Zeitschrift: Archives des sciences physiques et naturelles
Herausgeber: Société de Physique et d'Histoire Naturelle de Genève
Band: 6 (1924)

Artikel: L'entropie des gaz et la théorie des quanta (2me communication)
Autor: Schidlof, A.
DOI: https://doi.org/10.5169/seals-741941

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: 09.07.2025

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

SUPPLEMENT AUX ARCHIVES DES SCIENCES PHYSIQUES ET NATURELLES
1924

COMPTE RENDU DES SÉANCES

DE LA

SOCIÉTÉ DE PHYSIQUE ET D'HISTOIRE NATURELLE

DE GENÈVE

Vol. 41, N° 3. 1924 Août-Décembre.

Séance du 23 octobre 1924.

A. SCHIDLOF. — *L'entropie des gaz et la théorie des quanta.* (2me communication.)

Récemment Bose[1] a donné une démonstration de la loi du rayonnement de Planck basée uniquement sur l'hypothèse des quanta de l'énergie rayonnante due à Einstein. La méthode statistique employée dans cette démonstration s'applique aussi à la théorie des gaz, et elle conduit alors non seulement à l'établissement des formules de la théorie cinétique classique, mais elle précise de plus les conditions dans lesquelles cette théorie cesse d'être exacte.

On peut se servir des considérations statistiques relatives aux quanta de lumière en remplaçant l'énergie d'un quantum de lumière par celle d'une molécule mono-atomique de masse m et de vitesse u.

$$E^u = \frac{mu^2}{2},$$

et l'impulsion d'un quantum par celle d'une molécule.

[1] BOSE. *Plancks Gesetz und Lichtquantenhypothese.* Z.S. f. Phys. Vol. 26 (1924), p. 178.

La partie essentielle du raisonnement de Bose peut être conservée telle quelle parce que les molécules mono-atomiques sont des systèmes mécaniques à trois degrés de liberté, de même que les quanta de lumière.

Il y a toutefois deux modifications à introduire dans la théorie de Bose: premièrement, les molécules du gaz sont isotropes, tandis qu il faut attribuer aux quanta une certaine anisotropie pour tenir compte de la polarisation du rayonnement; en second lieu, le nombre des quanta correspondant à une énergie totale U contenue dans une enceinte de volume V est indéterminé, tandis que le nombre N des molécules du gaz est fixé d'avance.

La première modification diminue de moitié le nombre des cellules de la multiplicité des phases contenant les points d'état des systèmes dont l'énergie est comprise entre deux limites infiniment voisines. Pour les molécules dont la vitesse est comprise entre les limites u et $u + du$ ce nombre est:

$$A^u = \frac{4\pi m^3}{h^3} V u^2 du \ , \tag{1}$$

h signifiant la constante de Planck.

La seconde modification entraîne des conséquences plus importantes: Soit N^u le nombre des molécules de l'espèce considérée. On trouve:

$$N^u = \frac{A^u e^{-\left(\frac{E^u}{\beta} + \rho\right)}}{1 - e^{-\left(\frac{E^u}{\beta} + \rho\right)}} \ . \tag{2}$$

β et ϱ étant deux constantes.

La formule (2.) est équivalente à la loi de répartition des vitesses de Maxwell:

$$N^u = \alpha A^u e^{-\frac{E^u}{\beta}} \ , \tag{3}$$

si l'on pose:

$$\alpha = e^{-\rho} \ ,$$

et si l'on suppose de plus ϱ suffisamment grand pour qu'on puisse négliger, au dénominateur de l'expression (2), le terme

affecté du coefficient $e^{-\rho}$ vis-à-vis de l'unité. En se bornant à cette approximation on obtient pour l'entropie du gaz la formule:

$$S = k\left[\frac{U}{\beta} + N\rho\right] + \text{const} . \tag{4}$$

Dans cette formule k signifie la constante de Boltzmann et U l'énergie totale du gaz. La valeur de la constante β se déduit de la relation thermodynamique:

$$\frac{\partial S}{\partial U} = \frac{1}{T}$$

qui fournit:

$$\beta = kT . \tag{5}$$

La constante ρ est, selon (3), exprimée par:

$$\rho = -\log \alpha = \log \sum_u A^u e^{-\frac{E^u}{\beta}} - \log N .$$

On en déduit:

$$\rho = \log \left\{ \frac{V}{N}\left(\frac{2\pi kmT}{h^2}\right)^{3/2} \right\} . \tag{6}$$

Pour l'énergie du gaz on trouve la formule bien connue:

$$U = \frac{3}{2} NkT . \tag{7}$$

En introduisant les valeurs (5) (6) et (7) dans l'expression (4) de l'entropie on obtient finalement:

$$S = kN \log \left\{ \frac{V}{N}\left(\frac{2\pi kmeT}{h^2}\right)^{3/2} \right\} + \text{const} . \tag{8}$$

Cette formule est identique à celle que j'ai obtenue précédemment [1] en partant de la théorie de la répartition canonique de Gibbs.

La théorie actuelle montre que cette expression de l'entropie, ainsi que la loi de répartition de Maxwell sur laquelle elle repose,

[1] A. Schidlof. C. R. Soc. Phys. Genève. Vol. 41. N° 2 (avril 1924), p. 61.

n'ont pas une signification générale, et elle indique leur limite de validité. L'approximation utilisée devient insuffisante si le facteur $e^{-\rho}$ n'est pas très petit vis-à-vis de l'unité. On peut formuler cette restriction de la façon suivante:

Posons:

$$\Theta = \frac{h^2 L^2}{2\pi RM}\left(\frac{N}{V}\right)^{2/3}$$

en désignant par L le nombre d'Avogadro, par R la constante des gaz parfaits, par M la masse moléculaire du gaz considéré. En introduisant dans l'expression de Θ les valeurs numériques des constantes universelles nous obtenons:

$$\Theta = \frac{3,00}{M} \cdot 10^{-14}\left(\frac{N}{V}\right)^{2/3} . \qquad (9)$$

Les formules précédentes perdent leur signification si la condition

$$T >> \Theta$$

n'est pas satisfaite.

Pour l'hélium (M = 4), en prenant:

$$\frac{N}{V} = 2,71 \cdot 10^{19} ,$$

chiffre indiquant le nombre des molécules contenues à 0° et 1 atm. dans 1 cm³ d'un gaz parfait, on trouve selon (9):

$$\Theta = 0,07 \text{ degrés absolus.}$$

R. Chodat. — *Sur les organismes verts qui vivent en symbiose avec les Turbellariées rhabdocèles.*

Monsieur L. Genevois a publié, dans les *Annales des Sciences naturelles* (Xe série, T.VI. (1924)) une étude sur les Zoochlorelles et plus particulièrement sur l'espèce « *Chlorella vulgaris* » Beijerink, étude qui appelle quelques rectifications surtout parce que l'auteur me met indirectement en cause en disant que « les caractères des cellules, sur le Turbellarié vivant ou fraîchement écrasé, correspondent aux caractères décrits par les auteurs