

# ANALYSE DES PARTICULARITES DU FONCTIONNEMENT DES RADIOMETRES THERMOELECTRIQUES A DISQUE RECEPTEUR ABSORBANT, EN REGIME PERMANENT

ABDOU MOUMOUNI

Ecole Normale Supérieure, Laboratoire d'Energie Solaire, Bamako, République du Mali

(Reçu le 26 avril 1967)

**Résumé**—Le radiomètre thermoélectrique à disque absorbant est d'un usage courant dans les mesures de flux énergétiques d'origine et d'ordre de grandeur variés. Des observations expérimentales faites par différents auteurs, il ressort que le fonctionnement de ce type d'appareil en régime permanent présente certaines particularités. Sur la base d'une analyse minutieuse des conditions aux limites correspondant effectivement à la construction et au fonctionnement courants de l'appareil, un traitement théorique est proposé, qui semble permettre de justifier et d'interpréter aisément les données expérimentales (sensibilité et temps de réponse de l'instrument) relatives aux appareils de conception et de construction variées utilisés par divers expérimentateurs. En particulier, les résultats et prévisions théoriques expliquent qualitativement et quantitativement le comportement apparemment variable de ce type d'appareil.

## NOTATIONS

- $\theta_0$ , température Celsius du bloc de métal et de l'air ambiant (et également du contact extrême disque-bloc);  
 $\theta(r, z)$ , température Celsius en un point de la tranche du disque récepteur du radiomètre;  
 $\Delta\theta(r, z)$ ,  $= \theta(r, z) - \theta_0$ , différence de température entre un point et la masse du métal (ou entre le point considéré et le contact extrême disque-bloc),  $a$  rayon de la partie du disque récepteur non en contact thermique avec le bloc de métal;  
 $l$ , épaisseur de la tranche du disque récepteur;  
 $K, K'$ , conductivités thermiques respectives des matériaux constituant le disque et le bloc;  
 $H, H'$ , coefficients d'échange superficiel respectifs aux contacts disque air et disque-bloc ( $h = H/K, h' = H'/K$ );  
 $q_0, q$ , flux thermiques incident et absorbé ( $q = \varepsilon q_0$ ,  $\varepsilon$  coefficient d'émission du revêtement absorbant);  
 $J_n(Z)$ , fonction de Bessel d'indice  $n$  et d'argument  $Z$ .

## 1. INTRODUCTION

LES RADIOMÈTRES thermoélectriques à disque récepteur absorbant sont d'un usage courant dans la mesure de flux énergétiques variant entre une fraction et plusieurs centaines de calories/cm<sup>2</sup>.s.

Quels qu'en soient les détails de construction, ce type d'appareil comporte essentiellement un disque métallique appliqué sur sa zone périphérique à un bloc métallique de manière à réaliser un bon contact thermique et électrique avec ce dernier; la partie libre de la face avant du disque est rendue absorbante au rayonnement par noircissement et un fil de très faible inertie thermique est soudé au centre de la face arrière; le bloc métallique est maintenu à température pratiquement constante (température extérieure, en général) par un dispositif approprié (écran, refroidissement).

L'appareil étant exposé au rayonnement étudié, l'ensemble disque-bloc-fil fonctionne en thermocouple dont la f.e.m. thermoélectrique est proportionnelle à l'intensité à mesurer.

Dans cet article sera traité le fonctionnement du radiomètre en régime permanent, l'étude du régime variable fera l'objet d'un prochain article.

