

50376  
1968  
115

N° d'ordre 114

50.376  
1968  
115

# THESES

présentée à la

**Faculté des Sciences de l'Université de Lille**  
**Centre de 3<sup>ème</sup> Cycle d'Optique**

en vue d'obtenir le titre de

**DOCTEUR DE SPÉCIALITÉ EN PHYSIQUE**  
**(Option Optique atmosphérique)**

par

**PIERRE-YVES DESCHAMPS**

---

---

## **ÉTUDE ET RÉALISATION** **D'UN RADIOMÈTRE INFRAROUGE**



Membres du Jury : **M. LEBRUN**, Président  
**Mlle LENOBLE**, Rapporteur  
**M. CONSTANT**, Examinateur  
**M. LACOMBE**, Invité

---

---

SOUTENUE LE 25 OCTOBRE 1968

UNIVERSITE DE LILLE  
FACULTE DES SCIENCES

Doyens Honoraires

MM. H. LEFEBVRE - M. PARREAU.

Professeurs Honoraires

MM. ARNOULT - BEGHIN - BROCHARD - CAU - CHAPPELON - CHAUDRON -  
CORDONNIER - DEHEUVELS - DEHORNE - DOLLE - FLEURY - P. GERMAIN -  
KAMPE DE FERIET - KOURGANOFF - LAMOTTE - LELONG - Mme LELONG -  
MM. MAZET - MICHEL - NORMANT - PARISSELLE - PASCAL - PAUTHENIER - ROIG  
ROSEAU - ROUBINE - ROUELLE - WIEMAN - ZAMANSKY.

Doyen

M. DEFRETIN , Professeur de Biologie et Physiologie animales.

Assesseurs

MM. HEUBEL - Professeur de Chimie Minérale.  
LEBRUN - Professeur d'Electronique, Electrotechnique et Auto-  
matique.

Professeurs

MM. BACCHUS	Mathématiques Appliquées.
BEAUFILS	Chimie.
BONNEMAN	Chimie.
BECART	Physique.
BLOCH	Biologie et Physiologie animales.
BONTE	Sciences de la Terre.
BOUGHON	Mathématiques pures.
BOUISSET	Biologie et Physiologie animales.
BOURIQUET	Biologie Végétale.
CELET	Sciences de la Terre.
CONSTANT	Electronique, Electrotechnique et Auto- matique.

MM. CORSIN	Sciences de la Terre.
DECUYPER	Mathématiques Pures.
DEDECKER	Mathématiques Pures.
DEFRETIN	Biologie et Physiologie animales.
DEHORS	Electronique, Electrotechnique et Auto- matique.
DELATTRE	Sciences de la Terre.
DELEAU	Sciences de la Terre.
DELHAYE	Chimie.
DERCOURT	Sciences de la Terre.
DESCOMBES	Mathématiques Pures.
DURCHON	Biologie et Physiologie animales.
FOURET	Physique.
GABILLARD	Electronique, Electrotechnique et Auto- matique.
GLACET	Chimie.
GONTIER	Mathématiques Appliquées.
HEIM DE BALSAC	Biologie et Physiologie animales.
HEUBEL	Chimie.
HOCQUETTE	Biologie Végétale.
LEBEGUE	Botanique.
Mme LEBEGUE	Physique.
MM. LEBRUN	Electronique, Electrotechnique et Auto- matique.
Mle LENOBLE	Physique.
MM. LIEBAERT	Electronique, Electrotechnique et Auto- matique.
LINDER	Biologie Végétale.
LUCQUIN	Chimie.
MARION	Chimie.
MARTINOT-LAGARDE	Mathématiques Appliquées.
Mle MARQUET	Mathématiques Pures.
MM. MENNESSIER	Géologie.
MONTARIOL	Chimie.
MONTREUIL	Chimie.

MM. MORIAMEZ	Physique.
MOUVIER	Chimie.
PARREAU	Mathématiques Pures.
PEREZ	Physique.
PHAM MAU QUAN	Mathématiques Pures.
POUZET	Mathématiques Appliquées.
PROUVOST	Sciences de la Terre.
SAVARD	Chimie.
SCHILTZ	Physique.
SCHALLER	Biologie et Physiologie animales.
Mme SCHWARTZ	Mathématiques Pures.
MM. TILLIEU	Physique.
TRIDOT	Chimie.
VAILLANT	Mathématiques Pures.
VAZART	Botanique.
VIVIER	Biologie et Physiologie animales.
WATERLOT	Sciences de la Terre.
WERTHEIMER	Physique.

Maîtres de Conférences

Mme BADIER	Physique.
Mle BASTIANI	Mathématiques Pures.
MM. BELLET	Physique.
BENABOU	Mathématiques Pures.
BILLARD	Physique.
BOILLET	Physique.
BUI TRONG LIEU	Mathématiques Pures.
CHERRUAULT	Mathématiques Pures.
CHEVALIER	Mathématiques.
DEVRAINE	Chimie.
Mme DIXMIER	Mathématiques.
M. DOUCET	Chimie.
Mme DRAN	Chimie.

MM. DUQUESNOY	Chimie.
GOUDMAND	Chimie.
GUILBAULT	Biologie et Physiologie animales.
GUILLAUME	Biologie Végétale.
HANGAN	Mathématiques.
HENRY	Physique.
HERZ	Mathématiques Appliquées.
HEYMAN	Physique.
HUARD DE LA MARRE	Mathématiques Appliquées.
JOLY	Biologie et Physiologie animales.
LABLACHE-COMBIER	Chimie.
LACOSTE	Biologie Végétale.
LAMBERT	Physique.
LANDAIS	Chimie.
LEHMANN	Mathématiques Pures.
Mme LEHMANN	Mathématiques Pures.
MM. LOUCHEUX	Chimie.
MAES	Physique.
METTETAL	Zoologie.
MONTEL	Physique.
NGUYEN PHONG CHAU	Mathématiques.
PANET	Electronique, Electrotechnique et Automatique.
PARSY	Mathématiques Pures.
RACZY	Physique.
ROBERT	Mathématiques Appliquées.
SAADA	Physique.
SEGARD	Chimie.
TUDO	Chimie Minérale Appliquée.
VIDAL	Electronique, Electrotechnique et Automatique.
Mme ZINN-JUSTIN	Mathématiques Pures.

Ce travail a été effectué au Laboratoire d'Optique Atmosphérique de la Faculté des Sciences de Lille, en collaboration avec le Laboratoire d'Océanographie Physique du Museum d'Histoire Naturelle de Paris, sous la direction de Mademoiselle LENOBLE, Professeur, à qui je tiens à exprimer mes sentiments de vive gratitude.

Je prie Monsieur le Professeur LACOMBE, qui m'a permis de poursuivre cette étude dans le cadre du Laboratoire d'Océanographie Physique du Museum, d'accepter l'expression de ma respectueuse reconnaissance.

Je remercie Monsieur le Professeur LEBRUN qui a bien voulu me faire l'honneur de présider le jury, ainsi que Monsieur le Professeur CONSTANT qui a accepté de juger mon travail.

Je tiens particulièrement à remercier mon camarade Pierre LECOMTE, dont la collaboration a permis de mener à bien ce travail.

Mes remerciements vont également au Personnel Technique du Département de Physique, en particulier Messieurs ROSSEELS et LASNE, qui ont participé à la réalisation de ce travail.

## S O M M A I R E

### INTRODUCTION.

#### 1ère PARTIE : REALISATION DU RADIOMETRE.

I	- Principe.	page 3
II	- Evaluation du rayonnement reçu.	6
III	- Amplification, détection et mesure du signal.	16
IV	- Optique. Miroirs.	35
V	- Corps noir.	48
VI	- Réglages.	64

#### 2ème PARTIE : ETALONNAGE DU RADIOMETRE. MESURES.

VII	- Etalonnage.	page 66
VIII	- Influence de la température ambiante.	71
IX	- Nécessité d'un réétalonnage.	77
X	- Mesures de températures de surface de la mer.	79

### CONCLUSION. page 81

### ANNEXES. page 84

## INTRODUCTION.

L'étude effectuée ici porte sur la réalisation d'un radiomètre infrarouge dans le domaine spectral  $8 - 15 \mu$ . Ce domaine correspond au maximum d'énergie émise par les corps noirs aux températures ambiantes ( $10 \mu$  à  $300$  degré K), et à une bonne transmission de l'atmosphère.

De l'énergie émise par une source nous pouvons déduire une température apparente de la source convertie en température absolue si l'on connaît le coefficient d'émissivité de la source.

Plus particulièrement, cette étude a été entreprise pour le Laboratoire d'Océanographie Physique du Muséum, dans le cadre d'une étude générale des échanges atmosphère-océan, menée plus particulièrement en un point fixe à bord de la Bouée-Laboratoire du COMEXO. En effet, la température de surface de l'Océan intervient d'une façon importante dans les échanges océan-atmosphère. Des mesures ont été effectuées jusqu'à présent par diverses méthodes : sonde thermométrique placée au dessous de la surface, extrapolation de la température potentielle (HASSE [1] ainsi que le Laboratoire d'Océanographie Physique), radiomètre infrarouge (MAC ALISTER [2], SAUNDERS [3]). Des écarts non négligeables semblent exister entre la température de surface et la masse d'eau dans le premier mètre; mais l'imprécision de ces mesures était généralement trop grande pour conclure avec certitude.

Il semblait donc intéressant de préciser plus particulièrement ce point, et un premier prototype de radiomètre a été construit par P. LECOMTE [4]; ce travail nous a servi de point de départ et nous a permis de développer un appareil utilisable pour des mesures en mer et donnant la température apparente de surface avec une précision de  $0,03$  degré.

Dans une première partie, nous verrons le principe adopté pour la réalisation de ce radiomètre; puis nous discuterons les diverses parties qui le compose, détecteur, amplification, miroirs, corps noir, contre-tension compensatrice, en essayant d'inventorier et de préciser toutes les causes d'erreur propres à l'appareil.

La deuxième partie pose le problème de l'étalonnage du radiomètre. Nous en déduisons la précision que nous pouvons atteindre et les premiers résultats de mesure de température de surface de la mer sont donnés pour deux campagnes de mesures (Aout et Décembre 1957).

PREMIERE PARTIE.

---

REALISATION DU RADIOMETRE.

---

## I- PRINCIPE

Le problème posé était la construction d'un radiomètre infra-rouge permettant de mesurer la température de surface de l'océan.

Il fallait réaliser un appareil destiné à effectuer des mesures sur la bouée-laboratoire du COMEXO, donc en atmosphère marine. Les problèmes d'encombrement, sans être à négliger, n'ont pas une importance essentielle, l'appareil devant être installé de façon fixe pour la durée de la campagne de mesures.

Une sensibilité en température de l'ordre de  $0,05^{\circ}\text{C}$  était désirée pour des mesures courantes, avec une bonne répétabilité pour la durée de la campagne, soit environ quinze jours. Nous nous sommes donc fixés en concevant chaque partie de l'appareil une précision de  $0,01^{\circ}\text{C}$ .

La mer rayonnant approximativement comme un corps noir aux environs de  $300^{\circ}\text{K}$ , l'énergie émise par celle-ci sera maximale pour des longueurs d'onde voisines de  $10\mu$ . Le choix d'un filtre approprié limitant le rayonnement reçu par l'appareil à la région spectrale  $8\mu - 15\mu$  est imposé afin d'éviter que l'absorption sur le trajet atmosphérique entre la surface de la mer et le radiomètre soit par trop importante.

Le principe retenu est de comparer par modulation optique, l'énergie émise par la surface de l'eau à celle émise par un corps noir maintenu à une température constante. Le rayonnement est reçu sur un détecteur, ici une thermopile, et pour minimiser autant que possible les erreurs dues aux coefficients de réflexion des miroirs, on s'efforcera d'avoir des trajets similaires comportant un même nombre de réflexions, pour les rayonnements émis par le corps noir de référence, et par la surface à étudier.

Le radiomètre n'est pas focalisé afin de viser la mer sur une surface assez étendue; ceci évite d'avoir des perturbations trop prononcées dues à des petites variations locales (débris, écume, ...). De ce fait, il n'est

pas possible de fermer l'appareil, ce qui exigerait une fenêtre de diamètre trop important pour les matériaux transparents à l'infra-rouge disponibles; il est d'ailleurs préférable d'éviter d'introduire une erreur supplémentaire due à l'absorption de la fenêtre sur le trajet surface à étudier, thermopile. Le radiomètre étant ainsi ouvert à l'air ambiant, il faudra prendre soin d'éviter toute condensation possible à l'intérieur, ou attaque par l'air salin, au moyen d'un chauffage de l'ensemble du radiomètre.

La figure 1 montre le schéma de principe.

Le rayonnement émis par la source à étudier (S) est comparé au rayonnement d'un corps noir de référence (CN). Le détecteur (T) reçoit ces rayonnements. Un modulateur (M) constitué par un miroir tournant autour d'un axe perpendiculaire à son plan, permet au récepteur de viser soit le miroir concave (C) qui focalise sur le détecteur le rayonnement venant du corps noir, soit la source étendue que l'on se propose d'étudier.

Le détecteur reçoit alternativement les deux rayonnements à une fréquence choisie, et délivre un signal alternatif dont l'amplitude est proportionnelle à la différence des énergies de ces deux rayonnements.

On a préféré utiliser un miroir concave plutôt qu'une lentille car, étant donné les dimensions nécessaires (diamètre supérieur à 50mm), il serait difficile de la réaliser dans un matériau transparent à l'infra-rouge, si ce n'est à des prix prohibitifs. Le miroir concave travaille sous une incidence de l'ordre  $22^{\circ}5$ , ce qui a pour effet d'introduire des aberrations dont il faudra tenir compte.

Un diaphragme (D) placé entre le modulateur et le détecteur limite l'angle solide du faisceau reçu par le détecteur, angle qui est le même pour le corps noir, ou la surface à étudier. Une série de diaphragmes supplémentaires entre (D) et (T) ont pour but d'éliminer les rayonnements parasites par réflexion. (D) est situé à 80mm du récepteur et a un diamètre de 26mm. Nous obtenons ainsi un champ d'angle solide  $\Delta\omega$

$$\Delta\omega \approx \frac{\pi (13)^2}{(80)^2} = 0,083 \text{ stéradian,}$$

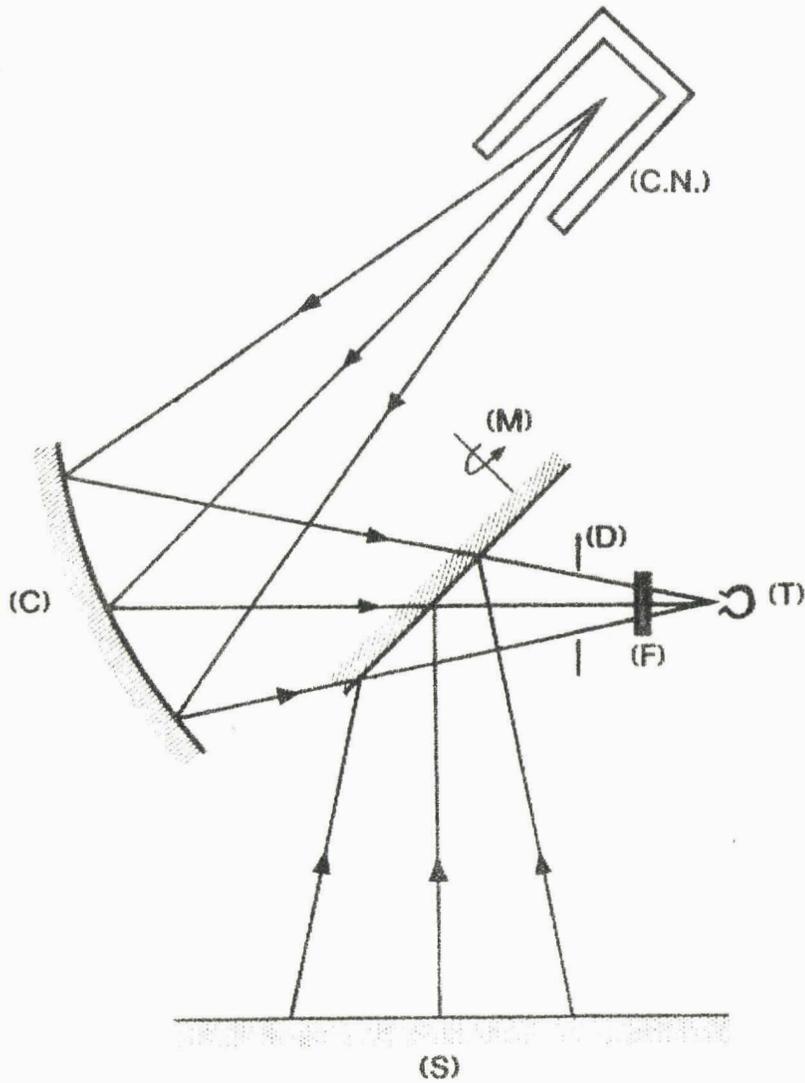


FIGURE 1 : PRINCIPE DU RADIOMETRE.

soit de demi-angle au sommet  $\theta = 7^{\circ}20'$ .

L'ouverture ainsi choisie correspond à une surface de mer visée de  $8,3\text{m}^2$  quand l'appareil est placé à 10 mètres de hauteur par rapport au niveau de la mer.

Le filtre (F) est placé devant le détecteur et sa transmission intervient aussi bien pour le rayonnement en provenance du corps noir de référence que pour celui de la source.

Les principaux problèmes qui se posent donc pour la réalisation de l'appareil sont :

- le choix d'un récepteur ayant une sensibilité assez grande et un bruit de fond assez faible;
- la construction d'un système d'amplification-détection ne limitant pas les performances du récepteur;
- la réalisation d'un ensemble optique ne perturbant pas le rayonnement à mesurer;
- le choix et la construction d'un corps noir fournissant un rayonnement de référence suffisamment stable.

Ces choix sont évidemment conditionnés par les performances attendues de l'appareil et nous allons les discuter en détail dans la suite.

## II- EVALUATION DU RAYONNEMENT RECU - CHOIX D'UN DETECTEUR.

Pour évaluer ce rayonnement, nous admettons que l'eau émet comme un corps noir à même température.

Dans ce paragraphe nous considérons successivement les caractéristiques présentées par le rayonnement d'un corps noir à température absolue  $T$ , avant et après traversée du filtre  $\delta = 15\mu$  placé devant le détecteur.

Nous en déduisons pour des variations  $\Delta T$  de la température de ce corps noir les variations correspondantes

- de la luminance énergétique,
- du flux énergétique, pour une ouverture du faisceau et une surface de récepteur donné,
- du signal de sortie du détecteur.

Ceci nous amènera à faire un choix du détecteur et à définir les caractéristiques du système amplificateur qui lui sera associé.

### II-1- Emission du corps noir

D'après la loi de Stéphan-Boltzmann l'émittance du corps noir à la température absolue  $T$  est

$$E = \sigma T^4,$$

où  $\sigma = 5,7 \cdot 10^{-22} \text{ W.cm}^{-2} \cdot \text{degré K}^{-4}$

La figure 2 donne l'émittance du corps noir en fonction de la température.

La luminance énergétique qui suit la loi de Lambert est

$$I = \frac{E}{\pi}$$

La luminance énergétique spectrale du corps noir pour une tempé-

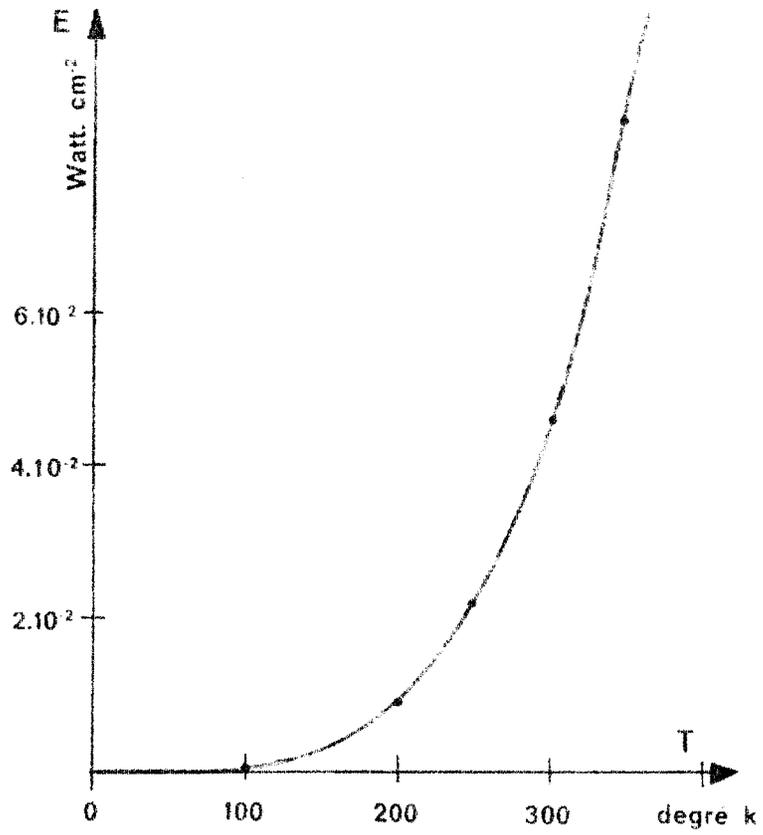


FIGURE 2 : EMITTANCE DU CORPS NOIR EN FONCTION DE  
LA TEMPERATURE ABSOLUE.



rature absolue T et une longueur d'onde  $\lambda$  est donnée par la formule de Planck

$$I_{\lambda} = \frac{2 h c^2}{\lambda^5 \exp\left(\frac{hc}{k\lambda T}\right) - 1}$$

où  $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$  J.degré  $K^{-1}$  est la constante de Boltzmann,

$h = 6,62 \cdot 10^{-34}$  J.s est la constante de Planck,

$c = 2,998 \cdot 10^8$  m.s<sup>-1</sup> est la vitesse de la lumière.

La figure 3 donne la luminance énergétique spectrale du corps noir pour différentes températures en fonction de  $\lambda$ .

Pour un corps non parfaitement noir, il conviendrait de multiplier les termes ci-dessus par le coefficient d'émissivité caractérisant le matériau.

## II-2- Transmission du filtre

Devant le détecteur est placé un filtre dont on donne la courbe de transmission  $\tau_{\lambda}$ , en fonction de  $\lambda$ , dans la figure 4. Le filtre choisi "transparent" de 8 à 14,2 $\mu$  élimine presque totalement la zone d'absorption de la vapeur d'eau pour la bande de vibration  $\nu_2$  (6,3 $\mu$ ) et pour la bande de rotation (20 $\mu$ ).

Nous avons calculé pour diverses valeurs de température d'un corps noir, 280° K, 286° K, 290° K, 296° K, 300° k, la transmission moyenne p(T) du filtre, c'est à dire le rapport de l'énergie transmise par le filtre à l'énergie totale émise par le corps noir.

$$p(T) = \frac{\int_0^{\infty} \tau_{\lambda} \cdot I_{\lambda} \cdot d\lambda}{\int_0^{\infty} I_{\lambda} \cdot d\lambda}$$

Pour effectuer pratiquement ce calcul, on a divisé le spectre en intervalles  $\Delta\lambda$  de 0,25 $\mu$  pour  $\lambda < 11\mu$

0,50 $\mu$  pour  $\lambda > 11\mu$

Dans chaque intervalle, on a pris la valeur moyenne de  $\tau_{\lambda}$ , trans-

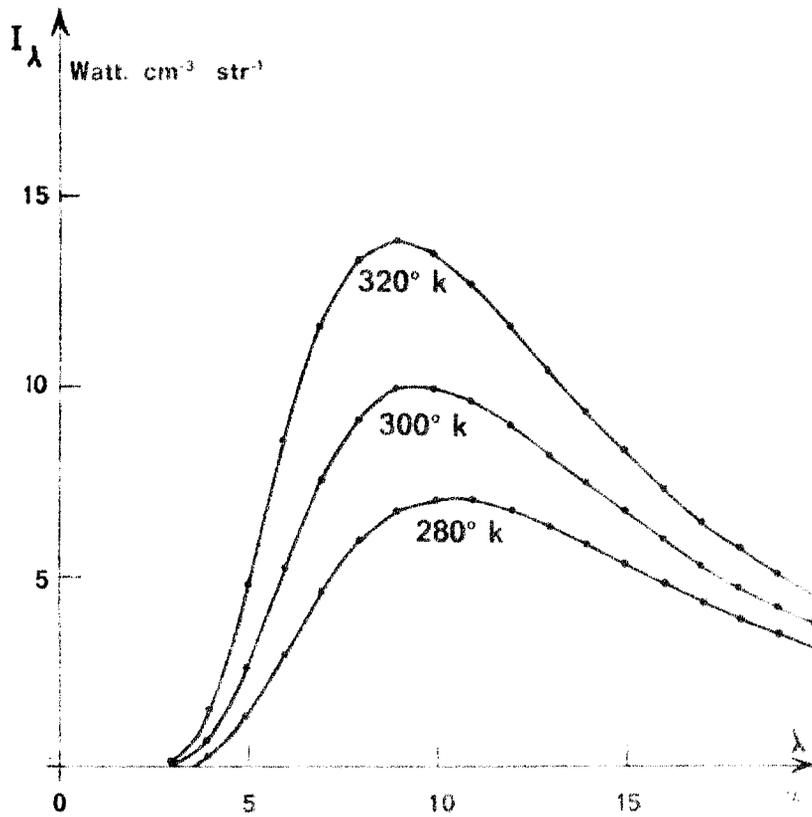


FIGURE 3 : LUMINANCE ENERGETIQUE SPECTRALE DU CORPS NOIR.



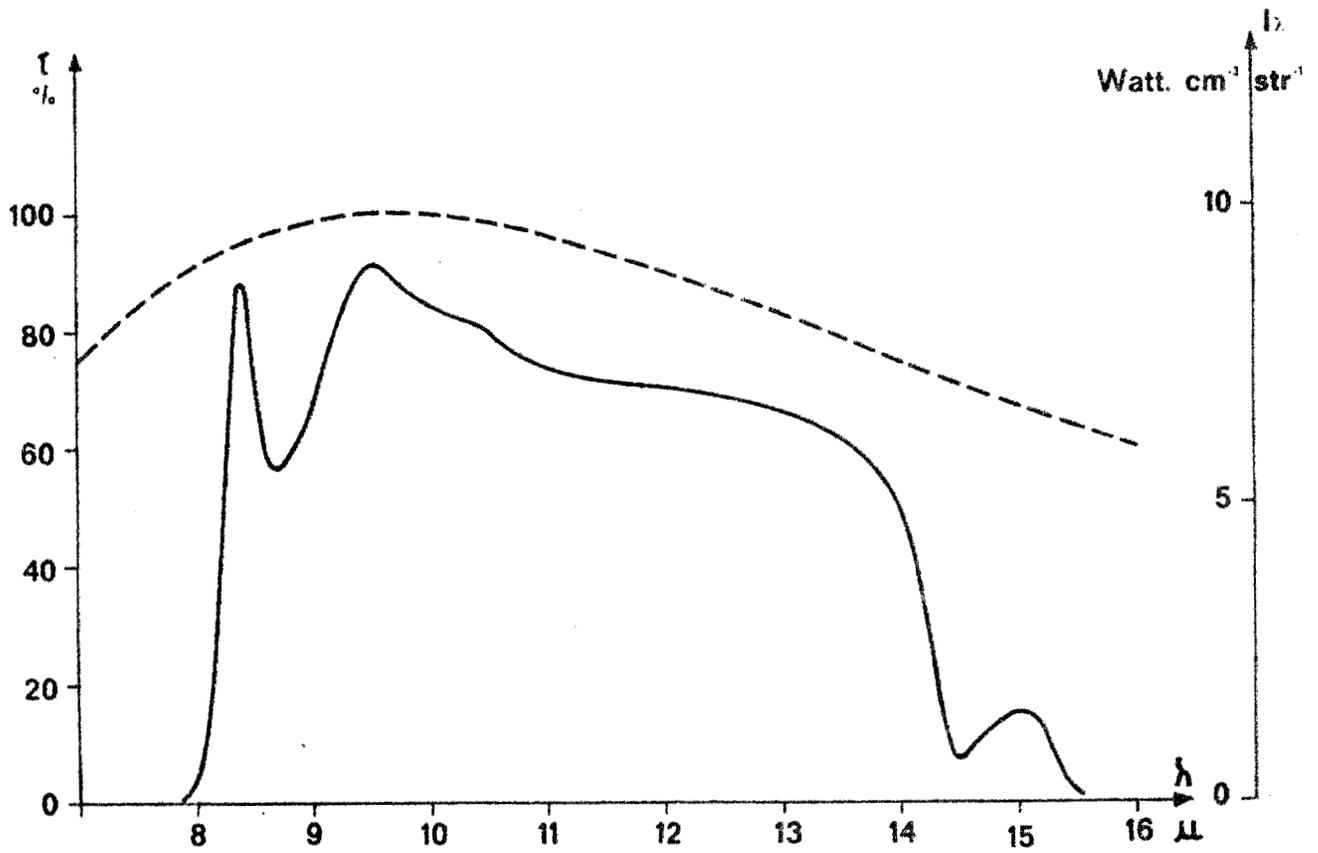


FIGURE 4 : ———— Courbe de transmission du filtre :  $\tau(\lambda)$   
 - - - - - Luminance énergétique spectrale du corps noir à  $300^\circ\text{K}$  :  $I_\lambda$

mission du filtre, que l'on multiplie par le pourcentage d'énergie du corps noir se trouvant dans l'intervalle considéré.

$$\text{D'où } p(T) = 0,2731 \text{ à } 280^\circ \text{ K}$$

$$0,2773 \quad 286^\circ \text{ K}$$

$$0,2797 \quad 290^\circ \text{ K}$$

$$0,2830 \quad 296^\circ \text{ K}$$

$$0,2855 \quad 300^\circ \text{ K.}$$

On remarque sur la figure 5 que  $p(T)$  varie sensiblement de façon linéaire avec  $T$  autour de  $290^\circ \text{ K}$  et l'on prendra :

$$\frac{dp(T)}{dT} = 6 \cdot 10^{-4} \text{ par degré C}$$

$$\frac{1}{p(T)} \cdot \frac{dp(T)}{dT} = 2,1 \cdot 10^{-3} \text{ par degré C pour des températures allant de } 280^\circ \text{ K à } 300^\circ \text{ K.}$$

La luminance énergétique du rayonnement émis par le corps noir à température  $T$ , après traversée du filtre est

$$I = p(T) \cdot \frac{\sigma T^4}{\Pi},$$

et pour une variation de température  $T$  nous obtenons une variation de luminance

$$\begin{aligned} \Delta I &= p(T) \frac{4 \sigma T^3}{\Pi} \cdot \Delta T + \frac{dp(T)}{dT} \cdot \frac{\sigma T^4}{\Pi} \cdot \Delta T \\ &= p(T) \frac{4 \sigma T^3}{\Pi} \cdot \left[ 1 + \frac{1}{p(T)} \cdot \frac{T}{4} \cdot \frac{dp(T)}{dT} \right] \cdot \Delta T \end{aligned}$$

au premier ordre près, proportionnelle à  $\Delta T$ .

### II-3- Comparaison du rayonnement étudié avec celui d'un corps noir référence

Nous mesurons la différence entre les luminances énergétiques des

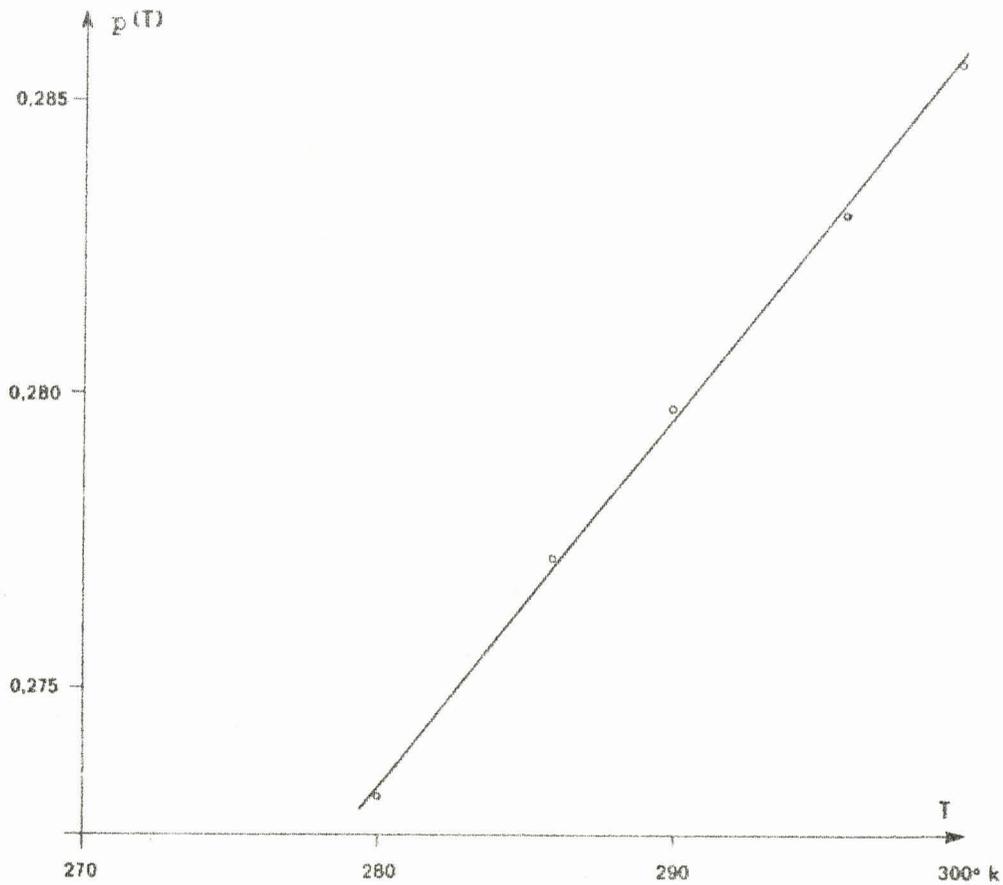


FIGURE 5 : Dépendance de la fonction de transmission  $p(T)$ ,

visà vis de la température de la source-corps noir.

$$p(T) = \frac{\int_0^{\infty} \tau_{\lambda} I_{\lambda} d\lambda}{\int_0^{\infty} I_{\lambda} d\lambda}$$

rayonnements reçus par le détecteur quand il vise soit le corps noir à la température absolue  $T_{CN}$ , soit la mer à la température absolue  $T$ ,

$$I_{CN} - I = p(T_{CN}) \frac{\sigma T_{CN}^4}{\Pi} - p(T) \cdot \frac{\sigma T^4}{\Pi} ,$$

En supposant les émissivités du corps noir, et de la mer égales à 1. Nous verrons comment tenir compte des émissivités de façon exacte, lorsqu'elles présentent de légers écarts avec l'unité.

Nous voulons mettre en évidence les variations de luminance  $\Delta I$  correspondant à une variation de température  $\Delta T$ , de la mer.

La température du corps noir étant constante, il en est de même de  $I_{CN}$  et

$$\Delta(I_{CN} - I) = - \Delta I .$$

Si  $p$  était indépendant de  $T$ , nous aurions simplement

$$\Delta(I_{CN} - I) = - p \frac{4 \sigma T^3}{\Pi} \Delta T ;$$

mais en tenant compte de la variation de  $p$  avec  $T$

$$\Delta(I_{CN} - I) = - p(T) \frac{4 \sigma T^3}{\Pi} \left[ 1 + \frac{1}{p(T)} \cdot \frac{dp(T)}{dT} \cdot \frac{T}{4} \right] \Delta T$$

où  $\frac{1}{p} \cdot \frac{dp}{dT} \cdot \frac{T}{4} \approx 0,15$  pour  $280^\circ \text{ K} < T < 300^\circ \text{ K}$

En première approximation, nous admettrons que la variation de luminance suit une loi en  $T^3$  avec

$$\frac{\Delta(I_{CN} - I)}{\Delta T} = - 1,15 p(T) \cdot \frac{4 \sigma T^3}{\Pi} ;$$

soit      = 57 Watts.cm<sup>-2</sup>.sr<sup>-1</sup>.degré C<sup>-1</sup>    à 280° K  
          = 60,5       "                           "           à 290° K  
          = 64           "                           "           à 300° K

#### II-4- Flux d'énergie reçu par le récepteur.

Le flux d'énergie reçu par le récepteur visant une source de luminance I est

$$\Phi = S.\Delta\omega.t.I \quad ,$$

où        S = surface du récepteur

$\Delta\omega$  = angle solide de visée

          t = transmission de la fenêtre en KRS 5 du récepteur

L'énergie reçue par le récepteur étant proportionnelle à l'angle solide  $\Delta\omega$  du champ de l'appareil, on serait tenté d'augmenter celui-ci. En fait plusieurs considérations obligent à limiter  $\Delta\omega$  à des valeurs assez faibles :

- les aberrations de l'optique (miroir concave) croissent avec l'angle d'ouverture ; il faudrait travailler avec un miroir elliptique, au lieu du miroir sphérique utilisé ;
- le KRS 5 qui constitue la fenêtre du récepteur a un indice de réfraction assez élevé, et son coefficient de transmission t diminue rapidement lorsque l'angle d'incidence augmente (cf. figure 6) ;
- lorsque l'on s'écarte trop de la normale la partie utile du corps noir utilisé a un coefficient d'émissivité qui diminue ;
- les trajets atmosphériques entre radiomètre et surface de la mer deviennent par trop différents, de même que les coefficients de réflexion sur la surface de la mer, lorsque l'on reçoit des rayons d'incidence très variable .

