



HAL
open science

Le corps noir et son rayonnement

M. Moulin

► **To cite this version:**

M. Moulin. Le corps noir et son rayonnement. Radium (Paris), 1909, 6 (11), pp.332-342. <10.1051/ra-
dium:01909006011033201>. <jpa-00242379>

HAL Id: jpa-00242379

<https://hal.science/jpa-00242379v1>

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.



HAL Authorization

Le corps noir et son rayonnement

Par M. MOULIN

[Conférence faite à la Société Française de Chimie-Physique¹].

1. — La propriété que possèdent les corps d'émettre de l'énergie sous forme de radiations électromagnétiques, lorsqu'ils sont chauffés, ou d'absorber les radiations extérieures, varie extrêmement avec leur nature et avec la longueur d'onde du rayonnement.

Cependant une loi générale s'est immédiatement

dégagée des premières expériences : ce sont les corps les plus absorbants qui émettent le plus d'énergie lorsqu'ils sont chauffés. Ceci est facile à vérifier dans les cas des radiations lumineuses. Si, sur une lame de porcelaine émaillée, on dépose une goutte d'une solution de nitrate de cobalt, cette goutte laisse, après avoir été évaporée et chauffée, une tache noire

1. W. VOIGT. *Akad. Amsterdam*. Novembre 1908.

2. *Akad. Amsterdam*. Février 1908; *Le Radium*, 5-258, § 15.

1. Séance du 10 Novembre 1909.

d'oxyde. Cette lame, chauffée dans la flamme d'un grand bec Méker, conserve son aspect primitif si elle est fortement éclairée, mais, si l'on fait l'obscurité, la tache noire devient beaucoup plus brillante que les parties voisines. Si la tache absorbe la lumière que l'on y fait tomber, c'est elle cependant qui émet le plus et, de cette émission plus intense, il doit résulter un refroidissement plus prononcé. Ce refroidissement peut s'observer facilement si l'on emploie, au lieu de porcelaine, une lame de platine mince chauffée par un courant ; la tache d'oxyde de cobalt est encore plus brillante, et la région correspondante de la lame est cependant plus froide que le reste, comme on peut facilement le constater en remarquant que, au dos, elle est plus sombre que les régions voisines.

Les corps *parfaitement noirs* pour toutes les longueurs d'onde doivent émettre plus que tout autre. Malheureusement, il n'existe pas de corps parfaitement noirs pour tout le spectre et, pour étudier leur rayonnement, il a fallu tourner la difficulté.

2. — C'est Kirchhoff qui, le premier, a fait remarquer qu'il n'y a rien de plus noir qu'un trou quand il n'est pas éclairé par derrière, et qu'une petite ouverture, percée dans la paroi d'une boîte opaque fermée, doit agir, au point de vue de l'absorption, comme une surface parfaitement noire pour toute longueur d'onde. Sauf le cas très particulier et d'ailleurs irréalisable, où la paroi intérieure de la boîte serait parfaitement réfléchissante, un faisceau de rayons qui a passé par l'ouverture se diffusera ou se réfléchira en partie sur le fond, reviendra vers les parois où il se diffusera ou se réfléchira de nouveau en partie, et ainsi de suite ; son intensité diminuant en progression géométrique, toute l'énergie qu'il transporte finira par être absorbée. Il est nécessaire, naturellement, que le fond de la boîte n'agisse pas comme un miroir qui renverrait les rayons juste dans l'ouverture ; si le fond est réfléchissant, il faut l'incliner ; s'il diffuse parfaitement, cette précaution est inutile.

En réalité, il sort nécessairement une petite fraction de l'énergie par l'ouverture ; il est évident, en effet, que si l'on envoie un rayon lumineux à l'intérieur de la boîte, à travers l'ouverture, on pourra, en plaçant l'œil près de cette ouverture, distinguer les parois qui sont éclairées, mais l'énergie qui sort ainsi est extrêmement faible par rapport à l'énergie qui est diffusée dans toutes les directions, et l'on pourra la rendre aussi petite qu'on voudra en diminuant les dimensions de l'ouverture par rapport à celles de la boîte.

A condition que la température de ses parois soit uniforme, l'ouverture de cette enceinte presque fermée fonctionnera toujours comme corps noir *quelle que soit sa température*. Même si elle est portée au rouge blanc, elle absorbera intégralement toutes les radiations qu'elle reçoit, et il n'en sortira que son rayonnement propre, comme cela avait lieu tout

à l'heure pour les radiations lumineuses, avec la tache d'oxyde de cobalt¹. Nous allons voir que *le rayonnement propre d'une telle enceinte (le rayonnement du corps noir) est indépendant de sa forme, de la nature de ses parois et des corps qu'elle peut contenir à son intérieur*.

Le rayonnement du corps noir.

3. — Supposons que nous prenions deux enceintes *isothermes*, 1 et 2, de forme quelconque², dont les parois peuvent être constituées de substances quelconques, et qui peuvent d'ailleurs contenir à leur intérieur différents corps transparents ou non. Ces enceintes, pouvant être chauffées électriquement³, sont supposées recouvertes à l'extérieur d'un calorifuge parfait, de sorte qu'elles ne peuvent rayonner ou recevoir de l'énergie de l'extérieur que par une petite ouverture percée dans la double paroi supposée infiniment mince à cet endroit. Si nous plaçons ces deux enceintes l'une en face de l'autre, de manière que leurs ouvertures, de même surface, coïncident (fig. 1), elles ne pourront échanger d'énergie que par ces ouvertures et, d'après le principe de Carnot, cet échange d'énergie ne pourra avoir lieu au total

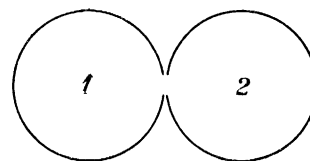


Fig. 1.

que du corps le plus chaud vers le corps le plus froid. Si l'enceinte 1 est à une température T et l'enceinte 2 à une température infiniment peu supérieure $T + dT$, il doit y avoir, au total, passage d'énergie de 2 vers 1, et si E_1 et E_2 représentent l'énergie qui sort par cm^2 et par seconde, de l'ouverture des deux enceintes, on peut affirmer que

$$E_{1T} < E_{2(T+dT)}.$$

L'inverse doit se produire :

$$E_{1(T+dT)} > E_{2T}$$

si l'enceinte 1 est à la température $T + dT$ et l'enceinte 2 à la température T . Pour que l'inversion puisse avoir lieu pour une variation infiniment petite de la température de l'une des deux enceintes, il est nécessaire que, lorsqu'elles ont même température, l'échange d'énergie soit nul au total et que

$$E_{1T} = E_{2T} = E.$$

1. Il est assez gênant, si l'on n'est pas prévenu, d'appeler encore corps noir une telle enceinte qui est portée au rouge blanc. M. Ch.-Ed. Guillaume a proposé de l'appeler radiateur intégral. On peut remarquer cependant qu'en éclairant fortement l'ouverture, à l'aide d'une source à température plus élevée, elle semblera noire par rapport à une surface blanche.

