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

Artikel: Les quanta du rayonnement et la théorie des gaz
Autor: Schidlof, A.
DOI: https://doi.org/10.5169/seals-741889

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: 16.01.2026

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

LES QUANTA DU RAYONNEMENT

ET LA THÉORIE DES GAZ

PAR

A. SCHIDLOF

Première partie.

L'hypothèse des quanta de l'énergie rayonnante n'a pas reçu au début un accueil très favorable, mais récemment cette théorie a eu un regain d'actualité, grâce à la découverte de l'effet Compton dont l'interprétation donnée par A. H. Compton [1] et par P. Debye [2] se rattache à la théorie des quanta de lumière telle qu'elle a été conçue par A. Einstein [3].

Dans le même ordre d'idées, on peut signaler une déduction remarquablement simple de la loi du rayonnement de Planck, due à Bose [4].

Nous nous occuperons ici de certaines difficultés qui surgissent lorsqu'on cherche à concilier les propriétés des modèles mécaniques les plus simples de la thermodynamique avec la loi des quanta, et nous nous proposons de montrer, dans la seconde partie du mémoire, que ces difficultés disparaissent si l'on adopte la méthode appliquée par Bose à l'hypothèse des quanta de lumière.

[1] A. H. Compton, Bull. Nat. res. Conn. Vol 4. Part. 2 N° 20 (oct. 1922), p. 10. Phys. Rev. Vol. 21 (1923), p. 483.

[2] P. Debye, Phys. Z. S. Vol. 24 (1923), p. 161.

[3] A. Einstein, *Zur Quantentheorie der Strahlung*. Phys. Z. S. Vol. 18 (1917), p. 121.

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

I. *La théorie des gaz considérée du point de vue de la mécanique statistique et de la loi des quanta.*

Selon les principes de la mécanique statistique, résultant des recherches profondes de L. Boltzmann [1] et de J. W. Gibbs [2], l'état d'un système de λ degrés de liberté est représenté par λ coordonnées généralisées $q_1\ q_2 \ldots q_\lambda$ et par λ impulsions $p_1\, p_2 \ldots p_\lambda$. Divisons la multiplicité des phases, dans laquelle évolue l'état du système, en un très grand nombre de cellules très petites, de grandeur

$$\Omega = \int\int \ldots \int dp_1 \ldots dp_\lambda\, dq_1 \ldots dq_\lambda = \int d\omega\ .$$

La probabilité statistique de trouver dans une cellule déterminée le point représentatif de l'état d'un système, choisi au hasard parmi un très grand nombre de systèmes tous pareils, est, dans le cas de la répartition en phase dite «canonique»:

$$P\Omega = e^{\frac{\psi - E}{\theta}}\ .$$

E signifie l'énergie moyenne des systèmes dont le point d'état est situé dans la cellule considérée. ψ est la fonction caractéristique de la répartition canonique et θ le module, grandeur proportionnelle à la température absolue thermodynamique.

Posons d'abord: $\Omega = 1$.

Si nous étendons l'intégrale

$$\int e^{\frac{\psi - E}{\theta}}\, d\omega$$

à toute la portion de la multiplicité des phases dans laquelle le système peut évoluer, cette intégrale est évidemment égale à l'unité. Il en résulte:

$$e^{-\frac{\psi}{\theta}} = \int e^{-\frac{E}{\theta}}\, d\omega\ .$$

[1] L. Boltzmann, Vorles. über Gastheorie. 3me édit. 1923.
[2] J. W. Gibbs, Elementary Principles in Statist. Mechanics. 1902.

D'où:

$$\psi = -\theta \log \int e^{-\frac{E}{\theta}} d\omega \ . \qquad (1)$$

Considérons en particulier la molécule monoatomique d'un gaz qui se trouve dans un récipient de volume V chauffé uniformément à une température T. Dans ce cas, on posera:

$$\theta = kT \ ,$$

où :

$$k = \frac{R}{L}$$

est la « constante de Boltzmann », le rapport entre la constante universelle des gaz parfaits R et le nombre d'Avogadro L.

