



**HAL**  
open science

# Propriétés sélectives des corps noirs employés comme récepteurs dans la mesure de l'énergie rayonnante et conséquences qui en découlent

C. Féry

► **To cite this version:**

C. Féry. Propriétés sélectives des corps noirs employés comme récepteurs dans la mesure de l'énergie rayonnante et conséquences qui en découlent. *J. Phys. Theor. Appl.*, 1909, 8 (1), pp.758-770. 10.1051/jphystap:019090080075800 . jpa-00241495

**HAL Id: jpa-00241495**

**<https://hal.science/jpa-00241495>**

Submitted on 4 Feb 2008

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

PROPRIÉTÉS SÉLECTIVES DES CORPS NOIRS EMPLOYÉS COMME RÉCEPTEURS  
DANS LA MESURE DE L'ÉNERGIE RAYONNANTE ET CONSÉQUENCES QUI EN  
DÉCOULENT<sup>(1)</sup> :

Par M. C. FÉRY.

I

Ce n'est que trente-huit ans après l'admirable conception de l'enceinte isotherme de Kirchoff<sup>(2)</sup> que les physiciens pensèrent à réaliser sur son principe un *radiateur intégral*<sup>(3)</sup>.

On semble s'être moins préoccupé, dans l'étude des radiations, de la nature du *récepteur*. C'est au moyen de lames planes, recouvertes de noir de fumée ou de noir de platine, que fut déterminée la valeur numérique du coefficient  $a = \frac{T^4 - t^4}{W}$  de la loi de Stefan.

Il m'a semblé intéressant de voir si les corps absorbants employés ne présentaient pas des propriétés sélectives faussant les résultats.

Pour faire cette étude, l'idée toute naturelle qui se présente est de comparer l'absorption d'une plaque, recouverte du corps à étudier à celle d'un corps creux de même surface d'ouverture,

L'emploi d'une cavité hémisphérique se présente tout naturellement à l'esprit, mais il est facile de voir que suivant la région frappée par le rayonnement incident, les conditions sont très différentes. En effet en désignant par 100 le flux tombant sur une telle cavité, on trouve que

	25 0/0 des radiations éprouvent	1 réflexion
	40,2	2 —
	16,3	3 —
	6,7	4 —
	3,8	5 —
enfin	8,0	plus de 5 —

Une cavité conique est la seule imprimant à tous les rayons parallèles à son axe le même nombre de réflexions. Ce nombre N est donné

(1) Communication faite à la Société française de Physique : Séance du 2 avril 1909.

(2) KIRCHHOFF, *Pogg. Ann.*, 1860, p. 292.

(3) LUMMER et KURLBAUM, *Verh. d. phys. Ges. Berlin*, t. XVII, n° 9, 1898.

par la relation très simple :

$$N = \frac{180}{\alpha},$$

où  $\alpha$  est l'angle au sommet du cône.

Je me suis donc arrêté à un cône ayant  $30^\circ$  au sommet, ce qui conduit à six réflexions pour les rayons qui y éprouvent la réflexion régulière. En désignant par  $K$  le pouvoir réflecteur d'un rayon monochromatique, on aurait donc après six réflexions :

$$R = (K)^6.$$

Pour le noir de platine, la plus grande valeur observée pour  $K$  est d'environ 0,3 :

$$R = (0,3)^6 = 0,0007,$$

soit un pouvoir absorbant de 0,9993.

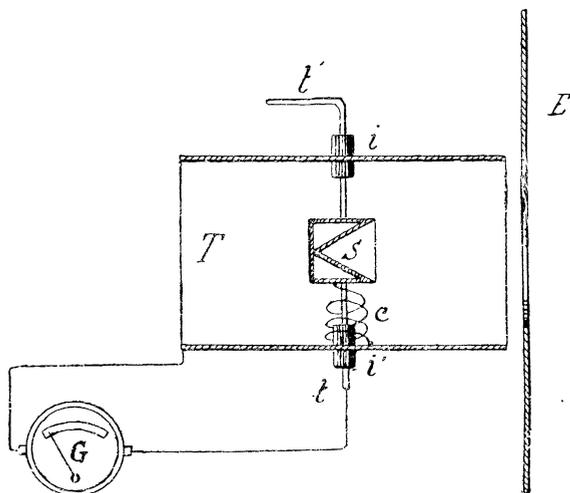


FIG. 1.