2. C'est par suite d'une erreur du dessinateur que la figure les représente sphériques. N. D. I. R.

3. La source d'électricité peut être supposée placée entre la paroi et l'enveloppe calorifuge.

On peut d'ailleurs modifier la forme de l'une des enceintes sans que le rayonnement de l'autre se modifie, et l'on voit que *le rayonnement qui sort par l'ouverture d'une enceinte isotherme ne dépend que de la température*¹.

4. — *Répartition du rayonnement à l'intérieur d'une enceinte isotherme fermée.* — Si les deux enceintes en question sont à la même température, nous ne changerons rien en rapprochant indéfiniment les parties de leur paroi qui sont en regard, pour former une

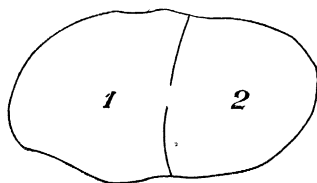


Fig. 2.

il passera toujours une énergie nulle au total.

Supposons d'abord que le milieu intérieur à l'enceinte soit homogène et isotrope. En déplaçant la paroi à l'intérieur de l'enceinte, on ne modifiera que la forme des deux parties de l'enceinte et l'énergie qu'elles échangent par seconde et par cm^2 à travers l'ouverture sera toujours égale à E , quelles que soient sa position et sa direction. Ceci restera vrai au voisinage immédiat des parois : chaque élément de surface des parois renvoie, au total, une énergie égale à celle qu'il reçoit. Il en est de même pour la cloison que l'on peut supprimer sans modifier la répartition du rayonnement intérieur. On voit donc que, *à l'intérieur d'une enceinte fermée isotherme, et qui contient un milieu homogène et isotrope, l'énergie rayonnante est la même en tout point et qu'elle est uniformément répartie dans toutes les directions*².

5. — Si le milieu n'est pas isotrope, les raisonnements précédents ne s'appliquent plus qu'en partie; les deux parties de l'enceinte échangent toujours la même énergie rayonnante, mais, si l'on modifie l'orientation de la surface par rapport aux axes de symétrie du milieu, la valeur de cette énergie peut changer. Il s'ensuit que, dans un milieu homogène mais anisotrope, l'énergie qui passe en un point, dans une direction déterminée, est uniformément distribuée dans l'espace, mais elle n'est plus indépendante de la direction. Nous nous bornerons dans ce qui suit à l'étude des milieux isotropes.

6. — *Si, maintenant, l'enceinte contient plusieurs milieux (transparents ou non), tout ce qui précède s'applique dans ces différents milieux jus-*

1. Il s'agit ici du rayonnement qui s'établit en régime stationnaire.

2. Ceci reste pratiquement vrai si la paroi est percée d'une très petite ouverture à travers laquelle l'enceinte rayonne vers des corps plus froids, sauf du voisinage immédiat de cette ouverture.

seule enceinte avec, à l'intérieur, une cloison percée d'un trou (fig. 2). A travers ce trou, quelles que soient d'ailleurs ses dimensions par rapport à sa distance à la paroi opposée,

qu'aux parois de l'enceinte et jusqu'aux surfaces de séparation, mais il est facile de voir que, si l'on passe d'un milieu dans un autre, l'énergie rayonnante peut varier. Nous verrons qu'elle dépend, en effet, du carré de l'indice de réfraction du milieu.

7. — *La loi de Lambert.* — Au lieu de faire intervenir l'énergie totale E qui traverse un élément de surface (dans l'angle solide 2π), on peut considérer l'énergie qui passe en un point dans une direction déterminée. Si e est l'énergie qui passe par unité d'angle solide à travers l'unité de surface normale à la direction considérée¹, il passera, dans un angle solide $d\omega$ à travers un élément de surface ds' normal à sa direction, une énergie

$$e ds' d\omega$$

et, comme l'énergie est uniformément répartie dans toutes les directions, il passera, à travers un élément de surface ds dont la normale fait un angle γ avec la direction considérée, une énergie

$$e ds d\omega \cos \gamma.$$

C'est la loi de Lambert qu'en optique on écrit souvent sous une forme un peu différente mais équivalente.

e est lié à E d'une manière simple. A travers l'unité de surface, il passe, dans l'angle solide $d\omega$, une énergie

$$dE = e \cos \gamma d\omega.$$

Exprimant ω en fonction de γ et intégrant de $\gamma = 0$ à $\gamma = \frac{\pi}{2}$, on obtient

$$E = \pi e.$$

8. — *Densité de l'énergie dans une enceinte fermée isotherme.* — Par suite de la présence d'un rayonnement qui le traverse en toutes directions, le milieu intérieur à l'enceinte contient, par unité de volume, une certaine énergie électromagnétique U , constante et qu'il est facile d'évaluer.

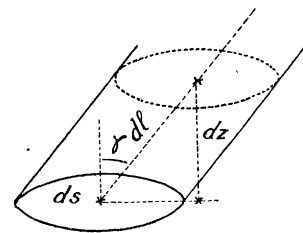


Fig. 4.