## 2. ETUDE THEORIQUE DU FONCTIONNEMENT DU RADIOMETRE THERMOELECTRIQUE EN REGIME PERMANENT—REMARQUES PRELIMINAIRES

Dans sa version courante le radiomètre correspond généralement à l'un des schémas des Figs. 1 et 2. Le rayonnement absorbé par la surface exposée est pratiquement évacué radialement à travers

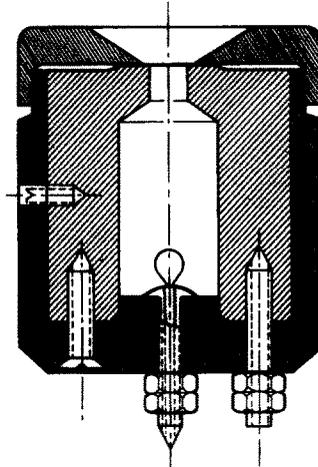


FIG. 1. Radiomètre à disque de constantum, bloc de cuivre non refroidi et fil de cuivre de Gardon (thermocouple cuivre-constantan).

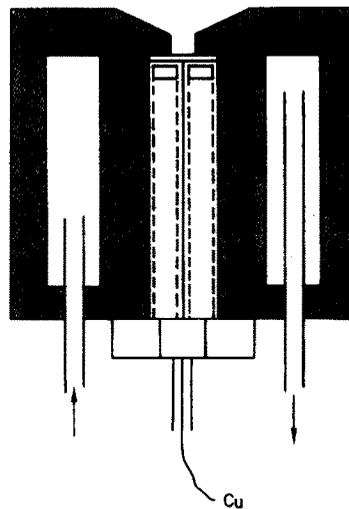


FIG. 2. Radiomètre à disque de constantan, bloc de cuivre refroidi par circulation d'eau, fil de cuivre (thermocouple cuivre-constantan) utilise par l'auteur avec des disques de différentes épaisseurs.

la tranche du disque récepteur et le bloc de métal refroidi ou non. L'examen des différentes variantes techniques de conception et de réalisation de ce type d'appareil conduit à conclure à l'existence d'une zone périphérique de la surface (et de la tranche) du disque le long de laquelle la température décroît progressivement jusqu'à atteindre la valeur correspondant au bloc de métal et à partir de laquelle la chaleur est évacuée vers la masse du bloc. Cette particularité semble mieux s'accorder avec des conditions aux limites du type "transmission de la chaleur vers un milieu maintenu à température constante" qu'avec celles postulant le maintien d'une température constante au contact disque-récepteur-bloc métallique.

### 3. SOLUTION DE L'EQUATION DIFFERENTIELLE CORRESPONDANT AU REGIME PERMANENT

#### 3.1

(a) Pour la commodité de l'écriture nous poserons  $v = \theta - \theta_0$  et suivant Carslaw et Jaeger [2], nous ferons le changement de variable

$$V = 1/K_0 \int_{\theta_2}^{\theta} K(\theta) d\theta = \int_0^v \frac{K(v)}{K_0} dv$$

qui permet de ramener le cas actuel pour lequel  $K$  dépend de la température à celui où ce paramètre est indépendant de la température

(b) L'équation différentielle correspondant au régime permanent s'écrit alors :

$$\nabla^2 V = \frac{\partial^2 V}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial V}{\partial r} + \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} = 0 \quad (1)$$

on doit lui ajouter les relations traduisant les conditions aux limites. A cet effet, nous ferons les approximations suivantes justifiées par les valeurs faibles, dans les conditions habituelles d'utilisation des radiomètres thermoélectriques, des pertes de chaleur par rayonnement et convection dans l'air et du gradient de température au sein du bloc de métal (généralement de cuivre) : dans l'équation relative aux conditions imposées à la surface de séparation disque-air  $V$  sera substitué à  $v$  ; dans celle se rapportant à la transmission de la chaleur au contact disque-bloc la même procédure sera utilisée ; de plus le gradient de température dans le bloc sera négligé et les valeurs  $K'_0$  et  $K_0$  substituées à  $K'$  et  $K$  (les ordres de grandeur respectifs de  $K'$ ,  $K$  et des masses du bloc et du disque contribuent également à la validité de cette dernière procédure).