Soient alors x, y, z les coordonnées rectangulaires caractérisant la position de la molécule à l'intérieur du récipient, $\dot{x}$, $\dot{y}$, $\dot{z}$ les composantes de la vitesse de la molécule, m sa masse. L'énergie de la molécule est:

$$E = \frac{m}{2}(\dot{x}^2 + \dot{y}^2 + \dot{z}^2)$$

Les composantes de l'impulsion sont:

$$m\dot{x} \ , \qquad m\dot{y} \ , \qquad m\dot{z} \ ,$$

et on obtient, selon (1), pour la fonction caractéristique ψ l'expression:

$$\psi = -kT \log V \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\frac{m\dot{x}^2}{2kT}} m d\dot{x} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\frac{m\dot{y}^2}{2kT}} m d\dot{y} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\frac{m\dot{z}^2}{2kT}} m d\dot{z} \ . \qquad (2)$$

A un terme additif près, qui est une fonction linéaire de la température, ψ signifie l'énergie libre thermodynamique de la molécule. Possédant l'expression de l'énergie libre F, nous en déduisons celle de l'entropie:

$$S = -\frac{\partial F}{\partial T} \ . \qquad (3)$$

On trouve ensuite au moyen des formules connues de la thermodynamique l'énergie U et l'équation d'état du système.

Il s'agit maintenant d'introduire dans cette théorie la loi des quanta qui, selon M. Planck [1], s'énonce de la façon suivante. La grandeur des cellules de la multiplicité des phases n'est nullement arbitraire, mais elle dépend de la grandeur de l'atome d'action qui a une signification universelle. En désignant par h cette grandeur, la constante de Planck, la grandeur d'une cellule de la multiplicité des phases est h^λ pour un système de λ degrés de liberté.

On peut attribuer à tous les systèmes dont le point d'état appartient à la même cellule la même énergie E. Si l'on veut éviter cette supposition, on peut désigner par E la valeur moyenne de l'énergie des systèmes en question. A cause de l'extrême petitesse de la constante h les conséquences physiques sont sensiblement les mêmes dans les deux cas.

Appliquons la conception des quanta à la théorie des gaz monoatomiques et tout d'abord au problème d'une seule molécule contenue dans un récipient de volume V. La molécule possédant trois degrés de liberté, il faut poser, dans ce cas,

$$\Omega = \int d\omega = h^3 \ . \tag{4}$$

Nous voulons admettre que, malgré cette restriction, la molécule se comporte conformément à la théorie cinétique classique et qu'elle est assimilable, par conséquent, à l'un des systèmes d'une répartition canonique de Gibbs de module kT. La grandeur des cellules de la multiplicité des phases étant définie par (4), on a :

$$h^3 = \mathrm{V} m^3 \int\int\int d\dot{x}\, d\dot{y}\, d\dot{z} \ .$$

La probabilité statistique de l'état caractérisé par la valeur E de l'énergie de la molécule est:

$$\mathrm{P}h^3 = e^{\frac{\psi - \mathrm{E}}{k\mathrm{T}}}$$

et on trouve, par conséquent, au lieu de (2):

$$\psi = -k\mathrm{T} \log \frac{\mathrm{V}}{h^3} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\frac{m\dot{x}^2}{2k\mathrm{T}}} m d\dot{x} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\frac{m\dot{y}^2}{2k\mathrm{T}}} m d\dot{y} \int_{-\infty}^{+\infty} {}^{-\frac{m\dot{z}^2}{2k\mathrm{T}}} m d\dot{z} \ . \tag{5}$$

[1] M. Planck, Theorie der Wärmestrahlung. 4me édit. 1921.

Cette formule diffère de l'équation (2) uniquement par la présence du facteur $\frac{1}{h^3}$ dans l'argument de la fonction log.

L'énergie libre thermodynamique de la molécule est donc:

$$f = -kT \log \left\{ V \left(\frac{2\pi kmT}{h^2} \right)^{3/2} \right\} - cT + b \,. \qquad (6)$$

L'entropie est exprimée, selon (3), par:

$$s = -\frac{\partial f}{\partial T} = k \log \left\{ V \left(\frac{2\pi kmT}{h^2} \right)^{3/2} \right\} + \frac{3}{2} k + c \,, \qquad (7)$$

c étant une constante caractéristique pour la molécule considérée.