Cherchons l'énergie présente dans un élément de volume dv , qui est transportée par des rayons dont

1. Dans le cas particulier où l'élément ds fait partie de l'ouverture d'une enceinte isotherme, e est l'éclat de cette ouverture.

la direction moyenne fait un angle γ avec la normale à l'élément ds (fig. 4). Si V est la vitesse de la lumière, l'énergie qui passe par seconde est, à un instant donné, répartie sur une longueur V , de sorte que, sur une longueur dl , l'énergie est proportionnelle à $\frac{dl}{V}$. L'énergie contenue dans l'élément de volume $ds dz$, et qui est transportée par les rayons contenus dans l'angle solide $d\omega$ dont la direction est voisine de γ , est, d'après la loi de Lambert :

$$e d\omega ds \cos \gamma \frac{dl}{V}$$

ou
$$\frac{e}{V} d\omega \cdot dv,$$

puisque
$$dz = dl \cos \gamma.$$

Par unité de volume, l'énergie qui correspond à des rayons contenus dans l'angle solide $d\omega$ est donc

$$\frac{e}{V} d\omega.$$

La densité U de l'énergie en un point, c'est-à-dire l'énergie présente par unité de volume et qui correspond aux rayons qui passent en ce point dans toutes les directions, s'obtiendra en intégrant l'expression qui précède pour tout l'espace enveloppant le point, c'est-à-dire de $0 = 4\pi$ et l'on aura

$$U = \frac{4\pi e}{V} = \frac{4E}{V}.$$

9. — *La loi de Stefan.* — L'énergie E (ou la densité de l'énergie U) ne dépend, comme nous l'avons vu, que de la température et de la nature du milieu. *Dans le vide, elle est proportionnelle à la quatrième puissance de la température absolue :*

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

Cette importante relation, découverte par Stefan¹ a été démontrée par M. Boltzmann à l'aide d'un raisonnement thermodynamique très simple.

L'énergie interne de rayonnement dans une enceinte de volume v est égale à Uv et elle est fonction de la température. Si l'enceinte est vide², on peut augmenter le volume sans changer la densité de l'énergie, et si le volume varie de dv , la température restant constante, l'énergie interne varie de Udv . D'autre part, la pression qu'exerce la radiation sur les parois et qui est égale à $\frac{U}{3}$, produit, lors de la détente, un travail

$d\tau = \frac{U}{3} dv$. Si, maintenant, à volume constant, la température varie de dT , l'énergie interne varie

de $v \frac{dU}{dT} dT$. Toutes ces variations sont réversibles.

La quantité de chaleur dQ qu'il faudra fournir pour produire une variation de température dT et une variation de volume dv sera telle que

$$dU = JdQ - d\tau,$$

c'est-à-dire

$$JdQ = v \frac{dU}{dT} dT + \left(U + \frac{U}{3} \right) dv.$$

La variation d'entropie

$$dS = \frac{dQ}{T}$$

est alors

$$JdS = \frac{v}{T} \frac{dU}{dT} dT + \frac{4U}{3T} dv.$$

dS est une différentielle exacte et l'on doit avoir

$$\frac{1}{T} \frac{dU}{dT} = \frac{4U}{3T} \frac{1}{dT} - \frac{4U}{3T^2}$$

ou

$$\frac{dU}{dT} = 4 \frac{U}{T}$$

qui s'intègre immédiatement en donnant

$$U = kT^4$$

ou

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

on a vu (n° 8) que l'on doit avoir $k = \frac{4\sigma}{V}$.

10. — Si la paroi de l'enceinte est percée d'une très petite ouverture, il sortira, par unité de surface de cette ouverture et par seconde, une énergie égale à E . La loi de Stefan montre que l'ouverture d'un corps noir doit rayonner à toute température, même au voisinage du zéro absolu. Si, à la température ordinaire, le rayonnement apparent est nul, c'est que l'appartement, qui forme lui-même corps noir, envoie dans l'enceinte une énergie précisément égale à celle qu'elle rayonne. Supposons que l'appartement qui reçoit le rayonnement soit à une température absolue θ ; dans cette enceinte réceptrice, il existe un rayonnement uniformément réparti qui fait passer à travers l'unité de surface de l'ouverture une énergie $\sigma\theta^4$, et le rayonnement apparent de l'ouverture par centimètre carré sera seulement

$$\sigma(T^4 - \theta^4).$$

La loi de Stefan a pu être vérifiée dans une grande étendue de températures en mesurant l'élévation de température d'une lame noircie qui reçoit le rayonnement du corps noir. On a employé, pour noircir ce récepteur, soit du noir de fumée, soit du noir de platine. Bien que ces substances n'absorbent pas complètement la radiation, leur *pouvoir absorbant* varie

1. Qui l'avait d'ailleurs déduite d'expériences faites dans des conditions où elle ne s'applique pas.

2. Si l'enceinte contenait un milieu matériel, son indice varierait lors de la détente et le raisonnement ne serait plus applicable. La loi reste vraie pour des corps comme l'air dont l'indice est voisin de l'unité.

assez peu avec la nature de la radiation qu'elles reçoivent pour que la loi ait pu être suffisamment bien vérifiée.

En mesurant l'élévation de température que produit dans la lame le passage d'un courant connu, on peut déterminer σ , si le récepteur est parfaitement absorbant. Cette constante est encore assez mal connue, elle est de l'ordre de 6×10^{-12} (les unités étant le watt, le cm^2 et le degré centigrade¹).

Inversement, on pourra comparer les températures de corps noirs en comparant leur rayonnement et cette méthode de mesure est précise, puisque l'erreur sur la température est quatre fois plus petite que celle que l'on commet sur l'énergie (téléscope pyrométrique de M. Féry).

11. Répartition du rayonnement entre les différentes longueurs d'ondes. — Le rayonnement intérieur à l'enceinte contient des rayons de toutes longueurs d'ondes et l'énergie est, en régime stationnaire, répartie entre les différentes longueurs d'ondes suivant une certaine loi. Cette répartition ne doit dépendre que de la température et non de la nature des parois : ceci résulte encore du principe de Carnot.

Supposons qu'une partie B (fig. 5) de la paroi de l'enceinte isotherme soit formée d'une substance déterminée, une autre partie C étant formée d'une autre substance, et, supposons en outre, que ces deux parties soient disposées de manière que l'on puisse les séparer par une cloison plane que l'on introduira ou enlèvera en la déplaçant dans son propre plan. Comme la pression de radiation ne dépend que de l'énergie totale par unité de volume présente au voisinage de la paroi, et que cette énergie est répartie uniformément dans toutes les directions, cette pression est nécessairement normale à la surface et l'on pourra placer ou enlever la cloison sans travail extérieur. Si la répartition de la radiation entre les différentes longueurs d'onde, qui existe dans la partie B quand la cloison est placée, n'était pas la même que celle qui y existe lorsque cette cloison est enlevée et que la paroi a changé en partie de nature, au moment où on l'enlèverait, l'état du système se modifierait sans travail extérieur puis reviendrait sans travail extérieur à l'état initial quand on la replacerait. Or, on sait que, lorsqu'un système évolue de lui-même dans un certain sens, il ne peut revenir à l'état primitif sans dépense

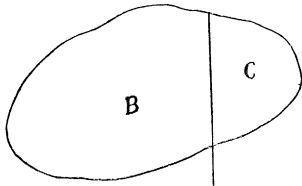


Fig. 5.

de travail extérieur (principe de Carnot, énoncé de M. J. Perrin¹).