Le cône et la plaque ferment les deux bases d'un cylindre métallique relié à l'enveloppe protectrice  $T$  par un fil de constantan  $c$  (*fig. 1*) en forme de ressort spiral, et la substitution du cône à la plaque recouverte de la substance étudiée est obtenue par une rotation de  $180^\circ$  de la manivelle  $l'$ .

On peut ainsi, par le galvanomètre G (<sup>1</sup>), connaître à 0°,01 près l'élévation de température de la pièce S soumise au rayonnement.

La source de radiations était un four électrique à résistance, la longueur d'onde moyenne du flux étant tirée de la formule de Wien,  $\lambda_m \theta = 2940$ . La longueur d'onde  $\lambda = 0^{\mu},8$  était donnée par une lampe à arc.

En désignant par  $\Delta$  la déviation obtenue avec le cône et  $\delta$  celle fournie par la plaque, on peut appeler *pouvoir réflecteur* ou diffusant, le rapport,

$$R = \frac{\Delta - \delta}{\delta}.$$

Ce rapport a été porté en ordonnées sur la *fig. 2*; les longueurs d'onde sont portées en abscisses.

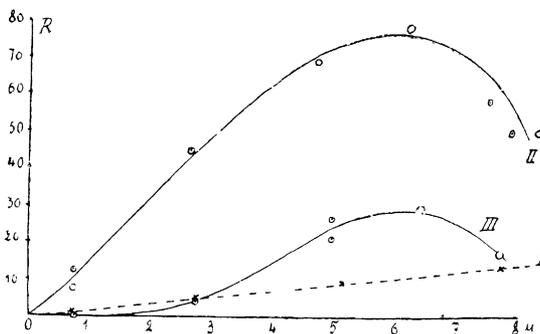


FIG. 2.

La courbe I pointillée se rapporte à un noir de fumée appliqué d'abord par un vernis léger à la gomme laque; une seconde couche est déposée ensuite au moyen de vernis léger au bitume de Judée dans la benzine. On obtient ainsi une très bonne surface absorbante.

La courbe II se rapporte à un dépôt gris noir obtenu par électrolyse du chlorure de platine.

La courbe III est obtenue par un très beau dépôt de noir de platine ayant l'aspect du velours.

Ces deux dernières courbes présentent un *maximum de pouvoir réflecteur* vers 6  $\mu$ .

(<sup>1</sup>) Le galvanomètre Grassot employé donne 1 millimètre sur une échelle à 1 mètre pour 0,02 micro-ampère; sa résistance est de 20 ohms.

A 400° le noir de platine le meilleur réfléchit encore 18 0/0 de l'énergie incidente.

Ces résultats ont été contrôlés au moyen de télescopes pyrométriques de mon système, mis obligeamment à ma disposition par la Compagnie des compteurs.

Voici les résultats fournis par deux de ces appareils :

$\lambda$	Température vulgaire	Constante de l'appareil $= \frac{K\delta}{(T^4 - t^4)}$	
		N° 449 Couple platiné	N° 451 Couple fumé
1 $\mu$ ,85 .....	1 400°	10,1	8,0
2.....	1 197	10,0	7,9
3.....	707	9,7	7,6
4.....	462	9,2	6,9
5.....	315	8,5	6,2
6.....	217	7,9	5,5
7.....	147	8,0	4,8
8.....	95	8,8	4,1