.../...

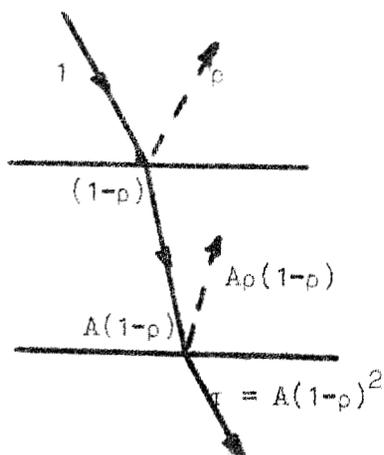
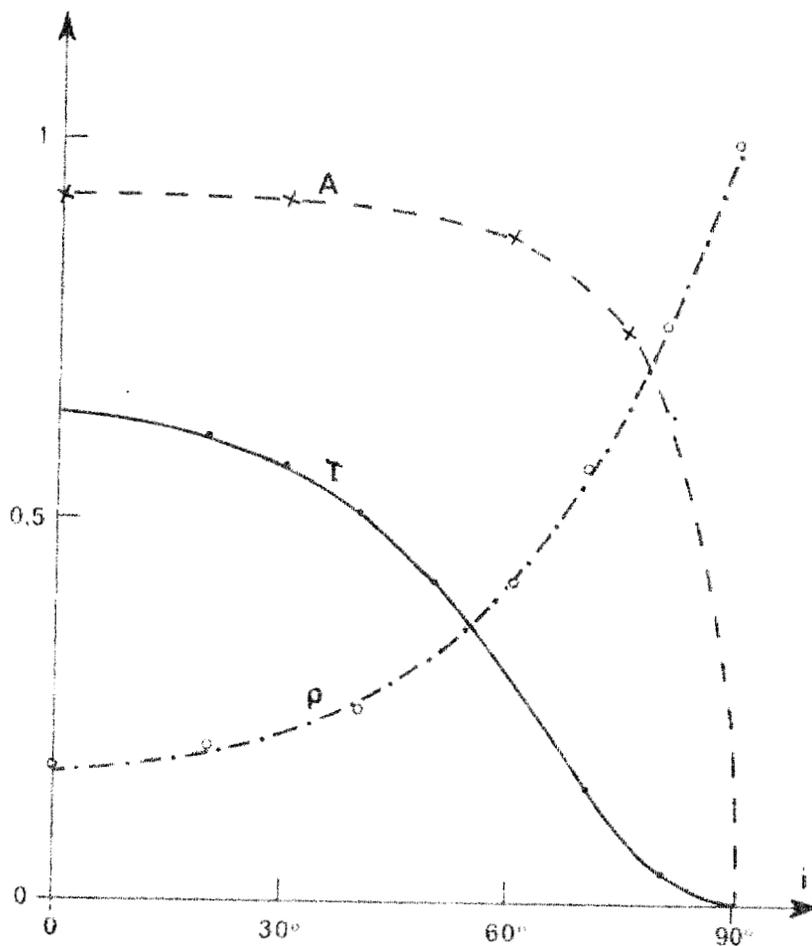


FIGURE 6 : Variation en fonction de l'angle d'incidence  $i$ , des caractéristiques d'une fenêtre en KRS5 de 1 mm d'épaisseur.

- $\rho$  , pouvoir réflecteur d'une couche plan,
- $A$  , absorption,
- $\tau$  , transmission de la couche de 1mm.



C'est pourquoi nous nous sommes limités à l'ouverture  $\Delta\omega = 0,083$  sr., indiquée précédemment.

## II-5- Détecteur

### a) Principe.

Après avoir examiné les différents détecteurs infrarouges possibles dans le domaine de longueurs d'onde de la fenêtre atmosphérique - 8 à 15 microns - nous avons choisi d'utiliser une thermopile de Schwarz (voir Annexe). Ce récepteur thermique robuste et peu microphonique, présente un bon rapport signal sur bruit. Son principe est basé sur l'effet Seebeck : une feuille d'or nœrcie absorbe le rayonnement à mesurer ; cette feuille est supportée par deux jonctions semi-conductrices de types différents qui développent la f.e.m. ; le tout est placé dans le vide afin de réduire les pertes par conduction qui auraient pour effet de diminuer la sensibilité.

### b) Surface sensible.

Les thermopiles ainsi fabriquées sont constituées à partir d'éléments de base associés en série ; leur sensibilité est donc proportionnelle à  $S$ , de même que leur résistance interne. Le bruit propre de la thermopile étant un bruit Johnson donc proportionnel à  $\sqrt{R}$  et à  $\sqrt{S}$ , le rapport signal sur bruit est donc proportionnel à  $\sqrt{S}$ . Théoriquement nous aurions intérêt à travailler avec les surfaces sensibles les plus élevées possibles, mais les problèmes suivants se posent :

- Les thermopiles à **grande surface** ne sont pas fabriquées couramment ; la plupart des thermopiles étant conçues pour être montées derrière la fente d'un spectrographe ; l'augmentation de surface pose également des problèmes de robustesse de l'ensemble.
- Dans notre cas nous sommes limités par le diamètre utile du filtre 0,437 inch soit 11 mm, ainsi que par les dimensions du corps noir qu'il faudrait alors également augmenter.

.../...

c) Caractéristiques

Ces diverses raisons ont porté notre choix sur une thermopile à surface carrée de 2 mm de côté, soit 4 mm<sup>2</sup> de surface sensible. (réf. FT 17-Hilger et Watts), dont les caractéristiques principales sont les suivantes :

- Sensibilité : environ  $8.10^{-6}$  volt par  $10^{-6}$  watt. Cette sensibilité varie légèrement avec la température ambiante  $\theta$  suivant une loi  $s = s_0 (1 + \alpha\theta)$ , où  $\alpha = -6.10^{-3}$  par degré C environ est le coefficient de température.

- Résistance : 50 ohm environ, avec de même, un effet de la température tel que  $R = R_0 (1 + \beta\theta)$  où  $\beta = -4.10^{-3}$  par degré C environ. Nous verrons par la suite quelle erreur peut introduire une variation de la température ambiante  $\theta$  sur la mesure, à l'aide de ces coefficients  $\alpha$  et  $\beta$ .

- La fenêtre placée devant l'élément sensible est en KRS 5, dont le coefficient de transmission est 0,65 à la normale, pour des longueurs d'onde allant de 0,6 à 50 microns (figure 7). Ce matériau a l'avantage de ne pas être hygroscopique, ce qui s'impose en atmosphère marine.

- Temps de réponse : 20 ms. Celui-ci étant donné par le constructeur de la façon suivante : pour un échelon de rayonnement (variation instantanée), c'est le temps mis par la tension de sortie pour atteindre 60 % de sa valeur finale.

La figure 8 donne la vue en coupe de la thermopile.

d) Sensibilité.

La variation du flux reçu par la thermopile pour une variation de température  $\Delta T$  de la source est :

$$\Delta (\Phi_{CN} - \Phi) = -\Delta\Phi = -\epsilon.\Delta\omega.t. \Delta I,$$

soit avec les données précédentes :

$$\frac{\Delta\Phi}{\Delta T} \approx 0,15.10^{-6} \text{ Watt par degré C, pour } T = 290 \text{ }^\circ\text{K ;}$$

il lui correspond donc une variation du signal délivré par la thermopile

$$\left| \frac{\Delta V}{\Delta T} \right| \approx 1,2.10^{-6} \text{ volt par degré C.}$$

.../...

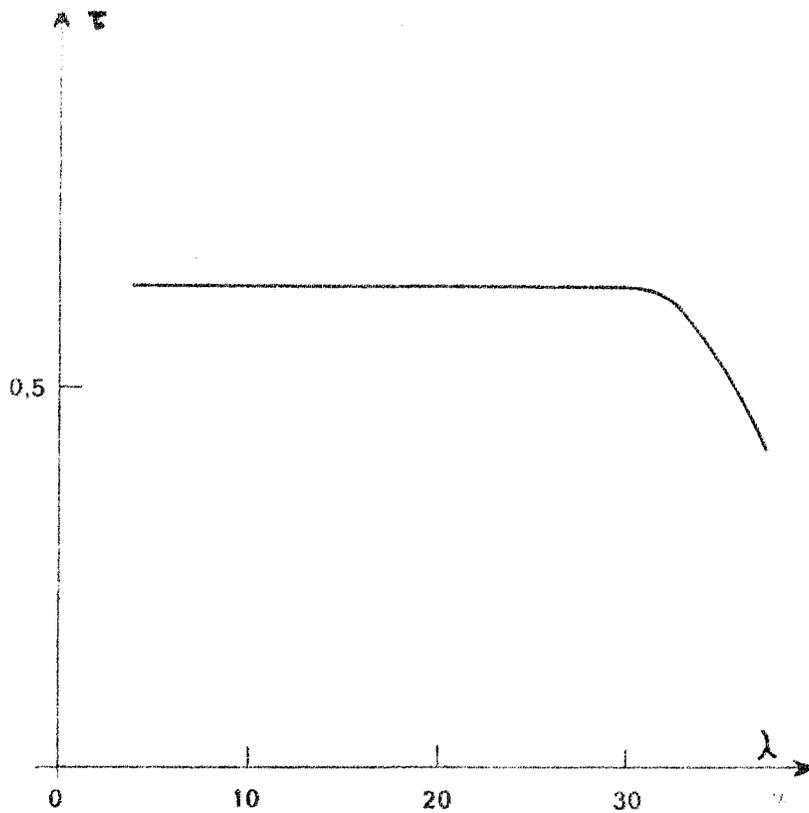


FIGURE 7 : TRANSMISSION DU KRS5 EN FONCTION DE LA  
LONGUEUR D'ONDE.



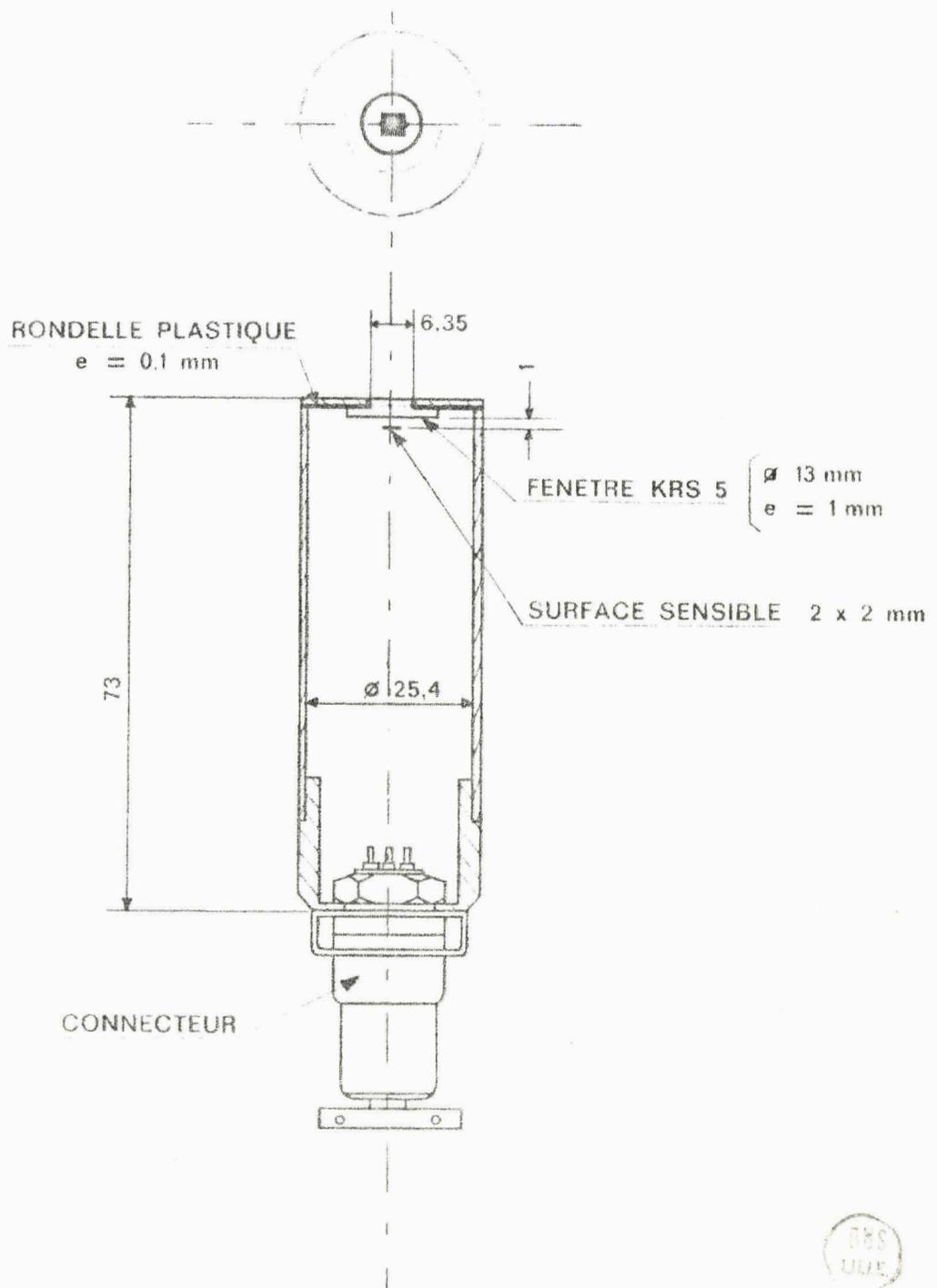


FIGURE 8 : VUE EN COUPE DE LA THERMOPILE.

e) Fréquence de modulation

Forme des signaux.

Jusqu'à présent nous avons dit que nous mesurons les différences entre les flux énergétiques reçus du corps noir, et de la source à étudier (mer), le miroir modulateur permettant de viser alternativement l'un puis l'autre.

Il n'est évidemment pas concevable que ce modulateur soit entraîné à la main et que l'on effectue l'une puis l'autre mesure. Des mesures permanentes nécessitent un entraînement par moteur qui fera passer le miroir modulateur de l'une à l'autre position ; le signal délivré par la thermopile sera donc un signal modulé à une certaine fréquence  $f_0$ . C'est le choix de cette fréquence que nous allons maintenant discuter.

Considérons la thermopile en l'absence de signal modulé, ce qui est obtenu en introduisant un cache noir dans le faisceau entre modulateur et filtre. Le signal modulé perçu par la thermopile est alors nul, et celle-ci délivre une composante continue correspondant au rayonnement reçu des éléments ambiants vus en permanence (boîtier de la thermopile, filtre, diaphragmes,...). Si ceux-ci sont en équilibre thermique avec la thermopile, ce qui suppose que tous les points soient à même température, cette composante continue est nulle. En fait ceci n'est jamais réalisé, et il en résulte la présence d'une composante continue présentant des fluctuations que nous appellerons "dérive". Cette dérive est susceptible d'introduire un bruit supplémentaire correspondant à ces fluctuations. Celles-ci étant situées dans un spectre limité aux très basses fréquences, on peut considérer que au-dessus de 1 hertz le bruit supplémentaire ainsi ramené par le rayonnement ambiant est négligeable.

Ceci va nous imposer de travailler à une fréquence de modulation supérieure à 1 hertz, de façon à pouvoir introduire un système amplificateur éliminant les très basses fréquences tout en

.../...

passant  $f_0$ . Nous obtenons ainsi une limite inférieure de  $f_0$ .

La limite supérieure de  $f_0$  sera obtenue en examinant le temps de réponse de la thermopile : 20 ms, analogue à une constante de temps. Ce temps de réponse a deux effets :

- un affaiblissement du signal délivré par la thermopile, par rapport à celui théoriquement obtenu en multipliant l'amplitude du rayonnement par la sensibilité ;
- un déphasage du signal par rapport au rayonnement.

Dans ces conditions pour un signal modulé nous obtiendrions :

Fréquence	affaiblissement	déphasage
20 Hz	0,38	68°
15 Hz	0,47	62°
10 Hz	0,62	51°

Nous avons donc pris comme limite supérieure 15 Hz pour  $f_0$ . Et pratiquement le choix de la fréquence de modulation 12,5 Hz nous a été imposé par des considérations dues au système amplificateur, que nous verrons plus loin.

A cette fréquence de 12,5 Hz, il n'est pas possible d'effectuer une modulation du rayonnement en arrêtant le modulateur dans les positions où la thermopile vise alors soit le corps noir, soit la source à étudier, à cause de l'inertie du modulateur. Celui-ci tourne donc d'un mouvement uniforme à 375 tours par minute, entraîné par un moteur synchrone à 250 tours/mn. Le modulateur ayant deux pales, on obtient ainsi la fréquence de modulation 12,5 Hz. Dans ce cas, l'intersection avec le cône de visée se fait progressivement, et même en l'absence de toute constante de temps, la thermopile délivrerait des signaux qui ne sont pas carrés.

Comme nous l'avons vu ci-dessus, à cette fréquence le signal présente une atténuation de 50 % environ par rapport au signal théoriquement obtenu. La sensibilité de l'appareil sera donc en réalité :

$$\left| \frac{\Delta V}{\Delta T} \right| \approx 0,6 \cdot 10^{-6} \text{ volt par degré C.}$$

pour une fréquence de modulation de 12,5 Hz.

.../...

Par conséquent, si nous désirons mesurer une variation de température de 0,01 degré C, la variation du signal à détecter sera de l'ordre de  $5.10^{-9}$  volt. Nous nous fixerons donc comme but, que le bruit de fond ramené à l'entrée de l'ensemble thermopile plus amplificateur soit inférieur à  $5.10^{-9}$  volt.

D'autre part, le corps noir est à une température supérieure d'environ 10 degrés à la température à étudier, à cause de la régulation effectuée par chauffage. La différence des flux reçus lorsque la thermopile vise alternativement le corps noir de référence et la mer sera

$$\begin{aligned} W &= \Phi_{CN} - \Phi \\ &= S.\Delta\omega.t (I_{CN} - I), \end{aligned}$$

soit environ  $1,5.10^{-6}$  watt.

Le signal modulé correspondant aura une amplitude de  $5.10^{-6}$  volt, amplitude que l'on désire mesurer à la précision de  $5.10^{-9}$  volt.

Nous avons ainsi mis en évidence les principales caractéristiques présentées par le signal délivré par le détecteur, et les conditions requises du système amplificateur qui le suivra. Nous allons maintenant voir quels moyens ont été mis en oeuvre pour y parvenir.

### III - AMPLIFICATION, DETECTION ET MESURE DU SIGNAL

Les performances attendues de l'ensemble de la chaîne amplification détection sont liées aux conditions suivantes :

- on veut mesurer un signal modulé d'amplitude  $5 \cdot 10^{-6}$  volt, à  $5 \cdot 10^{-9}$  volt près.
- ce signal est délivré par une thermopile d'impédance interne 50 ohms, de temps de réponse 20 ms.

La figure 9 donne le schéma général de la chaîne réalisée dont nous allons discuter en détail les différentes parties.

Les deux problèmes qui se posent sont :

1) Le bruit de fond ramené à la thermopile doit être inférieur à  $5 \cdot 10^{-9}$  volt, soit un bruit en puissance de  $0,5 \cdot 10^{-18}$  watts, afin de pouvoir mesurer le signal avec une précision de  $5 \cdot 10^{-9}$  volt.

2) La précision doit être de  $5 \cdot 10^{-9}$  volt pour une étendue d'échelle allant jusqu'à  $5 \cdot 10^{-6}$  volt, soit un rapport de 60 dB.

#### III - 1 - Problèmes du bruit de fond. Chaîne d'amplification et détection.

Nous pouvons localiser l'origine du bruit de fond à deux sources :

- bruit de fond propre à la thermopile, qui définit la limite ultime de sensibilité de l'appareil
- bruit de fond supplémentaire du à l'amplificateur.

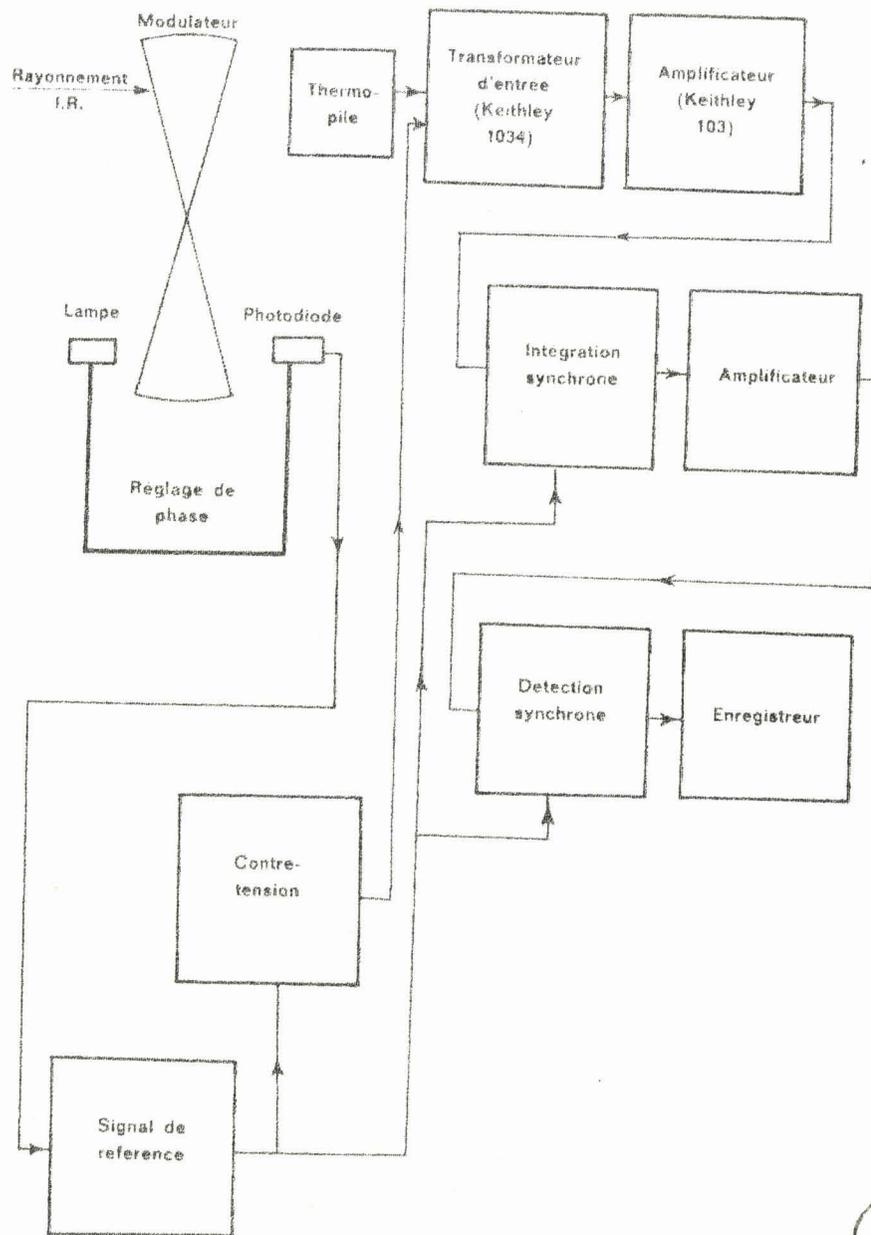
##### a) Bruit de la thermopile

La thermopile ayant une impédance  $R = 50$  ohms, la tension efficace de bruit Johnson qui lui correspond est

$$e = 1,3 \cdot 10^{-10} \cdot \sqrt{B \cdot R},$$

pour une bande passante  $B$  exprimée en Hertz ; soit  $10^{-9}$  volt

.../...



BNS  
LILLE

FIGURE 9 : SCHEMA DE LA CHAINE DE MESURE.

efficace pour une bande passante de 1 hertz. Ceci est peu gênant puisqu'il nous est possible de travailler avec des bandes passantes plus étroites.

Un autre bruit propre au détecteur est celui des jonctions semi-conductrices dont le bruit s'exprime de façon proportionnelle au courant qui les traverse. Ce courant reste très faible, inférieur à 100  $\mu$ A ; faute de connaître les caractéristiques exactes de ces jonctions nous supposerons ce bruit négligeable, ce qui semble assez bien confirmé par la constatation suivante : après amplification, la nature du bruit ne change pas de façon observable lorsque l'on remplace la thermopile par une résistance de 50 ohms.

Les deux causes de bruit mentionnées ci-dessus sont propres au détecteur ; d'autres causes de bruit sont liées au rayonnement incident. Nous avons indiqué p.13 que l'ensemble des éléments du radiomètre vus par la thermopile de façon permanente induisait une "dérive" présentant des fluctuations suivant leur température, le bruit équivalent reste limité aux très basses fréquences inférieures à 1 Hertz.

D'autre part les lois qui caractérisent l'émission d'un corps noir ne sont que des lois statistiques, et il conviendrait peut-être de faire une étude plus détaillée afin de pouvoir affirmer que les fluctuations de ce rayonnement se situent à un niveau inférieur à celui de nos mesures. Une justification peut en être trouvée dans l'évaluation de l'énergie d'un photon  $h\nu$ , comparée à l'énergie totale perçue pendant le temps de mesure. Ce type de calcul est développé par (SMITH · JONES et CHASMAR 1) qui concluent en indiquant que lorsque l'on vise avec un angle solide  $\Delta\omega$  un corps noir à température T, la température ambiante étant  $T_0$ , l'écart quadratique moyen de la puissance totale reçue par le détecteur est

$$\overline{\Delta W^2} = 16.k.\sigma.S.\Delta f \left[ \left(2 - \frac{\Delta\omega}{\pi}\right).T_0^5 + \frac{\Delta\omega}{\pi}.T^5 \right], \text{ où :}$$

.../...

$k = 1,38 \cdot 10^{-23}$  J.degré  $K^{-1}$  est la constante de Boltzmann

$\sigma = 5,7 \cdot 10^{-12}$  W.cm<sup>-2</sup> degré  $K^{-4}$  est la constante de Stéphan

S : surface du détecteur

$\Delta f$  : bande passante

Dans notre cas nous considérerons que  $T_0^5$  et  $T^5$  sont égaux, et que l'ensemble du radiomètre est à température uniforme T, d'où

$$\frac{\Delta W}{W} = 32 k \cdot \sigma \cdot S \cdot \Delta f \cdot T^5 ;$$

Un calcul plus précis devrait faire intervenir la fonction de transmission du filtre ; puisque nous ne mesurons que le rayonnement émis dans un intervalle de longueurs d'ondes donné.

Le résultat précédent signifie que l'on ne peut observer de flux d'énergie inférieur à  $(\frac{\Delta W}{W})^{1/2}$  ou encore distinguer des variations de flux qui soient inférieures à cette valeur.

Le calcul donne dans notre cas :

$$\left(\frac{\Delta W}{W}\right)^{1/2} = 1,5 \cdot 10^{-11} \text{ watts pour une bande passante}$$

de 1 Hz soit un flux cent fois plus faible que la variation du flux d'énergie  $\Delta \Phi$  à mesurer.

Nous concluerons donc en déclarant négligeable cette cause de bruit.

Le bruit de fond de la thermopile est donc principalement

du à l'agitation thermique dans la résistance, de l'ordre

de  $10^{-9}$  volt efficace pour une bande passante de 1 Hz. Il

ne nous limitera donc pas dans la recherche d'une précision

équivalente à 0,01 degré C sur la mesure de la source.

#### b) Choix de l'étage d'entrée

Dans ces conditions, la cause principale du bruit de fond

.../...

provient de l'amplificateur, et il convient d'apporter le plus grand soin au choix de l'étage d'entrée. En 1966, il nous a semblé préférable de porter notre choix sur un étage d'entrée à tube précédé d'un transformateur adaptateur. La figure 10 donne des facteurs de bruit excédentaire type pour des transistors et tubes bas bruit, en fonction de la résistance de source, aux basses fréquences. Pour des impédances de source inférieures à 1 kilo-ohm, l'étage d'entrée à transistor semble meilleur. Mais il est possible d'obtenir un facteur de bruit excédentaire plus faible, en adaptant cette impédance de façon à la rendre supérieure à 10 kilo-ohms ; on se trouve alors dans une bonne zone pour travailler avec des tubes, et un facteur de bruit excédentaire assez bas.

L'adaptation se fait au moyen d'un transformateur (Keithley Réf. 1304) pouvant travailler à assez basse fréquence, blindé électriquement et surtout magnétiquement au moyen de plusieurs feuilles de mu-métal, afin d'éviter qu'il ne ramène lui-même un bruit parasite important. Les caractéristiques de ce transformateur sont les suivantes :

- Bande passante à 3 dB : 5 Hz à 15 kHz
- Rapport de transformation  $\frac{n_2}{n_1} = 55$ , ce qui permet d'adapter

l'impédance de la thermopile à 150 kilo-ohms environ.

L'utilisation d'un tel transformateur impose donc de travailler à une fréquence de modulation légèrement supérieure à

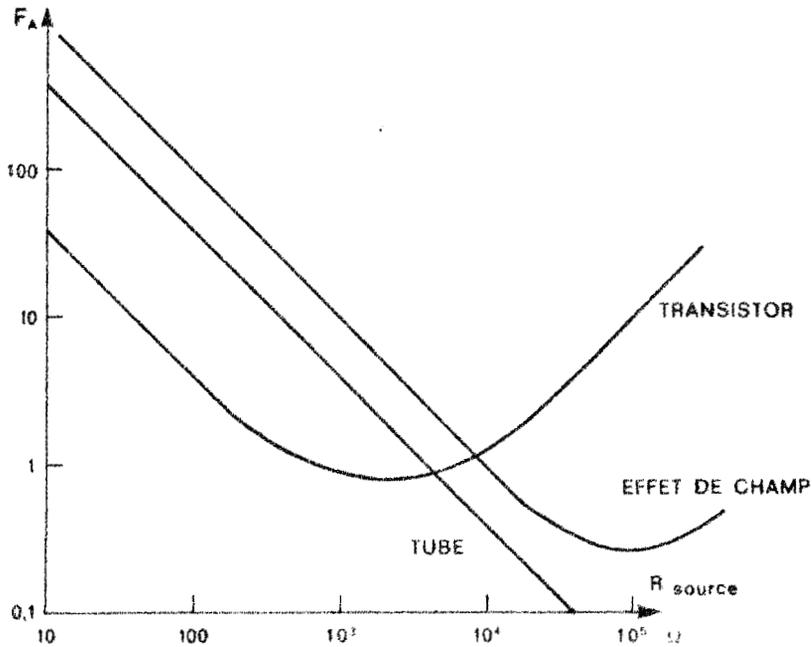


FIGURE 10 : Facteur de bruit excédentaire type de divers étages d'entrée en fonction de la résistance interne de la source.

(d'après PIERRE [6])

$$F_A = F_B - 1 ; \quad F_B = \frac{S_e/B_e}{S_s/B_s}$$

$S_e/B_e$ , rapport signal sur bruit à l'entrée de l'amplificateur,

$S_s/B_s$ , rapport signal sur bruit à la sortie.

10 Hz non pas tant à cause d'un affaiblissement, que d'un déphasage du signal introduit par le transformateur aux très basses fréquences. Or la détection synchrone utilisée dans la chaîne demande une bonne stabilité de cette phase. Egalement le "flicker noise" des tubes de l'étage d'entrée s'accroît très rapidement en dessous de 10 Hz (bruit inversement proportionnel à la fréquence). La fréquence choisie pour la modulation a ainsi été fixée à 12,5 Hz, sous - harmonique 4 du secteur ; il est facile à cette fréquence d'entraîner le miroir modulateur au moyen d'un moteur synchrone.

Le transformateur est suivi d'un amplificateur (Keithley réf. 103) dont le premier étage est un cascode symétrique (tubes 7308), impédance d'entrée 100 kilo-ohms, gain 2.000. L'ensemble transformateur et amplificateur, entrée fermée sur 50 ohms, a une tension de bruit ramenée à l'entrée de  $0,1 \cdot 10^{-6}$  volt pour la bande passante de l'amplificateur utilisée, 7 à 100 Hz. Ceci constitue encore une valeur beaucoup trop élevée.

De plus, l'impédance d'entrée (100 kilo-ohms) du premier étage ramenée au primaire du transformateur est 33 ohms : le signal délivré par la thermopile d'impédance 50 ohms sera donc atténué dans un rapport  $\frac{33}{50 + 33} = 0,4$ , et la sensibilité effective de la

thermopile sera :

$$\left| \frac{\Delta V}{\Delta T} \right| = 0,2510^{-6} \text{ volt par degré C}$$

au lieu de  $0,6 \cdot 10^{-6}$  volt par degré C.

.../...

Le bruit de fond ramené à l'entrée du transformateur devra donc en fait être inférieur à  $2 \cdot 10^{-9}$  volt, si nous voulons garder une précision de 0,01 degré C.

Il est possible dans une certaine mesure de réduire le bruit de l'étage d'entrée, en limitant sa bande passante. Le bruit étant proportionnel à  $B^{1/2}$ , où B est la bande passante, nous devrions obtenir une tension de bruit de  $10^{-9}$  volt pour une bande passante de 0,01 Hz autour de 12,5 Hz. Malheureusement, le "flicker noise" devient alors beaucoup plus important qu'autour de 100 Hz, et la tension de bruit sera en fait certainement un peu plus élevée. Nous pouvons donc espérer obtenir la performance désirée,  $2 \cdot 10^{-9}$  volt, pour une bande passante de l'ordre de 0,01 Hz. Ceci correspond à une constante de temps assez longue, plusieurs dizaines de secondes, ce qui n'est pas trop gênant pour des phénomènes évoluant lentement, ce qui est le cas de la température de la mer.

c) Intégration et détection synchrone.

Il était impensable d'utiliser un amplificateur sélectif permettant de réduire la bande passante à 0,01 Hz, ou même 0,1 Hz, à cause des fluctuations éventuelles de la fréquence de modulation. La solution retenue est d'utiliser un amplificateur peu sélectif, suivi d'une détection synchrone. C'est la constante de temps de cette détection synchrone qui permet de limiter la bande passante

.../...

à quelques 0,01 Hz. Un intégrateur synchrone intercalé entre amplificateurs, ayant lui-même une bande passante de 1 Hz, supprime dès l'entrée une partie du bruit de fond.

Le principe de l'intégrateur synchrone est schématisé à la figure 11. Deux transistors  $T_1$  et  $T_2$  jouent le rôle d'interrupteurs ;  $T_1$  et  $T_2$  sont fermés alternativement pendant une demi-période du signal. Quand  $T_1$  est fermé,  $C_1$  se charge à la valeur moyenne  $+V$  du signal pendant la demi-période correspondant à l'alternance positive ; pendant la demi-période suivante,  $T_1$  est ouvert et  $C_1$  garde sa charge ;  $T_2$  est fermé et  $C_2$  se charge à  $-V$ . La tension de sortie est donc une tension carrée, en phase avec le signal d'entrée, d'amplitude  $2V$  proportionnelle à l'amplitude du signal d'entrée. L'évolution des charges se fait avec des constantes de temps  $RC_1$  et  $RC_2$  égales dans la pratique et qui déterminent la bande passante autour de la fréquence du signal.

Un tel système doit être commandé par un signal de référence appliqué aux deux transistors, et parfaitement en phase avec le signal étudié. Les transistors doivent avoir une tension de déchet collecteur-émetteur qui soit faible et sensiblement la même pour les deux transistors. La résistance émetteur-collecteur du transistor bloqué doit être aussi élevée que possible, et celle du transistor saturé très faible. Ceci afin de se rapprocher le plus possible du comportement de l'interrupteur idéal. Actuellement, les deux transistors utilisés (OC 141), produisent une tension

.../...

