est qu'un schéma qui ne saurait illustrer la variété du phénomène marin). Ceci amène à choisir les systèmes de la façon suivante, en fonction des applications :

- utiliser les données fournies par satellite chaque fois que cela est possible , c'est à dire que les exigences sur la résolution spatiale et la précision ne sont pas supérieures à ses limites actuelles (1 km. , 0,5 K.) ou futures : application typique à l'étude d'upwellings.

- réserver l'emploi du radiomètre sur avion à basse altitude aux missions opérationnelles pour lesquelles la couverture nuageuse gêne l'acquisition de données par le satellite , avec une résolution au sol de 10 km. , une précision de 0,1 K : application typique à l'aide à la pêche en zones tropicales .

- réserver l'emploi du scanner sur avion à haute altitude à des missions demandant une grande finesse spatiale , pratiquement près des côtes , avec une échelle spatiale inférieure à quelques centaines de mètres : application typique à l'étude d'effluents thermiques .

II-6 - CONCLUSION.

Plusieurs méthodes sont proposées pour éliminer l'effet de réflexion , principalement gênant pour les mesures à partir d'avion : correction par un radiomètre infrarouge annexe ,visant le ciel, radiomètre à polarisation visant la surface de la mer à l'angle de BREWSTER. Cette dernière méthode est particulièrement originale et a fait l'objet d'une réalisation qui a permis de vérifier l'efficacité de la méthode : la précision sur la mesure est alors d'environ 0,1 K pour des vents inférieurs à 10 m.s⁻¹.

La correction atmosphérique a une moins grande variabilité que la couverture nuageuse et peut être estimée avec une précision suffisante à partir de la formule paramétrique proposée, pour des altitudes de vol de quelques centaines de mètres .

Le chapitre qui suit décrit les résultats ainsi obtenus lors d'expériences de levés aériens de température de surface par radiométrie infrarouge .

BIBLIOGRAPHIE - CHAPITRE II

- ANDING ,D.,KAUTH ,R., 1970- Estimation of sea surface temperature from space - Rem. Sensing Environnement ,1,4,217-220
- BIGNELL , K.J., 1970 - The water vapour infra-red continuum - Quart .
Jl Roy. Meteorol. Soc.,96,390-403
- BURCH, D.E., GRYVNACK, D.A., 1970 - Atmospheric attenuation in the infrared window. - In "Space Opt., Semin. - in depth, Santa Barbara, Calif., 1969", 17-22.
- DESCHAMPS, P.Y., 1968 - Etude et réalisation d'un radiomètre infrarouge. -
Thèse de 3ème cycle, Université de Lille I, n° 114, 87 p.
- EGAN, W.G., HILGEMAN, T., 1977 - Polarimeter measures sea state using emitted infrared radiation. - Proc. 11 th Int. Symp. on Rem. Sensing of Environment, An Arbor, avril 1977, à paraître.
- FUSEY, F.X., 1974 - Contribution à l'étude des échanges océan-atmosphère : mesure de la température de surface de l'océan par radiométrie infrarouge polarisée. - Thèse de 3ème cycle, Université de Lille I, n° 462, 111 p.
- GRASSL, H., 1973 - Separation of atmospheric absorbers in the 8-13 μ m region. -
Beitr. Phys. Atmosph., 46, 75-88.
- HALL, F.F. Jr., 1968 a - The effect of cirrus clouds on 8-13 μ m infrared sky radiance. - Appl. Optics, 7, 5, 891-898.
- HALL, F.F. Jr., 1968 b - A physical model of arrius 8-13 m infrared radiance. -
Appl. Optics, 7, 11, 2264-2269.
- LECOMTE, P., DESCHAMPS, P.Y., 1970 - Mesure de la température superficielle de l'océan au moyen d'un radiomètre infrarouge. - Cah. Oceanogr., 22, 2, 155-177.
- LEE, A.C.L., 1973 - A study of the continuum absorption within the 8-13 μ m atmospheric window. - Quart. Jl. Roy. Meteor. Soc., 99, 490-505.
- RAZUMOVSKIY, I.T., 1973 - Reducing the influence of sky radiation in radiation thermometer measurements of water surface temperatures. -
Izv. Atmosph. Oceanic Phys., 9, 12, 755-756.

- SAIEDY, F., 1960 - Absolute measurements on infrared radiation in the atmosphere - Ph.D. Thesis , London University.
- SAUNDERS , P.M., 1967 - Aerial measurement of sea surface temperature in the infrared - J1 Geophys.Res., 72, 16, 4109-4117.
- STULL , V.N., WYATT, P.J., PLASS, G.N., 1964 - The infrared transmittance of carbon dioxide - Appl. Optics , 3, 2, 243 .
- VANHOUTTE , J.C. , 1974 - Améliorations apportées à la mesure radiométrique de la température de l'océan . Etude , réalisation et essais d'un radiomètre infrarouge à lumière polarisée - Thèse de Docteur Ingénieur , Université de Lille I , n° 161 , 56p.

CHAPITRE III

APPLICATIONS OCEANOGRAPHIQUES DU LEVE AERIEN DE TEMPERATURE DE SURFACE

III-1 - PRESENTATION GENERALE

Il y a possibilité d'application de la radiométrie infrarouge chaque fois qu'un phénomène physique dans l'océan (ou dans l'atmosphère) peut être relié à la température de surface de l'eau.

Rappelons par exemple que des recherches sur les mesures de température de surface par radiométrie infrarouge ont été menées dans un cadre militaire (A.S.W.E.P.S.) dans le but d'obtenir des informations rapides sur la bathythermie probable d'une zone, et par conséquent sur la propagation des ondes sonores. Ces recherches tendent à affecter à une température de surface donnée, pour une époque et pour une zone, la bathythermie la plus probable. A ce titre, une surveillance de la limite des eaux du Gulf Stream est effectuée couramment (WILKERSON et NOBLE, 1970).

Nous développerons ici deux points pour lesquels des mesures aériennes de température de surface peuvent apporter une aide appréciable :

- océanographie physique et interactions océan-atmosphère,
- assistance à la pêche.

Océanographie physique

De nombreux phénomènes océanographiques se traduisent par des variations de la température en surface : plongées et remontées d'eau associées à des divergences et convergences, parfois liées à des ondes internes, limites des aires intéressées par des fronts thermiques, frontières entre courants superficiels. Les levés aériens permettent dans ce cas d'avoir une vue synoptique du phénomène et de compléter les observations d'un navire océanographique beaucoup plus limité dans ses déplacements et qui ne peut surveiller qu'une aire petite, ou même de suivre l'évolution du phénomène en l'absence de navires.

Plusieurs expériences d'applications de ce type ont précédemment été effectuées, principalement sur les zones où se rencontrent des fronts thermiques prononcés, à la limite de courants froids et chauds :

- la frontière Nord du Gulf Stream, dans le cadre des recherches A.S.W.E.P.S. (WILKERSON et NOBLE, 1970) ;
- le front thermique à la limite des eaux polaires en Mer de Norvège (PICKETT et ATHEY, 1968, NOBLE et WILKERSON, 1970) ;
- la limite Sud du courant du Cap Est en Nouvelle Zélande (RIDGWAY, 1970) ;

- le courant Tsushima au large des côtes du Japon (OGURA et al, 1969) ;
- l'expansion des eaux du Mississipi dans le Golfe de Mexico (DRENNAN, 1967).

La plupart de ces expériences portent sur des fronts thermiques accusés (plusieurs degrés K) et bien connus, et se contentent de préciser leur emplacement. Un des problèmes qui se pose est de savoir si l'on peut dans certains cas en obtenir des renseignements sur le mouvement des masses d'eau.

Des expériences intéressantes ont été menées dans ce sens par la W.H.O.O. : étude des méandres du Gulf Stream, de leur énergie potentielle et de leur destruction (SAUNDERS, 1971), formation des eaux profondes en hiver en Méditerranée Occidentale (BUNKER, 1972). Une autre expérience a montré la corrélation existant entre une zone frontale au niveau de la thermocline et un front thermique de surface (WOODS et WATSON, 1970). Le spectre de variation spatiale de la température de surface a également été étudié par radiométrie infrarouge (Mc LEISH, 1970; SAUNDERS, 1972).

Dans le domaine de l'océanographie physique, des levés aériens de température de surface par radiométrie infrarouge peuvent donc apporter une aide aux moyens classiques pour l'étude de mouvements verticaux ou horizontaux, en les localisant et en suivant leur évolution. Les facteurs qui limitent les possibilités d'application sont les suivants :

- Manque de précision de la mesure aérienne de température de surface à cause des dérives propres aux instruments, et des erreurs dues aux conditions de mesure (réflexion, transmission). En l'absence de corrections on obtient une précision d'environ 0,5 K ; les erreurs d'étalonnage viennent éventuellement augmenter ce chiffre. Des méthodes de correction plus ou moins élaborées (cf chap. II) permettent d'envisager d'obtenir une précision de 0,1 à 0,2 K, plus comparable à la précision des instruments classiques à la mer.

- Fluctuations dans le temps de la température de surface de la mer qui varie sous l'effet de divers facteurs : pertes thermique et latente au profit de l'atmosphère (§ I-3). Ces facteurs doivent être évalués lorsque l'on désire surveiller l'évolution de masses d'eau au moyen de levés aériens répétés (SAUNDERS, 1974) et particulièrement lorsque les fronts thermiques sont peu accentués, pour obtenir les conditions les plus favorables à une bonne cohérence des résultats.

- Manque de représentativité de la température de surface de la mer : la plupart des mouvements dynamiques se traduisent en surface par des variations en température qui ne sont que des effets secondaires. La température de surface ne sera la plupart du temps, qu'un indice qui demande à être recoupé avec d'autres

mesures faites à partir de l'avion (par exemple A.X.B.T. : bathythermographe largué à partir de l'avion) et surtout à partir d'un navire de recherches travaillant conjointement.

Interactions

La température de surface est un des paramètres essentiels des échanges océan-atmosphère et définit une des conditions à la limite des 2 milieux. Des phénomènes de microclimats sont associés à la présence de masses d'eau ayant des températures plus ou moins contrastées entre elles, ou avec la terre. A l'échelle synoptique, il existe une certaine corrélation entre les anomalies de la circulation atmosphérique et celles de température de surface. Le climat de l'ensemble du globe et son évolution est souvent exprimé en faisant référence à la notion de température de surface. Pour ces études la télédétection de la température de surface à partir d'avions ou de satellites permet d'avoir le champ thermique sur des étendues plus ou moins grandes.

Assistance à la pêche

La densité de population de certaines espèces (thon, maquereau, sardine) est liée à la température de l'eau. Une pêche scientifique fait de plus en plus appel à des informations (cartes de température de surface, bathythermographes) qui permettent de guider la recherche de bancs de poissons.

Des levés aériens de température de surface peuvent dans ce domaine :

- aider à la compréhension des phénomènes physiques (upwellings par exemple) qui déterminent les zones de forte concentration de poisson ;
- apporter une assistance à la pêche en complétant les renseignements de la flotille de pêche avant son appareillage, ou pendant la campagne de pêche, selon ses besoins.

Des levés aériens de température pour l'assistance à la pêche ont ainsi été effectués depuis quelques années sur les côtes Est et Ouest des Etats-Unis avec le concours de l'U.S. Coast Guard, (WEISS, 1969, PANSIN et GOSSER, 1971), ainsi qu'autour de l'Islande.

Les problèmes qui se posent dans ce domaine sont les suivants :

- relation entre la température de l'eau et la population de poisson (cette relation existe pour certaines espèces et est plus ou moins étroite).

- relation entre la température de surface et la bathythermie (profondeur de la thermocline), afin de déterminer l'épaisseur probable de la couche de mélange.

- efficacité et rentabilité de ce type d'assistance à la pêche. La précision demandée pour ce genre d'application dépasse rarement 0,25 K.

Nous avons choisi de donner deux exemples d'applications pratiques, et qui présentent des caractéristiques différentes. Alors que les phénomènes hivernaux au large du Golfe du Lion (campagnes MEDOC) sont caractérisés par des températures de surface ne couvrant qu'une gamme de quelques dixièmes de degré K, le Golfe de Guinée autour du Cap Lopez voit le développement de phénomènes très marqués (plusieurs degrés K) et évoluant rapidement. Le Golfe du Lion a été étudié lors de nombreuses campagnes de navires, et constitue en quelque sorte un test pour l'emploi et la précision des mesures radiométriques. Par contre les campagnes aériennes dans la zone du Cap Lopez ont permis d'explorer une situation océanographique jusque là peu connue.

III-2 - CAMPAGNES MEDOC

6 vols ont été effectués durant l'hiver 1972 sur la zone au large du Golfe du Lion, et 4 vols en 1973, en liaison avec les campagnes océanographiques MEDOC du Laboratoire d'Océanographie Physique du Muséum.

L'installation réalisée sur un DC 7/AMOR du Centre d'Essais en Vol de Brétigny⁽⁺⁾ comportait :

- un radiomètre infrarouge Barnes PRT 5 (8-14 μ m) visant vers le bas,
- un radiomètre infrarouge annexe constitué d'une thermopile visant le ciel pour la correction de l'erreur de réflexion,
- un dispositif d'étalonnage constitué d'un corps noir régulé en température,
- l'enregistrement des données.

(+) La Direction de la Recherche et des Moyens d'Essais du Ministère de la Défense Nationale a financé les heures de vol.

Résultats

En 1972, le premier vol a eu lieu le 15 février, fournissant une première carte de température de surface (figure 3 de la publication 2 au chapitre II) qui peut être comparée à celle relevée par le N.O. NOROIT lors d'une exploration rapide de l'ensemble de la zone effectuée entre le 27 janvier et le 5 février (figure 6, publication 2, chapitre II). En dépit de l'écart de temps, plus de 10 jours, séparant les deux séries de mesures, certains des traits caractéristiques de la zone MEDOC en hiver se retrouvent : maximum relatif de température ($12,9^{\circ}\text{C}$ au centre, le long du parallèle $42^{\circ}10' \text{ N}$, entouré d'une première ceinture d'eaux relativement plus froides ($12,5$ à $12,6^{\circ}\text{C}$) et d'une deuxième ceinture d'eaux plus chaudes ($12,9$ à $13,0^{\circ}\text{C}$). Sur ce dernier point on note de légères différences entre le levé aérien du 15/2 et l'exploration du NOROIT. Dans la partie Nord, la maximum relatif de la ceinture n'est que de $12,7^{\circ}\text{C}$, alors qu'au contraire, dans la partie Sud les eaux à plus de $12,9^{\circ}\text{C}$ s'étendent plus largement et atteignent la zone centrale.

Les vols suivants, 22 et 25 février (figures 4 et 5, publication 2, chapitre II) confirment l'allure générale de ce dispositif. La zone centrale (maximum relatif à $12,9^{\circ}\text{C}$) a migré vers le Nord-Ouest de $42^{\circ}05' \text{ N}$, $4^{\circ}40' \text{ E}$, à $42^{\circ}20' \text{ N}$, $4^{\circ}25' \text{ E}$ entre le 15 et le 22 février. Ce déplacement de la zone centrale avait également été observé par le NOROIT et peut être attribué à l'influence des vents d'Est qui se sont établis dans l'intervalle de temps.

On peut observer dans la partie Sud de la zone observée (41° N à $41^{\circ}40' \text{ N}$) une frontière thermique de quelques dixièmes de degrés K assez bien marquée qui sépare la première ceinture de masses d'eau relativement plus froide ($<12,6^{\circ}\text{C}$) des eaux plus chaudes ($>13^{\circ}\text{C}$) qui se trouvent au Sud de 41° N . Cette zone frontale présente des oscillations ou méandres autour d'une position moyenne, $41^{\circ}20' \text{ N}$ pour l'isotherme $12,9^{\circ}\text{C}$, que l'on retrouve sur les levés des 15, 22, 25 février et 4 mars.

Interprétation

Le refroidissement hivernal au large du Golfe du Lion provoque à la fois une diminution de la température et une augmentation de la salinité dans la couche de surface. La densité dans la couche de surface augmente, et la stratification verticale devient instable. Cet effet est maximum vers 42° N ,

5° E au centre de la circulation cyclonique qui intéresse la partie Nord-Ouest du Bassin Méditerranéen Occidental, où se déclenchent des phénomènes convectifs amenant en surface de l'eau intermédiaire, puis de l'eau profonde (LACOMBE, TCHERNIA, 1974) qui ont une température de 12,9 à 13 °C légèrement plus élevée que celle de l'eau de surface. Ceci explique l'observation lors des levés aériens d'un maximum relatif de température de surface au centre de la zone étudiée.

D'après GASCARD (1977), la circulation cyclonique dans le Golfe du Lion associée à la faible stratification en densité de la situation hivernale crée des conditions analogues à celles du front polaire atmosphérique, le centre du front étant vers 42° N, 5° E. Le "front polaire" situé tout autour présenterait un certain nombre de méandres analogues aux perturbations atmosphériques et se propageant comme elles dans un sens cyclonique. Un certain nombre de ces méandres, délimités par les isothermes 12,8 - 12,9 °C, se retrouvent sur les cartes de levés aériens, particulièrement dans la partie Sud, expliquant les oscillations observées. Ce phénomène est moins net dans la partie Nord, et la simple observation des températures de surface ne permet pas d'y conclure.

La figure III-1 rassemble les observations de méandres obtenues dans la partie Sud lors des 4 premiers levés aériens (15,22,25 février et 4 mars). On y a tracé l'isotherme 12,85 °C (12,95 °C pour le 15 février) considérée comme frontière du méandre. Les figures III-2 à III-4 reprennent les observations obtenues lors de 2 levés successifs pour essayer d'en déduire une vitesse de phase des méandres. L'intervalle de temps entre les levés successifs mène à une certaine ambiguïté sur les observations de vitesses de phase, particulièrement entre les 15 et 22 février, 7 jours (figure III-2), et les 25 février et 2 mars, 6 jours (figure III-4). On est alors amené à faire 2 hypothèses. Dans la première, on mesure un déplacement obtenu en prenant le méandre le plus proche dans le sens cyclonique lors du vol suivant, ce qui donne une vitesse assez faible (5 et 7 cm.s⁻¹). Dans la seconde hypothèse on suppose une évolution plus rapide, et on n'obtient qu'une limite inférieure de la vitesse (15 cm.s⁻¹) basée sur le fait que le méandre se serait propagé en dehors de la zone étudiée lors du vol suivant. Cependant, le plus faible intervalle de temps entre les 22 et 25 février, 3 jours (figure I-3), permet d'avoir une estimation moins douteuse de la vitesse de phase : 25 cm.s⁻¹, qui est compatible avec la limite inférieure de 15 cm⁻¹ trouvée pour les autres vols dans la seconde hypothèse. Ces vitesses sont par ailleurs du même ordre de grandeur que les vitesses de phase prédites par similitude avec l'atmosphère (GASCARD, 1977).

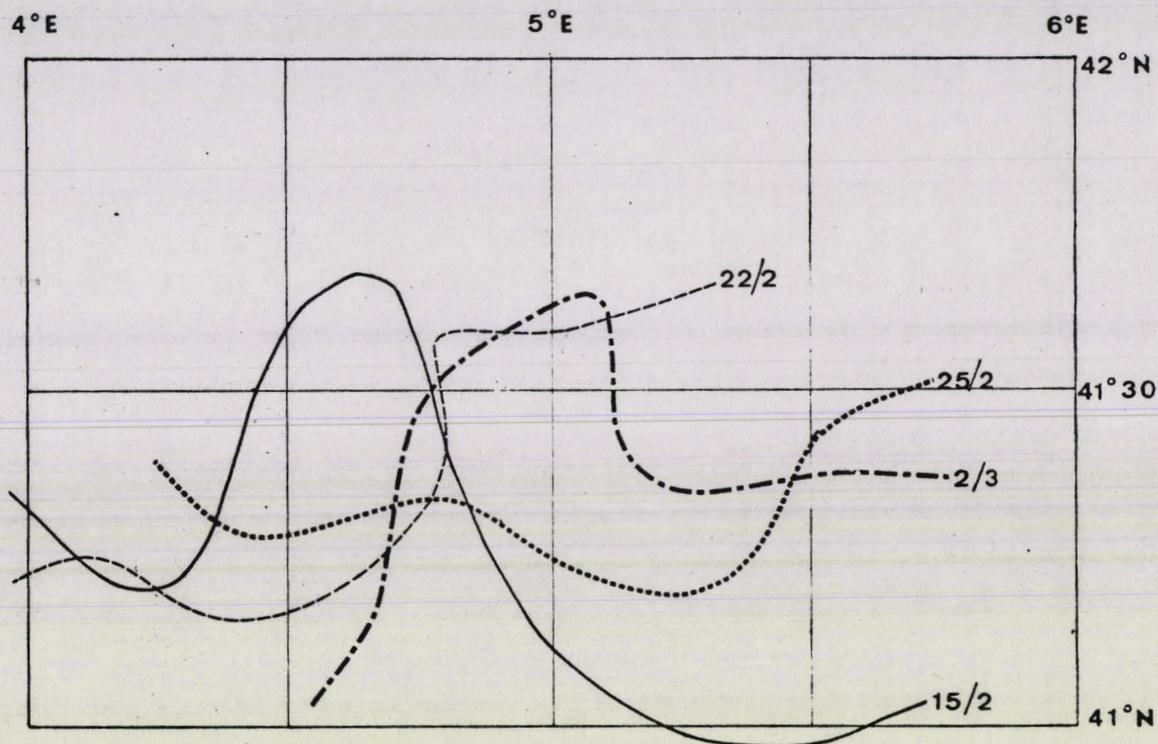


FIGURE III - 1 : Méandres dans la partie Sud de la zone MEDOC :

- le 15 février 1972 (isotherme 12,95 °C),
- le 22 février 1972 (isotherme 12,85 °C),
- le 25 février 1972 (isotherme 12,85 °C),
- .-.- le 2 mars 1972 (isotherme 12,85 °C).

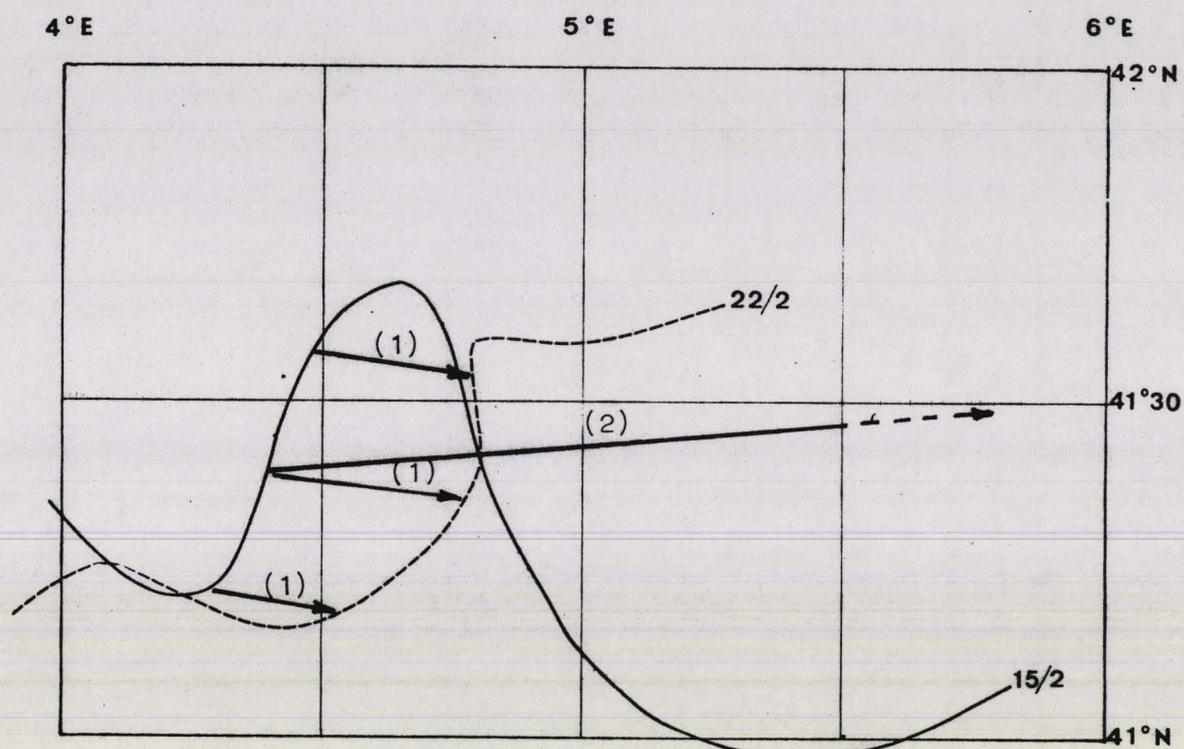


FIGURE III - 2 : Déplacement des méandres entre le 15 et le 22 février 1972 :

-Hypothèse 1 : $u = 5 \text{ cm.s}^{-1}$,

-Hypothèse 2 : $u > 15 \text{ cm.s}^{-1}$.

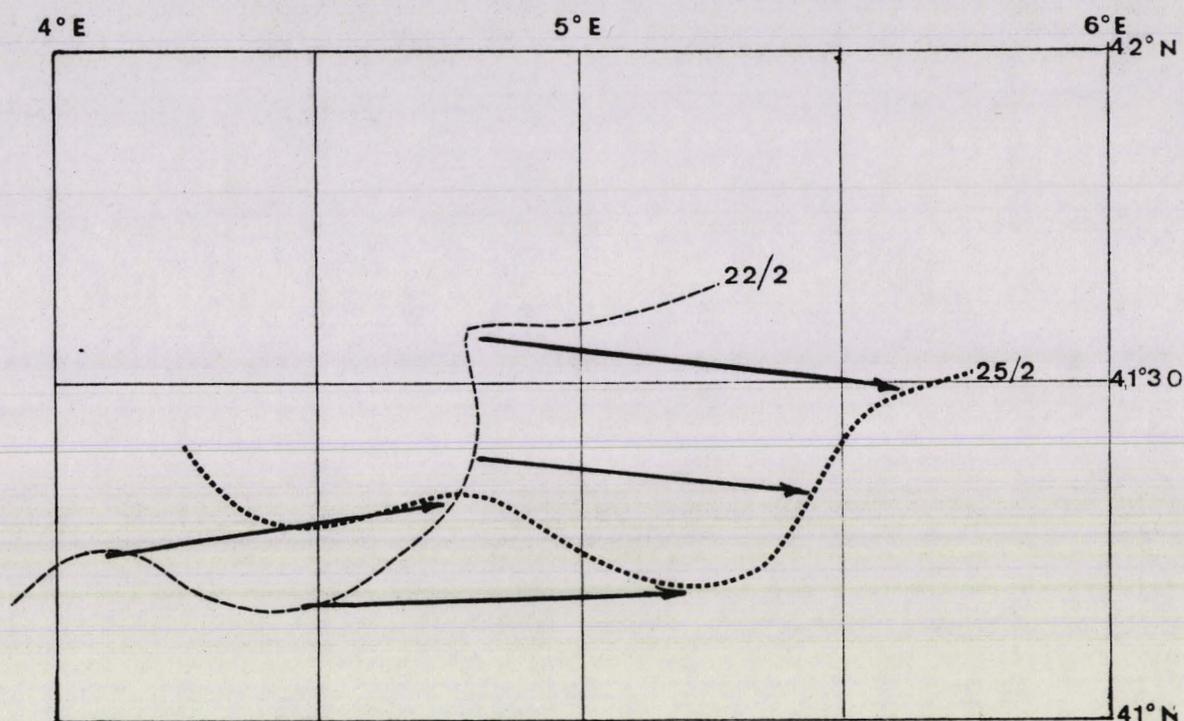


FIGURE III - 3 : Déplacement des méandres entre le 22 et le 25 février 1972 :

$$u = 25 \text{ cm.s}^{-1}.$$

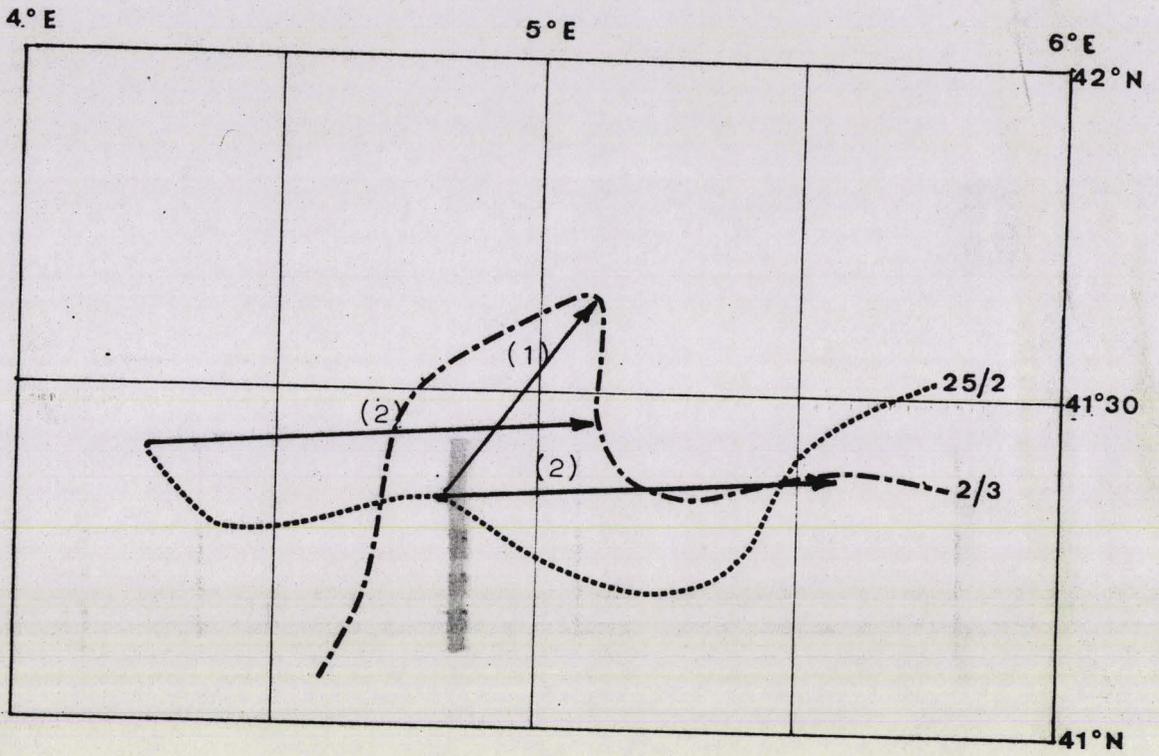


FIGURE III - 4 : Déplacement des méandres entre le 25 février et le 2 mars 1972 :

- Hypothèse 1 : $u = 7 \text{ cm.s}^{-1}$,
- Hypothèse 2 : $u = 14 \text{ cm.s}^{-1}$.

Les résultats obtenus au cours de ces levés aériens n'ont pu être mis en évidence que grâce à une bonne précision relative et absolue ($\pm 0,1$ K) des mesures de température de surface. Il faut néanmoins souligner que l'interprétation que l'on en a faite, particulièrement sur l'évolution des méandres, est à la limite potentielle des mesures aériennes. Il est certain aussi que seule la bonne connaissance de la zone MEDOC, acquise par le Laboratoire d'Océanographie Physique du Muséum, a permis d'aboutir à une interprétation.

D'un autre point de vue, l'exploration de surface par le NOROIT a demandé près d'une semaine, alors que le levé aérien a fourni des résultats, certainement moins précis et complets, mais dans un temps beaucoup plus court, permettant d'avoir un aperçu plus synoptique. L'emploi de l'avion dans une phase d'exploration présente d'ailleurs un intérêt économique permettant d'épargner un certain nombre de journées en mer du navire océanographique.

III-3 - CAMPAGNES CAP LOPEZ

La zone étudiée (1° N à $1^{\circ} 30'$ S, $6^{\circ} 30'$ E à $9^{\circ} 30'$ E) se situe sous l'Equateur dans l'Atlantique Central Est, entre le Cap Lopez et l'île de Sao Tomé, au large du Gabon. A la fin de l'automne austral, les eaux froides salées ($\theta < 24^{\circ}$ C, $S > 35$ ‰) progressent très rapidement vers le Nord le long de la côte Ouest de l'Afrique, pour venir rencontrer, au début de l'hiver austral, l'eau guinéenne, chaude et dessalée ($\theta > 24^{\circ}$ C $S < 35$ ‰). De juin à août, une zone frontale s'établit alors sous l'Equateur, qui correspond au développement maximum vers le Nord de l'eau froide et qui est connue sous le nom de front BERRIT ou front du CAP LOPEZ (BERRIT, 1961).

Une première campagne aérienne de mesure de température de surface en 1972 (LE GUEN et al, 1972) avait montré que loin d'être statique ce front thermique était animé de déplacements horizontaux très rapides (DUFOUR, STRETTA, 1973). Des campagnes aériennes plus systématiques ont eu lieu en 1974, 1975 et 1976 pendant une période de 1 mois en juin et juillet pour préciser l'évolution de ce front par des vols quasi-journaliers. Ces campagnes ont été assurées en collaboration avec une équipe d'océanographes de l'O.R.S.T.O.M. (Centre de Recherches Océanographiques à Abidjan). Nous présentons ici un exemple de chronologie de cartes de température de surface recueillie en 1975.

Les vols ont été effectués par un bimoteur Britain-Norman équipé d'un radiomètre infrarouge Barnes - PRT-5. Les corrections de réflexion étaient faites

de façon empirique en observant la couverture nuageuse, et en appliquant une correction allant de + 0,4 K pour un ciel clair à 0 K pour un ciel couvert bas. L'étalonnage du radiomètre est effectué au sol. La précision des mesures est moins bonne que lors des campagnes MEDOC, particulièrement des dérives importantes de l'étalonnage ont été observées. Cependant elle reste suffisante pour décrire le phénomène frontal qui a une ampleur de plusieurs degrés K.

Résultats

En 1975, des vols quotidiens ont été effectués sur la zone du Cap Lopez depuis la mi-juin jusqu'au 16 juillet. Les figures III-5 à III-12 présentent les cartes de température les plus caractéristiques obtenues le 30 juin et du 6 au 13 juillet.

Jusqu'au 30 juin (figure III-5), l'ensemble de la zone est couverte par l'eau chaude guinéenne ayant une température supérieure à 25 °C et dépassant 27 °C au centre. La zone frontale (23 à 24 °C) a été rejetée beaucoup plus au Sud vers 3° S et est très diluée.

Du 1er au 6 juillet on note une apparition d'eau froide d'abord de façon très limitée autour du Cap Lopez, puis envahissant très rapidement toute la zone située entre le Cap Lopez et l'île de Sao-Tomé. Le 6 juillet (figure III-6) la situation hydrologique a connu un bouleversement complet par rapport au 30 juin, à peine 6 jours plus tôt. On assiste alors au maximum d'expansion de l'eau froide vers le Nord, provoquant un front thermique assez aigü, 2 degrés K sur une dizaine de miles nautiques, bien dessiné en forme d'arc de cercle entre le Cap Lopez et l'île de Sao-Tomé. On relève un minimum de température inférieur à 22,5 °C au centre de la zone.

Du 7 au 11 juillet (figures III-7 à III-10) on assiste à une nouvelle évolution radicale. L'eau chaude guinéenne réapparaît dans le secteur Nord-Est et repousse vigoureusement l'eau froide dans un premier temps, vers l'Ouest, puis s'enfonce vers le Sud en formant une langue d'eau chaude entre deux masses d'eau froide, l'une rejetée plus à l'Ouest, l'autre persistant en s'appuyant sur le Cap Lopez. Entre les 6 et 11 juillet, le front thermique en surface s'est déplacé très rapidement, parfois de plus de 100 miles nautiques en 5 jours, soit à une vitesse moyenne proche de 1 noeud.

Les 12 et 13 juillet (figures III-11 et 12), l'eau froide qui a résisté autour du Cap Lopez reprend son extension et une progression vers le Nord qui se poursuit jusqu'au 16 juillet.

