Zeitschrift: Archives des sciences physiques et naturelles
Herausgeber: Société de Physique et d'Histoire Naturelle de Genève
Band: 7 (1925)

Artikel: Sur l'équation d'état d'un gaz dögénéré
Autor: Schidlof, A.
DOI: https://doi.org/10.5169/seals-740715

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: 03.07.2025

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

On pourrait croire, à première vue, que cette augmentation graduelle de l'étendue de la panachure soit le résultat d'une sélection involontaire se portant sur les plus panachés. Tel n'est cependant pas le cas dans les expériences que nous venons de relater. En effet, si la sélection a porté, ainsi que nous l'avons dit, sur le caractère des rosettes, elle n'a porté en aucune façon sur celui de la couleur, ce qui fait qu'à chaque génération il se trouve plusieurs croisements entre Cobayes de faible panachure. Ainsi, dans la première série, à la $\mathbf{F}_2$, sur 9 croisements, 5 sont entre individus des degrés 2 et 3; à la $\mathbf{F}_3$, sur 18 croisements, 8 sont entre des individus de degré 3; à la $\mathbf{F}_4$, sur 9 croisements, 5 sont entre des Cobayes de degrés 2 et 3. Dans la deuxième série, à la $\mathbf{F}_2$, sur 7 croisements, 6 des parents sont du degré 3. Et, malgré cela, le nombre des individus de degrés forts augmente continuellement.

Il faut donc en conclure que cette augmentation n'est pas le résultat d'une sélection et l'hypothèse d'une mutation oscillante ne semble pas en état d'expliquer ce phénomène. Au contraire, il semble bien résulter de ce qui précède que *l'albinos apporte des facteurs de panachure étendue* et que ces facteurs appartiennent ensuite au patrimoine héréditaire des panachés qui les ont ainsi reçus, pour se transmettre intégralement à leurs descendants. En effet, il a été constaté que *les Cobayes panachés qui ont reçu ces facteurs d'un albinos, ont une descendance composée en majorité d'individus possédant le même degré qu'eux, ou un degré supérieur.*

En second lieu, le fait que des Cobayes de faible panachure, croisés entre eux, n'ont qu'une descendance d'individus de faible panachure, prouve encore l'apport de plusieurs facteurs par l'albinos.

Laboratoire de Zoologie et d'Anatomie comparée de l'Université de Genève.

A. Schidlof. — *Sur l'équation d'état d'un gaz dégénéré.*

Récemment j'ai déduit des principes de la mécanique statistique joints à la loi des quanta la formule suivante

exprimant la répartition des vitesses moléculaires d'un gaz monoatomique[1]:

$$N^u = \frac{4\pi m^3}{h^3} V\alpha \frac{e^{-\frac{mu^2}{2kT}}}{1 - \alpha e^{-\frac{mu^2}{2kT}}} u^2 du \qquad (1)$$

N^u signifiant le nombre des molécules dont la vitesse est comprise entre les limites u et $u + du$, m la masse d'une molécule, h la constante de Planck, V le volume du gaz, $k = \frac{R}{L}$ la constante de Boltzmann (rapport entre la constante des gaz R et le nombre de Loschmidt-Avogadro L), T la température absolue du gaz; α est une fonction de la température T et du volume V du gaz qui, dans les conditions ordinaires, est très voisine de zéro.

Les mêmes principes fournissent l'expression suivante de l'entropie S du gaz:

$$S = \frac{U}{T} - k \sum_u A^u \log\left(1 - e^{-\rho - \frac{mu^2}{2kT}}\right) + kN\rho \,. \qquad (2)$$

Dans cette formule U est l'énergie du gaz, et on a fait usage de l'abréviation:

$$A^u = \frac{4\pi m^3}{h^3} V u^2 du \,, \qquad (3)$$

ρ est une fonction de la température T et du volume V reliée à la fonction α par la formule:

$$\alpha = e^{-\rho} \,, \qquad (4)$$

N signifie le nombre total des molécules contenues dans le volume V.

Etant données l'expression (2) de l'entropie et la loi de répartition des vitesses (1), le second principe de la thermodynamique fournit l'équation d'état d'un gaz dont les molécules se meuvent selon les principes de la mécanique statistique modifiés par l'introduction de la loi des quanta.

[1] A. Schidlof, C. R. Soc. de Phys., Vol. 41, N° 3 (23 octobre 1924), p. 127. *Les quanta du rayonnement et la théorie des gaz.* Arch. des sc. phys. et nat., Vol. 6, novembre-décembre 1924, p. 381.

Le nombre total N des molécules est, selon (1) et (3)

$$N = \alpha \sum_u A^u e^{-\frac{mu^2}{2kT}} + \alpha^2 \sum_u A^u e^{-\frac{2mu^2}{2kT}} + \alpha^3 \sum_u A^u e^{-\frac{3mu^2}{2kT}} + \ldots$$

En remplaçant les sommes par des intégrales prises entre les limites 0 et ∞, et en se servant de la formule

$$\int_0^\infty e^{-s\frac{mu^2}{2kT}} u^2 du = \frac{(2kT)^{3/2}\sqrt{\pi}}{4(sm)^{3/2}}, \qquad (s = 1, 2, 3 \ldots)$$

on trouve:

$$N = \left(\frac{2\pi mkT}{h^2}\right)^{3/2} V\left(\alpha + \frac{\alpha^2}{2^{3/2}} + \frac{\alpha^3}{3^{3/2}} + \ldots\right).$$