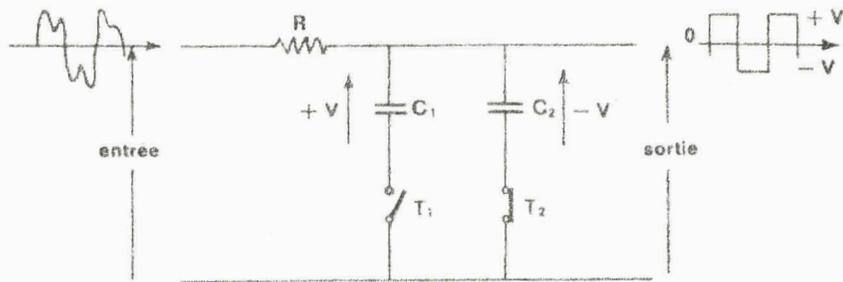


FIGURE 11 : SCHEMA DE PRINCIPE DE L'INTEGRATEUR SYNCHRONE.

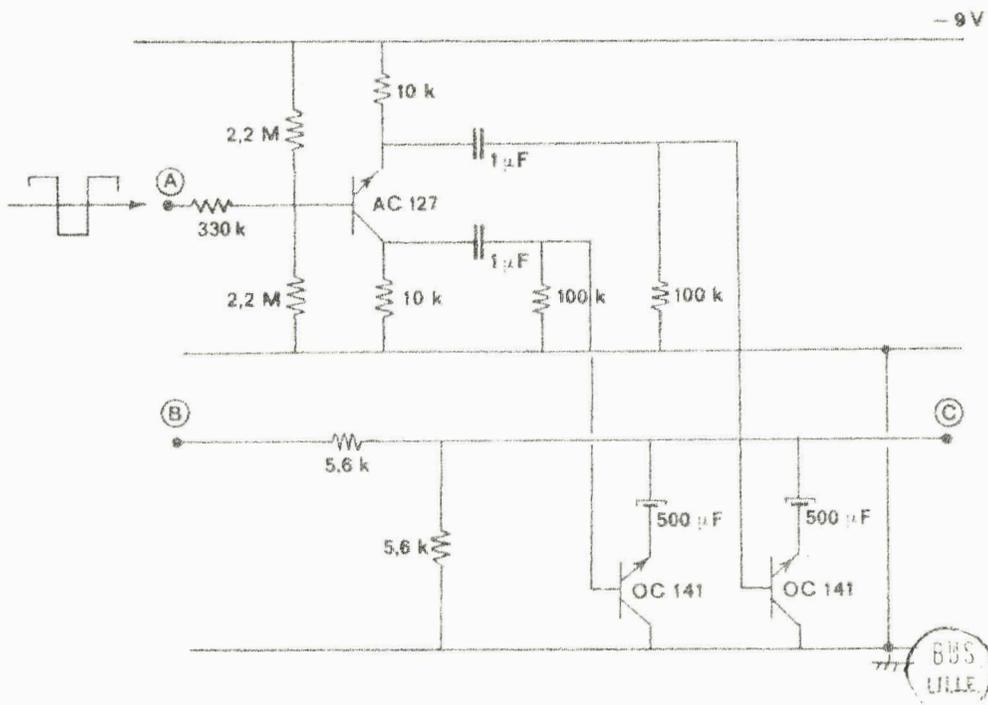


FIGURE 12 : INTEGRATEUR SYNCHRONE. REALISATION.

- (A) - entrée du signal de référence,
- (B) - entrée du signal (amplificateur Keithley
- (C) - sortie du signal, vers amplification.

résiduelle liée à la différence de leurs tensions de déchet émetteur-collecteur. Ceci provoque à la sortie un décalage du zéro équivalent à un signal de  $4.10^{-9}$  volt à l'entrée de la chaîne ; ce décalage de zéro est pratiquement insensible aux effets de la température ambiante. La figure 12 donne le schéma de réalisation pratique de l'intégrateur synchrone.

L'intégration synchrone est suivie d'un amplificateur à bande assez large, 2 Hz à 1 kHz, de façon à passer la tension carrée délivrée par l'intégrateur synchrone. Puis le signal est détecté de façon synchrone.

La figure 13 donne le schéma de principe de la détection synchrone. Notons qu'il existe divers schémas possibles permettant d'effectuer cette détection, celui adopté semblant le mieux adapté à notre problème. Les deux transistors  $T_1$  et  $T_2$ , ici considérés comme des interrupteurs se ferment alternativement pendant une demi-période,  $C_1$  se chargeant par exemple à la valeur moyenne  $+V$  du signal pour les alternances positives,  $C_2$  à  $-V$  pour les alternances négatives. Le signal de sortie est pris aux points C et D de façon à ce qu'il se présente de façon continue. Dans le cas de l'intégration synchrone nous mettions le signal sous forme de signaux carrés. Ici nous effectuons en plus un redressement pour obtenir une tension continue en sortie. La figure 14 donne le schéma de réalisation.

C'est également la valeur de la constante de temps RC

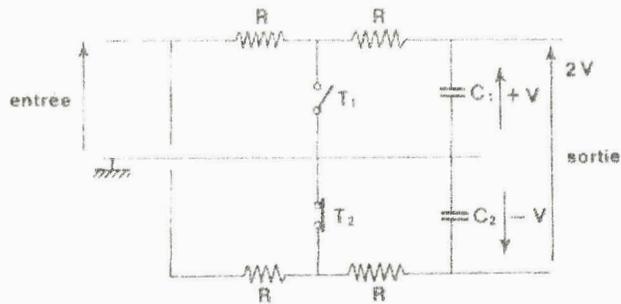


FIGURE 13 : DETECTION SYNCHRONE. SCHEMA DE PRINCIPE.

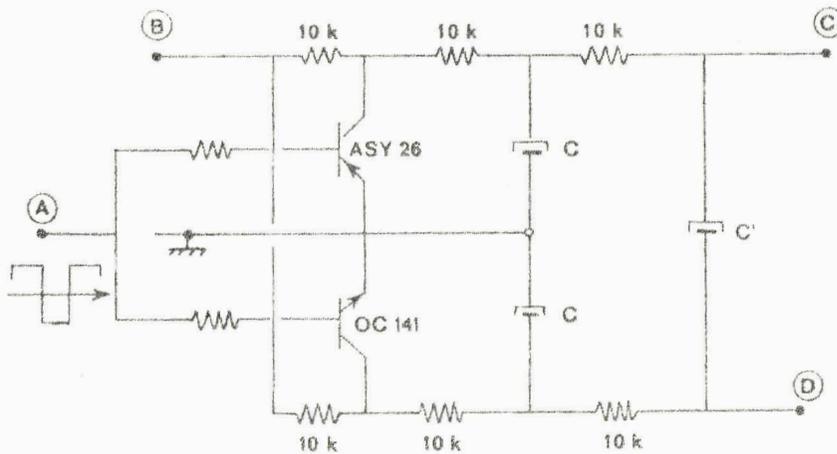


FIGURE 14 : DETECTION SYNCHRONE. REALISATION.

- (A) - entrée du signal de référence,
- (B) - entrée du signal à détecter,
- (C) et (D) - sortie flottante vers enregistreur.

C et C' font varier la constante de temps de la détection



qui détermine la bande passante de la détection. Le réseau de détection utilisé est d'ailleurs du second ordre de façon à obtenir une chute de 40 dB par décade, et optimisé pour le temps de réponse le plus rapide.

Les principaux avantages d'une telle détection, sont les suivants :

- linéarité même à bas niveau (ce qui n'est pas le cas pour une détection classique avec redressement) ; le signe de l'information est conservé (corps noir plus ou moins chaud que la source par exemple), or nous verrons que nous nous ramènerons toujours au voisinage d'un signal nul.
- Sensibilité non seulement à l'amplitude, mais également à la phase du signal ; un signal, de même fréquence que le signal de référence commandant la détection synchrone, mais qui n'est pas en phase avec lui est atténué ou même éliminé ; d'où suppression d'une partie du bruit de fond dont en principe la phase est erratique. Ceci permet de gagner un facteur non négligeable vis à vis de la détection classique (facteur  $\approx 1,5$ ).
- Elimination parfaite des harmoniques paires du signal ; ceci vient justifier le choix d'une fréquence de modulation de 12,5 Hz. La majeure partie des signaux parasites à 50 Hz rayonnés par l'installation sera supprimée.

Intégration et détection synchrones sont commandées par un signal de référence en phase avec le signal d'entrée. Pour obtenir ce signal, un faisceau lumineux annexe est envoyé sur une photodiode, et coupé mécaniquement par un deuxième modulateur calé sur le même

.../...

arbre que le modulateur optique du radiomètre. Les signaux ainsi obtenus sont mis en forme par un trigger de Schmitt. On décale les deux modulateurs l'un par rapport à l'autre de façon à obtenir un signal de référence en phase avec celui délivré par la thermopile.

#### d) Performances de la chaîne

L'ensemble de la chaîne ainsi constitué - cf figure 10 - a les performances suivantes :

- bruit de fond ramené à l'entrée du transformateur environ  $2,10^{-9}$  volt, soit ramené à la thermopile  $5,10^{-9}$  volt, pour un temps de réponse inférieur à la minute, soit une bande passante

$B = 0,02$  Hz environ.

- impédance de sortie : 100 kilo-ohms.

- niveau de sortie. Un signal d'entrée sinusoïdal à 12,5 Hz de  $0,002.10^{-6}$  volt d'amplitude, donne à la sortie une tension continue de 0,1 millivolt., ce qui permet d'utiliser la plupart des enregistreurs ( ECI). Ce gain est d'ailleurs réglable pour au besoin sortir à niveau plus élevé.

L'enregistrement joint (figure 15) permet d'avoir une idée du bruit obtenu à la sortie.

### III - 2 - Mesure du signal par compensation

#### a) Principe

La chaîne ainsi constituée est linéaire pour des signaux inférieurs à  $10^{-6}$  volt. Il faut donc réduire l'amplitude du signal

.../...

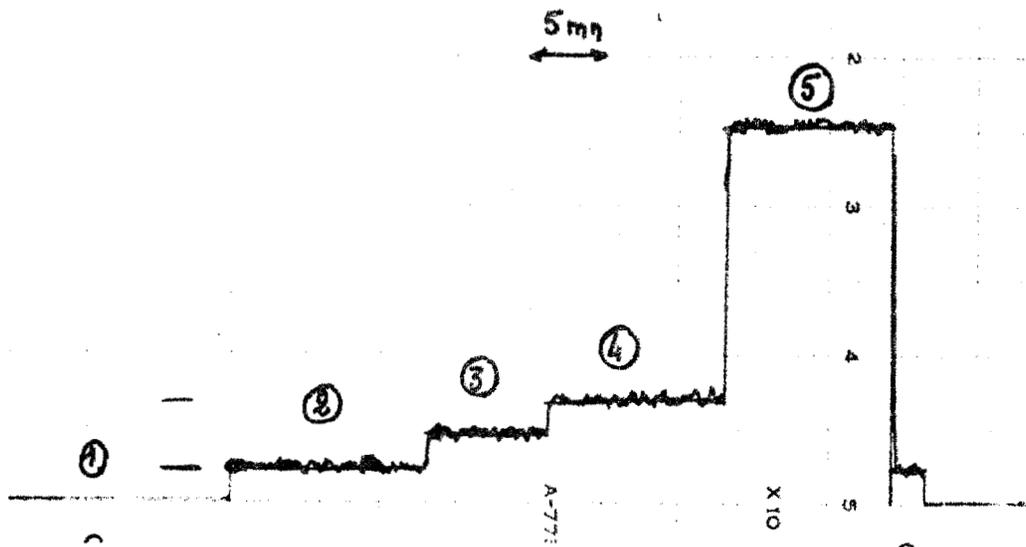


FIGURE 15 : Sur l'enregistrement, on a successivement :

- 1 - Le zéro de l'enregistreur.
- 2 - Le zéro de la chaîne en l'absence de tout signal à l'entrée ; le décalage est dû aux tensions d'offset des transistors de l'intégrateur synchrone.
- 3 - Un signal de  $10^{-8}$  volt.
- 4 - Un signal de  $2 \cdot 10^{-8}$  volt.
- 5 - Un signal de  $5 \cdot 10^{-8}$  volt.

Le bruit est alors de  $\pm 0,5$  division, soit  $\pm 2 \cdot 10^{-9}$  volt environ ( temps de réponse : 16 secondes ).

d'entrée qui est de l'ordre de  $5 \cdot 10^{-6}$  volt au moyen d'une contre-tension, tout en gardant une précision de un pour mille, nécessaire afin de mesurer des variations de signal de  $5 \cdot 10^{-9}$  volt. La contre-tension devra donc elle-même avoir une précision supérieure à un pour mille.

D'autre part, il est évident que si l'on désire obtenir à la sortie de la chaîne de détection une précision de un pour mille sur le signal, tous les éléments qui la composent doivent avoir une stabilité supérieure à un pour mille, afin d'obtenir un gain très constant. Il est donc beaucoup plus commode d'injecter cette contre-tension dès l'entrée du premier étage, directement en série avec la thermopile, si nous ne voulons pas être gênés par la stabilité de la chaîne. Si nous effectuons la différence des deux signaux dès ce stade, nous obtenons ainsi un signal d'entrée dont l'amplitude sera limitée à  $2 \cdot 10^{-7}$  volt par exemple ; la précision ou stabilité désirée pour la chaîne qui suit ne devra plus être dans ce cas que de un pour cinquante, ce qui est facilement réalisable. Dans ce cas, la précision de un pour mille est reportée sur l'élaboration de la contre tension.

La figure 16 donne le schéma de principe de ce générateur. Nous partons d'une tension de 81 volt stabilisée au moyen d'un néon (ZZ 1000) . Un atténuateur ( $R_1$  , R) permet d'obtenir aux bornes de R une tension continue  $v_R$ , variable de 0 à 1 volt, et de la repérer avec une précision suffisante. Cette tension est ensuite

.../...

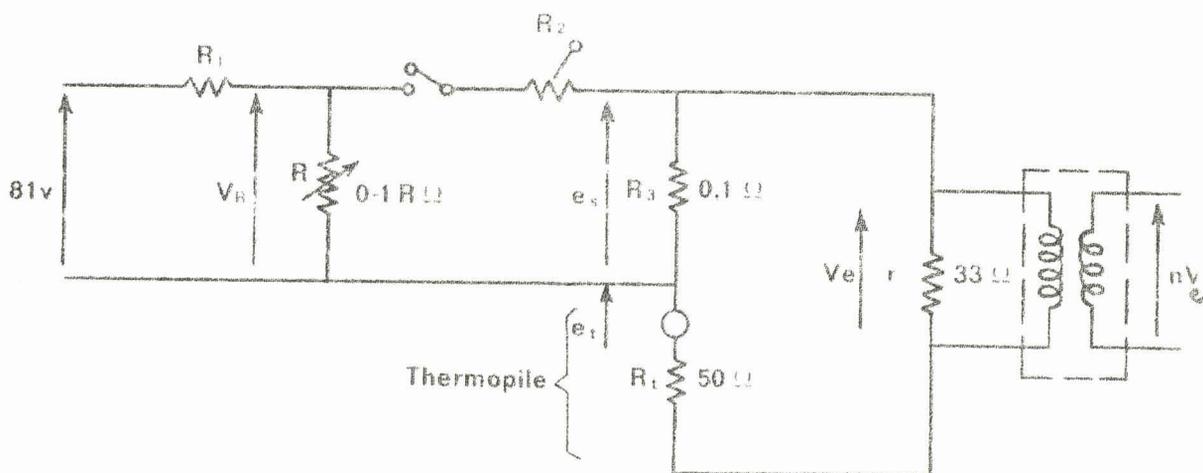


FIGURE 16 : CONTRE-TENSION.

PRINCIPE.



découpée de façon synchrone en phase avec le signal d'entrée, par un relais commandé par le signal de référence. La contre-tension  $e_s$  est obtenue aux bornes de  $R_3$  (0,1 ohm) dans laquelle est injecté un courant d'amplitude  $v_R/R_2$ . Diverses gammes de  $e_s$  peuvent être obtenues en faisant varier  $R_2$  :  $2 \cdot 10^{-5}$ ,  $10^{-5}$ ... volt. La stabilité du néon est  $10^{-4}$ , les résistances sont au manganèse (coefficient de température inférieur à  $2 \cdot 10^{-5}$ ), le potentiomètre 10 tours R à un coefficient de  $1,3 \cdot 10^{-4}$ .

Etant donné la technique d'étalonnage utilisée, que nous verrons plus loin, nous n'avons pas besoin de connaître avec beaucoup de précision les divers éléments des atténuateurs; par contre c'est leur stabilité dans le temps qui importe.

b) Essais du générateur contre-tension.

On étudie l'influence de  $R_2$  sur l'atténuateur ( $R_1, R$ ) donc sur  $v_R$ .  
Pour  $R_1 = 1$  kilohm; on obtient

$R_2 = \infty$	soit $e_s = 0$	$v_R = 1,0090$ volt
200 kilohms	$0,5 \cdot 10^{-6}$ volt	1,0041
100	$1 \cdot 10^{-6}$	0,9992
50	$2 \cdot 10^{-6}$	0,9895
20	$5 \cdot 10^{-6}$	0,9616
10	$10 \cdot 10^{-6}$	0,9190
5	$20 \cdot 10^{-6}$	0,8436

La figure 17 montre la variation de  $v_R$  en fonction de R pour les diverses gammes de mesure.

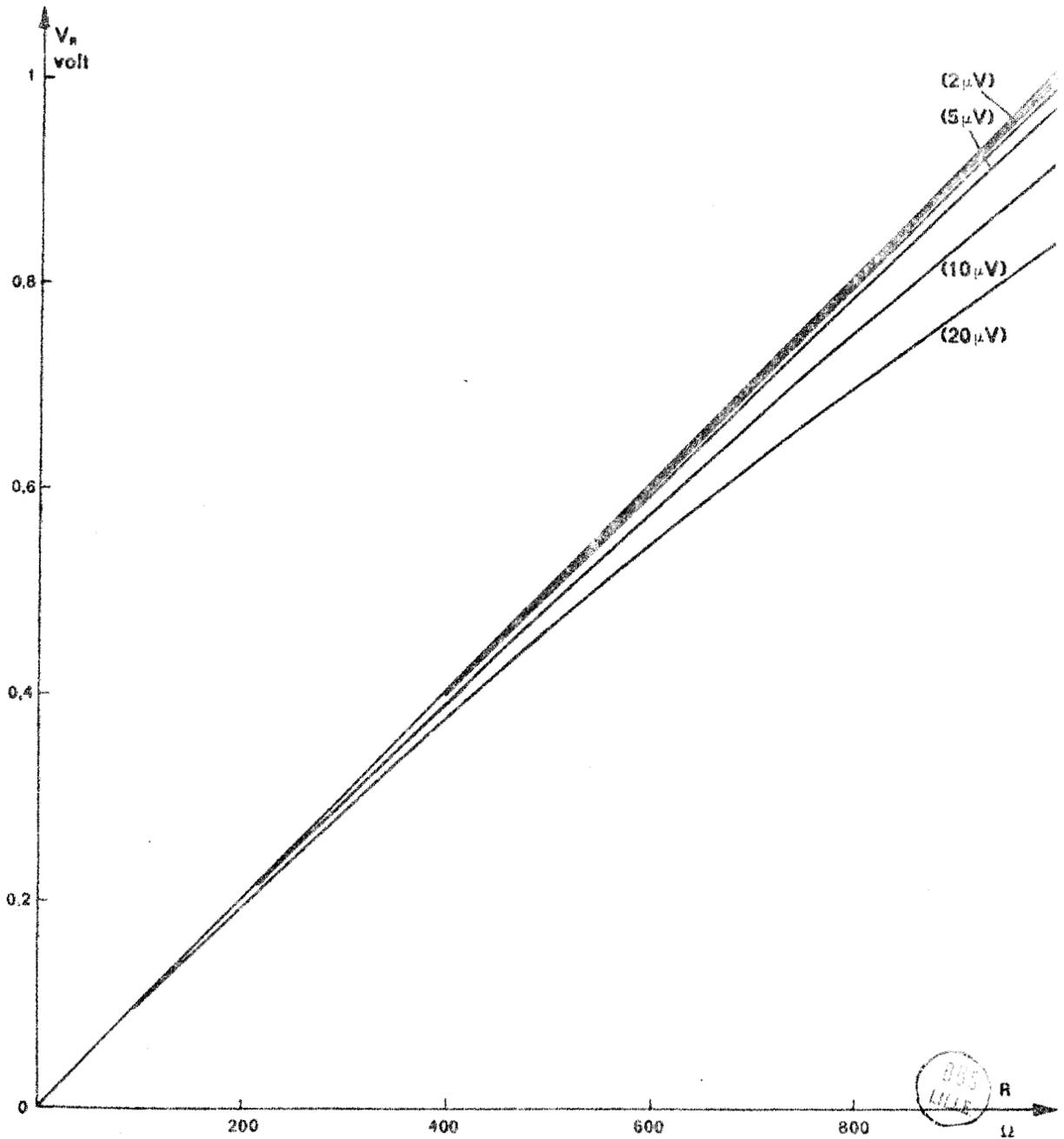


FIGURE 17 : Linéarité de la contre-tension.

Chaque courbe correspond à une gamme de mesure,  
 repérée par  $e_s$  indiqué entre parenthèses pour  $R = 1 \text{ k}\Omega$ .

On peut vérifier que

$$v_R = \frac{\frac{RR_2}{R + R_2}}{R_1 + \frac{RR_2}{R + R_2}} \cdot v = \frac{R \cdot v}{R_1 \left(1 + \frac{R}{R_2}\right) + R}$$

avec  $v \simeq 81$  volt.

La tension  $e_s$  n'est donc pas parfaitement proportionnelle à  $R$ , et au nombre de divisions du potentiomètre 10 tours ; ceci s'accroissant pour les gammes plus élevées de  $e_s$  ( $R_2$  faible). Cet effet pourrait être gênant, mais nous verrons qu'au contraire il linéarise la courbe d'étalonnage du radiomètre ( $T$  en fonction du nombre de divisions de  $R$ ) pour la sensibilité utilisée la plus couramment.

Soulignons que cette contre-tension pourrait être actuellement améliorée, notamment :

- en remplaçant le néon par une référence de tension Zener.
- en découpant cette tension par transistor-shopper, au lieu d'un relais qui présente l'inconvénient d'avoir une durée de vie limitée.

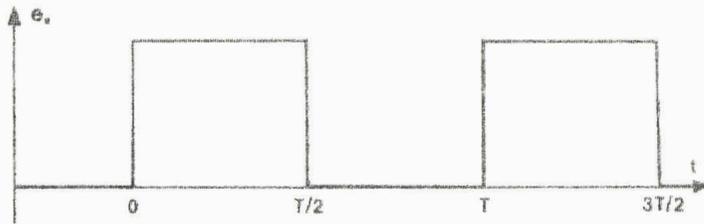
### c) Forme des signaux

Evidemment l'ensemble des amplificateurs, particulièrement le transformateur et le premier étage (bande passante 7 à 100 Hz) passent malaisément les signaux carrés du générateur et les déforment.

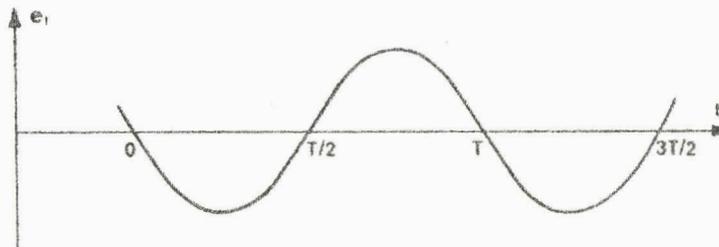
La figure 18 donne les allures

a) de la contre tension,

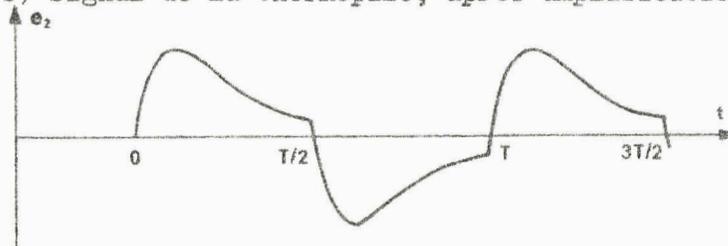
.../...



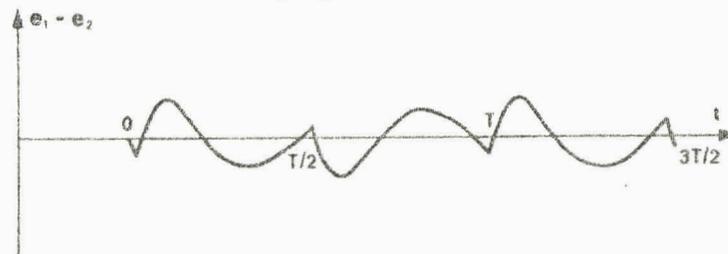
a) Contre-tension.



b) Signal de la thermopile, après amplification.



c) Contre-tension, après amplification.



d) Différence des deux signaux.

BUS  
LILLE

FIGURE 18 : FORME DES SIGNAUX.

b) du signal délivré par la thermopile après amplification, à la sortie du Keithley,

c) de la contre tension après amplification, à la sortie du Keithley.

Nous effectuons la différence de deux tensions ayant des formes différentes. A la sortie, après détection synchrone, nous obtiendrons un signal nul lorsque la valeur moyenne de cette différence sur la demi-période sera nulle. Mais lorsque cette condition est réalisée, par suite de la forme différente des deux signaux, nous obtenons un signal distordu présentant des maxima encore assez élevés (fig. 18 d). Ceci pourrait être gênant, car il y a là un risque de saturer les derniers étages des amplificateurs, bien que travaillant avec un signal dont la composante à 12,5 Hz est nulle. L'intégrateur synchrone réalise justement une première intégration, au niveau du millivolt, des valeurs sur les demi-périodes, et élimine ainsi la présence de ces maxima-inutiles. Cela permet ensuite d'amplifier jusqu'au niveau du volt pour obtenir un signal aisément observable.

#### d) Méthode de mesure

La technique utilisée consiste donc à compenser à un instant donné le signal de la thermopile, en ramenant à zéro le signal de sortie au moyen du potentiomètre du générateur contre-tension. Ensuite on enregistre le signal variable avec la température de la source, la pleine échelle de l'enregistreur correspondant approximativement à une variation du signal de  $\pm 5.10^{-7}$  volt,

.../...

c'est à dire une variation de température de  $\pm 1$  degré C. Une remise à zéro doit être faite lorsque la variation de température à partir de l'instant initial devient trop grande. Dans les premières mesures qui seront décrites plus loin, une remise à zéro était effectuée à chaque relevé de température, soit tous les quarts d'heure.

Pour rendre pratique un enregistrement permanent, sans surveillance, il serait utile d'apporter les modifications suivantes :

- ajuster la sensibilité, donc le gain de la chaîne pour que la pleine échelle de l'enregistreur corresponde exactement à deux degrés C, par exemple ;
- adapter un décalage automatique de la contre-tension en bout d'échelle.

Ces réglages seraient effectués une fois pour toutes, et ne devraient être repris que lorsqu'on modifie la sensibilité en remplaçant l'un des éléments du radiomètre, tels que thermopile, filtre ou diaphragme.

#### e) Influence de la température

Le potentiomètre R est réglé à sa valeur maximum, 1 kilo-ohm, et l'on ouvre le circuit,  $R_2$  étant ainsi infini, afin de mesurer le coefficient de température de l'ensemble, tension étalon-premier atténuateur; on relève la tension continue  $v_R$  aux bornes de R au voltmètre numérique.

.../...

$v_R = 1,0074$ volt	à	$12^\circ \text{ C}$
1,0088	à	$18^\circ \text{ C}$
1,014	à	environ $40^\circ \text{ C}$

soit un coefficient de température de  $+ 2.10^{-4}$  par degré C.

La détermination du coefficient de température de l'ensemble, est plus difficile puisqu'il nous faut pouvoir mesurer  $e_s$  qui est de quelques microvolts, avec une bonne précision. Mais  $R_2$  et  $R_3$  étant de même nature, avec un coefficient de température très faible ( $10^{-5}$ ), nous admettrons que le coefficient de température qui caractérise ( $R_2, R_3$ ) est nul, et que l'ensemble a un coefficient de température de  $+ 2.10^{-4}$  par degré C.

Il est intéressant d'obtenir le coefficient de température de l'ensemble du circuit d'entrée, faisant intervenir à la fois la contre-tension et la thermopile. Rappelons que la sensibilité de la thermopile de Schwartz diminue lorsque sa température augmente. Le coefficient de température  $\alpha$  de la sensibilité est négatif, et d'environ  $-6.10^{-3}$  par degré. La résistance interne a également un coefficient négatif  $\beta = - 4.10^{-3}$  par degré.

Sur la figure 16, on a :

$e_s$  = contre tension

$e_t$  = tension délivrée par la thermopile

$R_t$  = résistance interne de la thermopile (50 ohms)

$r$  = résistance ramenée au primaire du transformateur (33 ohms)

.../...

La tension à l'entrée du transformateur est :

$$v_e = (e_t - e_s) \frac{r}{R_t + r}$$

pratiquement toujours voisine de zéro puisque nous l'annulons en faisant varier  $e_s$  ( $e_t \sim e_s$ ). L'influence de la température sur  $R_t$  est négligeable et seules subsistent les variations de  $e_t$  et  $e_s$ . Si leurs coefficients respectifs sont  $-6.10^{-3}$  et  $+2.10^{-4}$ , nous obtenons pour une variation  $\Delta T_{amb}$  de la température :

$$\Delta e_t = -6.10^{-3} \cdot e_t \cdot \Delta T_{amb}$$

$$\Delta e_s = +2.10^{-4} \cdot e_s \cdot \Delta T_{amb} \sim +2.10^{-4} \cdot e_t \cdot \Delta T_{amb}$$

soit une erreur absolue sur la mesure de  $e_t$  égale à :

$$\Delta' e_t \sim \Delta e_t - \Delta e_s = -6,2.10^{-3} \cdot e_t \cdot \Delta T_{amb}.$$

et une erreur relative :

$$\frac{\Delta' e_t}{e_t} = -6,2.10^{-3} \cdot \Delta T_{amb}$$

Nous pouvons transposer ceci en température en faisant la correspondance  $\Delta' e_t \rightarrow -\Delta T$  : erreur sur la mesure de la température de source (pour  $T_{CN} > T$ , une diminution du signal, correspond à une température de source mesurée, plus élevée, d'où le signe -).

.../...

$e_t \rightarrow (T_{CN} - T)$  : différence entre température du corps noir et de la source

$$\frac{\Delta T}{(T_{CN} - T)} = + 6,2 \cdot 10^{-3} \cdot \Delta T_{amb}$$

$$\Delta T = + 6,2 \cdot 10^{-3} \cdot (T_{CN} - T) \cdot \Delta T_{amb}$$

L'erreur commise dépend donc non seulement de la variation de température ambiante, mais également de la température  $T$  de la source. Pour des écarts  $(T_{CN} - T)$  qui sont couramment de l'ordre de 10 degrés, l'erreur ainsi commise atteint - 0,06 degré par degré ambiant, ce qui est loin d'être négligeable. Nous avons ainsi été amenés, pour réduire cette erreur, à thermostatier assez grossièrement la thermopile, avec une efficacité que l'on peut évaluer à 20 % (nous n'avons pas de mesures sur la température propre de la thermopile) ; dans ce cas :

$$\Delta e_t \approx - 6 \cdot 10^{-3} \cdot e_t \cdot 0,20 \Delta T_{amb}$$

$$\Delta e'_t \approx - 1,4 \cdot 10^{-3} \cdot e_t \cdot \Delta T_{amb}$$

et  $\Delta T \approx + 1,4 \cdot 10^{-3} \cdot (T_{CN} - T) \cdot \Delta T_{amb}$ , soit pour

$$(T_{CN} - T) = 10 \text{ degrés}$$

$\Delta T \approx + 0,014$  degré par degré ambiant ce qui est beaucoup plus acceptable.

.../...

### III - 3 - Précautions diverses

Ajoutons qu'il faut apporter le plus grand soin à la protection contre les signaux parasites divers, l'effet de champs parasites électrostatiques et surtout électromagnétiques doit être éliminé par des blindages appropriés (mu-métal, câbles anti-microphoniques...). Les potentiels de contact peuvent être gênants, non par leur dérive en continu, mais par un bruit équivalent supplémentaire qu'ils sont susceptibles d'introduire. Les champs parasites rayonnés par les transformateurs d'alimentation sont fortement diminués si l'on prend la précaution de les éloigner suffisamment des étages d'entrée (1 m environ), la détection synchrone éliminant assez bien les harmoniques paires de la fréquence de modulation 12,5 Hz.

---

#### IV - OPTIQUE - MIROIRS

Nous nous sommes efforcé d'avoir les mêmes réflexions sur les deux trajets optiques corps noir - thermopile et mer-thermopile, de façon à faire intervenir les mêmes erreurs de part et d'autre :

- le rayonnement émis par le corps noir est focalisé sur la thermopile par un miroir sphérique, concave, de diamètre 90 mm et de distance focale 110 mm. Le rayonnement arrive sur le miroir sous une incidence de  $22^{\circ} 30'$  ; pour des raisons d'encombrement il est difficile de descendre au-dessous de cette valeur ;
- le rayonnement à étudier est envoyé sur la thermopile au moyen d'un miroir plan modulateur, l'angle d'incidence étant de  $45^{\circ}$ .

Les deux miroirs utilisés sont aluminés en surface et recouverts d'une pellicule protectrice de  $\text{SiO}_2$  (traitement "Amplivex I.R." chez M.T.O.). Il n'empêche que pour éviter l'effet de l'attaque par l'air marin (en fonctionnement, l'intérieur du radiomètre est en contact avec l'air ambiant), on doit vérifier de temps à autre l'état de ces miroirs, et les réaluminer régulièrement.

Notons qu'il est nécessaire de chauffer les miroirs, afin de les élever de quelques degrés C au dessus de la température ambiante ; ceci pour éviter qu'il puisse s'effectuer un dépôt de buée par condensation sur la surface des miroirs, principalement lorsque la température ambiante augmente et tend à devenir supérieure à la température interne du radiomètre. Un léger film de quelques microns d'eau, particulièrement absorbante dans notre domaine de longueur d'onde, diminuerait considérablement le coefficient de réflexion des miroirs et fausserait entièrement la mesure. Cette précaution s'avère d'autant plus nécessaire que l'on travaille en atmosphère marine, très souvent saturée. Pratiquement ce chauffage est réalisé au moyen d'une plaque chauffée placée devant le modulateur, et d'une résistance chauffante appliquée au fond du miroir concave.

.../...

Les miroirs réalisés ont un coefficient de réflexion, légèrement inférieur à 1, de l'ordre de 0,96. Même si les deux miroirs ont sous incidence normale des coefficients de réflexion rigoureusement égaux (ce qui est difficile à réaliser), il n'en est plus de même pour les angles d'incidence utilisés (22° 30' et 45°). Nous supposons donc qu'il existe une légère différence entre le coefficient de réflexion du modulateur  $R_{MOD}$ , et celui du miroir concave  $R_{MC}$ , ce qui introduit une erreur sur la mesure que nous allons essayer d'évaluer.

IV - 1 - Erreur due aux réflexions sur les miroirs - Dépendance vis à vis des variations de température.

La température absolue du modulateur ( $T_{MOD}$ ) et celle du miroir concave ( $T_{MC}$ ), ne sont pas en général identiques, l'efficacité de leurs chauffages respectifs étant plus ou moins ressentie. Afin d'évaluer leurs variations  $\Delta T_{MOD}$  et  $\Delta T_{MC}$ , nous avons placé une thermistance dans le support du miroir concave, une autre au voisinage immédiat du modulateur. Nous avons relevé les deux températures pour diverses valeurs de la température ambiante ( $T_{amb}$ ) ; et nous avons trouvé ainsi une très bonne corrélation entre  $T_{MOD}$  et  $T_{MC}$ , (figure 19), ainsi qu'entre ces températures et la température ambiante (figures 20 a et b), compte-tenu de la constante de temps thermique de l'ensemble de l'appareil.

Ceci nous permet de faire les hypothèses de départ suivantes :

$T_{MC}$ ,  $T_{MOD}$  et  $T_{amb}$  sont différents, mais assez voisins

$$\Delta T_{MC} = \Delta T_{MOD} = \Delta T_{amb}$$

Nous supposons également que les coefficients de réflexion des miroirs sont indépendants de T.

.../...

Miroir Concave  
 $T_{MC}$

Ω

(3 au 6 - VII - 1967)

18 °C

900

20 °C

850

22 °C

800

24 °C

Modulateur

18 °C

20 °C

22 °C

1100

1300

1250

1200

1150

$T_{Mod}$

FIGURE 19 :

CORRELATION ENTRE TEMPERATURES DU  
MIROIR CONCAVE ET DU MODULATEUR.