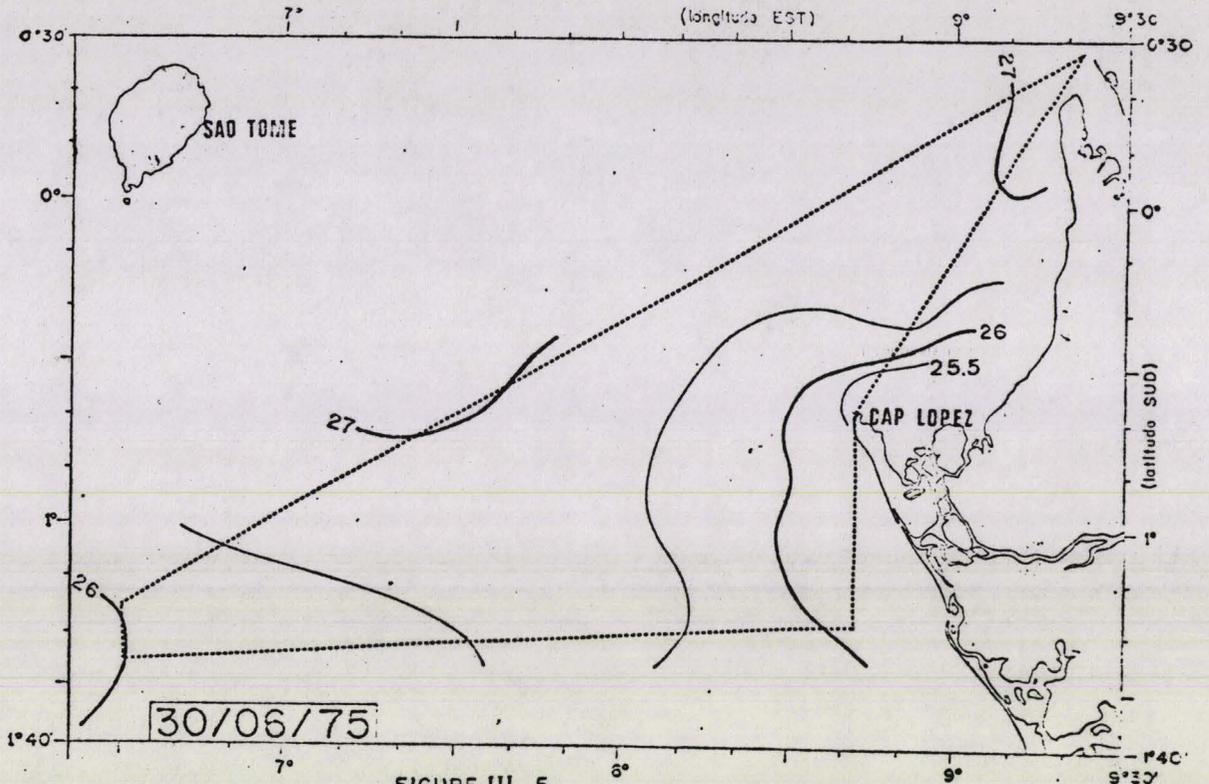


FIGURE III- 5

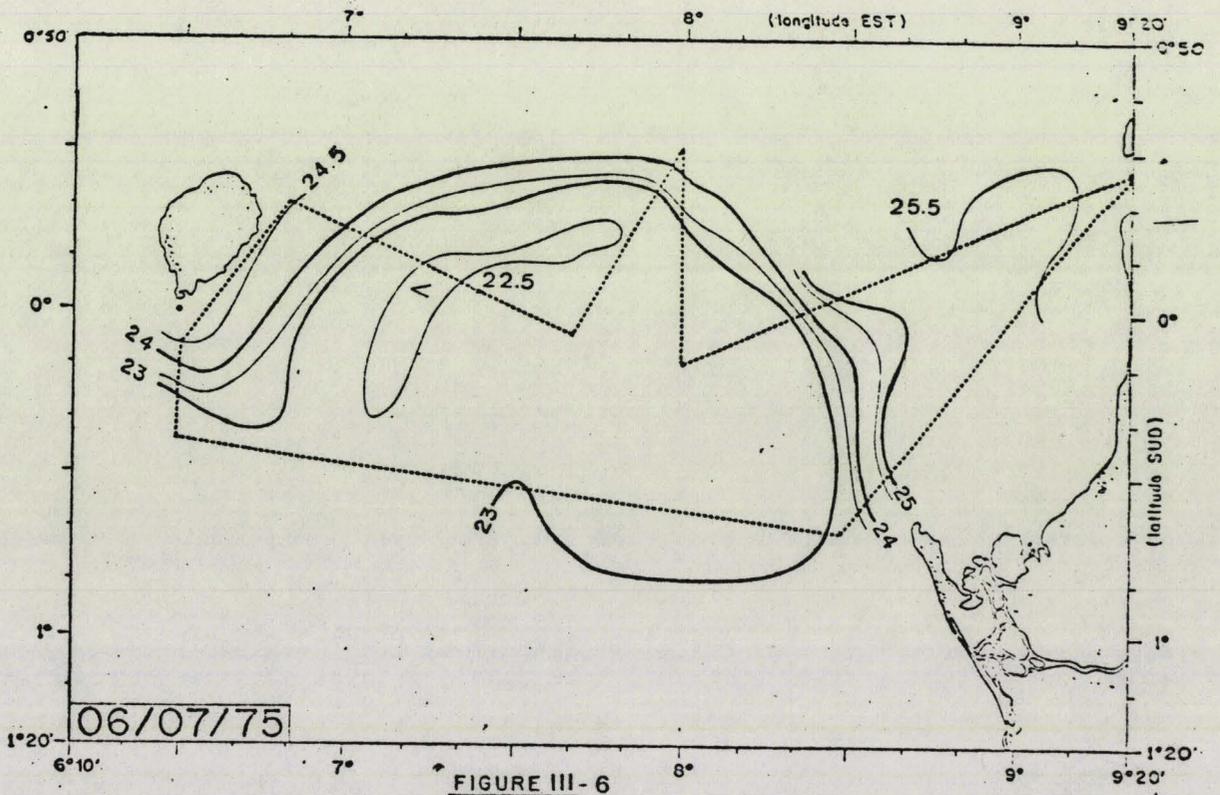


FIGURE III- 6



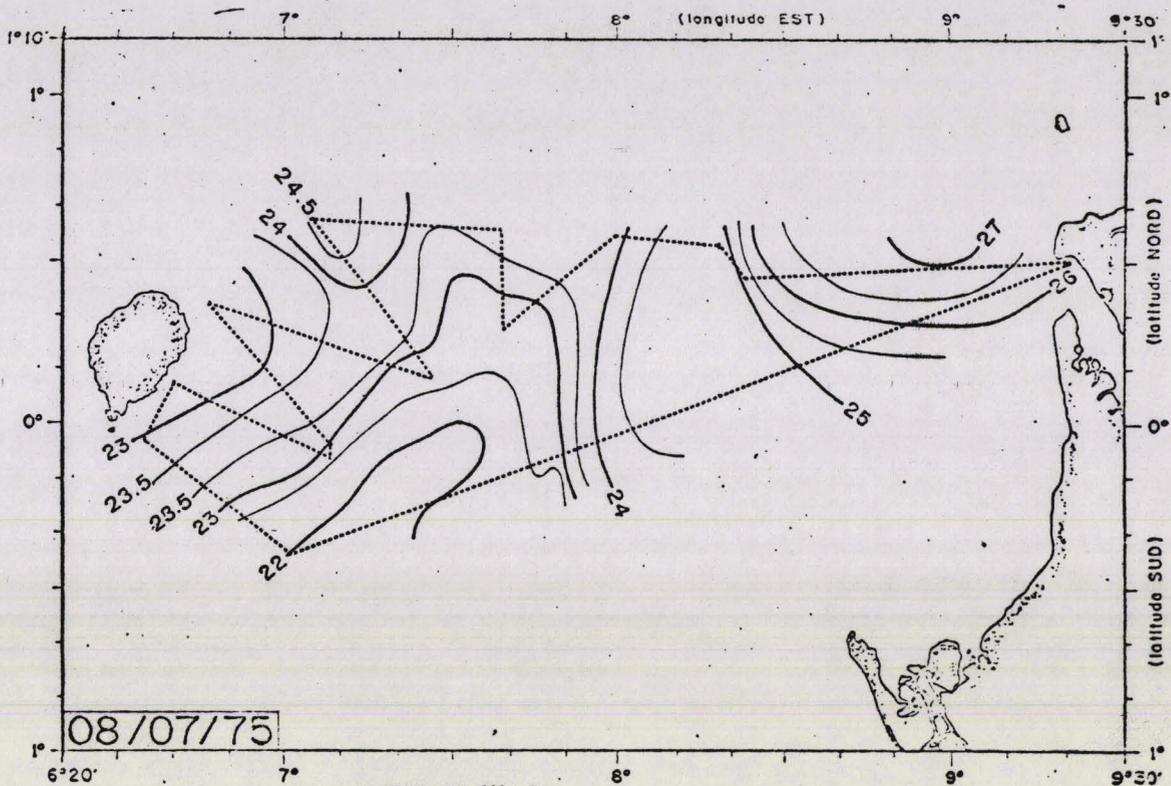


FIGURE III - 7

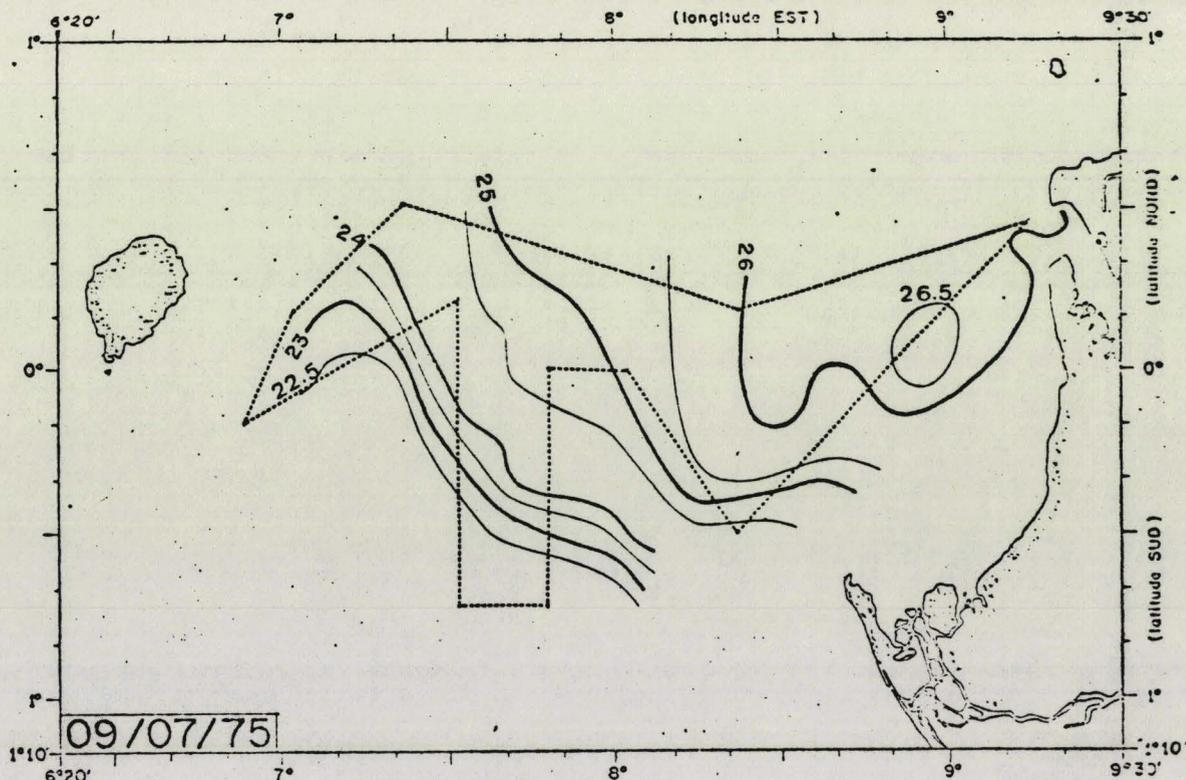


FIGURE III - 8



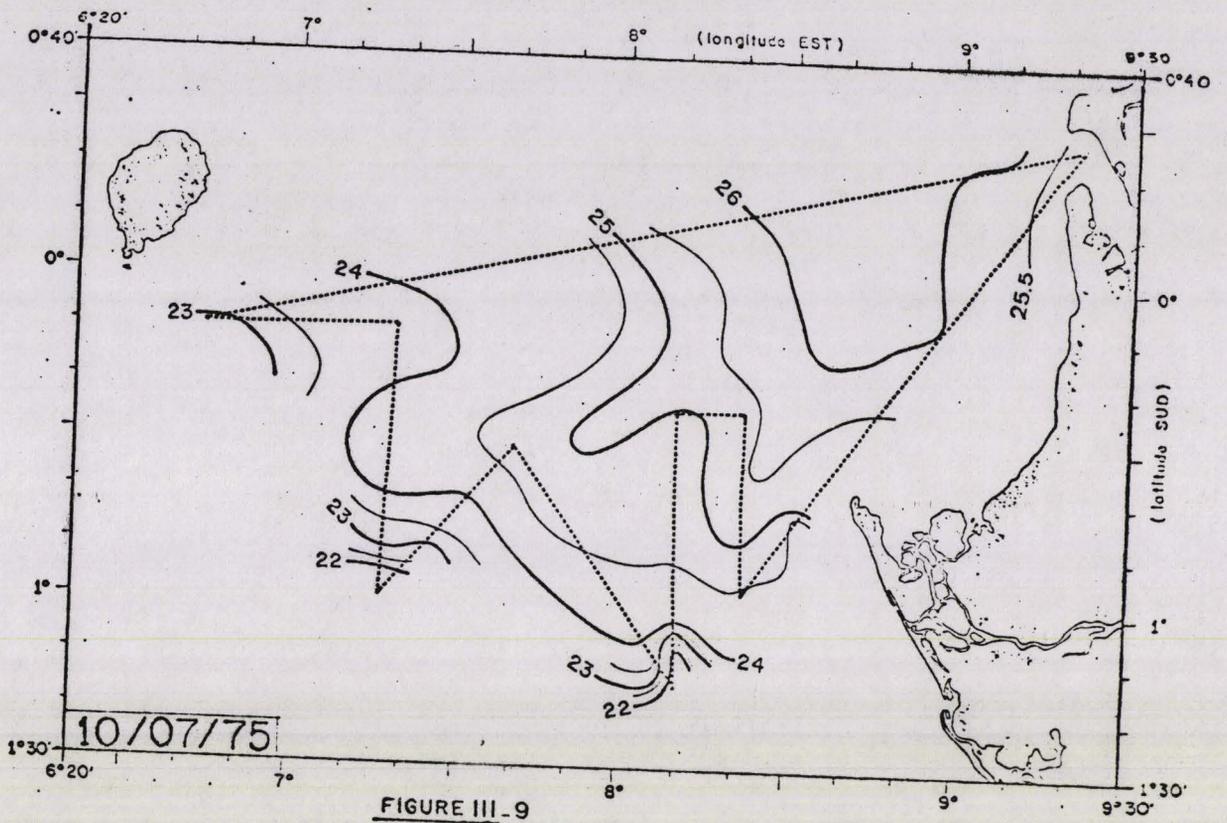


FIGURE III-9

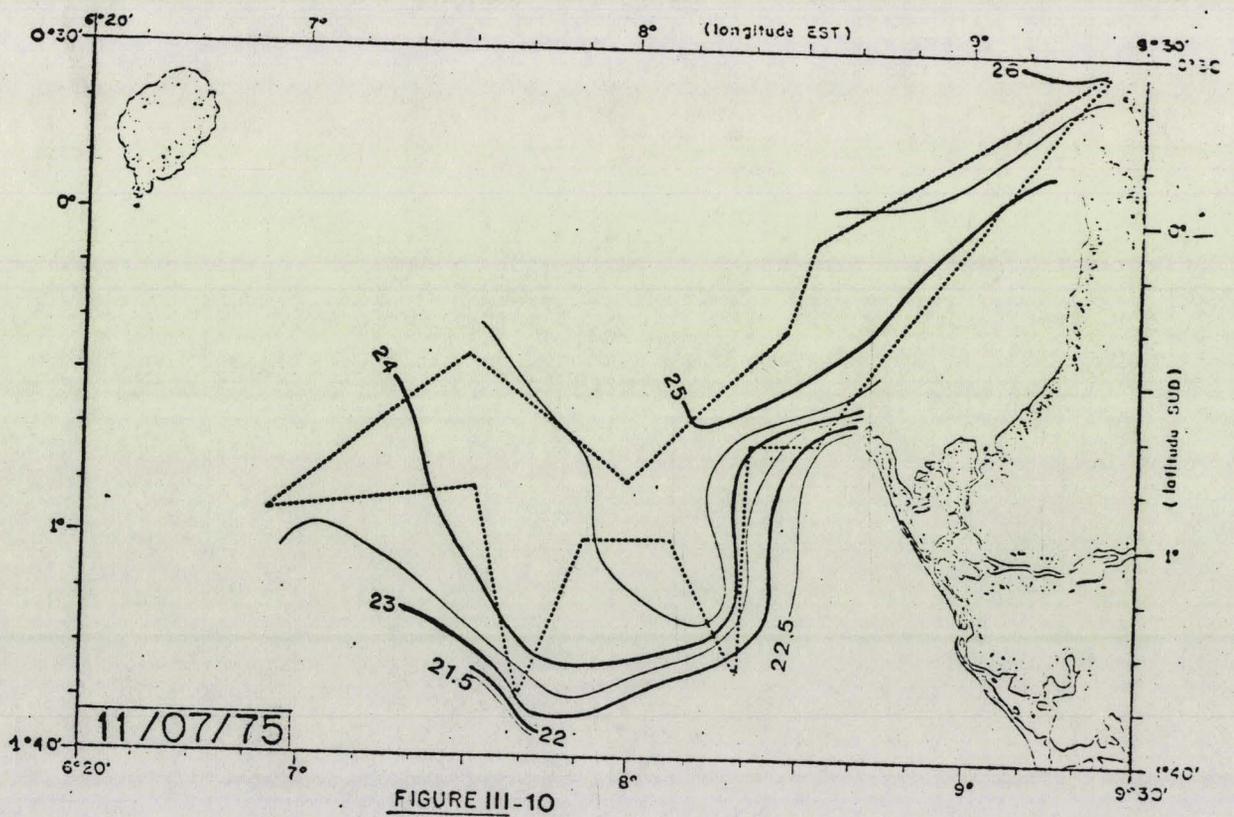


FIGURE III-10



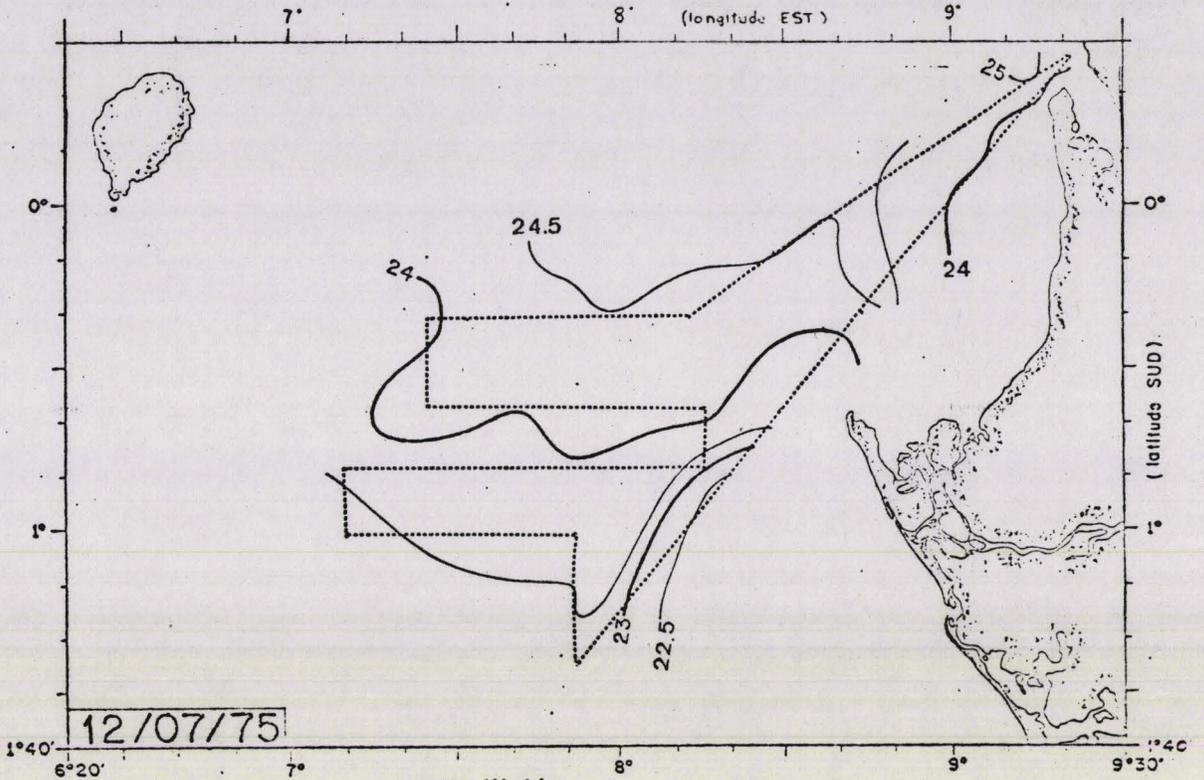


FIGURE III-11

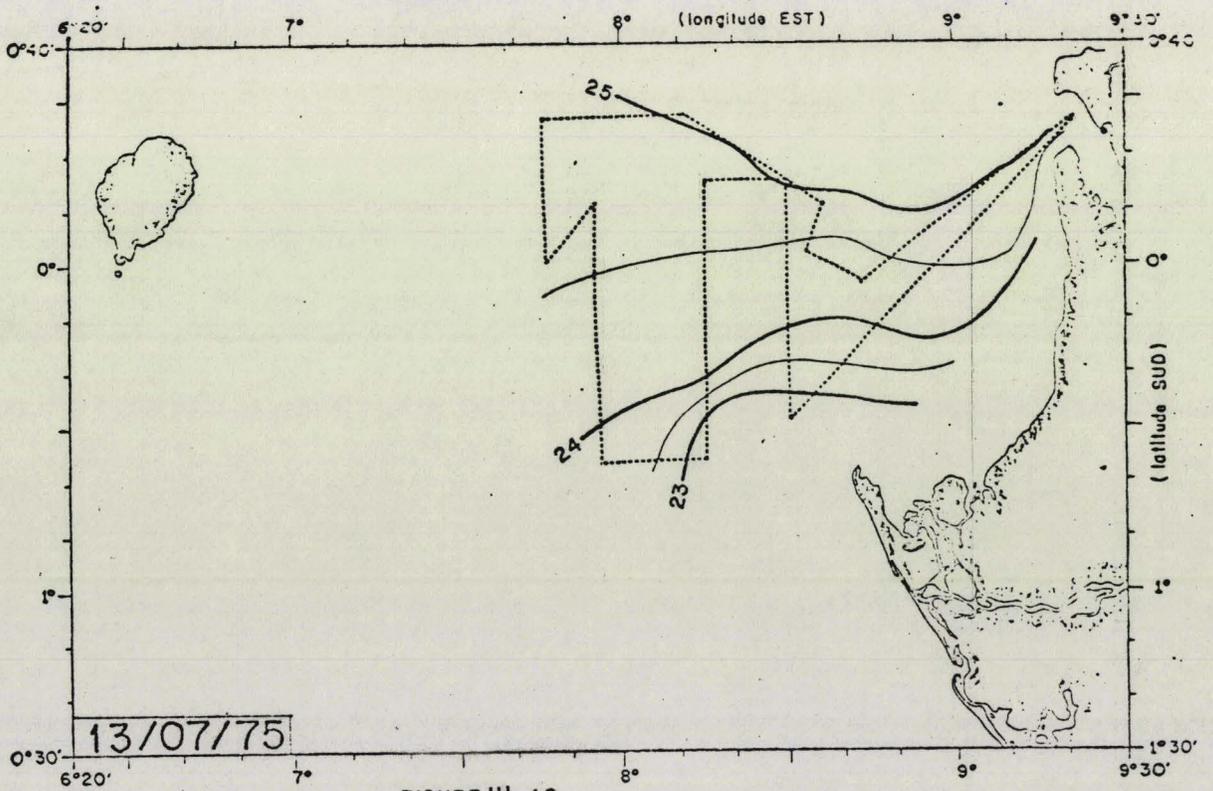


FIGURE III-12



Les campagnes effectuées en 1974 et 1976 confirment ces résultats et présentent des situations similaires. On constate une succession de phases chaudes puis froides, avec en moyenne deux cycles complets sur une période d'un mois allant de mi-juin à mi-juillet.

Interprétation

L'établissement du front thermique au niveau du Cap Lopez au début de la saison froide est indéniablement lié à l'apparition d'eaux froides provenant d'upwellings côtiers plus au Sud et entraînées par les dérives côtières du courant de Benguela (BERRIT, 1961, STRETTA et al, 1975).

L'envahissement brutal de la zone du Cap Lopez par l'eau froide tel que rencontré entre le 4 et 6 juillet 1976, est lié à un upwelling qui renforce localement la progression générale des eaux froides vers le Nord. Des observations simultanées de concentration en chlorophylle par télédétection (VIOLLIER et al, 1977) confirment cette hypothèse : lors de leur apparition les eaux froides sont pauvres et s'enrichissent progressivement. Cet enrichissement a été également observé par DUFOUR et STRETTA, 1973). Le mécanisme qui déclenche ce upwelling est encore discuté. Les conditions météorologiques jouent sans doute un rôle, mais les vents du secteur Sud-Ouest sont relativement constants, 10 noeuds. Il semble que les apparitions périodiques d'eaux froides soient liées à des poussées du contre-courant équatorial ou courant de LOMONOSOV (HISARD et al, 1975).

La formation du front thermique au Cap Lopez et le développement biologique important qui en résulte créent en juillet une situation favorable à de fortes concentrations de thon tropical (STRETTA et al, 1975). Une grande partie des captures de thons sont obtenus à cette époque dans la région du Cap Lopez et les campagnes aériennes de 1974 à 1976 avaient pour but d'étudier les relations existantes entre les situations hydrobiologiques et la présence de rassemblement de thons.

L'intérêt apporté par des mesures aériennes de température au Cap Lopez est remarquable à plusieurs titres. Le vecteur aérien y a été utilisé sur une base opérationnelle, et journalière, assurant le suivi d'un front thermique évoluant rapidement. Les buts appliqués de ces campagnes ressortent à la fois de l'océanographie physique et de l'assistance à la pêche.

Le résultat le plus spectaculaire est la mise en évidence d'une évo-

lution extrêmement rapide et brutale des phénomènes hydrologiques dans la région du Cap Lopez, évolution qu'il est difficile d'appréhender à partir d'un navire faisant route lentement. En l'espace de 10 jours, du 30 juin au 6 juillet, et du 6 juillet au 11 juillet 1976, la situation s'est par deux fois radicalement modifiée, le front thermique qui sépare les eaux chaudes guinéennes des eaux froides a oscillé du Nord au Sud sur des distances supérieures à 100 miles nautiques. L'emploi de mesures aériennes a permis d'explorer et de mettre en évidence ce phénomène précédemment inconnu et seulement suspecté lors de précédentes campagnes de navires.

III-4 - CONCLUSION

Deux exemples d'applications des mesures aériennes de température de surface par radiométrie infrarouge ont été exposés. Lors des campagnes MEDOC on a montré que des mesures précises (0,1 K) ont été obtenues et ont confirmé sur une zone à faibles gradients thermiques horizontaux, quelques dixièmes de degré K, les connaissances à l'échelle synoptique que l'on avait du bassin Méditerranéen occidental au large du Golfe du Lion en saison hivernale. Par contre dans la région du Cap Lopez on a étudié une zone frontale bien marquée et on a mis en évidence des évolutions de ce front jusqu'alors inconnues.

Ces résultats permettent d'affirmer l'utilité des mesures aériennes soit comme un complément et une assistance à des campagnes océanographiques de navires élargissant la zone étudiée, soit comme un moyen d'exploration éventuellement autonome permettant l'exploration de phénomènes dynamiques inconnus. Les résultats obtenus au Cap Lopez sont significatifs de ce dernier point, et il est certain que de nombreuses autres zones intéressantes sur les côtes d'Afrique et dans l'Océan Pacifique sont potentiellement justifiables de cette méthode de mesure.

BIBLIOGRAPHIE - CHAPITRE III.

- BERRIT, G.R., 1961 - Contribution à la connaissance des variations saisonnières dans le Golfe de Guinée - Observations le long des lignes de navigation. Deuxième partie - Etude régionale - Cah. Océanogr., 14, 9, 633-643.
- BUNKER, A.F., 1972 - Wintertime interactions of the atmosphere with the Mediterranean Sea. - Jl. Phys. Oceanogr., 2, 3, 225-238.
- DRENNAN, K.L., 1967 - Airborne measurements of infrared sea temperature in the Northern Gulf of Mexico - Gulf Coast Res. Lab., 1967, Tech. Rpt. n° 2.
- DUFOUR, P., STRETTA, J.M., 1973 - Fronts thermiques et thermohalins dans la région du Cap Lopez (Golfe de Guinée), juin - juillet 1972 : phytoplancton, zooplancton, micronecton et pêche thonière. - Doc. Scient. Centre Rech. Oceanogr. Abidjan, 4, 3, 99-142.
- GASCARD, J.C., 1977 - Quelques éléments de la dynamique de formation des eaux profondes méditerranéennes. - Thèse d'Etat, Université de Paris VI.
- HISARD, Ph., CITEAU, J., MORLIERE, A, 1975 - Le courant de Lomonosov et la formation de la zone frontale du Cap Lopez (Baie de Biafra, Golfe de Guinée). - Cah. ORSTOM, Oceanogr., 13, 2, 107-116.
- LACOMBE, H., TCHERNIA, P., 1974 - Etude hydrologique dans la zone de formation d'eau profonde au large de la côte Méditerranéenne française par hiver très froid (1962-1963). - In : "La formation des eaux océaniques profondes". Coll. int. CNRS, Paris, oct. 1972, n° 215, Paris, éd. CNRS, pp. 191-201.
- LE GUEN, J.C., DESCHAMPS, P.Y., GUILLERM, J.M., METAYER, M., 1972 - Compte rendu de l'opération radiomètre à infrarouge sur l'avion Interthon. Doc. Centre ORSTOM Pointe Noire, n° 541, 7 p.
- Mc LEISH, W., 1970 - Spatial spectra of ocean temperature. - Jl. Geophys. Res., 75, 23, 6872-6877.
- NOBLE, V.E., WILKERSON, J.C., 1970 - Sea surface temperature mapping flights, Norwegian Sea, Summer 1968 - Remote Sensing Environment, 1, 3, 187-193.
- OGURA, Y., TAKEDA, A., KIMURA, R., TAIRA, K, NAKAI, T., 1969 - Surveys of sea surface temperature of the Tsushima Warm Current with seaborne and airborne radiation thermometer. - Jl. Meteorol. Soc. Jap., 47, 4, 310-318.

- PANSHIN, D.A., GOSSER, D.F., 1971 - Operational experience with infrared radiometry - In : "Mar. Technol. Soc. 7 th Annu. Conf. Washington. D.C., 1971. Prepr.", pp 373-381.
- PICKETT, R.L., ATHEY, G.L., 1970 - Iceland sea surface temperature survey, April 1968 - U.S.N.O.O., 1970 Inf. Rpt. n° 68-46.
- RIGDWAY, N.M., 1970 - Aerial radiometry of sea surface temperature on the East Coast, North Island, New Zealand - New Zeal. Jl. Mar. Freshwat. Res., 4, 4, 474-478.
- SAUNDERS, P.M., 1971 - Anticyclonic eddies formed from shoreward meanders of the Gulf Stream. - Deep-Sea Res., 18, 12, 1207-1219.
- SAUNDERS, P.M., 1972 - Space and time variability of temperature in the upper ocean. - Deep-Sea Res., 19, 7, 467-480.
- SAUNDERS, P.M., 1974 - Tracing surface flow with surface isotherms. - Mem. Soc. R. Sc. Liège, 6, 99-108.
- STRETTA, J.M., NOEL, J., VERCESI, L., 1975 - Caractérisation des situations hydro-biologiques et potentialités de pêche thonière au Cap Lopez en juin et juillet 1972 et 1974. - Doc. Scient. Centre Rech. Oceanogr. Abidjan, 6, 2, 59-74.
- VIOLLIER, M., DESCHAMPS, P.Y., LECOMTE, P., 1977 - Airborne remote sensing of chlorophyll content in the Gulf of Guinea- Remote Sensing of Environment, à paraître.
- WEISS, M., 1969 - Application of infrared measuring techniques to the remote sensing of water surface temperature. - Canadian Aeronaut. and Space J., 1969, mai, 165-172.
- WILKERSON, J.C., NOBLE, V.E., 1970 - Time-space variations of the Gulf Stream boundary as observed by airborne remote sensing techniques. - Proc. 6 th Int. Symp. Remote Sensing of Environment, Ann Arbor 1970, 2, 671-680.
- WOODS, J.D., WATSON, N.R., 1970 - Measurement of thermocline fronts from the air. - Underwater Sc. Technol. Jl., 1970, 2, 2, 90-99.

PUBLICATION IV

N° d'ordre 376

50376
1977
174-2

50376
1977
174-2

THESE

présentée à

L'UNIVERSITÉ DES SCIENCES
ET TECHNIQUES DE LILLE

pour obtenir le grade de

DOCTEUR ES SCIENCES PHYSIQUES

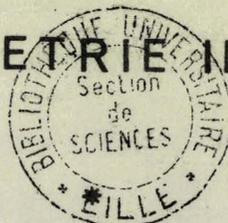
par

Pierre - Yves DESCHAMPS

*

TELEDETECTION DE LA TEMPERATURE DE LA SURFACE DE LA MER

PAR RADIOMETRIE INFRAROUGE



Tome II

Soutenue le 27 mai 1977 devant la Commission d'examen

Membres du Jury

M. LACOMBE

Président

M. BERROIR

Rapporteurs

M. COANTIC

Mme LENOBLE

M. HERMAN

Examineurs

M. KAPLAN



CHAPITRE IV

MESURE DE LA TEMPERATURE DE SURFACE A PARTIR DE SATELLITES :

Etude de la correction Atmosphérique entre 10 et 13 μm

IV - 1 - INTRODUCTION

La mesure radiométrique de la température de surface à partir d'un satellite en orbite terrestre offre évidemment le grand avantage de fournir un relevé périodique sur l'ensemble du globe. Le premier radiomètre infrarouge à balayage à être embarqué sur un satellite scientifique a été le H.R.I.R. (High Resolution Infrared Radiometer) sur NIMBUS - 2, satellite expérimental de la NASA. Après divers perfectionnements sur les NIMBUS suivants, il a donné naissance aux radiomètres des satellites NOAA qui sont opérationnels depuis plusieurs années. Puis les premiers satellites météorologiques ont été mis sur orbite géostationnaire (36.000 km) fournissant des données avec une grande répétitivité. En 1977, une nouvelle génération de satellites NOAA débutant avec TIROS - N sera lancée comportant notamment un système multispectral à 2 ou 3 longueurs d'onde pour la mesure de température de surface. Le tableau IV-1 résume les performances des divers capteurs embarqués sur satellites.

Les données recueillies à partir de satellites permettent d'obtenir un relevé de température de surface sur l'ensemble du globe, ce qui est particulièrement précieux en dehors des routes maritimes et dans l'hémisphère Sud. Elles ont également été utilisées avec succès pour fournir une cartographie régionale de phénomènes océanographiques et le résultat le plus spectaculaire a été la mise en évidence de méandres et de tourbillons à la frontière du Gulf Stream (WARNECKE et al, 1971, DERYCKE et RAO, 1973, RICHARDSON et al, 1973, GOTTHARDT et POTOCKY, 1974, STUMPF et RAO, 1975, LEHECKIS, 1975, VUKOVICH, 1976). Les données des satellites NOAA sont reçues à Lannion en France par la Météorologie Nationale et ont permis d'étudier les upwellings côtiers en Méditerranée (CREPON, 1977).

L'utilisation des mesures obtenues à partir de satellites pose cependant un certain nombre de problèmes méthodologiques et dans ce chapitre nous étudions l'effet de l'atmosphère sur le signal recueilli dans l'intervalle spectral 10 - 13 μm qui est actuellement le plus couramment utilisé. L'étude qui a été faite consiste en une simulation de l'erreur sur la mesure de la température de surface due à l'atmosphère, à partir de données atmosphériques statistiques recueillies au point K dans l'Océan Atlantique Nord. Diverses méthodes de corrections sont envisagées et on étudie plus particulièrement le problème de la correction multispectrale linéaire (mesure à plusieurs longueurs d'onde) et de son optimisation.

Satellite	Capteur	Bande passante spectrale	Résolution spatiale	Répétitivité	
NIMBUS 1,2	HRIR	3,4 - 4,2 μ m	8 Km	2 par jour	Orbite polaire défilante
NIMBUS 3, 4, 5	THIR	10,5 - 12,5	7,5	"	
TIOS 1	SR	10,5 - 12,5	8	"	
NOAA 1 à 5	VHRR	10,5 - 12,5	1	"	
NOAA 2 à 5	AVHRR	{ 3,7 11 et 12 μ m	1	"	
TIROS-N(77)					
AEM-A (78)	HCM	10,5 - 12,5	0,4	1 par jour	Orbite Géos- tationnaire
LANDSAT-C (77-78)	MSS	10,5 - 12,5	0,15	1 par semaine	
SMS/GOES 1,2	VISSR	10,5 - 12,5	8	2 par heure	
METEOSAT (77)		10,5 - 12,5	4	"	

TABLEAU IV-1 :

Evolution et performances des radiomètres infrarouges à balayage embarqués sur satellite (Mc CLAIN, 1975)



IV - 2 - IMPORTANCE DES TERMES D'ERREUR

L'importance relative des termes d'erreur précédemment soulignés, réflexion sur la surface de la mer et émission atmosphérique est inversée par rapport aux mesures à basse altitude. L'effet de réflexion reste inchangé (0,5K maximum), tandis que l'émission atmosphérique peut introduire une erreur de plusieurs degrés K. La variabilité des termes d'erreur est également inversée. Les mesures étant supposées être acquises en l'absence de nuages, par ciel clair, l'erreur de réflexion est alors constante à $\pm 0,1$ K (LORENZ, 1968, LECOMTE et DESCHAMPS, 1970). L'aspect global des mesures entraîne par contre une très grande variabilité de l'émission atmosphérique.

Le tableau IV-2, d'après BROWER et al (1976) donne une correction moyenne atmosphérique obtenue à partir d'une comparaison statistique entre les mesures satellitaires et les relevés de navires, en fonction de la température radiométrique et de l'angle de visée. L'erreur atmosphérique croît avec la température radiométrique de surface à cause de l'augmentation du contenu en vapeur d'eau qui est le principal absorbant dans la fenêtre atmosphérique 10 - 13 μ m. L'ordre de grandeur de la contribution relative des divers absorbants est donnée dans le tableau IV-3.

Par contre l'élimination des nuages présents dans le champ de vue de l'appareil a une importance ignorée pour les mesures aériennes et qui demande un traitement spécifique qui n'a pas été développé dans cette étude: critère d'élimination à partir d'un canal visible de jour, traitement statistique par histogrammes sur plusieurs points (LAVIOLETTE et CHABOT, 1969, SMITH et al, 1970, SHENK et SALOMONSON, 1972, RAO et al, 1972, COGAN et WILLAND, 1976, BROWER et al, 1976).

TABLEAU IV - 2

Correction atmosphérique, moyenne empirique (10,5 - 12,5 μm)
(BROWER et al, 1976)

Température radiométrique (K)	Correction en K pour un angle zénithal							
	0°	7°	14°	21°	28°	35°	43°	51°
270	3,05	3,09	3,18	3,32	3,50	3,74	4,03	4,40
275	3,39	3,43	3,52	3,66	3,84	4,08	4,37	4,74
280	3,81	3,86	3,95	4,08	4,27	4,50	4,79	5,16
285	4,30	4,36	4,44	4,57	4,76	4,99	5,28	5,65
290	4,87	4,92	5,01	5,15	5,33	5,56	5,85	6,22
295	5,51	5,56	5,65	5,78	5,96	6,20	6,49	6,86
300	6,21	6,26	6,35	6,48	6,66	6,90	7,19	7,56

TABLEAU IV- 3

Correction atmosphérique entre 10,5 et 12,5 μm

Absorbant	Ordre de grandeur
H ₂ O	0 à 9,0 K
CO ₂	0,1 à 0,2 K
O ₃	0,1 K
aérosols	0,1 à 0,95 K

d'après BROWER et al (1976)

IV - 3 - SIMULATION DE L'EFFET ATMOSPHERIQUE DANS L'INTERVALLE SPECTRAL

10 - 13 μm



Si les comparaisons directes entre les mesures faites par le satellite et les températures mesurées à la mer permettent de donner un ordre de grandeur moyen de la correction atmosphérique par ciel clair tel que le tableau IV-2, elles ne sont pas assez précises pour estimer le degré de variabilité de cette correction. On est obligé de faire appel à une simulation numérique du

problème : l'émission des gaz atmosphériques est calculée à partir de données connues sur leur transmission, et des paramètres atmosphériques pression, température, humidité. Ceci permet en outre d'étudier la contribution des diverses couches de l'atmosphère et la corrélation existant avec un certain nombre de paramètres.

IV - 3 - 1 - Mise en équation (voir chapitre I).

Les mesures sont faites en dehors de l'atmosphère ($p = 0$) en visant la surface de la mer sous une incidence $\theta = \text{Arc cos } \mu$, et l'équation du transfert radiatif donne alors de façon classique

$$I_v(\mu) = I_v(p_0) t_v(0, p_0; \mu) - \int_0^{p_0} B_v(T(p)) \frac{dt_v(0, p; \mu)}{dp} dp \quad (\text{IV-1})$$

où $t_v(0, p; \mu)$ est la transmission de l'atmosphère entre les niveaux de pression 0 et p, dans la direction μ ,

$I_v(\mu)$ est le rayonnement mesuré à partir du satellite dans la direction μ ,

$I_v(p_0)$ est le rayonnement émis par la mer,

$$I_v(p_0) \approx B_v(T_0) \quad (\text{IV-2})$$

en négligeant l'erreur de réflexion.

L'erreur ΔI_v sur la mesure de $I_v(p_0)$ s'exprime comme

$$\Delta I_v = I_v(p_0) - I_v(\mu) = \int_0^{p_0} \{ B_v(T(p)) - B_v(T_0) \} \frac{dt_v(0, p; \mu)}{dp} dp \quad (\text{IV-3})$$

Pour un filtre à large bande on intégrera sur ν :

$$\Delta I(\mu) = \frac{\int_0^{\infty} f_\nu \cdot \Delta I_v(\mu) \cdot d\nu}{\int_0^{\infty} f_\nu \cdot d\nu} \quad (\text{IV-4})$$

où f_ν est la transmission spectrale du filtre.

L'erreur correspondante sur la mesure de la température de surface est obtenue par

$$\Delta T_a(\mu) = \frac{\Delta I(\mu)}{\left(\frac{\partial B(T)}{\partial T}\right)_{T_0}} = \frac{\int_0^{\infty} f_\nu \Delta I_v(\mu) d\nu}{\int_0^{\infty} f_\nu \left(\frac{\partial B_\nu}{\partial T}\right)_{T_0} d\nu} \quad (\text{IV-5})$$

qui permet d'exprimer l'écart entre la température radiométrique équivalente et la température de l'eau, T_0 .

IV - 3 - 2 - Modèle de transmission

Le modèle de transmission utilisé entre 760 et 980 cm^{-1} ($10,2$ à $13,2 \mu\text{m}$) tient compte de l'influence de la vapeur d'eau et du gaz carbonique. Pour la vapeur d'eau on a tenu compte de l'absorption des raies (GOODY, 1964) et du continuum, en distinguant l'absorption par les ailes de raies de l'absorption de type e qui dépend de la pression partielle de la vapeur d'eau (BIGNELL, 1970, BURCH et GRYVNAK, 1970, KUNDE et MAGUIRE, 1974, PRABHAKARA et al, 1974). Pour le gaz carbonique on a utilisé les formules analytiques développées par GOLUBITSKIY et MOSKALENKO (1968) et MOSKALENKO et MIRUMYANTS (1969).

Le modèle est expliqué en détail en annexe.

IV - 3 - 3 - Résultats

La simulation a été faite pour l'incidence normale ($\mu = 0$) pour la fonction filtre du VHRR n° 1 du satellite NOAA. 4 ($10,5 - 12,5 \mu\text{m}$) qui est similaire à celle employée sur de nombreux satellites (figure IV-1).

La connaissance des profils verticaux de la température $T(p)$ et du rapport de mélange $R(p)$ de l'atmosphère est nécessaire pour le calcul des fonctions de transmission et de l'erreur. Une statistique de radiosondages au point K, $45^\circ \text{ N} - 16^\circ \text{ W}$ (navire météorologique stationnaire), portant sur les années 1970 et 1971 a été utilisée pour cela. Cette statistique a été fournie par la Météorologie Nationale et se présente sous la forme d'une moyenne mensuelle et d'un écart quadratique autour de cette moyenne par couches de 50 mb . Les calculs ont été faits pour la valeur moyenne et pour les valeurs obtenues en ajoutant et en retranchant à cette moyenne l'écart quadratique. Les écarts quadratiques pour la température et le rapport de mélange ont été pris de même signe, le rapport de mélange augmentant généralement avec la température. Cette approche a été rendue nécessaire par la relative imprécision des radiosondages, d'où l'emploi d'une valeur mensuelle et d'écarts quadratiques qui permettent de simuler l'état moyen et l'amplitude des variations à une époque donnée.

L'influence du CO_2 s'est avérée relativement faible : l'erreur en température propre au CO_2 varie entre $0,21$ et $0,26 \text{ K}$, et dans ce qui suit nous l'avons supposée négligeable. Il conviendrait d'ajouter une valeur moyenne de $0,24 \text{ K}$ aux résultats présentés ci-après qui portent uniquement sur l'influence de H_2O .

IV - 3 - 3 - 1 - Variation annuelle au point K

Le tableau IV-4 donne les résultats obtenus. On a également porté la valeur moyenne de ΔT_a obtenue à partir des 6 valeurs calculées, et son écart quadratique. Les résultats sont repris dans la figure IV-2.

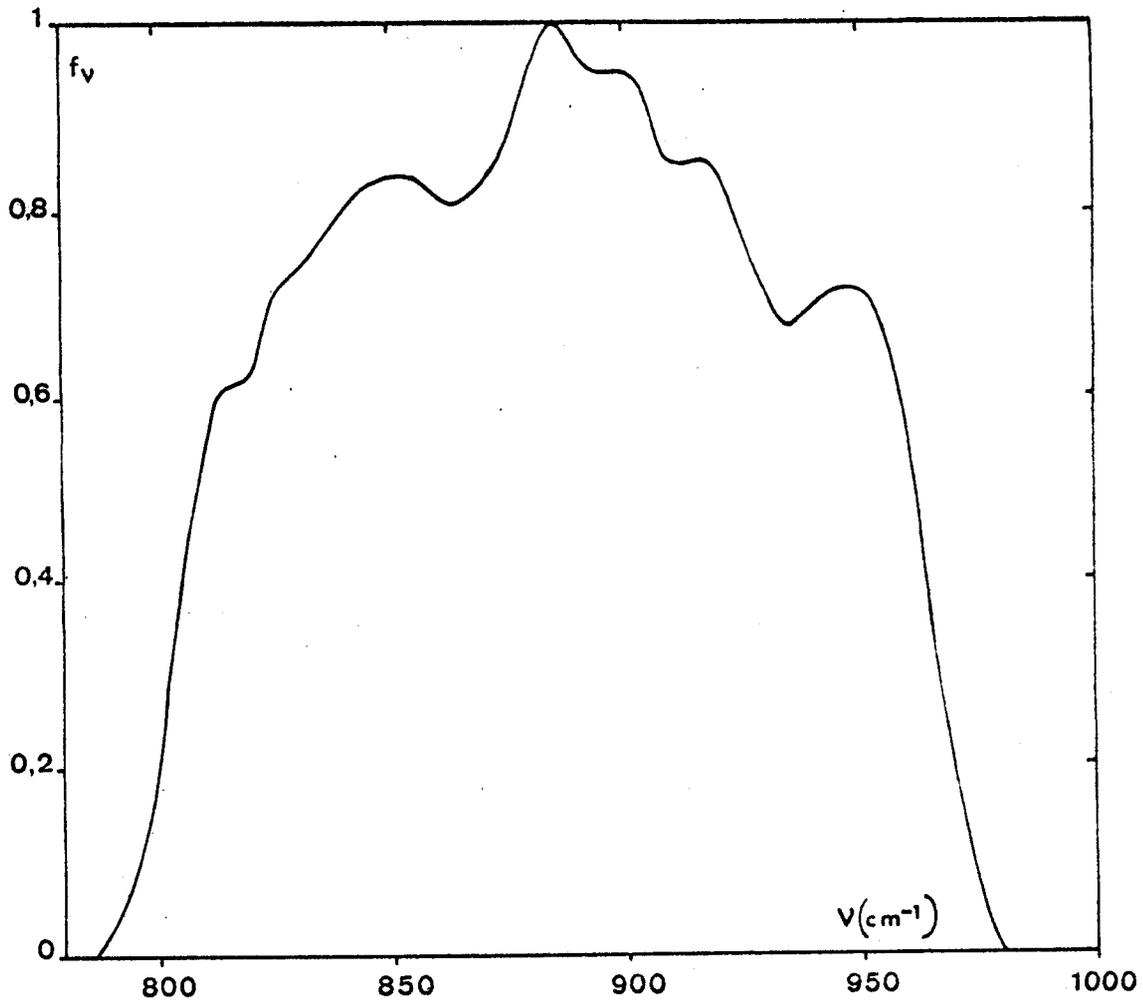


FIGURE IV - 1 : Fonction filtre utilisée (VHRR n°1 du satellite NOAA 4).

TABLEAU IV - 4

Correction atmosphérique calculée au point K, à partir d'une statistique mensuelle de radiosondages (H₂O uniquement, incidence normale).

MOIS	valeur moyenne				écart quadratique + écart quadratique -				ΔT_a		
	1970	1971	1970	1971	1970	1971	1970	1971	valeur moyenne	±	écart quadratique
janvier	1,84 K	1,97	2,32	2,13	1,13	1,41	1,41	1,41	1,80 K	±	0,45 K
février	1,58	1,37	1,94	1,19	0,88	1,15	1,15	1,15	1,31		0,40
mars	1,25	1,36	1,40	1,26	0,96	1,13	1,13	1,13	1,23		0,16
avril	1,41	1,59	1,66	1,70	0,81	1,35	1,35	1,35	1,42		0,33
mai	2,41	1,71	/	1,77	/	1,40	1,40	1,40	1,82		0,42
juin	2,68	1,97	3,40	1,54	1,53	1,60	1,60	1,60	2,12		0,77
juillet	2,88	1,81	3,29	1,57	2,06	1,53	1,53	1,53	2,19		0,73
août	3,65	2,96	4,18	3,09	2,71	2,20	2,20	2,20	3,13		0,70
septembre	2,73	2,41	3,00	2,68	1,82	1,81	1,81	1,81	2,41		0,50
octobre	2,61	2,61	2,88	2,84	1,74	1,99	1,99	1,99	2,45		0,47
novembre	2,93	2,13	3,23	2,22	1,96	1,67	1,67	1,67	2,36		0,60
décembre	1,86	1,84	2,07	1,74	1,25	1,36	1,36	1,36	1,69		0,32



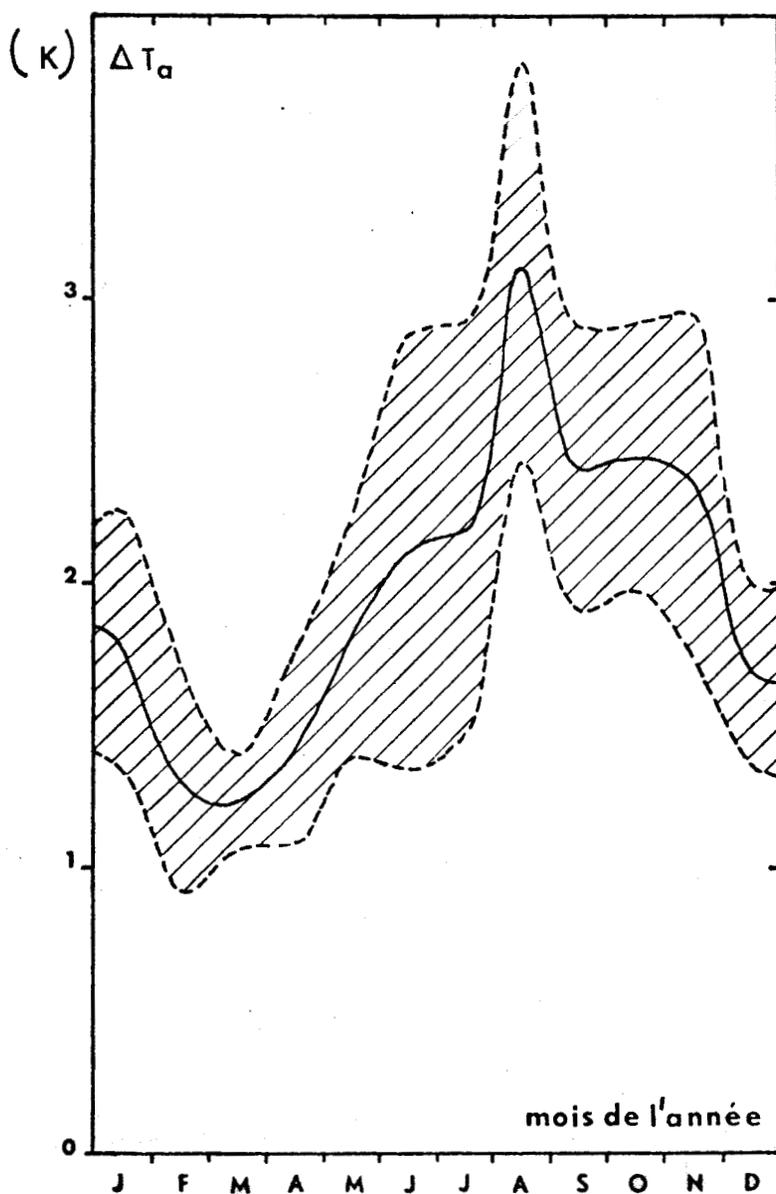


FIGURE IV - 2 : Variation annuelle de la correction atmosphérique calculée ($10,5 \mu\text{m}$ à $12,5 \mu\text{m}$) au point K (H_2O uniquement, incidence normale).

Valeur moyenne mensuelle (trait plein) et écart quadratique autour de cette moyenne (tiré) pour 1970 et 1971.



On observe une variation annuelle avec un minimum (1,2 K) en hiver et un maximum (3 K) en été. Les variations autour de la moyenne mensuelle sont faibles en hiver (0,3 K), plus élevées du milieu du printemps au milieu de l'automne (0,6 K). Le mois d'août présente un maximum singulier qui n'est peut-être pas très représentatif.

La figure (IV-3) donne la variation annuelle de la température de surface T_o au point K (minimum à 11,5 °C en mars, maximum à 18,5 °C en septembre) et de la température radiométrique correspondante $T_r = T_o - \Delta T_a$. L'effet de l'atmosphère est de réduire l'amplitude de variation de T_o de 7 K à 6 K pour la température radiométrique : l'atmosphère a un effet de masque pour les variations annuelles de la température de surface qui est de l'ordre de 15 %.

IV-3-3-2 - Part de l'erreur introduite par les diverses couches de l'atmosphère

Il semble intéressant d'obtenir le profil vertical de la contribution à l'erreur atmosphérique totale. Cette contribution est définie à partir des équations (IV-3, 4 et 5) comme

$$\frac{\partial \Delta I}{\partial p} = \int_0^{\infty} f_v \{ B_v(T(p)) - B_v(T_o) \} \frac{dt_v(o,p)}{dp} \cdot dv$$

$$\frac{\partial \Delta T_a}{\partial p} = \frac{\int_0^{\infty} f_v \{ B_v(T(p)) - B_v(T_o) \} \frac{dt_v(o,p)}{dp} \cdot dv}{\int_0^{\infty} f_v \left(\frac{\partial B_v}{\partial T} \right)_{T_o} \cdot dv} \quad (IV-6)$$

La concentration en vapeur d'eau augmente avec la pression et $\frac{dt_v(o,p)}{dp}$ est généralement une fonction croissante de la pression. Par contre $B_v(T(p)) - B_v(T_o)$ est une fonction décroissante puisque $T(p)$ tend vers T_o lorsque p tend vers p_o . Le produit de ces deux termes dans l'équation (IV-6) présente donc un maximum que l'on retrouve sur les résultats obtenus. La contribution moyenne des diverses couches à l'erreur totale ΔT_a a été portée sur la figure (IV-4) en abscisse, la pression en ordonnée. On observe un maximum bien marqué vers 850 - 900 mb qui traduit l'influence importante de l'absorption de type e dans les basses couches de la troposphère. Il semblerait donc que ces niveaux de pression aient une influence prépondérante sur la mesure.

Cependant, il faut souligner que si l'on porte également sur ce même graphique l'écart quadratique autour de cette moyenne obtenue à partir des 24 moyennes mensuelles et de leurs écarts, on obtient de façon surprenante une courbe

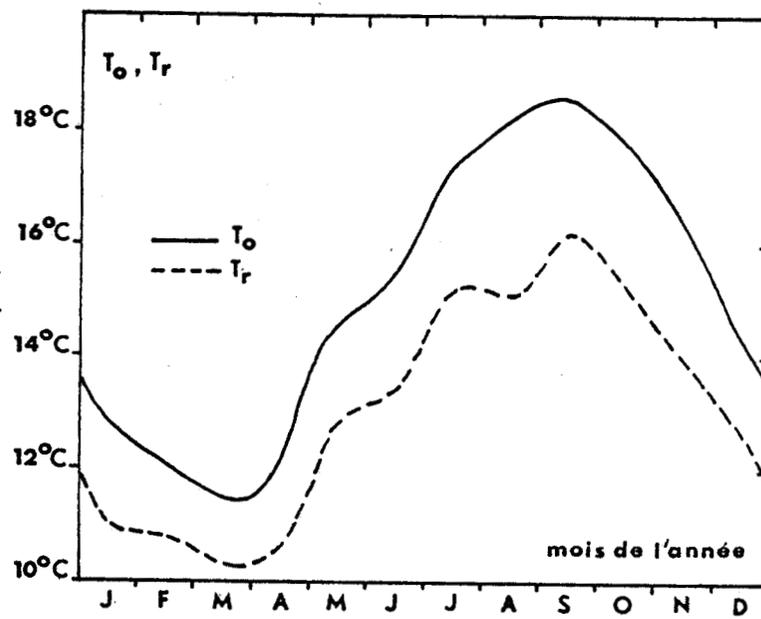


FIGURE IV - 3 : Variation annuelle de la température de surface, T_o , et de la température radiométrique calculée, T_r (10,5-12,5 μm), au point K pour 1970 et 1971.

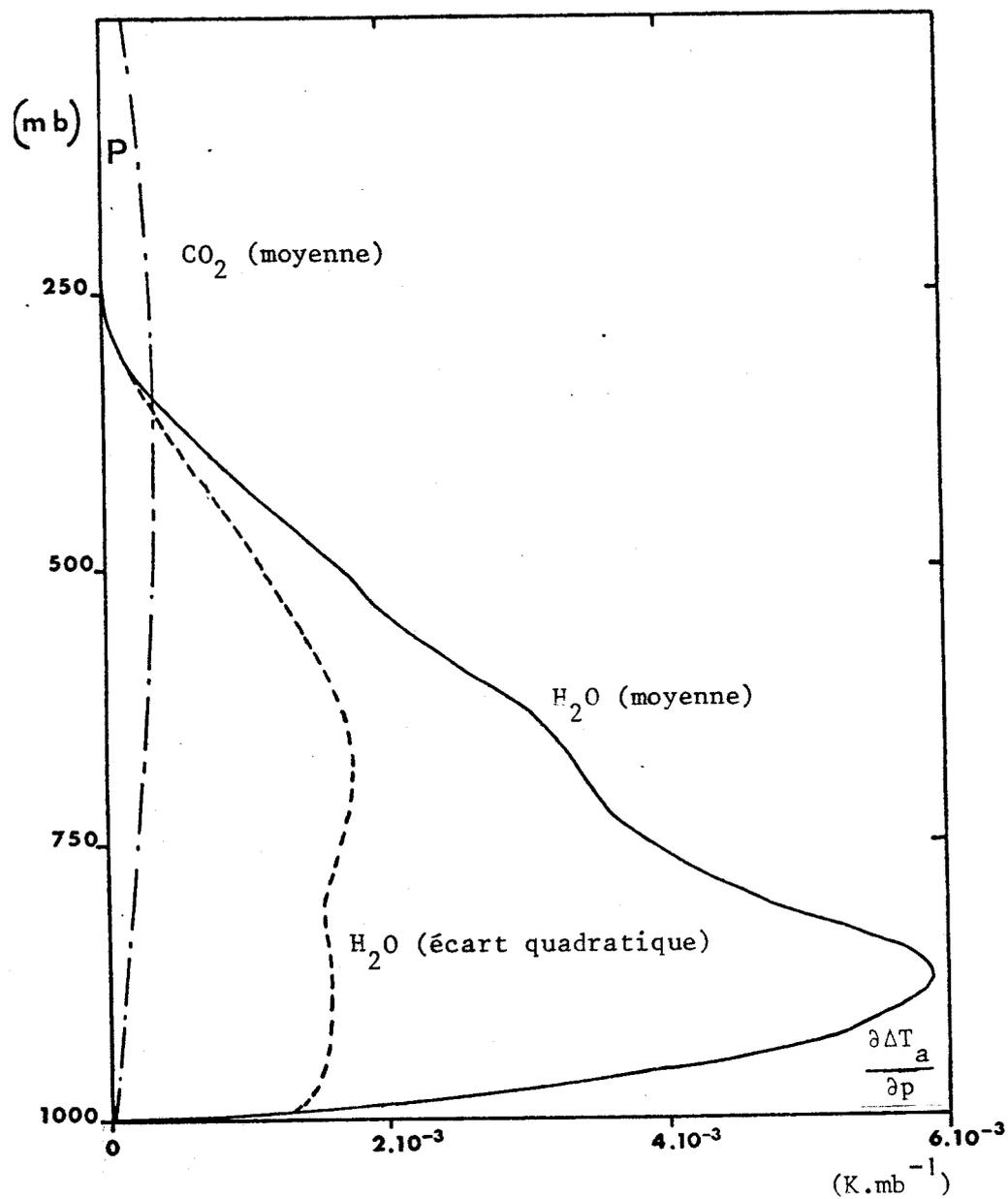


FIGURE IV - 4 : Contribution des diverses couches de l'atmosphère à l'erreur atmosphérique (10,5-12,5 μm) :

$$\Delta T_a = \int_0^{p_0} \frac{\partial \Delta T_a}{\partial p} dp$$

presque constante entre 500 et 1000 mb avec deux maxima peu marqués vers 900 et 650 mb. Pour $p > 800$ mb, ce qui correspond à la couche limite atmosphérique, la principale cause de variabilité semble être la température de l'air, alors que pour $p < 800$ mb les variations sont liées à celles du contenu en vapeur d'eau. Cela peut être de quelque importance pour les problèmes de correction atmosphérique puisque les couches à $p < 700$ mb semblent contribuer de façon significative aux modifications par rapport à la valeur moyenne de l'erreur due à l'émission atmosphérique alors que l'examen des valeurs moyennes conclue à l'importance principale des couches 700 à 1000 mb.