Ce raisonnement est dû à M. Langevin². On pourrait suivre une autre marche, analogue à celle qui a été suivie au début, en montrant que, si l'énergie correspondant à des longueurs d'ondes voisines de λ n'était pas la même pour deux corps noirs de parois différentes, on pourrait, à l'aide d'un dispositif plus ou moins compliqué de prismes, de lentilles et de miroirs, obtenir que l'échange d'énergie se fasse uniquement par l'intermédiaire de ces longueurs d'onde et faire passer de l'énergie d'un corps froid sur un corps chaud³.

Dans un intervalle infiniment petit de longueurs d'onde $d\lambda$, l'énergie infiniment petite

$$dE = E_\lambda d\lambda$$

ne dépend que de la température et l'on a d'ailleurs

$$E = \int_0^\infty E_\lambda d\lambda = \sigma T^4.$$

12. — En continuant à appliquer les raisonnements thermodynamiques à l'énergie rayonnante, et en remarquant que, lorsqu'on augmente le volume de l'enceinte, on allonge aussi toutes les longueurs d'ondes, à cause de l'effet Doppler qui se produit par le fait que la paroi est en mouvement, M. Wien a pu montrer que l'énergie transportée par les rayons dont la longueur d'onde est voisine de λ (comprise entre λ et $\lambda + d\lambda$) doit être de la forme

$$E_\lambda d\lambda = \frac{K}{\lambda^3} f(\lambda \times T) d\lambda,$$

$f(\lambda \times T)$ étant une fonction du produit $\lambda \times T$ qu'il est impossible de déterminer par des raisonnements thermodynamiques ; il faut faire intervenir les propriétés de la matière qui forme les parois.

On peut déduire de l'expérience la fonction $f(\lambda \times T)$. Diverses formules théoriques ont été proposées, mais elles sont basées sur des hypothèses plus ou moins justifiables ; parmi elles, c'est celle de M. Planck qui s'accorde le mieux avec les résultats expérimentaux. Cette formule est de la forme

$$E_\lambda = C \lambda^{-3} \frac{1}{e^{\frac{c}{\lambda T}} - 1},$$

elle contient des constantes universelles C et c qui sont liées à l'énergie cinétique moyenne des molé-

1. Voy. J. PERRIN. *Les Principes*.

2. *Cours du Collège de France*.

3. On peut vérifier que la composition de la radiation est bien indépendante de la nature des parois ou des corps placés à l'intérieur en plaçant différents corps à l'intérieur d'un tube de porcelaine ou métallique fermé à l'arrière, muni de l'avant de cloisons percées d'une ouverture, et chauffé aussi uniformément que possible dans un four électrique. Quand l'équilibre de température est atteint, il est impossible de distinguer ces corps, parce que tout a la même teinte et qu'il n'y a pas d'ombres. (Sur les corps réfléchissants, on voit quelquefois des points sombres qui sont les images de l'ouverture.)

1. Voy. CH. FÉRY. *C. R.*, et *Annales de Chimie et de Physique*, 1909.

cules. Elle fournit pour la charge atomique la valeur $5,5 \cdot 10^{-10}$ qui n'est pas très éloignée de la valeur la plus probable : $4 \cdot 10^{-10}$.

Quoi qu'il en soit, l'expérience a montré que l'énergie passe par un maximum pour une longueur

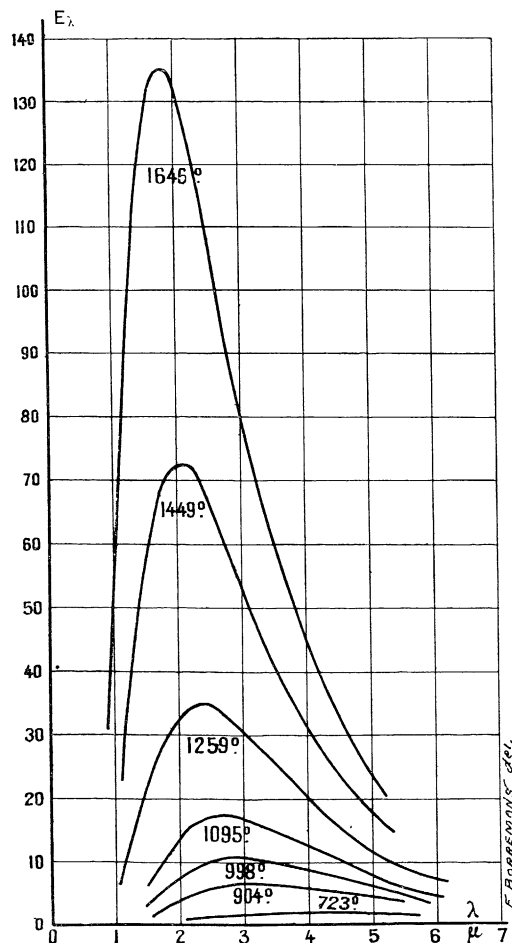


Fig. 6.

d'onde déterminée λ_m qui est fonction de la température. D'après la loi de Wien, la température ne doit figurer dans l'expression de l'énergie en fonction de la longueur d'onde que par son produit avec λ et l'on doit avoir

$$\lambda^m T = C^{10}$$

L'expérience fournit pour cette constante la valeur 2940.

La longueur d'onde correspondant au maximum de l'énergie se déplace vers les petites longueurs d'onde à mesure que la température augmente¹. A mesure que la température augmente, le corps noir émet des radiations où dominent d'abord les grandes longueurs d'onde, puis le rouge et bientôt le violet et l'ultra-violet prennent de plus en plus d'importance; mais, pour un intervalle déterminé de longueurs d'onde,

1. Loi du déplacement de Wien.

l'énergie croît constamment avec la température.

L'intensité rouge émise par des corps noirs permet de mesurer leur température (pyromètres Le Châtelier, Holborn et Kurlbaum, Féry).

