

<b>Zeitschrift:</b>	Archives des sciences physiques et naturelles
<b>Herausgeber:</b>	Société de Physique et d'Histoire Naturelle de Genève
<b>Band:</b>	21 (1939)
<b>Artikel:</b>	La solution de l'équation de transfert d'énergie et la fonction B () en astrophysique
<b>Autor:</b>	Tiercy, Georges
<b>DOI:</b>	<a href="https://doi.org/10.5169/seals-742216">https://doi.org/10.5169/seals-742216</a>

### **Nutzungsbedingungen**

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. [Mehr erfahren](#)

### **Conditions d'utilisation**

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. [En savoir plus](#)

### **Terms of use**

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. [Find out more](#)

**Download PDF:** 10.01.2026

**ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>**

eau gélatinisée,  
 bouillon, gélatinisé et agarisé (en éprouvettes et en boîtes de Pétri),  
 lait,  
 urine,  
 sang de poule citraté,  
 pomme de terre,  
 carotte,  
 extrait de pancréas de poule,  
 extrait d'intestins et de glandes gastriques de poule,  
 jaune d'œuf,  
 crottin de cheval,  
 eau d'égoût.

Parmi les microorganismes soumis à la stérilisation à froid, citons une levure, du genre *Asporomyces*, le Staphylocoque blanc et le bacille de la féole.

Notre conclusion sera brève: quelles que soient les causes de notre échec, l'emploi de la méthode de stérilisation à froid préconisée par Schweizer ne peut être généralisé en microbiologie, malgré les précautions supplémentaires que nous avons prises (augmentation de la durée et passage des gaz à travers du coton imbibé d'une solution de sublimé).

*Laboratoire de Microbiologie et de Fermentations  
 de l'Université.  
 (Professeur: Dr Fernand Chodat.)*

**Georges Tiercy.** — *La solution de l'équation de transfert d'énergie et la fonction B (τ) en astrophysique.*

Nous avons proposé ici-même<sup>1</sup>, pour exprimer la valeur de l'intensité de la radiation, l'expression:

$$\begin{aligned} \mathcal{I}(\tau, \theta) = & B(\tau) \cdot [1 - e^{-\tau \sec \theta}] + \\ & + \cos \theta \cdot B'(\tau) \cdot [-1 + e^{-\tau \sec \theta} \cdot (\tau \sec \theta + 1)] + \\ & + \mathcal{I}(0, \theta) \cdot e^{-\tau \sec \theta}, \end{aligned} \quad \left. \right\} \quad (1)$$

<sup>1</sup> G. TIERCY, *Sur la solution de l'équation de transfert d'énergie et le problème de l'équilibre radiatif.* C. R., 1938, I.

au lieu de l'expression habituellement utilisée:

$$\mathcal{J}(\tau, \theta) = B(\tau) - \cos \theta \cdot B'(\tau) ; \quad (2)$$

$\tau$  est ici négatif, et le terme  $\mathcal{J}(0, \theta)$  indépendant de  $\tau$  est fourni par les observations et s'exprime par:

$$\mathcal{J}(0, \theta) = \frac{7}{16} \mathcal{F} + \frac{27}{32} \mathcal{F} \cdot \cos \theta , \quad (3)$$

où  $\mathcal{F}$  est donnée par  $F = \pi \mathcal{F}$ , le flux total de surface étant  $F$ . Lorsqu'on adopte pour  $B(\tau)$  la formule linéaire généralement employée<sup>1</sup>:

$$B(\tau) = \frac{7}{16} \mathcal{F} - \frac{27}{32} \mathcal{F} \cdot \tau = a_1 + a_2 \tau , \quad (4)$$

le coefficient de l'exponentielle  $e^{-\tau \sec \theta}$  s'annule identiquement dans la formule (1), qui se réduit alors à (2).

Mais cette solution approchée (4) ne s'applique pas à la pellicule extrême de surface ( $\tau = 0$ ), où la fonction  $B(\tau)$  présente une singularité; on a en effet:

$$B(0) = \frac{14}{41} \cdot \mathcal{J}(0, 0) ,$$

valeur toujours finie, tandis que  $B'(\tau)$  prend une valeur infinie pour  $\tau = 0$ .