Posons:

$$\left(\frac{h^2}{2\pi mkT}\right)^{3/2} \frac{N}{V} = \eta . \qquad (5)$$

Il vient:

$$\eta = \alpha + \frac{\alpha^2}{2^{3/2}} + \frac{\alpha^3}{3^{3/2}} + \ldots \qquad (6)$$

D'une façon analogue, le second terme de l'expression (2) de l'entropie peut être mis sous la forme:

$$\sum_u A^u \log\left(1 - \alpha e^{-\frac{mu^2}{2kT}}\right) = -\frac{N}{\eta}\left(\alpha + \frac{\alpha^2}{2^{5/2}} + \frac{\alpha^3}{3^{5/2}} + \ldots\right). \qquad (7)$$

La grandeur η étant extrêmement petite, même pour les températures les plus basses, pourvu que le volume du gaz ne soit pas trop petit, nous obtiendrons une équation applicable aux gaz faiblement comprimés en remplaçant la formule (6) par l'équation du second degré:

$$\alpha^2 + 2^{3/2}\alpha - 2^{3/2}\eta = 0$$

qui fournit la valeur de α, exacte à des termes du troisième ordre en η près:

$$\alpha = \eta - \frac{\sqrt{2}}{4}\eta^2 . \qquad (8)$$

L'expression de l'entropie du gaz est, selon (2), (3), (4), (7) et (8):

$$S = \frac{U}{T} - kN \log \eta + kN\left(1 + \frac{\eta}{4\sqrt{2}}\right) . \qquad (9)$$

On a, d'autre part, selon (5):

$$\frac{\partial \eta}{\partial V} = -\frac{\eta}{V} ,$$

et, par conséquent, en vertu du second principe de la thermodynamique:

$$\frac{p}{T} = \frac{\partial S}{\partial V} = \frac{kN}{V} - \frac{kN}{4\sqrt{2}}\left(\frac{h^2}{2\pi mkT}\right)^{3/2}\frac{N}{V^2} .$$

En posant:

$$\frac{kL^2}{4\sqrt{2}}\left(\frac{h^2}{2\pi mk}\right)^{3/2} = a , \qquad (10)$$

où L signifie le nombre d'Avogadro, on trouve pour le gaz l'équation d'état suivante:

$$p = \frac{RT}{V} - \frac{a}{V^2\sqrt{T}} . \qquad (11)$$

Le second terme de l'expression (11) de la pression du gaz est dû à l'influence des quanta. Pour l'énergie du gaz dégénéré on obtient avec la même approximation:

$$U = \frac{3}{2}\left(RT - \frac{a}{V\sqrt{T}}\right) . \qquad (12)$$

La valeur numérique de la constante a, qui dépend uniquement de la masse moléculaire et de constantes universelles, est pour l'hélium:

$$a = 5{,}75 \,.\, 10^{-3} \text{ litres}^2 . \text{atm} . \text{degrés}^{1/2} . \qquad (13)$$

A titre de comparaison j'indique la valeur de la constante de la « pression de cohésion » de van der Waals calculée au moyen des données critiques du même gaz:

$$2{,}58 \,.\, 10^{-2} \text{ litres}^2 . \text{atm} .$$

Pour le néon, le coefficient a aurait une valeur 11 fois plus petite, pour l'argon une valeur environ 31 fois plus petite que pour l'hélium. Le terme correctif de la formule (11) est pratiquement négligeable pour la mesure de la température faite au moyen du thermomètre à hélium, même à 1° K, à

cause de la faible densité du gaz[1]. La constante a est cependant assez grande pour qu'une vérification de la théorie, par l'étude des isothermes expérimentales aux basses températures, ne semble pas tout à fait impossible. De plus, la chaleur spécifique des gaz mono-atomiques suffisamment comprimés fournirait, selon (12), un autre moyen de contrôle.

La comparaison avec les données expérimentales présenterait un certain intérêt, car elle permettrait de savoir si les quanta interviennent ou n'interviennent pas dans le mouvement de progression des molécules d'un gaz.

H. Paillard, Y. Ragaz et E. Briner. — *Recherches sur le cracking et la chloruration de ses produits.*

Par le développement des soudières électrolytiques, développement dû en période de paix à la forte demande en alcali caustique, le chlore est devenu dans cette industrie, un produit résiduel, pour lequel malgré sa forte consommation, il est encore cherché des emplois.

L'un de ceux qui a le plus attiré l'attention du chimiste, est la fabrication des hydrocarbures chlorés, certains de ces corps pouvant fonctionner comme succédanés du sulfure de carbone et de la benzine dans les opérations de dissolution des huiles et des graisses; ils possèdent l'avantage d'être peu ou pas inflammables. L'industrie livre déjà de grandes quantités de dissolvants chlorés parmi lesquels les dérivés de l'acétylène, tétrachloréthane, etc. et le tétrachlorure de carbone dont la fabrication n'est pas exempte de difficultés et de dangers. En revanche, l'obtention du chlorure d'éthylène et de ses homologues est très simple, puisqu'il suffit de mettre en contact l'hydrocarbure éthylénique et le chlore à la température ordinaire et sans prendre de précautions spéciales. Les dérivés chlorés ainsi préparés constituent de bons solvants [2] mais leur prix de revient

[1] Cette correction aurait, à 1° K, une importance approximative de 0,35 %.

[2] Briner, Hausser et de Luserna, Helv. 7. 374 (1924) ont étudié le dichlorbutane.