13. — *Influence de la nature du milieu.* — L'énergie rayonnante qui traverse un milieu quelconque placé dans une enceinte isotherme fermée ne dépendant que de la température et non de l'état des surfaces de séparation, nous allons voir ce qui arrive quand la radiation passe d'un milieu dans un autre, en supposant que la surface de séparation est parfaitement polie. Tous les rayons qui, dans le milieu dont l'indice est le plus élevé, arrivent sous une incidence supérieure à l'angle limite, sont réfléchis totalement et l'énergie totale émergente doit être plus petite que l'énergie totale incidente.

L'indice de réfraction d'un milieu variant avec la longueur d'onde, nous allons considérer l'énergie transportée par les rayons dont la longueur d'onde est comprise entre λ et $\lambda + d\lambda$. Par unité d'angle solide, ces rayons transportent à travers l'unité de surface normale à leur direction moyenne une énergie $e_\lambda d\lambda$ et $e'_\lambda d\lambda$, dans chacun des milieux. En passant d'un milieu à l'autre, ces rayons vont se réfracter et, de cette réfraction, il résulte que les rayons qui arrivent sur un élément ds dans un angle solide $d\omega$ sortent dans l'autre milieu dans un angle solide différent $d\omega'$. Nous calculerons tout à l'heure ces angles solides.

Les rayons qui arrivent sur l'élément ds sous une incidence γ dans l'angle solide $d\omega$ ne sortent qu'en partie dans l'angle solide $d\omega'$, parce qu'une partie est réfléchie (fig. 7). Soit R le pouvoir réflecteur de la surface de séparation; une partie RdE_λ de l'énergie incidente ($dE_\lambda = e_\lambda d\lambda ds \cdot \cos \gamma d\omega$, [n° 7]) reste dans le premier milieu et l'énergie

$$(1 - R) dE_\lambda$$

passé dans le second, A cette énergie transmise se superpose l'énergie réfléchie des rayons qui, dans le 2^e milieu, arrivent sur la surface dans une direction symétrique de la direction d'émergence¹ γ' et qui a pour valeur

$$R dE'_\lambda$$

1. La formule de Fresnel qui donne le pouvoir réflecteur d'une surface fait intervenir les angles d'incidence et de réfraction d'une manière tout à fait symétrique. Le pouvoir réflecteur est le même, quel que soit le sens dans lequel se propagent les rayons.

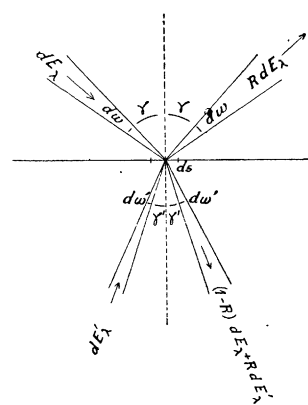


Fig. 7.

dE_k' représentant l'énergie qui, dans le second milieu, traverse l'unité de surface normale à sa direction dans l'angle solide $d\omega'$. L'énergie totale dans cet angle solide doit être égale à dE_k puisque la répartition est uniforme et l'on doit avoir

$$(1 - R) dE_k + R dE_k' = dE_k'$$

ou

$$(1 - R) dE_k = (1 - R) dE_k'$$

Il est facile de voir que le second membre représente l'énergie qui passe du second milieu dans le premier et il résulte de cette égalité que les deux milieux échangent la même énergie dans les angles solides correspondants $d\omega$ et $d\omega'$. D'autre part, en divisant par $(1 - R)$, on voit que

$$dE_k = dE_k'$$

Remplaçant ces deux quantités par leurs valeurs, on a

$$e_k d\lambda ds \cos \gamma d\omega = e_k' d\lambda ds \cos \gamma' d\omega'$$

ou

$$\frac{e_k'}{e_k} = \frac{\cos \gamma}{\cos \gamma'} \frac{d\omega}{d\omega'}$$

Il reste à calculer le rapport des angles solides. Pour simplifier, nous supposons que le premier milieu soit le vide, l'indice du second milieu étant n pour la radiation de longueur d'onde λ , et nous allons prendre comme éléments d'angle solide les angles compris entre deux cônes qui font avec la normale des angles γ et $\gamma + d\gamma$ d'une part, γ' et $\gamma' + d\gamma'$, d'autre part. Il est facile de voir que l'on a alors

$$d\omega = 2\pi \sin \gamma d\gamma$$

et

$$d\omega' = 2\pi \sin \gamma' d\gamma'$$

avec

$$\frac{\sin \gamma}{\sin \gamma'} = n \quad \text{et} \quad \frac{\cos \gamma d\gamma}{\cos \gamma' d\gamma'} = n$$

Il en résulte que

$$\frac{e_k'}{e_k} = \frac{\sin \gamma}{\sin \gamma'} \frac{\cos \gamma}{\cos \gamma'} \frac{d\gamma}{d\gamma'} = n^2$$

Dans une enceinte isotherme, l'énergie de la radiation est proportionnelle au carré de l'indice de réfraction du milieu. Cette relation indiquée par Kirchhoff et par Clausius a été vérifiée dans le cas de milieux gazeux.

Pouvoir émissif et pouvoir absorbant d'un corps quelconque.

14. — Corps transparents. — Si le milieu traversé par la radiation à l'intérieur de l'enceinte isotherme est absorbant, l'énergie qui a passé en un point dans un angle solide $d\omega$ diminue graduellement à mesure que l'onde s'avance, et pour que

l'énergie soit uniformément répartie dans le milieu, il est nécessaire que ce milieu possède un certain pouvoir émissif qui rende à la radiation l'énergie qu'il absorbe. Si a_1 est le pouvoir absorbant et e_1 le pouvoir émissif d'une certaine épaisseur du milieu, il disparaît de la radiation primitive, dans l'angle solide $d\omega$ une énergie $a_1 e d\omega$, et le milieu fournit une énergie $e_1 d\omega$ telle que

$$a_1 e d\omega = e_1 d\omega$$

d'où

$$\frac{e_1}{a_1} = e.$$

Le quotient du pouvoir émissif par le pouvoir absorbant d'une couche de matière d'épaisseur finie ou infiniment petite est égal au pouvoir émissif du corps noir. Il faut faire attention que le pouvoir absorbant a_1 est celui que possède la substance pour la radiation du corps noir de même température que la sienne.