L'influence du CO_2 se fait sentir de façon maximum autour de 300 mb. Les écarts quadratiques sont très faibles et de l'ordre de 7 % de la valeur moyenne.

IV-3-3-3 - Corrélation entre l'erreur totale et la contribution des diverses couches

On a cherché à mettre en évidence les corrélations entre l'erreur totale ΔT_a et la contribution des diverses couches $\frac{\partial \Delta T_a}{\partial p}(p)$. L'écart quadratique résiduel $\delta \Delta T_a$ sur ΔT_a après régression linéaire, ainsi que le coefficient de corrélation sont données dans le tableau (IV-5). On a porté sur la figure (IV-5) l'écart résiduel $\delta \Delta T_a$ après régression en abscisse, p en ordonnée. On observe un minimum entre 600 et 800 mb, l'écart quadratique résiduel est alors réduit de 0,69 à 0,28 K. Cependant jusqu'à 300 mb, l'écart quadratique résiduel reste inférieur à 0,35 K.

Ces résultats permettent d'aborder le problème des corrections multi-spectrales (correction de l'erreur atmosphérique par des mesures à plusieurs longueurs d'onde) qui est développé plus loin (§ IV-4-4). Il semble d'après ce résultat que tout canal présentant un maximum d'absorption entre 300 et 800 mb puisse être utilisé pour effectuer une correction, réduisant la variabilité de l'erreur atmosphérique d'un facteur 2.

IV-3-4 - Tests du modèle

Dans ce qui suit nous essayons de vérifier la validité des résultats précédents en les comparant aux écarts réellement observés entre la mesure radiométrique par les satellites NOAA et la température de l'eau mesurée à la mer.

TABLEAU IV-5

Corrélation entre l'erreur totale ΔT_a et la contribution des diverses couches $\frac{\delta \Delta T_a}{\Delta T_a}$

niveau de pression, p (mb)	coefficient de corrélacion, R	écart quadratique après régression (K)
25	0	0,69
75	0	0,69
125	0	0,69
175	0	0,69
225	0,319	0,66
275	0,786	0,43
325	0,837	0,38
375	0,871	0,34
425	0,865	0,35
475	0,856	0,36
525	0,859	0,36
575	0,866	0,35
625	0,892	0,31
675	0,921	0,27
725	0,913	0,28
775	0,915	0,28
825	0,841	0,38
875	0,655	0,52
925	0,407	0,63
975	0	0,69



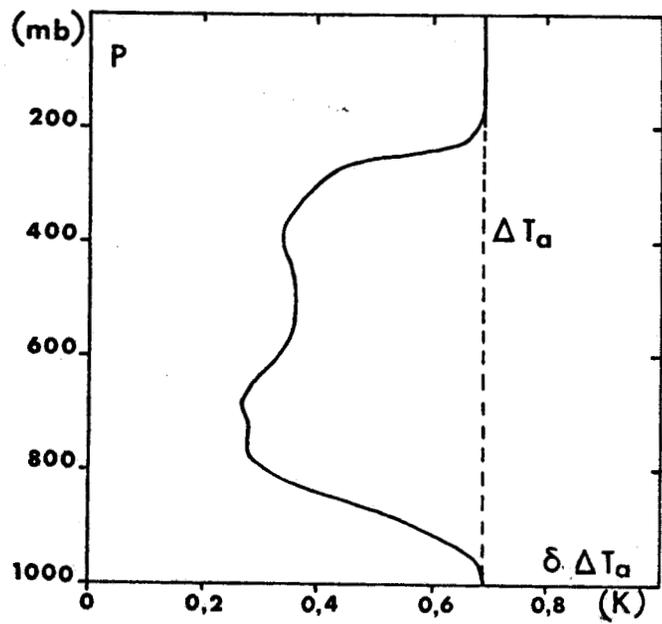


FIGURE IV - 5 : Variation avec l'altitude de l'écart résiduel $\delta \Delta T_a$ après régression linéaire sur $\frac{\partial \Delta T_a}{\partial p}$.



IV-3-4-1 - Comparaison à l'estimation empirique de la NOAA

Le tableau (IV-2) précédent donnait une estimation empirique de la correction atmosphérique ΔT_a en fonction de la température radiométrique mesurée T_r , obtenue par la NOAA à partir d'un grand nombre de comparaison entre mesures par satellites et bateaux. Les valeurs obtenues par le modèle de transmission proposé ici ont été comparées à ces valeurs empiriques : pour cela on a ajouté l'effet du CO_2 (0,25 K) et de la réflexion spéculaire (0,5 K) aux valeurs calculées du tableau (IV-4). La figure (IV-6) présente la comparaison.

Les désaccords sont de deux types : les valeurs calculées sont inférieures de 1 à 2 K aux corrections empiriques qui dépassent 4 K ; l'amplitude de la variation annuelle est plus faible pour les corrections empiriques (0,6 K) que pour les corrections calculées (1,5 K). L'influence des aérosols qui n'a pas été prise en compte dans le modèle de calcul ne peut expliquer ces différences. Le désaccord peut s'expliquer par le fait que la correction empirique a été dérivée à partir de points de comparaison portant sur l'ensemble du globe et que les conditions climatiques locales telles que rencontrées au point K peuvent en différer notablement.

IV-3-4-2 - Comparaison du modèle aux mesures effectuées par le VHRR des satellites NOAA

Un certain nombre de comparaisons ont pu être faites aux points J, K et M (navires météorologiques stationnaires) dans l'Atlantique Nord. La différence entre la température radiométrique mesurée par le satellite et la température de l'eau permet une détermination expérimentale de la correction atmosphérique qui peut être comparée à la valeur calculée par le modèle en utilisant le radiosondage du point considéré. Les corrections calculées tiennent compte de l'influence du CO_2 et de la réflexion spéculaire ; la précision donnée par les radiosondages a été estimée à $\pm 0,5$ K et $\pm 10^{-4}$ kg/kg pour le rapport de mélange, ce qui donne une précision sur le calcul de la correction de l'ordre de $\pm 0,25$ K. La détermination des températures radiométriques fournies par le satellite a été obtenue d'après l'analyse faite par la Météorologie Nationale (méthode par histogrammes sur un carré de 64 km de côté). La température radiométrique retenue est celle du point le plus proche de la position théorique du navire ; les valeurs voisines sont également considérées, pour déterminer la précision de la mesure.

Le nombre de points de comparaison obtenus est relativement faible :

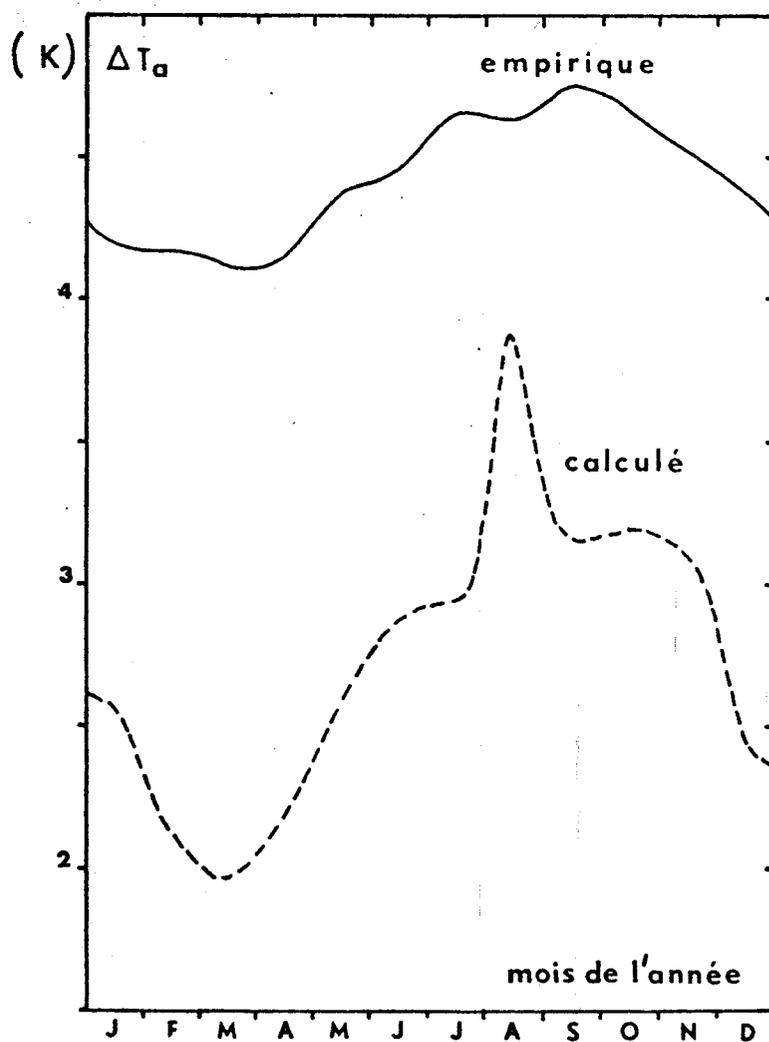


FIGURE IV - 6 : Comparaison entre les erreurs atmosphériques, ΔT_a , estimées empiriquement (cf tableau IV-2) et calculées à partir des radiosondages au point K (1970 et 1971) ($H_2O + CO_2 +$ réflexion, incidence normale).



8 pour l'année 1974. Ceci est dû à la nécessité de rejeter toutes les mesures contaminées par les nuages et au caractère non opérationnel à cette époque des écoutes du VHRR du satellite NOAA au-dessus de l'Atlantique. Certains points obtenus se trouvaient malgré tout en marge d'une zone contaminée par les nuages, ou dans une zone à fort gradient horizontal de la température de surface.

Le tableau (IV-6) donne les valeurs obtenues pour les corrections atmosphériques observées et calculées. La figure (IV-7) présente ΔT_a calculé en fonction de ΔT_a observé. Si la corrélation était parfaite l'ensemble des points devrait se trouver sur la droite (Δ) de pente égale à 1 passant par l'origine. Or ici, à l'exception de 2 points douteux qui correspondent à des risques de contamination par les nuages, les valeurs semblent pouvoir être ajustées par la droite (Δ') elle aussi de pente égale à 1, mais avec une ordonnée à l'origine égale à 1,1 K. Cet écart systématique peut être dû à un étalonnage inexact du VHRR qui n'est pas certifié par la NOAA de façon absolue et présente des déviations de quelques degrés K. Le nombre de points de comparaison est cependant trop faible pour conclure définitivement. Si les ordres de grandeur sont respectés, il est difficile d'apprécier plus finement la concordance du modèle avec des valeurs expérimentales mesurées à partir de satellites.

Cette comparaison met aussi en évidence la nécessité d'une bonne calibration des radiomètres embarqués sur satellites. Dans l'état actuel de la technique, les progrès à attendre sur ce point sont sans doute aussi importants que de disposer de modèles de corrections atmosphériques raffinés.

La validité du modèle de transmission que nous avons utilisé reste basée sur les mesures qui ont été faites à partir du sol. Dans ces conditions la précision des mesures obtenues est meilleure. LEE(1973) et GRASSL (1974) vérifient assez bien les valeurs des coefficients de transmission adoptés pour le continuum de type e. PRABHAKARA et al (1974), KUNDE et al (1974) ont appliqué avec succès un modèle similaire aux mesures de l'expérience IRIS (Infra-Red Interferometer Spectrometer) sur les satellites NIMBUS 3 et 4 avec un bon accord (5 à 10 %) entre valeurs calculées et mesurées.

IV-4 - CORRECTION DE L'ERREUR SUR LA TEMPERATURE DE SURFACE DUE A L'EMISSION ATMOSPHERIQUE

On envisage et on compare diverses méthodes de correction qui ont été classées selon trois critères :

TABLEAU IV-6

Comparaison des corrections atmosphériques calculées et observées par le VHRR

Points de mesure	Correction atmosphérique calculée	Correction atmosphérique observée	Remarques
21 mai 1974 point J (52,5° N-20,1° W)	1,95 ± 0,22° K	1,3 ± 0,2° K	Non contaminé
17 septembre 1974 point I (58,9° N-19,4° W)	1,79 ± 0,19° K	0,9 ± 0,6° K	Non contaminé
17 septembre 1974 point M (66,2° N-2,6° E)	1,94 ± 0,22° K	0,6 ± 0,4° K	Non contaminé gradient T ₀
20 septembre 1974 point I (58,3° N-17,3° W)	1,90 ± 0,20° K	2,3 ± 0,9° K	Risque de contamination
20 septembre 1974 point K (44,7° N-16,2° W)	3,29 ± 0,29° K	1,7 ± 0,4° K	Risque de contamination
23 septembre 1974 point M (65,3° N-1,4° E)	2,06 ± 0,22° K	2,2 ± 0,2° K	Risque de contamination
23 septembre 1974 point K (45,2° N-15,3° W)	4,18 ± 0,32° K	2,4 ± 1,3° K	Risque de contamination
25 septembre 1974 point I (58,9° N-18,9° W)	1,71 ± 0,21° K	0,7 ± 0,4° K	Non contaminé



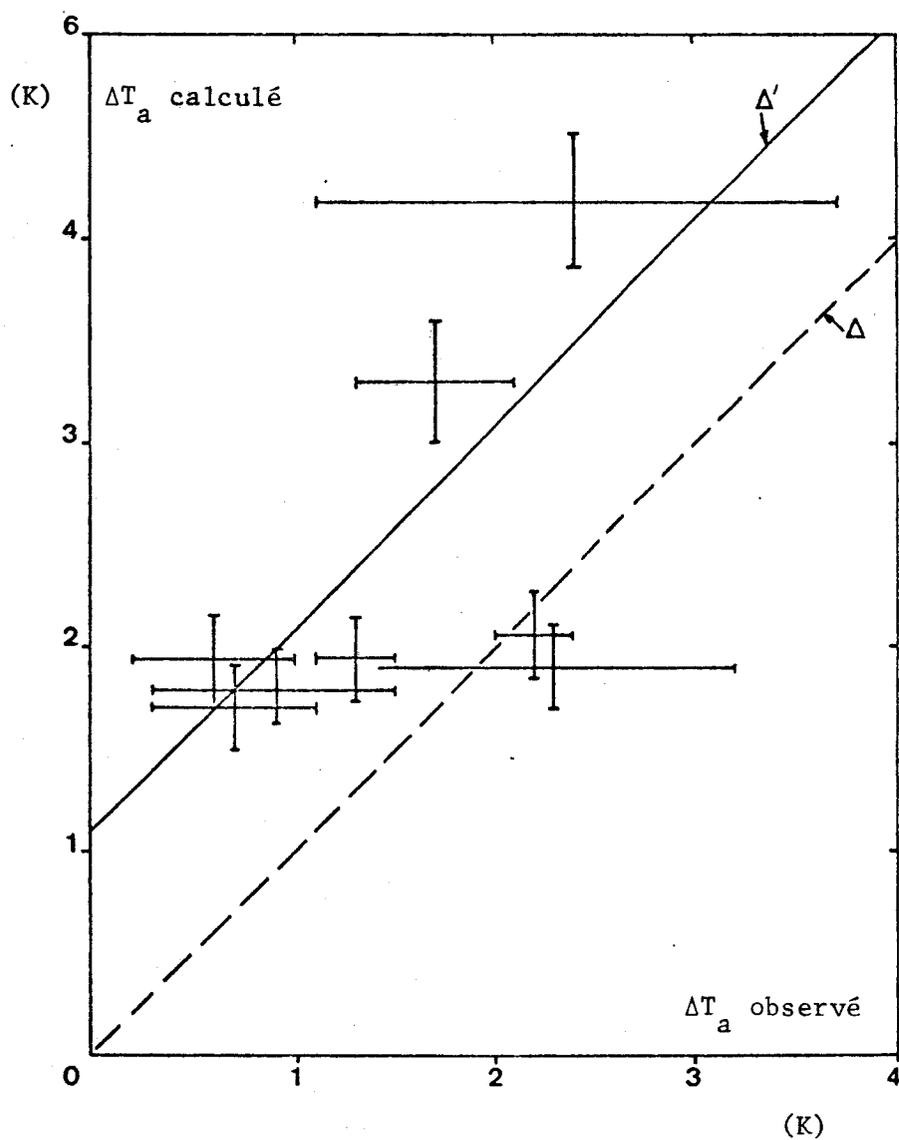


FIGURE IV - 7 : Comparaison entre les valeurs observées et calculées de la correction atmosphérique, pour le VHRR aux points I, J, K et M.

- correction faisant appel à des données extérieures,
- correction d'après une estimation statistique,
- correction multispectrale linéaire (mesure à plusieurs longueurs d'onde).

Ce dernier type de correction a été développé plus en détail et on discute de l'optimisation des systèmes de correction multispectrale linéaire à deux ou trois longueurs d'onde permettant une correction automatique de l'erreur atmosphérique uniquement à partir des mesures faites par le satellite.

IV-4-1 - Correction de l'erreur atmosphérique à partir de données extérieures

Les moyens conventionnels à la mer (navires, îles, plate-formes, bouées) fournissent un certain nombre de mesures de la température de surface de la mer, T_0 , qui permettent de calibrer très simplement les températures radiométriques fournies par la satellite. Mais la couverture des relevés de navires est insuffisante dans de très nombreuses zones, et la précision obtenue _ laisse parfois à désirer par suite des différentes méthodes de mesure. Cette technique se révèle donc insuffisante d'un point de vue global et synoptique, mais elle n'est pas à rejeter dans le cas d'études locales sur des zones restreintes, en liaison avec une campagne océanographique qui fournira des relevés de T_0 suffisamment précis (par exemple la bouée-laboratoire BORHA 2 peut servir de point de recalage systématique dans le Golfe du Lion).

On peut également calculer à partir de radiosondages l'erreur ΔT_a , comme cela a été fait précédemment (§ IV-3). Mais les stations de radiosondages en mer sont encore plus rares : quelques îles, les navires météorologiques stationnaires dans l'Atlantique et le Pacifique Nord, quelques stations côtières bien placées par rapport aux vents dominants. De plus la description des paramètres dans la couche limite (0 à 2 km), ainsi que la mesure de l'humidité en haute altitude sont insuffisants. La précision obtenue sur la correction atmosphérique est alors évaluée à 0,5 K (précision du radiosondage et du modèle de transmission). Si l'on se reporte au § IV-3-3-1), tableau (IV-4) et figure (IV-2), on voit que l'écart quadratique sur la valeur moyenne mensuelle de l'erreur atmosphérique ΔT_a est plus faible ou du même ordre de grandeur que 0,5 K durant les mois d'hiver. On aura alors intérêt à se contenter d'une estimation statistique.

IV-4-2 - Estimation statistique de la correction atmosphérique

Cette méthode repose sur l'hypothèse que l'atmosphère peut être représentée par un état moyen plus ou moins exact en fonction de la position géographique de la zone considérée (latitude principalement) et de la saison. L'examen du tableau (IV-4) montre ainsi que l'écart quadratique autour des valeurs moyennes mensuelles au point K est de l'ordre de 0,5 K, ce qui donne l'ordre de grandeur d'une estimation statistique en ce point. Une telle méthode appliquée à l'ensemble du globe donnerait sans doute de moins bons résultats, 1 K, particulièrement dans les régions intertropicales et dans l'hémisphère Sud où le réseau de radiosondages ne permet pas d'affiner l'estimation statistique.

Eventuellement on fera intervenir la température de la surface de l'eau, T_o , ou plus exactement la température radiométrique mesurée, T_r , dans la mesure où l'état de la basse atmosphère est influencé par T_o . Les résultats sont plus ou moins bons comme le montre la comparaison précédente (§ IV-3-4-1) entre les valeurs calculées au point K et l'estimation empirique d'après BROWER et al (1976). Si l'on effectue une corrélation entre l'erreur atmosphérique ΔT_a et T_r au point K par exemple, l'écart quadratique sur ΔT_a est réduit de 0,63 à 0,39 K si l'on ne tient compte que des valeurs moyennes mensuelles, et de 0,69 à 0,56 K si l'on tient compte des fluctuations autour des valeurs mensuelles. Le gain est relativement faible et semble ne permettre d'éliminer que les variations saisonnières, et non les variations à une échelle de temps plus petite. Les cas les plus défavorables correspondent de façon générale aux régions frontales de l'atmosphère et aux régions marines soumises à une influence continentale.

Un autre paramètre statistique significatif est le contenu total en vapeur d'eau de l'atmosphère U_o . La figure (IV-8) montre la corrélation existant entre ΔT_a et U_o , calculés tous deux à partir de la statistique de radiosondages au point K. Une régression linéaire entre ΔT_a et U_o donne la relation

$$\Delta T_{a(K)} = 0,4 + 0,86 U_o (\text{g.cm}^{-2})$$

avec un coefficient de corrélation de 0,91 et une erreur résiduelle de 0,33 K. COGAN et WILLAND (1976) proposent la formule suivante

$$\Delta T_{a(K)} \approx 0,66 U_o + 0,086 U_o^2 (\text{g.cm}^{-2})$$

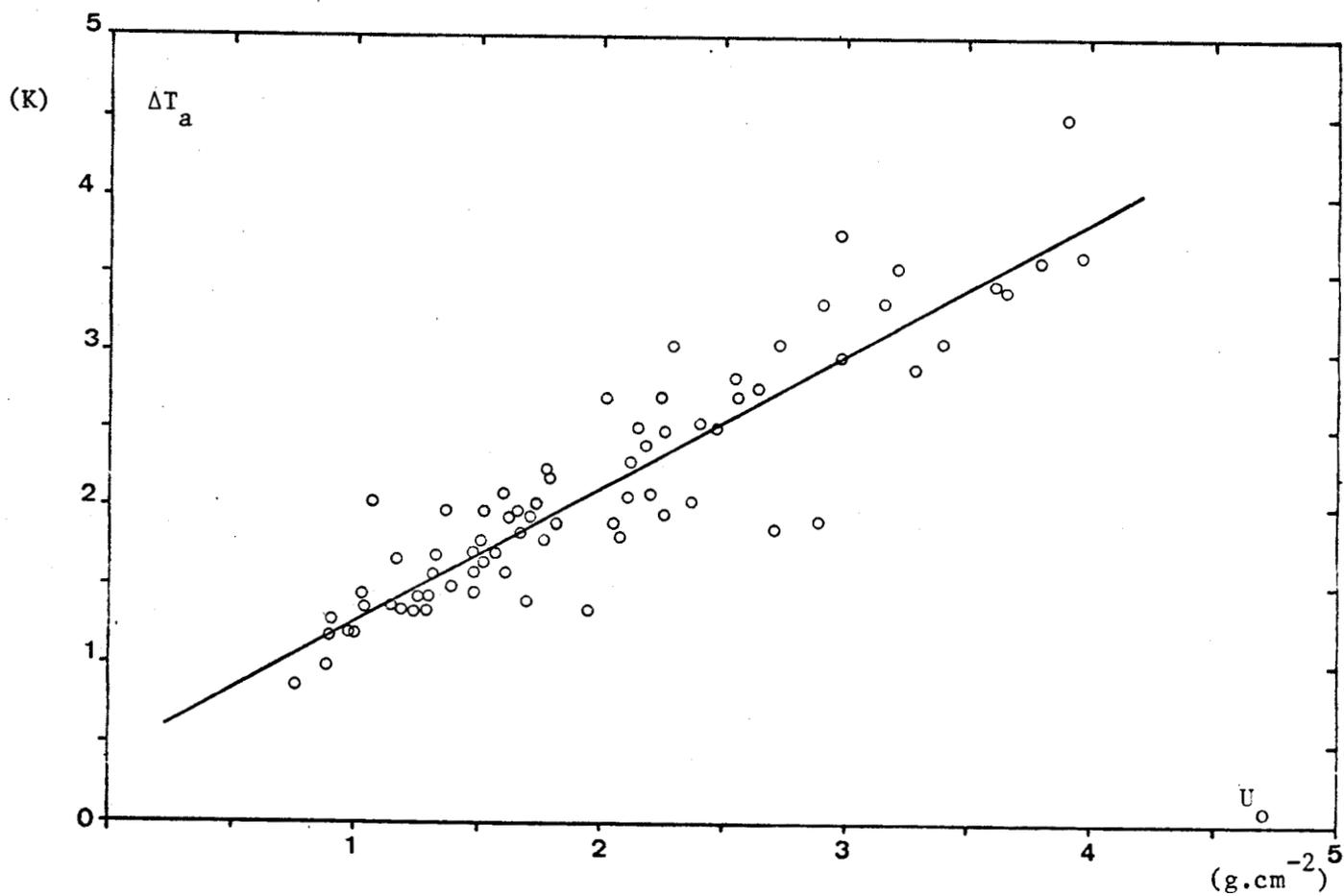


FIGURE IV - 8 : Corrélation entre l'erreur atmosphérique et le contenu total de l'atmosphère en vapeur d'eau U_0 .



qui donne des résultats voisins des nôtres pour U_0 compris entre 0 et 5 g.cm^{-2} avec une précision de l'ordre de 0,5 K. Cependant, la détermination de U_0 demande soit de faire appel à des données extérieures (mesure de la pression partielle au niveau de la mer, radiosondages) soit à des mesures multispectrales donnant le contenu en vapeur d'eau à partir du satellite.

Les meilleurs résultats dans ce domaine semblent devoir être obtenus dans le domaine des microondes (résonance de la vapeur d'eau à 22 GHz). D'après GRODY (1976), STAELIN et al (1976), l'expérience NEMS (Nimbus-E Microwave Spectrometer) sur NIMBUS-5 mesure le contenu en vapeur d'eau avec une précision de $\pm 0,2$ à $0,3 \text{ g.cm}^{-2}$. Si l'on tient compte de l'erreur introduite par la relation statistique entre ΔT_a et U_0 , 0,5 K, la précision obtenue sur la détermination de la température de surface à l'aide d'une mesure du contenu en vapeur d'eau par microondes serait de 0,8 K.

La publication ci-après (publication 4) discute des possibilités de détermination du contenu en vapeur d'eau par radiométrie infrarouge à polarisation dans l'intervalle spectral 10 à 13 μm .

To be published in *Proceedings of the Symposium on Radiation in the Atmosphere, Garmisch-Partenkirchen, 19-28 August 1976.*

DESCHAMPS, P.Y. and PHULPIN, T.

Laboratoire d'Optique Atmosphérique, Université de Lille I, B.P. 36, 59650 VILLENEUVE D'ASCQ. (FRANCE).

Remote Sensing from Space of the Infrared Transmission of the Atmosphere Using Polarization Radiometry.

A new way to measure infrared transmissions of the atmosphere from space has been investigated. The proposed instrumentation is a radiometer equipped with a polarizer which measures polarization effects due to sea surface reflexion. The atmospheric transmission is deduced directly from the difference between the two polarized components. These measurements give a good determination of the infrared absorption in the lowest troposphere; using several wavelenghts enable us to discriminate water vapor absorption from clouds or aerosols, and to deduce water vapor contents and cloud amounts over the sea.

Introduction.

Direct measurements of radiation when looking downward from a satellite are ill-conditionned to obtain the absorption of the lowest tropospheric levels. The measured radiance I_ν at wavelength ν is :

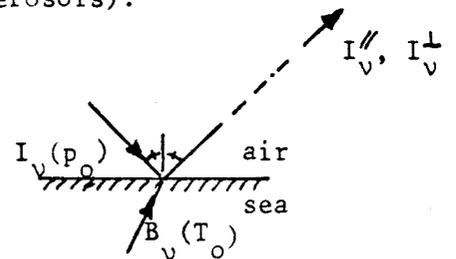
$$I_\nu = B_\nu(T_0) - \int_0^{p_0} \{B_\nu(T(p)) - B_\nu(T_0)\} dt_\nu(o,p) \quad (1)$$

where B_ν is the Planck function, T_0 and $T(p)$ are the temperature of the ground and air at pressure level p , and $dt_\nu(o,p)$ is the unknown absorption.

When $p \rightarrow p_0$, $T(p) \rightarrow T(p_0)$, and the accuracy of the obtained absorption is decreasing. But unfortunately, most of the absorption occurs in the lowest part of the troposphere, especially for constituents which present a large variability in space and time (water vapor, clouds and aerosols).

Polarization measurements in the infrared.

It is proposed to measure directly the total transmission of the atmosphere by looking the sea surface at an incidence of about 45° , and measuring the two polarized components, I_ν'' and I_ν^\perp , of the radiation emitted and reflected by the sea surface :



$$I_\nu'' = \{r_\nu'' I_\nu^\downarrow(p_0) + \{1-r_\nu''\} B_\nu(T_0)\} t_\nu(o,p_0) - \int_0^{p_0} \{B_\nu(T(p)) - B_\nu(T_0)\} dt_\nu(o,p_0) \quad (2)$$

$$I_\nu^\perp = \{r_\nu^\perp I_\nu^\downarrow(p_0) + \{1-r_\nu^\perp\} B_\nu(T_0)\} t_\nu(o,p_0) - \int_0^{p_0} \{B_\nu(T(p)) - B_\nu(T_0)\} dt_\nu(o,p_0) \quad (3)$$

where r_ν'' , r_ν^\perp are the reflexion coefficients of the sea surface for the two components, $I_\nu^\downarrow(p_0)$ is the downward radiance at sea level, and $t_\nu(o,p_0)$ is the total transmission of the atmosphere. From (2) and (3), the difference ΔI_ν between the two components is :

$$\begin{aligned} \Delta I_\nu &= I_\nu'' - I_\nu^\perp = \{r_\nu'' - r_\nu^\perp\} \{B_\nu(T_0) - I_\nu^\downarrow(p_0)\} t_\nu(o,p_0) \\ &= \Delta r_\nu \{B_\nu(T_0) - I_\nu^\downarrow(p_0)\} t_\nu(o,p_0) \end{aligned} \quad (4)$$

$$\text{with } I_\nu^\downarrow(p_0) = - \int_0^{p_0} B_\nu(T(p)) dt_\nu(p_0,p) \quad (5)$$

For low level absorption, $T(p) \approx T(p_0)$ and (4) and (5) give in first approximation :

$$\Delta I_V \approx \Delta r_V B_V(T_0) \left\{ 1 + \int_{p_0}^0 dt_V(p_0, p) \right\} t_V(o, p_0)$$

$$\Delta I_V \approx \Delta r_V B_V(T_0) \{t_V(o, p_0)\}^2 \quad (6)$$

A first approximation of $t_V(o, p_0)$ is obtained from the measurement of ΔI_V :

$$t_V^*(o, p_0) = \left\{ \frac{\Delta I_V}{\Delta r_V B_V(T_0)} \right\}^{1/2} \quad (7)$$

The following table gives the value for Δr_V computed from the complex refractive index of water {ref.1}, and of ΔT_V^m , equivalent temperature maximum signal for a perfectly clear atmosphere, in the infrared window :

λ	10.5	11.0	11.5	12.0	12.5	(μm)
Δr_V (at 45°)	0.023	0.021	0.026	0.037	0.051	
ΔT_V^m (at 300 K)	1.50	1.43	1.84	2.73	3.90	(K)

so that the maximum available signal is about 2K and we need an accuracy of about 0.05 K to get $\pm 1\%$ on the measured transmission t_V^* .

Determination of water vapor content and cloud amount.

The spectral dependence of water vapor absorption can be used to discriminate water vapor from cloud cover (or aerosol absorption), which is supposed to be an unpolarized greybody. The transmissions at two wavelengths ν_1 and ν_2 are :

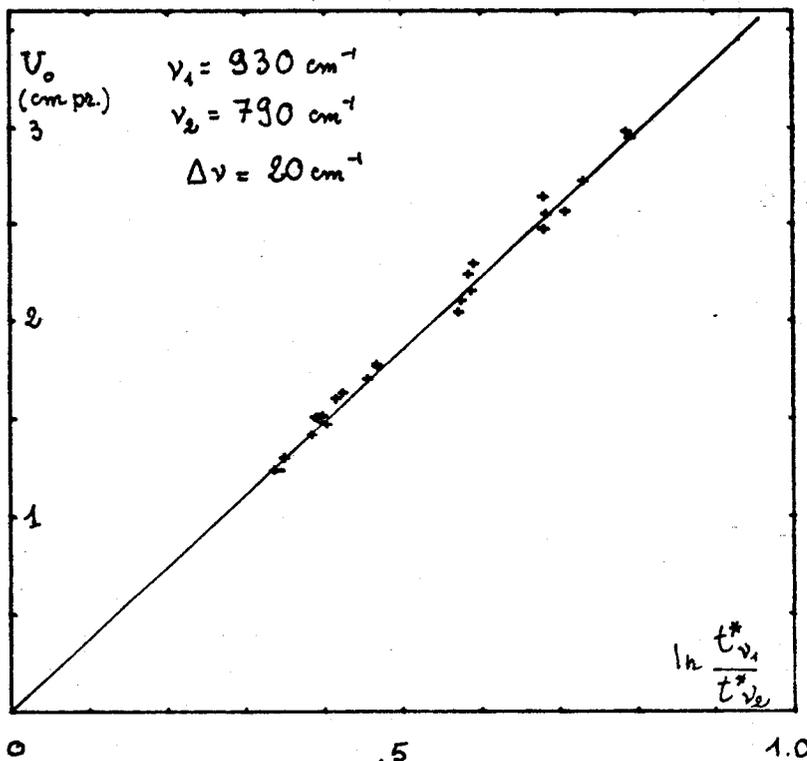
$$t_{\nu_1}(o, p_0) = \{1-N\} \exp(-k_{\nu_1} U_0), \quad t_{\nu_2}(o, p) = \{1-N\} \exp(-k_{\nu_2} U_0) \quad (8)$$

where a simplified expression of water vapor absorption has been taken, and N is the cloud amount. The water vapor content U_0 is obtained as :

$$U_0 = \frac{1}{k_{\nu_2} - k_{\nu_1}} \ln \left(\frac{t_{\nu_1}^*(o, p_0)}{t_{\nu_2}^*(o, p_0)} \right)$$

and N is then deduced from (8).

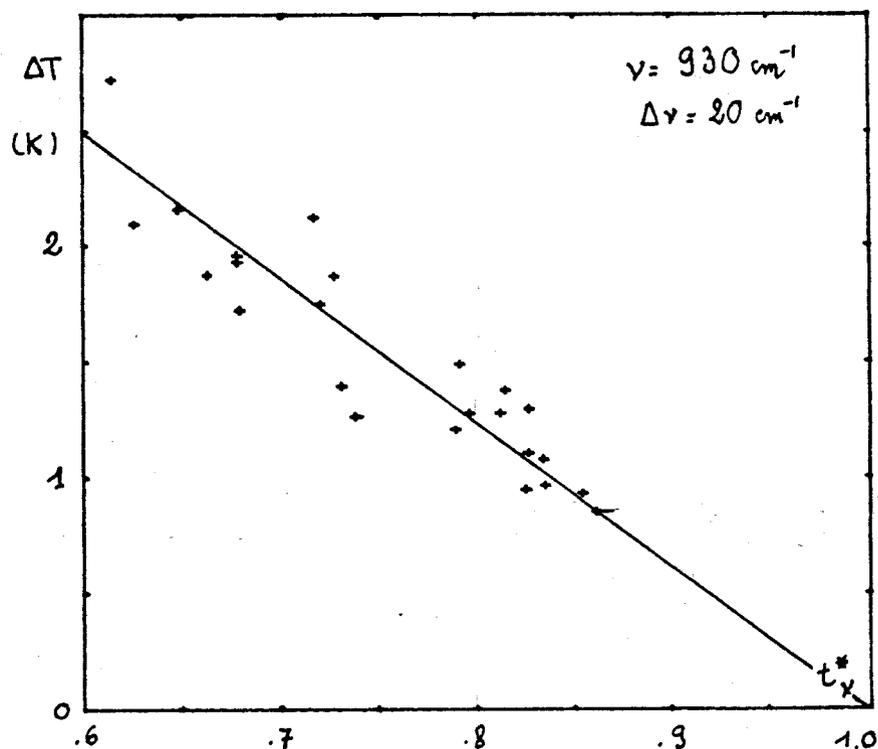
This has been simulated by computing ΔI_V , and t_V^* as defined in (7). The figure on the left shows the water vapor content U_0 as a function of $\ln \left(\frac{t_{\nu_1}^*}{t_{\nu_2}^*} \right)$ which would be measured by this method. The water vapor transmission model takes into account for line absorption and continuum (dimer + pressure broadening) as suggested in {ref. 2}. Atmospheric data are mean monthly values of radiosoundings over Weather Ship K (1970 and 1971).



A noise equivalent temperature N.E.T. of 0.05 K on the measurements would give us the water vapor content with an accuracy of about ± 0.3 cm and the cloud cover with an accuracy of about ± 5 %. This N.E.T. could be easily achieved thanks to two advantages provided by this method. First, we only measure the difference between the two polarized components : this can be done by chopping the field of view of the radiometer with the polarizer itself , differences ΔI_{ν} are directly detected and the all system must only have a stability of about 1 %. On the other hand, we do not need to view a cloudfree area to get the right measurement and a large field of view can be used.

IMPROVEMENT OF SEA SURFACE TEMPERATURE MEASUREMENTS

Sea surface temperature measurements in the infrared window are affected by water vapor absorption. Computations of ΔT , difference between radiometric temperature which is measured and the true sea surface temperature, have been done using the same data and transmission model as previously. The figure below shows the correlation between ΔT and the transmission $t_{\nu}^*(0, p_0)$ obtained from the polarization measurements. An estimate of ΔT could be obtained within ± 0.3 K.



Références :

- (1) PONTIER, L, DECHAMBENOY, C, 1966 - Détermination des constantes optiques de l'eau liquide entre 1 et 40 μ . Ann. Geoph. 22, 4, 633-641.
- (2) PRABHAKARA, C, DALU, G., KONDE, V.G., 1974 - Estimation of sea surface temperature from remote sensing in the 11 to 13 μ m window region. Jl. Geoph. Res., 79, 33, 5039-5044.

L'expérience proposée de radiométrie infrarouge à polarisation présente l'avantage de faire la détermination des transparences atmosphériques dans le même intervalle spectral que celui où est faite la mesure de température de surface. La précision serait sans doute supérieure à celle obtenue dans le domaine microondes, mais dans l'état actuel de la proposition il serait prématuré de conclure.

IV-4-3 - Correction multispectrale linéaire entre 10 et 13 μm

Certaines méthodes de correction précédentes faisaient appel à des corrections multispectrales au sens large recherchant des paramètres correctifs à d'autres longueurs d'onde reliés à l'erreur par des relations statistiques. Dans la méthode de correction multispectrale linéaire initialement proposée par ANDING et KAUTH (1970), les mesures sont faites à des longueurs d'onde pour lesquelles l'émission de l'atmosphère varie de façon similaire : on peut alors linéariser le problème. Ce qui suit discute de l'optimisation de telles mesures faites à deux ou trois longueurs d'onde.

IV-4-3-1 - Présentation

Si l'on effectue plusieurs mesures radiométriques I_{ν_i} à des nombres d'onde ν_i pour lesquels l'absorption de l'atmosphère est différente les écarts entre les températures radiométriques équivalentes T_{ν_i} permettent d'obtenir un terme significatif proportionnel à l'émission atmosphérique à corriger. En général on essaye de linéariser le problème sous la forme

$$T_o = a_o + a_1 T_{\nu_1} + a_2 T_{\nu_2} + \dots \quad (\text{IV-7})$$

Si l'on reprend l'équation (IV-3)

$$B_{\nu_i}(T_o) - I_{\nu_i} = \Delta I_{\nu_i} = \int_0^{p_o} (B_{\nu_i}(T(p)) - B_{\nu_i}(T_o)) \frac{dt_{\nu_i}(o,p;\mu)}{dp} dp, \quad (\text{IV-8})$$

et

$$T_o - T_{\nu_i} = \Delta T_{\nu_i} = \frac{1}{\left(\frac{\partial B_{\nu_i}}{\partial T}\right)_{T_o}} \int_0^{p_o} B_{\nu_i}(T(p)) - B_{\nu_i}(T_o) \frac{dt_{\nu_i}(o,p;\mu)}{dp} dp, \quad (\text{IV-9})$$

avec

$$\frac{1}{\left(\frac{\partial B_{\nu_i}}{\partial T}\right)_{T_o}} = \frac{T_o}{\psi_{\nu_i}(T_o) B_{\nu_i}(T_o)},$$

où $\Psi_{v_i}(T_0)$ est une fonction auxiliaire des lois du corps noir, relativement indépendante de v_i dans un intervalle spectral limité. Un développement limite de $B_{v_i}(T)$ au premier ordre donne

$$B_{v_i}(T(p)) - B_{v_i}(T_0) \approx \frac{\Psi_{v_i}(T_0) B_{v_i}(T_0) (T(p) - T_0)}{T_0}, \quad (\text{IV-10})$$

et

$$\Delta T_{v_i} \approx \int_0^{p_0} (T(p) - T_0) \frac{dt_{v_i}}{dp} dp.$$

Les paramètres principaux influant sur la dérivée de la transmission $\frac{dt_{v_i}}{dp}$, sont le coefficient d'absorption k_{v_i} et la concentration en gaz absorbant au niveau p . Pour une absorption exponentielle faible, on a

$$\begin{aligned} \frac{dt_{v_i}}{dp} &\approx -k_{v_i} \exp(-k_{v_i} \cdot U(p)) \cdot \frac{dU(p)}{dp}, \\ &\approx -k_{v_i} \frac{dU(p)}{dp}, \end{aligned} \quad (\text{IV-11})$$

et

$$\Delta T_{v_i} \approx k_{v_i} \int_p^{p_0} (T(p) - T_0) dU(p). \quad (\text{IV-12})$$

On comprend que si l'on modifie k_{v_i} , l'erreur en température due à l'émission de l'atmosphère s'exprime comme une fonction linéaire croissante de k_{v_i} relativement indépendante de l'état de l'atmosphère.

ANDING et KAUTH (1970) proposèrent d'effectuer deux mesures T_1 et T_2 , à deux longueurs d'onde (10-12 μm et 7-9,5 μm) pour lesquelles les coefficients d'absorption sont k_1 et k_2 .

Dans ce cas, T_0 est obtenu par la relation

$$T_0 = a_1 T_1 + a_2 T_2,$$

avec

$$a_1 \approx \frac{k_2}{k_2 - k_1} \quad a_2 \approx \frac{-k_1}{k_2 - k_1}. \quad (\text{IV-13})$$

MAUL et SIDRAN (1972), ANDING et KAUTH (1972) commentent cette méthode en fonction du modèle de transmission atmosphérique choisi.

PRABHAKARA et al (1974) discute ce même problème avec un modèle de trans-

mission plus exact, tenant compte de l'absorption de type e par la vapeur d'eau. Il démontre à partir de l'expérience IRIS sur NIMBUS 3 et 4 que T_0 pourrait être obtenu avec une précision de 1 K en utilisant 3 intervalles spectraux ($775-831 \text{ cm}^{-1}$, $831-887 \text{ cm}^{-1}$, $887-960 \text{ cm}^{-1}$) dans la fenêtre infrarouge.

L'algorithme est alors le suivant :

$$T_0 = a_1 T_1 + a_2 T_2 + a_3 T_3, \quad (\text{IV-14})$$

avec

$$a_1 \approx \frac{-k_2 k_3}{(k_1 - k_3)(k_2 - k_1)} ; \quad a_2 \approx \frac{-k_1 k_3}{(k_3 - k_2)(k_2 - k_1)} ;$$

$$a_3 \approx \frac{-k_1 k_2}{(k_3 - k_2)(k_1 - k_3)} .$$

SMITH (1974) propose d'employer un algorithme du type

$$\log T_0 = \sum_i a_i \log T_i, \quad (\text{IV-15})$$

pour tenir compte de la décroissance exponentielle de la fonction de transmission ; d'autre part il suggère d'incorporer dans a_i l'effet de la non linéarité de la fonction de PLANCK en remplaçant k_i par

$$\frac{k_i}{\beta \gamma_i + \lambda} \quad \text{où } \lambda = 4, \text{ correspond à la décroissance du}$$

contenu en vapeur d'eau avec la pression

$$\frac{U}{U_0} = \left(\frac{P}{P_0} \right)^\lambda ;$$

$\beta = 0,1875$, correspond à la décroissance de la température avec la pression

$$\frac{T}{T_0} = \left(\frac{P}{P_0} \right)^\beta ;$$

$\gamma_i \approx \psi_{\nu_i}$, correspond à la décroissance de la fonction de PLANCK avec la température

$$\frac{B_i(T)}{B_i(T_0)} = \left(\frac{T}{T_0} \right)^{\gamma_i} .$$

IV - 4 - 3 - 2 - Simulation de la correction multispectrale à deux canaux (10 - 13 μm) à partir des radiosondages au point K

Nous avons utilisé le même modèle que précédemment pour calculer pour chaque

intervalle de 20 cm^{-1} entre 760 et 980 cm^{-1} , la correction atmosphérique, sur l'ensemble de la statistique de radiosondages au point K. La figure IV-9 donne la valeur moyenne sur les 2 années de la correction atmosphérique ΔT_i en fonction du nombre d'onde ν_i , pour H_2O et CO_2 considérés séparément.

Puisque l'émission due au CO_2 a une faible variabilité ($\approx 7\%$ de la valeur moyenne), on a cherché une corrélation entre fréquences pour H_2O uniquement. La fréquence de référence ν_1 a été prise égale à 930 cm^{-1} (minimum de l'erreur), et on a cherché la corrélation entre ΔT_1 et $(T_1 - T_i)$ où T_1 et ΔT_1 sont la température radiométrique et l'erreur à la fréquence $\nu_1 = 930 \text{ cm}^{-1}$ et T_i est la température radiométrique à la fréquence ν_i .

Le tableau IV-7 donne le résultat obtenu pour une régression linéaire aux moindres carrés. A 930 cm^{-1} , la valeur moyenne de l'erreur atmosphérique était de $1,47 \text{ K}$ avec un écart quadratique de $0,54 \text{ K}$; cette dernière valeur est notablement réduite après application de la régression à moins de $0,1 \text{ K}$. Les coefficients de la droite de régression b_0 et b_1 sont portés dans le tableau; b_1 diminue lorsque l'on s'éloigne de 930 cm^{-1} vers 800 cm^{-1} .

La valeur corrigée de la température de surface est alors obtenue par

$$T_o = T_1 - \Delta T_1 = T_1 - (b_0 + b_1(T_2 - T_1)) = -b_0 + (1+b_1) T_1 - b_1 T_2 \quad (\text{IV-16})$$

avec une erreur résiduelle $\delta \Delta T_a$.

IV - 4 - 3 - 3 - Optimisation d'un système multispectral à deux canaux à partir des données du point K

La simulation précédente peut être utilisée pour un essai d'optimisation de système multispectral à deux canaux. La simulation au point K est loin d'avoir des caractéristiques permettant d'étendre la discussion à une optimisation des mesures sur l'ensemble du globe. Cependant elle permet de développer un certain nombre d'arguments qui présentent une généralité.

On a tenu compte des termes d'erreur suivants qui ont été portés dans les tableaux IV-8 et IV-9 :

- efficacité de la corrélation entre fréquences pour l'élimination de l'influence de la vapeur d'eau ; cette efficacité est exprimée par l'écart quadratique résiduel après la régression pour les mesures au point K (colonne (1) des tableaux) ;

- perturbations dues au CO_2 : d'après ce que nous avons vu précédemment, l'écart quadratique des variations de l'erreur due au CO_2 est de 7% de la valeur

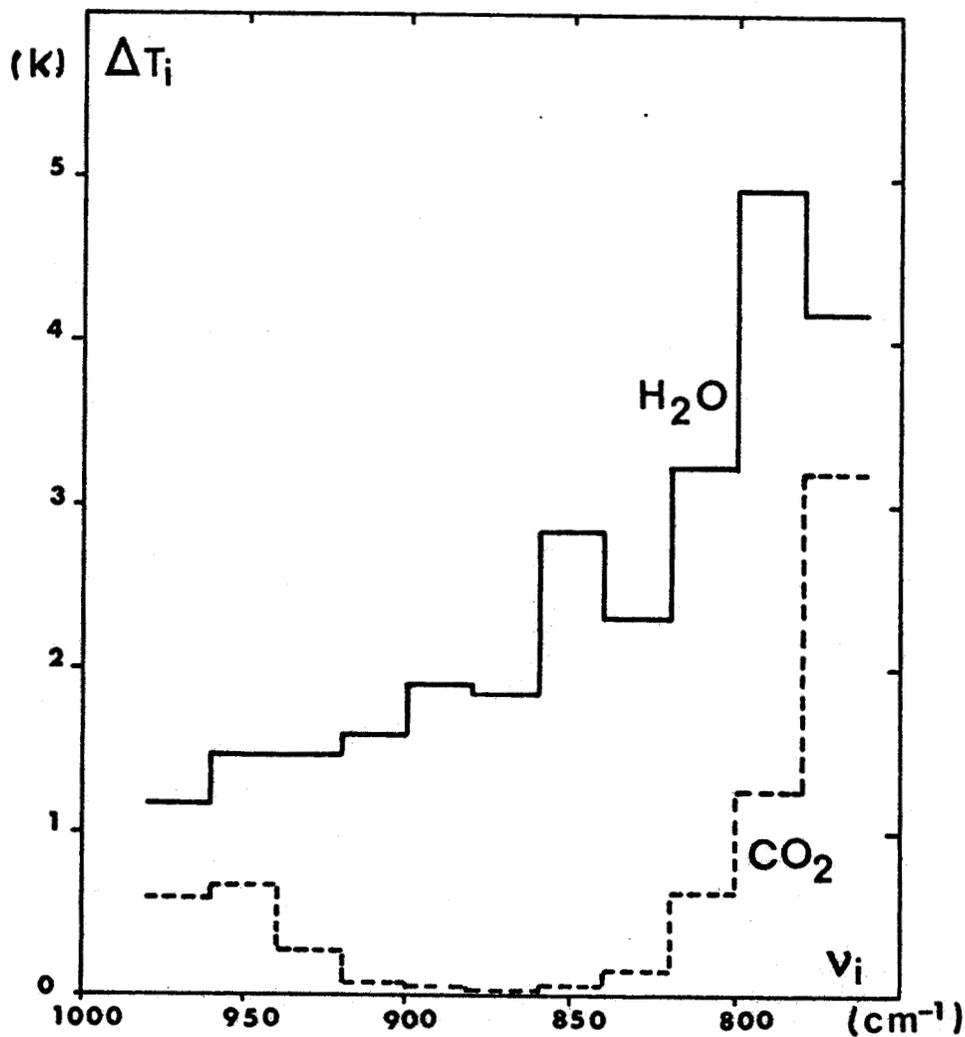


FIGURE IV - 9 : Erreur atmosphérique en fonction du nombre d'onde v_i . Valeur moyenne calculée au point K (1970 et 1971).