(c) les équations traduisant les conditions aux limites s'écrivent alors (variable  $V$ ).

$$K_0 \frac{\partial V}{\partial z} = q - H_1 V \quad (z = 0, \quad 0 \leq r < a) \quad (2)$$

$$K_0 \frac{\partial V}{\partial r} = H' V \quad (z = 0, \quad r = a) \quad (3)$$

$$K_0 \frac{\partial V}{\partial z} = H_2 V \quad (z = l, \quad 0 \leq r < a) \quad (4)$$

les équations (2) et (4) supposent  $H_1$  et  $H_2$  négligeables. Enfin, selon un résultat classique [2], pour une tranche de côté  $Z = 0$  et d'épaisseur infiniment petite de température initiale  $\theta_0$  et en négligeant les pertes dans l'air la répartition de la température en régime permanent (en fait au bout d'un temps de l'ordre de  $\tau = \rho C \delta^2 / K$ ,  $\delta$  étant l'épaisseur de la tranche, donc pratiquement

à l'instant initial  $t = 0$ ) correspond à

$$V_0(r, 0) = \frac{Aqa^2}{K_0} \left( 1 - \frac{r^2}{a^2} + \frac{2}{ah'} \right). \quad (5)$$

### 3.2. Expression de la solution correspondant à différentes approximations

(a) La solution générale satisfaisant aux conditions (1-5) a pour expression

$$V(r, z) = \frac{qa^2}{4K_0l} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{8J_0\left(\beta_n \frac{r}{a}\right) \left\{ \beta_n \frac{l}{a} \operatorname{ch} \beta_n \frac{l-z}{a} + \frac{H_2 l}{K_0} \operatorname{sh} \beta_n \frac{l-z}{a} \right\}}{1 + \frac{(H_1 + H_2)a}{K_0 \beta_n} \operatorname{coth} \beta_n \frac{l}{a} + \frac{H_1 H_2 a^2}{K_0^2 \beta_n^2}} \times \frac{J_1(\beta_n)}{\beta_n^3 [J_0^2(\beta_n) + J_1^2(\beta_n)] \operatorname{sh} \beta_n \frac{l}{a}} \quad (6)$$

$\beta_n$  étant la racine de rang  $n$  de l'équation transcendante

$$B J_1(B) = \frac{H'a}{K_0} J_0(B) = C J_0(B).$$

(b) en négligeant les pertes superficielles au contact de l'air ( $H_1 = H_2 \simeq 0$ ), on obtient

$$V(r, z) = \frac{qa^2}{4K_0l} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{8J_0\left(\beta_n \frac{r}{a}\right) J_1(\beta_n) \beta_n \frac{l}{a} \operatorname{ch} \beta_n \frac{l-z}{a} / \operatorname{sh} \beta_n \frac{l}{a}}{\beta_n^3 [J_0^2(\beta_n) + J_1^2(\beta_n)]}. \quad (6')$$

(c) Au centre du disque récepteur sur les faces avant et arrière

$$V(0, 0) = \frac{qa^2}{4K_0l} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{8\beta_n \frac{l}{a} J_1(\beta_n) \operatorname{coth} \beta_n \frac{l}{a}}{\beta_n^3 [J_0^2(\beta_n) + J_1^2(\beta_n)] \left[ 1 + \frac{(H_1 + H_2)a}{K_0 \beta_n} \operatorname{coth} \beta_n \frac{l}{a} + \frac{H_1 H_2 a^2}{K_0^2 \beta_n^2} \right]} \quad (7)$$

$$V(0, 0) \simeq \frac{qa^2}{4K_0l} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{8\beta_n \frac{l}{a} \operatorname{coth} \beta_n \frac{l}{a} J_1(\beta_n)}{\beta_n^3 [J_0^2(\beta_n) + J_1^2(\beta_n)]} \quad (7')$$