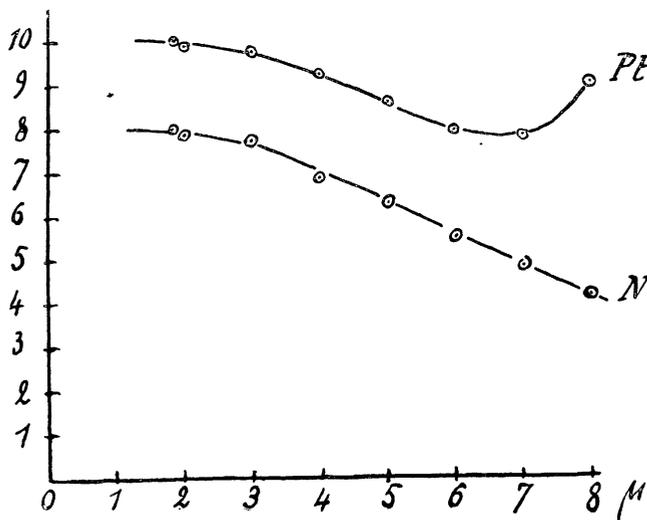


FIG. 3.

Les courbes de la fig. 3 représentent ces résultats; ces courbes, dont les ordonnées sont proportionnelles aux pouvoirs absorbants,

sont complémentaires des courbes de la *fig. 2*. En ce qui concerne le noir de fumée, celui du télescope n° 451 est très inférieur au point de vue de l'absorption au noir déposé par deux couches de vernis successives et non miscibles l'une dans l'autre. Il est important de terminer par le noir de fumée en suspension dans le vernis au bitume, ce carbure est en effet moins réfléchissant que la gomme laque et plus transparent aux radiations de grande longueur d'onde.

Les résultats obtenus par le numéro 449 confirment ceux obtenus directement sur le noir de platine ; ce corps présente un minimum d'absorption très accusé vers 6  $\mu$ . Le tableau suivant rapproche les résultats obtenus dans ces deux séries différentes de mesure :

Température vulgaire	Longueur d'onde	Pouvoir absorbant	Pouvoir diffusant	Somme
2 667°	1	100	0	100
1 197	2	100	1	101
707	3	97	5	102
462	4	92	10	102
314	5	85	21	106
217	6	79	30	109
147	7	80	25	105
95	8	88	13	101

La somme de la dernière colonne devrait être constante, l'accord est assez bon, étant donné la différence des méthodes et la difficulté des mesures aux basses températures.

Étant donné que la valeur de  $\sigma = \pi a$ , en désignant par  $a$  le coefficient de la loi de Stéfán, a été déterminée par Kurlbaum à 100°, avec un bolomètre à lames planes, noirci au noir de platine, il paraît résulter de mesures précédentes que ce coefficient doit être trop faible d'environ 18 0/0. Il m'a donc semblé important de le déterminer à nouveau avec un récepteur conique absorbant aussi complètement que possible les radiations de toutes les longueurs d'onde et auquel on pourrait donner le nom de récepteur intégral.

Ce cône en cuivre rouge (*fig. 4*) avait un angle au sommet de 30°.

L'intérieur était noirci au noir de fumée comme il a été indiqué précédemment, et l'extérieur, fileté, portait un fil de manganine isolé pour l'étalonnage de l'appareil en watts.

Ce système, protégé par une gaine  $g$  en maillechort poli, était supporté au centre d'une sphère métallique par des tiges de constantan K.

Une tige de laiton isolé L reliait le récepteur au galvanomètre, dont l'autre borne communiquait à la sphère formant soudure froide.

En assurant, par ces tiges, une perte prépondérante de chaleur par conductibilité, on rend négligeables les pertes par convection, et surtout par rayonnement, qui enlèvent toute proportionnalité aux déviations.

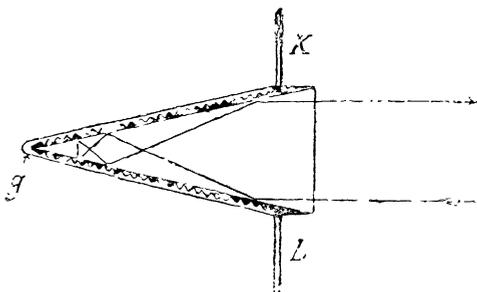


FIG. 4.

Le récepteur avait 1<sup>cm</sup>,53 de diamètre; la source rayonnante était un four électrique diaphragmé par un écran métallique refroidi par de l'eau, et qui portait une ouverture circulaire de 2<sup>cm</sup>,50 de diamètre.

