

Quelle est la définition actuelle de la température des gaz ?

Autor(en): **Pictet, Raoul**

Objektyp: **Article**

Zeitschrift: **Archives des sciences physiques et naturelles**

Band (Jahr): **8 (1926)**

PDF erstellt am: **15.09.2024**

Persistenter Link: <https://doi.org/10.5169/seals-742432>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Inhalten der Zeitschriften. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern. Die auf der Plattform e-periodica veröffentlichten Dokumente stehen für nicht-kommerzielle Zwecke in Lehre und Forschung sowie für die private Nutzung frei zur Verfügung. Einzelne Dateien oder Ausdrucke aus diesem Angebot können zusammen mit diesen Nutzungsbedingungen und den korrekten Herkunftsbezeichnungen weitergegeben werden. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Die systematische Speicherung von Teilen des elektronischen Angebots auf anderen Servern bedarf ebenfalls des schriftlichen Einverständnisses der Rechteinhaber.

Haftungsausschluss

Alle Angaben erfolgen ohne Gewähr für Vollständigkeit oder Richtigkeit. Es wird keine Haftung übernommen für Schäden durch die Verwendung von Informationen aus diesem Online-Angebot oder durch das Fehlen von Informationen. Dies gilt auch für Inhalte Dritter, die über dieses Angebot zugänglich sind.

RAOUL PICTET. — *Quelle est la définition actuelle de la température des gaz ?*

L'auteur signale les défauts qu'il conviendrait de corriger, en ce qui concerne la définition de la température dans les gaz, dans l'enseignement actuel de la physique.

Séance du 6 mai 1926.

G. TIERCY. — *Remarque sur la fonction linéaire vectorielle.*

1. — On sait qu'on appelle ainsi une fonction $\varphi\rho$, où φ n'est pas considéré comme un signe fonctionnel, mais comme un facteur transformant un vecteur en un vecteur, et jouissant de la propriété fondamentale :

$$\varphi(\rho_1 + \rho_2) = \varphi\rho_1 + \varphi\rho_2 .$$

Ce produit $\varphi\rho$ d'Hamilton ne contient d'ailleurs pas de terme constant.

En présentant ledit produit, certains traités indiquent que sa forme la plus générale est :

$$\varphi\rho = \sum Va\rho b ,$$

d'autres qu'il contient des termes des formes suivantes :

$$\left\{ \begin{array}{l} 1^{\circ} Va\rho b, \text{ où } a \text{ et } b \text{ sont des quaternions constants;} \\ 2^{\circ} \sigma Sa'\rho b', \text{ où } a' \text{ et } b' \text{ sont des quaternions constants,} \\ \quad \text{et } \sigma \text{ un vecteur constant;} \\ 3^{\circ} m\rho, \text{ où } m \text{ est un scalar;} \end{array} \right.$$

c'est-à-dire qu'on a :

$$\varphi\rho = \sum Va\rho b + \sum \alpha Sa'\rho b' + \sum m\rho .$$

2. — Rappelons d'abord que tous les termes appartenant aux trois formes indiquées ci-dessus peuvent se ramener à une

somme de termes du type $\lambda S \lambda_1 \rho$, où λ et λ_1 sont des vecteurs constants. Voici une démonstration:

Termes de forme $m\rho$. — On connaît la relation fondamentale:

$$\rho = -(\alpha S \alpha' \rho + \beta S \beta' \rho + \gamma S \gamma' \rho) = -(\alpha' S \alpha \rho + \beta' S \beta \rho + \gamma' S \gamma \rho), \quad (1)$$

où α, β, γ sont trois vecteurs constants quelconques non coplanaires, et où α', β', γ' constituent le système réciproque du système α, β, γ :

$$\alpha' = -\frac{V\beta\gamma}{S\alpha\beta\gamma}; \quad \beta' = -\frac{V\gamma\alpha}{S\alpha\beta\gamma}; \quad \gamma' = -\frac{V\alpha\beta}{S\alpha\beta\gamma}.$$

La proposition est donc établie en ce qui concerne les termes de forme $m\rho$.

Termes de forme $\sigma Sa' \rho b'$. — En décomposant a' et b' en leurs parties scalaires et vectorielles, on a:

$$\begin{cases} a' = a'_0 + a'_1, \\ b' = b'_0 + b'_1, \end{cases} \quad (a'_0 \text{ et } b'_0 \text{ parties scalaires});$$

$$\begin{aligned} \sigma Sa' \rho b' &= \sigma S(a'_0 + a'_1) \rho (b'_0 + b'_1) \\ &= \sigma Sa'_0 \rho b'_1 + \sigma Sa'_1 \rho b'_0 + \sigma Sa'_1 \rho b'_1; \end{aligned}$$

$$\sigma Sa' \rho b' = a'_0 \sigma S \rho b'_1 + b'_0 \sigma S a'_1 \rho + \sigma Sa'_1 \rho b'_1;$$

et, avec $a'_0 \sigma = \sigma_1$ et $b'_0 \sigma = \sigma_2$:

$$\sigma Sa' \rho b' = \sigma_1 S \rho b'_1 + \sigma_2 S a'_1 \rho + \sigma S \rho V b'_1 a'_1; \quad (2)$$

ce qui démontre la proposition pour les termes de la 2^{me} forme. Il est à remarquer que les trois vecteurs du second membre sont portés par l'axe de σ .