$$V(0, l) = \frac{qa^2}{4K_0l} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{8\beta_n \frac{l}{a} J_1(\beta_n) / \operatorname{sh} \beta_n \frac{l}{a}}{\beta_n^3 [J_0^2(\beta_n) + J_1^2(\beta_n)] \left[ 1 + \frac{(H_1 + H_2)a}{K_0 \beta_n} \operatorname{coth} \beta_n \frac{l}{a} + \frac{H_1 H_2 a^2}{K_0^2 \beta_n^2} \right]} \quad (8)$$

$$V(0, l) \simeq \frac{qa^2}{4K_0l} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{8\beta_n \frac{l}{a} J_1(\beta_n) / \text{sh } \beta_n \frac{l}{a}}{\beta_n^3 [J_0^2(\beta_n) + J_1^2(\beta_n)]} \quad (8')$$

Les ordres de grandeur respectifs des coefficients d'échange superficiel sur les faces avant et arrière du disque récepteur ( $H_1 \sim H_2 \sim 4_0 \cdot 10^{-4} \text{ cal/cm}^2 \cdot \text{s} \cdot ^\circ\text{C}$ ), du coefficient de conductibilité thermique  $K$ , des longueurs  $a, l$  et du rapport  $l/a$  permettent d'utiliser les équations simplifiées (7') et (8'); par ailleurs la série des  $\beta_n$  est déterminée par la valeur numérique du paramètre  $h'a = (K'_0/K_0) \cdot a/l'$ ,  $l'$  désignant l'épaisseur efficace du bloc de métal dans la zone périphérique du disque où s'effectue le transfert de chaleur du disque au bloc et où la température baisse progressivement jusqu'à prendre la valeur  $\theta_0$  correspondant au bloc.

4. DISCUSSION DES RESULTATS THEORIQUES

4.1. Examen des différentes conditions de fonctionnement du radiomètre

4.1.1. Discussion des conditions aux limites. Malgré le caractère approché des résultats précédents, ils traduisent la complexité des conditions aux limites correspondant à la réalisation pratique du contact thermique (et électrique) entre le bloc de métal et le disque récepteur dans la zone périphérique de ce dernier. A la distance  $a$  du centre du disque, les valeurs respectives du paramètre  $V$  sur les faces avant et arrière du radiomètre ont pour expression :

$$V(a, 0) = \frac{qa^2}{4K_0l} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{8ah' \beta_n \frac{l}{a} \coth \beta_n \frac{l}{a}}{\beta_n^2 (\beta_n^2 + a^2 h'^2)} \quad (9)$$

$$V(a, l) = \frac{qa^2}{4K_0l} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{8ah' \beta_n \frac{l}{a} / \text{sh } \beta_n \frac{l}{a}}{\beta_n^2 (\beta_n^2 + a^2 h'^2)} \quad (10)$$

(a) Pour des valeurs suffisamment faibles de  $l/a$ ,  $V(a, 0) \simeq V(a, l)$ , ce qui est d'ailleurs également vrai pour  $0 \leq r \leq a$ :  $V(r, 0) \simeq V(r, l)$ .

(b) Les valeurs (pratiquement égales) du paramètre  $V$  (ou de  $v$ ) ne peuvent être considérées comme nulles que dans les deux cas limites suivants :

- (i)  $ah' \lll 1$ , ce qui implique des valeurs très faibles de  $a$  et  $h'$  (donc que  $K'/K \lll 1$ ).
- (ii)  $ah' \ggg 1$ , de façon que pour un nombre assez grand des  $\beta_n$  l'on ait  $\beta_n \lll a'h$ , ce qui exige  $h'$  donc  $K'/K$  très grand sans que  $a$  ait une valeur trop faible.

En ce qui concerne les  $\beta_n$  pour  $h'$  (ou  $H'$ ) très grand, ils tendent vers les racines de  $J_0(B) = 0$ , et pour  $h'$  (ou  $H'$ ) très petit vers celles de  $J_1(B) = 0$ .