TABLEAU IV - 7

Régression linéaire entre l'erreur atmosphérique ΔT_a à $\nu_1 = 930 \text{ cm}^{-1}$ et

la différence $T_1 - T_i$ des températures radiométriques mesurées à ν_1 et ν_i

ν_i (cm^{-1})	b_0 (K)	b_1	R	$\delta\Delta T_a$ (K)
770	- 0,72	0,810	0,987	0,086
790	- 1,07	0,732	0,978	0,114
810	- 0,63	1,188	0,989	0,080
830	- 0,37	2,151	0,996	0,051
850	- 0,66	1,549	0,986	0,091
870	- 0,28	4,383	0,997	0,042
890	- 0,53	4,625	0,991	0,072
910	- 0,25	13,106	0,996	0,049
/	/	/	/	/
950	+ 0,94	42,271	0,636	0,418
970	- 0,25	-6,095	0,974	0,123

$$\nu_1 = 930 \text{ cm}^{-1}$$

$$\Delta T_{av_1} = b_0 + b_1 (T_1 - T_i)$$

R coefficient de corrélation

$\delta\Delta T_a$ écart quadratique résiduel



TABLEAU IV-8

Simulation de l'optimisation du système multispectral à deux canaux ($\nu_1=930 \text{ cm}^{-1}$ et $\nu_2=\nu_i$) au point K

ν_i	H ₂ O (1)	CO ₂ (2)	(1+2b ₁) (3)	NET = 0,1 K Erreur totale sur T ₀	NET = 0,2 K
770 cm ⁻¹	0,086 K	0,225 K	2,62	0,573 K	0,835 K
790	0,114	0,088	2,46	0,448	0,694
810	0,080	0,045	3,38	0,463	0,801
830	0,051	0,012	5,30	0,593	1,123
850	0,091	0,004	4,10	0,505	0,915
870	0,042	0,003	9,77	1,022	1,999
890	0,072	0,004	10,25	1,101	2,126
910	0,049	0,006	27,21	2,776	5,497
930	/	0,019	/	/	/
950	0,042	0,048	95,54	9,644	19,198
970	0,123	0,041	13,19	1,483	2,802

$\Delta\nu = 20 \text{ cm}^{-1}$

- (1) erreur résiduelle sur la correction de H₂O ($\delta \Delta T_a$ dans le tableau IV-7),
 (2) erreur résiduelle due au CO₂ (7 % des valeurs de la figure IV-9)
 (3) facteur multiplicatif du bruit radiométrique (NET), (b_f d'après le tableau IV-7)



TABLEAU IV-9

Simulation de l'optimisation du système multispectral à deux canaux ($\nu_1=930 \text{ cm}^{-1}$ et $\nu_2=\nu_i$)
(Estimation pour l'ensemble du globe).

ν_i	H ₂ O (1)	CO ₂ (2)	(1+2b ₁) (3)	NET = 0,1 K Erreur totale sur T ₀	NET = 0,2 K
770 cm ⁻¹	0,344 K	0,450 K	2,62	1,056 K	1,318 K
790	0,456	0,176	2,46	0,878	1,124
810	0,320	0,090	3,38	0,748	1,086
830	0,204	0,024	5,30	0,758	1,288
850	0,364	0,008	4,10	0,782	1,192
870	0,168	0,006	9,77	1,151	2,128
890	0,288	0,008	10,25	1,321	2,346
910	0,196	0,012	27,21	2,929	5,650
930	/	0,038	/	/	/
950	0,168	0,096	95,54	9,818	19,372
970	0,492	0,082	13,19	1,893	3,212

(1) erreur résiduelle sur la correction de H₂O (4 $\delta\Delta T_a$ au point K, tableau IV-7)

(2) erreur résiduelle due au CO₂ (14 % des valeurs moyennes au point K, figure IV-9)

(3) facteur multiplicatif du bruit (NET), b₁ d'après le tableau IV-7.



moyenne au point K (colonne (2) des tableaux) ;

- bruit radiométrique : si le bruit radiométrique (NET) est le même sur les 2 canaux, d'après l'équation (IV-16), le bruit induit sur la mesure est amplifié et égal à $(1+2b_1)$ (NET).

Deux types de tableaux sont présentés :

- le tableau (IV-8) porte uniquement sur l'analyse des données au point K,
 - le tableau (IV-9) essaye d'étendre les résultats de façon plus large, en prenant une non linéarité due à H_2O (colonne 1) quatre fois supérieure (d'après l'amplitude des variations de U_0) et une perturbation due au CO_2 (colonne 2) deux fois supérieure à celles au point K ; ce dernier tableau est supposé représenter une estimation de la précision sur l'ensemble du globe.

La fréquence de référence utilisée est toujours 930 cm^{-1} et le total des trois termes d'erreur cités ci-dessus est donné pour deux valeurs du (NET) : 0,1 et 0,2 K en fonction de la deuxième fréquence ν_i .

On constate que la précision totale obtenue est médiocre pour ν_i voisin de $\nu_1 = 930 \text{ cm}^{-1}$, le coefficient amplificateur de bruit $(1+2b_1)$ étant alors assez élevé ; les résultats tendent également à se dégrader au-delà de 770 cm^{-1} à cause de l'absorption du CO_2 et des écarts résiduels sur la correction de H_2O . En ce qui concerne l'estimation de la précision faite pour l'ensemble du globe les meilleurs résultats sont obtenus pour ν_i de 790 à 850 cm^{-1} : on obtiendrait alors environ 0,8 K pour un (NET) de 0,1 K, et 1,2 K pour un (NET) de 0,2 K.

Afin de réduire le (NET) on a intérêt à donner aux deux canaux des bandes passantes aussi large que possible. Ceci conduit aux choix des valeurs suivantes pour les deux canaux :

- $860 \text{ à } 980 \text{ cm}^{-1}$, correspondant à une erreur atmosphérique minimum (cf. figure IV-9)

- $780 \text{ à } 860 \text{ cm}^{-1}$, fournissant une estimation de la correction atmosphérique avec une précision de l'ordre de 1 K, pour un bruit radiométrique compris entre 0,1 et 0,2 K.

IV-4-3-4 - Optimisation théorique de la correction multispectrale

Dans ce qui suit nous essayons de développer des arguments théoriques pour l'optimisation d'un système multispectral de mesure permettant d'éliminer l'émission de l'atmosphère. Les problèmes qui se posent couramment sont :

1) Etant donné que k_{ν_1} est déterminé par le minimum d'absorption dans la fenêtre, comment choisir de façon optimum k_{ν_2} ?

2) Y a-t-il intérêt à utiliser un système comprenant trois fréquences ?

IV-4-3-4-1 - Approximations utilisées

Les approximations suivantes seront utilisées pour la commodité de la démonstration :

a) Développement de la fonction $B_\nu(T)$ au second ordre

$$B_\nu(T) = B_\nu(T_0) + (T-T_0) \left(\frac{\partial B_\nu}{\partial T} \right)_{T_0} + \frac{1}{2} (T-T_0)^2 \left(\frac{\partial^2 B_\nu}{\partial T^2} \right)_{T_0} + \epsilon((T-T_0)^2), \quad (IV-17)$$

avec

$$\left(\frac{\partial B_\nu}{\partial T} \right)_{T_0} = \frac{\psi_\nu}{T_0} B_\nu(T_0), \quad (IV-18)$$

$$\left(\frac{\partial^2 B_\nu}{\partial T^2} \right)_{T_0} = \frac{\psi_\nu (\chi_\nu - 2)}{T_0^2} B_\nu(T_0). \quad (IV-19)$$

ψ_ν et χ_ν sont des fonctions auxiliaires dépendant faiblement de ν . D'autre part, $\psi_\nu \approx \chi_\nu$. Par exemple à $\nu = 1000 \text{ cm}^{-1}$, $T_0 = 300 \text{ K}$:

$$\psi_\nu = 4,833, \quad \chi_\nu = 4,873$$

En utilisant le développement limité de $B_\nu(T)$ au second ordre, on obtient

$$\begin{aligned} \Delta T_\nu &\approx \frac{T_0}{\psi_\nu B_\nu(T_0)} \int_0^{p_0} \left\{ (T(p)-T_0) \left(\frac{\partial B_\nu}{\partial T} \right)_{T_0} + \frac{1}{2} (T(p)-T_0)^2 \left(\frac{\partial^2 B_\nu}{\partial T^2} \right)_{T_0} \right\} \frac{dt_\nu(o,p)}{dp} dp, \\ &\approx T_0 \int_0^{p_0} \left\{ \frac{T(p)-T_0}{T_0} + \frac{1}{2} \frac{(T(p)-T_0)^2}{T_0^2} (\chi_\nu - 2) \right\} \frac{dt_\nu(o,p)}{dp} dp \\ &\approx T_0 \int_0^{p_0} \left\{ \left(\frac{\chi_\nu}{2} - 2 \right) + (3-\chi_\nu) \frac{T(p)}{T_0} + \left(\frac{\chi_\nu}{2} - 1 \right) \left(\frac{T(p)}{T_0} \right)^2 \right\} \frac{dt_\nu(o,p)}{dp} dp. \end{aligned} \quad (IV-20)$$

b) On représentera l'état moyen de l'atmosphère par

$$\frac{U(p)}{U_0} = \left(\frac{p}{p_0} \right)^\lambda, \quad \text{avec } \lambda = 4,$$

$U(p)$, contenu en vapeur d'eau entre 0 et p ,

$$\frac{T(p)}{T_0} = \left(\frac{p}{p_0}\right)^\beta, \text{ avec } \beta = 0,1875,$$

approximations qui représentent assez bien les profils moyens entre 300 et 1000 mb.

IV-4-3-4-2 - Effet de non linéarité

La transmission atmosphérique étant de type exponentiel, on a de façon générale

$$t_v = \exp(-k_v(U(p))), \quad (\text{IV-21})$$

et pour l'absorption de type e

$$t_{ve} = \exp(-k_{ve} \cdot e \cdot W) \quad ; \quad (\text{IV-22})$$

comme la pression partielle de vapeur d'eau, e , est directement liée au contenu en vapeur d'eau U

$$\begin{aligned} t_{ve} &\approx \exp(-k_{ve}^* U(p)^2) \quad , \\ &= \exp(-k_{ve}^* U^*(p)) \quad , \end{aligned} \quad (\text{IV-23})$$

avec

$$U^*(p) = U(p)^2 \quad . \quad (\text{IV-24})$$

On généralisera les résultats obtenus pour une absorption de type exponentiel à l'absorption de type e en prenant

$$\frac{U^*}{U_0^*} = \left(\frac{p}{p_0}\right)^{2\lambda} \quad (\text{IV-25})$$

On intégrera l'expression (IV-20) de ΔT_v sur $U(p)$, soit pour une absorption de type exponentiel

$$\Delta T_v = \int_0^{U_0} \left\{ \left(\frac{\chi_v}{2} - 2\right) + (3 - \chi_v) \frac{U}{U_0} + \left(\frac{\chi_v}{2} - 1\right) \frac{U}{U_0}^{2\beta/\lambda} \right\} -k_v \exp(-k_v U) dU \quad (IV-26)$$

On développe l'exponentielle et on intègre, en posant $x = \frac{U}{U_0}$,

avec

$$\int_0^1 x^\alpha e^{-ax} dx = \sum_0^\infty (-1)^n \frac{a^n}{n!(\alpha+n+1)} ; \quad (IV-27)$$

soit

$$\begin{aligned} \Delta T_v &= -k_v U_0 T_0 \sum_0^\infty (-1)^n \left[\frac{(k_v U_0)^n}{n!} \frac{(\chi_v/2 - 2)}{n+1} + \frac{(3 - \chi_v)\lambda}{(n+1)\lambda + \beta} + \frac{(\chi_v/2 - 1)\lambda}{(n+1)\lambda + 2\beta} \right], \\ &= T_0 \sum_0^\infty (-1)^n \frac{(k_v U_0)^{n+1}}{(n+1)!} \frac{\beta((n+1)\lambda + (4 - \chi_v)\beta)}{((n+1)\lambda + \beta)((n+1)\lambda + 2\beta)}, \\ &= T_0 \sum_0^\infty c_n (k_v U_0)^{n+1}, \end{aligned}$$

avec

$$c_n = (-1)^n \frac{1}{(n+1)!(n+1)} \frac{\beta}{\lambda} \quad (IV-29)$$

Pour l'absorption de type e

$$\frac{T}{T_0} = \left(\frac{U^*}{U_0^*} \right)^{\beta/2\lambda} \quad (IV-30)$$

et on obtient un résultat équivalent en remplaçant β par $\beta/2$

$$\begin{aligned} \Delta T_{v_e} &= T_0 \sum_0^\infty (-1)^n \frac{(k_v U_0^2)^{n+1}}{(n+1)!} \frac{\beta}{2} \frac{((n+1)\lambda + (4 - \chi_v)\beta/2)}{((n+1)\lambda + \beta/2)((n+1)\lambda + \beta)} \\ &= T_0 \sum_0^\infty c_n^e (k_v U_0)^{n+1} \end{aligned} \quad (IV-31)$$

avec

$$c_n^e = (-1)^n \frac{1}{(n+1)!(n+1)} \frac{\beta}{2\lambda} = \frac{1}{2} c_n \quad (IV-32)$$

Le tableau (IV-10) donne les coefficients c_n

TABLEAU IV-10

	exponentiel	dimères
c_0	0,03927	0,02143
c_1	-0,01071	-0,00560 ($\chi_v = 4,87$)
c_2	0,00245	0,00126
c_3	-0,00047	-0,00024

Pour $k_v U_0 \approx 1$, il faut quatre termes du développement pour obtenir une précision de 1 % sur la valeur de ΔT_v , et l'effet de non-linéarité représente alors environ 25 % de ΔT_v . Le coefficient c_0 détermine l'erreur au premier ordre. Les rapports c_1/c_0 , c_2/c_0 traduisent la non linéarité de l'erreur en fonction de U_0 . On remarquera dans le tableau (IV-10) que ces rapports dépendent peu du type d'absorption, ce qui est évident d'après (IV-32). On trouverait un résultat similaire pour l'absorption des raies intégrées sur un intervalle spectral qui présente plutôt une dépendance en $(U(p))^{1/2}$. Le développement qui suit pourra donc s'appliquer de façon générale aux divers types d'absorption.

IV-4-3-4-3 - Optimisation d'un système multispectral à deux canaux

Etant donné que k_1 est déterminé par le minimum d'absorption dans la fenêtre atmosphérique ($900 < \nu_1 < 960 \text{ cm}^{-1}$), comment choisir de façon optimum k_2 , sachant que :

- on a intérêt à prendre k_2 voisin de k_1 pour éviter les effets de non linéarité de l'extrapolation,
- le bruit induit par l'extrapolation diminue lorsque l'on augmente k_2 ?

On a, sur la base d'une extrapolation linéaire

$$T_0 = \frac{k_2}{k_2 - k_1} T_1 - \frac{k_1}{k_2 - k_1} T_2 = T_1 - \frac{k_1}{k_2 - k_1} (T_2 - T_1) \quad (\text{IV-33})$$

Si δT est le bruit radiométrique de la mesure (NET) dans chaque canal, le bruit δT_0 induit sur la mesure de T_0 par l'extrapolation linéaire est

$$\delta T_0 = \frac{k_2 + k_1}{k_2 - k_1} \delta T \quad (\text{IV-34})$$

L'erreur sur l'extrapolation, $\varepsilon(\Delta T_1)$, due à la non-linéarité, est

$$\begin{aligned}\varepsilon(\Delta T_1) &= \frac{k_1}{k_2 - k_1} (T_2 - T_1) - \Delta T_1 \\ &= c_1 U_o^2 T_o \left[\frac{k_1}{k_2 - k_1} (k_2^2 - k_1^2) - k_1^2 \right] \\ &= c_1 k_1 k_2 U_o^2 T_o\end{aligned}\quad (\text{IV-35})$$

Pratiquement si U_{\max} est le contenu maximum en vapeur d'eau, on peut minimiser l'erreur à 1/8 de sa valeur maximale en modifiant légèrement le coefficient d'extrapolation $k_1/(k_2 - k_1)$ pour y inclure une partie de la non-linéarité

$$\varepsilon(\Delta T_1) = \frac{1}{8} c_1 k_1 k_2 U_{\max}^2 T_o \quad (\text{IV-36})$$

soit avec $k_1 U_{\max} \approx 1$ ($U_{\max} \approx 5 \text{ g.cm}^{-2}$ au minimum d'absorption vers 930 cm^{-1}), et $c_1 = 0,0056$ pour l'absorption de type e qui est prépondérante

$$\varepsilon(\Delta T_1) = 0,21 \frac{k_2}{k_1} \quad (\text{K}) \quad (\text{IV-37})$$

L'erreur totale sur l'estimation de T_o est

$$\varepsilon(\Delta T_1) + \delta T_o = \frac{k_2 + k_1}{k_2 - k_1} \delta T + 0,21 \frac{k_2}{k_1} \quad (\text{IV-38})$$

L'erreur totale est minimum pour

$$\left(\frac{k_2}{k_1} - 1 \right)^2 = \frac{2\delta T}{0,21} \quad (\text{IV-39})$$

ce qui donne en fonction du NET les résultats du tableau (IV-11).

On retrouve à peu près les résultats obtenus (§ IV-4-3-3) à partir de la simulation au point K : erreur totale de 1 K pour un (NET) de 0,2 K, et de 0,7 K pour un (NET) de 0,1 K, l'optimum étant obtenu pour $k_2/k_1 \approx 2$, ce qui correspond à $b_1 \approx 1$ dans les tableaux (IV-7,8 et 9). L'erreur totale sur T_o obtenue ici est inférieure car on ne tient pas compte de l'influence du CO_2 .

TABLEAU IV-11

Optimisation d'un système à deux canaux.

(NET)	k_2/k_1 optimum	erreur totale sur T_o
0,05 K	1,69	0,55 K
0,1	1,98	0,72
0,2	2,38	0,99
0,5	3,18	1,63
1,0	4,09	2,51

IV-4-3-4-4 - Optimisation d'un système multispectral à trois canaux

On peut essayer de corriger l'effet de non-linéarité par l'adjonction d'un troisième canal. Dans ce cas, T_o est obtenu sous la forme

$$T_o = a_1 T_1 + a_2 T_2 + a_3 T_3 \quad , \quad (\text{IV-40})$$

avec

$$a_1 + a_2 + a_3 = 1 \quad , \quad (\text{IV-41})$$

$$a_1 k_1 + a_2 k_2 + a_3 k_3 = 0 \quad , \quad (\text{extrapolation linéaire}) \quad (\text{IV-42})$$

$$a_1 k_1^2 + a_2 k_2^2 + a_3 k_3^2 = 0 \quad , \quad (\text{élimination de la non-linéarité}) \quad ; \quad (\text{IV-43})$$

on obtient

$$a_1 = \frac{k_3 k_2}{(k_3 - k_1)(k_2 - k_1)} \quad ; \quad a_2 = \frac{-k_3 k_1}{(k_3 - k_2)(k_2 - k_1)} \quad ; \quad a_3 = \frac{k_2 k_1}{(k_3 - k_2)(k_3 - k_1)} \quad (\text{IV-44})$$

On supposera comme hypothèse de travail que dans ce cas l'erreur sur la mesure est uniquement due au bruit et que les effets de non-linéarité sont parfaitement éliminés. Le bruit du système est proportionnel à la somme des $|a_i|$, et on démontre que ce bruit est minimum pour $k_2 = (k_3 + k_1)/2$, ce qui donne

$$\delta T_o = \frac{k_3^2 + 6k_3k_1 + k_1^2}{(k_3 - k_1)^2} \delta T \quad , \quad (IV-45)$$

soit

$$\begin{aligned} \delta T_o &= 11 \delta T \quad \text{pour } k_3 = 2k_1 \\ &= 7 \delta T \quad \quad \quad = 3k_1 \\ &= 4,56 \delta T \quad \quad \quad = 4k_1 \end{aligned}$$

IV-4-3-4-5 - Comparaison et discussion

On a porté sur le tableau (IV-12) l'erreur sur T_o estimée précédemment pour chacun des systèmes. On a supposé que l'estimation statistique de l'erreur atmosphérique pouvait être faite avec une précision de 1 K pour un système à un seul canal. Les meilleurs résultats sont obtenus par un système à trois canaux, avec $k_3 = 4k_1$, $k_2 = 2,5 k_1$, et un (NET) inférieur à 0,2 K ; cependant cette solution semble devoir être éliminée car elle conduit à utiliser des bandes spectrales trop fortement contaminées par l'absorption du CO_2 si l'on se déplace vers 15 μm , ou ayant une fonction d'absorption plus proche de celle des raies ($\exp - \beta_1 W^{1/2}$) que de celle des dimères ($\exp - k_v W^2$) si l'on se déplace vers 6,3 μm .

On retiendra donc^e que les systèmes optimum sont les suivants :

- un seul canal au minimum d'absorption pour un (NET) supérieur à 0,5 K,
- deux canaux avec k_2/k_1 de 2 à 3, pour un (NET) compris entre 0, 1 K et 0,5 K,
- trois canaux avec $k_3/k_1 = 3$, $k_2/k_1 = 2$, pour un (NET) inférieur à 0,1 K.

Cet optimum correspond à peu près à l'évolution actuelle des satellites. Le VHRR des satellites NOAA avait un seul canal et un (NET) supérieur à 0,5 K. Le AVHRR des satellites de la série TIROS-N aura probablement deux canaux entre 10,5 et 13 μm , et un (NET) de l'ordre de 0,2 K et donnera une précision de l'ordre de 1 K sur la mesure de température de surface de la mer. Les performances technologiques actuelles des détecteurs limitent actuellement l'utilisation de la solution à trois canaux pour la correction de l'effet de non-linéarité, qui ne devient intéressante que pour un (NET) inférieur à 0,1 K, et permettrait théoriquement d'obtenir une précision de l'ordre de 0,5 K sur la mesure de la température de surface de la mer.

TABLEAU IV-12

Comparaison des systèmes : erreur totale sur la mesure de température de surface, T_0

(NET)	1 canal	2 canaux	3 canaux	
			$k_3 = 2k_1$	$k_3 = 3k_1$ $k_3 = 4k_1$
0,05 K	1,05 K	0,55 K	0,55 K	<u>0,35 K</u> 0,23 K
0,10	1,10	<u>0,72</u>	1,10	<u>0,70</u> 0,46
0,20	1,20	<u>0,99</u>	2,20	1,40 0,91
0,50	<u>1,50</u>	<u>1,63</u>	5,50	3,50 2,28
1,00	<u>2,00</u>	2,51	11,00	7,00 4,56



IV-5 - CONCLUSION

L'étude de la correction atmosphérique a été faite par simulation entre 10 et 13 μm en utilisant une statistique de radiosondages au point K. On a pu ainsi mettre en évidence les caractères de variabilité de cette correction (variation annuelle, contribution des diverses couches de l'atmosphère, variation avec la fréquence) et évaluer diverses méthodes de correction atmosphérique.

Pour les études régionales du champ de température de la mer, en l'absence de navires fournissant un recalage, il semble que la meilleure méthode et la plus simple soit une estimation statistique. La précision d'une telle méthode est estimée à 0,5 K au point K : le calcul de l'erreur atmosphérique à partir de radiosondages lorsqu'ils sont disponibles sur la zone étudiée, donne une précision du même ordre et ne se justifie que pour les mois d'été sous les régions tempérées.

La détermination du champ de température sur l'ensemble du globe présente un intérêt climatique important si l'on peut obtenir une précision assez bonne. On a estimé la précision de corrections statistiques à 1K dans ce cas, à condition de disposer d'une bonne statistique de radiosondages, ce qui n'est pas le cas dans l'hémisphère sud. Des mesures multispectrales peuvent permettre de mesurer cette correction uniquement à partir de satellites. La correction à partir d'une détermination du contenu en vapeur d'eau dans le domaine microondes fournirait une précision meilleure que 1K, mais cette détermination n'est encore qu'expérimentale sur les satellites NIMBUS. Une autre solution est l'utilisation de plusieurs canaux dans le domaine spectral 10-13 μm pour effectuer une correction multispectrale linéaire. Les résultats de la simulation au point K concordent avec une discussion théorique et montrent qu'un système à deux canaux donnerait une précision de l'ordre de 1K par canal (NET) pour un bruit équivalent en température, de 0,1 à 0,2 K. Un système à trois canaux ne devient plus performant que si l'on arrive à diminuer le (NET) au dessous de 0,1 K : on peut alors espérer obtenir une précision de l'ordre de 0,5 K sur la mesure de la température de surface de la mer. Le système AVHRR à plusieurs canaux, embarqué sur les satellites de la série TIROS-N qui doivent être lancés à partir de 1977, permettra de vérifier et de préciser ces hypothèses.

BIBLIOGRAPHIE, CHAPITRE IV

- ANDING, D., KAUTH, R., 1970 - Estimation of sea surface temperature from space. - Rem. Sensing Environment, 14, 217-220.
- ANDING, D., KAUTH, R., 1972 - Reply to the comment by G.A. Maul and M. Sidran. - Rem. Sensing of Environment, 2, 171-173.
- BIGNELL, K.J., 1970 - The water-vapour infra-red continuum. - Quart. Jl Roy. Meteor. Soc., 96, 390-403.
- BROWER, R.L., GOHRBAND, H.S., PICHEL, W.G., SIGNORE, T.L., WALTON, C.C., 1976 - Satellite derived sea-surface temperatures from NOAA spacecraft. - NOAA Techn. Memorandum, NESS 78, 74 p.
- BURCH, D.E., GRYVNAK, D.A., 1970 - Atmospheric attenuation in the infrared windows. - in "Space Opt., Semin. - in-depth, Santa Barbara, Calif., 1969", 17-22.
- COGAN, J.L., WILLAND, J.H., 1976 - Measurement of sea surface temperature by the NOAA 2 satellite. - Jl Appl. Meteor., 15, 2, 173-180.
- CREPON, M., 1977 - Communication personnelle.
- DERYCKE, R.J., RAO, P.K., 1973 - Eddies along a Gulf Stream boundary viewed from a very high resolution radiometer. - Jl Phys. Ocean., 3, 4, 490-492.
- GOLUBITSKIY, B.M., MOSKALENKO, N.I., 1968 - Spectral transmission functions in the H₂O and CO₂ bands. - Izv. Atm. Oceanic Phys., 4, 3, 194-204.
- GOODY, R.M., 1964 - Atmospheric radiation - Oxford University Press, London, 436 p.
- GOTTHARDT, G.A., POTOCSKY, G.J., 1974 - Life cycle of a Gulf Stream anticyclonic eddy observed from several oceanographic platforms. - Jl Phys. Ocean., 4, 1, 131-134.
- GRASSL, H., 1973 - Separation of atmospheric absorbers in the 8-13 micrometer region. - Beitr. Phys. Atmosph., 46, 75-88.
- GRODY, N.C., 1976 - Remote sensing of atmospheric water vapor content from satellites using microwave radiometry. - IEEE Trans. Antennas Propag., A.P.-24, 2, 155-162.
- KUNDE, V.G., CONRATH, B.J., HANEL, R.A., MAGUIRE, W.C., PRABHAKARA, C., SALOMONSON, V.V., 1974 - The nimbus 4 infrared spectroscopy experiment, 2, Comparison of observed and theoretical radiances from 425-1450 cm⁻¹ Jl Geophys. Res., 79, 6, 777-784.
- KUNDE, V.G., MAGUIRE, W.C., 1974 - Direct integration transmittance model. - Jl Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, 14, 803-817.

- La VIOLETTE, P.E., CHABOT, P.L., 1969 - A method of eliminating cloud interference in satellite studies of sea surface temperatures. - Deep-Sea Res., 16, 539-547.
- LECOMTE, P., DESCHAMPS, P.Y., 1970 - Mesure de la température superficielle de l'océan au moyen d'un radiomètre infrarouge. - Cahiers Ocean., 22, 2, 155-177.
- LEE, A.C.L., 1973 - A study of the continuum absorption within the 8-13 μm atmospheric window. Quart. Jl Roy. Meteor. Soc., 99, 490-505.
- LEGECKIS, R., 1975 - Application of synchronous meteorological data to the study of time dependent sea surface temperature changes along the boundary of the Gulf Stream. - Geophys. Res. Lett., 2, 10, 435-438.
- LORENZ, D., 1968 - Temperature measurements of natural surfaces using infrared radiometers. - Appl. Optics, 7, 7, 1705-1710.
- MAUL, G.A., HANSEN, D.V., 1972 - An observation of the Gulf Stream surface front structure by ship, aircraft, and satellite. - Rem. Sensing Environment, 2, 109-116.
- MAUL, G.A., SIDRAN, M., 1972 - Comment on "Estimation of sea surface temperature from space" by D. Anding and R. Kauth. - Rem. Sensing Environment, 2, 165-169.
- Mc CLAIN, E.P., 1975 - Potential value of earth satellite measurements to oceanographic research in the southern ocean. - NOAA Techn. Memorandum, NESS 61, 18 p.
- MOSKALENKO, N.I., MIRUMYANTS, S.O., 1969 - The effect of temperature on infrared-radiation absorption by water vapor and CO_2 . - Izv. Atmosph. Oceanic Phys., 5, 12, 747-751.
- PRABHAKARA, C., DALU, G., KUNDE, V.G., 1974 - Estimation of sea surface temperature from remote sensing in the 11 to 13 μm window region. - Jl Geophys. Res., 79, 33, 5039-5044.
- RAO, P.K., SMITH, W.L., KOFFER, R., 1972 - Global sea-surface temperature distribution determined from an environmental satellite. - Monthly Weather Rev., 100, 1, 10-14.
- RICHARDSON, P.L., STRONG, A.E., KNAUSS, J.A., 1973 - Gulf Stream eddies : recent observations in the Western Sargasso Sea. - Jl Phys. Ocean., 3, 3, 297-301.

- SHENK, W.E., SALOMONSON, V.V., 1972 - A multispectral technique to determine sea surface temperature using Nimbus 2 data. - J1 Phys. Ocean., 2, 2, 157-167.
- SMITH, W.L., RAO, P.K., KOFFLER, R., CURTIS, W.R., 1970 - The determination of sea surface temperature from satellite high resolution infrared window radiation measurements. - Monthly Weather Rev., 98, 604-611.
- SMITH, W.L., 1974 - Communication personnelle.
- STAELIN, D.H., KUNZI, K.F., PETTYJOHN, R.L., POON, R.K.L., WILCOX, R.W., WATERS, J.W., 1976 - Remote sensing of atmospheric water vapor and liquid water with the Nimbus 5 microwave spectrometer. - J1 Appl. Meteor., 15, 11, 1204-1214.
- STUMPF, H.G., RAO, P.K., 1975 - Evolution of Gulf Stream eddies as seen in satellite infrared imagery. - J1 Phys. Ocean., 5, 2, 388-393.
- VUKOVICH, F.M., 1976 - An investigation of a cold eddy on the eastern side of the Gulf Stream using NOAA 2 and NOAA 3 satellite data and ship data. J1 Phys. Ocean., 6, 4, 605-612.
- WARNECKE, G., ALLISON, L.J., Mc MILLIN, L.M., SZEKIELDA, K.H., 1971 - Remote sensing of ocean currents and sea surface temperature changes derived from the Nimbus II satellite. - J1 Phys. Ocean., 1, 1, 45-60.

CHAPITRE V

ETUDE DU REFROIDISSEMENT SUPERFICIEL DE L'EAU PAR RADIOMETRIE INFRAROUGE

V-I - INTRODUCTION

L'existence d'une couche superficielle d'une épaisseur de quelques millimètres, plus froide que l'eau, à l'interface entre l'eau et l'air a été mise en évidence depuis plusieurs années par diverses méthodes :

- mesures thermométriques fines au-dessous de la surface de l'eau (WOODCOCK et STOMMEL, 1947),
- extrapolation du profil vertical de la température potentielle dans l'air jusqu'à la surface (HASSE, 1963),
- méthode interférométrique dans l'eau (ADAMS et MEIER, 1969),
- mesure radiométrique de la température superficielle (EWING et McALISTER (1960) et SAUNDERS (1967)).

Les écarts signalés sont en général de quelques dixièmes de degré K entre la "température superficielle" obtenue par un des moyens précédents et la température de la masse d'eau mesurée à des profondeurs d'une dizaine de cm. Les mesures de profil de température faites au lac de la Godivelle par le Laboratoire d'Océanographie Physique du Muséum ont également mis en évidence de tels écarts par extrapolation du profil de température potentielle de l'air.

L'analyse de mesures radiométriques de la température superficielle faites en 1967-1968 sur la Bouée Laboratoire du C.N.E.X.O., mouillée en Méditerranée (LECOMTE et DESCHAMPS, 1970) avait montré que les écarts de température superficielle se détruisent très rapidement lorsque la vitesse du vent croît au-delà de 4 noeuds, soit 2m.s^{-1} ; l'état d'agitation de la surface augmentant alors, l'épaisseur de la couche superficielle diminue sous l'influence de la turbulence induite.

Les résultats présentés ici proviennent de deux autres expériences différentes et mettent en évidence les caractéristiques de ce refroidissement superficiel.

- 1 - Des mesures radiométriques ont été faites sur une cuve en laboratoire pour étudier le refroidissement superficiel dans des conditions équivalentes à une vitesse de vent nulle : l'épaisseur de la couche superficielle est alors uniquement limitée par la convection libre qui s'établit. La mesure a été étendue à divers liquides, plus particulièrement à des couches d'huiles d'épaisseur variable sur de l'eau de façon à simuler une détection possible des hydrocarbures.

- 2 - La destruction du refroidissement superficiel sous l'influence de la vitesse croissante du vent a été observée dans la soufflerie de l'Institut de la Mécanique Statistique de la Turbulence (I.M.S.T.) à Luminy.

L'existence d'un refroidissement superficiel a précédemment été discutée de façon théorique par SAUNDERS (1967), Mc ALISTER et Mc LEISH (1969), HASSE (1971), et KATSAROS (1976). Des estimations de refroidissement ou de l'épaisseur de la couche superficielle sont donnés par SAUNDERS (1967) et KATSAROS (1976) pour la convection libre, et par SAUNDERS (1967), HASSE (1971), WU (1971), HILL (1972), PAULSON et PARKER (1972) pour la turbulence induite par le vent. Les résultats que nous avons obtenus montrent que le phénomène de convection naturelle n'est pas du tout négligeable vis à vis de la turbulence induite tangentiellement aux vitesses de vent de quelques m.s^{-1} , alors que de nombreuses expériences de détermination de la couche superficielle ont justement été réalisées à ces vitesses là.

L'importance pratique de l'existence de cette couche superficielle froide est diverse. Du point de vue des interactions océan-atmosphère, la température superficielle est plus significative que la température de la masse d'eau et intervient directement dans les formules exprimant les transferts de chaleur sensible et latente. Les valeurs couramment rencontrées montrent qu'il peut exister des différences significatives lorsque l'on néglige l'existence d'un refroidissement superficiel. D'autre part les techniques de mesures radiométriques de la température de surface à partir d'avions et de satellites se sont développées récemment, et le refroidissement superficiel peut être une gêne ou une source d'erreur dans leur interprétation. Le refroidissement superficiel peut augmenter les possibilités de détection infrarouge des nappes d'hydrocarbures: voir au chapitre VI. Il faut souligner également une application particulièrement intéressante qui a été proposée par Mc ALISTER (1964, 1970, et 1971) et TIMOFEEV (1966) permettant d'envisager de mesurer le flux total perdu par la surface de l'eau à partir de mesures radiométriques du gradient de température existant dans la couche superficielle de l'eau.

V-2 - PRESENTATION THEORIQUE DU PROBLEME

A sa surface, l'eau perd un flux total Q de chaleur

$$Q = R + H + E$$

(V-1)

où H est le flux de chaleur sensible,

E est le flux de chaleur latente,

R est le flux perdu par rayonnement infrarouge émis par une couche ayant une épaisseur de l'ordre de la dizaine de μm et que nous pouvons considérer comme localisé en surface, étant donné l'ordre de grandeur millimétrique de la couche étudiée.

Le rayonnement solaire est par contre absorbé dans l'eau à de plus grandes profondeurs. Il détermine la température d'équilibre $T(z)$ de la masse d'eau, et modifie quelque peu l'importance du refroidissement superficiel puisque 10 % environ du flux solaire est absorbé dans les premiers millimètres au-dessous de la surface (PRUVOST, 1972). Cette influence peut être évaluée séparément, et nous traiterons le problème en considérant que $T(z)$ tend vers une valeur limite T_0 constante pour z supérieur à une dizaine de centimètres, ce qui n'est réalisé qu'en l'absence de flux solaire, la nuit ou par faible ensoleillement, ou pour une agitation assez grande de la couche de surface. La température superficielle est alors T_S , et le refroidissement superficiel $\Delta T_S = T_0 - T_S$.

L'équation de transfert de la chaleur dans l'eau s'écrit

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(K(z) \frac{\partial T(z,t)}{\partial z} \right) - \frac{\partial T(z,t)}{\partial t} = \frac{1}{\rho C_p} \frac{dF(z)}{dz}, \quad (\text{V-2})$$

où ρ est la masse volumique,

C_p est la chaleur massique,

$F(z)$ est le flux de rayonnement existant à la profondeur z et comprend rayonnement solaire et infrarouge,

$K(z)$ est la diffusivité thermique de l'eau due à la conduction moléculaire, mais aussi à la convection libre et à la turbulence induite par le vent ;

$$K(z) = K + K_c(z) + K_t(z), \quad (\text{V-3})$$

où K est la diffusivité thermique moléculaire, indépendante de z , $K_c(z)$ et $K_t(z)$ représentent les diffusivités thermiques induites par la convection libre et la turbulence forcée par le vent, et tendent vers 0 pour z tendant vers 0.

Avec les hypothèses énoncées précédemment, c'est à dire :

- flux infrarouge perdu en surface et flux solaire nul ou absorbé en plus grande profondeur, soit

$$\frac{dF(z)}{dz} = 0,$$

- équilibre obtenu, soit $\frac{\partial T(z,t)}{\partial t} = 0$, tout au moins en ce qui concerne la couche superficielle, soit $\frac{d(\Delta T_S)}{dt} = 0$, et nous verrons plus loin que les constantes de temps sont de l'ordre de la minute, l'équation (V-2) peut se simplifier,

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(K(z) \frac{dT(z)}{dz} \right) = 0 \quad . \quad (V-4)$$

Après intégrations successives sur z ,

$$K(z) \frac{dT(z)}{dz} = \frac{1}{\rho C_p} Q \quad , \quad (V-5)$$

qui exprime simplement le transport du flux total perdu en surface Q , à travers la couche superficielle, et

$$\Delta T_S = T_o - T_S = \frac{Q}{\rho C_p} \int_0^{z_o} \frac{1}{K(z)} dz \quad , \quad (V-6)$$

L'existence d'une couche superficielle thermique suppose que $K(z)$ est faible dans cette couche, puis croît assez rapidement avec z . On admettra que $\int_{z_o}^{\infty} \frac{1}{K(z)} dz$ est négligeable devant $\int_0^{z_o} \frac{1}{K(z)} dz$, et que $T(z)$ est constant et égal à T_o pour $z > z_o$.

Les conditions aux limites pour le gradient de température deviennent alors :

$$\frac{dT(z)}{dz} \rightarrow \left[\frac{dT(z)}{dz} \right]_0 = \frac{Q}{K_0 C_p} = \frac{Q}{k} \quad \text{pour } z \rightarrow 0$$

et $\frac{dT(z)}{dz} \rightarrow 0 \quad \text{pour } z \rightarrow \infty$

k , conductibilité thermique de l'eau.

V-2-1 - Epaisseur équivalente de la couche superficielle

La figure V-1 donne la forme schématique de la courbe $T(z)$ dans la couche superficielle qui est déterminée par les 2 asymptotes précédentes pour $z = 0$ et $z \rightarrow \infty$. Afin de décrire approximativement le phénomène on schématise bien souvent cette courbe de la façon suivante : le gradient à l'origine $\left(\frac{dT(z)}{dz} \right)_0$ est extrapolé jusqu'à T_o , ce qui détermine une profondeur δ appelée épaisseur équivalente de la couche superficielle. On a alors schématisé de la

façon suivante :

$$\text{pour } 0 < z < \delta : K_o(z) + K_t(z) \ll K ; \quad K(z) = K$$

$$\text{pour } z > \delta : K_o(z) + K_t(z) \gg K ; \quad K(z) = \infty ;$$

δ est alors défini par

$$\left[\frac{dT(z)}{dz} \right]_0 \delta = \Delta T_S , \quad (V-7)$$

soit

$$\delta = k \frac{\Delta T_S}{Q} ; \quad (V-8)$$

δ représente l'épaisseur de la couche équivalente dans laquelle il y aurait uniquement conduction thermique moléculaire, et qui serait nécessaire pour expliquer le refroidissement superficiel ΔT_S . δ peut aussi être relié à $K(z)$ par

$$\delta = \int_0^{\infty} \frac{K}{K(z)} \cdot dz \quad (V-9)$$

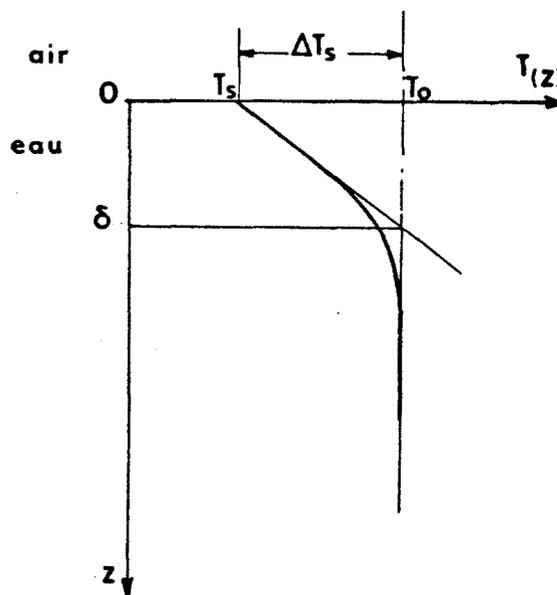


FIGURE V - 1 : Représentation schématique du refroidissement superficiel.

L'équation (V-2) s'écrit pendant l'établissement du refroidissement

$$-\frac{\partial}{\partial z} \left(k(z) \frac{\partial T(z,t)}{\partial z} \right) + \rho C_p \frac{\partial T(z,t)}{\partial t} = 0 \quad (\text{V-10})$$

avec comme conditions initiales

$$T(z,0) = T_0 \quad ,$$

et comme conditions aux limites, si Q est constant

$$T(\infty, t) = T_0 \quad ,$$

$$\left[\frac{dT(z,t)}{dz} \right]_0 = \frac{Q}{k} \quad ;$$

éventuellement $k(z)$ dépend du temps dans le cas de la convection libre avec $k(z,0) = k$.

L'intégration de l'équation (V-10) ne peut se faire formellement et nous avons essayé d'évaluer la constante de temps à partir d'hypothèses simplificatrices. Pour cela, on supposera qu'à l'instant t , le gradient $\left[\frac{dT}{dz} \right]_0$ est établi dans une couche superficielle d'épaisseur $\zeta(t)$, croissante avec le temps et tendant vers δ (voir figure V-2).

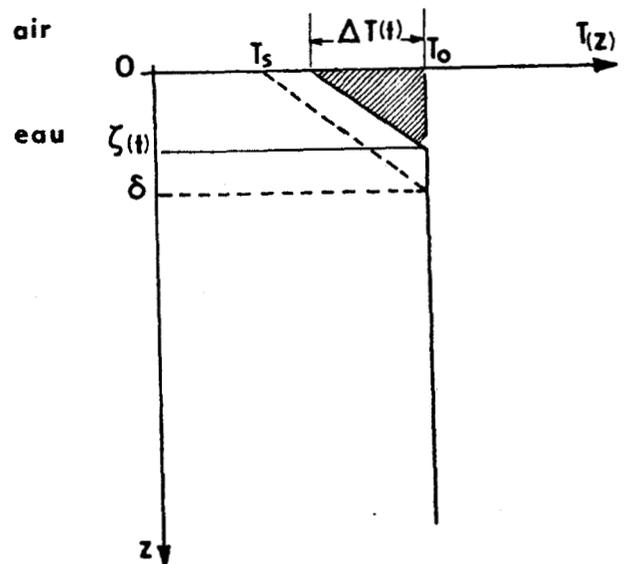


FIGURE V - 2 : Représentation schématique de l'établissement du refroidissement superficiel.

D'où

$$\Delta T_S(t) = T_0 - T_S(t) = \zeta(t) \left[\frac{dT}{dz} \right]_0 = \zeta(t) \frac{Q}{k} \quad (\text{V-11})$$

L'épaisseur $\zeta(t)$ est déterminée par égalité entre la quantité de chaleur perdue en surface et l'apport calorifique de la couche superficielle,

$$\frac{1}{2} \rho C_p \Delta T_S(t) \zeta(t) = Q \cdot t \quad ; \quad (V-12)$$

soit avec la définition (V-11) de $\zeta(t)$

$$\frac{1}{2} \rho C_p k \frac{\overline{\Delta T_S(t)}^2}{Q} = Q \cdot t \quad , \quad (V-13)$$

et avec (V-8)

$$\left(\frac{\Delta T_S(t)}{\Delta T_S} \right)^2 = \frac{2k}{\rho C_p} \frac{t}{\delta^2} \quad . \quad (V-14)$$

$\Delta T_S(t)$ atteint 63 % de la valeur finale au bout du temps :

$$\tau \approx 0,2 \frac{\rho C_p \delta^2}{k} \quad (V-15)$$

$$\tau_{(s)} \approx 1,38 \delta^2 \quad (\text{mm})$$

Evidemment, la formule (V-15) ne permet de donner qu'un ordre de grandeur du phénomène, qui est d'ailleurs minoré puisque l'on néglige l'inertie thermique plus grande des couches à $z > \delta$.

V-3 - ETUDE DU REFROIDISSEMENT SUPERFICIEL EN PRESENCE DE CONVECTION LIBRE DECLENCHEE PAR INSTABILITE GRAVITATIONNELLE

Nous étudions ici le refroidissement superficiel qui se forme pour un vent nul et donc en l'absence de turbulence induite par le vent ; la couche superficielle est alors gouvernée uniquement par la convection libre déclenchée par instabilité gravitationnelle.

V-3-1 - Instabilité gravitationnelle et critère de RAYLEIGH

D'après l'équation (V-5), on voit que le flux de chaleur perdu en surface est compensé par un apport thermique venant du bas ; cela tend à établir un gradient vertical de température dans l'eau, les couches les plus froides

étant au-dessus des couches chaudes : la structure en densité devient alors instable, et le gradient de température tend à être annulé par convection, tout au moins en profondeur.

La mise en équation du mouvement convectif d'un fluide est particulièrement laborieuse. Par contre, le déclenchement de la convection entre deux surfaces horizontales maintenues à températures constantes, la surface inférieure étant chauffée, a été largement étudiée (CHANDRASEKHAR, 1961) et les résultats obtenus dans ce cas semblent pouvoir être étendus à une couche semi-infinie. Dans ces expériences ont défini le nombre de RAYLEIGH par

$$R = \frac{g\alpha \left| \frac{dT}{dz} \right| d^4}{K\nu} = \frac{g\alpha |\Delta T| d^3}{k\nu}, \quad (V-16)$$

où g est l'accélération de la pesanteur,

d est la distance entre les deux surfaces,

$\frac{dT}{dz}$ est le gradient de température créé entre les deux surfaces,

ΔT est l'écart en température entre surfaces,

α, K, ν sont les coefficients de dilatation, de diffusivité thermique moléculaire, et de viscosité cinématique du fluide.

Il a été démontré expérimentalement par BENARD (1900) et théoriquement par RAYLEIGH (1916) que la convection se déclenchait lorsque R dépassait une valeur critique R_c , avec

$$R_c = 1708 \text{ si les deux frontières sont rigides,}$$

$$R_c = 1101 \text{ si une des frontières est rigide, l'autre libre,}$$

$$R_c = 656 \text{ si les deux frontières sont libres.}$$

D'après (V-16), on peut donc associer ainsi une valeur critique d_c de l'épaisseur à chaque valeur du flux de chaleur Q qui s'écoule à travers les surfaces, flux qui définit $\frac{dT}{dz}$ et ΔT . Lorsque l'on augmente d au-delà de d_c , on constate expérimentalement (GLOBE et DROPKIN (1959) et SILVESTON (1958)) que ΔT reste sensiblement constant, particulièrement pour $R \gg R_c$, c'est à dire $d \gg d_c$. Pour $R \gg R_c$, on obtient alors la relation suivante entre le nombre de NUSSELT N_u , et le nombre de RAYLEIGH, R ,

$$\log N_u = \frac{1}{3} \log \frac{R}{R_c} \quad (V-17)$$

où

$$N_u = \left(\frac{R}{R_c} \right)^{1/3}$$

avec la définition classique du nombre de Nusselt, qui exprime la fraction du transport de chaleur effectué par conduction thermique,

$$N_u = \frac{dQ}{k\Delta T} \quad (V-18)$$

où Q est le flux de chaleur à travers les deux surfaces,
 $k = K\rho C_p$, la conductibilité thermique.