On verrait par un raisonnement identique que la même relation existe entre les pouvoirs émissifs et absorbants correspondant à une même longueur d'onde, puisque, dans l'enceinte isotherme fermée, et dans un milieu donné, la répartition du rayonnement entre les différentes longueurs d'onde ne dépend que de la température. On a

$$\frac{e_{\lambda_1}}{a_{\lambda_1}} = e_{\lambda_1}.$$

La restriction précédente n'a pas lieu d'être faite. Dans les deux cas, les pouvoirs émissifs et absorbants correspondent à une même température de la substance.

Ces relations subsistent si le milieu n'est plus dans une enceinte isotherme et si sa température est uniforme. Un corps dont le pouvoir absorbant est faible est transparent et il émet un rayonnement d'intensité faible. Le pouvoir émissif de ce corps augmentera quand on augmentera son épaisseur et, sous une épaisseur suffisante pour qu'il soit pratiquement opaque, il émettrait le rayonnement du corps noir si le pouvoir réflecteur de sa surface était négligeable³. En général il n'en est pas ainsi, la surface réfléchit ou diffuse et le pouvoir émissif de la surface est plus petit que celui du corps noir.

15. — Cas des corps opaques. — Le rayonnement qui arrive de l'intérieur du corps opaque vers sa surface est n^2 fois plus grand que le rayonnement du

1. Si le milieu est diffusant (par suite de phénomènes de résonance, par exemple), une partie de l'énergie est diffusée dans toutes les directions, mais elle est exactement compensée par l'énergie diffusée qui provient des rayons qui passent dans toutes les directions, au point considéré.

2. Le rayonnement intérieur est le rayonnement noir à une distance de la surface, telle que la région considérée soit pratiquement dans une enceinte opaque. Le rayonnement qui sort de cette région est aussi le rayonnement noir.

corps noir dans le vide mais on a vu (n° 13) que, si la surface ne réfléchissait pas, il sortirait dans le second milieu le rayonnement noir correspondant à ce second milieu, qui dépend uniquement de son indice.

Mais la surface de séparation possède un pouvoir réflecteur R dans la direction γ et, comme nous l'avons vu précédemment (n° 15), il sortira dans le second milieu, par unité de surface et par unité d'angle solide, une énergie

$$e_\lambda d\lambda \cdot \cos \gamma (1 - R),$$

de sorte que le pouvoir émissif⁴ de la surface du corps opaque sera seulement

$$e_{s\lambda} = e_\lambda (1 - R).$$

Si l'on fait tomber sur la surface du corps opaque un rayonnement extérieur, dans la direction γ , cette surface en réfléchit une fraction R et la fraction $1 - R$ est absorbée. $(1 - R)$ est le pouvoir absorbant⁵ a_s de la surface et l'on a encore

$$\frac{e_{s\lambda}}{a_{s\lambda}} = e_\lambda.$$

La même relation existe pour le rayonnement total :

$$\frac{e_s}{a_s} = e$$

avec les mêmes restrictions que ci-dessus.

L'énergie émise dans un angle solide $d\omega$ par une surface ds , dans une direction qui fait un angle γ avec la normale est

$$dE_{s\lambda} = e_\lambda (1 - R) \cos \gamma \cdot ds \cdot d\omega,$$

c'est la loi de Lambert à la variation près du facteur $(1 - R)$. L'émission ne suivra la loi de Lambert que si le pouvoir réflecteur est indépendant de l'incidence. Cela n'est pas le cas du verre, et la loi de Lambert ne s'appliquera pas au verre noir.

Au contraire, dans le cas des métaux qui fonctionnent comme des corps d'indice très élevé, le pouvoir réflecteur dépend peu de l'incidence et cette loi se vérifie. On peut remarquer que, dans les métaux, l'énergie rayonnante est très élevée, mais que presque tous les rayons intérieurs qui tombent sur la surface sont réfléchis totalement et que seuls ceux qui arrivent dans une direction voisine de la normale peuvent en sortir⁵.

1. Le pouvoir émissif d'une surface dépend, d'après ce que nous avons vu, du milieu dans laquelle elle rayonne; ce résultat assez étrange *a priori* s'explique bien, puisque le pouvoir émissif dépend du rapport des indices des deux milieux. Le pouvoir émissif ne dépend d'ailleurs que du milieu dans lequel on mesure le rayonnement.

2. Il faut bien remarquer que ce pouvoir absorbant est tout différent du pouvoir absorbant en volume. Une surface absorbe parce qu'une partie du rayonnement passe à l'intérieur, l'autre partie se réfléchissant.

5. Le prof. J.-J. Thomson a calculé que, si toute l'énergie rayonnante qui circule à l'intérieur de l'argent pouvait en sor-

La loi de Lambert s'appliquerait également bien dans le cas des surfaces parfaitement mates où les rayons, rencontrant les petits éléments de surface suivant des incidences qui varient entre 0 et 90°, sont uniformément diffusés dans toutes les directions.

Dans le cas où la surface n'est pas polie, la relation entre le pouvoir émissif et le pouvoir absorbant subsiste, comme on peut le voir par un raisonnement simple. Une surface non polie peut être considérée comme formée d'un grand nombre de petites surfaces irrégulièrement inclinées qui, au total, renvoie la radiation incidente dans toutes les directions, avec, dans certains cas, une direction privilégiée. Supposons qu'un faisceau de rayons d'intensité I tombe sur cette surface dans une certaine direction 1. Ces rayons seront diffusés dans diverses directions; l'intensité, qui est renvoyée par la surface dans une direction 2, peut être considérée comme provenant de rayons régulièrement réfléchis par les petits éléments et il est facile de voir que, réciproquement, s'il arrive sur la surface une intensité I dans la direction 2, il doit sortir dans la direction 1 une intensité I' .