On est donc amené à adopter pour  $B(\tau)$  l'expression plus complète:

$$B(\tau) = a_1 + a_2 \tau + A \tau \operatorname{Log}(-\tau) \quad (5)$$

où  $A$  est un coefficient très petit quand  $(-\tau)$  est petit, par exemple de  $-\tau = 0$  à  $-\tau = 15$ , domaine pour lequel la variable  $\xi$  d'Emden varie<sup>2</sup> de 6,888 à 6,886. Dans ces conditions, le terme en  $B'(\tau)$  disparaît encore dans (1), pour  $\tau = 0$ .

<sup>1</sup> G. TIERCY, *L'équilibre radiatif dans les étoiles*, Paris, 1935, Gauthier-Villars, p. 385.

<sup>2</sup> G. TIERCY, *L'équilibre radiatif dans les étoiles*, loc. cit., p. 387.

Avec  $A$  constant, on a en effet:

$$B'(\tau) = a_2 + A[1 + \log(-\tau)] ;$$

et l'on vérifie vite que le produit:

$$\log(-\tau) \cdot [-1 + e^{-\tau \sec \theta} (\tau \sec \theta + 1)] ,$$

qui figure alors dans (1), a une vraie valeur nulle pour  $\tau = 0$ .

Il reste à voir maintenant comment la relation (1) se réduit pratiquement à (2) pour les valeurs  $-\tau > 15$ . Pour cela, il suffit de considérer que le coefficient  $A$  est une fonction de  $\tau$ , qui devient une constante dès que  $-\tau < 15$ . Si l'on pose, pour  $-\tau > 15$ :

$$A = \frac{C}{\tau \log(-\tau)} , \quad \text{c'est-à-dire: } C = A \tau \log(-\tau) , \quad (6)$$

l'expression (5) devient linéaire en  $\tau$ ; on a:

$$B(\tau) = a_1 + C + a_2 \tau . \quad (4')$$

Ainsi, en profondeur, c'est-à-dire pour  $-\tau \geq 15$ , on aura la solution (4'), analogue à l'expression (4) habituelle. D'ailleurs, la constante  $C$  sera prise très petite à côté de  $a_1$ , l'essentiel étant que le terme complémentaire existe dès qu'on s'occupe de la pellicule de surface; on pourra prendre, par exemple,  $C = 1$  ou même  $C = 0$ .

Pour la pellicule de surface ( $-\tau < 15$ ), on partira de la valeur

$$A_{15} = \frac{-C}{15 \log 15} ,$$

valable pour  $-\tau = 15$ , à partir de laquelle on pourra remplacer  $C$  par une fonction de  $\tau$  convenablement choisie et tendant vers zéro avec  $\tau$ . L'expression (5) fournira la valeur de  $B(\tau)$ , avec la singularité voulue à la surface.

Dans les conditions créées par le choix de l'expression (6), l'intensité  $\mathcal{J}(\tau, \theta)$  est donnée par l'égalité:

$$\mathcal{J}(\tau, \theta) = a_1 + C + a_2 (\tau - \cos \theta) . \quad (7)$$

On peut d'ailleurs arriver à l'expression (6) de  $A$  justement en exigeant que l'expression (4) de  $\mathcal{J}(\tau, \theta)$  se réduise à (2). A cet effet, écrivons la valeur de l'intensité  $\mathcal{J}(\tau, \theta)$  en supposant qu'on connaisse la valeur  $\mathcal{J}(\tau_1, \theta)$  correspondant à l'opacité  $\tau_1 \neq 0$ ; on a, à la place de (4):

$$\begin{aligned} \mathcal{J}(\tau, \theta) &= B(\tau) - \cos \theta \cdot B'(\tau) \\ &+ e^{(\tau_1 - \tau) \sec \theta} \left[ -B(\tau) + B'(\tau) \cdot \{ \cos \theta - (\tau_1 - \tau) \} + \mathcal{J}(\tau_1, \theta) \right]; \end{aligned} \quad \left. \right\} \quad (8)$$