On peut alors schématiser ce qui se passe comme suit :

- au voisinage de chacune des surfaces, il existe une couche d'épaisseur $\frac{d_c}{2}$ dans laquelle la convection est négligeable et le flux uniquement transporté par conduction moléculaire ($K(z)=K$),
- entre les deux couches limites, le flux est transporté par convection et le gradient thermique est nul ($K(z)=\infty$).

On étendra ce schéma à une couche semi-infinie qui correspond à notre cas en prenant donc pour épaisseur de la couche superficielle $\delta_c = \frac{d_c}{2}$, déterminée par

$$R_c = \frac{g\alpha \frac{dT}{dz} d_c^4}{K\nu} \quad ; \quad (V-19)$$

soit avec $\frac{dT}{dz} = \frac{Q}{k} = \frac{Q}{K\rho C_p} = \frac{\Delta T_S}{\delta_c}$,

$$R_c = 16 \frac{g\alpha}{\rho C_p K^2 \nu} Q \delta_c^4 \quad ; \quad (V-20)$$

ce qui donne

$$Q = 2\rho C_p \left(\frac{2g\alpha K^2}{R_c \nu} \right)^{1/3} \Delta T_S^{4/3} \quad (V-21)$$

qui relie ΔT_S au flux Q ,

$$\delta_c = \frac{1}{2} \left(\frac{R_c \rho C_p K^2 \nu}{g\alpha} \right)^{1/4} Q^{-1/4} \quad (V-22)$$

qui relie δ_c au flux Q .

La relation (V-21) est de la forme $Q = A(T_0) \Delta T_S^{4/3}$, où $A(T_0)$ est un coefficient qui dépend de la température de l'eau, principalement par l'intermédiaire de α

et $v \cdot A(T_0)$ peut s'écrire sous la forme :

$$A(T) = A_0 (K)^{2/3} \left(\frac{g\alpha}{v} \right)^{1/3} \quad (V-23)$$

avec $A_0 = 2 \left(\frac{2}{R_c} \right)^{1/3}$

La constante $A(T)$, et plus particulièrement A_0 , permet de comparer des expériences faites dans des conditions variées. Les relations (V-20), (V-21) et (V-22) peuvent en effet se mettre sous une forme sans dimensions

$$N_u = A_0 R^{1/3} \quad (V-24)$$

similaire à (V-17) au facteur $2^{1/3}$ près, qui est le facteur de conversion pour passer d'expériences de transfert sur une surface aux expériences de transfert entre deux surfaces.

Les expériences que nous avons réalisées en laboratoire sur une cuve avaient pour but de vérifier expérimentalement ces lois et préciser la valeur de R_c à adopter.

V-3-2 - Méthode expérimentale

Les mesures ont été faites en laboratoire sur une cuve (FUSEY, 1974) de dimensions 55 x 75 cm et de hauteur 25 cm, calorifugée pour minimiser les pertes par les parois.

Mesure du refroidissement superficiel ΔT_s

Afin de mesurer réellement la température superficielle, un radiomètre infrarouge (8-14 μm) a été employé. La température mesurée correspond alors à une profondeur moyenne de 10 μm , négligeable devant l'épaisseur de la couche à étudier. La mesure de ΔT_s est effectuée de la manière suivante : l'eau est d'abord fortement agitée ; on détruit ainsi la couche superficielle, la surface et la masse d'eau sont à la même température ; lorsque l'on supprime l'agitation, la température superficielle décroît, puis se stabilise au bout d'un intervalle de temps qui est de l'ordre de la minute. En général, la mesure est renouvelée quatre fois pour chaque expérience de façon à augmenter la précision qui a été estimée à

$\pm 0,05$ K, (bruit radiométrique) et à 5 % de la valeur de ΔT_S (fiabilité de l'é-talonnage). Cette méthode permet d'éviter de réétalonner fréquemment le radio-mètre et de corriger la mesure pour tenir compte de la réflectivité infrarouge de l'eau, ces deux opérations étant nécessaires pour relier la température ra-diométrique à la température réelle. La figure V-3 donne un exemple d'enregis-trement pour la mesure de ΔT_S .

Mesure du flux total perdu en surface, Q

On a choisi d'utiliser une méthode calorimétrique : l'eau est homogé-nisée en début et en fin d'expérience et on relève la différence de température de la masse d'eau correspondant à l'intervalle de temps (généralement 1 heure pour obtenir une précision suffisante). Les pertes par les parois ont été éva-luées lors d'une expérience préliminaire et une correction de $6,7 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \text{ K}^{-1}$ est appliquée à la mesure de Q en fonction de l'écart entre températures de l'eau et de l'air ambiant.

Afin d'avoir une idée plus précise de la répartition des flux :

- le flux du rayonnement infrarouge R a été calculé

$$R = \sigma(T_o^4 - T_a^4), \text{ le laboratoire étant à la température de l'air ambiant, } T_a,$$

- le flux de chaleur latente L a été évalué à partir de la mesure de la masse perdue par une coupelle en aluminium emplie d'eau et flottant à la surface,

- le flux de chaleur sensible H a été calculé par la formule

$$H = Q - L - R ,$$

il présente une bonne linéarité en fonction de $(T_a - T_o)$ (figure V-4), ce qui montre la bonne cohérence des mesures de flux.

En moyenne, lors des expériences :

$$R \approx 0,25 Q$$

$$L \approx 0,50 Q$$

$$H \approx 0,25 Q$$

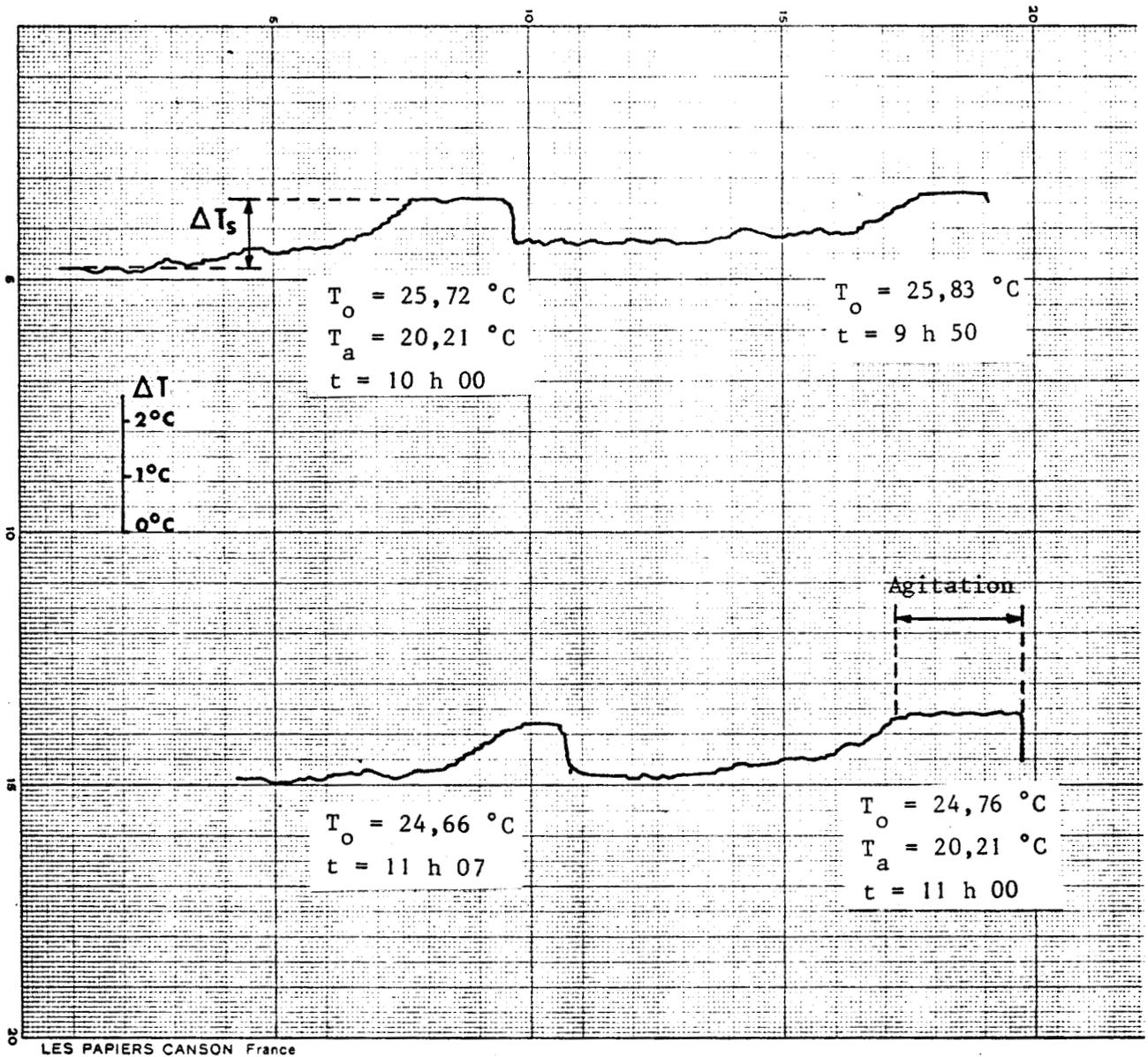


FIGURE V - 3 : Exemple d'enregistrement pour la mesure du refroidissement superficiel ΔT_s .

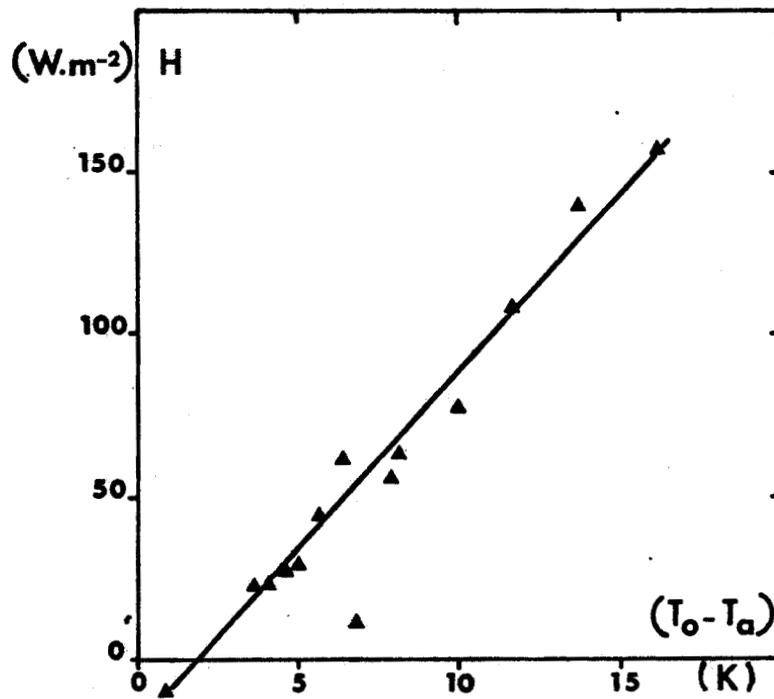


FIGURE V - 4 : Flux de chaleur sensible, H , perdu par la surface en fonction de la différence de températures entre l'eau et l'air ambiant, $(T_o - T_a)$.

V-3-3 - Résultats

Le tableau V-1 résume les mesures faites sur de l'eau pure et de l'eau salée (30 ‰) et la figure V-5 donne le flux total perdu, Q , en fonction du refroidissement superficiel, ΔT_S . On voit que la linéarité de $Q = f(\Delta T_S)$ est loin d'être respectée, ce qui est prévisible d'après (V-21) et (V-23) qui donnent

$$Q = A(T_0) \Delta T_S^{4/3} ;$$

de plus le coefficient $A(T_0)$ dépend assez fortement de la température de l'eau, T_0 , par l'intermédiaire de α , coefficient de dilatation, et de ν , viscosité cinématique.

Les valeurs expérimentales $A(T_0)$ et de A_0 déduites de ces expériences sont également portées dans le tableau V-1. La figure V-6 donne les valeurs expérimentales de $A(T_0)$ en fonction de T_0 ; on y a également porté les valeurs calculées (cf. tableau V-2) à partir de la relation (V-23) et des coefficients de l'eau (cf. tableau V-3) pour des valeurs de R_c de 650 et 1700. Les valeurs expérimentales de $A(T_0)$ sont proches de celles calculées pour $R_c = 1700$ et respectent la croissance théorique de $A(T_0)$ avec T_0 entre 15 et 25 °C. Pour l'eau pure la valeur moyenne mesurée de A_0 est de $0,215 \pm 0,015$ ce qui donne $1315 < R_c < 2000$, et permet de conclure à la validité de l'hypothèse d'une surface rigide ($R_c = 1700$).

La comparaison des mesures obtenues pour de l'eau pure et de l'eau salée fait intervenir à la fois la modification du coefficient $A(T_0)$ en milieu salin et l'instabilité gravitationnelle supplémentaire provoquée par le gradient de salinité dans la couche superficielle. Le coefficient $A(T_0)$ calculé à partir des coefficients de l'eau salée (35 ‰) a également été porté sur la figure V-6. Autour de 20 °C, les valeurs pour l'eau pure et l'eau salée sont très proches l'une de l'autre. Au-dessous de 10 °C l'effet du maximum de densité de l'eau pure à 4 °C se fait sentir, et au-dessous de 4 °C la couche de surface devient stable pour de l'eau pure ; par contre l'eau salée ne présente pas ce même minimum et les valeurs de $A(T_0)$ bien que plus faibles restent positives jusqu'à 0 °C.

Expérimentalement, les refroidissements superficiels mesurés sont légèrement plus faibles pour l'eau salée (30 ‰) que pour l'eau pure, ce qui se traduit par des coefficients $A(T_0)$ un peu plus élevés, et par $A_0 = 0,236 \pm 0,013$ au lieu de $A_0 = 0,215 \pm 0,015$ pour l'eau pure. Bien qu'à la limite de la précision des mesures, cette différence pourrait s'expliquer par l'existence dans la couche

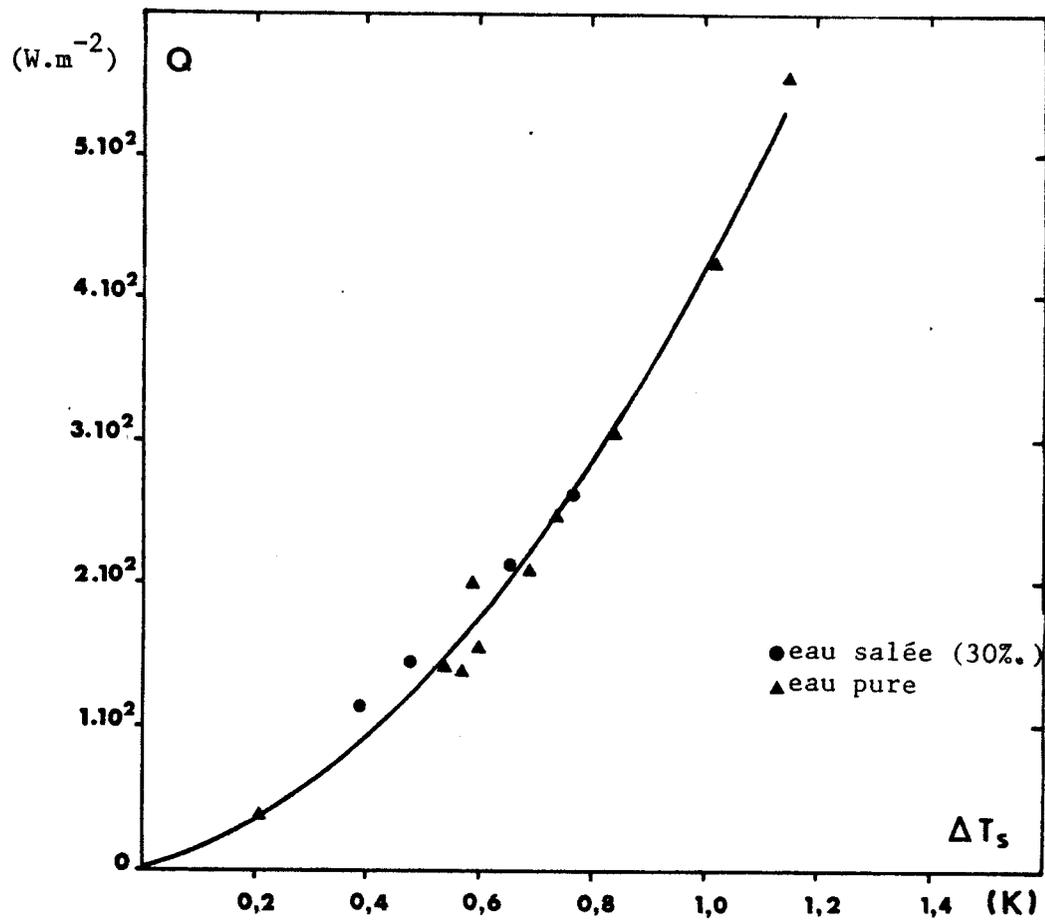


FIGURE V - 5 : Flux total perdu par la surface, Q ,
en fonction du refroidissement superficiel, ΔT_s .



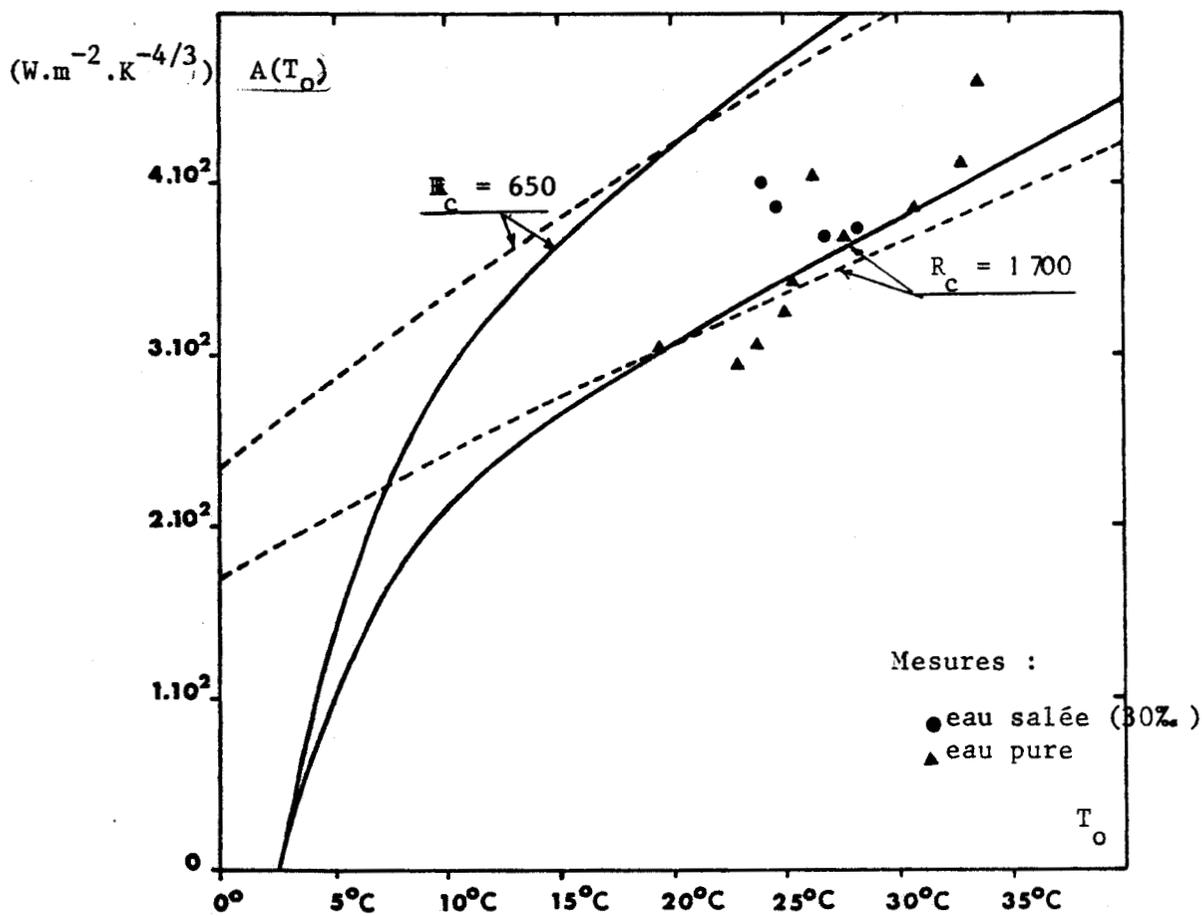


FIGURE V - 6 : Valeurs expérimentales et théoriques du coefficient $A(T_0)$. La courbe en trait plein donne les valeurs théoriques pour l'eau pure, la courbe en pointillé pour l'eau salée (35%).

TABLEAU V-1

Résultats des mesures du refroidissement superficiel ΔT_s , et de l'épaisseur de la couche thermique superficielle δ , sur une cuve en laboratoire.

	ΔT	Q^*	R	L	H	T_o	T_a	$(T_a - T_o)$	δ_c	A(T)	A_o	τ
	K	$W.m^{-2}$	$W.m^{-2}$	$W.m^{-2}$	$W.m^{-2}$	°C	°C	K	mm	$W.m^{-2}.K^{-4/3}$	/	(s)
eau pure	0,21	38	4	44	-10	19,5	18,6	0,9	3,29	304	0,232	
	0,57	139	21	95	23	22,9	19,2	3,7	2,47	294	0,188	67
	0,54	142	31	67	44	25,0	19,3	5,7	2,30	323	0,198	
	0,60	155	27	101	27	23,7	19,0	4,7	2,33	306	0,193	54
	0,59	200	38	100	62	26,2	19,8	6,4	1,79	404	0,242	59
	0,69	209	40	158	11	25,2	18,4	6,8	2,00	343	0,209	55
	0,74	247	50	134	63	27,7	19,6	8,1	1,83	369	0,215	58
	0,84	305	66	131	108	30,7	19,1	11,6	1,69	385	0,212	
	1,02	424	106	178	140	32,8	19,1	13,7	1,49	413	0,219	36
	1,15	554	135	262	157	33,6	17,4	16,2	1,29	460	0,240	
											0,215	
											± 0,015	
eau salée 30 %	0,39	114	24	67	23	23,9	19,9	4,0	2,06	400	0,255	41
	0,48	145	29	87	29	24,6	19,6	5,0	2,00	386	0,243	39
	0,66	212	47	109	56	26,8	18,9	7,9	1,90	369	0,224	43
	0,77	263	59	127	77	28,2	18,2	10,0	1,79	373	0,221	29
											0,236	
											± 0,013	

* Q d'après FUSEY (1974) et corrigé pour les pertes de chaleur des parois latérales.



TABLEAU V-2

Coefficient théorique $A(T_o)$ calculé à partir des constantes de l'eau (tableau V-3)

$$A(T_o) = \frac{2^{4/3}}{R_c^{1/3}} \rho C_p \left(\frac{g \alpha K^2}{\nu} \right)^{1/3}$$

T_o (°C)	Eau Pure		Eau Salée	
	$R_c = 650$	$R_c = 1700$	$R_c = 650$	$R_c = 1700$
0	-234 W.m ⁻² K ^{-4/3}	- 170	236	172
5	149	108	287	208
10	293	213	335	243
15	363	263	380	276
20	423	307	423	307
25	475	345	465	338
30	521	378	504	366
35	571	415	542	393
40	622	452	591	429



TABLEAU V-3

(Coefficients de l'eau (d'après FOFONOFF (1962), ECKART (1958), KRAUS (1972)).

E.P : eau pure - E.S. : eau salée à 35 %.

T _o	α		K		ν		k		D
	Dilatation cubique		Diffusivité thermique		Viscosité cinématique		Conductibilité thermique		Diffusivité NaCl
	K ⁻¹		m ² s ⁻¹		m ² s ⁻¹		W.m ⁻¹ K ⁻¹		m ² s ⁻¹
	E.P	E.S	E.P.	E.S.	E.P.	E.S.	E.P.	E.S.	E.S.
0° C	-0,7.10 ⁻⁴	+0,8.10 ⁻⁴	0,134.10 ⁻⁶	0,139.10 ⁻⁶	1,787.10 ⁻⁶	1,877.10 ⁻⁶	0,566	0,563	6,8.10 ⁻¹⁰
5	+0,15	1,21	0,136	0,142	1,533	1,618	0,574	0,571	8,3
10	+0,95	1,61	0,138	0,144	1,298	1,378	0,582	0,577	9,8
15	+1,55	2,01	0,141	0,147	1,144	1,219	0,590	0,587	11,4
20	+2,10	2,37	0,143	0,149	1,004	1,075	0,599	0,596	12,9
25	+2,55	2,74	0,146	0,152	0,882	0,952	0,607	0,604	14,4
30	+3,00	3,11	0,149	0,155	0,803	0,873	0,616	0,613	16,0
35	+3,45	3,40	0,150	0,156	0,723	0,793	0,624	0,621	17,5
40	+3,90	3,90	0,151	0,157	0,656	0,726	0,633	0,630	19,0



superficielle d'un gradient de salinité lié au flux perdu par évaporation et occasionnant une instabilité gravitationnelle supplémentaire. Ceci tend à diminuer l'épaisseur de la couche superficielle, δ_c , et à augmenter le coefficient $A(T_0)$ et la constante A_0 . Ce point sera discuté plus loin (§ V-3-5).

On a mesuré expérimentalement des constantes de temps allant de 30 à 60 s (tableau V-1), alors que la formule (V-15) prédit des valeurs comprises entre 2 et 15 s pour une épaisseur équivalente de la couche superficielle de 1,3 à 2,5 mm. Il semble donc que les arguments utilisés pour établir (V-15) soient peu valables et que l'influence des couches à $z > \delta_c$ se fasse fortement sentir. Ni l'ordre de grandeur, ni l'allure de la variation ne sont respectés, et il semble que expérimentalement on ait (figure V-7)

$$\tau_{(s)} \approx 18 \delta_c^{3/2} \quad (V-25)$$

SPANGENBERG et ROWLAND (1961) trouvent expérimentalement des temps d'établissements de la convection de l'ordre de la minute (visualisation par la méthode de Schlieren). FOSTER (1965 a) mesure par radiométrie infrarouge des temps de déclenchement de la convection allant de 50 à 85 s. FOSTER (1965 b) prédit également théoriquement que τ varie comme $R^{-2/5}$, et le vérifie assez bien expérimentalement. Comme $R \sim Q$, et $Q \sim \delta_c^{-4}$, on aboutit à

$$\tau \sim \delta_c^{1,6}$$

qui est similaire à (V-25).

V-3-4 - Comparaison à d'autres résultats

Plusieurs auteurs signalent des valeurs de 0,5 K pour le refroidissement superficiel, sans que l'on puisse le relier au flux perdu. SPANGENBERG et ROWLAND (1961) visualisent le phénomène par la méthode de Schlieren et trouvent que la convection en surface se déclenche pour $R > 1193$ et se maintient pour $R > 102$. SAUNDERS (1967) propose une valeur de $A_0 = 0,2$ dans les relations (V-23) et (V-24), d'après les expériences entre 2 surfaces rigides de GLOBE et DROPKIN (1959), ce qui correspond à $R_c = 2000$.

ADAMS et MEIER (1969) présentent des résultats obtenus par méthode interférométrique. La tableau V-4 donne ΔT_S et δ_c d'après leurs observations ainsi que les valeurs de Q et $A(T_0)$ qui en sont déduits. La valeur moyenne ainsi obtenue pour

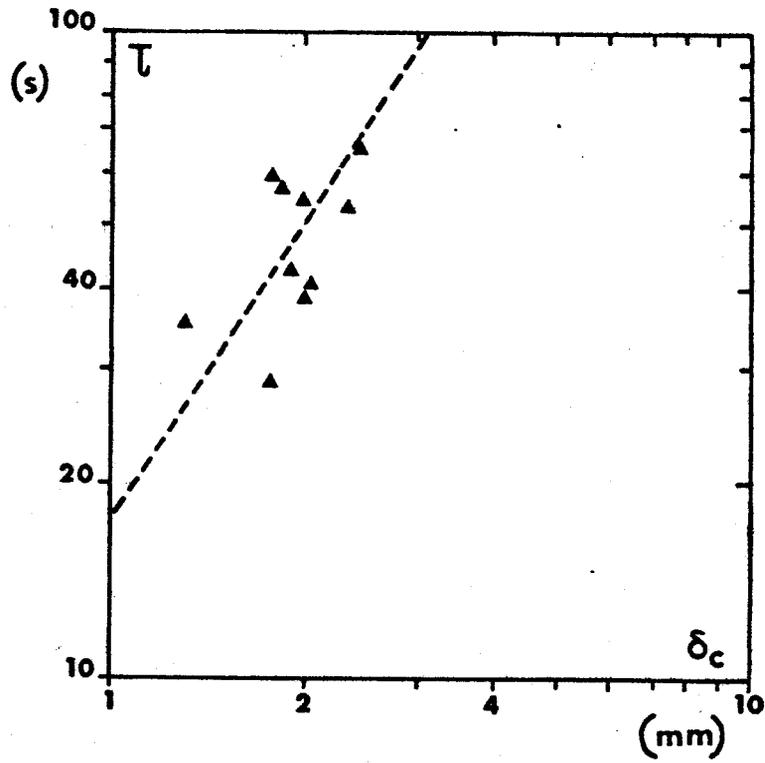


FIGURE V - 7 : Constante de temps d'établissement du refroidissement superficiel, τ , en fonction de l'épaisseur de la couche superficielle, δ_c .



TABLEAU V-4

Observations du refroidissement superficiel par méthode interférométrique d'après les résultats de
ADAMS et MEIER (1969)

ΔT (K)	δ_c (mm)	$Q = k \frac{\Delta T}{\delta}$ (W.m ⁻²)	$A(T_0)$ (W.m ⁻² .K ^{-4/3})
0,152	2,53	35,9	443
0,065	0,92	42,1	161
0,159	2,63	35,0	407
0,144	2,32	37,0	493
0,098	2,72	21,6	475
0,175	2,67	39,2	400
0,096	2,80	20,4	467
0,104	2,93	21,3	436
0,168	2,63	38,0	412
0,178	2,25	47,0	471
moyenne			445 ± 28

(valeur anormale éliminée)



$A(T_0)$ est de $445 \text{ W.m}^{-2} \text{ K}^{-4/3}$ qui s'accorde assez bien avec nos résultats dans la gamme de température 20 à 30 °C (ils n'indiquent pas la température de l'eau, mais il semble que leurs expériences aient été faites aux températures ambiantes : en effet les flux sont beaucoup plus faibles, 20 à 50 W.m^{-2} , que dans nos expériences, 40 à 600 W.m^{-2}). Cependant les valeurs obtenues par ADAMS et MEIER semblent mieux correspondre à $R_c = 650$ (surface libre) qu'à $R_c = 1700$ (surface rigide).

KATSAROS (1976 a et b) a fait une étude expérimentale dans des conditions similaires aux nôtres : cuve calorifugée, mesure calorimétrique du flux, mesure radiométrique de ΔT_S . Son étude vérifie assez bien la relation sans dimensions (V-24) avec $A_0 = 0,156$, ce qui correspond à $R_c = 4200$, valeur notablement supérieure à la valeur de R_c pour une surface rigide.

La comparaison avec les nombreuses expériences de transfert de chaleur entre 2 plaques rigides demande d'appliquer un facteur de conversion $2^{4/3}$ dû au fait que la valeur ΔT mesurée est le double de ΔT_S . Les valeurs de A_0 trouvées par divers auteurs sont résumées dans le tableau V-5, après application du facteur $2^{4/3}$. Il semble que la détermination de A_0 soit proche de 0,2 pour $R = 10^6$, valeur du nombre de RAYLEIGH autour de laquelle la plupart des mesures ont été faites. Peu de mesures sont entrapolables à $R = 10^9$ qui correspond plus aux dimensions de la cuve que nous avons utilisé : MALKUS (1954) pour $R < 10^{10}$, GLOBE et DROPKIN (1959) pour $R < 3 \cdot 10^8$, CHU et GOLDSTEIN (1973) ; les valeurs rencontrées sont alors comprises entre 0,15 et 0,20. L'imprécision des mesures obtenues pour le transfert entre 2 surfaces à $R = 10^9$ conduit à adopter une valeur A_0 proche de 0,2 et plus particulièrement $A_0 = 0,211$ qui correspond à $R_c = 1700$, et à une surface rigide.

Le tableau V-6 donne l'épaisseur de la couche superficielle entre 0 et 40 °C avec la valeur adoptée de $A_0 = 0,211$, pour l'eau pure et l'eau salée à 35 %, et pour un flux perdu moyen de 100 W.m^{-2} . Pour obtenir les valeurs correspondant à d'autres flux, on appliquera une loi en $Q^{-1/4}$. La figure V-8 donne l'épaisseur de la couche superficielle en fonction de la température pour diverses valeurs de flux.

V-3-5 - Influence de la salinité

Nos expériences sur la cuve donnent une valeur $A_0 = 0,215$ pour l'eau pure et $A_0 = 0,234$ pour l'eau salée à 30 %. L'influence de la salinité se tra-

TABLEAU V-5

Déterminations expérimentales de A_o . ($N_u = A_o R^{1/3}$)

	Relation $N_u = f(R)$	N_u à $R = 10^6$	N_u à $R = 10^9$	A_o à $R = 10^6$	A_o à $R = 10^9$	
SCHMIDT et SAUNDERS (1938)	$N_u = 0,098 R^{0,346}$	11,67	127,4	0,294	0,321	} expériences de de transfert entre 2 surfaces, valeur de A_o tenant compte du coefficient $2^{4/5}$, d'après KATSAROS (1976-b).
MALKUS (1954)	$N_u = 0,083 R^{0,325}$	7,57	71,52	0,191	0,180	
SCHMIDT et SILVESTON (1959)	$N_u = 0,11 R^{0,31}$	7,97	67,83	0,201	0,171	
GLOBE et DROPKIN (1959)	$N_u = 0,079 R^{1/3}$	7,90	79,00	0,199	0,199	
Id. réévalué par ROSSBY(1969)	$N_u = 0,076 R^{0,2}$	12,05	47,96	0,208	0,121	
ROSSBY (1969)	$N_u = 0,131 R^{0,30}$	8,27	65,66	0,215	0,165	
CHU et GOLDSTEIN (1973)	$N_u = 0,183 R^{0,278}$	8,52	58,14	0,251	0,147	
ADAMS et MEIER (1969)					0,272	} expériences de transfert sur une seule surface
KATSAROS (1976)	$N_u = 0,156 R^{1/3}$	15,60	156,00	0,156	0,156	
id-avec correction de réflexion	$N_u = 0,2 R^{1/3}$	20,00	20,00	0,200	0,200	
Cette étude (1977)					0,215	



duit par une augmentation de A_0 et une diminution de l'épaisseur de la couche superficielle. Bien qu'à la limite de la précision des mesures ($\pm 0,015$), ce résultat n'en reste pas moins significatif et nous avons essayé dans ce qui suit d'en donner une explication.

Instabilité gravitationnelle due au gradient de sel

L'évaporation à la surface de l'eau salée produit un flux de sel équivalent dirigé vers le bas et donc une augmentation de la salinité dans la couche superficielle. La densité de l'eau augmentant avec la salinité, il y a là aussi création d'une instabilité analogue à celle due à la conduction thermique et qui peut déclencher une convection turbulente.

- Si L est le flux de chaleur latente, le flux de matière en eau est

$$\phi_l = \frac{L}{C_L} \quad (V-26)$$

où C_L est la chaleur massique d'évaporation de l'eau ($\approx 2445 \text{ J.g}^{-1}$).

- Le flux de sel correspondant est

$$\phi_s = 10^{-3} S \phi_l, \quad (V-27)$$

où S est la salinité exprimée en ‰.

- Le gradient de salinité induit en l'absence de turbulence est

$$\frac{dS}{dz} = \frac{\phi_s}{D} = \frac{10^{-3} S L}{D C_L}, \quad (V-28)$$

où D est la diffusivité du sel dans l'eau.

- Le gradient de densité ainsi créé est

$$\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dz} = \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dS} \frac{dS}{dz}, \quad \text{soit avec} \quad \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dS} = 8 \cdot 10^{-4} \quad (V-29)$$

$$\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dz} = 8 \cdot 10^{-7} \frac{S L}{D C_L} \quad (V-30)$$

Par analogie avec la couche superficielle thermique, les formules (V-20), (V-21) et (V-22) reliant l'épaisseur de la couche superficielle au flux perdu peuvent être étendues au cas d'un gradient de salinité en remplaçant $\alpha \left| \frac{dT}{dz} \right|$ par $\left| \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dz} \right|$, Q par ϕ_s , et K par D .

TABLEAU V-6

Epaisseur de la couche superficielle pour $A_o = 0,211$ ($R_c = 1700$, surface rigide)
 et $Q = 100 \text{ W.m}^{-2}$

T_o (°C)	δ_c (mm)	
	eau pure	eau salée (35 ‰)
0	/	3,76
5	5,41	3,29
10	3,30	2,96
15	2,86	2,74
20	2,58	2,57
25	2,40	2,42
30	2,27	<u>2,32</u>
35	2,15	2,22
40	2,04	2,11



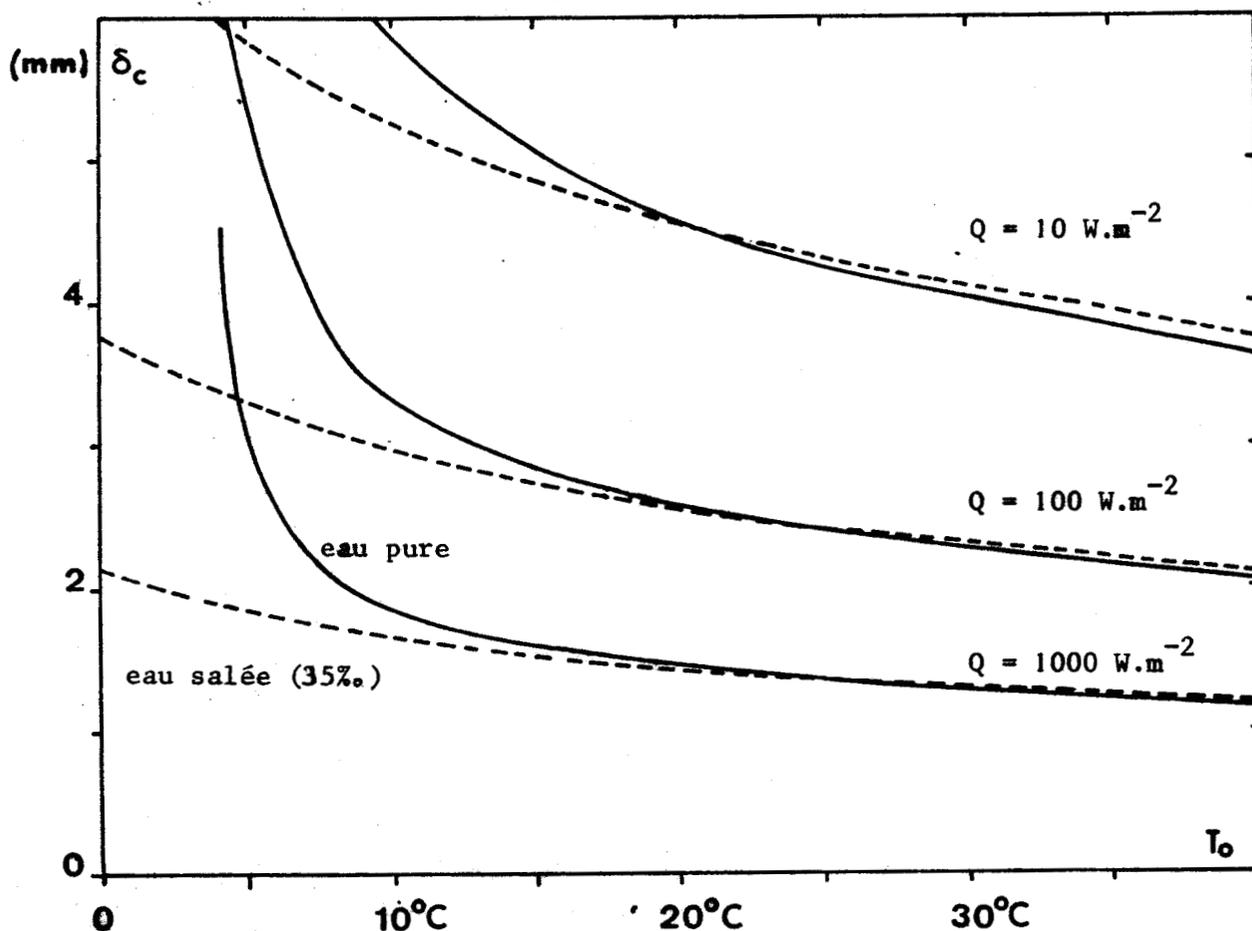


FIGURE V - 8 : Epaisseur de la couche superficielle, δ_c , en fonction de la température de l'eau, T_0 , pour plusieurs valeurs du flux perdu par la surface, Q , pour de l'eau pure (trait plein) et de l'eau salée à 35% (trait pointillé). Valeur de A_0 adoptée : 0,211.

Épaisseur de la couche superficielle saline pour le gradient de salinité uniquement

Si l'on ne tient compte que de l'instabilité due au gradient de salinité, on peut déterminer l'épaisseur de la couche superficielle saline à partir de

$$R_c = \frac{g \left| \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dz} \right|}{Dv} d_s^4 = \frac{16g \cdot 8 \cdot 10^{-7} \text{ S L}}{D^2 v \rho C_L} \quad (\text{V-31})$$

cette épaisseur est donc

$$\delta_s = \frac{1}{2} \left(\frac{R_c D^2 v \rho C_L}{8 \cdot 10^{-7} \text{ g S}} \right)^{1/4} L^{-1/4} \quad (\text{V-32})$$

et l'anomalie de salinité en surface

$$\Delta S = 10^{-3} \text{ S} \frac{L}{D \rho C_L} \delta_s$$

$$\Delta S = \frac{1}{2} D^{1/2} \left(\frac{10^{-3} \text{ S}}{\rho C_L} \right)^{3/4} \left(\frac{R_c v}{8 \cdot 10^{-4} \text{ g}} \right)^{1/4} (L)^{3/4}$$

L'épaisseur de la couche superficielle saline varie comme $(SL)^{-1/4}$, et l'anomalie de salinité superficielle comme $(SL)^{3/4}$. Le tableau V-7, donne ces 2 valeurs en fonctions de T pour $R_c = 1700$, $S = 35 \%$, $L = 100 \text{ W.m}^{-2}$. δ_s est relativement constant en fonction de la température et varie autour de 2 mm, soit une valeur du même ordre de grandeur que δ_c pour la convection thermique. $\Delta S/S$ vaut de l'ordre de 10^{-4} pour $L = 100 \text{ W.m}^{-2}$, ce qui produit un effet superficiel négligeable.

TABLEAU V-7

Epaisseur de la couche superficielle saline, δ_s , pour la convection déclenchée par le gradient de salinité uniquement, et différence de salinité superficielle

$$R_c = 1700, \quad S = 35 \text{ ‰}, \quad L = 100 \text{ W.m}^{-2}$$

$$(\Delta S \sim S^{3/4} L^{3/4})$$

$$(\delta_s \sim S^{-1/4} L^{-1/4})$$

T (K)	δ_s (mm)	ΔS (‰)
0	1,69	$3,6 \cdot 10^{-3}$
5	1,80	3,1
10	1,88	2,7
15	1,97	2,5
20	2,03	2,3
25	2,08	2,1
30	2,14	1,9
35	2,19	1,8
40	2,23	1,7

Convection thermohaline

En fait on ne peut considérer convection thermique et convection saline séparément. Il faut considérer l'instabilité gravitationnelle produite globalement par les 2 phénomènes, soit $\alpha \frac{dT}{dz}$ et $\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dz}$. Si l'on forme leur rapport

$$\frac{I_c}{I_s} = \frac{\alpha \frac{dT}{dz}}{\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dz}} = \frac{\alpha \frac{Q}{k}}{8 \cdot 10^{-7} \frac{SL}{D\rho C_L}} = \frac{\alpha}{8 \cdot 10^{-7} S} \frac{DC_L}{KC_p} \frac{Q}{L} \quad ; \quad (V-34)$$

soit pour $\frac{I_c}{I_s} = 1$, à 35 ‰ :

$\frac{I_c}{I_s} =$	8,2	à 0 °C
	42,9	à 20 °C
	98,6	à 40 °C

Ce qui modifie δ_c et δ_s de la façon indiquée au tableau V-8

TABLEAU V-8

Épaisseur des couches superficielles thermique, δ_c , et saline, δ_s .

- δ_c thermique : instabilité gravitationnelle due au gradient thermique
- δ_c thermohaline : instabilité gravitationnelle due au gradient thermique et au gradient de salinité.
- δ_s saline : instabilité gravitationnelle due au gradient de salinité.
- δ_s thermohaline : instabilité gravitationnelle due au gradient thermique et au gradient de salinité.
- $\delta'_s = \delta_s \left(\frac{D}{K}\right)^{1/3}$: épaisseur de la couche superficielle saline limitée par la convection déclenchée par instabilité gravitationnelle due au gradient thermique.

	$T_o = 0 \text{ °C}$	20 °C	40 °C
δ_c thermique	3,76 mm	2,57	2,11
δ_c thermohaline	3,65	2,56	2,10
δ_s saline	1,69	2,03	2,23
δ_s thermohaline	0,97	0,79	0,71
$\delta'_s = \delta_s \left(\frac{D}{K}\right)^{1/3}$	0,64	0,53	0,48

D'autre part la diffusivité du sel est beaucoup plus faible que la diffusivité thermique. La turbulence induite par la convection thermique vient limiter l'épaisseur équivalente de la couche saline et d'après SAUNDERS (1967) et WU (1971) le rapport des épaisseurs des couches thermique et saline est égal au rapport des diffusivités à la puissance 1/3. La valeur limite ainsi trouvée par $\delta'_s = \delta_c \left(\frac{D}{K}\right)^{1/3}$ est indiquée au tableau V-8.

Il semble donc que sous les effets conjoints de l'instabilité thermique, et de la turbulence induite par la convection thermique, la couche superficielle saline soit fortement réduite à une valeur de l'ordre de 0,5 mm. Par contre le gradient de salinité semble influencer très peu sur l'épaisseur de la couche superficielle thermique puisque la diminution relative n'est que de 3 % à 0 °C et inférieure à 1 % entre 20 et 40 °C. Il semble donc que les différences observées lors des mesures sur la cuve (§ III-3) entre eau pure et eau salée soient dues à l'imprécision des mesures.

V-4 - DESTRUCTION DE LA COUCHE SUPERFICIELLE SOUS L'INFLUENCE DU VENT

Les mesures précédentes ont été faites en laboratoire et correspondent donc au cas malgré tout peu fréquent dans le milieu naturel d'une vitesse de vent nulle. Sous l'action du vent sur la surface, la turbulence induite dans la couche de surface tend très vite à détruire la couche superficielle. Les observations faites sur la bouée laboratoire en 1967-1968 au moyen d'un radiomètre infrarouge tendaient à confirmer ce fait (LECOMTE et DESCHAMPS, 1970). En effet des écarts de température négatifs supérieurs à l'effet de réflexion étaient observés pour les plus faibles vitesses de vent. Une estimation très grossière de l'épaisseur de la couche superficielle obtenue à partir de ce dépassement donne les valeurs suivantes :

- $\delta \approx 2,5$ mm pour des vitesses de vents à 10m, U_{10} , de 0 à 3 noeuds, soit 0 à $1,5 \text{ m.s}^{-1}$
- $\delta < 1,5$ mm pour U_{10} de 4 à 15 noeuds, soit 2 à $7,5 \text{ ms}^{-1}$
- $\delta \approx 0$ pour $U_{10} > 15$ noeuds, soit $7,5 \text{ ms}^{-1}$.

Ces valeurs sont obtenues à partir de corrélations entre l'écart en température radiométrique observé et le flux infrarouge perdu par la surface de la mer, pour les 3 classes de vitesse de vent ci-dessus. La valeur obtenue pour les plus faibles vitesses de vent (0 à $1,5 \text{ ms}^{-1}$) correspond assez bien aux épaisseurs de couche superficielle obtenues lors des expériences en laboratoire (2,5 à 3 mm pour une température d'eau allant de 25 à 10° C). Ces résultats restent cependant

assez imprécis car le coefficient de réflexion de la mer varie lui-même dans l'infrarouge et il est assez difficile de séparer les 2 influences, sauf aux très faibles vitesses de vent.