Supposons que le corps dont il s'agit soit placé dans l'enceinte isotherme. L'unité de surface de ce corps reçoit par seconde e par unité d'angle solide, une énergie de radiation e ; si a est son pouvoir absorbant dans cette direction, la surface absorbe une énergie ea_s et renvoie

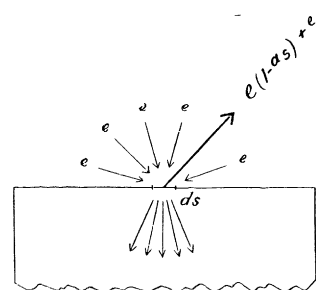


Fig. 8.

dans toutes les directions. Si le corps n'est pas parfaitement mat, c'est-à-dire s'il ne diffuse pas uniformément dans toutes les directions, a_s dépend de l'incidence du rayonnement. Mais de ce que nous venons de voir, il résulte que, réciproquement, l'énergie diffusée par la surface dans la direction considérée et qui provient du rayonnement qu'elle reçoit dans toutes les directions est aussi $e(1 - a_s)$. Pour que le rayonnement soit uniformément réparti dans toutes les directions, il faut que l'énergie totale qui part de la surface soit encore égale à e , c'est-à-dire que la surface possède, dans la direction considérée, un pouvoir émissif e_s tel que

$$e_s + e(1 - a_s) = e,$$

d'où il résulte :

$$\frac{e_s}{a_s} = e.$$

tir. un centimètre cube de ce métal à 27° produirait une puissance de 8000 chevaux vapeur. (*Phil. Mag.* 14 (1907), 251.)

Ce quotient est indépendant de la direction, et l'on

$$\text{a aussi} \quad \frac{E_s}{A_s} = E,$$

pour l'angle solide 2π .

Quand la surface est parfaitement mate, $A_s = a_s$.

La même relation existe pour chaque longueur d'onde; on le verrait par un raisonnement identique¹:

$$\frac{e_{s\lambda}}{a_{s\lambda}} = e_\lambda \quad \text{et} \quad \frac{E_{s\lambda}}{A_{s\lambda}} = E_\lambda.$$

16. — Il faut noter que le pouvoir émissif et le pouvoir absorbant en surface d'une substance donnée sont plus grands si la surface est mate, que si elle est polie. Dans le premier cas, en effet, le rayonnement qui arrive sur les petites cavités qu'elle présente peut y subir plusieurs réflexions, et si l'énergie perdue est ae pour une seule réflexion, elle est $(2a - a^2)e$ pour deux, et ainsi de suite. L'absorption est donc plus grande que si la surface est polie. Il en est de même pour l'émission.

Une expérience simple permet de vérifier cette influence de cavités. Prenons une lame de platine que nous enroulerons en demi-cylindre, et plaçons ce demi-cylindre sur un bec Méker. S'il repose sur le bord du cloisonnage, de manière à envelopper la flamme, il se trouve chauffé uniformément; il émet uniformément du côté convexe, alors que du côté de sa concavité, il présente dans le fond une bande bien délimitée plus sombre que le reste. Cette expérience, tout à fait frappante, s'explique immédiatement, si l'on remarque que le fond émet sa propre radiation, alors que les bords renvoient en outre la lumière réfléchie qui provient des autres parties du cylindre. L'éclat du fond est e_s , tandis que celui des parties voisines est au moins $e_s + e_s R'$ ou $2e_s - a'_s e_s^2$, R' et a' étant les pouvoirs réflecteurs et absorbants de la surface pour

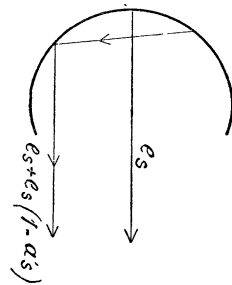


Fig. 10.

1. Qui resterait vrai même dans le cas où la paroi serait formée par une substance fluorescente. Les phénomènes de fluorescence ne doivent pas s'observer dans une enceinte isotherme fermée.

2. En disposant la lame convenablement, pour qu'il n'y ait qu'une seule réflexion et en mesurant à l'aide d'un pyromètre à radiation monochromatique $e_{s\lambda}$ et $e_{s\lambda} (2 - a_{s\lambda})$, on peut en tirer $\frac{e_{s\lambda}}{a_{s\lambda}}$ qui est égal au pouvoir émissif du corps noir de même température; d'où la température de la lame de platine.

le rayonnement du platine. D'une manière plus simple, on peut dire que l'on voit dans la lame chaude l'image de ses bords.

Une lame pliée en forme de V ou un cône émettent ou absorbent beaucoup plus qu'une surface plane égale à l'ouverture du V ou du cône¹. Au total, ils émettent ou absorbent moins que si le métal qui les forme était développé sur un plan.

Si la cavité est fermée ou presque fermée, il s'y produit des réflexions multiples, et il s'établit à l'intérieur le rayonnement du corps noir (ou, comme on dit souvent, le rayonnement noir). Il est facile de se rendre compte de la manière dont s'établit ce régime. Supposons que l'enceinte soit formée d'une matière qui possède une émission sélective — qui émette très peu dans certain domaine de longueurs d'onde — et que l'on puisse porter brusquement cette enceinte à la température T . Le rayonnement émis par la paroi dans ce domaine de longueurs d'onde sera faible, mais comme elle absorbe peu ces rayons, ils seront réfléchis presque en totalité, et, l'énergie qu'ils transportent s'augmentant à chaque réflexion, le régime sera établi au bout d'un certain temps, quand la paroi absorbera une énergie égale à celle qu'elle émet. Pratiquement, ce temps est extrêmement court, à cause de la grande vitesse de la lumière, mais on peut concevoir que le pouvoir réflecteur de la paroi puisse tendre vers 1, le temps nécessaire pour que le rayonnement atteigne son régime tendant vers l'infini, sans que le rayonnement stable change de nature. Inversement, si, dans cette enceinte, dont les parois sont parfaitement réfléchissantes, on introduisait un rayonnement étranger par une petite ouverture que l'on fermerait ensuite, ce rayonnement subsisterait pendant un temps infini. Pratiquement, au bout d'un temps extrêmement court, le régime du corps noir est rétabli.

Cas où le corps est plus froid ou plus chaud que la radiation qu'il reçoit. — Nous allons supposer maintenant que le corps étudié, placé au dehors de l'enceinte isotherme, reçoit des radiations d'une source extérieure². Il va diffuser en partie ces radiations et les radiations diffusées vont se superposer à sa radiation propre. Le cas le plus simple expérimentalement est celui où l'on ne considère que la partie lumineuse du rayonnement et où le corps est à la température pour laquelle le rayonnement lumineux propre est pratiquement nul. Le corps peut posséder un pouvoir réflecteur sélectif, il peut réfléchir de préférence les rayons rouges et jaunes comme le font le cuivre et l'or. Les autres radiations pénètrent à l'intérieur du

1. Voy. FÉRY. C. R., *Annales de Chimie et de Phys.*, 1909.

2. Le quotient de son pouvoir émissif total par son pouvoir absorbant total, pour la radiation de cette source, n'est égal au pouvoir émissif du corps noir de même température que le corps que si cette source est un corps noir de même température.

corps et s'y trouvent absorbées si l'épaisseur est suffisante; elles traversent, au contraire, si l'épaisseur est assez petite: l'or, en couche mince, laisse passer du vert.