À une distance de 40<sup>cm</sup>,7, le four étant à 1 520° absolu, on obtenait 383 millimètres de déviation sur l'échelle du galvanomètre, ce qui correspondait à 0<sup>watt</sup>,0618 et à plus de 3°,5 d'élévation de température du récepteur.

La proportionnalité absolue des déviations aux watts dépensés jusqu'à 0<sup>watt</sup>,1 montre que la convection et le rayonnement sont tout à fait négligeables devant les pertes par conductibilité dans la région employée.

Voici le tableau résumant cette courbe, dont on n'a utilisé que le premier vingtième dans les mesures :

W	Millivolts
0,1 .....	0,185
0,2 .....	0,360
0,3 .....	0,525
0,4 .....	0,685
0,5 .....	0,840
0,6 .....	0,990
0,7 .....	1,140
0,8 .....	1,28
0,9 .....	1,42
1,0 .....	1,55
1,1 .....	1,68
1,2 .....	1,81
1,3 .....	1,94
1,35 .....	2,00

Quelques mesures préliminaires ayant montré la parfaite proportionnalité des déviations aux inverses des carrés des distances, pour une même température du four, je procédai à une série, à diverses températures, pour une même distance (40<sup>cm</sup>,7).

La température du four était donnée par un couple au platine, soigneusement étalonné, et qui fut revu à la fin de la série.

Température vulgaire	$(T^4 - t^4) 10^{12}$	$\delta$ du galva- nomètre	W	$\left(\frac{W}{T^4 - t^4}\right)$	$\pi a$ ou $\sigma \times 10^{-12}$ ou $\pi \left(\frac{W}{T^4 - t^4} \times \frac{D^2}{SS'}\right)$
529° . . . . .	0,408	18 <sup>mm</sup> ,5	0,004325	1,06	6,04
555 . . . . .	0,461	22 ,0	515	1,115	6,35
565 . . . . .	0,488	24 ,0	561	1,15	6,55
600 . . . . .	0,573	27 ,5	643	1,20	6,39
690 . . . . .	0,858	40 ,0	936	1,091	6,22
753 . . . . .	1,103	50	0,0117	1,06	6,04
840 . . . . .	1,533	74	180	1,17	6,66
895 . . . . .	1,903	86	201	1,055	6,02
921 . . . . .	2,053	96	224	1,093	6,23
1 011 . . . . .	2,720	131	306	1,115	6,35
1 040 . . . . .	2,99	143	335	1,12	6,39
1 095 . . . . .	3,50	167	391	1,12	6,39
1 123 . . . . .	3,90	180	421	1,08	6,16
1 162 . . . . .	4,25	201	471	1,11	6,33
1 205 . . . . .	4,80	230	538	1,12	6,39
1 268 . . . . .	5,70	264	618	1,082	6,16
1 263 . . . . .	5,59	267	625	1,12	6,39
1 263 . . . . .	5,59	265	620	1,11	6,32

Le rapport  $\frac{W}{T^4 - t^4}$  n'offre aucune marche systématique; sa constance montre la grande exactitude de la loi de Stefan. La précision devient très bonne à partir de 1 000°.

La valeur précédemment admise pour  $\sigma$  est  $5,32 \times 10^{-12}$  watt : cm<sup>2</sup>; l'excès de 18,4 0/0, que présente la moyenne  $6,30 \times 10^{-12}$ , des résultats de la dernière colonne, est bien de l'ordre que faisaient prévoir les mesures préliminaires. Je suppose la valeur de  $\sigma$ , ainsi déterminée, exacte à  $\pm 2$  0/0 près. La valeur de  $a \times 10^{-12}$  est donc extrêmement voisine de  $2 \times 10^{-12}$  watt : cm<sup>2</sup>.

## II

 QUELQUES CONSÉQUENCES DE L'EMPLOI D'UN RÉCEPTEUR SÉLECTIF  
 DANS LA MESURE DE L'ÉNERGIE RAYONNANTE.