Quant à la réalisation effective d'un radiomètre pour lequel l'un ou l'autre des cas limites examinés a lieu, elle se heurte à de sérieuses difficultés. En effet, une valeur trop faible de  $a$  entraînerait une sensibilité médiocre, tandis qu'une valeur faible du rapport  $K'/K$  défavoriserait l'évacuation de la chaleur à travers le bloc de métal et provoquerait l'apparition d'un gradient de température notable au sein de ce dernier, d'où un résultat contradictoire avec les conditions aux

limites supposées et conduisant à un appareil de qualité médiocre; l'obtention d'un rapport  $K'/K$  suffisant est difficile, alors qu'un accroissement inconsidéré de  $a$  conduirait à une sensibilité excessive et à des dimensions limitant les possibilités d'utilisation de l'appareil. Par ailleurs la nécessité de satisfaire aux diverses conditions précédentes en même temps qu'à d'autres exigences (notamment f.e.m. thermoélectrique et conductivité électrique suffisantes) constitue un obstacle supplémentaire. Au total, la réalisation effective, à partir de matériaux classiques, des deux cas limites signalés, paraît si ardue qu'elle autorise l'exclusion de cette éventualité sur le plan pratique.

(c) En dehors des cas limites précédents, la température à l'intérieur du disque récepteur ne devient égale à celle du bloc de métal qu'à une distance du centre supérieure à  $a$ , et dont la valeur ne peut d'ailleurs être déterminée rigoureusement. On retrouve bien, pour un radiomètre de construction courante les conclusions de l'analyse préliminaire des conditions de fonctionnement.

4.1.2. *Discussion de la sensibilité de l'appareil.* (a) En utilisant l'expression explicite du paramètre  $V$  obtenue à partir d'une loi de variation linéaire avec la température pour la conductivité thermique  $K$  :  $K(\theta) = K_0[1 + k(\theta - \theta_0)]$  et en admettant pour la f.é.m. thermoélectrique une expression de la forme

$$E = \alpha v \left( 1 + \frac{k'}{2} v \right)$$

il vient :

$$V = v \left( 1 + \frac{k}{2} v \right); \quad \frac{\alpha V}{1 + (k/2)v} = \frac{E}{1 + (k'/2)v}$$

$$E_m = \frac{\alpha q a^2}{4K_0 l} \left( 1 + \frac{k' - k}{2} v_m \right) \sum_{n=1}^{\infty} \frac{8\beta_n \frac{l}{a} J_1(\beta_n) / \text{sh } \beta_n \frac{l}{a}}{\beta_n^3 [J_0^2(\beta_n) + J_1^2(\beta_n)]} \quad (11)$$

$$\frac{E_m}{q_0} = \frac{\alpha \varepsilon a^2}{4K_0 l} \left( 1 + \frac{k' - k}{2} v_m \right) \sum_{n=1}^{\infty} \frac{8\beta_n \frac{l}{a} J_1(\beta_n) / \text{sh } \beta_n \frac{l}{a}}{\beta_n^3 [J_0^2(\beta_n) + J_1^2(\beta_n)]} \quad (12)$$

Les ordres de grandeur habituels des coefficients de température  $k$  et  $k'$  de la conductivité thermique du matériau constituant le disque récepteur et de la f.é.m. du thermocouple permettent généralement de négliger le terme correctif dépendant de la différence de température  $v_m = \Delta\theta_m = \theta_m - \theta_0$  devant l'unité. En particulier dans le cas d'un radiomètre à thermocouple cuivre-constantan, disque de constantan et bloc de cuivre on a approximativement  $k' = k$ , comme le signale Gardon.