Si l'œil était assez sensible pour percevoir les radiations lumineuses qu'émettent ces corps à la température ordinaire, il les verrait colorés de la couleur complémentaire de celle qu'ils réfléchissent.

L'expérience peut se faire si l'on prend un corps qui, à une température suffisamment élevée pour qu'il soit lumineux, présente une coloration marquée.

Le manchon Auer, par exemple, émet à chaud une lumière beaucoup plus bleue que celle qu'émettrait un corps noir de même température. Il possède, pour le bleu, un pouvoir émissif voisin de celui du corps noir, alors que, pour le rouge, son pouvoir émissif est très faible. Il doit posséder aussi à la même température un pouvoir absorbant très prononcé pour le bleu, et il réfléchira surtout du rouge.

C'est ce que l'on peut vérifier facilement¹. Si l'on concentre les rayons d'un arc électrique de 50 ampères, qui fonctionne à peu près comme un corps noir à température élevée (5500°), sur un manchon Auer dont on forme l'image sur un écran, on voit, si le manchon est froid, une image blanche, parce que, à froid, le manchon réfléchit à peu près également le rouge et le bleu; mais, si l'on allume le bec, l'image devient plus rouge. Le manchon chaud absorbe les rayons bleus, et la lumière qu'il émet n'est pas assez intense pour compenser la diminution de la lumière réfléchie. L'expérience est plus nette, si l'on se borne à examiner la variation d'intensité que subissent séparément les rayons rouges et les rayons bleus réfléchis. Il suffit d'interposer un verre coloré entre le manchon et l'écran. Si l'éclairage du manchon par l'arc est suffisant, on constate que, lorsqu'on allume le bec Auer, les rayons rouges ne subissent pas de variation sensible, alors que l'intensité des rayons bleus et violets diminue dans une grande proportion, malgré l'appoint que leur fournit le rayonnement propre du manchon. Il va sans dire que l'expérience ne réussirait pas si l'on éclairait le manchon à l'aide d'une source dont la température serait inférieure à la sienne; même en concentrant les rayons avec un système plus ou moins compliqué de lentilles et de miroirs, le rayonnement réfléchi serait toujours moins intense que le rayonnement propre.

Ainsi, un corps chaud apparaîtra avec sa couleur, au sens ordinaire du mot, s'il est éclairé par une source noire à température beaucoup plus élevée que la sienne, ou plus exactement si l'intensité de la radiation qu'il reçoit est égale à celle du rayonnement noir correspondant à une température plus

élevée que la sienne (ce que l'on exprime en disant qu'il reçoit un rayonnement dont la température est plus élevée que la sienne)¹. Il émet la couleur complémentaire si le rayonnement incident est beaucoup moins chaud. Si la température du rayonnement extérieur est égale à celle du corps, et si ce rayonnement est noir, il émet, au total, le rayonnement du corps noir.

Ceci se retrouve dans le cas de la radiation transmise. Un corps absorbe la radiation qu'il est capable d'émettre, mais il faut encore faire attention que le pouvoir absorbant varie avec la température. Prenons un gaz chaud, par exemple une flamme sodée qui émet de la lumière jaune (raies D). Si, dans cette flamme, on forme l'image d'un corps noir à température moins élevée que la flamme, on verra, en regardant cette image au spectroscopie, un spectre continu avec une raie jaune, parce que l'intensité $e_{1\lambda}$ de la lumière émise par la flamme pour cette région du spectre est plus grande que celle (e_{λ}) qu'elle absorbe ($\frac{e_{1\lambda}}{a_{1\lambda}} > e_{\lambda}$; $e_{1\lambda} > a_{1\lambda} e_{\lambda}$). Mais si le corps noir est à température plus élevée que la flamme ($e_{1\lambda} < a_{1\lambda} e_{\lambda}$), la lumière propre émise par la flamme ne peut plus compenser son absorption et la raie apparaît en noir. Quand les températures sont égales, le spectre est continu. La température du corps noir² pour laquelle le renversement se produit est égale à la température de la flamme.

Il faut remarquer qu'il n'y a pas de relation immédiate entre le pouvoir réflecteur (ou le pouvoir absorbant) de la surface d'un corps et le pouvoir absorbant en volume, pour les rayons transmis. Par exemple, le verre coloré en rouge absorbe tous les rayons autres que le rouge et ne laisse passer que ceux-là, mais il réfléchit absolument de la même manière qu'un verre noir ou qu'un verre transparent.

En résumé,

Il s'établit, de l'intérieur d'une enceinte fermée isotherme, un régime de rayonnement indépendant de la nature des parois et de leur forme et qui est fonction de la température et de la nature du milieu.

Dans le vide, l'intensité du rayonnement est proportionnelle à la 4^{me} puissance de la température absolue.

La distribution de l'énergie entre les différentes longueurs d'onde dépend de la température et de la nature du milieu. Pour une même température, la

1. La température d'un rayonnement est la température de l'enceinte dans laquelle le rayonnement posséderait la même intensité.

2. Ou, plus exactement, la température de son image qui est plus petite à cause de l'absorption produite par la lentille.

Voy. CH. FÉRY. C. R. (1902 et 1905), et E. BAUER. *Le Radium*. 6 (1909), 110.

1. Voy. RUBENS. *Société de Physique*, 1906, p. 85.

loi de distribution présente un maximum très accentué pour une certaine longueur d'onde. Quand la température augmente, ce maximum se déplace vers les petites longueurs d'onde.

Pour une longueur d'onde déterminée, le quotient du pouvoir émissif par le pouvoir absorbant en volume d'un milieu ou de la surface d'un corps opaque

est constant. Il est égal au pouvoir émissif du corps noir (dont le pouvoir absorbant égal à 1).

La même relation existe entre le pouvoir émissif total d'un corps et son pouvoir absorbant pour la radiation totale d'un corps noir dont la température est la même que la sienne.

[Reçu le 15 novembre 1909.]