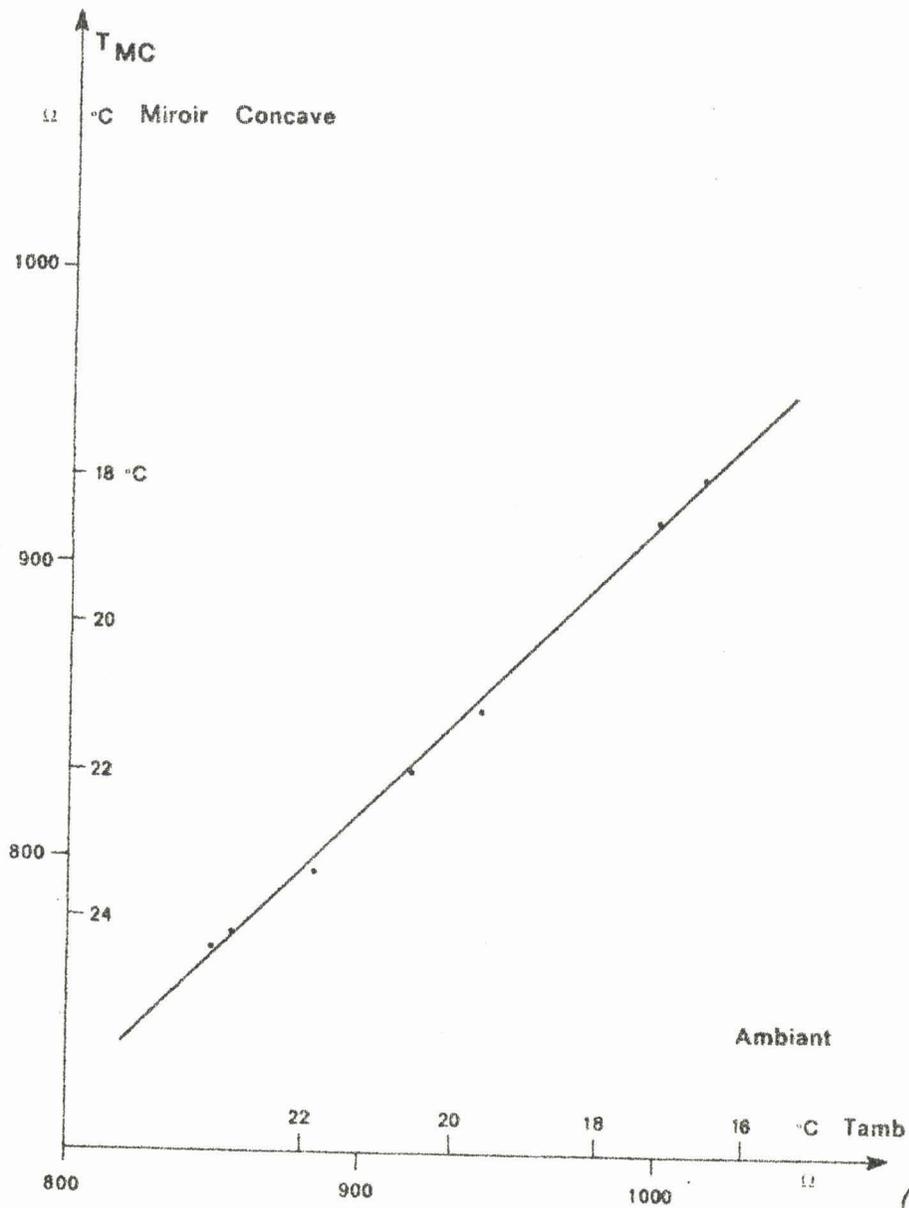


FIGURE 20 a : CORRELATION ENTRE TEMPERATURES DU MIROIR CONCAVE ET AMBIANTE

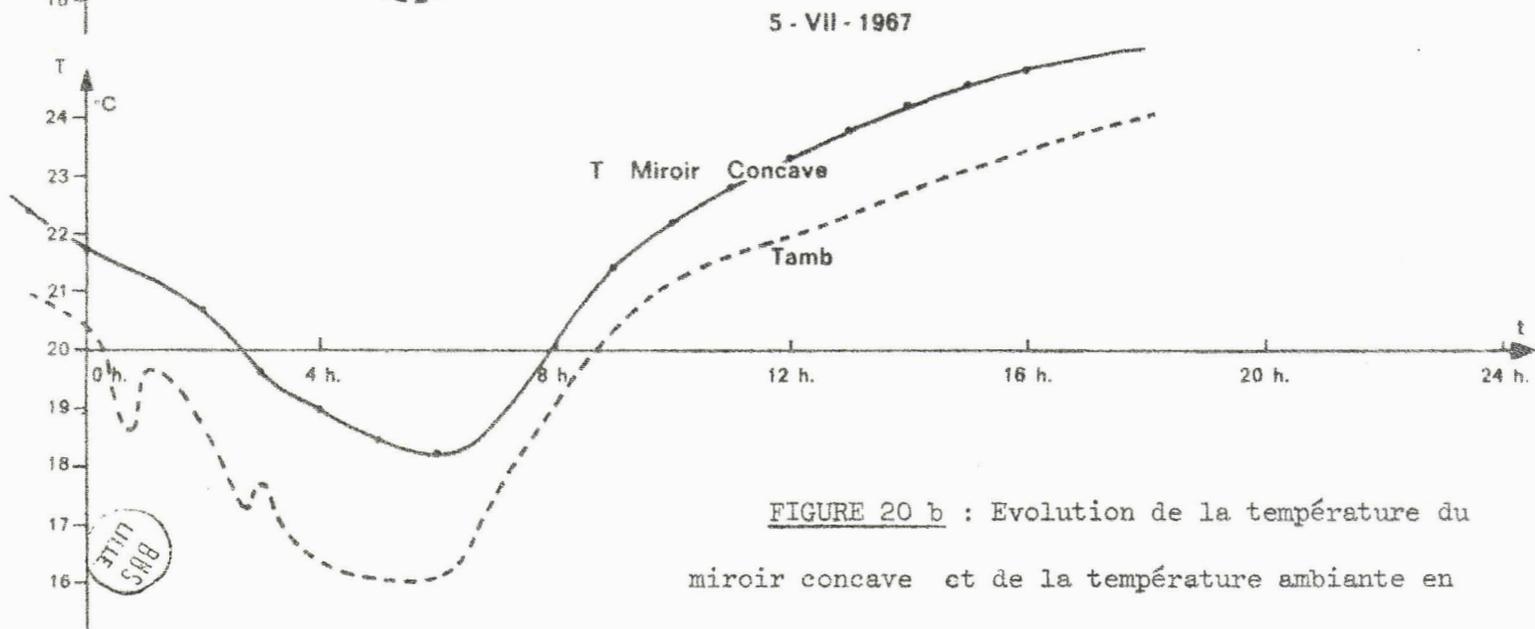
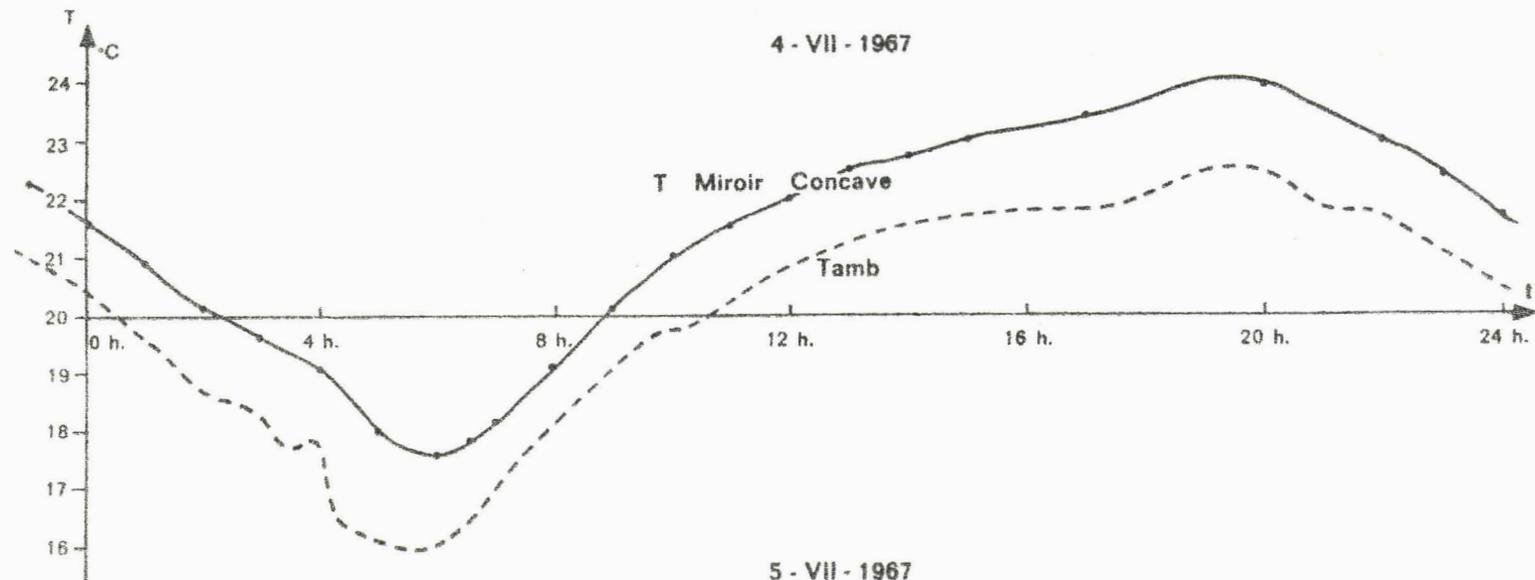


FIGURE 20 b : Evolution de la température du miroir concave et de la température ambiante en fonction du temps.

BRS  
LITE

Lorsque le détecteur vise alternativement le corps noir à la température  $T_{CN}$ , et la mer considérée comme un corps noir à température  $T$ , la différence des énergies reçues par la thermopile serait, si les miroirs étaient parfaits ( $R_{MOD} = R_{MC} = 1$ ) :

$$W = \phi_{cn} - \phi,$$

soit 
$$W = F \left[ p(T_{CN}) \cdot \sigma T_{CN}^4 - p(T) \cdot \sigma T^4 \right]$$

où  $F = \frac{S.t.\Delta\omega}{\pi}$  est un facteur qui est fonction de l'appareil, et indépendant de la température.

Les miroirs n'étant pas parfaits ( $R_{MC}, R_{MOD} \neq 1$ ), ont une émission propre caractérisée par des coefficients d'émissivité, respectivement,  $(1-R_{MOD})$  et  $(1-R_{MC})$ . Dans ce cas, les flux reçus par la thermopile sont :

$$\phi'_{CN} = F \left[ R_{MC} p(T_{CN}) \sigma T_{CN}^4 + (1 - R_{MC}) p(T_{MC}) \sigma T_{MC}^4 \right],$$

lorsque la thermopile vise le corps noir,

$$\phi' = F \left[ R_{MOD} p(T) \sigma T^4 + (1-R_{MOD}) p(T_{MOD}) \sigma T_{MOD}^4 \right],$$

lorsque la thermopile vise la mer..

La différence des énergies reçues par la thermopile est alors :

$$W' = \phi'_{CN} - \phi'$$

$$= W_1 + W_2$$

où l'on pose 
$$W_1 = F \left[ R_{MC} p(T_{CN}) \sigma T_{CN}^4 - R_{MOD} p(T) \sigma T^4 \right]$$

.../...

et 
$$W_2 = F \left[ (1 - R_{MC}) p(T_{MC}) \sigma T_{MC}^4 - (1 - R_{MOD}) p(T_{MOD}) \sigma T_{MOD}^4 \right]$$

Le premier terme  $W_1$  dépend uniquement des températures du corps noir et de la mer, les coefficients de réflexion étant supposés indépendants de la température des miroirs. C'est ce terme  $W_1$  qui varie avec la température  $T$  de la mer, et dont on veut mesurer les variations. En utilisant les résultats obtenus au paragraphe II

$$\frac{\Delta W_1}{\Delta T} = - \frac{\Delta \phi'}{\Delta T} = - 1,15 F \cdot R_{MOD} \cdot p(T) \cdot 4\sigma T^3.$$

$R_{MOD}$  étant très voisin de l'unité, la sensibilité évaluée précédemment n'en est pas affectée et reste valable à quelques pour cent près.

Le second terme  $W_2$  est du à l'émission des miroirs, et dépend de leurs températures respectives. Si  $T_{MOD}$  et  $T_{MC}$  sont constants ce terme n'est pas gênant puisqu'intervenant de la même façon dans toutes les mesures, ainsi qu'à l'étalonnage. Mais les températures des miroirs varient, comme nous l'avons vu, avec la température ambiante ; soit  $\Delta T_{MOD} = \Delta T_{MC} = \Delta T_{amb}$  une variation des températures entre deux mesures, la variation  $\Delta W_2$  correspondante est :

$$\Delta W_2 = F (1 - R_{MC}) \left[ \frac{dp}{dT} \cdot \sigma T_{MC}^4 + p(T_{MC}) 4 \sigma T_{MC}^3 \right] \Delta T_{MC} \\ - F (1 - R_{MOD}) \left[ \frac{dp}{dT} \cdot \sigma T_{MOD}^4 + p(T_{MOD}) 4 \sigma T_{MOD}^3 \right] \Delta T_{MOD}$$

soit 
$$\frac{\Delta W_2}{\Delta T_{amb}} = F (1 - R_{MC}) \cdot p(T_{MC}) \cdot 4 \sigma T_{MC}^3 \left[ 1 + \frac{T_{MC}}{4p(T_{MC})} \cdot \frac{dp}{dT} \right] \\ - F (1 - R_{MOD}) \cdot p(T_{MOD}) \cdot 4 \sigma T_{MOD}^3 \left[ 1 + \frac{T_{MOD}}{4p(T_{MOD})} \cdot \frac{dp}{dT} \right]$$

.../...

Avec l'approximation déjà faite (cf § II), nous prendrons

$$1 + \frac{T_{MC}}{4p(T_{MC})} \cdot \frac{dp}{dT} \approx 1 + \frac{T_{MOD}}{4p(T_{MOD})} \cdot \frac{dp}{dT} \approx 1,15$$

d'où

$$\frac{\Delta W_2}{\Delta T_{amb}} = 1,15 F \left[ (1 - R_{MC}) \cdot p(T_{MC}) \cdot 4\sigma T_{MC}^3 - (1 - R_{MOD}) \cdot p(T_{MOD}) \cdot 4\sigma T_{MOD}^3 \right]$$

L'idéal serait d'obtenir  $\frac{\Delta W_2}{\Delta T_{amb}} = 0$ , ce qui correspond à

une influence de la température nulle : pour cela il faudrait

$$(1 - R_{MC}) p(T_{MC}) 4\sigma T_{MC}^3 = (1 - R_{MOD}) p(T_{MOD}) 4\sigma T_{MOD}^3$$

Ecrivons que

$$p(T_{MOD}) = p(T_{MC}) + \frac{dp}{dT} (T_{MOD} - T_{MC})$$

$$T_{MOD}^3 = T_{MC}^3 + 3T_{MC}^2 (T_{MOD} - T_{MC})$$

ce qui donne

$$(1 - R_{MC}) p(T_{MC}) T_{MC}^3 = (1 - R_{MOD}) p(T_{MC}) T_{MC}^3 + (1 - R_{MOD}) p(T_{MC}) T_{MC}^3 \left[ \frac{3}{T} = \frac{1}{p} \cdot \frac{dp}{dT} \right] (T_{MOD} - T_{MC})$$

avec

$$\frac{3}{T} + \frac{1}{p} \cdot \frac{dp}{dT} = 1,2 \cdot 10^{-2} \text{ } ^\circ\text{K}^{-1} \text{ à } 300 \text{ degré K.}$$

.../...

En supposant que l'on soit libre de régler les températures des miroirs concave et modulateur, il est possible, théoriquement, d'annuler  $\frac{\Delta W_2}{\Delta T_{amb}}$  pour un écart

$$T_{MOD} - T_{MC} \approx \frac{R_{MOD} - R_{MC}}{(1 - R_{MOD}) \left( \frac{1}{p} \frac{dp}{dT} + \frac{3}{T} \right)} ;$$

soit pour  $R_{MOD} = 0,98$

$$R_{MOD} - R_{MC} = 0,005$$

} valeurs qui sont très raisonnables

on obtient  $(T_{MOD} - T_{MC}) \approx 20$  degrés ce qui est beaucoup trop élevé pour être réalisable.

Il semble à priori impossible de réaliser cette condition précise dans le cas général où les coefficients diffèrent quelque peu. Ceci supposerait d'ailleurs la connaissance précise des coefficients de réflexion, que nous ne pouvons pas mesurer à un mille près.

Il faut donc admettre que  $\Delta W_2$  n'est pas nul et qu'il introduit une variation  $\Delta W' = \Delta W_2$  de l'énergie reçue, donc sur la mesure de T, une erreur  $\Delta T$  telle que

$$\Delta W_2 = - 1,15 F \cdot R_{MOD} P(T) 4 \sigma T^3 \cdot \Delta T ;$$

et

$$\frac{\Delta T}{\Delta T_{amb}} = - \frac{(1 - R_{MC}) \cdot P(T_{MC}) \cdot T_{MC}^3}{R_{MOD} P(T) \cdot T^3} + \frac{(1 - R_{MOD}) \cdot P(T_{MOD}) \cdot T_{MOD}^3}{R_{MOD} \cdot P(T) \cdot T^3}$$

.../...

En faisant les mêmes approximations que précédemment :

$$p(T_{MC}) \cdot T_{MC}^3 = p(T) T^3 + p(T) \cdot T^3 \left[ \frac{3}{T} + \frac{1}{p} \frac{dp}{dT} \right] (T_{MC} - T),$$

$$p(T_{MOD}) T_{MOD}^3 = p(T) \cdot T^3 + p(T) \cdot T^3 \left[ \frac{3}{T} + \frac{1}{p} \frac{dp}{dT} \right] (T_{MOD} - T) ;$$

d'où en posant  $\bar{T} \simeq T_{MOD} \simeq T_{MC}$  (valeur moyenne),

$$\frac{\Delta T}{\Delta T_{amb}} = \frac{R_{MC} - R_{MOD}}{R_{MOD}} \left[ 1 + \left( \frac{3}{T} + \frac{1}{p} \cdot \frac{dp}{dT} \right) (\bar{T} - T) \right]$$

Avec la valeur prise précédemment pour  $\left( \frac{3}{T} + \frac{1}{p} \frac{dp}{dT} \right) = 1,2 \cdot 10^{-2}$  degré  $K^{-1}$ , nous pouvons écrire

$$\frac{\Delta T}{\Delta T_{amb}} = \frac{R_{MC} - R_{MOD}}{R_{MOD}} : \left[ 1 + 1,2 \cdot 10^{-2} (\bar{T} - T) \right].$$

$\simeq R_{MC} - R_{MOD}$  en première approximation.

Nous retiendrons de tout ceci que le rapport  $\frac{\Delta T}{\Delta T_{amb}}$  est sensiblement égal à  $(R_{MC} - R_{MOD})$ , avec une erreur sur sa détermination pouvant atteindre 20 %, pour  $(\bar{T} - T) = 20$  degré par exemple.

Pour  $|R_{MC} - R_{MOD}| = 0,005$  ce qui semble une bonne hypothèse, même sous les incidences  $22^\circ$  et  $45^\circ$ , les deux miroirs pouvant être traités ensemble de façon à obtenir des coefficients aussi voisins que possible, nous obtiendrons donc

$$|\Delta T| = 0,005 \text{ degré C pour } \Delta T_{amb} = 1 \text{ degré.}$$

.../...

Nous rencontrons ainsi une première cause d'erreur liée aux variations de la température ambiante. Si nous voulons éliminer cette erreur, il faudrait donc stabiliser la température ambiante à l'intérieur du radiomètre à  $\pm 2$  degrés, afin d'obtenir une erreur  $|\Delta T|$  sur la mesure inférieure à 0,01 degré. Nous verrons qu'au cours des étalonnages effectués, nous évaluons globalement le coefficient de température de l'appareil du à divers termes dépendant de la température ambiante, parmi lesquels l'émission des miroirs. Ce coefficient de température est relativement faible, et il n'est pas apparu nécessaire de thermostatier l'appareil pour les premières mesures, nous nous contentons d'effectuer au besoin une correction générale.

#### IV - 2 - Aberrations dues au miroir concave.

Nous avons dit que le rayonnement provenant du corps noir était focalisé sur la thermopile au moyen d'un miroir concave sphérique, le réglage devant être tel que toute la surface de la thermopile soit éclairée par le corps noir. Pour étudier la géométrie du faisceau, il sera plus simple de considérer comme objet la surface de la thermopile. Son image donnée par le miroir devra être contenue dans le cône du corps noir ; tout rayon issu de cette surface devra atteindre la surface intérieure du corps noir si l'on veut éviter de viser des points dont le rayonnement n'est pas bien défini et constant.

Pour effectuer ce réglage, il ne suffit pas de calculer la position théorique de l'image, mais il faut de plus connaître avec assez de précision les aberrations qui viennent modifier la marche des rayons. Nous considérerons successivement les deux principales aberrations que présente le miroir sphérique:

.../...

- Aberration de sphéricité lorsque l'on travaille avec des rayons marginaux assez écartés de l'axe.

- Astigmatisme lorsque le faisceau a une incidence moyenne non nulle.

a) Aberration sphérique.

Soit un miroir concave (M) de rayon R de centre O (figure 21 a). Sous incidence normale, et pour des rayons peu écartés de l'axe AO du miroir, on peut appliquer la relation de conjugaison entre l'objet et l'image.

$$\frac{1}{p} + \frac{1}{p'} = \frac{1}{f} \quad \text{avec} \quad f = \frac{R}{2}$$
$$p = \overline{IA}$$
$$p' = \overline{IA'}$$

Dans les conditions où nous nous sommes placés

R = 220 mm, rayon du miroir,

p = 180 mm, distance thermopile au miroir concave,

d'où p' = 283 mm.

Ce n'est valable que pour les rayons incidents voisins de l'axe ; dès que ceux-ci s'en écartent suffisamment, les rayons issus de A ne viennent plus, après réflexion, couper l'axe optique en A' image théorique de A donnée par la relation ci-dessus, mais en un point plus rapproché du centre du miroir. L'enveloppe de tous les rayons réfléchis est la surface caustique, et pour un angle solide d'ouverture donné, il existe un point sur l'axe optique où le faisceau réfléchi a une section minimum ; c'est le cercle de moindre confusion.

Le faisceau de rayons issus de la thermopile A est contenu

.../...

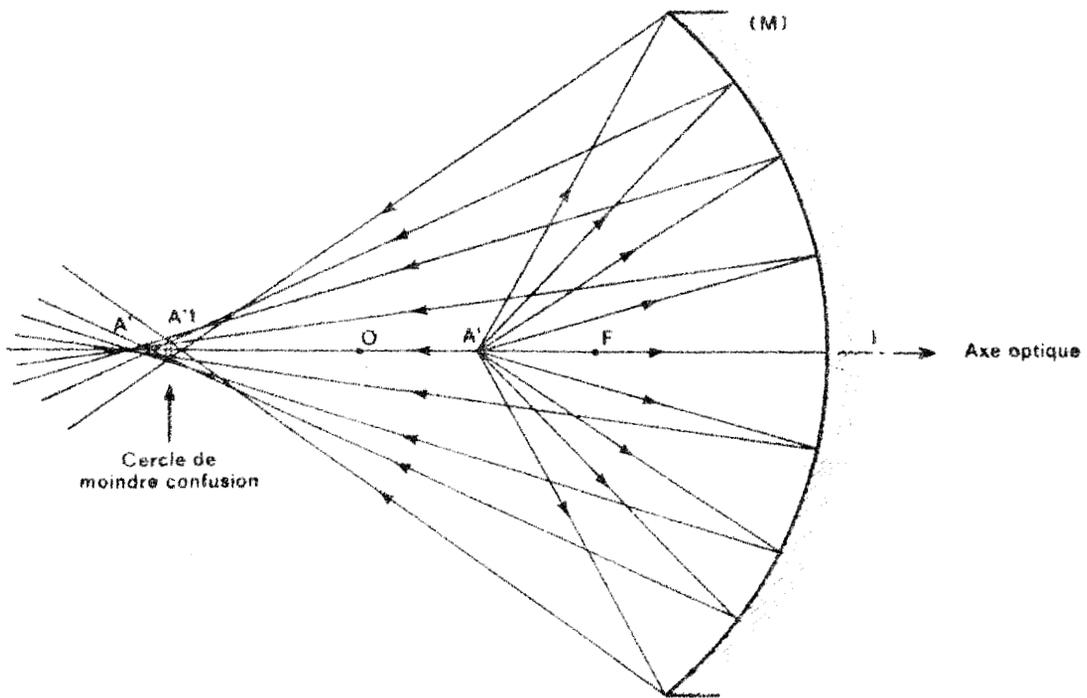


FIGURE 21 a : ABERRATION SPHERIQUE DU MIROIR CONCAVE.



dans un cône de demi-angle au sommet de  $7^{\circ}20'$  (cf § I). Nous pouvons donc préciser la position et les dimensions de ce cercle de moindre confusion.

Nous allons calculer d'abord la position  $A'_1$  de l'intersection avec l'axe, des rayons réfléchis correspondants aux rayons incidents les plus écartés de l'axe ( $7^{\circ}20'$ ). Théoriquement le cercle de moindre confusion est obtenu à la rencontre de ces rayons qui forment un cône de demi-angle au sommet  $\alpha'$ , avec la surface caustique. Pratiquement, nous calculerons l'intersection de ce cône avec un cône de même dimension dont le sommet est en  $A'$ . Cette intersection se trouve alors au milieu du segment  $A'A'_1$ , et nous obtiendrons ainsi une valeur majorée des dimensions du cercle de moindre confusion, pour une position qui en est voisine (cf. figure 21 b).

Soit  $\alpha$  l'angle que fait avec l'axe optique un rayon issu de  $A$ , et arrivant au bord du miroir ; si nous appelons  $\theta$  l'angle au centre correspondant, nous obtenons lorsque  $A$  est sur l'axe optique du système (cf. figure 21 c).

$$\sin (\theta - \alpha) = \frac{p}{R} \sin \alpha - \sin \alpha = \sin \alpha \cdot \left( \frac{p}{R} - 1 \right).$$

ce qui permet de calculer  $\theta$ , connaissant  $p$ ,  $R$  et  $\alpha$  ; puis :

$$p'_1 = \overline{IA'_1} = \frac{2R \sin \frac{\theta}{2} \cos \left( \alpha - \frac{3\theta}{2} \right)}{\sin (2\theta - \alpha)}$$

Nous trouvons ainsi pour  $\alpha = 7^{\circ} 20'$ ,  $\theta = 6^{\circ}$ ,  $\alpha' = 4^{\circ}40'$  et  $p'_1 = \overline{IA'_1}$   
 $= 269 \text{ mm.}$

Le cercle de moindre confusion se trouverait donc aux alentours de  $\frac{p' + p'_1}{2} = 275 \text{ mm}$ , avec un rayon inférieur à  $\frac{p' - p'_1}{2} \cdot \sin \alpha$ , soit environ 1 mm.

.../...

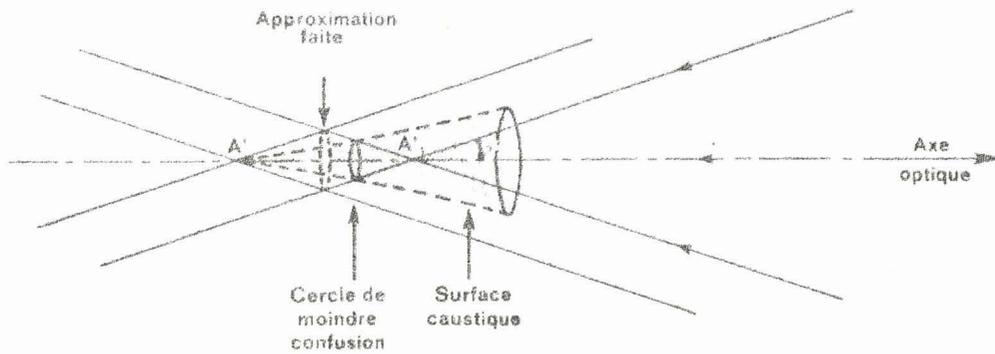


FIGURE 21 b.

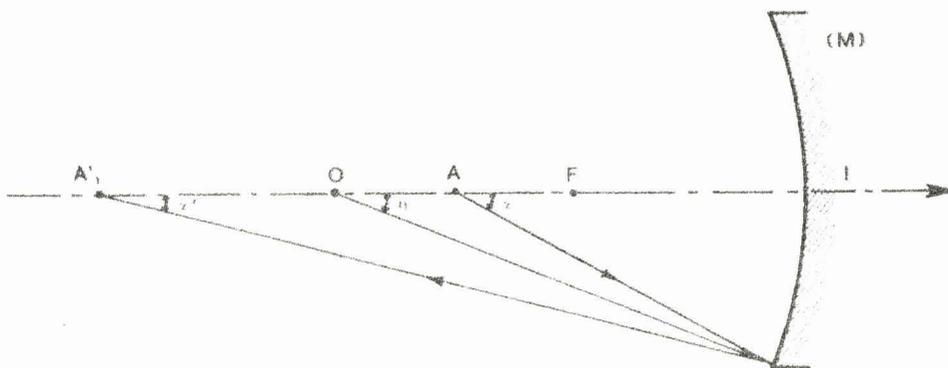


FIGURE 21 c.

BUS  
LINE

CALCUL DE L'ABERRATION SPHERIQUE DU MIROIR CONCAVE.

En conclusion les aberrations sphériques du miroir concave restent faibles. On observe un déplacement de l'image vers le miroir concave de moins de 10 mm, et une tache dont le diamètre est certainement inférieur à 2 mm. Ces aberrations ne sont pas gênantes vu les dimensions du corps noir adopté ; nous en tiendrons cependant compte en prenant des marges de réglage supplémentaires.

b) Astigmatisme du miroir concave.

L'angle moyen d'incidence  $\beta$  sur le miroir est dans notre cas de  $22^\circ 30'$  ; les rayons réfléchis s'appuient alors sur deux lignes focales sagittale et tangentielle, respectivement S et T. Les rayons incidents dans un plan vertical  $A, I_1, I_2$  et réfléchis dans le plan vertical  $S, I_1, I_2$  convergent en S. Les rayons incidents contenus dans le plan horizontal  $A, I_3, I_4$  passant par O convergent après réflexion en T (cf. figure 22).

Nous supposerons pour calculer les positions de S et T que tous les rayons incidents s'écartent peu du rayon principal, et qu'il n'est pas nécessaire de tenir compte de l'ouverture du miroir. Dans ce cas les équations qui donnent les positions des points S et T sont

$$\frac{1}{P} + \frac{1}{P'_T} = \frac{2 \cos \beta}{R}$$

$$\frac{1}{P} + \frac{1}{P'_S} = \frac{2}{R \cos \beta},$$

où

$$P = \overline{IA}$$

$$P'_T = \overline{IT}$$

$$P'_S = \overline{IS}$$

$\beta$  est l'angle d'incidence sur le miroir.

.../...

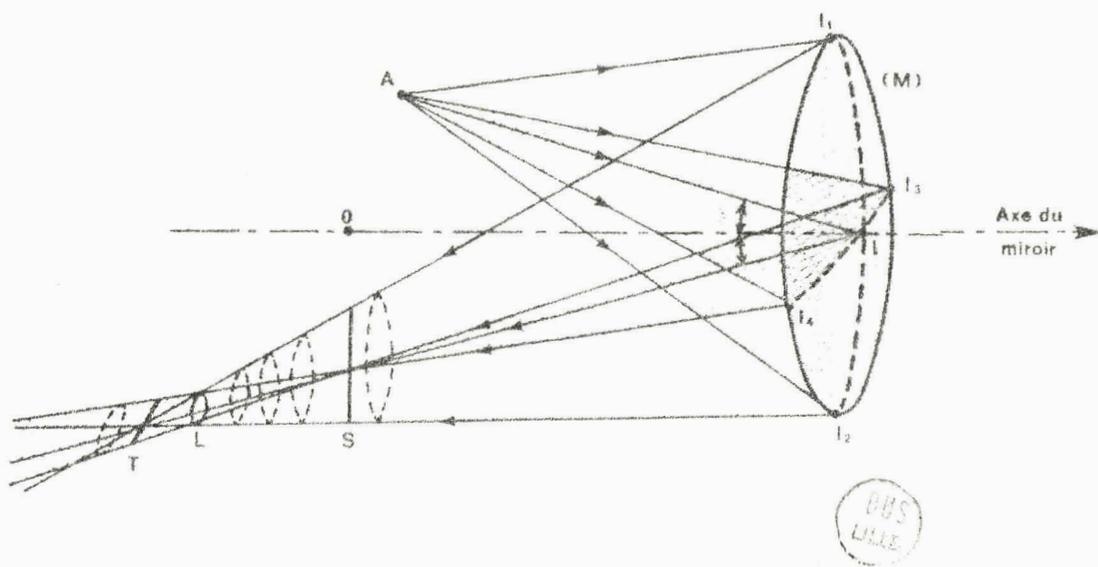


FIGURE 22 : ASTIGMATISME DU MIROIR CONCAVE.

Ceci entraîne :

$$p'_T > p'$$

et

$$p'_S < p'$$

Si nous déplaçons un écran vers le miroir, en S nous obtenons une image linéaire verticale, qui se déforme pour donner en L une tache circulaire, puis en T une ligne horizontale. Le point L pour lequel on trouve une tache circulaire de dimensions minima se trouve à  $p' = \overline{IL}$  tel que

$$\frac{1}{p} + \frac{1}{p'} = \frac{2}{R},$$

c'est-à-dire la même relation de conjugaison que pour des conditions d'incidence normale.

Le calcul des dimensions de cette tache lui donne pour diamètre

$$(p'_S - p'_T) \cdot \text{tg } \alpha', \text{ environ.}$$

Dans notre cas :

$$\begin{aligned} \beta &= 22^\circ 30' , & \alpha' &= 4^\circ 40' \\ p' &= 283 \text{ mm} & & \text{(point L)} \\ p'_S &= 233 \text{ mm} & & \text{(point S)} \\ p'_T &= 352 \text{ mm} & & \text{(point T)} \end{aligned}$$

diamètre de la tache en L = 10 mm.

Les aberrations dues à l'astigmatisme sont donc les plus importantes, et pour nos réglages nous en tiendrons compte en premier lieu. Elles ont pour effet de donner une tache de moindre confusion de 10 mm de diamètre située à 283 mm du miroir.

.../...

Si l'on veut faire intervenir l'aberration de sphéricité en même temps que l'astigmatisme, le calcul exact devient assez complexe. Nous nous contenterons d'admettre que ces deux effets étant relativement faibles, on peut approximativement les ajouter, l'aberration de sphéricité élargissant le diamètre de la tâche en L de 2 mm environ, et la rapprochant du miroir de 10 mm environ. Ce qui donnerait un diamètre de l'image minimum de 12 mm à 275 mm du miroir, pour un objet ponctuel.

De plus, il faut tenir compte des dimensions de la thermopile (2 x 2 mm), soit avec le grandissement une image de 3 x 3 mm, ce qui, ajouté aux aberrations, donne une image de 15 mm de diamètre au minimum. Cette tache est la tache minimum que l'on observerait en remplaçant la thermopile par une source lumineuse de même géométrie, ce que nous ferons pour les réglages. Il faudra donc que l'entrée du corps noir soit centrée sur cette tache et de dimensions amplement suffisante. Le diamètre de la tâche détermine à priori les dimensions à donner au corps noir de référence. Pratiquement l'ouverture du corps noir devra donc être supérieure à 25 mm de diamètre, si l'on veut garder une marge de réglage suffisante.

Notons qu'il est possible de réduire considérablement les aberrations dues à l'astigmatisme en remplaçant le miroir sphérique par un miroir torique, surface ayant deux rayons de courbure différents  $R_1$  et  $R_2$  dans deux plans normaux à la surface et perpendiculaires entre eux,

$$R_1 = \frac{R}{\cos \beta} \quad ; \quad R_2 = R \cos \beta.$$

Malheureusement, les miroirs toriques qui étaient disponibles dans le commerce (Jobin et Yvon) avaient des dimensions trop faibles et correspondaient à un angle d'incidence  $\beta$  mal adapté à la structure de l'appareil. Néanmoins, il serait très intéressant dans l'avenir de monter un miroir torique fait sur demande car ceci diminuerait considérablement les dimensions du corps noir nécessaire.