On peut se demander quelle est l'erreur systématique commise dans les mesures par l'emploi d'un récepteur ayant une absorption sélective comme la plupart des corps noirs (noir de fumée ou de platine), qui servent généralement à recouvrir les bolomètres et les piles thermoélectriques.

Cette erreur dépend en *grandeur* et en *signe* des propriétés particulières de la substance employée ; les expériences suivantes le feront bien comprendre :

On photographie un moulage en plâtre de trois cônes ayant respectivement des angles au sommet de 60, 45 et 30°.

Après avoir noirci au noir de fumée la face plane antérieure de ce moulage, ainsi que les cavités coniques, on l'a photographié en réalisant un éclairage aussi normal que possible au moyen de deux becs à incandescence placés à droite et à gauche de l'appareil photographique.

On remarquera que les trous semblent tous plus sombres que la face plane et qu'ils paraissent d'autant plus noirs qu'ils sont plus profonds.

Ces différences ne sont pourtant dues qu'aux radiations photo-géniques bleu violet, pour lesquelles le noir de fumée ne s'écarte que peu du récepteur intégral. Si la rétine était sensible pour les grandes longueurs d'onde, ce corps nous paraîtrait d'un gris d'autant plus clair que la longueur d'onde serait plus grande.

On peut facilement mettre en évidence par une expérience de cours l'absorption incomplète du noir de fumée. Un thermomètre différentiel porte deux réservoirs cylindriques A et B terminés d'un côté, par une cavité conique, et de l'autre par une face plane. Une source quelconque de radiations placée entre les deux réservoirs, et à égale distance, indique toujours un échauffement plus grand de la cavité A que de la face plane du réservoir opposé B.

Ce petit appareil se prête à une foule d'expériences comparatives. Si par exemple on remplace le noir de fumée de la face plane par un

mélange de noir de fumée et de graphite, on constate que l'absorption *augmente*, bien que le graphite seul soit un absorbant inférieur au noir de fumée.

Ceci provient de ce que le pouvoir absorbant est une fonction complexe, qui dépend à la fois de la nature chimique ou physique de la surface et aussi de sa *conductibilité calorifique*.

Il serait préférable de remplacer les anciennes dénominations de pouvoir absorbant et pouvoir émissif, désignant la facilité avec laquelle un flux est transmis par une surface, par la dénomination de *conductibilité superficielle*.

Une dernière expérience est encore plus instructive :

Deux plaques métalliques (*fig. 5*) sont réunies par un fil fin de constantan K, dont les extrémités sont soudées en leur milieu. Deux fils fins de cuivre *a* relient l'élément thermoélectrique ainsi constitué à un galvanomètre sensible.

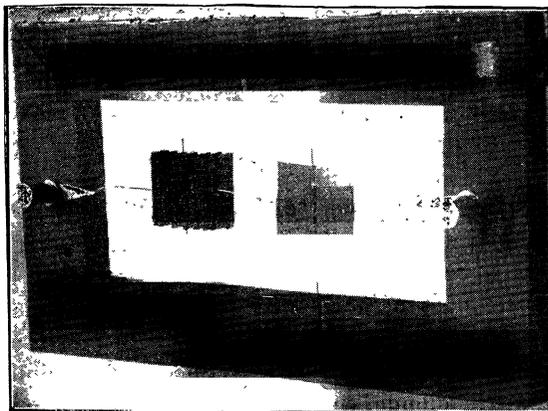


FIG. 5.

La lame plane de droite est noircie sur ses deux faces avec la substance étudiée, la lame de gauche plissée et également noircie se comporte grossièrement comme un récepteur intégral par la face recevant le rayonnement, et comme un radiateur intégral par l'autre côté. La surface utile de ces deux récepteurs est la même.

Lorsque la lame plane est recouverte de noir de fumée, elle prend une température *supérieure* à celle plissée, quand on la soumet à une

source donnant des longueurs d'onde plus petites que  $10 \mu$  (qui correspond à la température ambiante  $293^\circ$ ). Exposée au soleil, par exemple, elle absorbe presque autant d'énergie que la lame plissée, car son coefficient d'absorption est d'environ 0,9 pour  $0^\mu,54$ , mais elle ne peut guère dissiper cette énergie que par rayonnement, étant donné la finesse des fils qui la supportent, et elle perd beaucoup moins que la lame plissée, son pouvoir émissif pour  $\lambda = 10 \mu$  (température ambiante) étant de 0,5 environ.