Plusieurs auteurs ont proposé des formulations diverses de la dépendance de l'épaisseur de la couche superficielle en fonction de la vitesse du vent. SAUNDERS (1967) fait l'hypothèse de l'existence d'une couche visqueuse quasi-laminaire dans l'eau, et d'un rapport $\left(\frac{\nu}{K}\right)^{1/3}$ entre couche visqueuse et thermique. Il aboutit à l'expression

$$\delta T_S = \lambda \frac{Qv}{k \left(\frac{\tau}{\rho}\right)^{1/2}} \quad (V-35)$$

où τ est la force d'entraînement du vent, λ un coefficient ajustable :

$$\left(\frac{\tau}{\rho}\right)^{1/2} = \left(\frac{\rho_a}{\rho}\right)^{1/2} u_* \quad (V-36)$$

où ρ_a est la masse volumique de l'air, u_* la vitesse de frottement du vent sur la surface,

$$u_* = (C_{10})^{1/2} U_{10} \quad (V-37)$$

où C_{10} est le coefficient de frottement à 10 m, et U_{10} la vitesse du vent à 10 m. La formule (V-35) est équivalente à

$$\delta = k \frac{\Delta T}{Q} = \lambda \left(\frac{\rho}{\rho_a}\right)^{1/2} \frac{v}{u_*} = \lambda \left(\frac{\rho}{\rho_a}\right)^{1/2} \frac{v}{(C_{10})^{1/2}} \cdot U_{10}^{-1} \quad (V-38)$$

D'après SAUNDERS (1967), λ est compris entre 5 et 10. Avec $\lambda = 10$ et un $C_{10} = 1,2 \cdot 10^{-3}$, on obtient pour $T_o = 15$ °C,

$$\delta = \frac{3,29}{u_*} = \frac{94,9}{U_{10}} \quad (\delta \text{ en cm, } u_*, U_{10} \text{ en cm.s}^{-1})$$

Cette dépendance inverse en fonction de la vitesse du vent est retrouvée par HASSE (1971) à partir de mesures de profils verticaux dans l'air dans des conditions de stabilité neutre. Il trouve à partir de ces mesures, et d'arguments

théoriques

$$\Delta T = C_1 \frac{Q}{U_4} \quad (V-39)$$

où U_4 est la vitesse du vent à 4 m, C_1 une constante égale à 9,2 pour Q en ly.mn^{-1} , U_4 en m.s^{-1} . En supposant $U_4 \approx U_{10}$, on obtient

$$\Delta T = 1,32 \cdot 10^4 \frac{Q}{U_{10}} \quad , \quad (Q \text{ en } \text{W.cm}^{-2}, U_{10} \text{ en } \text{cm.s}^{-1})$$

et
$$\delta = \frac{79,2}{U_{10}} \quad , \quad (\delta \text{ en cm}, U_{10} \text{ en } \text{cm.s}^{-1})$$

qui est équivalent à la formule précédente mais avec $\lambda = 8$.

WU (1971) reprend l'argument de SAUNDERS (1967) et d'après SCHLICHTING (1968) propose la formule suivante pour l'épaisseur de la couche thermique

$$\delta = 5,8 \frac{\nu}{u_{*W}} \quad \text{avec} \quad u_{*W} = \left(\frac{\rho_a}{\rho} \right)^{1/2} u_* \quad , \quad (V-40)$$

équivalent à (V-38) avec $\lambda = 5,8$. Il donne des valeurs de l'épaisseur de la couche thermique en fonction de U_{10} à partir de mesures du coefficient d'échange C_{10} obtenues par la méthode des profils (WU, 1968).

OMHOLT (1973) estime que la formule précédente n'est valable que pour un mur rigide et que, dans le cas de la couche superficielle de l'eau, il faut prendre en compte les effets dus à la tension de surface. D'après LEVICH (1962), il propose

$$\delta = B \frac{\nu \sigma}{\rho} u_*^{-3/2} \quad , \quad (V-41)$$

où σ est la tension de surface et B une constante ajustée à 0,42 pour trouver une bonne concordance avec les mesures faites en soufflerie par HILL (1972).

On retiendra donc que de façon générale ces formules ne tiennent pas compte de la valeur limite δ_c de δ due à l'instabilité gravitationnelle. Il existe également un relatif désaccord sur l'exposant de la dépendance en u_* .

V-4-1 - Mesures du refroidissement superficiel dans la soufflerie de l'I.M.S.T. à Luminy. - Description

Le radiomètre infrarouge à polarisation réalisé au laboratoire

(VANHOUTTE, 1974) a été installé dans la soufflerie de l'I.M.S.T. (Institut de la Mécanique Statistique de la Turbulence, à Luminy près de Marseille) du 16 au 26 avril 1974, pour étudier la décroissance de la couche thermique superficielle sous l'influence du vent. L'intérêt principal de l'expérience dans la soufflerie de Luminy est de permettre la simulation de conditions beaucoup plus proches de la réalité du milieu marin que lors des expériences précédentes faites par Mc ALISTER et Mc LEISH (1969), PAULSON et PARKER (1972) et HILL (1972) dans des souffleries ayant des dimensions beaucoup plus faibles : la distance de fetch y est généralement faible et inférieure à 1 m, et les résultats obtenus lors de ces expériences ne tiennent pas compte de la génération des vagues.

La soufflerie est décrite par MERLIVAT et COANTIC (1975). Ses dimensions sont : 2,6 m de largeur sur l'eau, 1,45 m de hauteur au-dessus de l'eau, 40 m de longueur. La vitesse du vent, la température et le degré hygrométrique de l'air, les températures de l'eau et du plafond dans la soufflerie sont réglables. Lors de notre expérience, le radiomètre était placé à une distance de 20 mètres de l'origine de l'écoulement de l'air sur l'eau et caréné de façon à limiter la perturbation causée à l'écoulement de l'air dans la veine. L'emploi d'un radiomètre à polarisation permet d'éliminer l'influence de la réflexion sur la surface de l'eau, ce qui n'est pas le cas dans les expériences précédentes citées ci-dessus ; de plus la température du plafond de la soufflerie est maintenue à la même température que l'eau, ce qui annule en outre les transferts par rayonnement.

Le refroidissement superficiel ΔT_s est mesuré après une agitation énergétique de la surface. Les flux de chaleur sensible et latente perdus par la surface sont calculés au moyen des formules empiriques suivantes, préalablement établies pour la soufflerie de l'I.M.S.T., et qui donnent une valeur approchée des flux :

$$H = 0,008 L^{-0,25} \left(\frac{U}{v_a} \right)^{0,75} k_a (T_o - T_a) \quad (\text{flux de chaleur sensible})$$

$$H \quad (\text{W.m}^{-2}) \approx 4,0 (T_o - T_a) \quad (\text{K}) \quad U^{0,75} \quad (\text{m.s}^{-1}) \quad (\text{V-42})$$

$$\text{et} \quad E = 0,008 L^{-0,25} \left(\frac{U}{v_a} \right)^{0,75} \rho_a D_a (q_o - q_a) \quad (\text{flux de chaleur latente})$$

$$E \quad (\text{W.m}^{-2}) \approx 11,5 (q_o - q_a) \quad (\text{m.s}^{-1})^{0,75} \quad (\text{V-43})$$

$$\approx 7,1 (e_o - e_a) \quad (\text{mb}) \quad (\text{m.s}^{-1})^{0,75}$$

où

- L est le fetch (20 m),
- U la vitesse du vent dans la soufflerie,
- T_o, T_a les températures de l'eau et de l'air,
- q_o, q_a les humidités spécifiques de l'air saturé à T_o , et de l'air dans la soufflerie à T_a ,
- e_o, e_a les pressions partielles de vapeur d'eau de l'air saturé à T_o , et de l'air dans la soufflerie à T_a ,
- ν_a la viscosité cinématique de l'air,
- k_a la conductibilité thermique de l'air,
- ρ_a la masse volumique de l'air,
- D_a la diffusivité massique de la vapeur d'eau dans l'air,
- α la chaleur latente de vaporisation de l'eau.

V-4-2 - Résultats

Les mesures ont été faites pour des vitesses de vent allant de $0,7$ à 9 m.s^{-1} . Les résultats obtenus sont portés dans le tableau (V-9), dans lequel on a également fait figurer δ , épaisseur équivalente de la couche thermique superficielle obtenue d'après les mesures, et δ_c , épaisseur calculée de la couche pour l'instabilité gravitationnelle pure ($U=0$) et la même valeur du flux Q . Le rapport δ/δ_c permet d'exprimer la destruction de la couche superficielle sous l'influence du vent. δ et δ/δ_c sont portés sur la figure (V-9) en fonction de la vitesse du vent.

La précision des mesures est limitée du côté des faibles vitesses de vent (1 m.s^{-1}) par les faibles valeurs du flux et par l'homogénéité de l'écoulement dans la soufflerie. Aux vitesses élevées (10 m.s^{-1}) la valeur du refroidissement superficiel mesuré devient inférieur à la précision estimée des mesures ($\pm 0,02 \text{ K}$) ; l'épaisseur de la couche superficielle mesurée devient inférieure à $100 \mu\text{m}$ au delà de 10 m.s^{-1} et la mesure radiométrique perd sa signification puisque la pénétration moyenne du rayonnement infrarouge dans l'eau est de 10 à $20 \mu\text{m}$.

L'épaisseur δ décroît régulièrement de 2 mm à $100 \mu\text{m}$, lorsque la vitesse du vent, U , augmente de $0,7$ à 7 m.s^{-1} , selon une loi comprise entre U^{-1} aux faibles vitesses et U^{-2} aux vitesses plus élevées, et il semble que δ tende vers une limite aux plus faibles valeurs de U . Le rapport δ/δ_c permet de mieux rendre compte des mesures pour $u < 2 \text{ m.s}^{-1}$ puisque l'on élimine les variations de δ_c avec le flux Q et on observe de façon beaucoup plus nette que δ/δ_c tend vers 1 quand U tend

TABLEAU V - 9

Résultats des mesures dans la soufflerie de Luminy

	U (m.s ⁻¹)	T _{BF} (°C)	T _a (°C)	H (%)	e _a (mb)	Δe _{mb} (mb)	T _o (°C)	T _{pl} (°C)	ΔT _s (K)	Q W.m ⁻²	δ mm	δ _c mm	δ/δ _c
19	0,7	15	20	73	17,2	6,5	20	20	0,12	36	2,03	2,97	0,68
19	0,7	15	20	73	17,2	6,5	20	20	0,13	36	2,20	2,97	0,74
19	0,7	15	20	73	17,2	6,5	20	20	0,09	36	1,52	2,97	0,51
19	2,5	15	20	73	17,2	6,5	20	20	0,09	92	0,59	2,34	0,25
19	0	15	20	73	17,2	6,5	20	20	0,08				
22	0,7	4,75	15	50	8,6	15,1	20	20	0,26	98	1,59	2,34	0,68
22	0,7	5	15	51	8,7	14,9	20	20	0,31	97	1,92	2,35	0,82
24	0,7	5	15	51	8,7	14,9	20	20	0,28	97	1,73	2,35	0,74
24	1,6	5	15	51	8,7	14,9	20	20	0,23	180	0,76	2,01	0,38
23	2,33	5	15	51	8,7	14,9	20	20	0,21	239	0,53	1,87	0,28
23	2,33	5	15	51	8,7	12,9	20	20	0,20	239	0,50	1,87	0,27
23	4,75	9	15	67	11,5	12,2	20	20	0,10	344	0,17	1,71	0,10
24	7	11	15	77	13,2	10,5	20	20	0,06	409	0,09	1,64	0,05
23	9,5	12,3	15	84	14,4	9,3	20	20	0	468	0	1,59	0

T_{BF} : température de la batterie froide de la soufflerieT_{PL} : température du plafond de la soufflerie

$$\Delta e = e_o - e_a$$



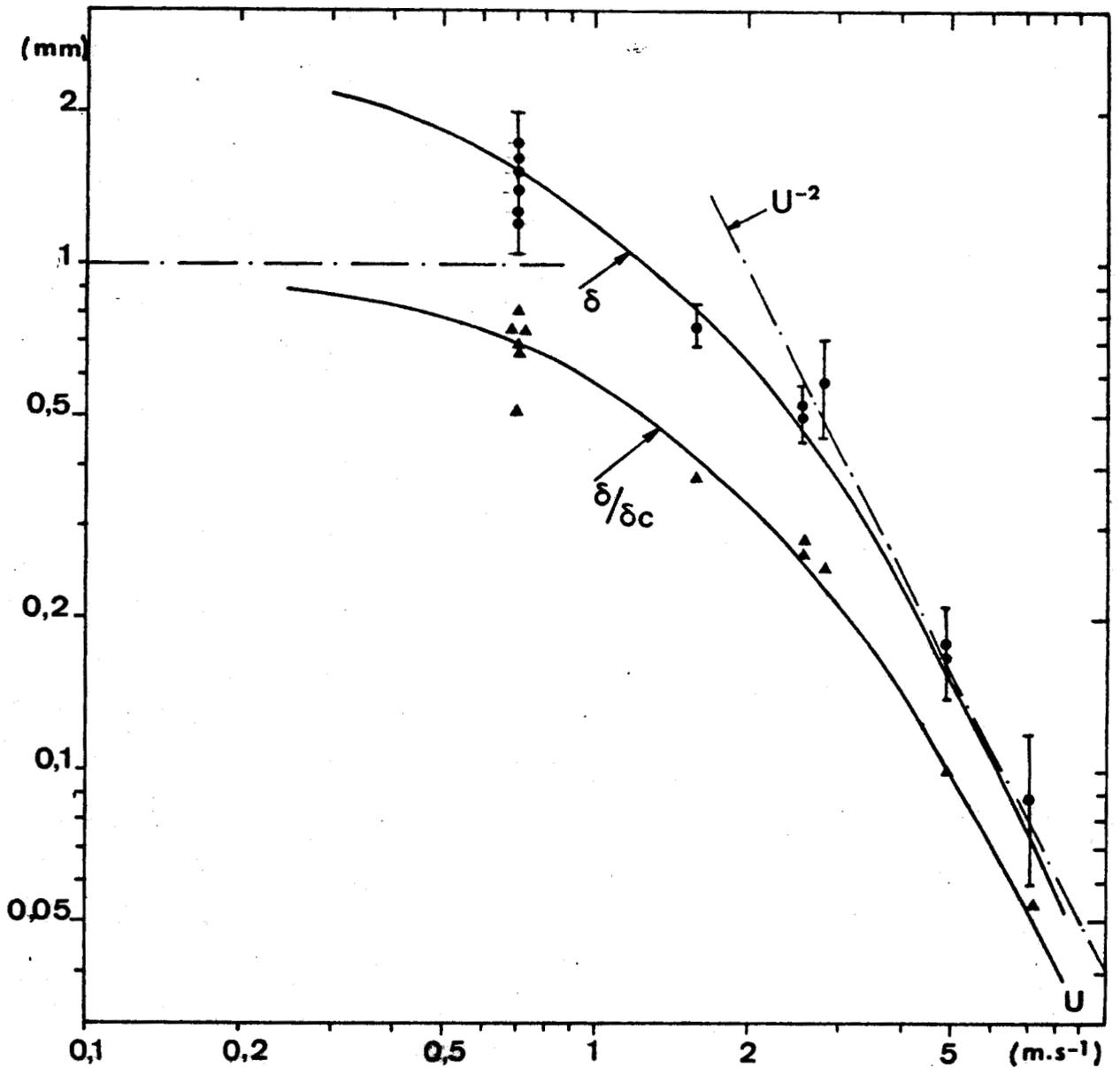


FIGURE V - 9 : Epaisseur équivalente de la couche superficielle, δ , et son rapport à la valeur limite pour $U = 0$, δ_c , mesurés en fonction de la vitesse du vent dans la soufflerie, U .

vers 0, ce qui confirme bien l'existence d'une limite de la couche superficielle correspondant à l'instabilité gravitationnelle étudiée précédemment en laboratoire. Aux valeurs supérieures de U , la décroissance de δ semble être en $U^{-3/2}$ à U^{-2} , et tendre vers l'asymptote suivante :

$$\delta = \delta_o \left(\frac{U}{U_o} \right)^2, \text{ pour } U \rightarrow \infty,$$

avec δ_o (mm) U_o^2 (m.s⁻¹) = 4

δ_c est détruit de moitié, soit $\delta/\delta_c = 0,5$, pour $U_o = 1,25 \text{ m.s}^{-1}$.

On peut représenter l'épaisseur de la couche superficielle par la loi suivante :

$$\frac{1}{\delta} = \frac{1}{\delta_c} + \frac{1}{\delta_o} \left(\frac{U}{U_o} \right)^2$$

ou encore

$$\delta = \frac{\delta_c}{1 + \frac{\delta_c}{\delta_o} \left(\frac{U}{U_o} \right)^2} \quad (\text{V-44})$$

avec

$$U_o = 1,25 \text{ m.s}^{-1},$$

$$\delta_o = 2,5 \text{ mm},$$

qui permet de tenir compte à la fois de la limite δ_c aux faibles vitesses, et de l'asymptote en U^{-2} aux plus grandes vitesses.

Afin de pouvoir comparer aux résultats d'autres expériences, il est intéressant d'exprimer la formule (V-44) en fonction de u_* , vitesse de frottement.

$$(u_*)^2 = C_D(U) U^2 \quad (\text{V-45})$$

où $C_D(U)$ est le coefficient de frottement dans la soufflerie. D'après COANTIC (1977), ce coefficient passe de 10^{-3} aux faibles vitesses de vent (1 m.s^{-1}) à 2.10^{-3} aux vitesses plus élevées (10 m.s^{-1}). Nous avons adopté une loi empirique

$$C_D(U) = 10^{-3} \cdot U_{(\text{m.s}^{-1})}^{0,3} \quad (\text{V-46})$$

permettant de rendre compte de l'augmentation du coefficient de frottement entre 0,7 et 10 m.s^{-1} . La formule (V-44) devient alors

$$\delta = \frac{\delta_c}{1 + \frac{\delta_c}{\delta_o} \left(\frac{u_*}{u_{*o}} \right)} 1,7 \quad (\text{V-47})$$

avec

$$u_{*o} = 4 \text{ cm.s}^{-1}, \quad \delta_o = 2,5 \text{ mm}$$

V-4-3 - Comparaison à d'autres résultats

Le tableau V-10 résume les mesures de MAC ALISTER et EWING (1969), PAULSON et PARKER (1972) et la figure (V-10) les mesures de HILL (1972) toutes obtenues en soufflerie sur des surfaces d'eau de dimensions faibles et pour des fetchs assez courts et inférieurs à 2 m.

Les résultats obtenus par PAULSON et PARKER (1972) pour une vitesse U comprise entre 1 à 4 m.s^{-1} et une distance de fetch très faible, 6 cm, donnent des valeurs de δ de l'ordre de grandeur ou même supérieures à δ_c , la valeur limite pour $U = 0$. Il semble donc qu'il y ait une erreur dans les coefficients d'étalonnage, soit une surévaluation de ΔT , soit une sous-évaluation de Q . PAULSON et PARKER indiquent une bonne concordance de leurs résultats avec la formule (V-38) pour $\lambda = 15$. λ est certainement surévalué pour les raisons exposés ci-dessus et d'autre part SCHLICHTING (1968) démontre que la valeur maximum de λ serait de 11,5 pour une surface parfaitement rigide. Leurs résultats ne permettent pas de conclure sur la dépendance en u_* puisque l'influence de la convection se fait encore sentir et tend à atténuer la dépendance en u_* , aux vitesses de vent pour lesquelles les mesures ont été obtenues ($U < 4 \text{ m.s}^{-1}$).

Les mesures de Mc ALISTER et Mc LEISH (1969) ont été faites à $U = 4,5 \text{ m.s}^{-1}$ et pour des fetchs compris entre 0,35 et 2 m. D'après PAULSON et PARKER (1972), elles correspondraient à $\lambda = 4,5$. Cependant les mesures de Mc ALISTER et Mc LEISH indiquent de façon surprenante une augmentation de ΔT_S et de δ lorsque le fetch augmente, ce qui entraîne l'apparition de vagues qui logiquement devraient tendre à diminuer ΔT_S et δ : HILL (1970) et WITTING (1971) démontrent expérimentalement et théoriquement cette décroissance de ΔT et δ avec le fetch, lorsque les vagues apparaissent.

HILL (1972) donne des résultats expérimentaux de $\delta(u_*)$ reproduits dans

Observations du refroidissement superficiel par Mc ALISTER et Mc LEISH (1969) et PAULSON et PARKER (1972) en soufflerie

U ($m.s^{-1}$)	T _a (°C)	T _H (°C)	T _O (°C)	ΔT (K)	Q ($W.m^{-2}$)	δ (mm)	δ _c (mm)	δ/δ _c	observations
<u>MAC ALISTER</u> : longueur de la soufflerie 2,20 m									
4,5 $m.s^{-1}$	17,4	11,1	31,4	1,0	1365	0,44	1,16	0,378	smooth, fetch 0,35 m
"	17,1	11,0	31,3	1,2	1365	0,53	1,16	0,455	rough, " 1,15 m
"	16,8	10,7	32,7	2,3	1588	0,87	1,10	0,791	slick, " 1,90 m
<u>PAULSON et PARKER</u> : longueur de la soufflerie 0,12 m									
1,39			24,2	1,17	250	2,81	1,92	1,459	$u_* = 11,5 \text{ cms}^{-1}$ fetch 0,06 m
3,64			25,6	1,64	930	1,06	1,36	0,779	32,6 " "



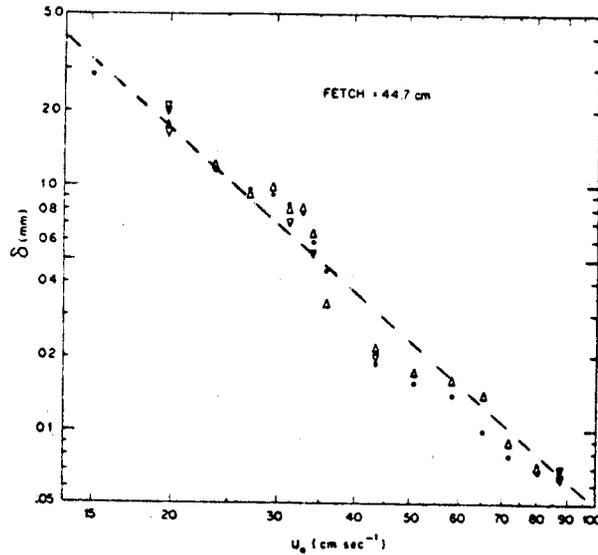


FIG. 11. Variation in calculated water boundary layer thickness with local air-friction velocity.

FIGURE V - 10 : Epaisseur de la couche superficielle, δ , en fonction de la vitesse de frottement, u_* , d'après HILL (1972).



la figure (V-10). Pour $10 < u_* < 100 \text{ cm.s}^{-1}$, la décroissance est en u_*^{-n} . On observe une transition avec une décroissance rapide de δ pour $u_* = 35 \text{ cm.s}^{-1}$, qui correspond au début du développement des vagues. Pour $u_* = 25 \text{ cm.s}^{-1}$ on obtiendrait d'après (V-38) $\lambda \approx 10$, et pour $u_* = 50 \text{ cm.s}^{-1}$, $\lambda \approx 2,5$. Pour $u_* > 50 \text{ cm.s}^{-1}$, les valeurs de δ trouvées par HILL se rapprochent de celles mesurées dans la soufflerie de l'I.M.S.T. à la fois en valeur absolue et en décroissance en fonction de u_* .

Les résultats que nous avons obtenus diffèrent assez fortement de ceux des expériences précédemment citées : les épaisseurs de couches superficielles que nous avons mesurées sont beaucoup plus faibles, et, en rapportant ces valeurs dans la formule (V-38) on trouverait un coefficient λ de l'ordre de 1 pour des vitesses U allant de 1 à 4 m.s^{-1} . La figure (V-11) rassemble les formules proposées ou déduites des observations par divers auteurs mettant en évidence le net désaccord avec nos mesures.

Les expériences précédentes de même que la nôtre ont été faites en soufflerie en utilisant un radiomètre infrarouge pour la mesure de la température de surface. L'expérience dans la soufflerie de l'I.M.S.T. diffère par l'utilisation d'un radiomètre à polarisation qui élimine parfaitement l'erreur due à la réflexion sur la surface de l'eau, et par un fetch beaucoup plus important. Il est possible que l'effet de réflexion ait majoré de façon erronée les refroidissements et les valeurs de δ obtenues dans les expériences précédentes. Par ailleurs, il semble que les valeurs les plus élevées de δ soient trouvées pour un fetch assez court et une surface d'eau lisse (PAULSON et PARKER, 1972) alors que les valeurs de δ obtenues par HILL (1972) pour un fetch plus élevé et à une vitesse suffisante pour permettre l'apparition de vagues se rapprochent des nôtres. WITTING (1971) dans une analyse théorique montre que les vagues capillaires peuvent réduire l'écart en température superficielle d'un facteur allant jusqu'à 9. Nous pensons que l'expérience réalisée dans la soufflerie de l'I.M.S.T. correspond à une simulation beaucoup plus proche du milieu marin, particulièrement à cause de la grande distance de fetch à laquelle les mesures ont été faites, permettant au spectre de vagues de se développer plus complètement. Pour ces raisons, il nous semble que la formule (V-47) soit la plus valable pour l'application à l'environnement marin ouvert :

$$\delta = \frac{\delta_c}{1 + \frac{\delta_c}{\delta_o} \left[\frac{u_*}{u_{*o}} \right]^{1,7}}$$

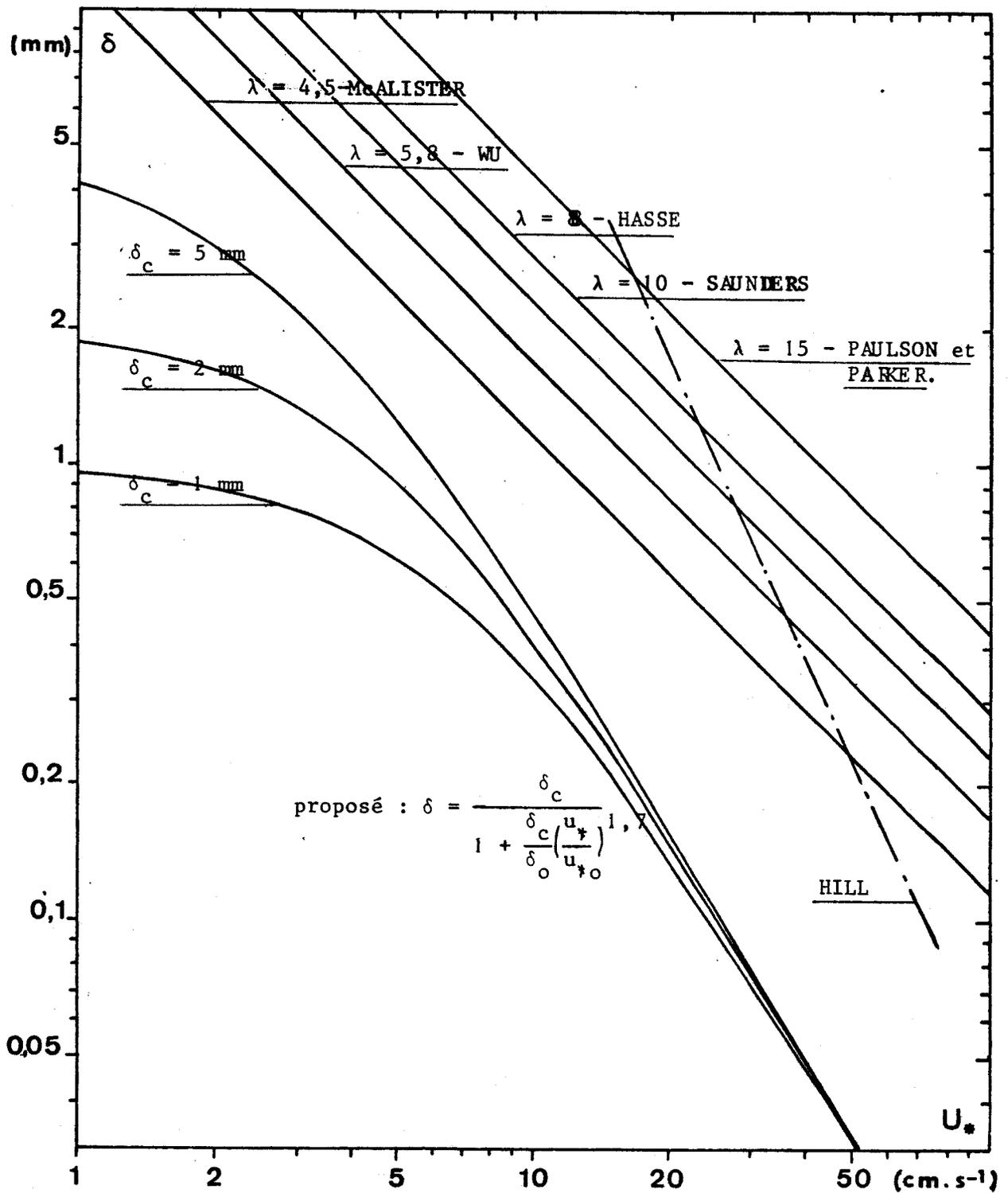


FIGURE V - 11 : Comparaison des diverses formules de dépendance de l'épaisseur de la couche superficielle, δ , en fonction de la vitesse de frottement, u_* .

avec $u_* = 4 \text{ cm.s}^{-1}$

$$\delta_o = 2,5 \text{ mm}$$

δ_c est déterminé par l'instabilité gravitationnelle en l'absence de vent.

Si le désaccord avec d'autres mesures en soufflerie peut s'expliquer par les différences de longueur d'échange et l'absence de développement de vagues, cet argument ne peut s'appliquer aux résultats obtenus par HASSE (1971) en mer et donc pour un fetch supérieur, mais par une méthode expérimentale différente d'extrapolation du gradient de la température potentielle dans l'air. Dans la gamme de vitesse observée, U_{10} de 1,5 à 11 m.s^{-1} , soit u_* de 4 à 30 cm.s^{-1} , la décroissance en U^{-1} est proche de la nôtre à cause de l'effet de courbure dû à l'influence de la valeur limite δ_c (figure V-11), mais les valeurs de δ obtenues par HASSE sont supérieures d'un facteur au moins égal à 5.

L'explication pourrait être la suivante. Par extrapolation du gradient de température potentielle dans l'air, HASSE observe non seulement la différence de température produite à la traversée de la couche moléculaire superficielle dans l'eau, mais aussi l'écart qui se produit dans une couche similaire dans l'air (SCHOOLEY, 1971, MANGARELLA et al, 1973).

Si l'on reprend l'argument que

$$\delta = \lambda \frac{v}{u_*},$$

et $\Delta T = \frac{\lambda Q.v}{k u_*},$

la dépendance en u_*^{-1} correspondant sensiblement à ce qui a été observé en soufflerie pour la gamme de vitesse 4 à 30 cm.s^{-1} , les écarts de température provoqués par les couches moléculaires à l'interface dans l'eau et dans l'air, ΔT_W et ΔT_a , sont

$$\Delta T_W = \frac{\lambda Q.v}{k \left[\frac{\rho_a}{\rho} \right]^{1/2} u_*},$$

$$\Delta T_a = \frac{\lambda Q.v_a}{k_a u_*},$$

où l'indice a se réfère aux propriétés dans l'air, et

$$\frac{\Delta T_a}{\Delta T_w} = \frac{v_a}{v} \frac{k}{k_a} \left(\frac{\rho_a}{\rho} \right)^{1/2}$$

$$\approx 12 \text{ à } 20 \text{ } ^\circ\text{C}$$

L'écart en température serait environ 10 fois plus élevé dans l'air que dans l'eau, et il est probable que HASSE par sa méthode des profils de température dans l'air a principalement mesuré l'écart en température qui se produit à la traversée de la couche moléculaire dans l'air, ce qui expliquerait le fort désaccord existant avec nos résultats. Cette analyse est confortée par le fait que la formule proposée par HASSE donne des valeurs de l'épaisseur de la couche superficielle δ , supérieures à sa valeur limite δ_c , pour des vitesses de vent inférieures à 3 m.s^{-1} .

Nota

Dans un article récent, STREET et MILLER (1977) ont obtenu des résultats très proches des nôtres dans la soufflerie de Stanford avec des fetchs comparables de 10 et 15 m, ce qui semble confirmer l'importance du développement des vagues sur la destruction de la couche superficielle thermique dans l'eau.

V-4-4 - Conclusion

Les refroidissements superficiels et épaisseurs de la couche thermique superficielle mesurés dans la soufflerie de l'I.M.S.T. sont beaucoup plus faibles que lors d'expériences faites par d'autres auteurs. La décroissance observée de l'épaisseur de la couche avec la vitesse du vent est également plus rapide, puisqu'elle est réduite de moitié pour une vitesse de vent de 1 m.s^{-1} . Les écarts importants par rapport aux autres mesures semblent être principalement dus à la grande distance de fetch réalisée dans la soufflerie de l'I.M.S.T. qui permet de simuler un développement des vagues plus proche du milieu réel. Le désaccord persistant avec les mesures de HASSE (1971) pourrait être interprété comme une détermination douteuse du refroidissement superficiel de la surface de l'eau dans HASSE, additionnant les effets dans les couches moléculaires dans l'air et dans l'eau à leur interface.

Sous réserve de cette interprétation, la formule proposée (V-47) devrait donner une estimation plus exacte de l'épaisseur de la couche superficielle thermique en mer. Cette formule demande cependant à être vérifiée et précisée par des expériences complémentaires en soufflerie.

V-5 - INFLUENCE DU REFROIDISSEMENT SUPERFICIEL SUR LES TERMES DE L'ECHANGE

Dans ce qui suit nous étudions l'influence du refroidissement superficiel sur l'évaluation des flux de chaleur sensible et latente perdus par la surface de la mer par les formules empiriques d'échanges suivantes :

$$Q = R + L + H \quad ,$$

$$\text{avec} \quad H = \rho_a C_{p_a} C_{10} (T_o - T_{10}) U_{10} \quad , \quad (V-50)$$

$$L = \rho_a C_L C_{10} (q_o - q_{10}) U_{10} \quad , \quad (V-51)$$

où C_{p_a} est la chaleur spécifique de l'air.

L'humidité spécifique q_o est obtenue à partir de la température de l'eau T_o . Du point de vue des échanges T_o devrait être remplacé par la température superficielle T_s plus faible et diffère de T_o de la valeur du refroidissement superficiel ΔT_s . L'utilisation des formules (V-50) et (V-51) en se référant à T_o mène donc à une surévaluation des flux de chaleur sensible et latente perdus par la mer, si tant est que le coefficient de frottement C_{10} soit parfaitement déterminé.

Si l'on utilise l'expression (V-35) du refroidissement superficiel d'après SAUNDERS (1967)

$$\Delta T_s = \lambda \frac{v}{k} \left(\frac{\rho}{\rho_a} \right)^{1/2} C_{10}^{-1/2} U_{10}^{-1} Q$$

et l'expression de Q d'après (V-50) et (V-51)

$$\Delta T_s = \frac{\lambda v}{K} \left(\frac{\rho_a}{\rho} \right)^{1/2} C_{10}^{1/2} \frac{1}{C_p} (C_{p_a} (T_o - T_{10}) + C_L (q_o - q_{10})) \quad ; \quad (V-52)$$

comme

$$\frac{q}{q_o} \sim \exp \left(20 \frac{T}{T_o} \right) \quad , \quad e_{(mb)} = 0,62 q$$

$$\frac{de}{e} = \frac{dq}{q} \approx 20 \frac{dT}{T_o} \quad ,$$

$$\Delta T_s \approx 2 \cdot 10^{-3} \lambda (1 + 0,1 \bar{e}_{(mb)}) (T_o - T_{10}) \quad , \quad (V-53)$$

soit pour $\bar{e} = 20$ mb, c'est à dire pour T_o entre 15 et 20 °C

$$\Delta T_s \approx 6 \cdot 10^{-3} \lambda (T_o - T_{10}) \quad , \quad (V-54)$$

et pour la valeur maximum $\lambda = 10$ de la constante λ

$$\Delta T_s = 0,06 (T_o - T_{10}) \quad (V-55)$$

et donc des flux surévalués de 6 %.

D'après l'estimation du refroidissement superficiel selon (V-35) avec $\lambda = 10$, on aboutit à une surévaluation constante des flux de chaleur latente et sensible qui est de l'ordre de 6 % entre 15 et 20 °C. Si l'on retient par contre la formulation (V-47) du refroidissement superficiel que nous proposons, l'effet sur les flux est maximum pour une vitesse de vent de 1 m.s^{-1} et reste inférieur à 1 %.

Si l'on tient compte de R, flux perdu par rayonnement infrarouge qui est en moyenne du même ordre de grandeur (100 W.m^{-2}) que la somme des autres flux, les valeurs ci-dessus peuvent être doublées. Plus particulièrement aux faibles vitesses de vent ($U < 1 \text{ m.s}^{-1}$), L et H tendent vers zéro, l'épaisseur de la couche thermique superficielle δ vers sa valeur limite δ_c , et le refroidissement superficiel est alors déterminé par le flux perdu par rayonnement et tend vers une valeur qui est de l'ordre de 0,4 degré K pour $Q = 100 \text{ W.m}^{-2}$. Dans ce cas, des surévaluations importantes des flux peuvent être commises en utilisant les formules d'échange (V-50 et V-51), mais les flux étant alors faibles, l'erreur absolue devient négligeable.

Etant donnée l'incertitude sur le coefficient d'échange C_{10} , il semble que l'influence du refroidissement superficiel sur le calcul des flux de chaleur sensible et latente soit négligeable en général.

V-6 - UTILISATION DU REFROIDISSEMENT SUPERFICIEL POUR LA MESURE DU FLUX PERDU PAR LA SURFACE

Mc ALISTER (1964) a proposé une méthode particulièrement intéressante pour la mesure de Q. En effet le gradient de température dans la couche superficielle est

$$\frac{dT}{dz} = \frac{Q}{K_0 C_p}$$

Or si l'eau a un coefficient d'absorption k , la température radiométrique mesurée est alors celle à la profondeur $\frac{1}{k}$ dans l'hypothèse d'un gradient vertical de température constant. On conçoit que si l'on dispose de mesures de température radiométrique T_1 et T_2 à 2 longueurs d'onde pour lesquelles les coefficients d'absorption de l'eau soient différents, k_1 et k_2 , on puisse mesurer $\frac{dT}{dz}$ et donc le flux Q

$$Q = K_p C_p \frac{dT}{dz} = K_p C_p \frac{T_1 - T_2}{k_2 - k_1} k_2 k_1$$

Pratiquement Mc ALISTER suggère de faire cette mesure à $3,8 \mu\text{m}$ et $4,8 \mu\text{m}$ ce qui donne $k_1 = 133 \text{ cm}^{-1}$ et $k_2 = 400 \text{ cm}^{-1}$, ou encore $1/k_1 = 75 \mu\text{m}$ et $1/k_2 = 250 \mu\text{m}$. D'après ce que nous avons vu de la destruction de la couche superficielle sous l'influence du vent, ce type de mesure ne serait plus valable pour $\frac{1}{k_2} > \delta$, soit pour une vitesse de vent U_{10} supérieure à 3 m.s^{-1} selon notre formulé, et à 30 m.s^{-1} selon SAUNDERS (1967) et HASSE (1971).

Mais la principale difficulté technique vient de la faible valeur du signal ($T_1 - T_2$) à mesurer, de l'ordre de $0,01 \text{ K}$ pour $Q = 1000 \text{ W.m}^{-2}$. Or les mesures radiométriques comportent un effet de réflexion qui est de l'ordre de $0,5 \text{ K}$ à ces longueurs d'onde. Mc ALISTER (1964) effectue alors la mesure du rayonnement descendant et corrige les mesures radiométriques à partir du coefficient de réflexion théorique de l'eau. Il semble que cette méthode n'ait pas donné de résultats à cause de l'imprécision sur la détermination du coefficient de réflexion. En effet une imprécision de 1% sur le coefficient entraîne une erreur de l'ordre de grandeur de la quantité à mesurer.

Nous pensons néanmoins que cette méthode devrait donner des résultats, avec quelques perfectionnements ou restrictions :

- utiliser la polarisation et une visée à l'angle de BREWSTER pour éliminer ou réduire très fortement l'amplitude de l'effet de réflexion,
- ajuster les bandes passantes des 2 canaux de façon à ce que l'effet de réflexion soit le même et varie dans le même sens,
- éventuellement travailler dans des bandes d'absorption du CO_2 relativement faibles ($k_v \approx 0,05 \text{ atm.cm}^{-1}$) : le rayonnement en provenance du ciel est alors plus proche de celui de la mer et l'effet de réflexion diminué ; cependant si k_v est trop élevé, l'émission sur le trajet radiomètre-eau intervient également, et il semble que la valeur k_v citée ci-dessus soit un optimum pour des mesures à partir de plates-formes marines (10 m d'altitude).

V-7 - CONCLUSION

Cette étude sur le refroidissement superficiel de l'eau nous a amené à présenter un certain nombre de résultats originaux.

- La valeur limite δ_c de la couche superficielle thermique dans l'eau est bien déterminée aux faibles vitesses de vent par la convection libre déclenchée par instabilité gravitationnelle. Cette valeur limite a été étudiée sur une cuve en laboratoire, et les résultats obtenus concordent assez bien à ceux d'autres auteurs. Cette valeur limite est retrouvée lors des expériences en soufflerie à l'I.M.S.T. et a une influence jusqu'à une vitesse de vent de l'ordre de 2 m.s^{-1} , alors que d'autres expériences d'observation de la destruction de la couche superficielle sous l'effet du vent négligent complètement ce fait.

- Les épaisseurs de couche superficielle thermique dans l'eau mesurées dans la soufflerie de l'I.M.S.T. sont nettement inférieures d'un facteur au moins égal à 5, à celles obtenues ou proposées par divers auteurs qui se réfèrent généralement à la formule

$$\delta = \lambda \left(\frac{\rho}{\rho_a} \right)^{1/2} \frac{v}{u_*}$$

avec un coefficient λ de l'ordre de 5 à 10, proche de la valeur 11,5 obtenue pour une surface rigide. Le désaccord avec ces valeurs est principalement attribué au développement plus complet des vagues dans la soufflerie de l'I.M.S.T., et la formule que nous proposons

$$\delta = \frac{\delta_c}{1 + \frac{\delta_c}{\delta_o} \left(\frac{u}{u_o} \right)^2}, \quad \text{avec } \delta_o = 2,5 \text{ mm}, \quad u_o = 1,25 \text{ m.s}^{-1}$$

exprime également une décroissance beaucoup plus rapide avec la vitesse du vent. Des expériences complémentaires sont cependant nécessaires pour confirmer et préciser les résultats obtenus dans cette étude.

- L'influence du refroidissement superficiel sur l'évaluation des flux de chaleurs sensible et latente par les formules d'échange empirique peut être négligée, à l'exception du cas limite où la vitesse du vent est faible et le flux perdu par rayonnement infrarouge important (ciel clair).

- L'utilisation du radiomètre infrarouge à polarisation réalisé au laboratoire a permis d'effectuer des mesures plus précises du refroidissement superficiel et d'éliminer les erreurs dues à l'effet de réflexion, ce qui n'est pas le cas dans



les expériences faites par d'autres auteurs. On envisage également l'intérêt de mesures radiométriques en polarisation pour la mesure du gradient thermique vertical dans la couche superficielle.

BIBLIOGRAPHIE, CHAPITRE V

- ADAMS, J.A., MEIER, L.B., 1969 - Density gradients near a liquid-air interface - U.S. Naval Research Lab., NRL Rpt 68 28.
- BERNARD, H., 1900 - Les tourbillons cellulaires dans une nappe liquide - Rev. Gén. Sci. Pures et Appliquées, 11, 1261-1271 et 1309-1328.
- CHANDRASEKHAR, S., 1961 - Hydrodynamic and hydromagnetic stability - Oxford University Press, London, 652 p.
- CHU, T.Y., GOLDSTEIN, R.J., 1973 - Turbulent convection in a horizontal layer of water - J. Fluid. Mech., 60, 1, 141-159.
- ECKART, C., 1958 - Properties of water, part III. The equation of state of water and sea water at low temperatures and pressures - Amer. J. Sci., 256, 225-240.
- EWING, G., McALISTER, E.D., 1960 - On the thermal boundary layer of the ocean-science, 131, 1374-1376.
- FOFONOFF, N.P., 1962 - Physical properties of sea-water - in "The sea", M.N. Hill ed., Interscience, New York, vol. I, 3-30.
- FOSTER, T.D., 1965 a - Onset of convection in a fluid cooled from above - Phys. Fluids, 8, 10, 1770-1774.
- FOSTER, T.D., 1965 b - Stability of a homogeneous fluid cooled uniformly from above - Phys. Fluids, 8, 7, 1249-1257.
- FUSEY, F.X., 1974 - Contribution à l'étude des échanges océan-atmosphère : Mesure de la température de surface de l'océan par radiométrie infrarouge polarisée - Thèse de 3ème cycle, Université de Lille I, n° 462, 110 p.
- GLOBE, S., DROPKIN, D., 1959 - Natural-convection heat transfer in liquids confined by two horizontal plates and heated from below - J. Heat Transfer, Trans. ASME, Series C, 81, 24-28.
- HASSE, L., 1963 - On the cooling of the sea surface by evaporation and heat exchange - Tellus, 15, 4, 363-366.
- HASSE, L., 1971 - The sea surface temperature deviation and the heat flow at the sea-air interface - Boundary-Layer Meteorol., 1, 368-379.
- HILL, R.H., 1972 - Laboratory measurement of heat transfer and thermal structure near an air-water interface - J. Phys. Oceanogr., 2, 2, 190-198.
- KATSAROS, K.B., LIU, W.T., BUSINGER, J.A., TILLMAN, J.E., 1976 - Heat transport and thermal structure in the interfacial boundary layer measured in an open tank in turbulent free convection - J. Fluid Mech., à paraître.

- KATSAROS, K.B., 1976 - "The sea surface temperature deviation at very low wind speeds ; is there a limit ?" - Tellus, à paraître.
- KRAUS, E.B., 1972 - Atmosphere-ocean interaction - Oxford University Press, London, 275 pp.
- LECOMTE, P., DESCHAMPS, P.Y., 1970 - Mesure de la température superficielle de l'océan au moyen d'un radiomètre infrarouge - Cahiers Océanogr., 22, 2, 155-177.
- LEVICH, V.G., 1972 - Physicochemical hydrodynamics, Prentice Hall, Engelwood Cliffs, N.J., 700 pp.
- MALKUS, W.V.R., 1954 - Discrete transitions in turbulent convection, Proc. Roy. Soc., London, A, 225, 185-195.
- MANGARELLA, P.A., CHAMBERS, A.J., STREET, R.L., HSU, E.Y., 1973 - Laboratory studies of evaporation and energy transfer through a wavy air-water interface - J. Phys. Oceanogr., 3, 1, 93-101.
- McALISTER, E.D., 1964 - Infrared optical techniques applied to oceanography, 1, Measurement of total heat flow from the sea surface - Appl. Optics, 3, 5, 609-612.
- McALISTER, E.D., McLEISH, W., 1969 - Heat transfer in the top millimeter of the ocean - J. Geophys. Res., 74, 13, 3408-3414.
- McALISTER, E.D., McLEISH, W., 1970 - A radiometric system for airborne measurements of the total heat flow from the sea - Applied Optics, 9, 12, 2697-2705.
- McALISTER, E.D., McLEISH, W., CORDUAN, E.A., 1971 - Airborne measurements of the total heat flow during BOMEX - J. Geophys. Res., 76, 18, 4172-4180.
- MERLAVAT, L., COANTIC, M., 1975 - Study of mass transfer at the air-water interface by an isotopic method - J. Geophys. Res., 80, 24, 3455-3464.
- OMHOLT, T., 1973 - Estimation of the oceanic momentum sublayer thickness - J. Phys. Oceanogr., 3, 3, 337-338.
- PAULSON, C.A., PARKER, T.W., 1972 - Cooling of a water surface by evaporation, radiation and heat transfer - J. Geophys. Res., 77, 3, 491-495.
- PRUVOST, P., 1972 - Contribution à l'étude des échanges radiatifs atmosphère-océan. Calcul des flux dans la mer - Thèse de 3ème cycle, Université de Lille I, n° 341, 90 pp.
- RAYLEIGH, H., 1916 - On convective currents in a horizontal layer of fluid when the higher temperature is on the under side - Phil. Mag., 32, 529-546.

- ROSSBY, H.T., 1969 - J. Fluid Mech., 36, 309 -
- SCHLICHTING, H., 1968 - Boundary layer theory - McGraw Hill, New York, 747 pp.
- SAUNDERS, P.M., 1967 - The temperature at the ocean-air interface - J. Atmosph. Sci., 24, 3, 269-273.
- SCHMIDT, G., SILVESTON, P.L., 1959 - Chem. Eng. Progr. Symposium, Ser. 29, 55.
- SCHMIDT, R.J., SAUNDERS, O.A., 1938 - On the motion of a fluid heated from below - Proc. Roy. Soc., London, A, 165, 216-228.
- SCHOOLEY, A.H., 1971 - Diffusion sublayer thickness over wind-disturbed water surfaces - J. Phys. Oceanogr., 1, 3, 221-223.
- SILVESTON, P.L., 1958 - Wärmedurchgang in wagerechten Flüssigkeitsschichten, Part 1 - Forsch. Ing. Wes., 24, 29-32 et 59-69.
- SPANGENBERG, W.G., ROWLAND, W.R., 1961 - Convective circulation in water induced by evaporative cooling - Phys. Fluids, 4, 6, 743-750.
- STREET, R.L., MILLER, A.W., 1977 - Determination of the aqueous sublayer thicknesses at an air-water interface. - J. Phys. Oceanogr., 7, 1, 110-117.
- TIMOFEEV, YU, M., 1966 - Thermal sounding of surface water layers by means of thermal radiation - Izv. Atmosph. Ocean Phys., 2, 7, 772-774.
- WOODCOCK, A.H., STOMMEL, H., 1947 - Temperatures observed near the surface of a fresh-water pond at night - J. Meteorol., 4, 102-103.
- WU, J., 1971 - An estimation of oceanic thermal-sublayer thickness, J. Phys. Oceanogr., 1, 4, 284-286.
- WU, J., 1968 - Laboratory studies of wind-waves interactions - J. Fluid Mech., 34, , 91-112.

CHAPITRE VI

DETECTION DE NAPPES D'HYDROCARBURES PAR RADIOMETRIE INFRAROUGE

La publication suivante discute des possibilités de détection de nappes et de films d'hydrocarbures dans l'infrarouge. On met en évidence que l'anomalie thermique plus froide détectée lors d'expériences aéroportées peut être due à deux effets :

- réflectivité des hydrocarbures plus élevée que celle de l'eau autour de $10\mu\text{m}$, entraînant un effet de réflexion plus important.