Termes de forme $Va \rho b$. — En décomposant les quaternions a et b en leurs parties scalaires et vectorielles, on obtient:

$$\begin{aligned} Va \rho b &= V(a_0 + a_1) \rho (b_0 + b_1) \\ &= a_0 b_0 \rho + a_0 V \rho b_1 + b_0 V a_1 \rho + V a_1 \rho b_1. \end{aligned}$$

Or, si a_1 , ρ et b_1 sont trois vecteurs, on a toujours:

$$Va_1\rho b_1 = a_1 S_\rho b_1 - \rho Sa_1 b_1 + b_1 Sa_1 \rho ,$$

ce qui donne:

$$Va_\rho b = (a_0 b_0 - Sa_1 b_1)\rho + a_1 S_\rho b_1 + b_1 Sa_1 \rho + a_0 V_\rho b_1 + b_0 Va_1 \rho . \quad (3)$$

Le premier terme du second membre est de la forme $m\rho$; les deux termes suivants sont directement du type $\lambda S\lambda_1\rho$; il reste donc à étudier les deux derniers termes:

$$a_0 V_\rho b_1 + b_0 Va_1 \rho . \quad (4)$$

Pour cela, on connaît la formule générale:

$$V.V\xi\eta V\zeta\tau = \tau S\xi\eta\zeta - \zeta S\xi\eta\tau ;$$

faisons-y:

$$V\xi\eta = \rho ;$$

il vient:

$$V.V\rho V\zeta\tau = \tau S\rho\zeta - \zeta S\rho\tau ; \quad (5)$$

comme dans les termes (4), les vecteurs b_1 et a_1 sont constants, on peut toujours les remplacer, et cela d'une infinité de manières, par:

$$b_1 = V\zeta\tau \quad \text{et} \quad a_1 = V\varepsilon\varphi ,$$

où ζ , τ , ε , φ sont des vecteurs constants. On a donc de (5):

$$\begin{cases} V_\rho b_1 = \tau S\rho\zeta - \zeta S\rho\tau , \\ Va_1 \rho = -(\varphi S\rho\varepsilon - \varepsilon S\rho\varphi) ; \end{cases} \quad (6)$$

et la proposition se trouve établie pour les termes de la forme $Va_\rho b$.

Conclusion. — On a ainsi la relation très importante:

$$\varphi\rho = \sum \lambda S\lambda_1 \rho . \quad (7)$$

et l'on sait que cette forme (7), en définitive, ne dépendra que de trois termes, c'est-à-dire de six vecteurs constants.

3. — Mais remarquons qu'il est inutile de signaler spécialement les termes des deux premières formes.

Termes de la forme $m\rho$. — Ils sont compris dans l'expression $\Sigma Va_\rho b$. En effet, pour que le deuxième membre de (3) se réduise à son premier terme, il suffit de choisir:

$$a = b = a_0 + a_1 ;$$

d'où:

$$Va_\rho a = [a_0^2 + 1^2 a_1]_\rho + 2a_1 Sa_1 \rho ;$$

puis de prendre $a_1 = 0$; a et b se réduisent alors à des constantes scalaires; et il vient:

$$Va_0 \rho a_0 = a_0^2 \rho ; \quad (8)$$

forme $m\rho$.

Termes de forme $\sigma Sa'_\rho b'$. — Un tel terme peut-il se réduire à la forme $Va_\rho b$?

On a vu que:

$$Va_\rho b = -m(\alpha S\alpha'_\rho + \beta S\beta'_\rho + \gamma S\gamma'_\rho) + a_1 S_\rho b_1 + b_1 Sa_1 \rho \\ + a_0 \tau S_\rho \zeta - a_0 \zeta S_\rho \tau - b_0 \varphi S_\rho \varepsilon + b_0 \varepsilon S_\rho \varphi ; \quad (9)$$

où:

$$\begin{cases} m = (a_0 b_0 - Sa_1 b_1) , \\ a_1 = V\varepsilon \varphi , \quad b_1 = V\zeta \tau ; \end{cases}$$

et où $a_0, b_0, \alpha, \beta, \gamma, \zeta, \tau, \varepsilon, \varphi$ sont à disposition.

Il s'agit d'identifier le second membre de (9) avec le second membre de:

$$\sigma Sa'_\rho b' = \sigma [a'_0 S_\rho b'_1 + b'_0 Sa'_1 \rho + S_\rho Vb'_1 a'_1] , \quad (2)$$

où a'_0, b'_0, a'_1, b'_1 et σ sont donnés.

Comme on dispose au total de deux scalars et de sept vecteurs, on peut réaliser la passage d'une infinité de manières.

Il est par conséquent inutile de signaler les termes du type $\sigma Sa'_\rho b'$; ils sont compris dans la somme $\Sigma Va_\rho b$.

Il suffit donc bien de donner, comme forme générale de $\varphi\rho$, la forme:

$$\varphi\rho = \Sigma Va_\rho b . \quad (10)$$