si l'on veut que  $\mathcal{J}(\tau, \theta)$  se réduise à (2), il faut que le crochet de (8) soit nul; en tenant compte de (5), il reste pour l'intensité:

$$\begin{aligned} \mathcal{J}(\tau, \theta) &= a_1 + a_2 \tau + A \tau \operatorname{Log}(-\tau) - \\ &- \cos \theta \left\{ a_2 + A + \operatorname{Log} A(-\tau) + \frac{dA}{d\tau} \tau \operatorname{Log}(-\tau) \right\}; \end{aligned} \quad \left. \right\}$$

d'où:

$$\begin{aligned} \mathcal{J}(\tau_1, \theta) &= a_1 + A \tau_1 \operatorname{Log}(-\tau_1) + \\ &+ a_2 \tau_1 - a_2 \cos \theta - \cos \theta \left\{ \frac{d}{d\tau} \cdot A \tau \operatorname{Log}(-\tau) \right\}_{\tau=\tau_1}; \end{aligned}$$

si le crochet de (8) est nul, on trouve alors l'égalité:

$$\begin{aligned} A \tau_1 \operatorname{Log}(-\tau_1) - A \tau \operatorname{Log}(-\tau) + (\cos \theta - \tau_1 + \tau) \cdot \frac{d}{d\tau} A \tau \operatorname{Log}(-\tau) - \\ - \cos \theta \cdot \left\{ \frac{d}{d\tau} A \tau \operatorname{Log}(-\tau) \right\}_{\tau=\tau_1} = 0 \end{aligned} \quad \left. \right\} \quad (9)$$

qui est visiblement satisfaite par l'expression (6):

$$A \tau \operatorname{Log}(-\tau) = \text{const.} = C.$$

L'égalité (8) devient ainsi (7):

$$\mathcal{J}(\tau, \theta) = a_1 + C + a_2(\tau - \cos \theta),$$

expression qui redonne, pour  $\tau = 0$ , la valeur (3) obtenue par l'observation:

$$\mathcal{J}(0, \theta) = a_1 - a_2 \cos \theta,$$

si  $C$ , comme on l'a dit plus haut, devient, dans la pellicule de surface, une fonction de  $\tau$  s'annulant avec  $\tau$ .

Ainsi, l'expression (1) peut être conservée à la surface. Il faut cependant remarquer que cette formule devient mauvaise pour les valeurs de  $\theta$  voisines de  $\frac{\pi}{2}$ . C'est là un point délicat, qui engage à réfléchir sur la solution obtenue pour l'équation de transfert d'énergie.

*Observatoire de Genève.*

**Séance du 2 mars 1939.**

**Emile Briner et Ernest Perrottet.** — *Détermination des solubilités de l'ozone dans l'eau.*

En se servant de la méthode qu'ils ont élaborée<sup>1</sup>, les auteurs ont mesuré la solubilité de l'ozone dans l'eau, sur laquelle les données connues jusqu'à présent manquent de précision. Les mesures, faites à deux températures, ont donné les résultats suivants pour le coefficient d'absorption  $\alpha$  de l'ozone dans l'eau:

$$\text{à } 3^{\circ},5 \quad \alpha = 0,48 \pm 0,01 \quad \text{à } 19^{\circ},8 \quad \alpha = 0,32 \pm 0,01.$$

Ces coefficients sont restés constants, aux erreurs d'expérience près, les teneurs en ozone du gaz en contact avec l'eau ayant varié dans le rapport de 1 à 30. On en conclut que la loi de Henry: proportionnalité entre les teneurs du gaz dissous et les pressions du gaz, s'applique rigoureusement. Cette constatation permet de calculer les concentrations de l'ozone dissous à saturation dans l'eau en présence de l'air atmosphérique, qui contient toujours ce gaz, à des teneurs, il est vrai, très faibles. En appliquant à ces résultats la formule bien connue tirée des principes de la thermodynamique:

$$\log \frac{\alpha_1}{\alpha_2} = \frac{L_s}{4,57} \left( \frac{T_2 - T_1}{T_2 \cdot T_1} \right)$$

<sup>1</sup> Pour plus de détails, voir le mémoire publié dans les *Helvetica Chimica Acta*.