## V- CORPS NOIR DE REFERENCE.

Le problème est d'obtenir une référence de rayonnement très stable à laquelle on compare en permanence par modulation le rayonnement étudié. Pratiquement, ceci est réalisé au moyen d'un corps noir dont la température est maintenue constante ( $T_{CN}$ ). Ceci nécessite

- que ce corps noir soit aussi parfait que possible, c'est à dire ait une émissivité aussi voisine que possible de l'unité, afin que son rayonnement ne dépende que de sa température;

- que l'erreur sur cette température soit inférieure à 0,01 degré, si l'on veut que l'erreur introduite sur la mesure soit inférieure à cette valeur.

### V-1- Description.

Pour des raisons de commodité (facilité de réalisation), nous avons adopté pour le corps noir une forme cylindrique. De plus, le calcul du coefficient d'émissivité semble montrer que celui-ci est plus voisin de l'unité pour une forme cylindrique que pour une forme conique.

Ce cylindre est percé dans un bloc d'aluminium, bon conducteur thermique; il est constitué par l'assemblage de deux parties, pour faciliter la réalisation mécanique (cf figure 23). Le fond des cylindres est taillé à 45°.

Un fil résistif est enroulé uniformément autour du bloc d'aluminium, afin de pouvoir thermostatier l'ensemble de la pièce en la chauffant. La prise de l'information de température pour la régulation est faite par une sonde (résistance au platine) placée dans un logement, près du fond du cylindre. Une thermistance permet d'effectuer le contrôle de cette température.

L'ensemble est isolé thermiquement de l'extérieur au moyen de lai-

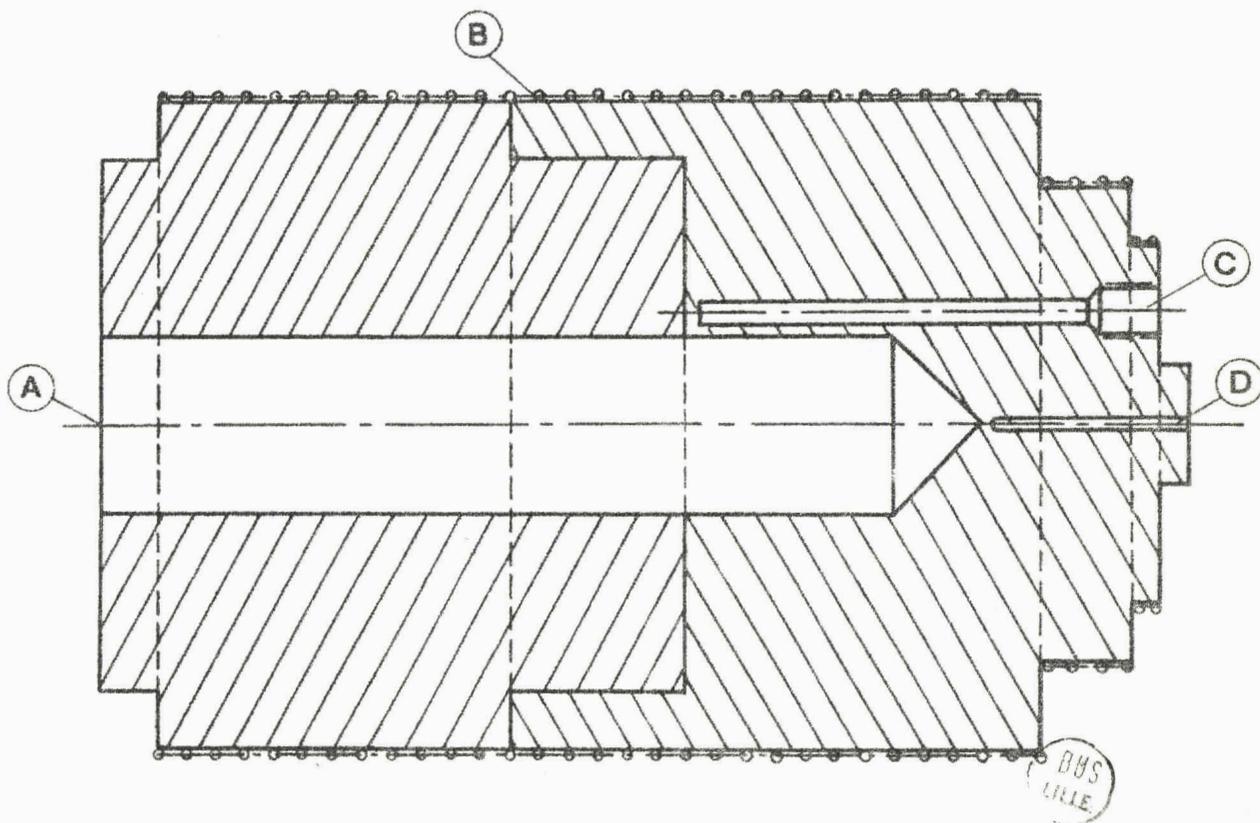


FIGURE 23 : CORPS NOIR. Vue en coupe ( échelle 0,8).

- Ⓐ - Ouverture extérieure.
- Ⓑ - Enroulement chauffant.
- Ⓒ - Logement de la sonde ( résistance au platine ).
- Ⓓ - Logement de la thermistance de contrôle.

ne de verre, et placé dans une enveloppe en bois. Seule la face avant portant l'ouverture qui permet de viser le fond du cylindre du corps noir est directement accessible à l'air ambiant.

V-2- Calcul de l'émissivité.

Nous avons pris comme point de départ pour ce calcul, les travaux de GOUFFE [ 7 ] et DE VOS [ 8 ].

GOUFFE développe un calcul approché pour un matériau constituant la paroi du corps noir qui a une réflexion parfaitement diffuse caractérisée par un coefficient de réflexion  $\rho$ , soit une émissivité  $\epsilon_0 = (1 - \rho)$ . Il trouve pour une enceinte ayant une surface intérieure S et une ouverture de surface s une émissivité

$$\epsilon = \frac{\epsilon_0}{\epsilon_0 \left(1 - \frac{s}{S}\right) + \frac{s}{S}} (1 + k) ; \text{ avec } k = (1 - \epsilon_0) \left(\frac{s}{S} - \frac{s}{S_0}\right)$$

où  $S_0$  est la surface d'une sphère de même profondeur que le corps noir, dans la direction normale à l'ouverture s.

Ce résultat appliqué au cas de cavités cylindriques et coniques caractérisées par un rapport  $\alpha = \frac{L}{r}$ , où L est la longueur de la cavité et r le rayon de l'ouverture, donne pour  $\rho = 0,6$ , les résultats indiqués dans le tableau ci-dessous.

	cavité cylindrique	cavité conique
$\alpha = 6$	$\epsilon = 0,927$	$\epsilon = 0,882$
10	0,956	0,923
15	0,971	0,946
20	0,978	0,959
30	0,985	0,972

Ces résultats semblent donner un avantage à la cavité cylindrique sur la cavité conique. Cependant, ils sont souvent contestés par différents auteurs (HOLTER, NODELMAN, SUITS, WOLFE, ZISSIS [ 9 ], et DE VOS [ 8 ]), d'une

part à cause des approximations faites au départ, d'autre part parce que l'on suppose une réflexion parfaitement diffuse. Mais ceci est surtout valable pour un corps noir travaillant à haute température, car les matériaux constituant la paroi (acier, graphite, céramique) sont alors caractérisés par une réflexion spéculaire. Dans notre cas, le corps noir est au voisinage de la température ambiante, et l'intérieur de la cavité recouverte de laque de Parson qui réfléchit de façon sensiblement diffuse. Il nous a donc semblé bon de garder une forme cylindrique parce que plus simple à mettre en oeuvre, tout en taillant le fond du cylindre à 45° de façon à éviter d'éventuelles réflexions directes sur cette partie en direction de l'ouverture.

DE VOS a repris le calcul de l'émissivité de façon plus précise (approximations faites au second ordre), et en tenant compte de réflexions spéculaires, ou partiellement spéculaires. Les résultats qu'il obtient sont rappelés dans le tableau ci-dessous, pour un corps noir cylindrique, dont les parois ont un coefficient de réflexion  $\rho = 0,6$  à la normale, et divers types de réflexion sur le matériau constituant les parois :

- (1) réflexion diffuse.
- (2) à (4) réflexions de plus en plus spéculaires.

	(1)	(2)	(3)	(4)
$\alpha = 6$	$\epsilon = 0,970$	$\epsilon = 0,957$	$\epsilon = 0,900$	$\epsilon = 0,833$
10	0,994	0,986	0,962	0,900
15	0,995	0,994	0,983	0,961
20	0,997	0,997	0,990	0,978
30	0,999	0,999	0,995	0,990

Ce calcul permet une meilleure évaluation de l'émissivité. Les résultats obtenus d'après la méthode indiquée par GOUFFE, donnent des valeurs de  $\epsilon$  inférieures. Nous prendrons cependant pour base le calcul fait par GOUFFE qui permet d'employer une formule assez simple, et nous donnera

une valeur un peu trop faible de l'émissivité, donc une limite supérieure de l'erreur introduite.

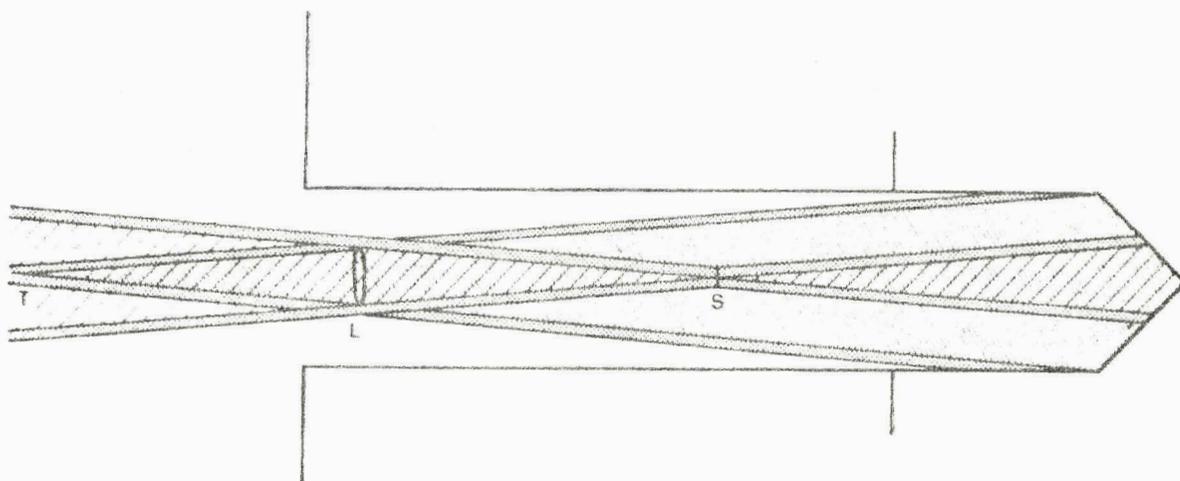
Dans notre cas, la cavité cylindrique constituant le corps noir a un rapport  $\frac{L}{r} = 12$ , et est recouverte intérieurement de laque de Parson ( $\epsilon_0 = 0,95$ ); nous obtenons une valeur  $\epsilon = 0,9995$ .

### V-3- Géométrie du faisceau à l'intérieur du corps noir.

Les calculs précédents ont été effectués dans le cas optimum où l'on vise le fond de la cavité cylindrique. En fait la réflexion sur le miroir concave sous incidence de  $22^{\circ}30'$  provoque des aberrations que nous avons étudiées au chapitre IV et il n'est pas possible de conjuguer parfaitement la surface de la thermopile et le fond du corps noir. La thermopile voit donc une partie des murs du cylindre. Nous imposerons comme conditions aux rayons de converger sur la moitié arrière du cylindre (cf géométrie du faisceau, fig 24).

En effet, pour des raisons mécaniques, le cylindre doit être réalisé en deux pièces ajustées, il est alors important que ce soit la partie arrière thermostatée avec précision qui soit utilisée. L'existence d'un mauvais contact thermique entre les deux pièces fait que la régulation thermique de l'avant est assurée avec moins de précision; mais cela a alors peu d'importance, la partie avant ne servant seulement qu'à augmenter l'émissivité. Si l'arrière doit être thermostaté à  $0,01$  degré, la partie avant peut se contenter de  $0,1$  degré.

Si nous calculons l'émissivité du cylindre en supposant qu'il s'arrête à sa demi-longueur, donc  $\frac{L}{r} = 6$ , nous trouvons d'après GOUFFE,  $\epsilon = 0,999$  pour  $\epsilon_0 = 0,95$ .



Faisceau contenu dans un plan horizontal

Faisceau contenu dans un plan vertical

Marge supplémentaire tenant compte de la surface de la thermopile.



FIGURE 24 : GEOMETRIE DU FAISCEAU A L'INTERIEUR

DU CORPS NOIR.

V-4- Erreur due au coefficient d'émissivité du corps noir.

En toute rigueur, la luminance du corps noir est

$$\epsilon \frac{\sigma}{\pi} T_{\text{CN}}^4 + (1-\epsilon) I'_{\text{CN}}$$

où  $I'_{\text{CN}}$  est la luminance arrivant sur le corps noir, soit pratiquement le rayonnement des parois du radiomètre à température ambiante :  $I'_{\text{CN}} \approx \frac{\sigma}{\pi} T_{\text{amb}}^4$ .  
Après la traversée du filtre, la luminance du rayonnement provenant du corps noir est

$$I_{\text{CN}} = \epsilon \cdot p(T_{\text{CN}}) \cdot \frac{\sigma}{\pi} T_{\text{CN}}^4 + (1-\epsilon) \cdot p(T_{\text{amb}}) \cdot \frac{\sigma}{\pi} T_{\text{amb}}^4$$

d'où lorsque la température ambiante varie de  $\Delta T_{\text{amb}}$ , (cf § II), une variation

$$\Delta I_{\text{CN}} = 1,15 \cdot (1-\epsilon) \cdot p(T_{\text{amb}}) \cdot \frac{4\sigma}{\pi} T_{\text{amb}}^3 \cdot \Delta T_{\text{amb}}$$

Ceci correspond à une erreur  $\Delta T$  sur la mesure, telle que

$$\frac{1,15}{\pi} p(T) \cdot 4\sigma T^3 \Delta T = \Delta(I_{\text{CN}} - I) = \Delta I_{\text{CN}} ;$$

$$\text{d'où} \quad \Delta T = (1-\epsilon) \Delta T_{\text{amb}} \frac{p(T_{\text{amb}}) T_{\text{amb}}^3}{p(T) T^3} \approx (1-\epsilon) \Delta T_{\text{amb}}$$

Nous rencontrons ainsi une deuxième cause d'erreur en relation avec les fluctuations de la température ambiante; lorsque la température ambiante varie de 1 degré entre deux mesures, la température mesurée en prenant pour repère fixe le corps noir, semble varier de  $(1-\epsilon)$  soit moins de 0,001 degré.

Nous pouvons donc admettre que le corps noir réalisé a une émissivité très voisine de 1 et le considérer comme un corps noir parfait de ce point de vue, pour des variations de température ambiante allant jusqu'à 10 degrés.

### V-5- Régulation de température.

Le corps noir étant ainsi réalisé avec une très bonne émissivité, sa température doit être connue ou stable à  $\pm 0,01$  degré, ce qui correspond à une erreur sur la mesure de  $T$  de  $0,01$  degré C. La solution la plus simple consisterait à laisser dériver le corps noir lorsque la température ambiante varie, en relevant sa température interne avec précision (ce qui est utilisé sur certains radiomètres BARNES). Nous avons écarté cette solution pour la raison suivante : la température ambiante et par suite la température interne du corps noir peuvent varier assez rapidement. Il devient alors délicat d'effectuer simultanément la mesure de la température du corps noir à  $0,01$  degré, et celle du rayonnement émis par la mer, en les faisant correspondre exactement. De plus, un étalonnage ne serait valable que pour une étendue assez limitée de  $T_{CN}$  et compliquerait inutilement le problème. Ceci nous a amené à thermostatier le corps noir à une température fixe. Ce qui nous importe en effet n'est pas de connaître cette température avec précision, mais qu'elle soit fixée à une valeur donnée avec des variations inférieures à  $0,01$  degré et qu'elle présente une très bonne répétabilité d'une mesure à l'autre.

Le système adopté est celui d'une régulation proportionnelle. L'information température obtenue par la résistance au platine ( $R_p$ ) est détectée au moyen d'un pont de WHEASTONE. Celui-ci est suivi d'un amplificateur sélectif, et d'un amplificateur de puissance (classe AB). La tension de sortie appliquée à la résistance de chauffage du corps noir est également reprise pour alimenter après atténuation le pont de WHEASTONE (voir schéma de principe figure 25).

Si nous appelons

$V_s$  la tension de sortie de l'ensemble,

$V_a$  la fraction de cette tension qui alimente le pont,

$V_e$  la tension de déséquilibre du pont

$G$  le gain de la chaîne des amplificateurs et  $G$  sa valeur maximum (fréquence  $f_0$ ),

$\Delta R$  le déséquilibre du pont par rapport à la condition d'équilibre  $R' = R_p$ ;

.../...

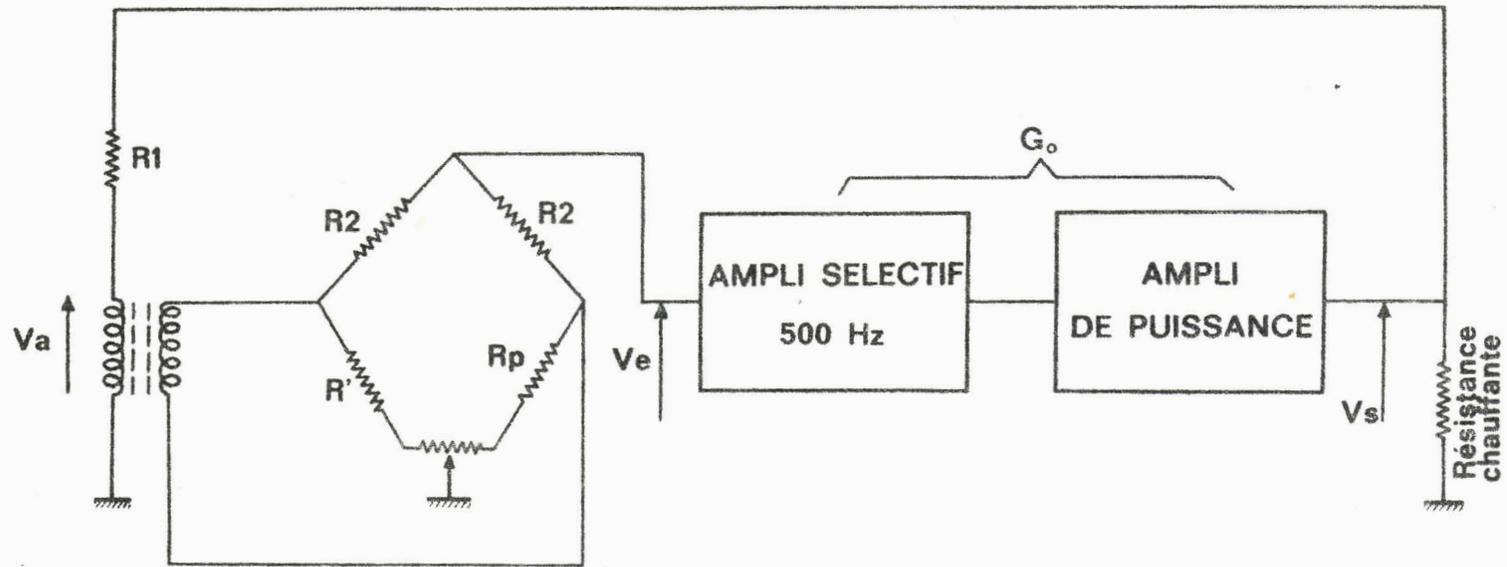


FIGURE 25 : REGULATION DE TEMPERATURE DU CORPS NOIR.

SCHEMA DE PRINCIPE.



nous obtenons les relations suivantes, en supposant tous les éléments linéaires

$$V_s = G V_e \quad ,$$

$$V_a = V_s \frac{R}{R_1 + R} \quad \text{pour } R \approx R' \approx R'_p \quad ,$$

$$V_e \approx \frac{R}{4R} V_a \quad \text{au voisinage de l'équilibre.}$$

Le système bouclé ainsi réalisé oscillera à la fréquence  $f_0$ , lorsque le gain en boucle ouverte est supérieur à 1, c'est à dire si  $\Delta R > (\Delta R)_0$ .  
tel que

$$G_0 \frac{R}{R+R_1} \frac{(\Delta R)_0}{4R} = 1 \quad ;$$

alors, le système oscille sur lui-même et le chauffage effectue une contre-réaction thermique qui le ramène à la condition  $\Delta R = (\Delta R)_0$ .

si  $\Delta R < (\Delta R)_0$  ou  $\Delta R < 0$ , la tension de sortie est nulle.

Pratiquement le système reste sur la caractéristique d'accrochage au voisinage de  $\Delta R = (\Delta R)_0$  de manière à donner une tension de sortie suffisante pour maintenir la température du corps noir correspondant au déséquilibre  $(\Delta R)_0$ . Le schéma détaillé de la partie électronique de la régulation est donné dans les figures 26 a et b. La réalisation en a été assurée par l'atelier d'électronique du Département de Physique (M.M. ROSSELS et LASNE). Les différents problèmes technologiques qui se sont posés sont les suivants :

- éviter que les éléments du pont de WEASTONE, autres que la sonde, ne subissent les effets de la température ambiante, et donc les incorporer à l'intérieur du bocal thermostaté;





→ obtenir une condition d'amorçage aussi rapide que possible de façon à obtenir une régulation efficace.

#### V-6- Gradients internes.

Nous mettons de côté dans ce paragraphe, l'aspect électronique de la régulation pour nous intéresser uniquement à son aspect thermique. Nous chauffons le corps noir uniformément sur sa surface extérieure au moyen d'un fil résistant;

→ peut-on considérer les gradients de température intérieurs comme négligeables, et le corps noir à température uniforme;

→ où placer le capteur de température qui commande la régulation.

Nous nous proposons donc dans un premier temps de calculer la puissance perdue en divers points du corps noir, ce qui nous permettra d'obtenir un ordre de grandeur des gradients internes.

Nous distinguerons :

→ la puissance dissipée par rayonnement par l'intérieur du corps noir.

→ la puissance dissipée par la face avant et la face arrière.

#### a) Puissance perdue par l'intérieur du cylindre.

Nous pouvons considérer le corps noir comme une surface  $\pi \cdot r^2$  ( $r$  rayon intérieur du cylindre), rayonnant dans le demi-espace et ayant une émissivité égale à 1. Si  $T_{CN}$  et  $T_{amb}$  sont respectivement les températures du corps noir et de son environnement, la puissance totale perdue par rayonnement est

$$W_{CN} = \sigma (T_{CN}^4 - T_{amb}^4) \pi r^2$$

Nous pouvons de même calculer la puissance  $W_{L/2}$  rayonnée par la

moitié arrière du cylindre ; nous avons alors la même surface d'émissivité égale à 1, mais rayonnant dans un angle solide  $\Omega \approx \frac{4\pi r^2}{L^2}$  :

$$\begin{aligned} W_{L/2} &= \sigma(T_{CN}^4 - T_{amb}^4) \cdot \pi r^2 \\ &= \sigma(T_{CN}^4 - T_{amb}^4) \frac{4\pi r^2}{L^2} \\ &= \frac{4 r^2}{L^2} W_{CN} \end{aligned}$$

Enfin, la puissance  $W_1$  rayonnée par le fond du cylindre dans un angle solide  $\Omega' \approx \frac{r^2}{L^2}$  est

$$\begin{aligned} W_1 &= \sigma(T_{CN}^4 - T_{amb}^4) \pi \frac{r^2}{L^2} \\ W_1 &= \frac{r^2}{L^2} W_{CN} \end{aligned}$$

La puissance rayonnée par les cotés de la moitié arrière du cylindre est

$$W_2 = W_{L/2} - W_1$$

La puissance rayonnée par la moitié avant est

$$W_3 = W_{CN} - W_{L/2}$$

Pour notre corps noir,  $\frac{L}{R} = 12$  ; d'où

$$\frac{W_1}{W_{CN}} = \frac{r^2}{L^2} = \frac{1}{144} \quad ; \quad \frac{W_2}{W_{CN}} = \frac{3 r^2}{L^2} = \frac{3}{144} \quad ; \quad \frac{W_3}{W_{CN}} = 1 - \frac{4 r^2}{L^2} = \frac{140}{144}$$

.../...

La conclusion de ceci est que la puissance perdue par le corps noir est surtout rayonnée par la moitié avant du cylindre.

b) Puissance perdue par les faces avant et arrière du corps,

$$W_{AV} \text{ et } W_{AR}.$$

Nous admettons que les pertes se font uniquement par rayonnement, et non par conduction ou convection dans l'air, et que l'ensemble du corps noir à la température  $T_{CN}$  voit un environnement caractérisé par une température  $T_{amb}$  et une émissivité voisine de l'unité. Les faces avant et arrière ayant un poli mécanique, nous prendrons comme émissivité  $\epsilon = 0,2$ . Pour la face avant, la puissance émise est

$$W_{AV} = \epsilon \sigma (T_{CN}^4 - T_{amb}^4) \pi (r'^2 - r^2),$$

$$W_{AV} = W_{CN} \epsilon \frac{r'^2 - r^2}{r^2}$$

où  $r'$  est le rayon extérieur du bloc.

Pour la face arrière, la puissance émise est

$$W_{AR} = \epsilon \sigma (T_{CN}^4 - T_{amb}^4) \pi r'^2$$

$$= W_{CN} \epsilon \frac{r'^2}{r^2}$$

Soit pour  $r = 1,5$  cm,  $r' = 5,5$  cm,  $\epsilon = 0,2$ ,

$$W_{AV} \approx 2,4 W_{CN}$$

$$W_{AR} \approx 2,7 W_{CN}$$

.../...

c) Evaluation de la puissance totale perdue  $W_T$

$$W_T = W_{CN} + W_{AV} = W_{AR} \approx \sigma W_{CN}$$

Si nous posons  $T_{CN} - T_{amb} = \Delta T$  ;  $\frac{T_{CN} + T_{amb}}{2} = \bar{T}$  ,

$$W_{CN} \approx 4 \sigma \bar{T}^3 \Delta T \pi r^2 ,$$

d'où  $\frac{W_{CN}}{\Delta T} = 4m \text{ W par degré} ,$

et  $\frac{W_T}{\Delta T} = 25m \text{ W par degré}$

soit pour  $\Delta T = 10$  degrés, ce qui correspond aux conditions moyennes de fonctionnement,

$$W_{CN} = 40m \text{ W}$$

$$W_T = 250m \text{ W}$$

Ceci est un ordre de grandeur qui raisonnablement à la valeur trouvée en relevant la puissance de chauffe du thermostat, environ 500m W dans les mêmes conditions. Le fait que cette puissance mesurée soit plus grande que celle calculée s'explique par les pertes subies sur la surface extérieure du cylindre, et les pertes par convection et conduction dans l'air, que nous avons négligées.

d) Evaluation des gradients internes.

Nous supposons comme point de départ, le chauffage uniformément réparti sur l'extérieur du cylindre, sur une longueur h voisine de la longueur du cylindre. Nous allons, à l'aide d'approximations grossières, essayer d'obtenir un ordre de grandeur des gradients de température à l'in-

térieur du bloc d'aluminium constituant le corps noir (cf figure 27)

- α) à proximité de la surface extérieure,
- β) à proximité du fond du cylindre intérieur,
- γ) dans une section droite du bloc, au milieu environ.

Lorsqu'une puissance  $W$  s'écoule dans un tube de section  $s$ , le gradient de température  $\frac{d\theta}{dl}$  ainsi provoqué, selon la normale à la surface  $s$  est :

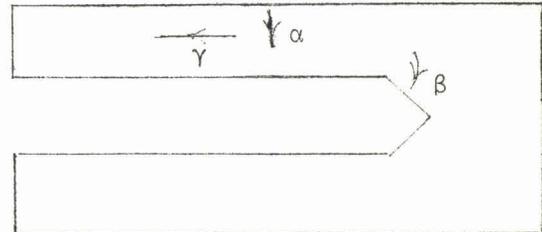


FIGURE 27.

$$\frac{d\theta}{dl} = \frac{W}{J\lambda s} ,$$

où  $\lambda = 48 \text{ cal.s}^{-1}.\text{m}^{-1}.\text{degré}^{-1}$  est la conductibilité de l'aluminium,

$$J = 4,18 \text{ J.cal}^{-1} ,$$

$$J \lambda \approx 200 \text{ watt.m}^{-1}.\text{degré}^{-1} .$$

D'autre part remarquons que c'est la modification de ces gradients lorsque la température ambiante varie de  $\Delta T_{amb}$  (entre deux mesures) qui présente un intérêt; soit :

$$\begin{aligned} \Delta \left( \frac{d\theta}{dl} \right) &= \frac{1}{J\lambda s} \Delta W , \\ &= \frac{1}{J\lambda s} \left( \frac{W}{\Delta T} \right) \Delta T_{amb} \end{aligned}$$

α) Près de la surface extérieure nous avons écouler sur une surface  $2\pi r'h$ , une puissance  $W_T$ , soit 250m W pour un écart entre  $T_{CN}$  et  $T_{amb}$  de 10 degré,

d'où  $\frac{d\theta}{dl} = 0,04 \text{ degré m}^{-1}$

$$\Delta \left( \frac{d\theta}{dl} \right) = 0,004 \text{ degré m}^{-1} , \text{ pour une variation de 1 degré de la température ambiante.}$$

β) Au fond du cylindre, la puissance à écouler est très faible, 1m W pour la moitié arrière. Nous aurons donc des gradients insignifiants pour cette partie.

γ) Nous supposons que vers le milieu de sa section, en (γ) le cylindre est traversé par la moitié de la puissance totale de chauffe, pour obtenir ainsi une valeur supérieure du gradient qui peut exister en cet endroit.

Nous obtenons

$$s = \pi(r_1^2 - r^2) \quad ,$$

$$\frac{d\theta}{dl} = 0,15 \text{ degré} \cdot \text{m}^{-1} \quad , \quad \text{pour } T_{\text{CN}} - T_{\text{amb}} = 10 \text{ degrés}$$

$$\Delta\left(\frac{d\theta}{dl}\right) = 0,015 \cdot \text{degré} \cdot \text{m}^{-1} \quad \text{pour une variation de } 1 \text{ degré C de la température ambiante.}$$

Nous prendrons donc comme ordre de grandeur maximum des gradients, internes de température  $0,2 \text{ degré} \cdot \text{m}^{-1}$  pour un  $\Delta T$  de 10 degrés (conditions moyennes de fonctionnement); une variation de 1 degré de la température ambiante donne une variation de  $0,02 \text{ degré} \cdot \text{m}^{-1}$  du gradient. Soit en multipliant par le plus long trajet possible, environ 10 cm, une différence de température entre les points extrêmes de  $0,02 \text{ degré}$  variant de  $0,002 \text{ degré}$  par degré ambiant, ce qui est très acceptable; seule la deuxième valeur intervient pour la non répétabilité entre deux mesures. En effet ce qui nous intéresse n'est pas tant d'obtenir un corps noir dont tous les points soient tous à la même température, mais dont la température dérive partout de la même façon avec la température ambiante. Notons que de ce point de vue, la moitié arrière a un comportement meilleur puisque les gradients y sont plus faibles qu'ailleurs.

Un autre problème, est celui du gradient pouvant se produire à la traversée de la couche de peinture. Il semble d'après KAROLI-HICKEY-NELSON [10] que ce gradient varie, au fond du cylindre dans des conditions

voisines des nôtres, de 0,003 degré pour une variation de 1 degré de température ambiante. Ce gradient augmente assez rapidement lorsque l'on approche des bords extérieurs pour la moitié avant, mais cette partie n'est pas vue directement par la thermopile.

Néanmoins, ceci reste la cause principale d'erreur, et il convient d'apporter le plus grand soin à l'application de la couche de noir à l'intérieur du cylindre, afin qu'elle soit uniforme et aussi mince que possible.

#### e) Emplacement du capteur.

Si l'on admet que le point où la sonde se trouve placée est thermostatée de façon très précise, la température intérieure de la cavité est celle de ce point aux gradients internes près : il y a donc avantage à placer la sonde aussi près que possible du cylindre intérieur, le long de sa partie utile (moitié arrière).

On peut considérer alors que seuls subsistent les gradients engendrés à la traversée de la couche de peinture, soit des variations de 0,003 degré par variation de 1 degré de la température ambiante.

#### V-7- Résultats et Discussion.

Pour tester l'efficacité du thermostat, nous introduisons à l'arrière du corps noir une thermistance dont nous relevons la résistance  $R_{CN}$ , ce qui nous donne une information sur les variations de la température du corps noir. Nous avons porté (figure 28)  $R_{CN}$  en fonction de la température ambiante  $T_{amb}$ . Sur l'axe des ordonnées nous avons également indiqué les variations de température  $\Delta T_{CN}$  du corps noir obtenues d'après les variations de la thermistance. Nous obtenons ainsi l'efficacité de notre thermostat puisque l'on voit apparaître une dérive de la température du corps noir de 0,015 degré par degré ambiant. Sur les figures 29 et 30 nous avons porté en fonction de  $R_{CN}$  et  $\Delta T_{CN}$ , la tension de sortie mesurée  $v_s$  servant

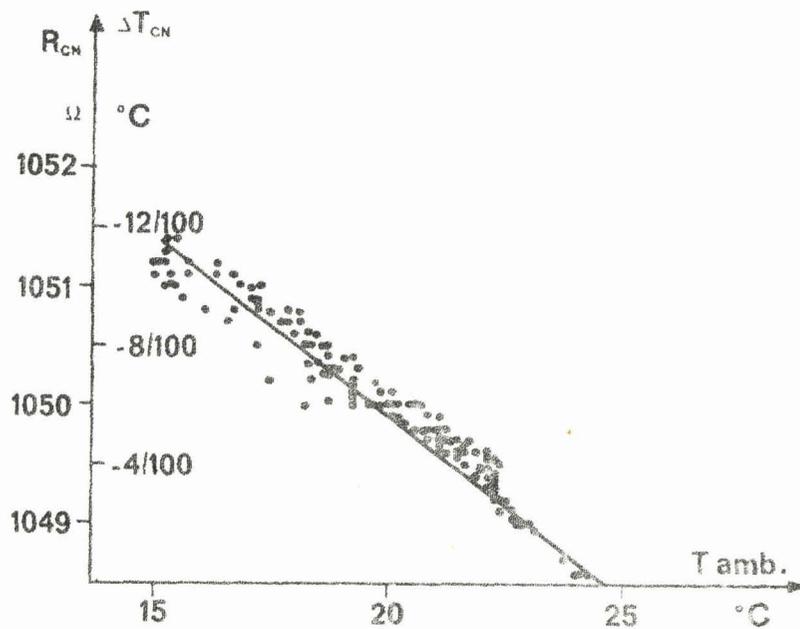
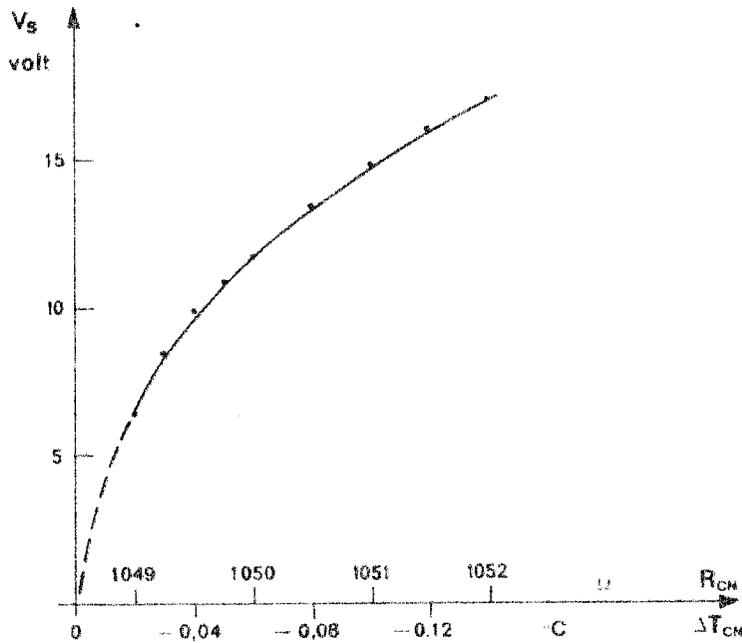


FIGURE 28 : Résistance de la thermistance de contrôle ( $R_{CN}$ ) et dérive en température du corps noir ( $\Delta T_{CN}$ ) en fonction de la température ambiante.