Pourvu que  $v_m = \theta_m - \theta_0$  ne soit pas trop grand, on pourra écrire

$$\frac{E_m}{q_0} \approx \frac{\alpha \varepsilon a^2}{4K_0 l} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{8\beta_n \frac{l}{a} J_1(\beta_n) / \text{sh } \beta_n \frac{l}{a}}{\beta_n^3 [J_0^2(\beta_n) + J_1^2(\beta_n)]} \quad (12')$$

Si de plus le coefficient d'absorption du rayonnement par le disque est suffisamment proche de

l'unité ( $\varepsilon \approx 1$ )

$$\frac{E_m}{q_0} \approx \frac{\alpha a^2}{4K_0 l} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{8\beta_n \frac{l}{a} J_1(\beta_n) / \text{sh } \beta_n \frac{l}{a}}{\beta_n^3 [J_0^2(\beta_n) + J_1^2(\beta_n)]} \quad (12'')$$

Posant

$$\sigma = \frac{E_m}{q_0}; \quad \sigma_c = \frac{\alpha \varepsilon a^2}{4K_0 l} \quad \text{il vient}$$

$$\frac{\sigma}{\sigma_c} = \left(1 + \frac{k' - k}{2} v_m\right) \sum_{n=1}^{\infty} \frac{8\beta_n \frac{l}{a} J_1(\beta_n) / \text{sh } \beta_n \frac{l}{a}}{\beta_n^3 [J_0^2(\beta_n) + J_1^2(\beta_n)]} \quad (13)$$

$$= \left(1 + \frac{k' - k}{2} v_m\right) \sum_{n=1}^{\infty} \frac{8ah' \beta_n \frac{l}{a} / \text{sh } \beta_n \frac{l}{a}}{\beta_n^2 (\beta_n^2 + a^2 h'^2)} \quad (13')$$

l'utilisation des résultats relatifs au développement de Dini de  $f(r) = r^n$  ( $n = 0, 2, \dots$ ) [3] permet d'établir la relation

$$\sum_{n=1}^{\infty} \frac{8ah'}{\beta_n^2 (\beta_n^2 + a^2 h'^2)} = 1 + \frac{2}{ah'}$$

(b) Les  $\beta_n$  sont constamment inférieurs aux racines de même rang de  $J_0(B) = 0$  et la contribution du terme général de la série figurant dans l'expression de  $\sigma/\sigma_c$  décroît rapidement quant l'indice  $n$  augmente. Par ailleurs, on peut écrire avec une bonne approximation  $x/\text{sh } x \approx 1$  pour  $x$  suffisamment petit et  $1 - x/\text{sh } x \leq 0,084$  pour  $x \leq 0,7$ .

On en conclut que pour des valeurs suffisamment faibles du rapport  $l/a$  ( $l/a \leq \frac{1}{24}$ ) si on ne prend en considération que les six premiers termes de la série) on pourra déterminer  $\sigma/\sigma_c$  avec une approximation suffisante en utilisant la relation

$$\frac{\sigma}{\sigma_c} \approx \left(1 + \frac{k' - k}{2} v_m\right) \left(1 + \frac{2}{ah'}\right). \quad (14)$$

Quant  $l/a$  prend des valeurs de plus en plus notables  $\sigma/\sigma_c$  doit être calculé à partir de la relation (13).

(c) La dépendance de la sensibilité de l'appareil vis à vis des différents paramètres géométriques et physiques apparait comme plus complexe que ne l'indique la relation classique  $\sigma_c = \alpha a^2 / 4K_0 l$ , le rayon du disque récepteur et le coefficient de conductivité thermique du matériau qui le constitue interviennent de façon bien moins élémentaire que ne le traduit la loi classique; même dans le cas de très faibles valeurs du rapport  $l/a$  permettant l'utilisation de la relation (14) la loi de proportionnalité de la sensibilité de l'appareil au carré du rayon et aux inverses de l'épaisseur du disque et de son coefficient de conductivité thermique conduit à une valeur théorique inexacte, toujours inférieure à celle prévue par le traitement actuel. L'écart, d'après nos résultats, doit être d'autant plus important

que le rayon du disque est plus faible et sa conductivité thermique plus grande. Par ailleurs il augmente avec l'épaisseur efficace du bloc de métal dans la zone où se réalise le contact thermique (et électrique) avec la périphérie du disque.