Pour les mêmes raisons, la déviation devient *négative*, si on remplace la source à haute température par un vase noirci plein de glace ( $\lambda = 0^\mu,11$ ).

Les résultats sont très différents si on recouvre la lame plane de noir de platine dont le coefficient d'absorption passe par un *minimum* vers  $6 \mu$ .

Pour une source à  $500^\circ$ , qui émet cette longueur d'onde, A est plus froide que B, la déviation est *négative*.

Elle sera nulle pour  $\lambda = 10 \mu$  (température ambiante) et pour une source à environ  $1000^\circ$ . Les sources supérieures à  $1000^\circ$  ou inférieures à la température ambiante donneraient une déviation *positive*. Le vase plein de glace donnera le même sens de déviation que le soleil (1).

Les conséquences de cette simple expérience sont nombreuses, j'en citerai quelques-unes :

L'emploi d'un récepteur sélectif déforme les courbes de représentation de l'énergie spectrale ; il multiplie cette énergie en chaque point par le rapport  $\frac{e_{\lambda'}}{a_{\lambda}}$  en appelant  $a_{\lambda}$  le pouvoir émissif pour la longueur d'onde mesurée, et  $e_{\lambda'}$ , le pouvoir émissif à la température atteinte par la lame bolométrique. Il peut déplacer la longueur d'onde du maximum.

Les résultats sont encore plus complexes et difficiles à analyser quand il s'agit d'un flux composé comme celui reçu par les actinomètres, si leur récepteur n'est pas intégral ; ils dépendent d'ailleurs en grande partie de la manière dont ces appareils dissipent l'énergie qu'ils reçoivent.

On peut également conclure de cette expérience qu'il est impos-

---

(1) On ne peut invoquer les phénomènes de convection pour expliquer ces curieux résultats qui, pour un même appareil, changent de sens avec la nature de la surface absorbante.

sible actuellement, dans notre ignorance des pouvoirs absorbant et émissif des planètes, de calculer leur température d'équilibre sous l'action du rayonnement solaire.

L'erreur commise en admettant pour ces corps un pouvoir absorbant pour 0<sup>a</sup>,54 égal au pouvoir émissif à la température inconnue qu'ils acquièrent peut être énorme, comme l'indique l'expérience de la pile plissée, où la lame plane prend sous l'action du rayonnement solaire une élévation de température *double* de celle acquise par la lame plissée.

La différence serait probablement plus grande encore, si la pile était placée, comme les planètes, dans une enceinte dont la température est voisine de 200° absolu.

### III

#### LA LOI DE STEFAN ET LA CONSTANTE SOLAIRE.

Lorsque la loi du rayonnement total fut bien établie, les astronomes l'appliquèrent au calcul de la température apparente du Soleil, et à celle des planètes.

La température apparente du Soleil est celle que devrait avoir un radiateur intégral, vu de la Terre sous le même angle apparent que le Soleil, et produisant les mêmes effets calorifiques que cet astre.

En employant les constantes élevées admises alors et qui atteignaient 4 petites calories par centimètre carré et par minute, on arrivait à des températures de l'ordre de 7 000°.

La température obtenue en employant la valeur 2,4 admise aujourd'hui pour la constante solaire, et 6,3 comme coefficient rectifié de Kurlbaum, semble encore excessive.

$$T^4 = \frac{2,4}{6,3 \times 10^{-12} \times \tan^2 \frac{\varphi}{2}} \times \frac{4,15}{60} = 1\,220 \times 10^{12}$$

d'où :

$$T = 5\,920^\circ.$$

Cette température reporterait en effet le maximum de l'énergie

dans le spectre solaire à  $0^{\mu},496$ , région bleue du spectre, en admettant le coefficient numérique de la loi du déplacement

$$\lambda_m \theta = 2940.$$

Les considérations qui précèdent montrent même que la valeur admise par Langley pour  $\lambda_m$  doit être reculée un peu vers le rouge, puisque le bolomètre employé par ce savant était sélectif et présentait une absorption trop faible pour les grandes longueurs d'onde. Langley avait trouvé pour  $\lambda_m$  la valeur  $0^{\mu},54$ .