BUS  
VILLE



845  
LILLE

FIGURE 29 : REGULATION DU CORPS NOIR.

Tension de sortie  $v_s$  en fonction de

- $R_{CN}$ , résistance de la thermistance de contrôle,
- $\Delta T_{CN}$ , écart de température du corps noir.

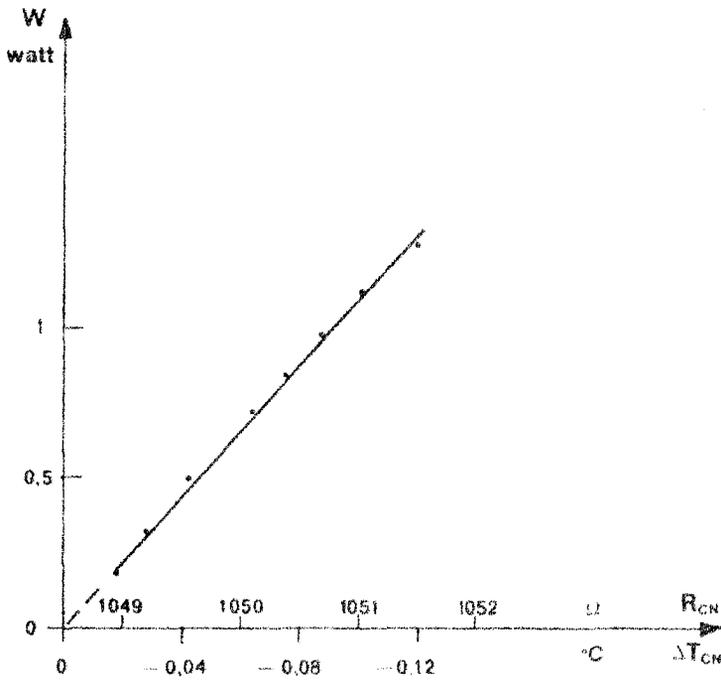


FIGURE 30 : REGULATION DU CORPS NOIR.

Puissance de chauffe  $W$  en fonction de

- $R_{CN}$ , résistance de la thermistance de contrôle,
- $\Delta T_{CN}$ , écart de température du corps noir.

à la chauffe, et la puissance de chauffe  $W$  correspondante; on peut remarquer que  $W$  est proportionnel à  $\Delta T_{CN}$ , donc varie linéairement avec la température ambiante.

Nous relevons une dérive de 0,015 degré par degré ambiant. Or l'erreur maximum produite par les gradients internes (0,002 degré par degré ambiant) est notablement inférieure à cette valeur, et il nous faut mettre en cause l'efficacité du thermostat. Expliquons nous rapidement; théoriquement lorsque l'on passe à la condition d'accrochage de l'oscillateur idéal, la tension de sortie passe de zéro à l'infini. Pratiquement, du fait d'éléments non linéaires, il existe une certaine zone de transition où la tension de sortie varie continument jusqu'à saturation, avec le déséquilibre du pont, ce qui détermine une caractéristique  $v_s$  en fonction de  $\Delta R$ , et un écart du point de fonctionnement par rapport à la condition théorique  $\Delta R = (\Delta R)_0$ , lorsqu'il est nécessaire d'augmenter la puissance de chauffe.

Cette variation de température du corps noir s'avère gênante si l'on veut effectuer des mesures très précises. Aussi effectuons-nous une correction de la façon suivante : au cours des mesures nous relevons au moyen de la thermistance l'écart  $\Delta T_{CN}$  de la température du corps noir,  $T_{CN}^{cor}$  correspondant à des conditions moyennes de fonctionnement.

Si  $T_{CN}$  varie de  $\Delta T_{CN}$ , la luminance du corps noir varie de

$$I_{CN} = \frac{1,15}{\pi} 4 \sigma T_{CN}^3 p(T_{CN}) T_{CN} \quad ;$$

il lui correspond une erreur  $\Delta I$  sur la mesure de  $I$  et une erreur  $\Delta T$  sur la mesure de  $T$ , telles que

$$\begin{aligned} \Delta I &= + \Delta I_{CN} \\ &= \frac{1,15}{\pi} p(T) 4 \sigma T^3 \Delta T \quad ; \end{aligned}$$

soit  $\Delta T \approx \Delta T_{CN}$  en première approximation, car  $p(T) T^3 \approx p(T_{CN}) T_{CN}^3$ .

.../...

Pour éliminer en grande partie cette erreur, connaissant  $T_{CN}$ , nous pouvons donc effectuer sur la mesure de  $T$ , une correction  $\Delta T = \Delta T_{CN}$ .

Nous essayons d'ailleurs actuellement de remédier à ceci en augmentant le gain des amplificateurs de façon à ce qu'un léger déséquilibre du pont entraîne une variation très grande de la tension de sortie. Ceci éviterait ainsi d'avoir à effectuer une correction gênante lorsque l'on désire obtenir un résultat assez rapidement.

## VI- REGLAGES DE L'OPTIQUE DU RADIOMETRE.

Nous laissons de côté les réglages qui ont trait à la partie électronique soit amplification, soit thermostat, qui nécessitent une mise au point au cours de leur réalisation et de multiples précautions discutées précédemment. Nous nous attacherons par contre à deux points qui sont particulièrement délicats dans la partie optique du radiomètre et doivent être refaits quand on change les miroirs.

- régler le modulateur annexe pour obtenir un signal de référence en phase avec le signal de la thermopile.

- régler l'alignement de la thermopile et du miroir concave pour que la thermopile ne voit que la partie arrière du corps noir.

### VI-1- Réglage de phase.

Le radiomètre est placé de façon à viser une source dont la température reste stable pendant la durée de la mise au point (bac d'eau). On amène le bord extérieur du modulateur annexe juste à l'intersection avec le faisceau lumineux allant sur la photodiode, ce qui permet de déterminer avec précision sa position. De même le miroir modulateur est repéré par un de ses bords sur une échelle graduée et on le décale progressivement. Un premier réglage grossier est effectué à l'oscilloscope; un deuxième réglage plus fin en recherchant un maximum de signal détecté. Ce réglage n'a pas besoin d'être effectuée avec une très grande précision, car si  $\phi$  est le déphasage entre les deux signaux, le signal détecté est proportionnel à  $\cos\phi$ , et par conséquent ne varie pas trop vite au voisinage de  $\phi = 0$ .

### VI-2- Réglage du faisceau optique.

Nous remplaçons la thermopile par une source lumineuse ce qui

permet une observation aisée du faisceau optique (le filtre  $8-15 \mu$  est alors enlevé). Nous prenons pour cette source des dimensions un peu plus grandes (6mm de diamètre) que celles de la surface de la thermopile (2x2mm) afin d'avoir une marge de réglage suffisante.

Nous vérifions alors les points suivant :

- Le faisceau lumineux ne recouvre que le modulateur lorsque l'on vise la source d'une part, que le miroir concave lorsque l'on vise le corps noir d'autre part. Nous réglons la position de la thermopile pour que la tâche lumineuse soit centrée sur le miroir concave.

- Le corps noir est démonté et remplacé par une pièce de même ouverture qui simule l'entrée du corps noir et permet d'observer la tâche lumineuse sur un écran; on centre cette tâche sur l'ouverture en réglant l'inclinaison du miroir concave, et on lui donne des dimensions minimales (cercle de moindre confusion) en jouant sur la distance thermopile-miroir concave.

- On peut vérifier le réglage précédent en plaçant dans le plan de l'ouverture du corps noir une source étendue de même dimensions que cette ouverture, et observer son image en arrière de la thermopile remplacée par un diaphragme de mêmes dimensions : on doit vérifier alors que l'on ne peut voir les bords extérieurs du corps noir.

DEUXIEME PARTIE.

---

UTILISATION.  
ETALONNAGE ET MESURES.

---

## VII - ETALONNAGE.

L'appareil réalisé doit être étalonné de façon à faire correspondre à une certaine tension de sortie (ou contre tension compensatrice dans notre méthode de mesure) la "température apparente" de la source étudiée, cette température apparente étant définie comme la température qu'aurait la source, si elle était un corps noir.

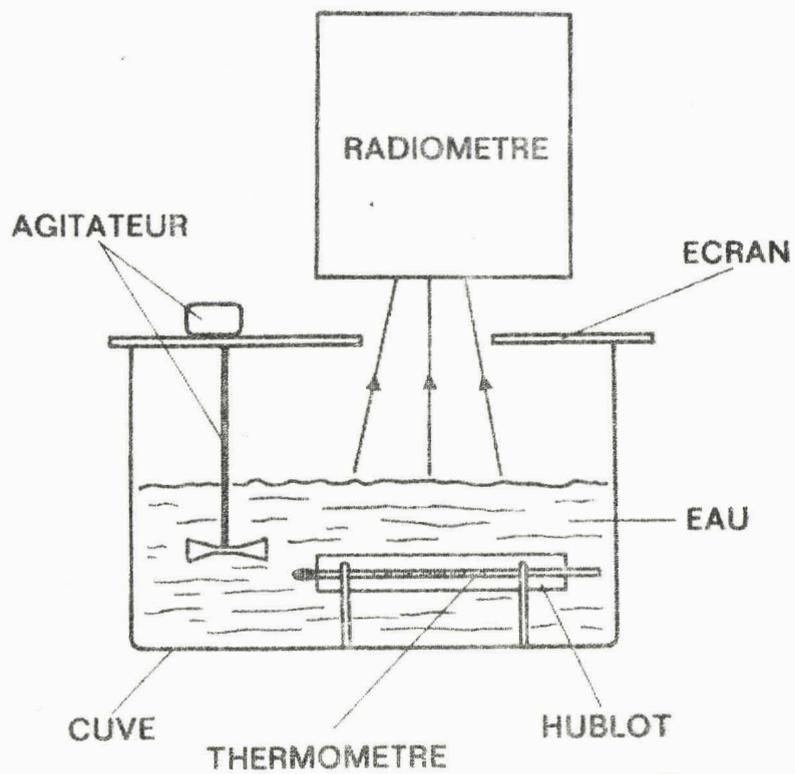
### VII-1<sup>er</sup> Dispositif expérimental.

L'étalonnage idéal se ferait en mesurant le rayonnement émis par un corps parfaitement noir dont nous relèverions exactement la température.

Pratiquement le corps noir utilisé pour l'étalonnage est la surface d'une cuve d'eau, milieu où l'on peut obtenir une température bien définie et qui permet des mesures facilement répétables dans toutes les conditions. Le radiomètre est placé 30 cm au dessus de la surface de l'eau; celle ci est fortement agitée de façon à obtenir une température bien uniforme. Nous relevons cette température au moyen d'un thermomètre complètement immergé, la lecture se faisant à travers un hublot dans la paroi de la cuve; le thermomètre est gradué de 0,02 en 0,02 degré C (figure 31). La cuve d'eau est recouverte d'un écran noir, percé seulement d'une ouverture pour permettre la visée par le radiomètre.

### VII-2<sup>es</sup> Approximations faites.

L'étalonnage n'a de sens absolu que si l'indication du thermomètre immergé correspond bien à la température de surface vue par le radiomètre et si cette surface peut être considérée comme un corps noir. Une première condition est d'avoir une agitation de l'eau suffisante pour rendre la température de l'eau homogène; ce qui semble réalisé. Mais d'autres difficultés subsistent.



BUS  
LILLE

FIGURE 31 : ETALONNAGE.

Dispositif expérimental.

Malgré l'agitation il n'est pas exclu que des phénomènes de surface puissent intervenir au cours de l'étalonnage, de la même façon qu'en mer, pour créer une couche superficielle à température différente de la masse. Il semble seulement qu'ils doivent être moins importants du fait non seulement de l'agitation, mais aussi du faible refroidissement radiatif dû à ce que l'eau est recouverte par un écran noir à une température toujours très voisine.

Une autre source d'erreur provient de ce que l'eau, dans le domaine de longueur d'onde où nous sommes placés n'est pas un corps noir parfait; on peut lui affecter sous incidence normale un coefficient de réflexion  $\rho = 0,012$  [3], soit une émissivité  $\epsilon = 0,988$ . L'écran noir placé au dessus de la cuve, est à la température ambiante; il permet de définir le rayonnement parvenant au radiomètre par réflexion sur la surface de l'eau. Le terme correctif ainsi introduit reste assez faible et nous allons en effectuer le calcul.

### VII-3- Influence de la réflexion sur la surface de l'eau.

Soit  $\epsilon$  l'émissivité de l'eau; nous mesurons, dans les conditions de l'étalonnage

$$I = \epsilon p(T) \frac{\sigma T^4}{\pi} + (1-\epsilon) p(T_{amb}) \frac{\sigma T_{amb}^4}{\pi}$$

au lieu de  $p(T) \frac{\sigma T^4}{\pi}$  pour un corps noir parfait à la température absolue T. ceci introduit une erreur :

$$\Delta I = \frac{(1-\epsilon)}{\pi} p(T) \sigma T^4 - p(T_{amb}) \sigma T_{amb}^4$$

soit une erreur sur la valeur de T mesurée :

$$\Delta T = (1-\epsilon) (T_{amb} - T) = 0,012 (T_{amb} - T)$$

et une variation de + 0,012 degré par degré ambiant.

Nous nous proposons néanmoins de revoir de près ce problème de l'étalonnage absolu du radiomètre, et en particulier d'effectuer dans les mêmes conditions des mesures avec des liquides présentant des caractéristiques différentes (conductibilité, évaporation, tension superficielle) afin de vérifier si l'étalonnage reste valable.

Nous avons d'ailleurs effectué quelques premières comparaisons avec un corps noir réalisé avec une émissivité d'environ 0,998. Les différences existantes entre les deux types d'étalonnages, corps noir ou surface de l'eau ( $\epsilon = 0,988$ ), s'expliquaient très bien par les différences de coefficient d'émissivité. Il ne semble donc pas qu'il faille mettre en cause dans notre étalonnage, une erreur due à un phénomène de surface pour l'eau.

Cependant, il est plus prudent de dire que les températures apparentes de la surface de la mer que nous mesurons actuellement au radiomètre ne peuvent être données que comme relatives avec la définition précise suivante : température de l'eau qui, dans les conditions d'étalonnage définies ci-dessus donnerait le même signal au radiomètre que la surface de la mer. Ces températures seront au besoin ultérieurement converties en valeurs absolues.

#### VII-4. Courbe d'étalonnage.

Le signal délivré par la thermopile du radiomètre est annulé au moyen de la contre-tension. Celle-ci est repérée par la résistance R d'un potentiomètre 10 tours, permettant de la faire varier (voir paragraphe III-2).

Nous portons

- en abscisse le nombre N de divisions du potentiomètre R,
- en ordonnée la température lue au thermomètre immergé à laquelle on a ajouté un terme correctif  $\Delta T = + \Delta T_{CN}$ , de façon à tenir compte des dérivés en température du corps noir ( $\Delta T_{CN}$ ), (cf paragraphe V-7).

La figure 32 donne une courbe d'étalonnage type, pour une température du corps noir de référence de 27,3 degré C.

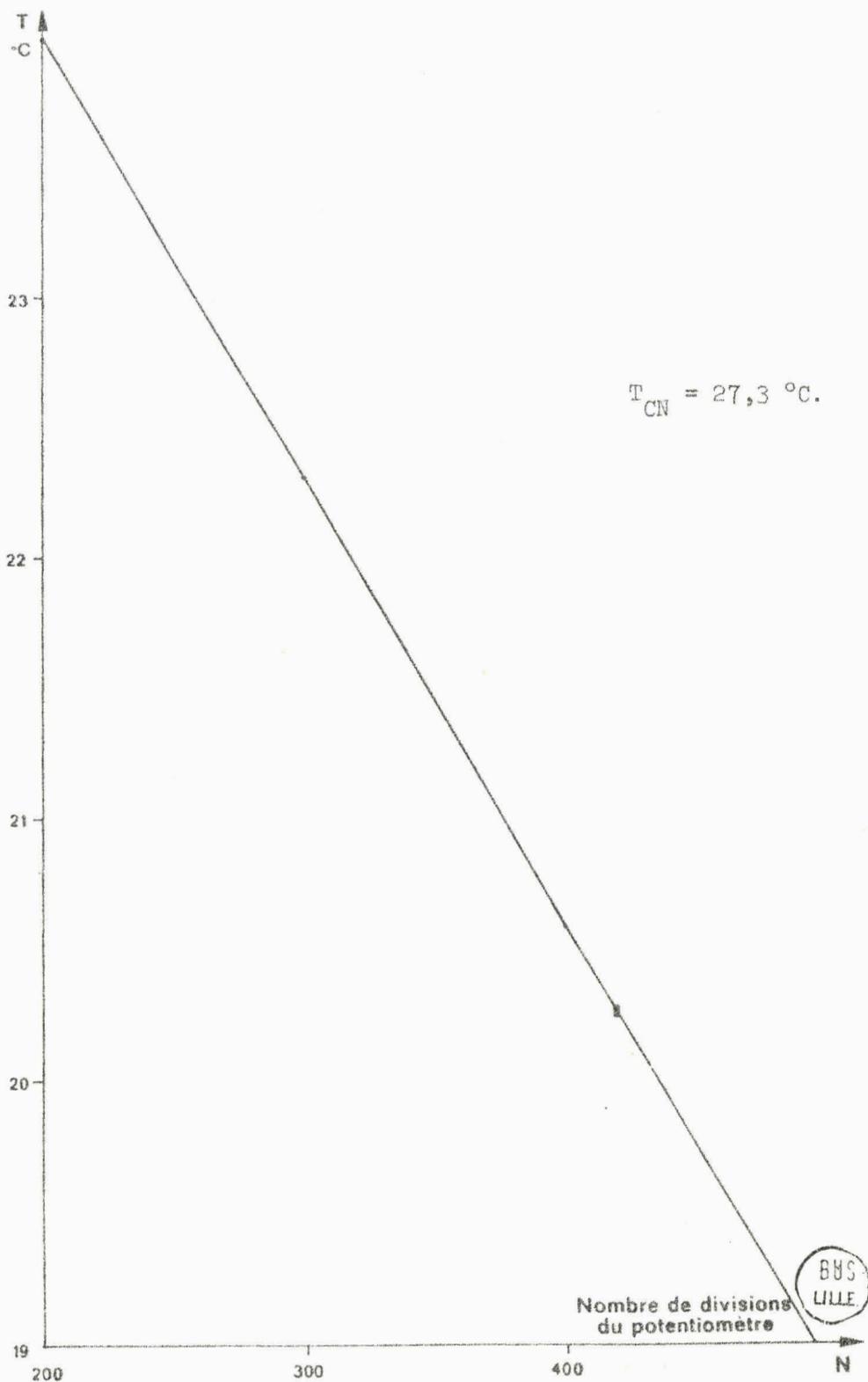


FIGURE 32 : COURBE D'ETALONNAGE.

La figure 33 traduit les mêmes résultats mais le nombre de divisions est remplacé par la contre-tension  $e_s$  exprimée en volt.

Nous avons vu que la sensibilité de l'appareil était proportionnelle à  $p(T) T^3$  (paragraphe II-3) terme qui varie de 1% environ par degré, ce qui entraîne une courbure de l'étalonnage que l'on retrouve sur la figure 29-b, où le signal est exprimé en volt.

La non-linéarité de la fonction  $e_s = f(R)$ , qui a elle même une courbure du même ordre,  $\sim 1,2\%$ , mais de sens opposé, a pour effet de linéariser la courbe d'étalonnage lorsque le signal est exprimé en divisions du potentiomètre R (figure 32). C'est cette courbe que nous utilisons dans la pratique parce que plus facile à tracer avec précision.

La pente de la courbe nous donne la sensibilité de l'appareil, 59 divisions par degré, soit  $0,55 \cdot 10^{-6}$  volt par degré. Nous pouvons comparer cette valeur à celle calculée théoriquement par degré :  $0,6 \cdot 10^{-6}$  volt par degré (paragraphe II-5).

#### VII-5- Précision de l'étalonnage.

Le bruit de l'ensemble est équivalent à une demi-division. Le repérage de la valeur de R s'effectue également à une demi-division près. Il faut ajouter l'erreur sur la détermination du zéro de l'appareil, obtenu lorsque la thermopile ne reçoit aucun rayonnement. Ce zéro est susceptible de légères fluctuations dans le temps et nous lui attribuons une erreur d'une demi-division. Nous estimons donc la limite supérieure de l'erreur sur le nombre de divisions à 1,5 division.

La lecture sur le thermomètre immergé se fait à  $\pm 0,01$  degré. D'autre part les corrections effectuées pour éliminer les variations de température du corps noir sont déterminées à  $\pm 0,005$  degré. La limite supérieure de l'erreur sur la valeur de la température de l'eau est donc de 0,015 degré.

On peut tracer sur la courbe d'étalonnage un rectangle d'erreur (fig 34) qui donne une précision de  $\pm 0,04$  degré sur la température d'une

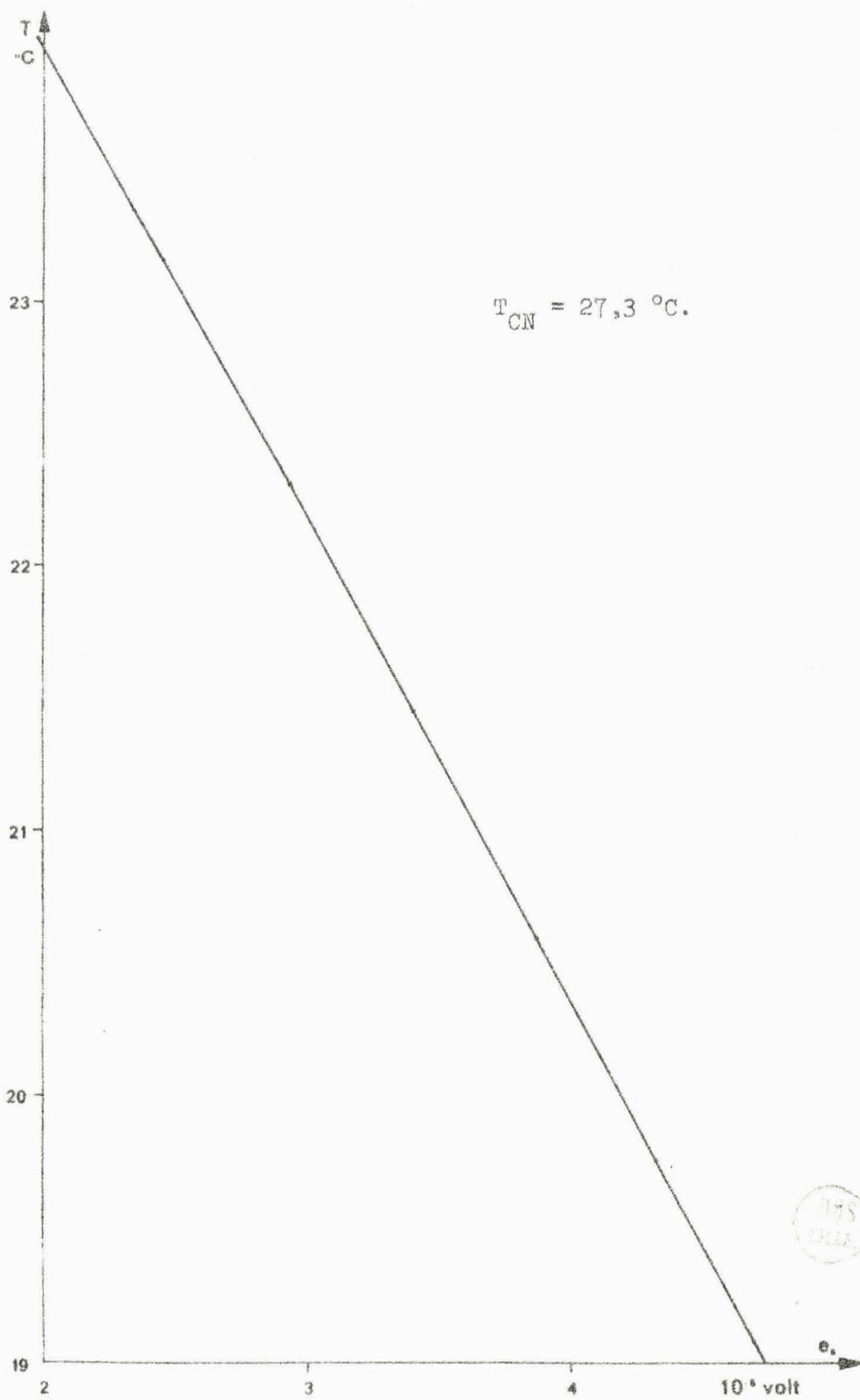


FIGURE 33 : TEMPERATURE EN FONCTION DE LA CONTRE-TENSION.

source déduite de la mesure radiométrique au moyen de la courbe d'étalonnage.

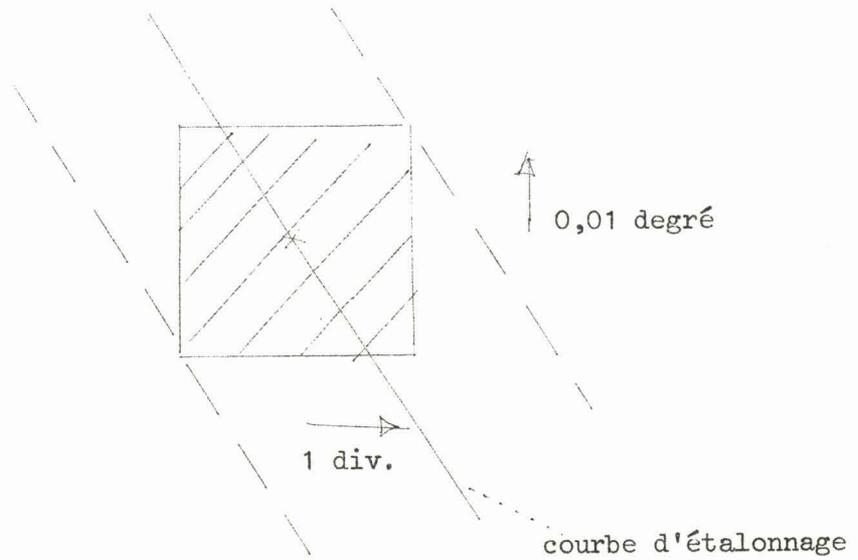


FIGURE 304 : RECTANGLE D'ERREUR.



### VIII- INFLUENCE DE LA TEMPERATURE AMBIANTE.

En fait en répétant plusieurs jours la même expérience d'étalonnage nous obtenons fréquemment des écarts de mesure légèrement supérieurs à ceux prévus ci-dessus (figure 35). Il nous a semblé que ceci était principalement du aux fluctuations de la température ambiante, donc de la température interne du radiomètre. Nous avons rencontré en effet, au cours de la réalisation de l'appareil, diverses causes d'erreurs liées à la température ambiante.

En vue d'une analyse plus fine de ces écarts, nous avons étudié la corrélation qui pouvait exister entre écart de mesure et température ambiante. Un étalonnage dans une gamme restreinte de température de l'eau, de 18,5 à 19,5 degré C, a été répété pendant une durée assez longue, en faisant varier le plus largement possible la température ambiante. Les écarts de mesure ( $\Delta T$ ) sont pointés par rapport à une courbe d'étalonnage établie au préalable à température ambiante constante, et sont reportés en fonction de la température du miroir concave ( $T_{MC}$ ) qui semble le mieux représenter la température interne du radiomètre.

Si la courbe d'étalonnage dont on se sert pour pointer les  $\Delta T$  a une pente qui n'est pas tout à fait exacte, les écarts pour une mesure dans des conditions strictement identiques ( $T_{amb}$ ) peuvent varier selon la température de l'eau, et leur dispersion augmenter ainsi artificiellement. Il convient donc de déterminer avec le maximum de précision la pente de la courbe, et de travailler avec une température d'eau variant le moins possible.

Les figures 36 et 37 donnent les résultats pour deux séries de mesures, la première sur une durée de 5 jours, la seconde sur 3 jours.

1) Nous voyons ainsi apparaître une variation de l'écart de mesure en fonction de la température ambiante. Les résultats sont analogues dans les deux cas et nous avons étudié plus en détail ceux de la figure 37,

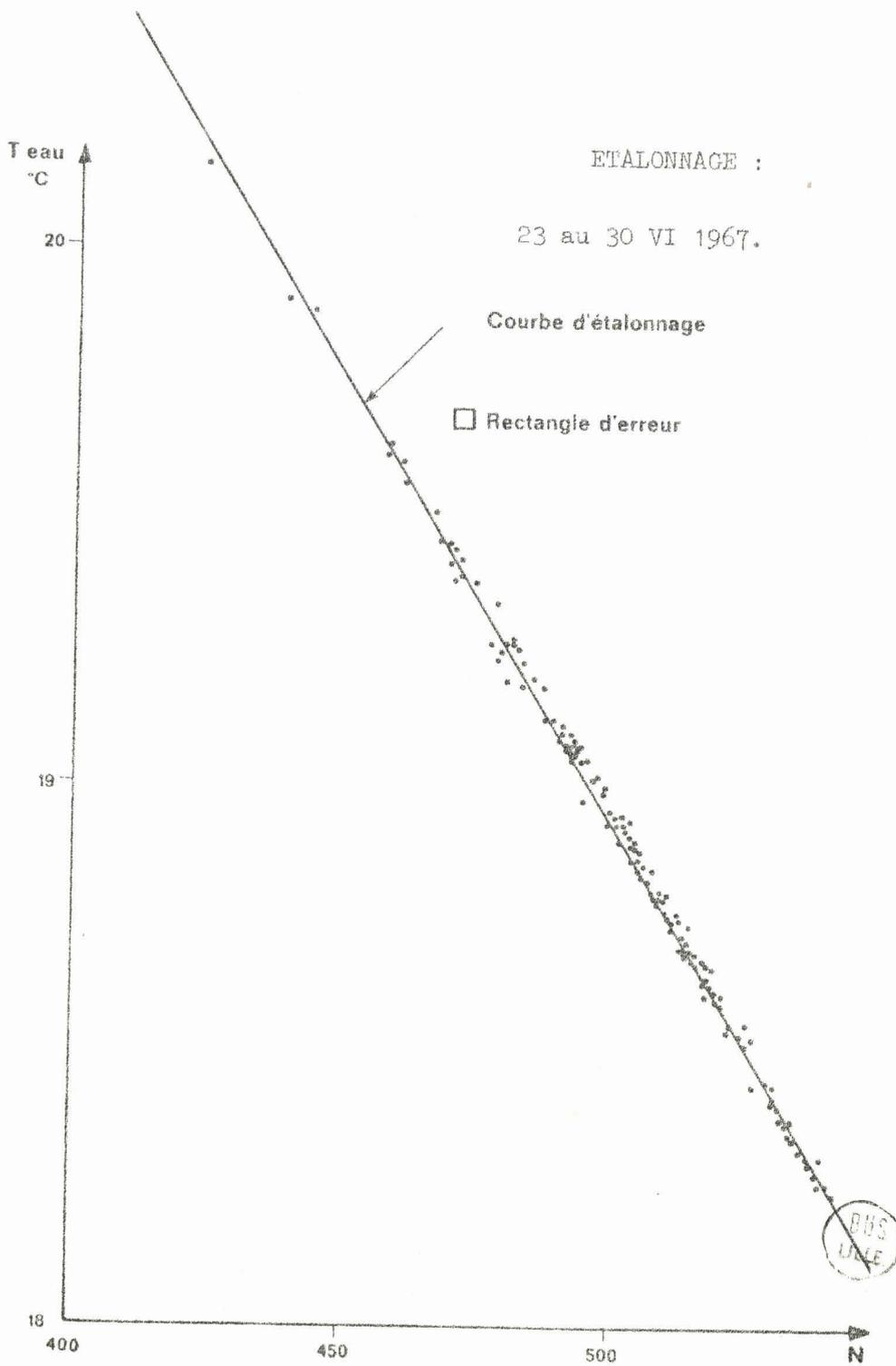


FIGURE 35.

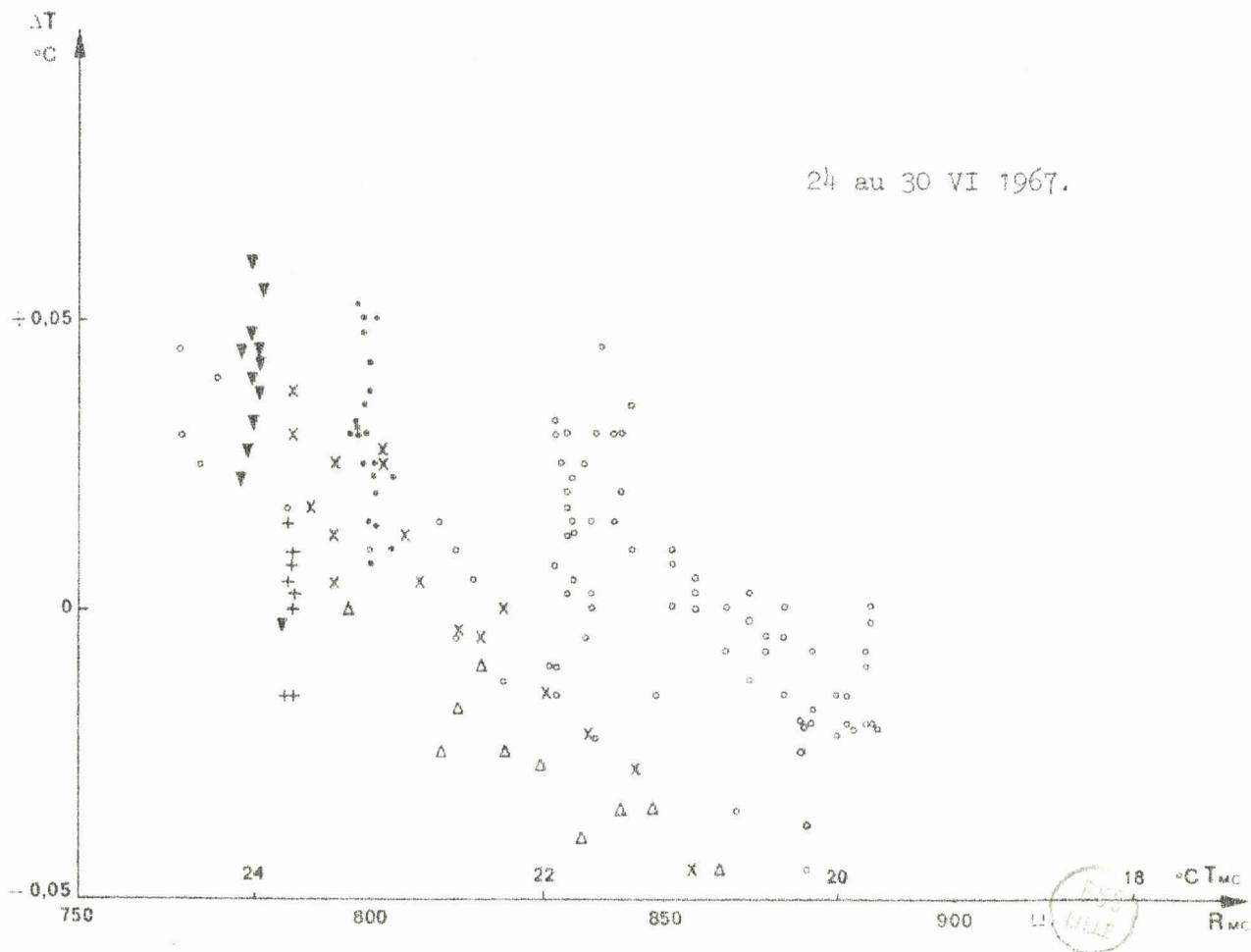


FIGURE 36 : Ecart de mesure % à un étalonnage fixe, en fonction de  $T_{MC}$  (température interne du radiomètre).

3 au 5 Juillet 1967.