- refroidissement superficiel pour les diverses huiles plus grande que pour l'eau lorsque la nappe a une épaisseur suffisante.

La détection infrarouge d'hydrocarbures a été utilisée par la suite de façon semi-opérationnelle pour la surveillance des rejets de navires en Manche. Il semble que lors de ces expériences un certain nombre de fausses alarmes aient été provoquées par le sillage plus froid des navires, particulièrement en été lorsque la couche de surface présente un gradient vertical de température. Ceci pourrait être évité en utilisant des mesures en polarisation différentielle. En effet, la différence des deux composantes n'est plus sensible à la température de surface et dépend uniquement de la réflectivité de la surface.

P U B L I C A T I O N 5

=====

2nd International Conference with Exhibition for Marine Research and Ocean Utilization, Dusseldorf, Germany, 13-18 nov. 1973. Proc., vol.2.

IO 73-601/01

LA DETECTION DE NAPPES D'HYDROCARBURES EN MER DANS LE DOMAINE INFRAROUGE

Infrared Detection of Oil Slicks

P. Y. Deschamps, F. X. Fusey et P. Lecomte,
Laboratoire d'Océanographie Physique du Museum, Paris et Laboratoire d'Optique Atmosphérique,
Université des Sciences et Techniques de Lille

ABSTRACT

Numerous experiments have been done previously on infrared detection of oil spills and slicks. The oil surface temperature is generally cooler than surrounding water except for some measurements during the day and the interpretation of these experiments seems to be slightly divergent.

Our results show that two effects have to be taken into account for this explanation :

- emissivities of oils are lower than emissivity of water in the infrared ;

- surface cooling of the oil slick can occur for thicknesses over a few tenths of millimeter ; this effect is greater on the oil than on the water and subsists at high wind speeds.

Measurements of the reflexion coefficient of various oils have been done in the spectral bandpass 3-15 μm , and the best spectral bandpass seems to be about 10-12 μm . Experiments over a laboratory tank agreed very well with the theoretical surface cooling which is induced by the lost heat flow ; the surface cooling of oil slicks increases with thickness of a few millimeters and explains the cooler temperatures which are observed over the dense part of slicks without bringing in an increase of emissivity with thickness.

Aerial experiments of detection which were realized over a 1m³ oil slick with an infrared scanner, illustrate this conclusion.

Detection can be improved by fitting infrared scanners with a polarizer and

viewing at oblic incidence of about 50°. Perpendicular polarization gives a better detection of thin slicks than without any polarization. Parallel polarization could be able to measure thicknesses in the thicker part of the slick.

RESUME

Plusieurs expériences de détection en mer de nappes d'hydrocarbures ont été effectuées. Elles mettent généralement en évidence une anomalie plus froide de la température apparente mesurée dans le domaine infrarouge (8-13 μm). Cette anomalie peut s'expliquer par une émissivité plus faible pour l'hydrocarbure que pour l'eau, mais aussi par l'existence d'un refroidissement superficiel de la nappe.

Les coefficients de réflexion de divers huiles et pétroles ont été mesurés en laboratoire autour de 10 μm et sont de 2 à 4 fois plus élevés que celui de l'eau. L'étude du refroidissement superficiel d'une nappe d'huile a été entreprise : celui-ci varie avec le flux perdu en surface. Les résultats obtenus semblent indiquer que pour des épaisseurs supérieures à quelques dixièmes de millimètres, l'anomalie thermique froide est principalement due au refroidissement superficiel. Divers dispositifs peuvent permettre d'améliorer la détection de polluants en surface : incidence oblique, mesures en polarisation.

INTRODUCTION

De part l'étendue des surfaces à surveiller, la reconnaissance aérienne est un outil privilégié pour la surveillance des rejets

IO 73-601/02

en mer d'hydrocarbures se traduisant par une pollution de surface, qu'il s'agisse :

- de fuites accidentelles survenues à un puits ou à un navire, le but est alors l'évaluation de l'étendue de la fuite et de son évolution.

- de rejets frauduleux par des navires, notamment près des côtes.

La photographie aérienne est évidemment l'outil le plus simple à employer mais il demande à être complété par d'autres techniques qui permettent soit d'assurer une surveillance tout temps, jour et nuit, soit d'identifier plus complètement le rejet. Dans ce qui suit nous donnons le résultat d'investigations faites dans le domaine infrarouge autour de $10\mu\text{m}$: on mesure alors le rayonnement thermique émis par la surface, qui se traduit par une température radiométrique apparente de la surface susceptible d'être différente si l'on introduit une anomalie superficielle telle qu'une nappe d'huile.

Les résultats que l'on trouve dans la littérature scientifique sont assez divergents quand à l'interprétation des résultats de mesures obtenues dans l'infrarouge.

Les températures apparentes relevées à l'aide de "scanners", caméras infrarouges à balayage latéral, sont généralement plus froides sur la nappe d'huile que sur l'eau environnante (réf. 1, 2), à l'exception de cas (réf. 3, 4) où des températures plus élevées sont signalées avec une amplitude maximale vers midi et peuvent être attribuées à l'échauffement dû au rayonnement solaire. Les températures signalées sont d'autant plus froides qu'il s'agit d'huiles plus lourdes (réf. 5) et que la nappe d'huile est plus épaisse (réf. 6).

Diverses hypothèses ont été avancées : mélange avec de l'eau plus froide provenant d'upwelling (réf. 7, 8), diminution de l'émissivité avec l'épaisseur (réf. 4, 6). Cette dernière hypothèse semble peu réaliste car les températures les plus froides sont obtenues sur des nappes ayant une épaisseur dépassant le millimètre et les effets d'interférence sont à écarter aux longueurs d'onde utilisées ($10\mu\text{m}$), et à

cause de la forte absorption des huiles dans l'infrarouge.

Pour préciser ce phénomène, les coefficients de réflexion de divers hydrocarbures ont été mesurés en laboratoire et sont suffisamment plus élevés que celui de l'eau pour expliquer les températures apparentes plus froides mesurées en infrarouge. D'autre part, nous avons mis en évidence un refroidissement superficiel de la nappe d'huile, dû au flux d'énergie perdue en surface par rayonnement et transfert de chaleur sensible et latente. Là aussi les effets sont importants et peuvent expliquer les températures plus froides des parties plus épaisses d'une nappe d'huile, hypothèse qui avait déjà été avancée (réf. 4).

EMISSIVITES DE DIVERSES HUILES ET EFFETS DE REFLEXION

Rappelons brièvement que la luminance monochromatique N_λ émise par une surface qui n'est pas un corps noir parfait et a donc une émissivité ϵ_λ inférieure à 1, est :

$$N_\lambda(T) = \epsilon_\lambda B_\lambda(T) + (1-\epsilon_\lambda) N_{\lambda s} \quad (1)$$

où $B_\lambda(T)$ est la luminance émise par un corps noir à température T ,

$N_{\lambda s}$ est la luminance en provenance du ciel se réfléchissant sur la surface, $(1-\epsilon_\lambda) = r_\lambda$ est le coefficient de réflexion de la surface.

L'équation (1) peut encore s'écrire :

$$N_\lambda(T) = B_\lambda(T) + r_\lambda [N_{\lambda s} - B_\lambda(T)] \quad (2)$$

soit après intégration sur le domaine spectral utilisé :

$$N(T) = \int_0^\infty \tau_\lambda N_\lambda(T) d\lambda \quad (3)$$

où τ_λ est la fonction de transmission spectrale du filtre utilisé. L'écart de luminance ΔN par rapport à un corps noir parfait est :

$$\Delta N = \int_0^\infty \tau_\lambda r_\lambda [N_{\lambda s} - B_\lambda(T)] d\lambda \quad (4)$$

et, en utilisant un développement limité au 1er ordre, on obtient l'écart sur la température radiométrique apparente T_{rad} :

BUS
LILLE

IO 73-601/03

$$\Delta T_{\text{ref}} = T - T_{\text{rad}} = \frac{\int_0^{\infty} \tau_{\lambda} r_{\lambda} [N_{\lambda s} - B_{\lambda}(T)] d\lambda}{\int_0^{\infty} \tau_{\lambda} \frac{dB_{\lambda}(T)}{dT} d\lambda} \quad (5)$$

Dans cette expression (5), l'écart de température ΔT_{ref} dû à l'effet de réflexion est proportionnel à r_{λ} d'une part, et à la différence $[N_{\lambda s} - B_{\lambda}(T)]$ entre les luminances émises par le ciel et l'eau. ΔT_{ref} est négatif et vaut environ $0,5^{\circ}\text{C}$ pour un ciel clair dans le cas de l'eau, et diminue lorsque la couverture nuageuse s'abaisse ($N_{\lambda s}$ tend alors vers $B_{\lambda}(T)$).

Si donc l'eau et un corps polluant en surface ont des coefficients de réflexion différents, on peut détecter une différence de température :

$$\Delta T^* = \Delta T_{\text{ref1}} - \Delta T_{\text{ref2}} = \frac{\int_0^{\infty} \tau_{\lambda} (r_{\lambda 1} - r_{\lambda 2}) [N_{\lambda s} - B_{\lambda}(T)] d\lambda}{\int_0^{\infty} \tau_{\lambda} \frac{dB_{\lambda}}{dT} d\lambda} \quad (6)$$

Les indices 1 et 2 s'adressent respectivement à l'eau et au polluant. Il est évident que les conditions optimales de détection (ΔT^* maximum) correspondent à $[N_{\lambda s} - B_{\lambda}(T)]$ maximum, soit un ciel clair, et à $(r_{\lambda 1} - r_{\lambda 2})$ aussi grand que possible.

Les coefficients de réflexion de divers hydrocarbures ont été mesurés entre 3 et $14\mu\text{m}$ (réf.9) et sont portés sur la figure 1. Le tableau suivant résume les résultats à 4 et $10\mu\text{m}$, au milieu des 2 "fenêtres atmosphériques" utilisables en infrarouge.

	$\lambda = 4\mu\text{m}$	$\lambda = 10\mu\text{m}$
τ_{λ} eau	0,022	0,010
essence lourde	0,030	0,029
kérosène	0,032	0,035
pétrole léger	0,036	0,039
pétrole lourd	0,041	0,049

Les valeurs obtenus sont un peu plus élevées que celles précédemment signalées (réf.10) pour l'eau : 0,007, pour un film de pétrole : 0,028, et un film d'huile végétale :

0,034, dans l'intervalle $8-13\mu\text{m}$, mais sont en bon accord avec l'ensemble des données que l'on peut obtenir pour l'eau (réf. 11 et 12).

Deux remarques s'imposent : d'une part le coefficient de réflexion semble augmenter avec la lourdeur de l'huile ; d'autre part les écarts entre coefficients de réflexion de l'huile et de l'eau sont plus grands dans la fenêtre autour de $10\mu\text{m}$ ce qui conduit à donner la préférence à ce domaine spectral, en dehors d'autres avantages (pas d'interférence gênante avec le rayonnement solaire, meilleure transparence atmosphérique).

La figure 2 détaille les coefficients de réflexion de l'eau, d'un fuel domestique et d'une huile végétale dans la fenêtre atmosphérique entre 8 et $15\mu\text{m}$: alors que ces deux derniers ont un coefficient qui varie peu avec λ (ce qui est aussi le cas des autres hydrocarbures étudiés), l'eau présente par contre un minimum entre 10 et $12\mu\text{m}$, et l'on aura intérêt à centrer les mesures entre ces 2 valeurs qui correspondent par ailleurs à la meilleure transparence atmosphérique et à un maximum de $[N_{\lambda s} - B_{\lambda}(T)]$ par temps clair, ou à défaut entre 8 et $13\mu\text{m}$, pour obtenir des différences $(r_{\lambda 1} - r_{\lambda 2})$ aussi marquées que possible.

Les mesures que nous avons faites avec un radiomètre infrarouge, $8-14\mu\text{m}$, sur l'eau montrent que ΔT_{ref} atteint $0,5^{\circ}\text{C}$ par ciel clair (réf.13), soit dans le cas des pétroles des effets de réflexion ΔT^* qui dépassent largement 1°C et sont donc aisément détectables. Par contre pour un ciel couvert et bas ΔT^* peut descendre au-dessous de $0,2$ ou $0,1^{\circ}\text{C}$ et dans ce cas l'effet de réflexion peut se situer au-dessous du seuil de détection des scanners infrarouges utilisés.

EFFET DE REFROIDISSEMENT SUPERFICIEL

L'existence d'un gradient thermique important dans une couche d'épaisseur millimétrique au voisinage de la surface a précédemment été signalée et mesurée (réf. 14 et 15). Il en résulte un écart négatif entre la température superficielle mesurée par le radiomètre du fait de la faible pénétration de l'infrarouge dans l'eau, et la

IO 73-601/04

température de surface mesurée à une profondeur disons de quelques centimètres.

L'explication qui peut en être donnée est la suivante. Lorsqu'une surface perd un certain flux d'énergie par les divers processus d'échange possibles (évaporation, rayonnement infrarouge, chaleur sensible), cette perte est compensée par un apport de la masse et un gradient thermique négatif tend à s'établir si l'on fait intervenir uniquement la conductivité thermique moléculaire. Mais en fait la stratification dans l'eau devient alors instable en densité et ce gradient est annulé par les phénomènes de convection et de turbulence. Cependant ceux-ci sont insuffisants pour annuler totalement le gradient dans la couche superficielle au voisinage de la surface. A partir des études faites sur la convection déclenchée par instabilité gravitationnelle (réf. 16), on peut déduire une loi reliant le flux perdu par la surface ϕ , à l'écart de température superficielle ΔT_s ainsi produit (réf. 17) :

$$\phi = \beta(T) \cdot \Delta T_s^{4/3} \quad (7)$$

$$\text{où } \beta(T) = A \cdot k \left(\frac{g\alpha}{K\nu} \right)^{1/3}$$

dépend légèrement de la température de l'eau,

g est l'accélération de la gravité,
 α est le coefficient de dilatation thermique du liquide,
 k est le coefficient de conductivité thermique,
 K est le coefficient de diffusivité thermique,
 ν est le coefficient de viscosité dynamique,
 A est une constante donnée pour 0,2 (réf. 17).

Cette loi a été assez bien vérifiée pour l'eau par des mesures sur une cuve en laboratoire (figure 3) et nous avons essayé de l'étendre aux polluants de surface (figure 4). On constate que, pour une même valeur du flux perdu, les écarts ΔT_s sont beaucoup plus importants pour les huiles à l'exception du fuel domestique : ceci est dû principalement aux viscosités plus élevées et aux conductivités thermiques plus faibles de ces corps. Les effets

superficiels sont de l'ordre du degré C pour une valeur typique du flux perdu (10^{-2} Wcm^{-2}).

Le comportement de ce refroidissement pour une nappe d'huile d'épaisseur variable est précisé sur la figure 5. Il est remarquable que l'on obtienne, à épaisseur croissante, une augmentation quasi-linéaire à partir de la valeur de ΔT_s de l'eau, jusqu'à une saturation correspondant sensiblement à la valeur trouvée précédemment pour une couche semi-infinie d'huile. Les valeurs ont été ramenées à une valeur du flux de $2 \cdot 10^{-2} \text{ Wcm}^{-2}$ pour en permettre l'interprétation.

L'équation (7) et les mesures faites en laboratoire correspondent à des vents nuls. On peut se poser la question de leur validité en mer lorsque la surface est agitée sous l'action du vent. Des mesures que nous avons faites sur la Bouée Laboratoire du CNEOX en Méditerranée (réf. 18) et d'autre part l'étude théorique de la turbulence induite par le vent (réf. 19) semblent indiquer que le refroidissement superficiel de l'eau est très vite détruit pour des vitesses de vent dépassant 3 à 5 m.s. Cependant le coefficient de frottement sur l'huile est beaucoup plus faible et il est certain que le refroidissement superficiel subsiste beaucoup plus longtemps pour l'huile que pour l'eau à vitesse de vent croissante.

Les températures apparentes plus froides observées en infrarouge s'expliquent donc assez bien par ces deux effets cumulés : émissivités inférieures à celle de l'eau, refroidissements superficiels plus importants, sans qu'il soit besoin de faire appel à des mécanismes de remontées d'eaux plus froides. La diminution apparente de l'émissivité sur les parties les plus épaisses de la nappe signalée par plusieurs auteurs semble également s'expliquer très bien par l'effet du refroidissement superficiel qui ne devient important que pour des épaisseurs de l'ordre du millimètre.

On pourrait par ailleurs envisager d'obtenir des indications utiles sur les épaisseurs de la nappe à partir des isothermes de la température apparente. Comme il

BUS
LILLE

IO 73-601/05

semble difficile de connaître le flux perdu Φ , et le coefficient β a priori inconnu puisque dépendant de la nature du polluant, il faudrait dans ce cas uniquement une mesure ponctuelle d'épaisseur permettant de recalculer les mesures faites en infrarouge.

L'échauffement dû au rayonnement solaire n'a pas été abordé ici. L'absorption du flux solaire est plus grande dans l'huile que dans l'eau, et y crée des températures plus élevées : l'échauffement observé est probablement lié également à l'épaisseur de la nappe. Mais évidemment ce phénomène n'est pas observable par tous les temps et particulièrement de nuit.

RESULTATS D'EXPERIENCES DE DETECTION EN MER

Plusieurs expériences aériennes de détection en mer ont été réalisées par le C.N.E.X.O. en 1972. Les moyens utilisés comportaient un scanner infrarouge ("Super-Cyclope" de la S.A.T., 8-14 μ m) et un radiomètre infrarouge Barnes PRT5, plus éventuellement d'autres systèmes testés (hertzien, lumière intensifiée...). A chaque expérience, environ 1m³ de mazout ou d'huile étaient déversés depuis un navire, puis survolés régulièrement.

Lors de ces expériences, les nappes d'hydrocarbures ont montré des signatures infrarouges très visibles avec des températures plus froides. Les planches 1A et 1B donnent un exemple de clichés obtenus au scanner infrarouge ; les conditions de l'expérience étaient les suivantes :

- date : 24 Mars 1972,
- heure de largage : 13h54 à 13h59,
- passages au-dessus de la nappe : 14h13 à 14h37,
- vent 20-25 noeuds, mer agitée force 4,
- temps couvert, plafond 1300 mètres, bonne visibilité.

La planche 2 compare les clichés obtenus en photographie visible et au scanner, à des échelles identiques.

On peut se rendre compte qu'une partie de la nappe constituée par un film d'huile

mince a échappé à l'investigation infrarouge. Ceci s'explique par la couverture nuageuse assez basse qui entraîne une différence $(N_s - R(T))$ faible et donc un effet de réflexion sans doute à la limite des performances du scanner. La nappe d'huile est caractérisée par une partie blanche centrale correspondant à des températures plus élevées, entourée d'une zone sombre correspondant à des températures plus froides. L'interprétation que nous avons pu donner est la suivante : le pétrole était plus chaud que l'eau au moment de son déversement et ceci subsiste pendant un certain temps dans le noyau central. La zone noire correspond à un refroidissement superficiel important et donc à la portion épaisse de la nappe (de l'ordre du millimètre) et à son effilochement. La figure 6 donne un profil thermique horizontal obtenu lors d'un survol de la nappe au moyen du radiomètre Barnes PRT5. Là aussi la partie centrale relativement plus chaude se traduit par un pic.

Une telle expérience est assez caractéristique car elle montre les limites que l'on peut atteindre en infrarouge : particulièrement lorsque la couverture nuageuse est basse les films d'huile sont difficiles à détecter avec les systèmes actuels. Par contre, il est remarquable que l'effet de refroidissement superficiel reste prononcé même dans les conditions de l'expérience : vent 20-25 noeuds, mer agitée, entraînant une assez forte agitation de la surface.

AMELIORATIONS DE LA DETECTION INFRAROUGE DE NAPPES D'HYDROCARBURES.

Les expériences réalisées ont toutes été faites avec les systèmes actuels mais il semble qu'il soit possible d'augmenter l'efficacité de la détection par divers procédés. Nous avons déjà signalé que les conditions optimales en longueur d'onde se situent entre 10 et 12 μ m (écart maximum entre coefficients de réflexion et de diverses huiles, amplitude maximale de l'effet du ciel, valeur minimum du coefficient de réflexion de l'eau).

On peut augmenter d'autre part les coefficients de réflexion en travaillant sous

BUS
LILIE

IO 73-601/06

incidence oblique et en munissant l'appareil d'un polariseur. Un tel radiomètre a été réalisé (réf. 20) et nous avons comparé les écarts de réflexion mesurés sur de l'huile végétale et sur de l'eau pour les 2 composantes polarisées à divers angles d'incidence (figure 7). La composante parallèle présente un minimum à l'incidence brewstérienne (45° à 55°) alors que la composante perpendiculaire croît beaucoup plus vite. La figure 8 représente la différence ΔT^* entre l'eau et l'huile en fonction de l'angle d'incidence en non polarisé d'une part et en polarisation perpendiculaire. Alors que ΔT^* ne croît qu'à partir de 45° en non polarisé, les valeurs obtenues en polarisation augmentent très vite et doublent vers 50° . On pourrait donc en travaillant avec une incidence de 50° et en polarisation augmenter de façon importante le seuil de détection des films d'huile.

Par contre l'utilisation vers 50° de l'autre composante polarisée parallèlement permet de minimiser les effets de réflexion et donc de mesurer uniquement le refroidissement superficiel. Ceci peut permettre de détecter séparément la partie la plus dense de la nappe et en se basant sur l'effet de croissance du refroidissement superficiel avec l'épaisseur précédemment décrit, d'obtenir des courbes d'iso-épaisseur à partir des isothermes, que l'on peut recalculer par une mesure ponctuelle.

Un tel système demande peu de modifications aux systèmes scanners actuels : adjonction devant le détecteur d'un polariseur qui serait tourné de 90° à chaque ligne de balayage. L'incidence oblique constante de 50° environ demanderait d'adopter un balayage de la surface de l'eau en forme d'arc de cercle, et de modifier la partie optique tournante. Un gain en sensibilité des détecteurs peut être souhaitable pour pouvoir travailler en bande spectrale plus étroite ($10-12\mu\text{m}$) et augmenter le seuil de détection par effet de réflexion.

On pourrait ainsi mesurer d'une part l'étendue totale de la nappe en travaillant en polarisation perpendiculaire et en jouant sur l'effet de réflexion, d'autre part étudier uniquement la partie la plus épaisse de la nappe en polarisation

parallèle par le biais du refroidissement superficiel.

CONCLUSION

L'étude de la réflexion sur la surface de la mer en infrarouge, et du refroidissement superficiel, montre que ces deux effets expliquent très bien les températures radiométriques apparentes mesurées lors de diverses expériences de détection de nappes d'hydrocarbures. L'utilisation d'un scanner infrarouge polarisant et visant à une incidence oblique d'environ 50° peut par ailleurs permettre d'augmenter l'efficacité de la détection, et d'identifier séparément la partie la plus épaisse de la nappe.

Ce travail a fait l'objet d'une aide financière du C.N.E.X.O. (Centre Nationale pour l'Exploitation des Océans).

REFERENCES

- 1 - Terry S.A., Buckmeier F.J., Watson J.A. 1971 - Oil spill reconnaissance using remote-sensing techniques - Mar. Technol. Soc. 7th annu-conf., Washington, D.C., 1971, 647-662.
- 2 - Smith J.T., 1971 - Oil slick remote sensing - Photogramm.Engng, 37, 1243-1248.
- 3 - Munday J.C., MacIntyre W.G., Penney M.E., Oberholtzer J.D., 1971 - Oil slick studies using photographic and multispectral scanner data - Proc. 7th Int. Symp. Remote Sensing Environ, Ann Arbor, Michigan, 1971, 1027-1043.
- 4 - Chandler P.B., 1970 - Remote sensing of oil polluted seawater - Proc. Inst. environnement. Sci. 16th Annual Techn. Meetg, Boston, 1970, 336-341.
- 5 - Auckland J.C., Trexler D.T., Orthlieb F. 1971 - Multi-sensor oil spill detection Proc. 7th Int. Symp. Remote Sensing Environ., Ann Arbor, Michigan, 1971, 1045-1052.
- 6 - Kennedy J.M., Wermund E.G., 1971 - Oil spills, IR and microwave - Photogramm.

BUS
LILLE

IO 73-601/07

- | | |
|----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|
| <p>Engng., <u>37</u>, 1235-1242.</p> <p>7 - Lowe S.D., Hasell P.G., 1969 - Multi-spectral sensing of oil pollution - Proc. 6th Int. Symp. Remote Sensing Environ., Ann Arbor, Michigan, 1969, 755-767.</p> <p>8 - Estes J.E., Golomb B., 1970 - Oil spills : method for measuring their extent on the sea surface - Science, <u>169</u>, 676-678.</p> <p>9 - Viollier M. - Mesure des facteurs de réflexion de produits pétroliers dans la gamme de longueurs d'ondes de 2 à 14μm - Mémoire de D.E.A., Université des Sciences de Lille, 1972, 32p.</p> <p>10 - Buettner H.J., Kern C.D., 1965 - The determination of infrared emissivities of terrestrial surfaces - J. Geophys. Res., <u>70</u>, 1329-1337.</p> <p>11 - Pontier L., Dechambenoy C., 1966 - Détermination des constantes optiques de l'eau liquide entre 1 et 40μ. Application au calcul de son pouvoir réflecteur et de son émissivité - Annales de Géophysique, <u>22</u>, 633-641.</p> <p>12 - Irvine W.M., Pollack J.B., 1968 - Infrared optical properties of water and ice spheres - Icarus, <u>8</u>, 324-360.</p> <p>13 - Lecomte P., Deschamps P.Y., 1970 - Mesure de la température superficielle</p> | <p>de l'océan au moyen d'un radiomètre infrarouge - Cahiers Océanographiques, <u>22</u>, 155-177.</p> <p>14 - Ewing G., MacAlister E.D., 1960 - On the thermal boundary layer of the ocean - Science, <u>131</u>, 1374-1376.</p> <p>15 - Hasse L., 1963 - On the cooling of the sea surface by evaporation and heat exchange - Tellus, <u>15</u>, 363-366.</p> <p>16 - Chandrasekhar S., 1961 - Hydrodynamic and hydromagnetic stability - Oxford University Press, 652p.</p> <p>17 - Saunders P.M., 1967 - The temperature at the ocean-air interface - J. Atmos. Sc., <u>24</u>, 269-273.</p> <p>18 - Deschamps P.Y., Lecomte P., Vanhoutte J.C., 1972 - Mesure radiométrique de la température de surface de l'océan - étude du refroidissement superficiel - Rapport interne, Université des Sciences de Lille, 134p.</p> <p>19 - WU J., 1971 - An estimation of oceanic thermal sublayer thickness - J. Phys. Oceanogr., <u>1</u>, 284-286.</p> <p>20 - Lecomte P., Deschamps P.Y., Vanhoutte J.C., 1973 - Améliorations apportées à la mesure de la température de surface de l'océan par l'utilisation d'un radiomètre infrarouge polarisant - Applied Optics, (à paraître Sept. 1973).</p> |
|----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|



IO 73-601/08

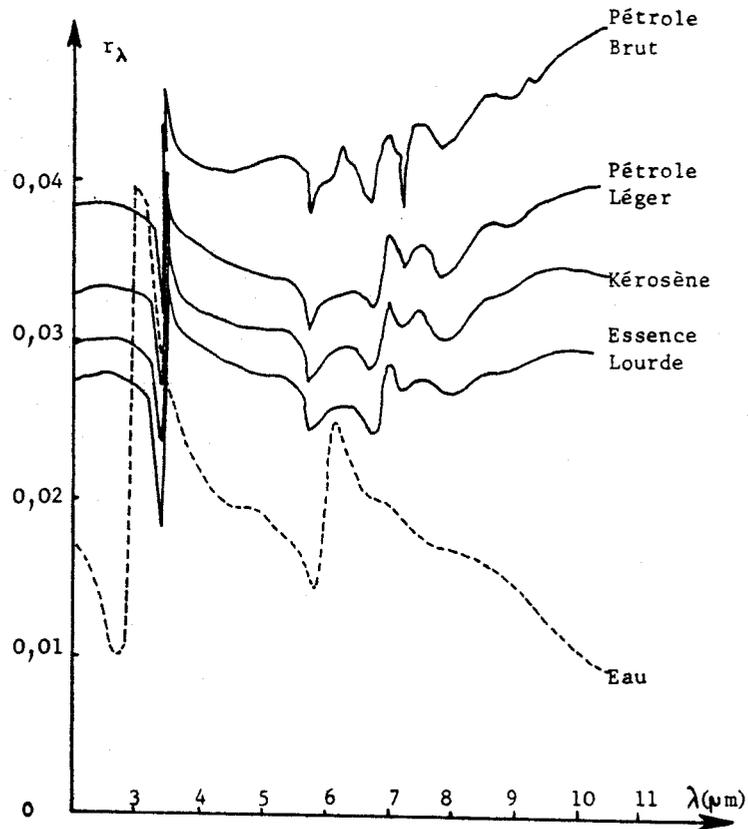


Fig.1: Coefficients de réflexion de divers hydrocarbures mesurés entre 3 et 11 μm (ref.9)

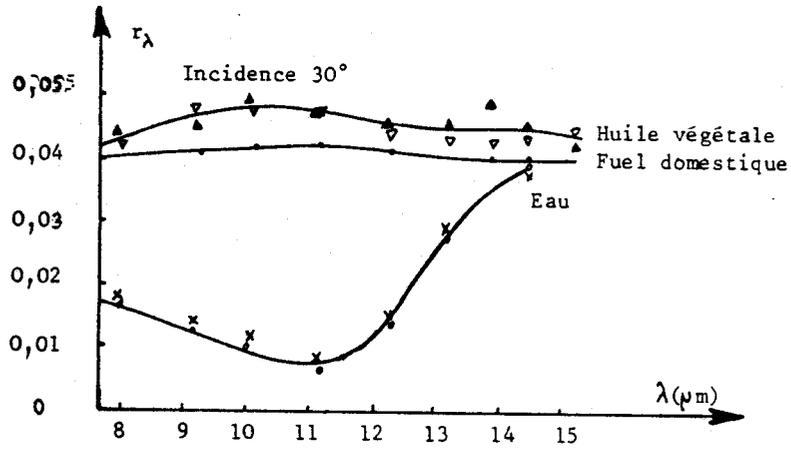


Fig.2 : Coefficients de réflexion de l'eau, d'une huile végétale, et d'un fuel domestique mesurés entre 8 et 15 μm (ref.9).



IO 73-601/09

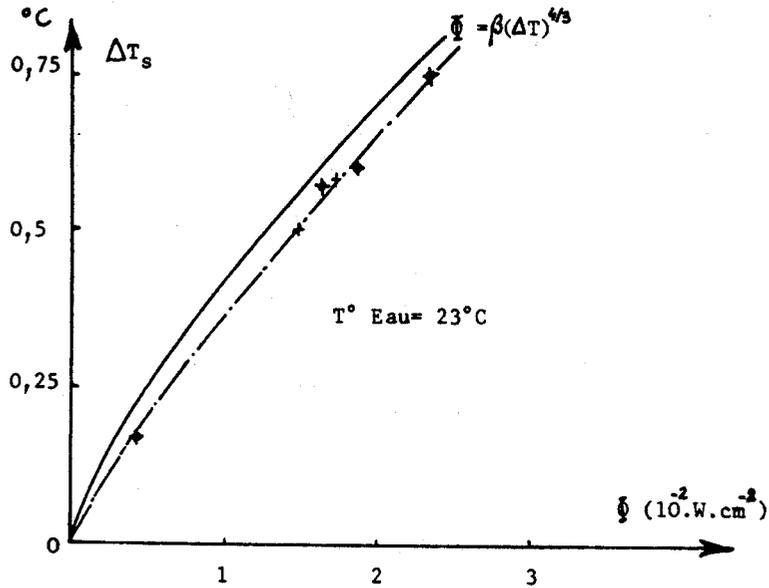


Fig. 3 : Refroidissement superficiel ΔT_s de l'eau en fonction du flux perdu en surface Φ .

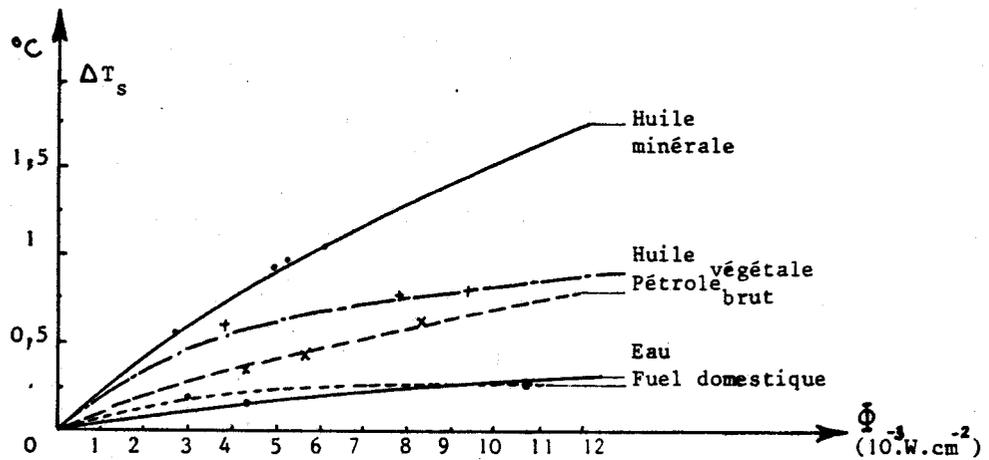


Fig. 4 : Refroidissement superficiel ΔT_s de divers hydrocarbures en fonction du flux perdu en surface Φ .



IO 73-601/10

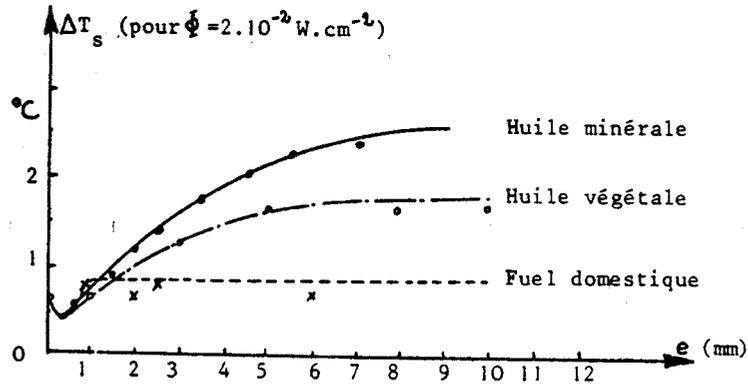


Fig. 5 : Refroidissement superficiel ΔT_s d'une nappe d'hydrocarbure en fonction de son épaisseur e , pour un flux de $2.10^{-2} \text{ W.cm}^{-2}$.

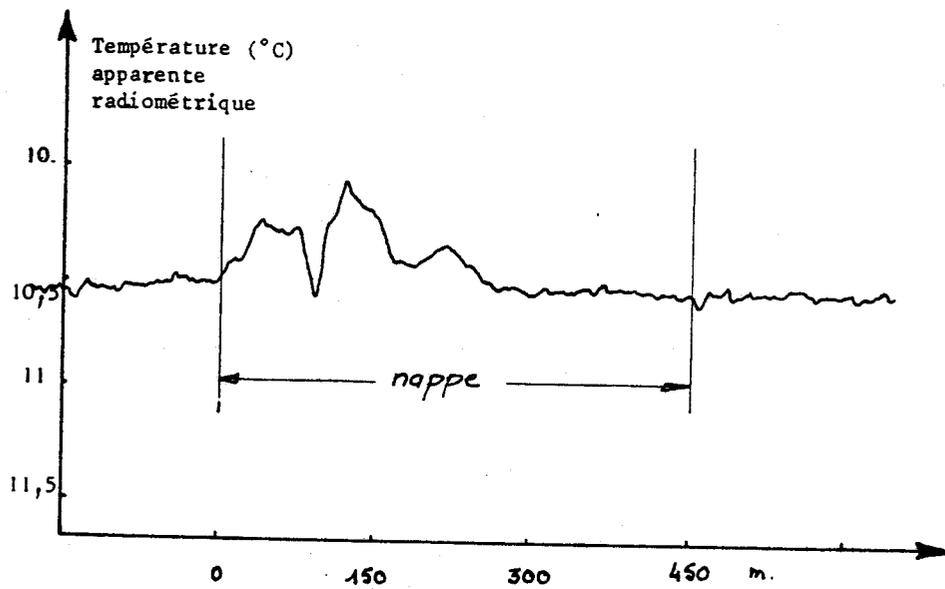


Fig. 6 : Profil thermique horizontal de la nappe de mazout dans le sens de la longueur (14mars 1972 - 14h19)



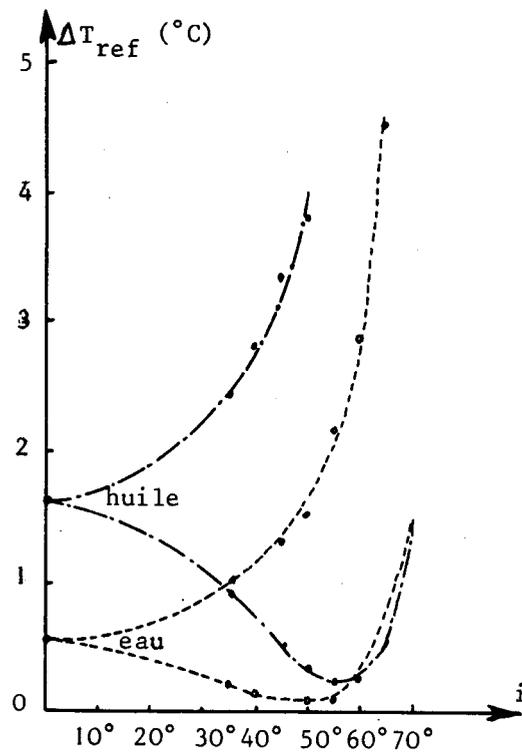


Fig. 7 : Effets de réflexion ΔT_{ref} mesurés sur l'eau et sur de l'huile végétale en fonction de l'angle d'incidence i pour les 2 composantes polarisées.

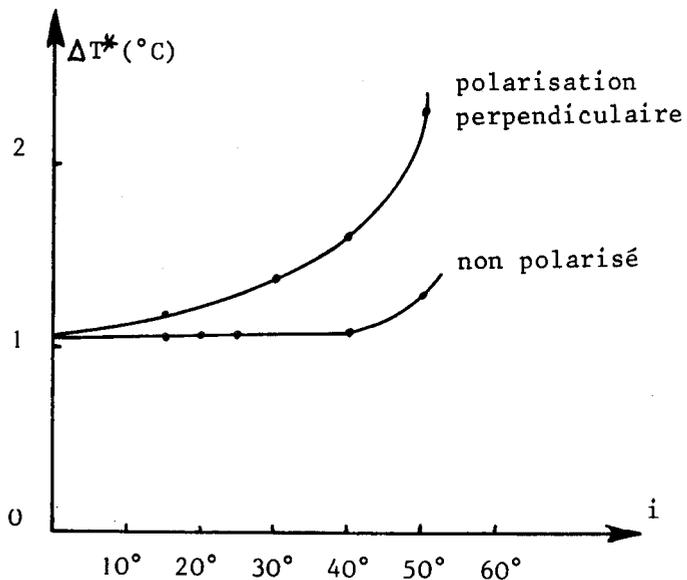


Fig. 8 : Effets de réflexion ΔT^* entre l'huile et l'eau en non polarisé et en polarisation perpendiculaire en fonction de l'angle d'incidence i .



EXPERIMENTATION DU 14 MARS 1972

Film Infra-rouge 8-12 μ "Super CYCLOPE"
Fuel léger : 1 200 litres - déversement 13H54' à 13H59'

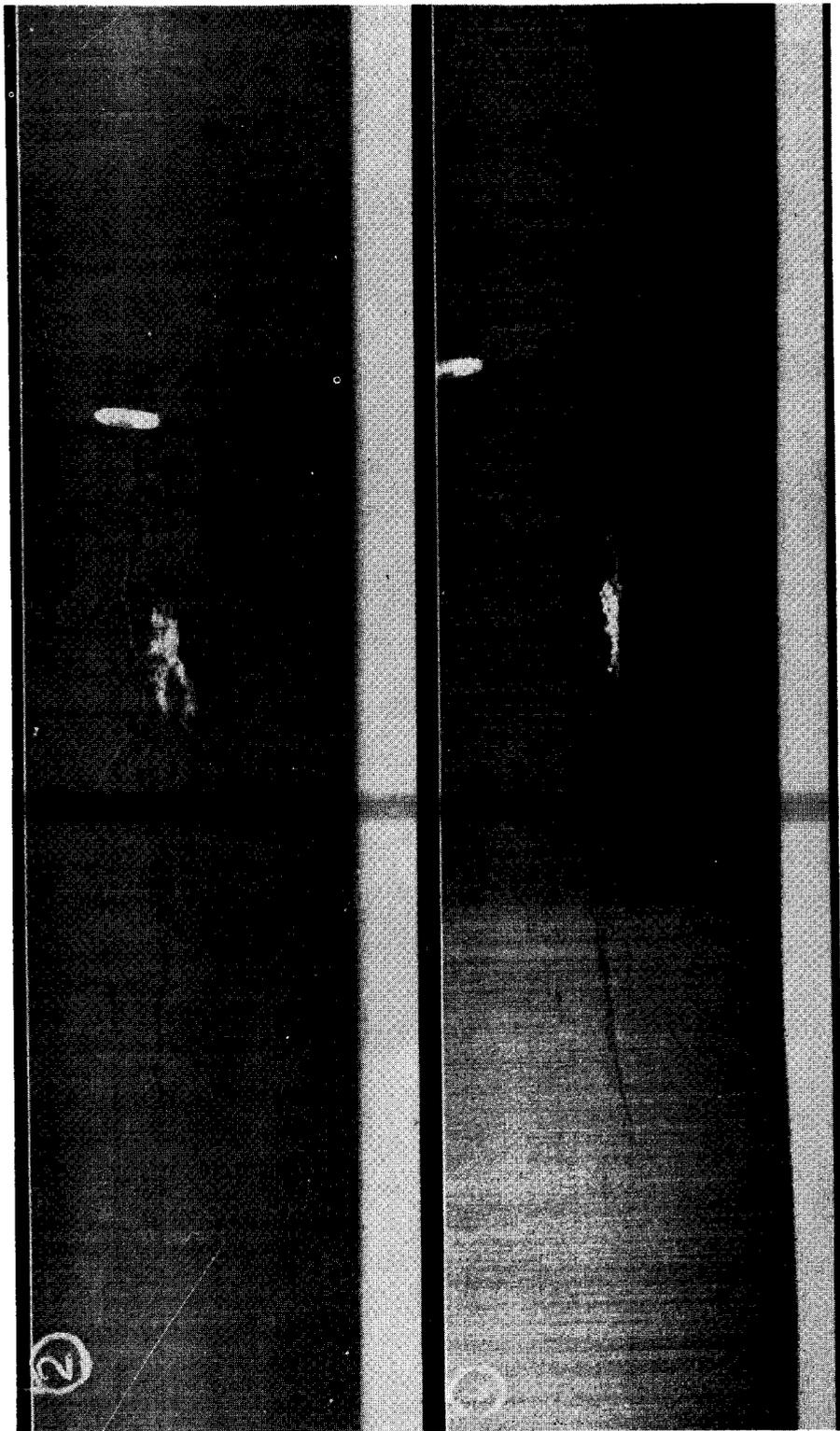


Photo n° 1 - 14H13'

Photo n° 2 - 14H22'

Planche 1 A

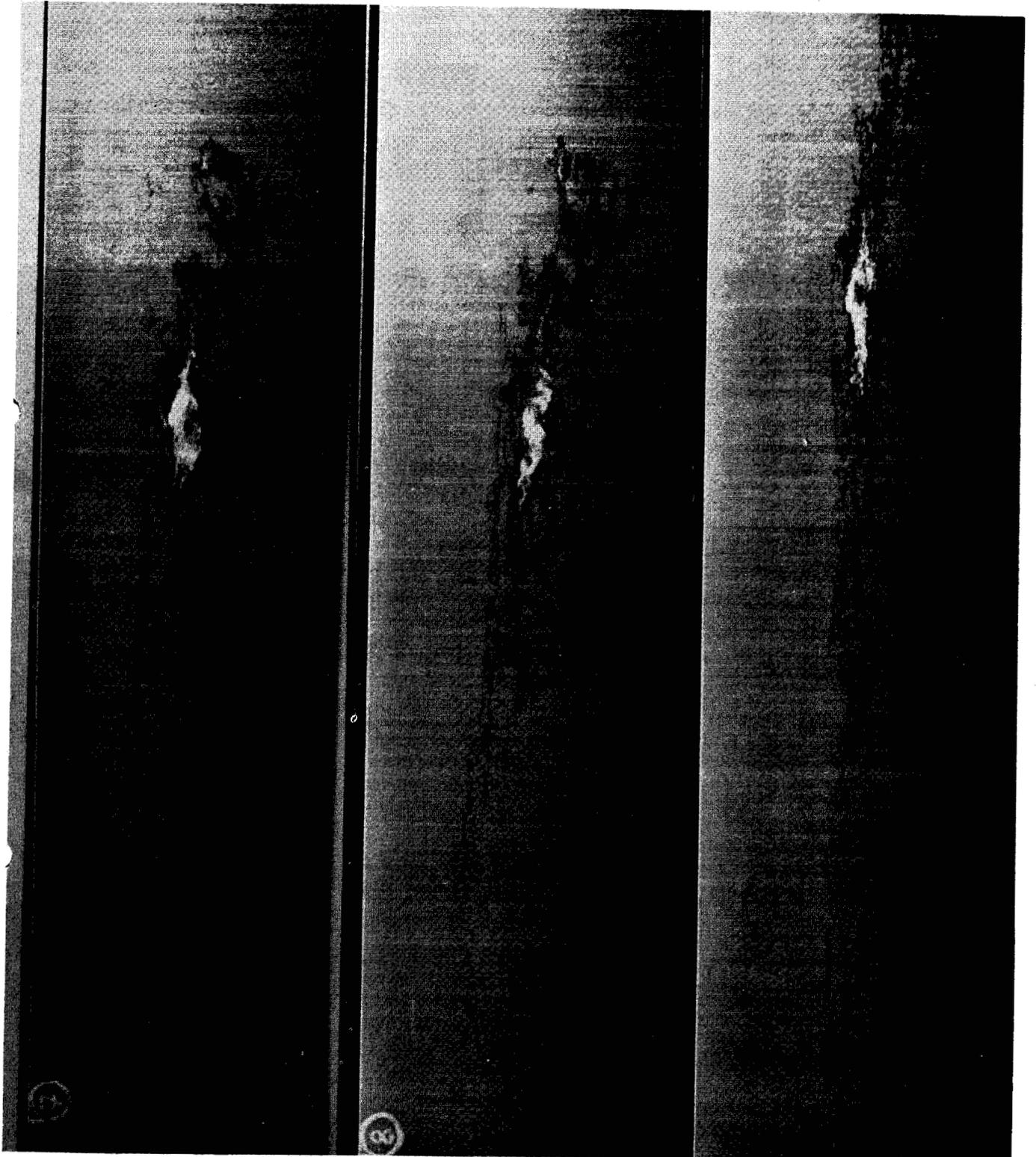


Photo n° 3 - 14H28'

Photo n° 4 - 14H31'

Photo n° 5 - 14H37'

BUS
LILLE

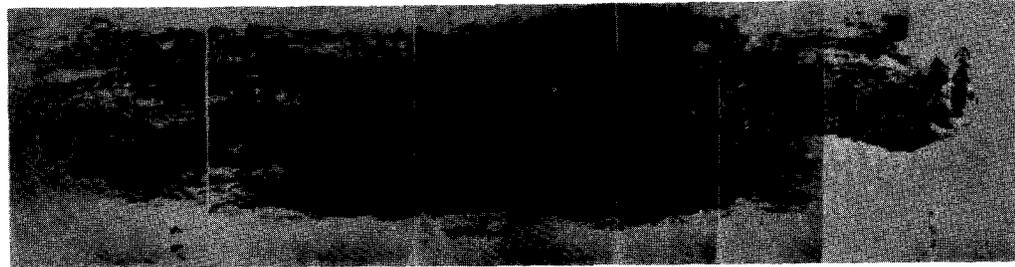
Planche 1 B

COMPARAISON DE LA DETECTION DANS LA
"VISIBLE" ET DANS "L'INFRA-ROUGE"

14 MARS 1972

14H13'

Domaine "visible"



Positif IR



Planche 2.



780

IO 73-601/14

ANNEXE

MODELE DE TRANSMISSION ATMOSPHERIQUE ENTRE 10 ET 13 μm

A-1 - ABSORPTION PAR LA VAPEUR D'EAU

Dans la fenêtre atmosphérique de 10 à 13 μm , l'absorption de la vapeur d'eau est un continuum auquel vient s'ajouter quelques raies. On peut écrire la transmission sous la forme

$$t_v(p,T) = t_{v_e}(p,T) \cdot t_{v_p}(p,T) \cdot t_{v_l}(p,T) \quad (\text{A-1})$$

où p et T sont la pression et la température du milieu.

t_{v_e} et t_{v_p} sont associés à ce qui est appelé le continuum de la vapeur d'eau, t_{v_l} aux raies d' H_2O présentes dans la fenêtre. Le mécanisme créant le continuum d'absorption n'est pas bien connu. ELSASSER (1942) a suggéré que celui-ci est dû à l'accumulation des ailes de raies éloignées de chaque côté de la fenêtre (bandes d'absorption de H_2O à 6,3 et 20 μm). Ceci conduit à un coefficient d'absorption proportionnel à la pression lié à l'élargissement des raies dû aux collisions des molécules H_2O . Les mesures de transmission obtenues en atmosphère libre ont montré par la suite une assez grande dispersion des coefficients d'absorption mesurés qui avait été interprété comme pouvant être due aux aérosols. BIGNELL (1970) et BURCH et GRIVNAK (1970) furent les premiers à mettre en évidence expérimentalement en laboratoire un coefficient d'absorption dans le continuum proportionnel à la pression partielle de vapeur d'eau. Ce phénomène a été appelé absorption de type e, et sa présence dans l'atmosphère libre a été confirmée par la suite (LEE, 1973 ; GRASSL, 1973 et 1974).