La mesure directe de la température du Soleil a été faite la première fois par Wilson d'une manière correcte; ce savant équilibrait, au moyen d'un radio-micromètre, la radiation solaire par celle d'un four agissant comme radiateur intégral, et dont on connaissait la température absolue.

Il trouva ainsi directement  $5300^{\circ}$  environ; en appliquant à cette mesure une correction de 29 0/0, Wilson arrive à une température de  $5773^{\circ}$ .

Plus récemment, M. Millochau, à la suite de plus de 750 pointés effectués entre Chamonix et le sommet du mont Blanc, et à diverses distances zénithales au sommet, a été amené à un coefficient de transmission zénithal de 0,91 à l'altitude de 4 800 mètres; ces dernières mesures conduisent à  $5360^{\circ}$  comme température apparente moyenne et à  $5550^{\circ}$  au centre de l'astre.

Le télescope pyrhéliométrique dont s'est servi Millochau et que j'avais combiné pour ces mesures consiste en principe en un élément thermo-électrique dont la soudure n'a que  $0^{\text{mm}},5$  de diamètre et qui est placée au foyer d'un miroir concave en verre argenté de 1 mètre de foyer. Ce petit couple donne donc la température apparente de la région de l'image solaire qu'il reçoit. Une intégration simple permet de calculer la température moyenne que devrait avoir une surface uniforme à rayonnement noir intégral pour produire le même effet que le Soleil.

Ce télescope ne diffère que par ses dimensions des pyromètres industriels qui suivent rigoureusement la loi en  $T^4$  aux températures élevées (1). Il donnait du Soleil une image ayant près de 1 centimètre de diamètre.

---

(1) Plus de 700 de ces appareils fonctionnent actuellement dans l'industrie après avoir été étalonnés au Conservatoire des Arts et Métiers à Teddington, au Bureau of Standards et à Charlottenburg.

A la suite des deux ascensions de M. Millochau pendant les étés de 1906 et 1907, l'appareil qui lui avait servi fut réétalonné au National physical Laboratory de Teddington. La constante déterminée sur un four à 1 600° absolus conduisit à la valeur très acceptable de 3 616° pour l'arc électrique.

Pointé sur le Soleil à Teddington par le D<sup>r</sup> Harker, par un jour beau et très sec, une série de huit mesures très concordantes conduisit comme température au centre du Soleil à 5 153°.

Le coefficient de transmission zénithal pour cette altitude, très voisine du niveau de la mer, serait donc de :

$$\left(\frac{5\ 153}{5\ 550}\right)^4 = 0,74.$$

Le coefficient de transmission 0,91 employé par Millochau au sommet du mont Blanc est très acceptable, et la température moyenne qu'il a trouvée semble ne devoir guère s'écarter de la réalité.

Elle conduit en effet à

$$\frac{2\ 940}{5\ 360} = 0,545$$

en lui appliquant la loi du déplacement de Wien.

On peut donc, en admettant cette valeur, faire un calcul inverse et en obtenir la valeur probable de la constante solaire :

$$A_w = 6,3 \times \overline{5\ 360}^4 \times \tan^2 \frac{\varphi}{2} = 0^{\text{watt}}, 1125$$

ou, en petites calories-minute :

$$\frac{0,1125 \times 60}{4,15} = 1,63.$$

Ces considérations montrent que la constante solaire est vraisemblablement trop élevée, résultat qui est dû sans doute à une correction exagérée de l'absorption atmosphérique. Il peut tenir aussi en partie au fait que les actinomètres actuels sont recouverts de substances à absorption sélective.

Il sera très important de faire une mesure simultanée de  $T_m$  et  $A$  avec un télescope pyréliométrique et avec un actinomètre à récepteur intégral, afin de faire disparaître les divergences que je viens de signaler.

---