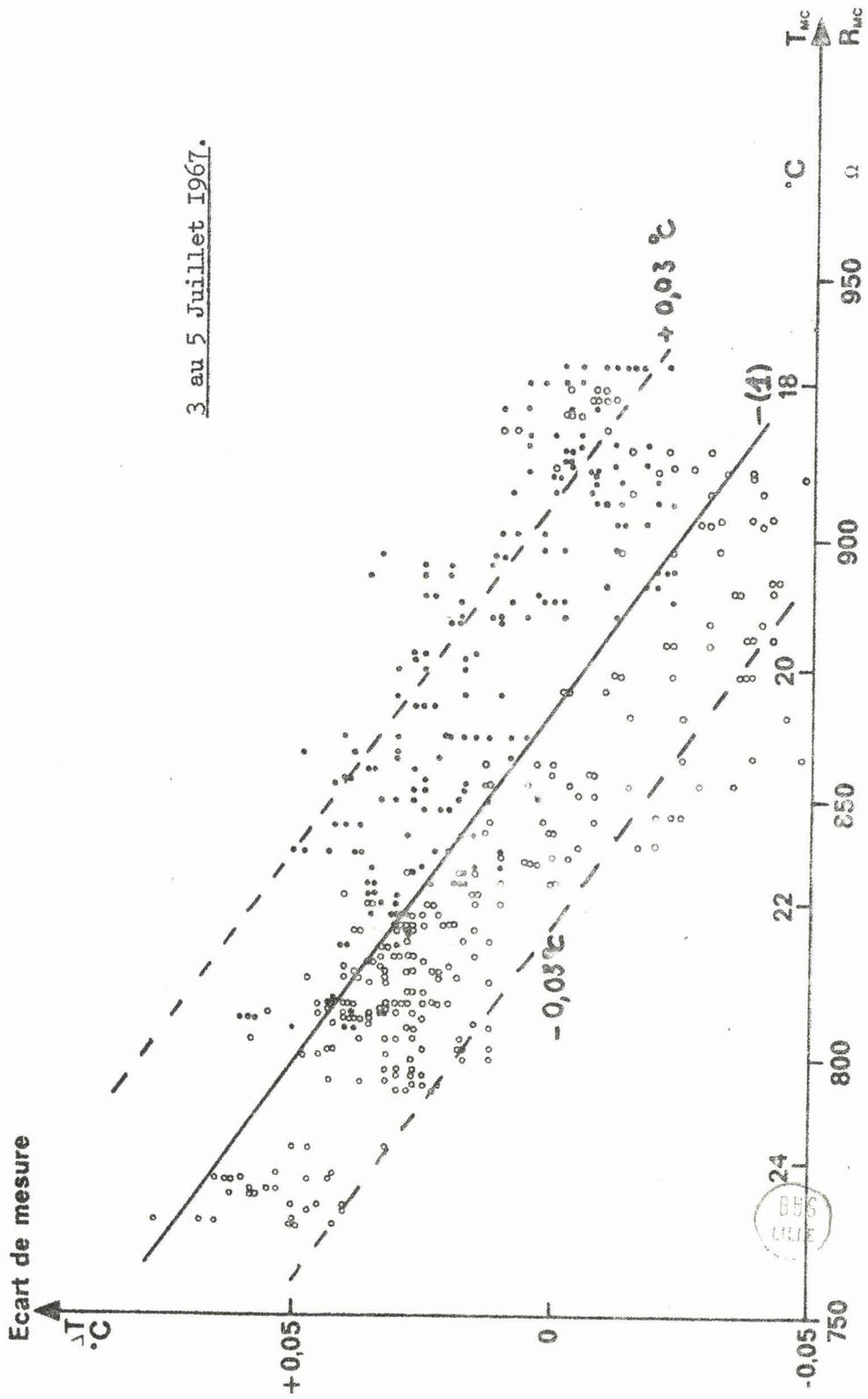


FIGURE 37 : Ecart de mesure par rapport à un étalonnage fixe, en fonction de la température interne du radiomètre (T<sub>MC</sub>).

où la température avait le plus largement varié. La droite tracée (1) est déterminée par application du critérium des moindres carrés [11] à l'ensemble des résultats qui y sont pointés; elle nous donne un coefficient de + 0,018 degré par degré de variation de la température ambiante. Nous verrons plus loin à quoi attribuer ceci.

2) Les écarts de mesure restent assez importants, souvent 0,05 degré par rapport à la droite (1) sur la figure 37, plus particulièrement lorsque  $T_{MC}$  varie rapidement. Ils restent limités à moins de 0,03 degré pour des points à  $T_{MC}$  stable durant un temps assez long.

3) Les pointés faits à température  $T_{MC}$  croissante, ou décroissante (figure 37) se répartissent de part et d'autre de cette droite (1).

Il semble donc qu'il existe une autre source d'écart de mesure liée à la vitesse de variation  $\frac{dT_{MC}}{dt}$  de la température  $T_{MC}$ . On peut expliquer ceci de la façon suivante : les diverses causes d'erreur intervenant ont des constantes de temps thermiques différentes vis à vis des variations de température ambiante.

Nous considérerons un phénomène qui introduit l'erreur

$$\Delta T_i = \alpha_i (T_i - T_o)$$

où  $\alpha_i$  est un coefficient de proportionnalité caractéristique du phénomène,  $T_i$ , la température intervenant réellement pour cette cause d'erreur,  $T_o$ , la température origine prise comme repère fixe pour l'étalonnage. En fait, si l'on réfère à une température  $T_{MC}$  prise au miroir concave

$$T_i \approx T_{MC} + (\tau_{MC} - \tau_i) \frac{dT_{MC}}{dt}$$

au premier ordre, si l'on suppose que les températures varient linéairement dans le temps; avec la même vitesse moyenne  $\frac{dT_{MC}}{dt}$ ;  $(\tau_{MC} - \tau_i) \frac{dT_{MC}}{dt}$  représente l'erreur de trainage, pour des constantes de temps thermique vis à

vis de l'extérieur  $\tau_{MC}$  et  $\tau_i$  aux points où sont respectivement pris  $T_{MC}$  et  $T_i$ .

S'il y a n causes d'erreur différentes, l'erreur totale sera :

$$\begin{aligned} \Delta T &= \Delta T_i = \sum_1^n \alpha_i (T_i - T_0) \\ &= \sum_1^n \alpha_i (T_{MC} - T_0) + \sum_1^n \alpha_i (\tau_{MC} - \tau_i) \frac{dT_{MC}}{dt} \end{aligned}$$

Le premier terme nous donne bien une relation linéaire entre T et l'écart  $(T_{MC} - T_0)$  avec comme coefficient de proportionnalité  $\sum_1^n \alpha_i$ , c'est à dire la somme des coefficients de chaque source d'erreur. Mais il est important de voir que, si les températures varient avec le temps, il s'introduit dans  $\Delta T$  d'autres termes dont le principal est lié à la dérivée de  $T_{MC}$  par rapport au temps avec un coefficient  $\sum_1^n \alpha_i (\tau_{MC} - \tau_i)$ .

Pour vérifier cela, nous avons repris les mesures précédentes, et pointé les écarts  $\Delta T'$  par rapport à la courbe (1) donnant la meilleure approximation sur la figure 37. Ces écarts sont portés en fonction de  $\frac{dT_{MC}}{dt}$ , valeur moyenne de la dérivée par rapport au temps, de la température du miroir concave dans l'heure qui précède la mesure (figure 38). La corrélation entre  $\Delta T'$  et  $\frac{dT_{MC}}{dt}$  est assez faible, mais suffisante pour déterminer un coefficient approché (courbe (2)) : nous obtenons une erreur de - 0,035 degré pour un  $\frac{dT_{MC}}{dt}$  de + 1 degré par heure.

Ce coefficient nous permet de corriger les points portés précédemment en figure 37 pour éliminer le terme dû à la dérivée de la température par rapport au temps. Les résultats sont portés en figure 39. Nous obtenons une dispersion des points autour de la courbe (3) beaucoup plus correcte. Pratiquement tous les points sont contenus dans le rectangle d'erreur, avec une distribution très serrée autour de la courbe (3). Il semble

.../...

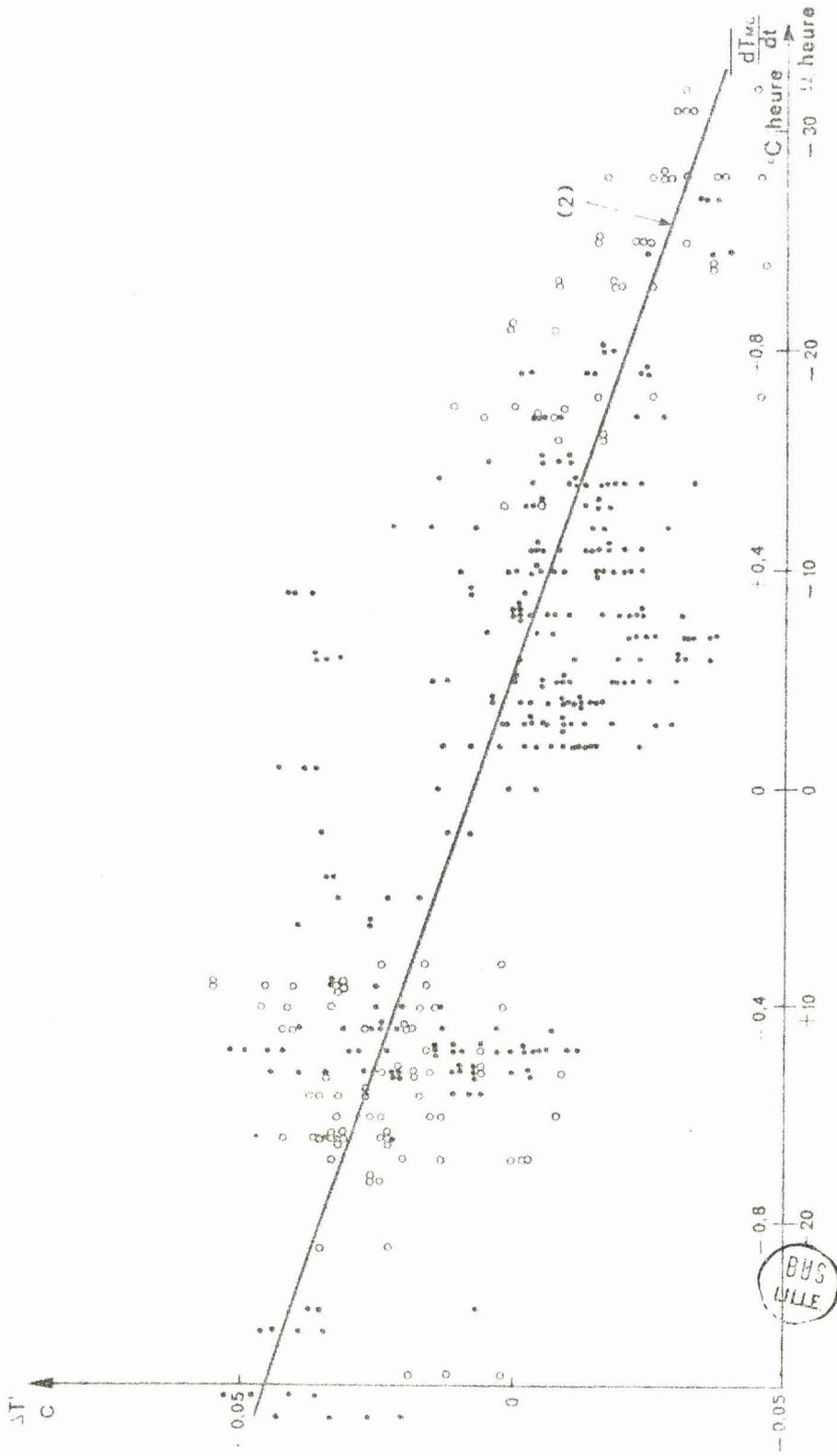


FIGURE 38 : Ecart de mesure  $\Delta T'$  par rapport à la courbe (1) de la figure 37.

en fonction de  $\frac{dT_{MC}}{dt}$ .

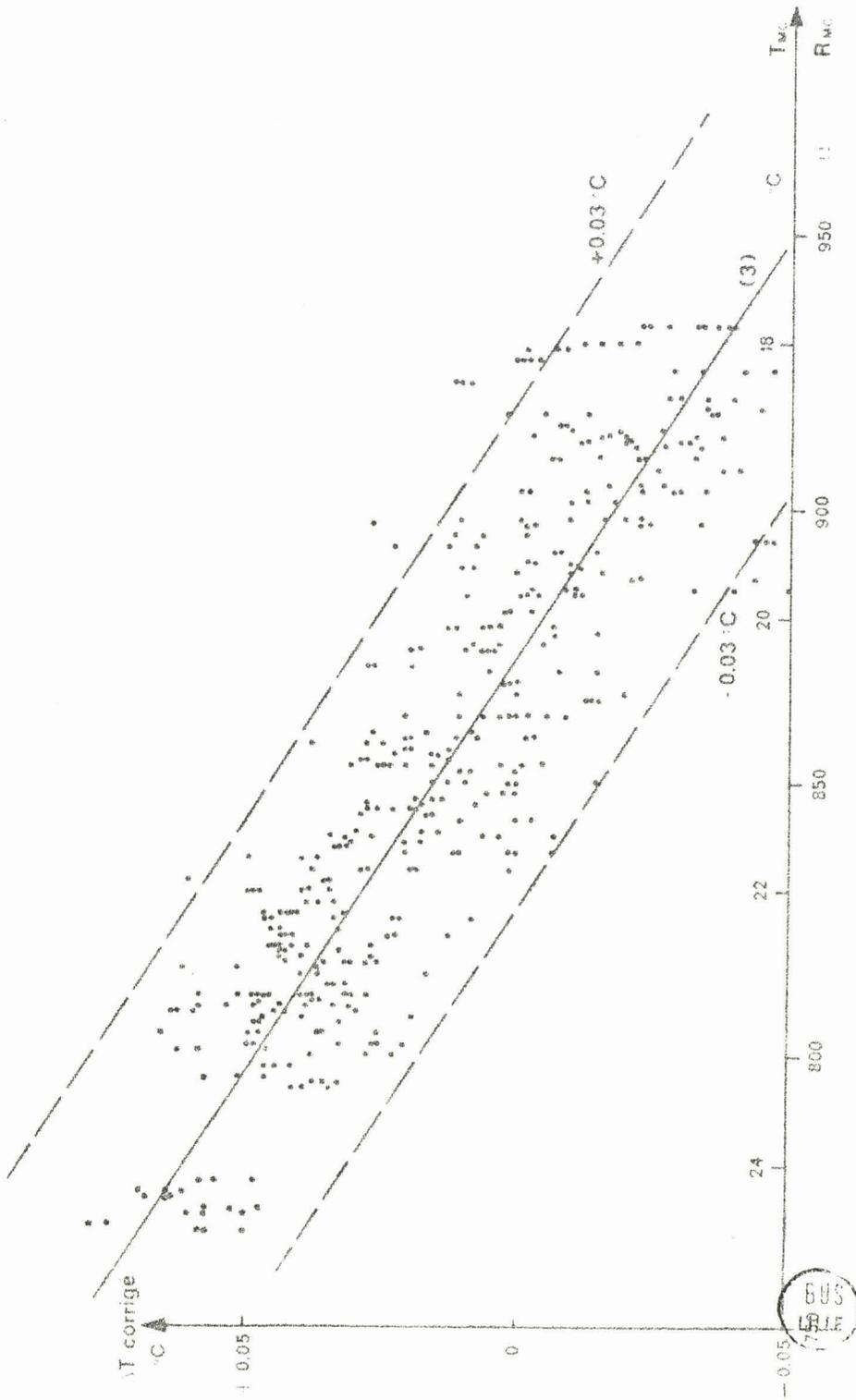


FIGURE 39 : Ecart de mesure par rapport à un étalonnage fixe (cf. figure 37),

corrigé pour  $\frac{dT_{MC}}{dt}$ , en fonction de  $T_{MC}$ .

que nous puissions évaluer l'erreur à  $\pm 0,03$  degré, légèrement inférieure à celle obtenue au moyen du rectangle d'erreur ( $\pm 0,04$  degré). Nous obtenons également une mesure plus précise du coefficient de température :  $+ 0,015$  degré par degré ambiant pour la courbe (3).

#### Discussion.

Nous rappellerons ici brièvement les diverses causes qui entraînent des erreurs liées aux fluctuations de la température ambiante. La plupart ont été rencontrées au cours de la description de l'appareil :

-- Les coefficients de réflexion des miroirs diffèrent de l'unité ce qui entraîne une erreur de  $(R_{MC} - R_{MOD})$  degré par degré ambiant (IV-1). Nous n'avons pas de mesures sur  $R_{MC} - R_{MOD}$  mais il semble raisonnable de prendre  $|R_{MC} - R_{MOD}|$  de l'ordre de 0,05.

-- Les dérives en température <sup>du corps noir</sup> dues à l'insuffisance du thermostat et à d'éventuels gradients internes sont éliminées en mesurant la température  $T_{CN}$  du corps noir et en effectuant une correction  $+ \Delta T_{CN}$  sur la mesure. Ceci n'est vrai qu'en première approximation (cf V-7), et il se peut que cette correction légèrement insuffisante laisse subsister un terme d'erreur. Seuls subsistent alors les gradients à travers la peinture qui ont été évalués à  $- 0,003$  degré par degré ambiant (cf V-6).

Ces termes produisent une erreur uniquement liée à la température ambiante, et ne dépendant pas de l'amplitude du signal, donc de la température de l'eau. D'autres termes par contre, font intervenir cette dernière nous avons vu (III-2-e) que l'ensemble thermopile et centre tension pouvait être caractérisé par un coefficient d'environ  $+ 1,4 \cdot 10^{-3}$   $(T_{CN} - T)$  par degré ambiant, soit pour  $(T_{CN} - T) = 8$  degrés, une erreur de  $+ 0,011$  degré par degré ambiant.

Dernière source d'erreur, uniquement due au dispositif adopté pour l'étalonnage et non à l'appareil : le coefficient de réflexion sur la surface de l'eau qui entraîne une erreur de  $+ 0,012$  degré par degré ambiant.

Si nous rassemblons ces deux dernières causes, réponse de la thermopile et correction de réflexion, qui semblent prépondérantes, nous obtenons un coefficient + 0,023 degré par degré ambiant que nous pouvons comparer à la valeur + 0,015 degré par degré ambiant effectivement mesurée; le manque d'information sur les coefficients de réflexion des miroirs et l'influence de la température sur la thermopile ne nous permet pas de conclure davantage. Il semble que l'ordre de grandeur soit cependant respecté.

Nous avons ainsi précisé deux paramètres caractérisant l'influence de la température sur l'appareil, et permettant de l'éliminer au cours de l'étalonnage et des mesures :

- erreur due à une variation de 1 degré de la température ambiante : + 0,018 degré ( $\sum \alpha_i = 0,018$ )

- erreur due à une vitesse de variation de 1 degré par heure de la température ambiante : - 0,035 degré ( $\sum \alpha_i (\tau_{MC} - \tau_i) = - 0,035$  heure).

#### Conclusion.

Un étalonnage fait dans des conditions constantes, température ambiante fixe, met en évidence une dispersion des mesures de  $\pm 0,03$  degré. Remarquons que celle-ci est supérieure au bruit équivalent en température qui est de  $\pm 0,01$  degré, et a pour cause notamment la lecture du thermomètre, et de la contre-tension.

Lorsque la température ambiante varie, des écarts de mesure apparaissent, liés à cette température et à sa dérivée par rapport au temps, et si l'on désire garder la précision ci-dessus, il convient de faire les corrections nécessaires dès qu'à l'utilisation la température ambiante diffère de la valeur au cours de l'étalonnage, et que la dérivée n'est plus nulle.

Afin de rendre l'utilisation de l'appareil plus souple, nous envisageons de le thermostatier entièrement à  $\pm 0,5$  degré, ce qui permettrait de travailler toujours dans les mêmes conditions de température à l'intérieur du radiomètre, et d'éliminer cette dérive avec la température ambiante, de

même que la correction qui doit être apportée au corps noir. Dans ces conditions l'appareil serait apte à fonctionner de façon continue sans surveillance, puisque l'on ne devrait plus relever les paramètres annexes, température du corps noir et du miroir ; un étalonnage resterait valable dans une large gamme de température ambiante.

IX- NECESSITE D'UN REETALONNAGE.

Il est important de savoir si un étalonnage effectué sur une période assez courte reste valable longtemps, et dans quelle limite on peut s'y fier. L'étude précédente portait sur des durées qui ne dépassent jamais une semaine, et il semble intéressant de donner les résultats à notre disposition pour une durée plus longue.

La figure 40 rassemble divers résultats, pour un corps noir à 27,3° C et une température ambiante de 21° C en moyenne :

1) - les étalonnages effectués en laboratoire (Lille) fin Juin et début Juillet 1967, couvrant à peu près continument une période de 15 jours.

2) - les étalonnages effectués sur la bouée-laboratoire, les 14 et 21 Aout 1967.

Ces deux séries de résultats ne laissent pas percevoir de différences sensibles (+ 0,02 degré sur la bouée laboratoire). Il faut souligner qu'entre ces deux périodes est intervenu le transport du radiomètre par route, puis bateau; aucun dérèglement n'est survenu dans l'intervalle, de même qu'après fonctionnement sur la bouée, en atmosphère marine, ce qui semble un bon test.

Il semble donc que l'on puisse se fier à un étalonnage donné pour une période dépassant largement les quinze jours d'une campagne de mesures. Mais il reste quand même préférable d'encadrer cette campagne par deux étalonnages, de façon à être sûr de la validité des mesures effectuées dans l'intervalle.

Précisons enfin que la modification ou le remplacement de certains éléments du radiomètre impose un nouvel étalonnage; principalement les miroirs doivent être remplacés périodiquement. L'oxydation en surface, les dépôts de poussières et de sel inévitables puisque le radiomètre est ouvert à l'air ambiant, risquent en effet de diminuer à la longue leurs coefficients de réflexion.

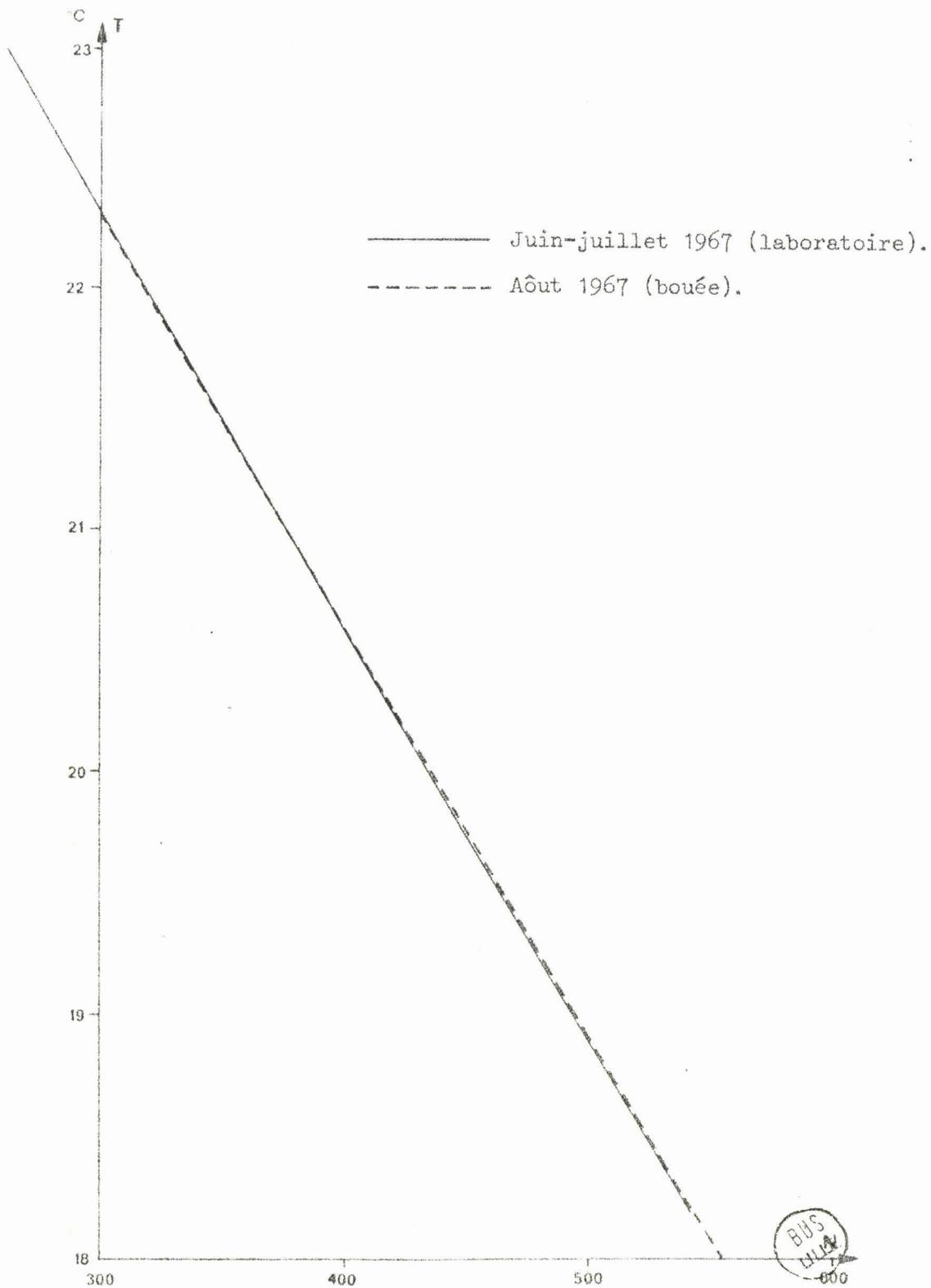


FIGURE 40 : COMPARAISON ENTRE ETALONNAGES.

Evidemment le remplacement du filtre, de la thermopile, la modification de la température du corps noir imposent également ce réétalonnage.

X- MESURES DE TEMPERATURE DE SURFACE DE LA MER.

Deux campagnes de mesures (Aout 1967) et (Décembre 1967) ont été effectuées avec le radiomètre sur la bouée laboratoire du COMEXO, placée en Méditerranée, entre Toulon et la Corse.

L'appareil était placé entre 7 et 8 m au dessus du niveau de la mer. Nous observons ainsi une "zone" de 2,50 m de diamètre sur la surface de l'eau. Par réflexion sur la surface de l'eau, nous visons la plate-forme supérieure de la bouée, ce qui nous permet en première approximation de dire que le rayonnement reçu par la mer et réfléchi est celui d'un corps noir à température ambiante (figure 46). Les conditions de mesures sont alors les mêmes qu'au cours de l'étalonnage, et nous déduisons de la mesure directement une température apparente pour la surface de la mer.

Chaque série de mesures est encadrée d'un étalonnage, de façon à vérifier la stabilité de celui-ci.

Au cours des mesures sont relevés systématiquement :

- la température apparente de la surface de la mer, au moyen du radiomètre.

- la température de l'eau en effectuant un prélèvement dans les 50 premiers centimètres; la lecture de cette température se fait avec le même thermomètre qui a servi au cours de l'étalonnage.

- les paramètres intervenant pour effectuer les corrections nécessaires à l'obtention de la température apparente : température ambiante, température du corps noir, température interne du radiomètre.

- les observations pouvant influencer sur les mesures : humidité, vent, aspect du ciel, état de la mer.

Les résultats sont donnés dans les figures 42 et suivantes, où sont portés la température apparente de surface mesurée au radiomètre, et la température interne de l'eau mesurée au thermomètre.

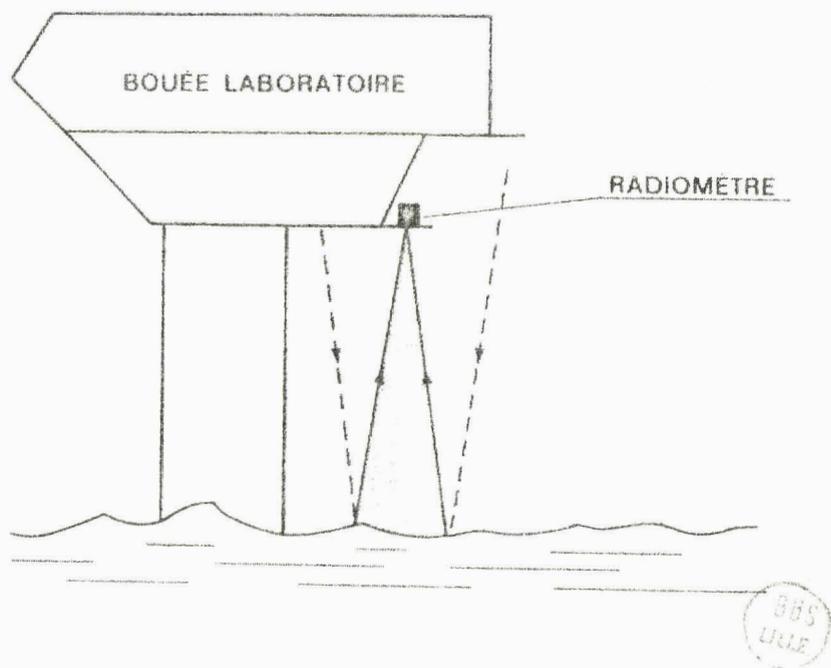


FIGURE 41 : INSTALLATION DE L'APPAREIL SUR LA BOUÉE.

Ces résultats appellent les observations suivantes :

- la température apparente est toujours plus basse de quelques dixièmes de degrés, sauf le 18-8-67 dans la journée (calme plat) où il semble qu'une pellicule chaude se soit formée en surface; la température interne mesurée ne correspond plus alors à celle de la surface visée par le radiomètre et dans ce cas la mesure radiométrique présente un grand intérêt car les mesures classiques ne permettent plus de rendre compte fidèlement de la température de surface.

- l'écart varie nettement avec l'état du ciel : il est de 0,1 degré en moyenne pour un ciel couvert, de 0,3 degré pour un ciel clair.

- on peut remarquer que dans le cas d'un changement brusque de la température interne (passage de bateau, courant), la température apparente suit la même évolution (17-8-67 à 20 h par exemple).

Nous ne ferons pas ici une discussion détaillée de cet écart. Disons seulement que deux causes peuvent être sources d'erreur :

- l'absorption due au trajet atmosphérique radiomètre, surface de la mer, et par conséquent la réémission à une température qui est celle de l'atmosphère; le calcul effectué dans notre cas montre que cette cause produit des erreurs inférieures à 0,01 degré; la figure 50 donne la transmission d'un trajet atmosphérique d'environ 10 m en fonction de la longueur d'onde.

Théoriquement, la correction à apporter sur la mesure, à cause de la réflexion du ciel sur la surface de la mer, est nulle car nous avons vu que la plateforme supérieure de la bouée forme écran. Ceci n'est valable que pour une mer calme, car dès que la mer est agitée, on vise par réflexion une partie du ciel dépendant de la pente des vagues. Il est donc possible que les écarts relevés puissent s'expliquer par la réflexion du rayonnement du ciel, mais il ne faut pas oublier que l'état du ciel intervient également dans le refroidissement radiatif de la surface.

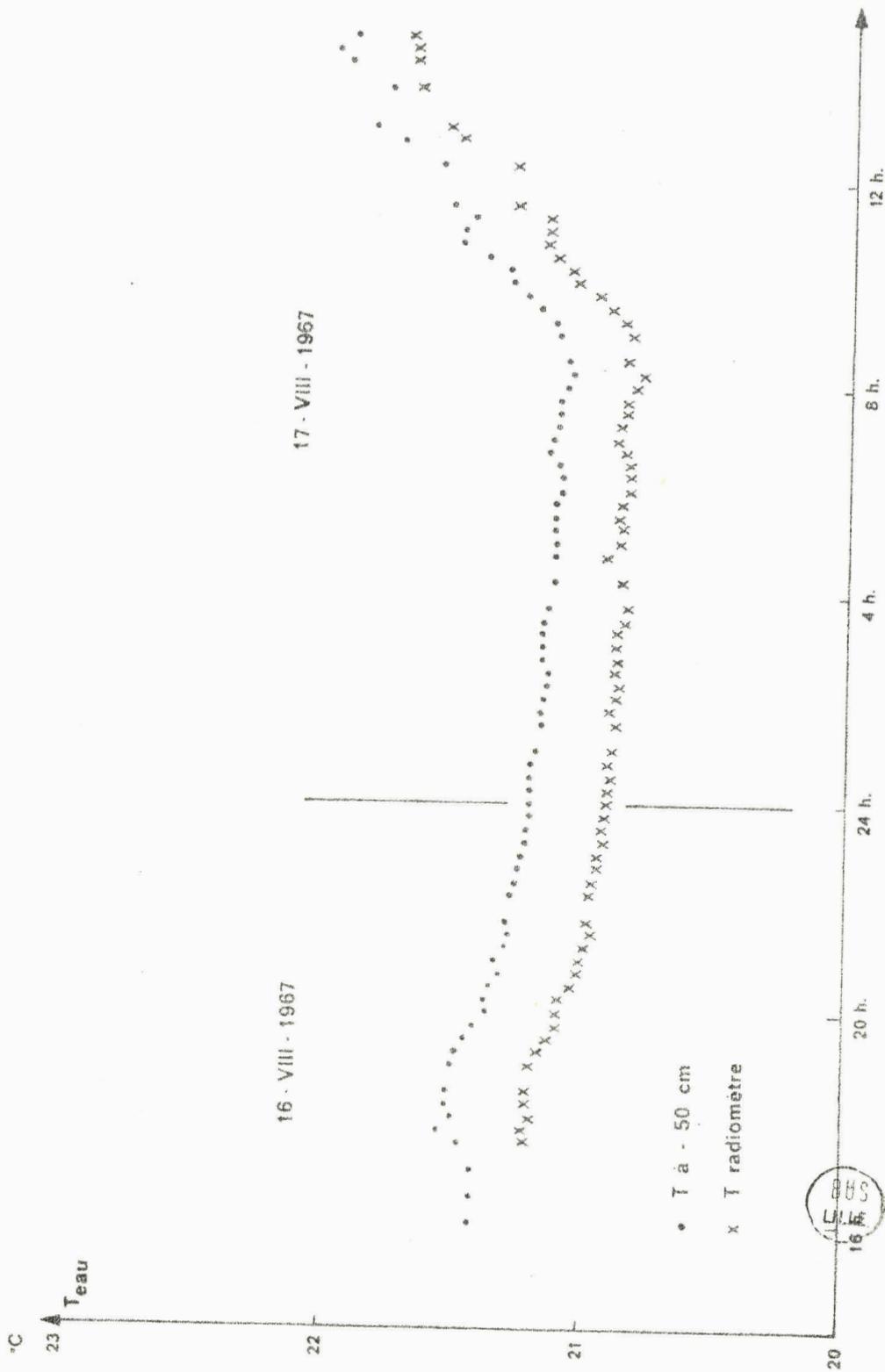


FIGURE 48.

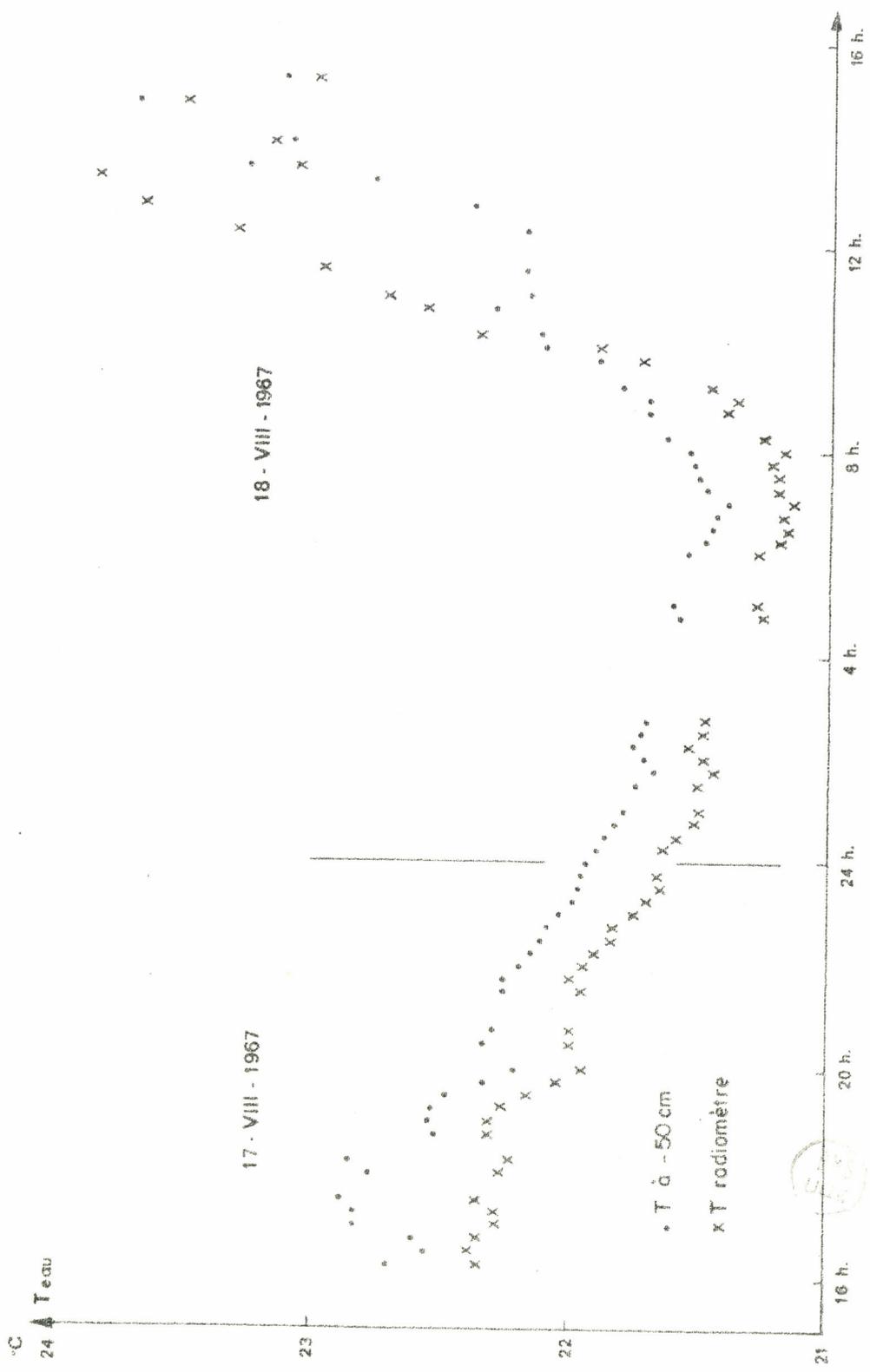


FIGURE 43.