La cause de cette absorption de type e est encore un sujet de discussions. Une des explications avancées est la présence de molécules dimères de la vapeur d'eau. Cependant l'existence physique de molécules dimères ou polymères de la vapeur d'eau n'a pas à ce jour été démontrée (GRASSL, 1976).

A-1-1 - Transmission pour le continuum d'absorption de type e

L'expression de la transmission est de la forme

$$t_{v_e}(p,T) = \exp(-k_{v_e}(T) e W) \quad (\text{A-2})$$

où $k_{v_e}(T)$ est le coefficient d'absorption de type e (usuellement exprimé en $\text{g}^{-1} \cdot \text{cm}^2 \cdot \text{atm}^{-1}$),

e est la pression partielle de vapeur d'eau (en atm.),

W est le contenu en vapeur d'eau sur le trajet (en $\text{g} \cdot \text{cm}^{-2}$).

Les valeurs de $k_{v_e}(T)$, d'après BURCH (1970), sont données dans la figure A-1 pour $T_0 = 296 K$, et la dépendance en température s'exprime empiriquement par

$$k_{v_e}(T) = k_{v_e}(T_0) \exp \left(1745 \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_0} \right) \right) \quad (A-3)$$

A-1-2 - Transmission pour le continuum d'absorption des ailes de raies

L'expression de la transmission peut s'écrire sous la forme

$$t_{v_p}(p, T) = \exp \left(-k_{v_p}(T) \frac{p}{p_0} W \right) \quad (A-4)$$

Les valeurs adoptées de k_{v_p} , d'après KUNDE et MAGUIRE (1974) et PRABHAKARA et al. (1974), sont données dans la figure A-2 pour $T_0 = 300 K$, et la dépendance en température qui a été prise s'exprime par

$$k_{v_p}(T) = k_{v_p}(T_0) \left(\frac{T}{T_0} \right)^n \quad (A-5)$$

avec $n \approx 2$ d'après PRABHAKARA et al. (1974). GRASSL (1976) indique que n est compris entre 0 et 0,8 entre 10 et 13 μm . Cependant le coefficient k_{v_p} étant très faible vis à vis des autres absorptions, les résultats obtenus sont pratiquement insensibles à la valeur de n .

A-1-3 - Transmission pour l'absorption des raies

La transmission a été mise sous la forme

$$t_{v_l}(T) = \exp \left\{ -k_{v_l}(T) W \left[1 + \frac{k_{v_l}(T) W}{4 \frac{\alpha_{v_l}(T)}{\delta} \frac{p}{p_0}} \right]^{-1/2} \right\} \quad (A-6)$$

qui correspond à un modèle de bande statistique ayant une distribution exponentielle, $(P(S) = \frac{1}{\sigma} e^{-S/\sigma})$, où k_{v_l} est le coefficient d'absorption moyen pour les raies sur l'intervalle Δv

$$k_{v_l} = \frac{1}{\Delta v} \sum_{j=1}^N S_j, \quad (A-7)$$

où les S_j sont les intensités des raies, et α_{v_l}/δ est rapport de la demi-largeur moyenne de raie à l'intervalle moyen entre les raies

$$\frac{\alpha_{v_l}}{\delta} = \frac{1}{\Delta v} \frac{\sum_{j=1}^N \sqrt{S_j} \alpha_{Lj}}{\sum_{j=1}^N S_j}, \quad (A-8)$$

où les α_{Lj} sont les demi-largeurs de raies.

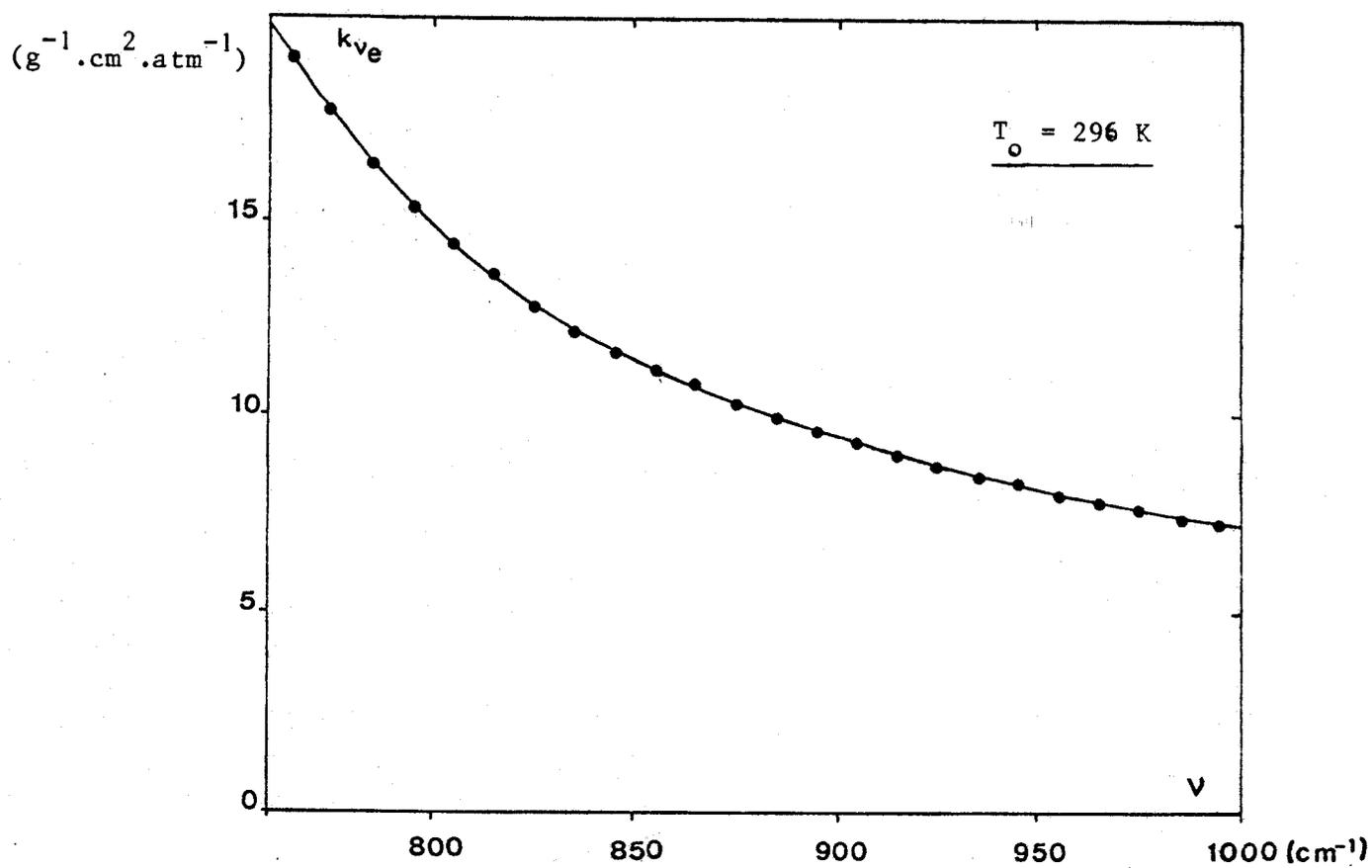


FIGURE A - 1 : Coefficient d'absorption du continuum de la vapeur d'eau, de type e, d'après BURCH (1970).



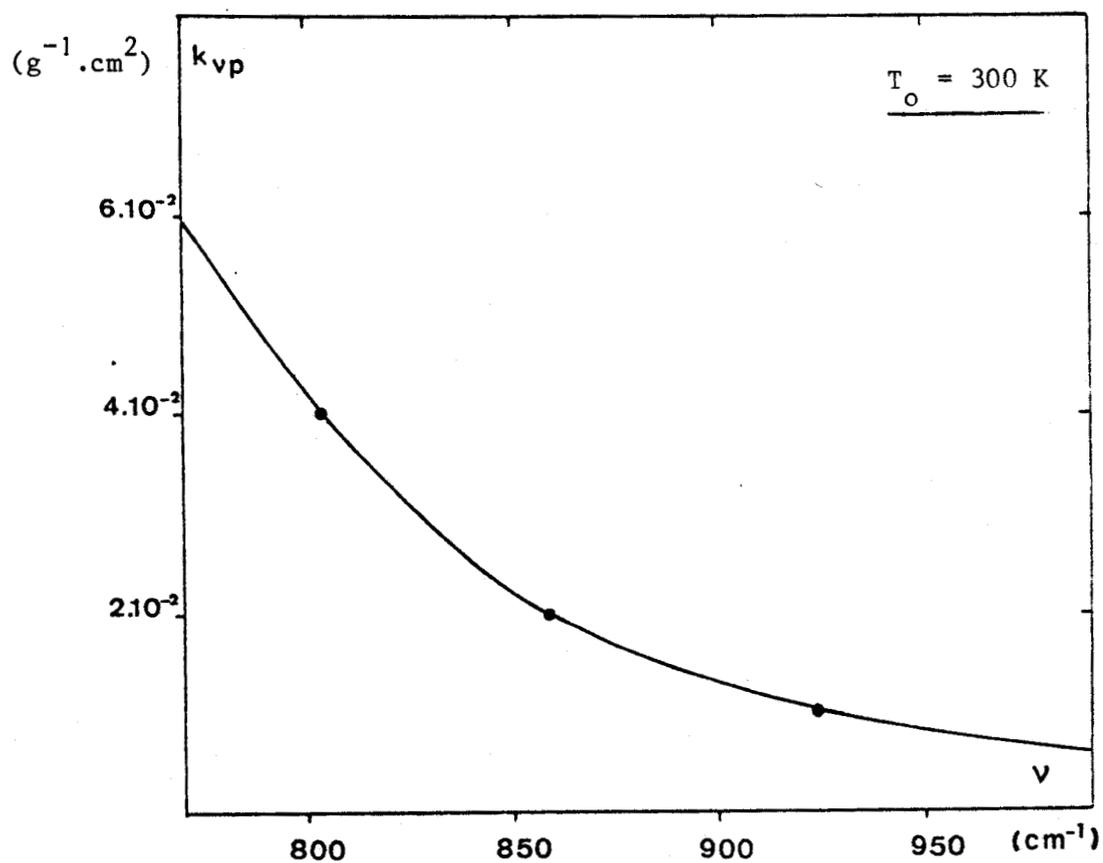


FIGURE A - 2 : Coefficient d'absorption du continuum de la vapeur d'eau, du aux ailes de raies, d'après KUNDE et MAGUIRE (1974).



GOODY (1964), d'après BENEDICT et KAPLAN (1959), donne les valeurs de ΣS_j et $\Sigma \sqrt{S_j} \alpha_{Lj}$ pour différentes valeurs de T et par intervalle de 20 cm^{-1} . Ces valeurs sont données dans le tableau A-1. Les dépendances en température sont prises comme suit

$$k_{\nu_l}(T) = k_{\nu_l}(T_0) \left(\frac{T}{T_0} \right)^{n_{\nu}} \quad (A-9)$$

$$\frac{\alpha_{\nu}(T)}{\delta} = \frac{\alpha_{\nu}(T_0)}{\delta} \left(\frac{T}{T_0} \right)^{m_{\nu}}$$

Les valeurs de m_{ν} et de n_{ν} ont été calculées d'après GOODY (1964) et sont données dans le tableau A-2 qui rassemble les valeurs adoptées des divers coefficients par intervalles de 20 cm^{-1} .

A-2 - ABSORPTION PAR LE GAZ CARBONIQUE

Le modèle de transmission choisi est celui proposé par GOLUBITSKIY et MOSKALENKO (1968) et MOSKALENKO et MIRUMYANTS (1969). Ce modèle empirique est relativement peu précis, mais suffisant pour évaluer la faible contribution due au CO_2 entre 10 et $13 \mu\text{m}$.

L'expression de la transmission employée est

$$t_{\nu}(p, T) = \exp \left[-\beta_{\nu} \cdot W_{\nu}^*(p, T) \right] \quad , \quad (A-10)$$

où β_{ν} est le coefficient d'absorption (en $(\text{atm} \cdot \text{cm}^{-1})^{1/m'_{\nu}}$),

W_{ν}^* est la masse équivalente d'absorbant définie comme

$$W_{\nu}^*(p, T) = \left(\frac{p}{p_0} \right)^{n'_{\nu}} F_{\nu}(T) W^{m'_{\nu}} \quad ; \quad (A-11)$$

$\left(\frac{p}{p_0} \right)^{n'_{\nu}}$ et $F_{\nu}(T)$ définissent les dépendances en pression et température

$$F_{\nu}(T) = \exp \left[B_{\nu} (T - T_0) \left(\frac{T}{T_0} \right)^{b_{\nu}} \right] \quad , \quad (A-12)$$

n'_{ν} et m'_{ν} sont des coefficients sans dimensions. Dans l'intervalle considéré (10 à $13 \mu\text{m}$)

$$\begin{aligned} n'_{\nu} &= 1,68 a_{\nu} \quad , \\ m'_{\nu} &= 0,84 \quad , \\ n'_{\nu}/m'_{\nu} &= 2 a_{\nu} \quad , \end{aligned}$$

B_{ν} est un coefficient de température (en K^{-1}),

b_{ν} est sans dimension.

TABLEAU A -1

Absorption par les raies de la vapeur d'eau, d'après GOODY (1964).

184

ABSORPTION BY ATMOSPHERIC GASES

§ 5.4

TABLE 5.5

Smoothed data for the H₂O rotation band

The first-order correction for centrifugal stretching has been included. Line widths are at 1 atmosphere pressure. The final row is the band intensity. After Benedict and Kaplan (1959) and unpublished data by Benedict.

ν (cm ⁻¹)	$\sum S_m(i)$ (g ⁻¹ cm)			$\sum \sqrt{\lambda(i)S_m(i)}$ (g ^{-1/2})		
	220° K	260° K	300° K	220° K	260° K	300° K
0-20	3.639 × 10 ³	2.500 × 10 ³	1.805 × 10 ³	3.068 × 10	2.506 × 10	2.106 × 10
20-40	2.716 × 10 ⁴	2.069 × 10 ⁴	1.614 × 10 ⁴	1.463 × 10 ²	1.218 × 10 ²	1.036 × 10 ²
40-60	8.005 × 10 ⁴	6.147 × 10 ⁴	4.900 × 10 ⁴	2.886 × 10 ²	2.524 × 10 ²	2.244 × 10 ²
60-80	8.600 × 10 ⁴	7.347 × 10 ⁴	6.309 × 10 ⁴	3.454 × 10 ²	3.133 × 10 ²	2.860 × 10 ²
80-100	1.854 × 10 ⁵	1.497 × 10 ⁵	1.237 × 10 ⁵	4.214 × 10 ²	3.831 × 10 ²	3.517 × 10 ²
100-120	1.296 × 10 ⁵	1.187 × 10 ⁵	1.078 × 10 ⁵	3.368 × 10 ²	3.281 × 10 ²	3.172 × 10 ²
120-140	2.459 × 10 ⁵	2.307 × 10 ⁵	2.141 × 10 ⁵	4.804 × 10 ²	4.798 × 10 ²	4.743 × 10 ²
140-160	2.492 × 10 ⁵	2.312 × 10 ⁵	2.142 × 10 ⁵	4.223 × 10 ²	4.158 × 10 ²	4.082 × 10 ²
160-180	1.345 × 10 ⁵	1.300 × 10 ⁵	1.249 × 10 ⁵	2.893 × 10 ²	2.912 × 10 ²	2.918 × 10 ²
180-200	3.754 × 10 ⁴	4.953 × 10 ⁴	6.054 × 10 ⁴	1.431 × 10 ²	1.657 × 10 ²	1.838 × 10 ²
200-220	2.267 × 10 ⁵	2.274 × 10 ⁵	2.204 × 10 ⁵	3.579 × 10 ²	3.534 × 10 ²	3.480 × 10 ²
220-240	1.091 × 10 ⁵	1.176 × 10 ⁵	1.214 × 10 ⁵	2.189 × 10 ²	2.313 × 10 ²	2.398 × 10 ²
240-260	1.216 × 10 ⁵	1.444 × 10 ⁵	1.580 × 10 ⁵	2.307 × 10 ²	2.485 × 10 ²	2.601 × 10 ²
260-280	3.927 × 10 ⁴	5.404 × 10 ⁴	6.452 × 10 ⁴	1.172 × 10 ²	1.350 × 10 ²	1.485 × 10 ²
280-300	2.806 × 10 ⁴	3.910 × 10 ⁴	4.864 × 10 ⁴	1.219 × 10 ²	1.424 × 10 ²	1.584 × 10 ²
300-320	3.591 × 10 ⁴	5.594 × 10 ⁴	7.415 × 10 ⁴	1.021 × 10 ²	1.250 × 10 ²	1.436 × 10 ²
320-340	2.280 × 10 ⁴	3.445 × 10 ⁴	4.636 × 10 ⁴	1.123 × 10 ²	1.335 × 10 ²	1.512 × 10 ²
340-360	1.274 × 10 ⁴	2.467 × 10 ⁴	3.950 × 10 ⁴	9.127 × 10	1.210 × 10 ²	1.472 × 10 ²
360-380	3.380 × 10 ³	7.247 × 10 ³	1.287 × 10 ⁴	3.500 × 10	4.998 × 10	6.479 × 10
380-400	3.589 × 10 ³	7.065 × 10 ³	1.240 × 10 ⁴	4.343 × 10	6.287 × 10	7.795 × 10
400-420	2.879 × 10 ³	4.801 × 10 ³	7.310 × 10 ³	3.010 × 10	4.150 × 10	5.291 × 10
420-440	4.067 × 10 ³	1.058 × 10 ³	2.522 × 10 ³	1.458 × 10	2.218 × 10	3.152 × 10
440-460	1.338 × 10 ³	2.305 × 10 ³	3.737 × 10 ³	2.971 × 10	4.027 × 10	5.179 × 10
460-480	5.353 × 10 ³	9.816 × 10 ³	1.748 × 10 ³	1.473 × 10	2.106 × 10	2.846 × 10
480-500	3.266 × 10 ³	4.725 × 10 ³	7.165 × 10 ³	8.949	1.247 × 10	1.704 × 10
500-520	5.320 × 10 ³	1.059 × 10 ³	2.023 × 10 ³	1.501 × 10	2.260 × 10	3.137 × 10
520-540	2.056 × 10 ³	3.762 × 10 ³	5.861 × 10 ³	6.055	8.368	1.124 × 10
540-560	1.230 × 10 ³	2.126 × 10 ³	3.318 × 10 ³	7.803	1.044 × 10	1.337 × 10
560-580	1.532 × 10 ³	2.761 × 10 ³	4.350 × 10 ³	7.016	9.253	1.160 × 10
580-600	1.090 × 10 ³	2.405 × 10 ³	4.137 × 10 ³	6.770	1.017 × 10	1.368 × 10
600-620	4.473 × 10	9.160 × 10	1.660 × 10 ²	3.594	5.056	6.557
620-640	4.738 × 10	1.155 × 10 ²	2.241 × 10 ²	3.804	5.954	8.291
640-660	1.811 × 10	4.632 × 10	1.149 × 10 ²	2.611	4.046	5.646
660-680	1.752 × 10	2.861 × 10	4.432 × 10	2.187	2.988	3.866
680-700	1.510 × 10	4.446 × 10	9.799 × 10	2.371	3.992	5.825
700-720	9.878	2.375 × 10	4.898 × 10	1.857	3.026	4.421
720-740	2.759	5.297	8.913	6.89 × 10 ⁻¹	1.034	1.434
740-760	3.936	1.282 × 10	3.219 × 10	1.223	2.243	3.553
760-780	1.395	3.682	8.347	6.80 × 10 ⁻¹	1.138	1.685
780-800	3.779	9.047	1.816 × 10	9.77 × 10 ⁻¹	1.601	2.327
800-820	7.679 × 10 ⁻¹	2.382	6.481	5.20 × 10 ⁻¹	9.65 × 10 ⁻¹	1.565
820-840	3.820 × 10 ⁻¹	9.012 × 10 ⁻¹	2.015	3.31 × 10 ⁻¹	5.57 × 10 ⁻¹	8.56 × 10 ⁻¹
840-860	6.959 × 10 ⁻¹	2.179	5.539	5.37 × 10 ⁻¹	1.010	1.676
860-880	2.528 × 10 ⁻¹	7.373 × 10 ⁻¹	1.677	2.22 × 10 ⁻¹	4.02 × 10 ⁻¹	6.20 × 10 ⁻¹
880-900	4.597 × 10 ⁻¹	9.512 × 10 ⁻¹	1.855	3.20 × 10 ⁻¹	5.24 × 10 ⁻¹	7.86 × 10 ⁻¹
900-920	1.411 × 10 ⁻¹	5.639 × 10 ⁻¹	1.630	1.34 × 10 ⁻¹	3.03 × 10 ⁻¹	5.68 × 10 ⁻¹
920-940	1.956 × 10 ⁻¹	5.298 × 10 ⁻¹	1.239	1.64 × 10 ⁻¹	2.94 × 10 ⁻¹	4.75 × 10 ⁻¹
940-960	1.890 × 10 ⁻¹	5.588 × 10 ⁻¹	1.327	2.60 × 10 ⁻¹	4.70 × 10 ⁻¹	7.50 × 10 ⁻¹
960-980	8.159 × 10 ⁻¹	3.323 × 10 ⁻¹	1.029 × 10 ⁻¹	2.30 × 10 ⁻¹	4.20 × 10 ⁻¹	6.63 × 10 ⁻¹
980-1000	2.814 × 10 ⁻¹	1.044 × 10 ⁻¹	2.615 × 10 ⁻¹	6.1 × 10 ⁻²	1.22 × 10 ⁻¹	1.98 × 10 ⁻¹
6-1000	1.785 × 10 ⁶	1.792 × 10 ⁶	1.795 × 10 ⁶	—	—	—

BIS
LITE

TABLEAU A-2

Valeur des coefficients adoptés pour l'absorption
par la vapeur d'eau entre 760 et 980 cm^{-1} . $\Delta\nu = 20 \text{ cm}^{-1}$

ν cm^{-1}	$k_{\nu c}$ (296 K) g^{-1}cm^2	$k_{\nu p}$ (300 K) g^{-1}cm^2	$k_{\nu l}$ (300 K) g^{-1}cm^2	$n(\nu)$	$\frac{\alpha_0}{\delta}$ (300 K)	$m(\nu)$
770	18,40	0,059	0,4173	5,7	0,0170	- 0,15
790	15,90	0,048	0,98	5	0,0149	0,5
810	14,05	0,037	0,3241	7,1	0,0189	- 0,01
830	12,60	0,029	0,1080	5,5	0,0121	0,57
850	11,35	0,022	0,2769	6,6	0,0254	0,61
870	10,50	0,017	0,0839	5,9	0,0115	0,42
890	9,70	0,014	0,0928	4,6	0,0166	1,15
910	9,20	0,012	0,0815	6,9	0,0099	1,40
930	8,60	0,010	0,0620	5,9	0,0091	0,84
950	8,10	0,008	0,0663	6,2	0,0211	0,52
970	7,60	0,007	0,0052	- 7,4	0,2136	1,4



Les coefficients β_v , a_v , B_v , b_v ont été calculés par intervalles de 20 cm^{-1} d'après GOLUBITSKIY et MOSKALENKO (1968) et MOSKALENKO et MIRUMYANTS (1969), et sont donnés dans les figures A-3 à A-6.

A-3 - INTEGRATION SUR UN TRAJET INHOMOGENE

La pression et la température varient le long d'un trajet atmosphérique vertical. Cela pose peu de problèmes pour les formules (A-2) et (A-4) qui donnent la transmission du continuum de la vapeur d'eau et qui deviennent

$$t_{v_e}(0, p_1) = \exp \left\{ - \int_0^{p_1} k_{v_e}(T(p)) e(p) dW(p) \right\} \quad (\text{A-13})$$

et

$$t_{v_p}(0, p_1) = \exp \left\{ - \int_0^{p_1} k_{v_p}(T(p)) \frac{p}{p_0} dW(p) \right\} \quad (\text{A-14})$$

Pour l'absorption par les raies, on est obligé d'utiliser dans la formule (A-6) une pression \tilde{p} et une température \tilde{T} équivalentes, définies comme

$$\tilde{p} = \frac{\int_0^{p_1} p \cdot dW(p)}{\int_0^{p_1} dW(p)} \quad (\text{A-15})$$

et

$$\tilde{T} = \frac{\int_0^{p_1} T \cdot dW(p)}{\int_0^{p_1} dW(p)} \quad (\text{A-16})$$

Pour l'absorption par le gaz carbonique, la formule (A-11) devient

$$W_v^*(0, p_1) = \left\{ \int_0^{p_1} \left(\frac{p}{p_0} \right)^{m'_v} F_v(T)^{1/m'_v} dW(p) \right\}^{m'_v} \quad (\text{A-17})$$

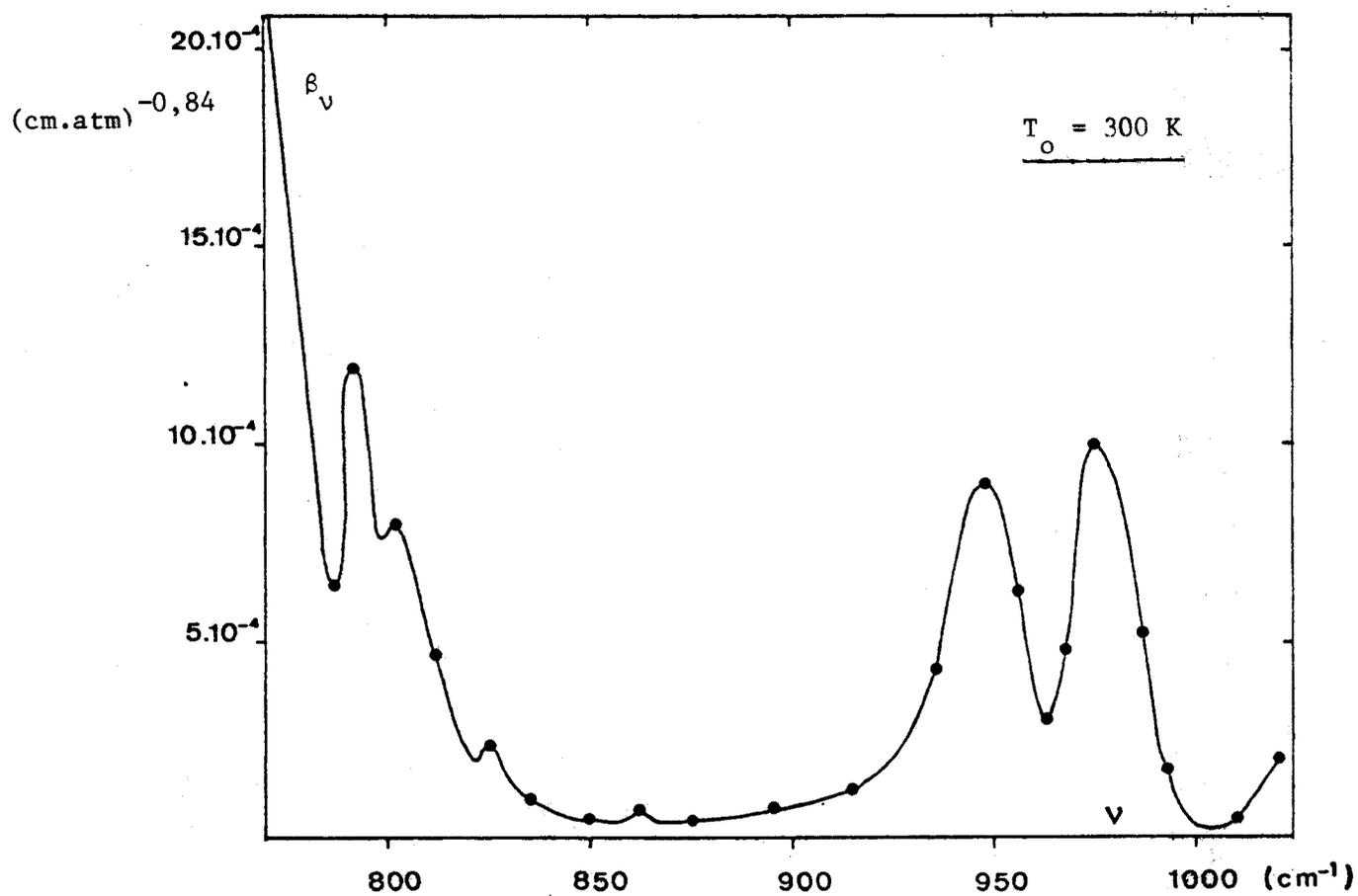


FIGURE A - 3 : Coefficient d'absorption du gaz carbonique,
d'après GOLUBITSKIY et MOSKALENKO (1968).

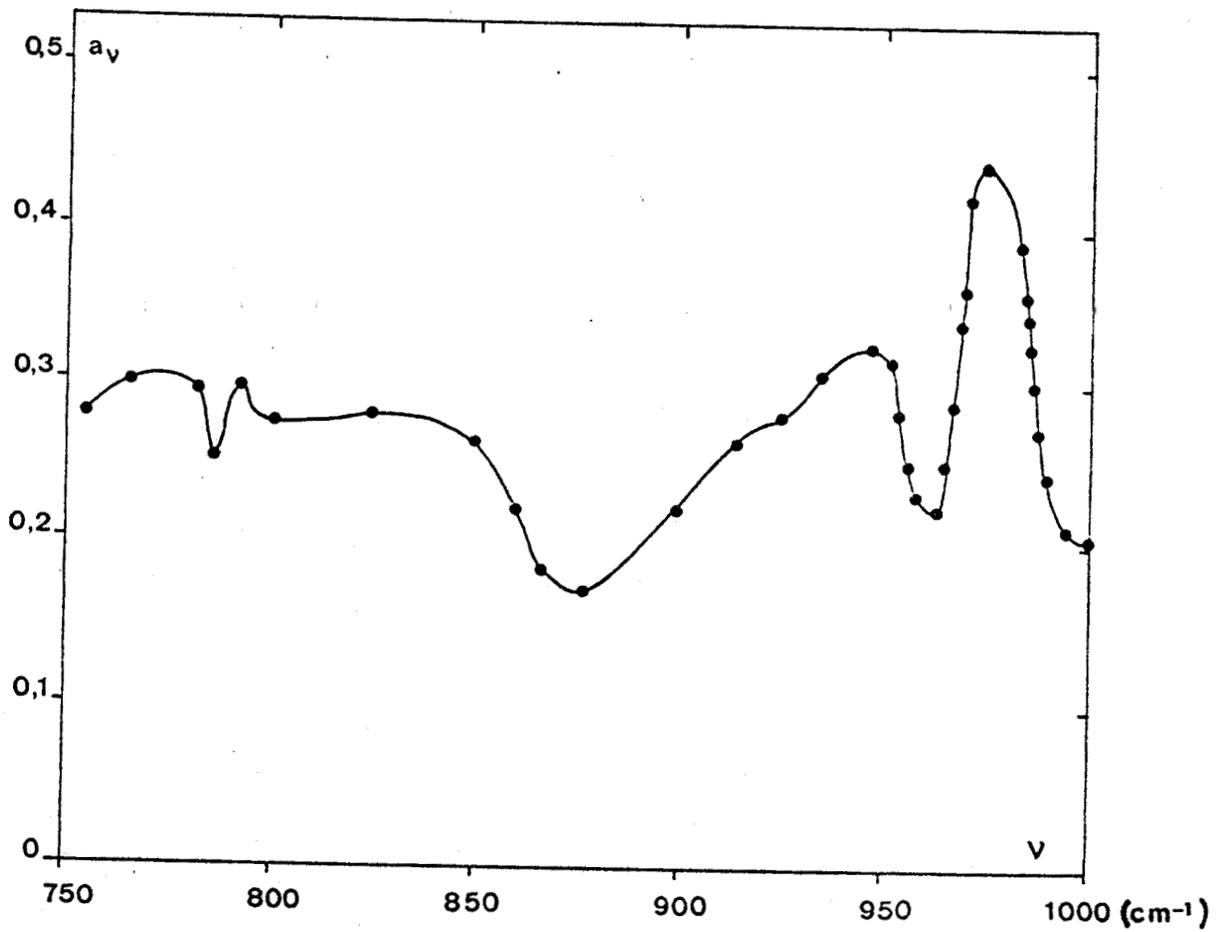


FIGURE A - 4 : Coefficient a_ν pour la dépendance en pression de l'absorption par le gaz carbonique, d'après GOLUBITSKIY et MOSKALENKO (1968).

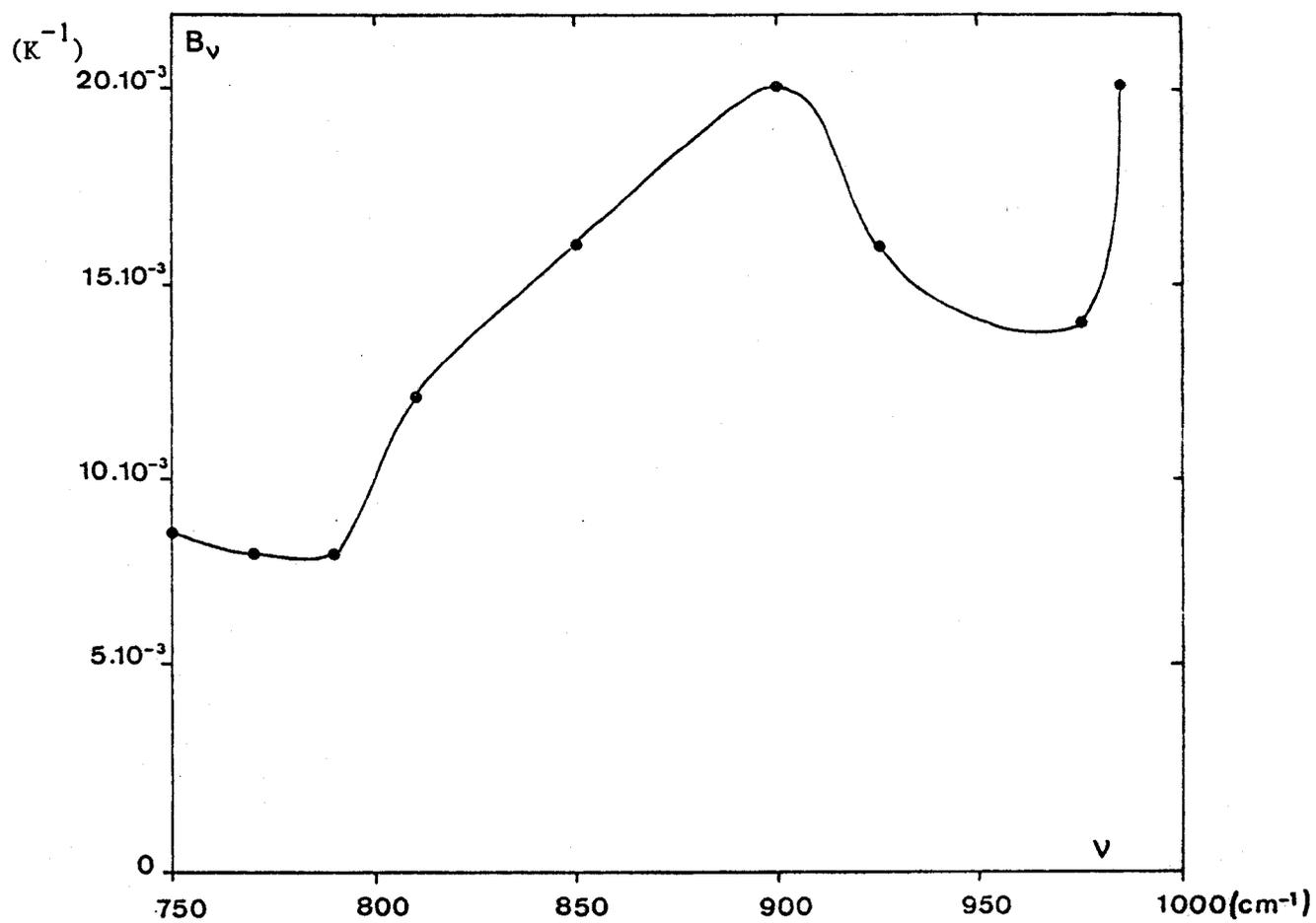


FIGURE A - 5 : Coefficient de température B_v pour l'absorption par le gaz carbonique, d'après MOSKALENKO et MIRUMYANTS (1969).



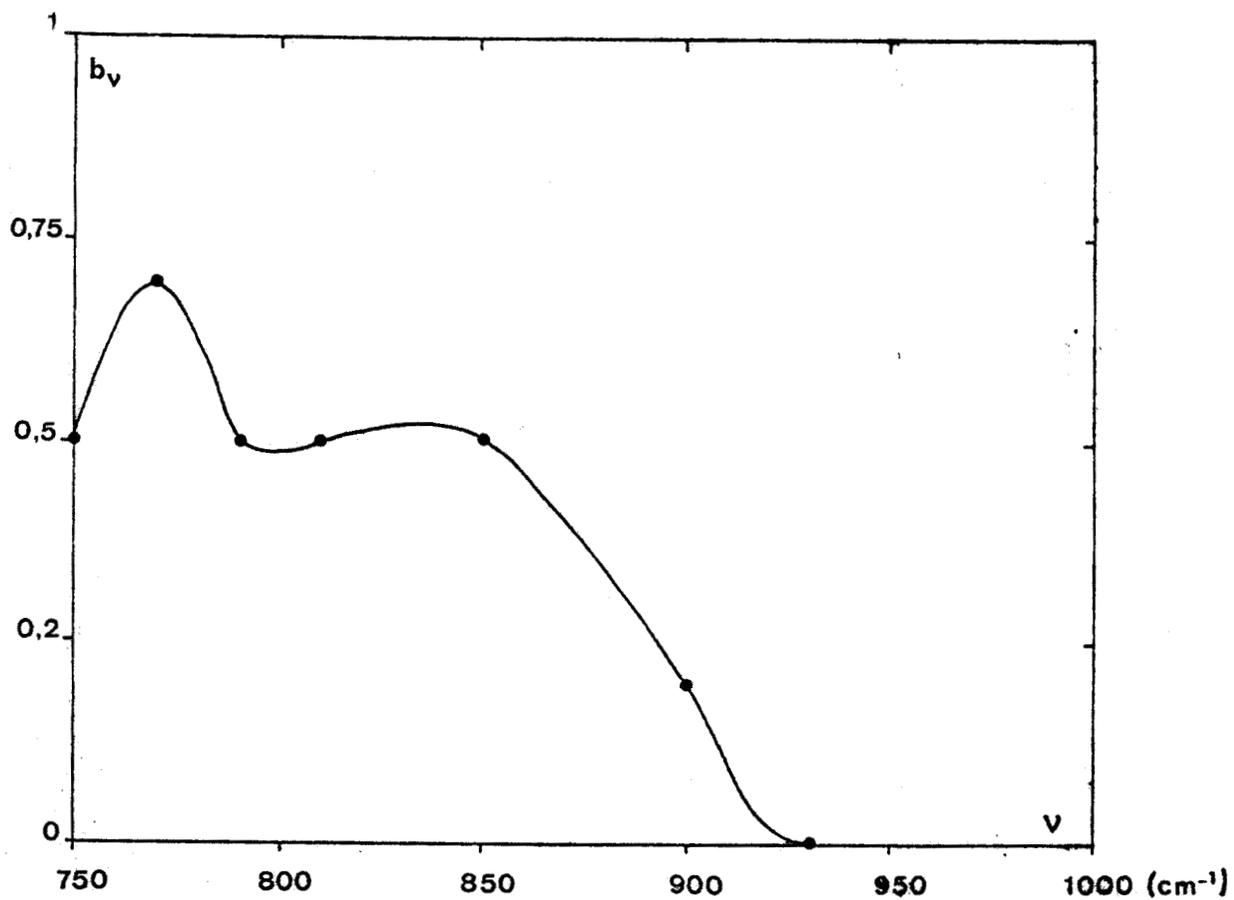


FIGURE A - 6 : Coefficient b_v pour la dépendance en température de l'absorption par le gaz carbonique, d'après MOSKALENKO et MIRUMYANTS (1969).



BIBLIOGRAPHIE : ANNEXE

- ELSASSER, W.M., 1942 - Heat transfer by infrared radiation in the atmosphere - Harvard Meteorological Studies n°6, Harvard University Press.
- BURCH, D.E., GRIVNAK, D.A., 1970 - Atmospheric attenuations in the infrared windows - in Space-Opt., Semin-in-depth, Santa Barbara, Calif., 1969, 17-22.
- BIGNELL, K.J., 1970 - The water-vapour infrared continuum - Quart. J1 Roy. Meteorol. Soc., 96, 390 - 403.
- LEE, A.C.L., 1973 - A study of the continuum absorption within the 8 - 13 μm atmospheric window - Quart. J1 Roy. Meteorolog. Soc., 99, 490 - 505.
- GRASSL, H., 1973 - Separation of atmospheric absorbers in the 8 - 13 micrometer region - Beitr. Phys. Atmosph., 46, 75 - 88.
- GRASSL, H., 1974 - Influence of different absorbers in the window region on radiative cooling (and on surface temperature determination) - Beitr. Phys. Atmosph., 47, 1 - 13.
- GRASSL, H., 1976 - A new type of absorption in the atmospheric infrared window due to water vapor polymers - Beitr. Phys. Atmosph., 49, 225 - 236.
- KUNDE, V.G., MAGUIRE, W.C., 1974 - Direct integration transmittance model - J1 Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, 14, 803 - 817.
- PRABHAKARA, C. DALU, G., KUNDE, V.G., 1974 - Estimation of sea surface temperature from remote sensing in the 11 to 13 μm window region - J1 Geophys. Res., 79, 33, 5039 - 5044.
- BENEDICT, W.S., KAPLAN, L.D., 1959 - Calculation of line widths in $\text{H}_2\text{O} - \text{N}_2$ collisions - J1 Chem. Phys., 30, 2, 388.
- GOLUBITSKIY, B.M., MOSKALENKO, N.I., 1968 - Spectral transmission functions in the H_2O and CO_2 bands - Izv. Atmosph. Oceanic Phys., 4, 3, 194 - 204.
- MOSKALENKO, N.I., MIRUMYANTS, S.O., 1969 - The effect of temperature on infrared radiation absorption by water vapor and CO_2 - Izv. Atmosph. Oceanic Phys., 5, 12, 747 - 751.

CONCLUSION

L'étude que nous avons faite a principalement porté sur les problèmes de précision de la mesure radiométrique de température de surface. Des méthodes originales ont été développées et réalisées pour la mesure à partir d'avion : correction de l'effet de réflexion sur la surface de la mer par visée du ciel avec un radiomètre annexe, élimination de l'effet de réflexion au moyen d'un radiomètre à polarisation, paramétrisation de l'erreur due au trajet atmosphérique. Employées avec soin, ces méthodes permettent d'atteindre une précision de 0,1 K, ce qui constitue une étape importante vers les désirs de l'océanographe. Les exemples d'applications qui ont été effectués dans le cadre des campagnes MEDOC dans le Golfe du Lion en hiver, et Cap LOPEZ dans le Golfe de Guinée en été, démontrent l'intérêt de l'utilisation de l'avion : nous sommes convaincus et souhaitons vivement que l'océanographe emploie de plus en plus les mesures aériennes pour la reconnaissance préliminaire et l'élargissement de son champ d'action lors de ses campagnes. Les aspects économiques des gains en journées de navires à la mer et en résultats ainsi réalisés ne sont pas négligeables.

L'acquisition des données de température de surface fournies par les satellites comportant un capteur radiométrique infrarouge permettent de franchir un pas de plus, de s'affranchir des contraintes du vol aérien et d'avoir un aperçu encore plus large de l'environnement marin. Ce travail a été commencé en collaboration avec d'autres équipes scientifiques au sein du G.R.O.S. (Groupe de Recherche en Océanographie Spatiale) et de premiers résultats ont été obtenus avec l'utilisation du V.H.R.R. des satellites NOAA qui a un bruit radiométrique nominal de 0,5 K pour une résolution au sol sous le satellite de 1 km. Les premiers résultats concernent des upwellings côtiers en Méditerranée au large de Marseille. En 1978, l'expérience H.C.M.M. sur le satellite A.E.M. - A sera lancée par la NASA avec les performances suivantes : bruit radiométrique de 0,2 K et résolution spatiale de 400 m : on pourra alors envisager des applications plus fines, par exemple la surveillance des effluents thermiques côtiers naturels et artificiels.

La précision absolue des mesures de température de surface obtenues par radiométrie infrarouge à partir de satellites est plus particulièrement importante si l'on désire obtenir une estimation pour l'ensemble du globe qui soit significative du point de vue des variations climatiques. Cette précision dépend de la précision de l'étalonnage du capteur, mais aussi de l'efficacité de l'élimination des nuages et de la correction atmosphérique.

La correction atmosphérique pour la mesure à partir de satellites a été étudiée à partir d'une statistique de radiosondages au point K (navire météorologique stationnaire). L'évaluation purement statistique de l'erreur atmosphérique fournit une précision globale de l'ordre de 1 K. Pour une étude localisée par exemple au proche - Atlantique, on aura intérêt à utiliser une estimation statistique en hiver ($\pm 0,3$ K) et à corriger à partir d'un radiosondage en été ($\pm 0,5$ K) dans la mesure où celui - ci est disponible et représentatif de la zone étudiée. Le contenu en vapeur d'eau fournit également une bonne estimation de l'erreur atmosphérique. Nous proposons une méthode originale de détermination des transmissions atmosphériques par radiométrie infrarouge à polarisation qui permettrait d'évaluer le contenu total en vapeur d'eau de l'atmosphère et la nébulosité, mais donnerait en même temps une bonne estimation de la correction atmosphérique.

Un système multispectral embarqué sur satellite peut donner de façon systématique une estimation de la correction. L'optimisation d'un tel système entre 760 et 980 cm^{-1} a été étudiée pour des mesures sur l'ensemble du globe. On démontre qu'un système à 2 canaux ne devient performant que lorsque le bruit radiométrique est inférieur à $0,5$ K et que la précision que l'on peut en attendre est de l'ordre de 1 K pour un bruit radiométrique compris entre $0,1$ K et $0,2$ K. Un système multispectral à 3 canaux devient intéressant si l'on arrive à diminuer le bruit radiométrique au dessous de $0,1$ K, et la précision est alors de l'ordre de $0,5$ K. En 1977 l'expérience A.V.H.R.R. sur le satellite météorologique TIROS - N sera lancée et comportera un tel système de correction pour la mesure de la température de surface.

Les radiomètres infrarouges qui ont été réalisés au Laboratoire, ont été utilisés pour étudier le phénomène de refroidissement superficiel. Les résultats obtenus sur une cuve en laboratoire vérifient assez bien que l'épaisseur de la couche thermique superficielle dans l'eau a une limite supérieure qui est déterminée par la convection libre déclenchée par instabilité gravitationnelle. La destruction de la couche superficielle sous l'influence de la turbulence induite par le vent a été observée dans la soufflerie de l'I.M.S.T. : la disparition est très rapide et une diminution de moitié est observée pour une vitesse de l'ordre de 1 m.s^{-1} . Des formules sont proposées exprimant le refroidissement et l'épaisseur de la couche superficielle en fonction de la température de l'eau, du flux total perdu en surface et de la vitesse du vent.

Les épaisseurs de couche thermique superficielle obtenues dans cette étude sont beaucoup plus faibles et en net désaccord avec les résultats précédents d'autres auteurs. Ce désaccord demande à être confirmé et expliqué.

L'influence de la salinité a été trouvée négligeable. L'erreur induite par le refroidissement superficiel sur l'évaluation des flux de chaleur sensible et latente reste inférieure à 1% avec la formule que nous proposons, alors que des formulations précédentes du refroidissement superficiel semblaient indiquer une surévaluation des flux de l'ordre de 6%.

Nous avons également participé aux premières expériences de détection infrarouge de nappes d'hydrocarbures. On a expliqué les plus faibles températures radiométriques observées par l'effet conjoint d'une plus grande réflectivité des huiles et d'un refroidissement superficiel plus important. Ces expériences préliminaires ont vu actuellement un début d'application semi-opérationnelle avec la surveillance aérienne des rejets frauduleux d'hydrocarbures effectués par les navires en Manche.

L'ensemble des résultats décrits ci-dessus donne une idée de l'état actuel de l'art pour la télédétection de la température de surface par radiométrie infrarouge, à partir d'avion ou de satellite, et de ses applications. Cette discipline est encore en pleine évolution : l'année qui vient va voir le lancement de 3 types différents d'expériences, A.V.H.R.R. / TIROS - N, H.C.M.M. précédemment évoqués, et METEOSAT. Ces expériences vont permettre d'obtenir des résultats avec une précision accrue, d'un point de vue global pour TIROS - N, principalement pour l'élimination de la couverture nuageuse dans les régions intertropicales pour METEOSAT, et de part sa résolution au sol et son bruit radiométrique pour H.C.M.M..

Nous ne pouvons ignorer cependant les possibilités d'application à l'étude du milieu marin offertes par les autres parties du spectre et dès à présent nous participons à l'étude du problème de la télédétection dans la partie visible du spectre, du contenu en chlorophylle et sédiments de la couche de surface. Plusieurs expériences aériennes ont déjà été réalisées avec succès, et le lancement de l'expérience C.Z.C.S. (Coastal Zone Color Scanner) sur le satellite NIMBUS-G en 1978 nous offrira une bonne opportunité d'étudier de façon plus complète les problèmes de télédétection en océanographie, en l'orientant vers l'application aux phénomènes de développement du phytoplancton qui intéressent l'océanographe biologiste.