(d) L'allure générale de la courbe de variation de la sensibilité de l'appareil avec l'épaisseur du disque est illustrée par la Fig. 3: au voisinage de l'origine (faibles valeurs de  $l/a$ ) on observe un

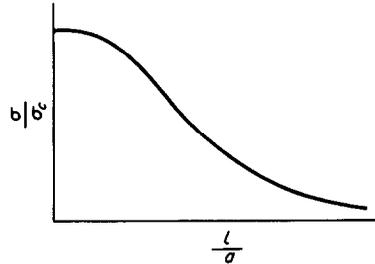


FIG. 3. Allure générale de la variation de la sensibilité théorique en fonction du paramètre sans dimension ( $l/a$ ) (quotient de l'épaisseur par le rayon utile du disque).

maximum aplati (sensibilité constante), puis une décroissance de plus en plus rapide (à allure exponentielle) quant le rapport  $l/a$  augmente. La valeur du maximum diminue quand, toutes choses égales par ailleurs, le rayon du disque récepteur augmente, circonstance qui traduit une influence plus complexe de ce paramètre que ne l'indique la relation classique.

#### 4.2. Comparaison des prévisions théoriques avec les résultats expérimentaux

4.2.1. *Remarques préliminaires.* Malgré le recours fréquent [4, 5] au radiomètre thermo-électrique, dans les mesures de rayonnement (notamment au foyer de concentrateurs optiques du rayonnement solaire) peu d'auteurs ont publié des données expérimentales relatives à la courbe d'étalonnage et aux détails de construction des appareils utilisés. Dans ce qui suit il sera de ce fait surtout question des résultats de Gardon [1] et de nos propres observations lors d'une étude expérimentale, effectuée par différentes méthodes (dont la méthode radiométrique), de la répartition de l'énergie du rayonnement solaire concentré dans le plan focal de miroirs parabolique du type projecteur de D.C.A. [6].

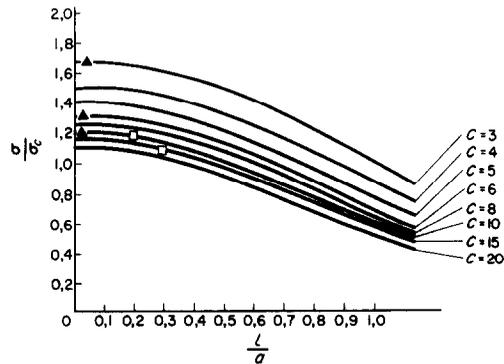


FIG. 4. Comparaison des prévisions théoriques et des observations expérimentales relatives à la sensibilité de différents radiomètres; ▲ appareils de Gardon, □ appareils de l'auteur.

4.2.2. *Comparaison des prévisions théoriques avec les résultats expérimentaux.* Les données de Gardon se rapportent à trois radiomètres sans refroidissement à thermocouple cuivre constantan et de différents rayons, correspondant à un rapport  $l/a$  ayant les valeurs respectives 0,0159, 0-0197 et 0,0417 les nôtres concernent des radiomètres refroidis pour lesquels ce rapport a les valeurs 0,259 et 0,185. En l'absence de données sur les détails des dimensions de certaines pièces des radiomètres de Gardon nous avons adopté pour  $l$  une valeur déterminée à partir de la relation (14) appliquée à  $l/a = 0,0159$  et à la valeur observée de la sensibilité et en admettant que  $\varepsilon = 0,95$  [7].

Avec Gardon [1] on peut remarquer que dans le cas du thermocouple cuivre-constantan  $k \simeq k'$  ce qui simplifie l'expression de la sensibilité de l'appareil.

Les courbes de la Fig. 4 illustrent la concordance entre les résultats théoriques et les données expérimentales disponibles.

## 5. CONCLUSIONS

(i) Le traitement théorique proposé semble traduire de façon satisfaisante les particularités (notamment la complexité) des conditions aux limites correspondant au fonctionnement réel des radiomètres thermoélectrique.