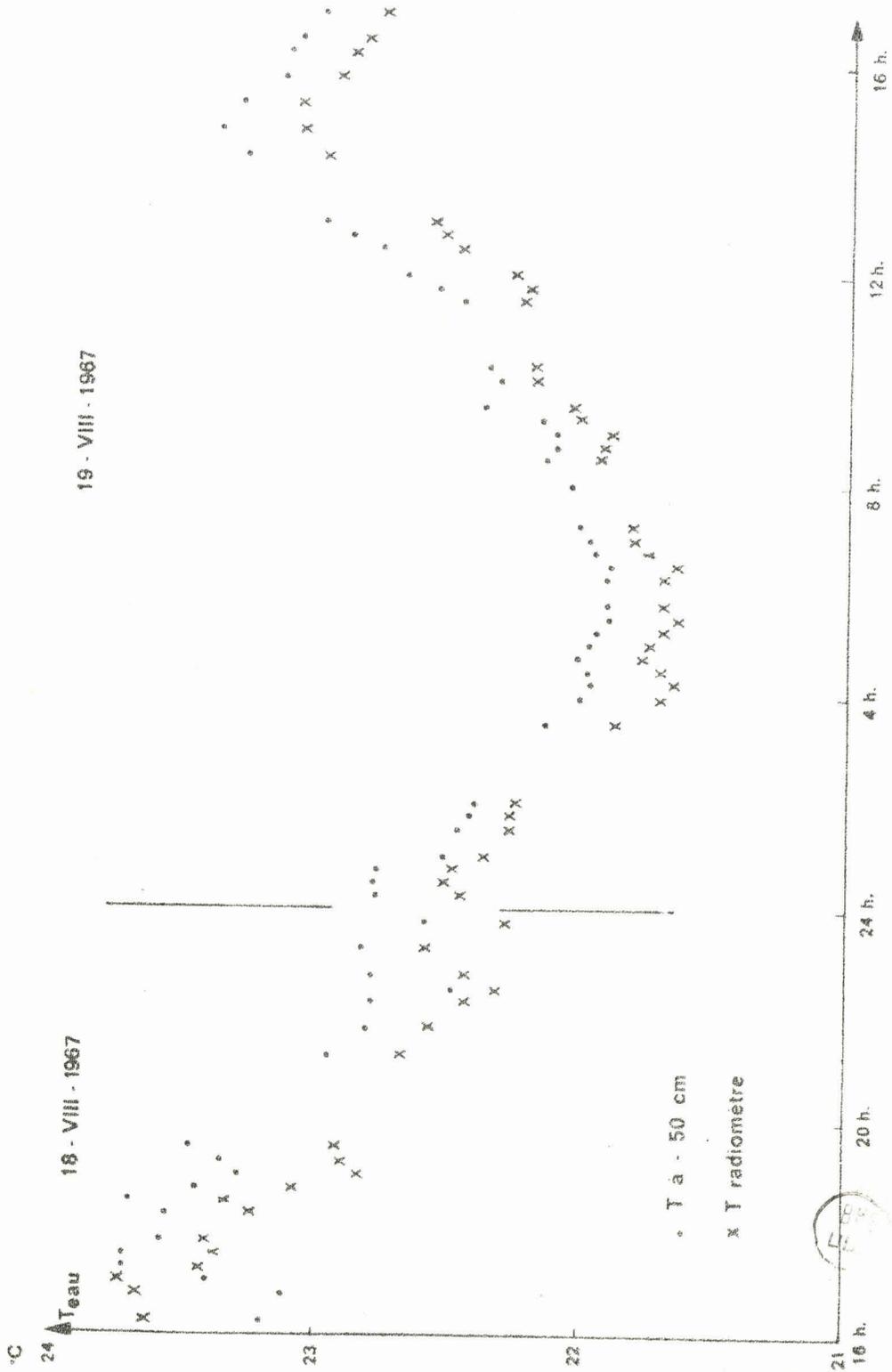


FIGURE 44.

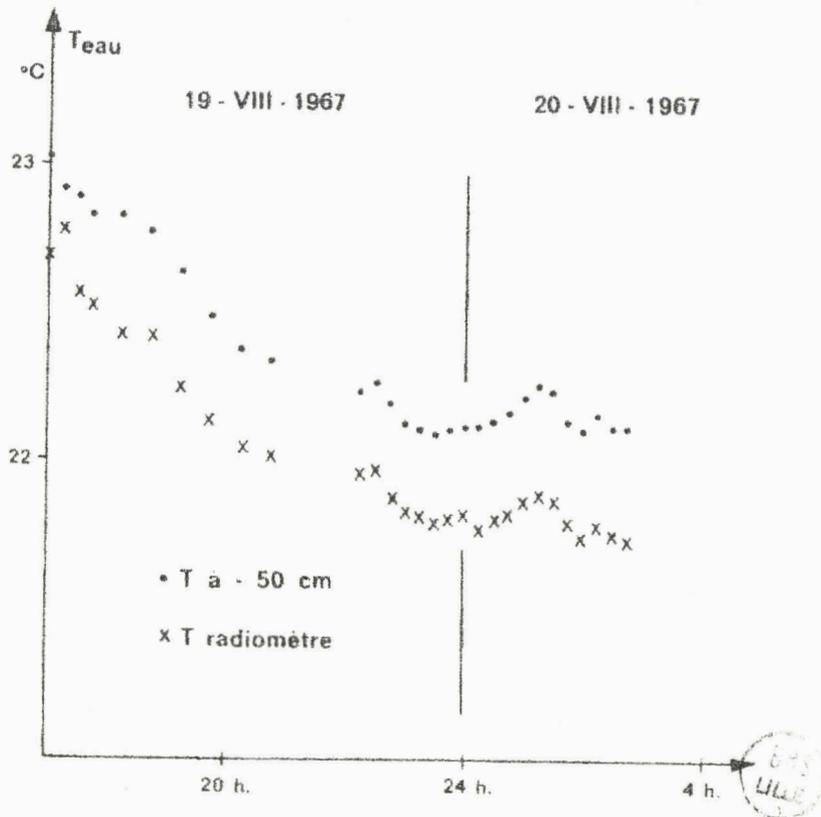


FIGURE 45.

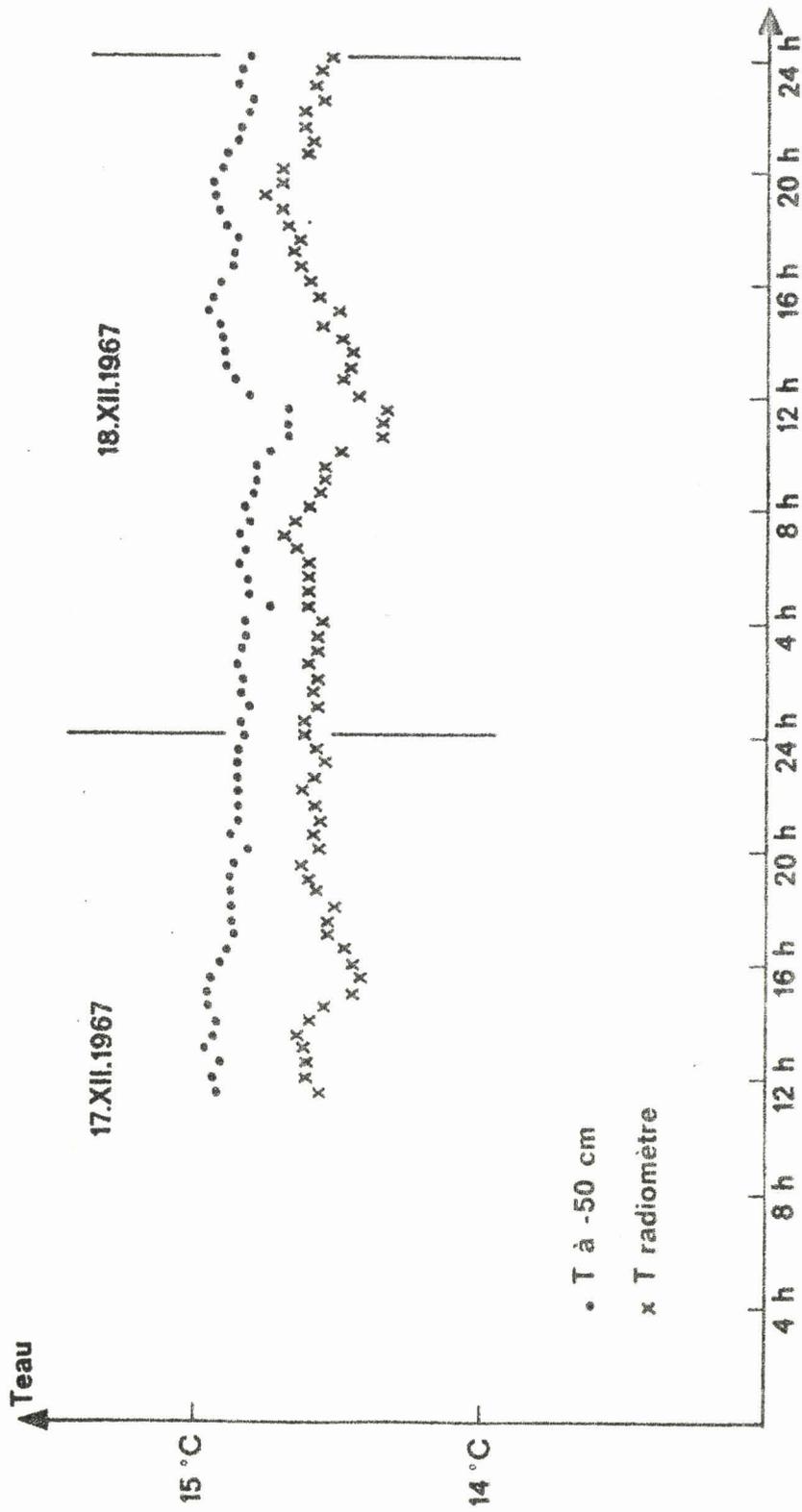


FIGURE 46.

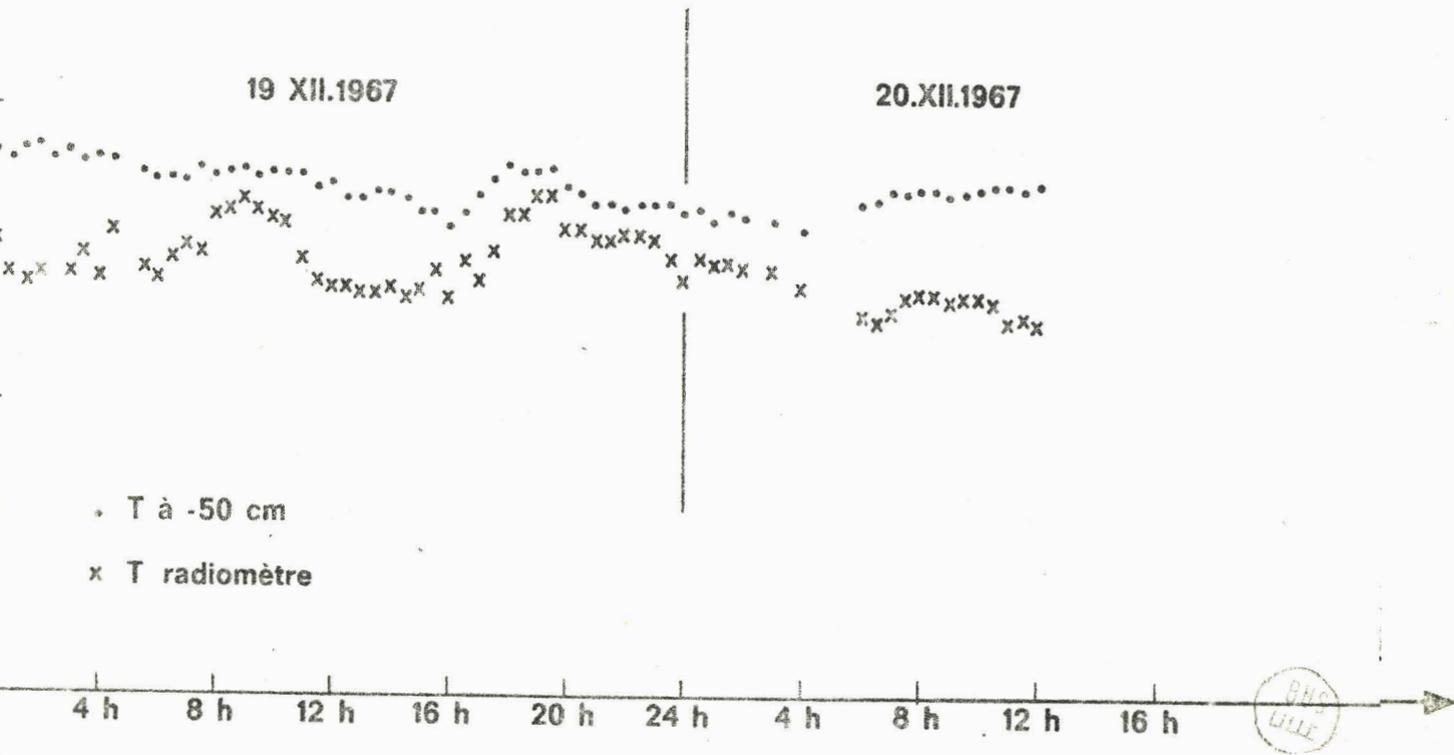


FIGURE 47.

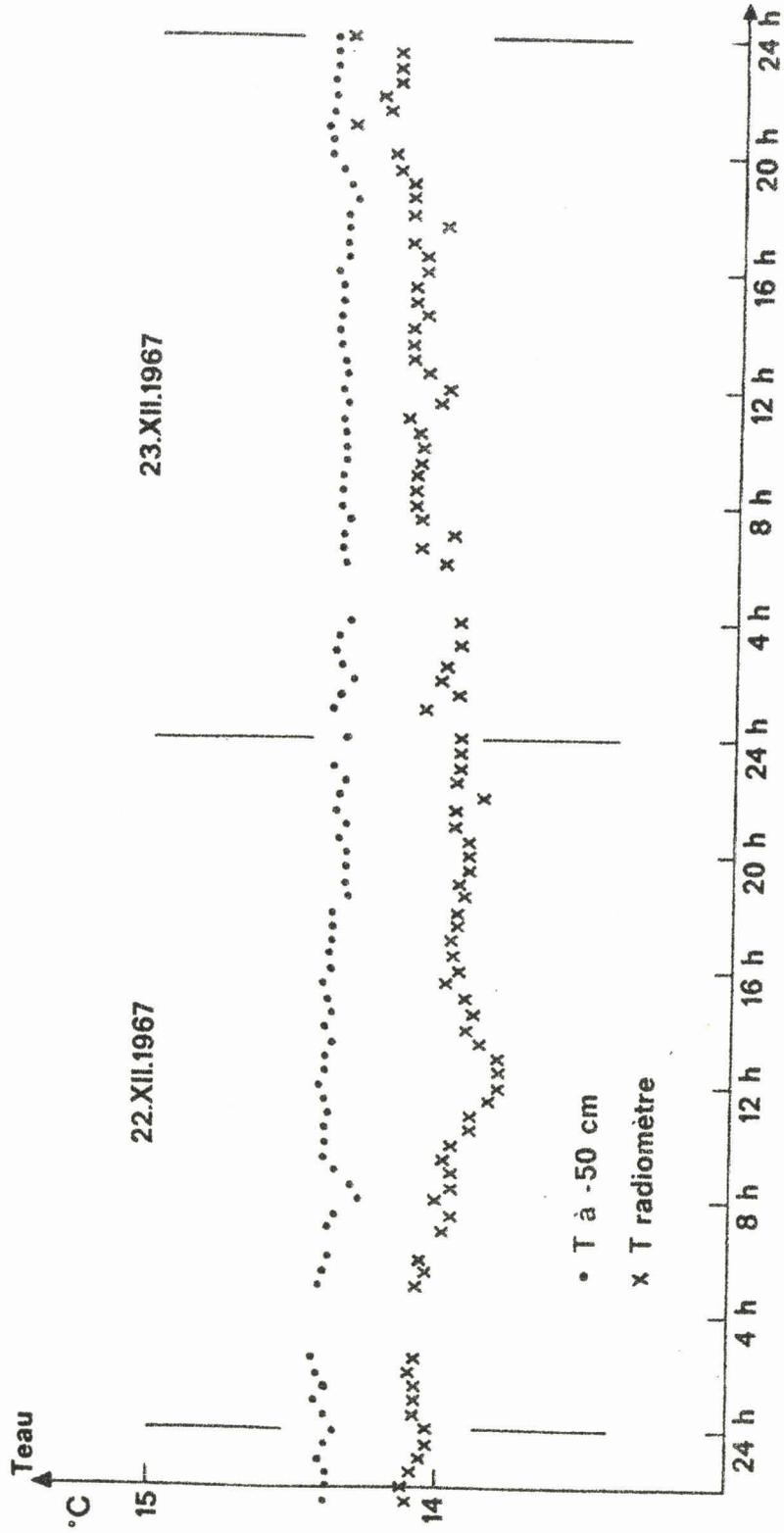


FIGURE 48.



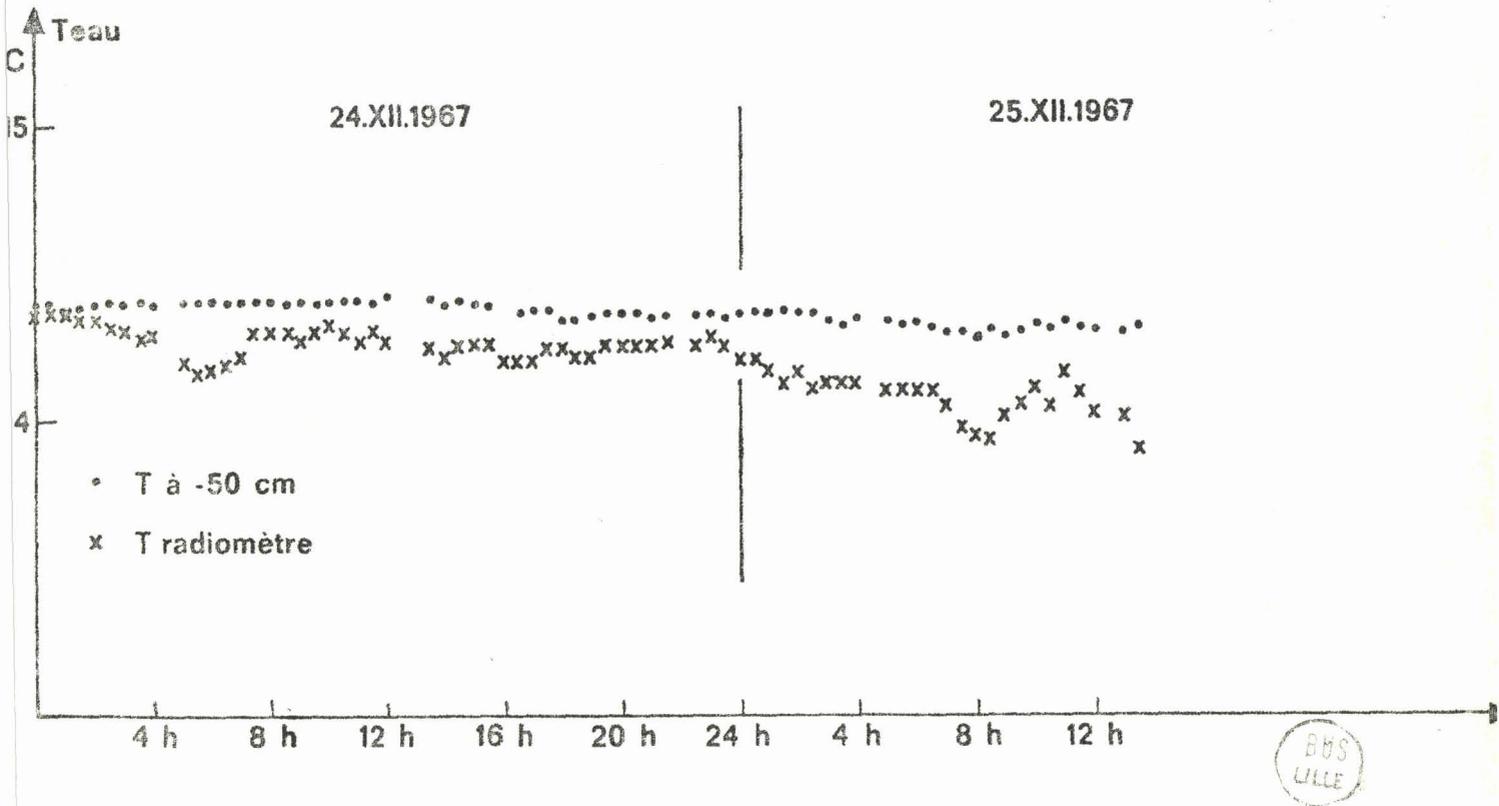


FIGURE 49.

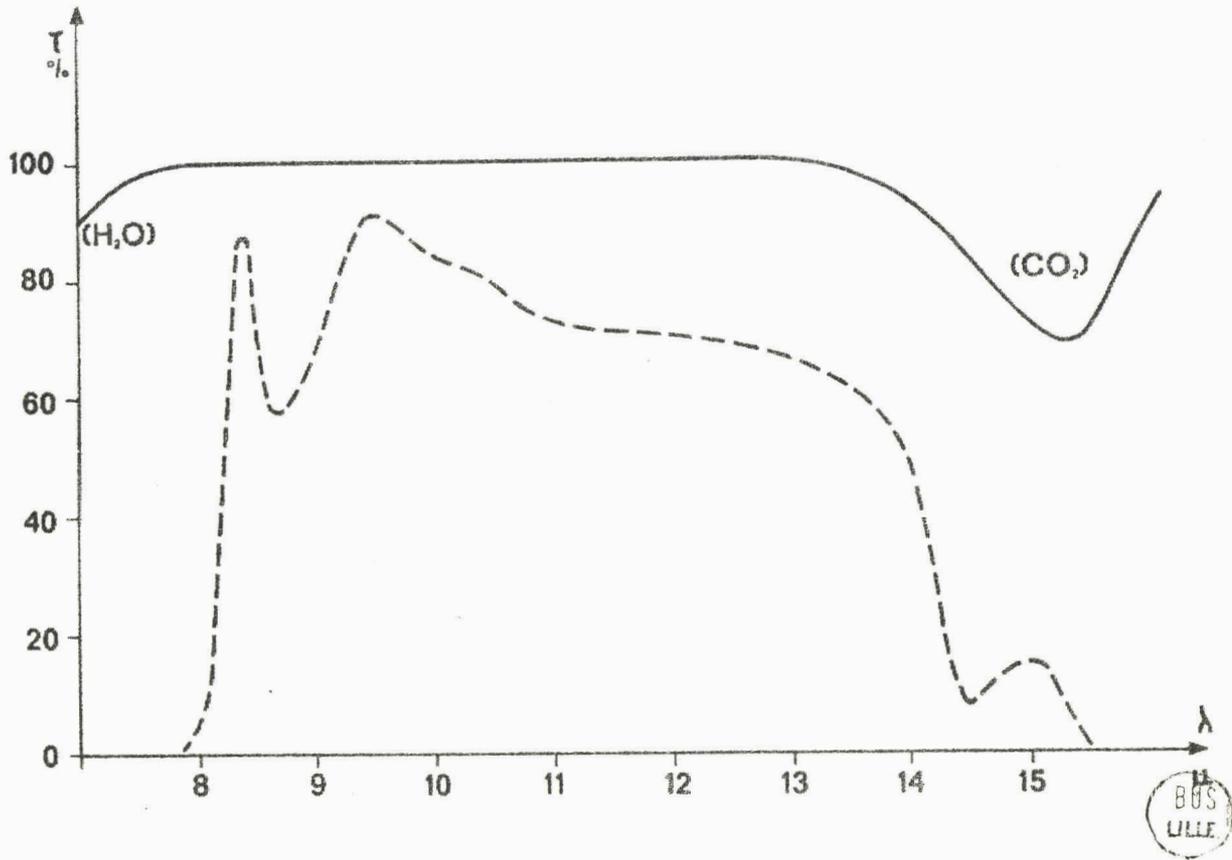


FIGURE 50 : ——— Transmission d'un trajet atmosphérique de 10 m.

- - - - - Transmission du filtre.

## CONCLUSION.

En discutant la réalisation des différentes parties de ce radiomètre, détecteur, optique et corps noir servant de référence, ainsi que de l'électronique qui lui est associée, nous avons pu mettre en évidence les principaux facteurs propres à l'appareil qui peuvent être source d'erreur. La réalisation de ce radiomètre, au cours de laquelle de nombreux choix se sont présentés, n'a été possible que grâce à l'aide de P. LECOMTE qui avait dégagé les idées essentielles, et mis en évidence au cours de travaux préliminaires les points délicats de cette réalisation. Nous espérons de même pouvoir dans une étape prochaine pallier aux insuffisances actuelles de l'appareil existant.

Nous définirons deux notions caractéristiques de l'appareil :

- la détectivité uniquement liée au choix de certains éléments de l'appareil,
- sa précision, englobant toutes les causes d'erreur dues à l'appareil, ou à l'étalonnage, dans les conditions d'emploi qui seront celles des mesures.

### 1) Détectivité.

La détectivité de l'appareil est la notion obtenue le plus facilement : c'est la limite ultime que l'on peut atteindre avec un appareil, limite imposée par le bruit de l'ensemble, quelle que soit son origine, qui détermine un seuil en dessous duquel la mesure n'a plus de signification.

On peut la caractériser par :

- le N.E.P. (Noise Equivalent Radiant Power), soit le bruit équivalent en énergie incidente,

- le N.E.T. (Noise Equivalent Temperature), ou bruit équivalent en température; il est déterminé à partir du N.E.P. et des éléments constituant l'optique (angle solide, filtre) qui permettent de définir une sensibilité en température (cf le calcul développé paragraphe I-2).

Pour notre appareil, le bruit ramené à la thermopile est  $5 \cdot 10^{-9}$  volt, pour une bande passante de 0,01 Hz; connaissant sa sensibilité (4 volt par watt à 12,5 Hz), nous obtenons un N.E.P. =  $1,27 \cdot 10^{-9}$  watt. La sensibilité calculée de l'appareil en température ( $0,6 \cdot 10^{-6}$  volt par degré) nous donne un N.E.T. = 0,008 degré.

## 2) Précision.

La définition de la précision est intimement liée aux conditions dans lesquelles s'effectue l'étalonnage, et en dépendra en partie. Nous définissons la limite de précision comme l'erreur obtenue au cours de l'étalonnage. L'erreur sur une mesure sera définie par la précision du radiomètre, plus éventuellement d'autres termes dus aux conditions de mesure. Nous avons trouvé que, toutes corrections faites, la précision de l'appareil était  $\pm 0,03$  degré (cf paragraphe VIII).

Nous concluons simplement en indiquant que l'appareil a correctement fonctionné sur la bouée-laboratoire dans les conditions de travail auxquelles il était destiné; cependant beaucoup de points restent à améliorer pour permettre une utilisation pratique de l'appareil et faciliter des mesures de routine.

BIBLIOGRAPHIE.

- 1 - HASSE L. - On the cooling of the sea surface by evaporation and heat exchange - Tellus, v.15 (4), p.363-366, 1963.
- 2 - MAC ALISTER D. - On the thermal boundary layer of the Ocean - Sciences, v.131, p.1374-1376, 1960.
- 3 - SAUNDERS P.M. - Aerial Measurement of sea surface temperature in the infrared - Journal of Geophysical Research, v.72 (16), p.4109-4117, 1967.
- 4 - LECOMTE P. - Thèse, Fac. Sciences Lille, 1966.
- 5 - SMITH R.A, JONES F.E, CHASMAR R.P. - The Detection and Measurement of Infrared Radiation, p.213, Oxford University Press, London, 1962.
- 6 - PIERRE L. - Electronique Industrielle, p.667, 1966.
- 7 - GOUFFE A. - Corrections d'ouverture des corps noirs artificiels, compte tenu des diffusions multiples internes - Revue d'Optique Théorique et Instrumentale, v.1-3, p.1-10, 1945.
- 8 - DEVOS J.C. - Evaluation of the quality of a blackbody-Physica, v.20, p.669-689, 1954.
- 9 - HOLTER M.R, NUDELMAN S, SUITS G.H, WOLFE W.L, ZISSIS G.J. - Fundamentals of Infrared Technology, p.43, The Macmillan Company, New York, 1962.
- 10 - KAROLI A.R, HICKEY J.R, NELSON R.E. - An absolute Calibration source for laboratory and satellite infrared spectrometers, Applied Optics, v.6, p.1183-1189, 1967.
- 11 - ANGOT A. - Compléments de Mathématiques, p. 724, Ed. de la Revue d'Optique, Paris, 1957.

ANNEXE I :

CHOIX D'UN DETECTEUR.

Rappelons rapidement la classification des détecteurs de rayonnement infrarouge.

Dans les détecteurs thermiques, le flux d'énergie du rayonnement incident est utilisé pour produire une élévation de température  $\Delta T$  qui modifie une propriété liée à la température du système.

- variation de résistance (bolomètre).
- effet thermo-électrique (thermopiles).
- dilatation du volume d'un gaz (récepteurs pneumatiques).

Dans un détecteur quantique, les photons sont absorbés directement par le système électronique du solide et en modifient les propriétés électriques par :

- photo-émissivité .
- photo-conduction .
- photo-électricité.

La qualité d'un détecteur peut s'exprimer par le minimum d'énergie détectable (N.E.P.), lié au bruit du système, ou la détectivité  $D = \frac{1}{\text{N.E.P.}}$ . Mais il convient alors de préciser les conditions de mesure; notamment pour la plupart des détecteurs, le bruit est proportionnel à  $\sqrt{A \cdot \Delta f}$  où A est la surface de l'élément sensible et  $\Delta f$ , la bande passante de la mesure. Ceci a amené à introduire le terme de détectivité spécifique  $D^*$

$$D^* = D \cdot \sqrt{A \cdot \Delta f} \quad (\text{cm.Hz}^{1/2} \text{ W}^{-1})$$

qui permet de comparer divers détecteurs entre eux.

Les détecteurs quantiques qui courent notre domaine de longueur

d'onde (8 à 15  $\mu$ ) présentent de très bonnes détectivités ( $D^* \approx 10^{10}$  pour  $G_e$  ou  $G_e = S_i$  dopés); ils doivent fonctionner à des températures inférieures à 77° K, et il est donc préférable de les écarter pour des utilisations autres qu'en laboratoire.

Nous avons également éliminé les récepteurs pneumatiques ( $D^* \approx 4 \cdot 10^9$ ), à cause de leur microphonie et de leur sensibilité aux variations de pression.

Le tableau suivant donne les détectivités courantes d'un certain nombre de récepteurs.

- thermocouple PERKIN'-ELMER :  $D^* = 3 \cdot 10^8$
- thermopile de SCHWARTZ (sous vide)  $D^* = 3 \cdot 10^9$
- "          "          (dans l'air)  $D^* = 2 \cdot 10^8$
- bolomètre à ruban de platine :  $D^* = 1,4 \cdot 10^8$
- bolomètre semi-conducteur :  $D^* = 6 \cdot 10^8$
- bolomètre supra-conducteur (à 14° K)  $D^* = 5 \cdot 10^9$

Ce dernier étant à éliminer à cause des conditions de fonctionnement, nous avons porté notre choix sur la thermopile de SCHWARTZ.

ANNEXE II.

COMPARAISON A D'AUTRES RADIOMETRES.

BARNES ENG. a été le premier à développer couramment des radiomètres dans le but de mesurer une température de surface, plus particulièrement pour la mer. Il semble intéressant de rappeler ici les performances de ces appareils.

Le P.R.T. 4 a les caractéristiques suivantes :

- détecteur bolomètre semi-conducteur.
- optique en ligne avec lentille en Irtran 2.
- filtre de 8 à 14  $\mu$ .
- précision  $\pm 1$  degré C.
- constante de temps 50  $\mu$ s.

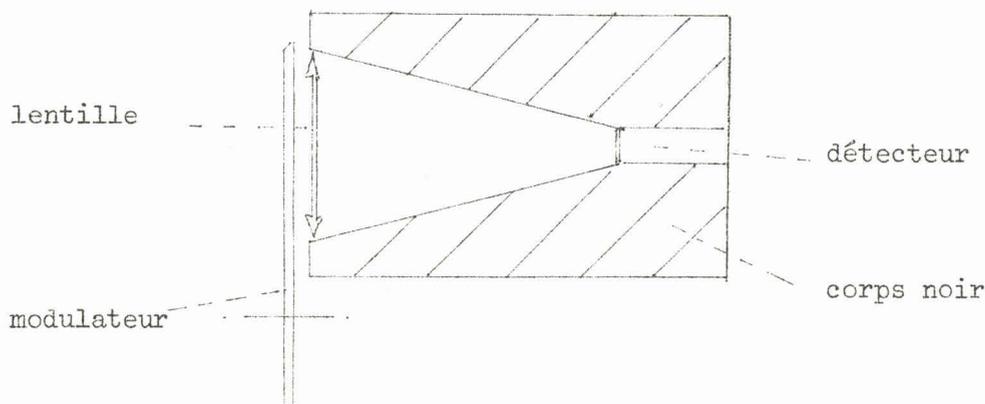
Le P.R.T. 5 est de construction analogue et donne une précision de  $\pm 0,5$  degré C (N.E.T. : 0,1 degré C). Il est alimenté par batteries.

Ces deux instruments sont portables et d'un emploi très simple sur le terrain.

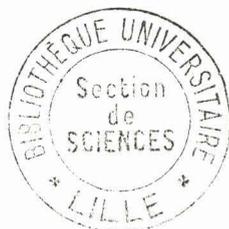
BARNES a développé un autre modèle (A.R.T. mod. 14.320) plus spécialement destiné à des mesures aériennes, avec également une optique en ligne. L'intervalle spectral est réduit à 8-13  $\mu$  pour mieux éliminer l'influence du trajet atmosphérique. Une fenêtre en germanium est placée après le modulateur, pour fermer l'appareil; ceci provoque une erreur de 0,04 degré par degré ambiant<sup>†</sup>. Le N.E.T. est de 0,05 degré C.

† HOLTER et autres - Fundamentals of Infrared Technology p.389, The Macmillan Company, New York, 1962.

Le bolomètre semi-conducteur utilisé comme détecteur dans ces appareils, permet d'utiliser une électronique plus simple (pas d'adaptation d'impédance). Le principe de l'optique en ligne (cf. figure) est également très simple).



Le détecteur est intégré dans le bloc du corps noir, et par conséquent thermostaté. Mais il est alors plus difficile de réaliser un corps noir de référence ayant un bon coefficient d'émissivité puisque le rayonnement, lorsque l'on vise la cavité, subit une réflexion sur le miroir modulateur et traverse une lentille qui n'a jamais une transmission parfaite. Il faut donc s'attendre à des dérivés non négligeables avec la température ambiante dues à l'émission du modulateur et de la lentille, et dépendant du soin avec lequel modulateur et lentille peuvent être isolés des influences extérieures. Malheureusement BARNES ENG. ne précise pas cette erreur en fonction des variations de température ambiante.



A ma femme.