(ii) On constate un accord qualitatif et quantitatif entre les prévisions théoriques et les données expérimentales. En particulier les discordances observées par Gardon entre ses résultats théoriques et les valeurs expérimentales de la sensibilité sont aisément expliquées et interprétées.

(iii) Les résultats théoriques permettent de dégager les conditions à remplir pour réaliser un appareil présentant des caractéristiques fixées à l'avance (notamment sensibilité).

## BIBLIOGRAPHIE

1. R. GARDON, An instrument for the direct measurement of intense thermal radiation. *Rev. Sci. Instrum.* **24** (5), 366 (1953).
2. H. S. CARSLAW and J. C. JAEGER, *Conduction of Heat in Solids*. Clarendon Press, Oxford (1959).
3. G. N. WATSON, *A Treatise on the Theory of Bessel Functions*. Cambridge University Press, Cambridge (1962).
4. H. H. BLAU, Measurement of flux, emittance and related properties, in *Proceedings of an International Symposium on High Temperature Technology, October 6-9, (1959)*. McGraw-Hill, New York (1960).
5. T. S. LAZLO, Temperature and flux distribution vs. geometrical perfection, *Sol. Energy* **1**, (2-3), 78 (1957).
6. A. MOUMOUNI Nouveaux résultats expérimentaux relatifs à la courbe de répartition de l'énergie du rayonnement concentré dans le plan focal de miroirs paraboliques précis du type "projecteur de D.C.A.", *C.R. Hebd. Séanc. Acad. Sci. Paris* **263** (B), 5 ( ).
7. M. TERRY, *La Mesure des Températures au Laboratoire et dans l'Industrie*. Dunod, Paris (1962).

**Abstract**—The circular foil radiometer is currently used for the measurement of energetic fluxes having various origins and magnitudes. From the experimental data obtained by different authors, it is seen that the stationary régime functioning of this type of instrument exhibits some peculiarities. On the basis of a detailed analysis of boundary conditions corresponding to the actual and usual conception as well as the construction and functioning of the instrument, a theoretical treatment is proposed, enabling to justify and interpret experimental data (sensitivity and time of response of the instrument) concerning radiometers of various conception and construction utilized by several workers. In particular, the theoretical results and previsions qualitatively and quantitatively explain the seemingly changing behaviour of this type of instrument.

**Zusammenfassung**—Radiometer mit kreisförmiger Folie werden gegenwärtig zur Messung von Energieströmen verschiedenen Ursprungs und verschiedener Grösse verwendet. Aus den Versuchsdaten verschiedener Autoren zeigt sich, dass das stationäre Regime bei dem Funktionsverhalten dieser Art von Instrumenten einige Eigenheiten zeigt. Auf Grund einer genauen Analyse der Grenzbedingungen, entsprechend der eigentlichen und der üblichen Konzeption und der Konstruktion und Funktionsweise des Instrumentes wird eine theoretische Möglichkeit vorgeschlagen, um Versuchswerte rechtfertigen und deuten zu können (Empfindlichkeit und Verzögerung des Instrumentes). Dies gilt für Radiometer ver-

schiedener Konzeption und Konstruktion. Insbesondere erklären theoretische Ergebnisse qualitativ und quantitative das anscheinend wechselnde Verhalten dieser Art von Instrumenten.

**Аннотация**—В настоящее время для измерения различных по величине и происхождению тепловых потоков используется круглый радиометр из фольги. Из экспериментальных данных, полученных различными авторами, видно, что стационарные приборы подобного типа имеют некоторые особенности. На основе детального анализа граничных условий, соответствующих привычным концепциям, а также конструкции и работе прибора, сделано теоретическое предположение, позволившее подтвердить и трактовать данные по чувствительности и времени запаздывания радиометров различной конструкции, используемых некоторыми авторами. В частности, теоретические результаты и условия качественно и количественно объясняют кажущееся изменение характеристик прибора такого типа.