Pour déduire de l'équation (7) l'expression de l'entropie d'un gaz parfait, imaginons N récipients tous de même volume V uniformément chauffés à la même température T et renfermant chacun une seule molécule de masse m. Supposons qu'on établisse une communication entre les N récipients. Selon le théorème d'addition de l'entropie, on réalise ainsi un système dont l'entropie est égale à Ns, à condition que toutes les molécules soient identiques les unes aux autres. Ce gaz occupe le volume NV. Par une compression isotherme et réversible, réunissons toutes les molécules dans un seul récipient de volume V. L'entropie du gaz prend alors la valeur:

$$S = Ns + kN \log \frac{V}{NV} = Ns - kN \log N \,.$$

Selon (7) on obtient ainsi l'expression suivante [1]:

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

Cette formule est une conséquence rigoureuse de la mécanique statistique, de la loi des quanta et des principes de la thermodynamique. L'adjonction d'une constante additive indéterminée est indispensable, car, comme l'a fait remarquer P. Ehrenfest [2], ni thermodynamiquement, ni statistiquement l'entropie

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

[2] Cf. P. Ehrenfest u. V. Trkal, Ann. der Phys. Vol. 65 (1921), p. 609.

ne peut être considérée comme une fonction définie du nombre des molécules. D'autre part, le raisonnement thermodynamique précédent montre que l'introduction du terme — kN log N est exigée par le théorème d'addition de l'entropie [1].

Toutefois, à plusieurs égards, la théorie précédente n'est pas satisfaisante. Nous avons admis d'emblée la validité de la loi de répartition des vitesses de Maxwell, soit celle des principes de la mécanique statistique classique. Or, il n'est pas prouvé que ces principes soient compatibles avec la loi des quanta.

Considérons, par exemple, à la place d'une molécule qui se meut à l'intérieur d'un récipient, un oscillateur linéaire de masse m effectuant des oscillations non harmoniques en parcourant indéfiniment le même trajet de longueur l. Nous supposerons que la masse de l'oscillateur a, dans un état déterminé, une vitesse uniforme u qui change de sens aux deux points extrêmes de la course. De plus, supposons le mouvement de cette masse « quantifié ». Cela signifie que, par hypothèse, l'intégrale

$$\oint p\,dq = 2mlu$$

est un multiple entier du quantum d'action h. Il en résulte que le plus petit saut de la vitesse de l'oscillateur est:

$$\Delta u = \frac{h}{2ml}.$$

Malgré l'extrême petitesse de la quantité h, le saut Δu peut devenir très grand si m et l ont des dimensions moléculaires.

On en conclura que les sauts discontinus de la vitesse d'une molécule peuvent aussi être très importants si les limites entre lesquelles varient les coordonnées généralisées q_1, q_2, q_3 sont très rapprochées les unes des autres. Si, de plus, la température est basse, les sauts Δu peuvent être comparables ou même supérieurs à la vitesse moyenne calculée selon les principes de la mécanique statistique. Il va sans dire que dans des conditions aussi extrêmes la loi de répartition de Maxwell perd toute signification.

[1] Cf. L. Nordheim, Z. S. f. Phys. Vol. 25 (1924), p. 41.

Pour échapper à cette difficulté, on pourrait supposer que le mouvement moléculaire n'est pas soumis à la loi des quanta; mais les faits empiriques les plus divers parlent nettement en faveur de la généralité de cette loi. On y subordonne même, dans l'état actuel de la physique, la validité des principes de la mécanique. Or, l'énergie du mouvement moléculaire est due en partie aux processus élémentaires accompagnant les rencontres entre les molécules, en partie aux effets du rayonnement. Il est certain que les deux espèces de phénomènes obéissent à la loi des quanta, et on est ainsi conduit à admettre, quoiqu'on n'en possède pas de preuves directes en ce qui concerne le mouvement de progression, que la multiplicité des phases d'un système moléculaire de λ degrés de liberté est divisée en cellules de grandeur h^λ.

L'expérience prouve, d'autre part, que l'intervention des quanta ne doit pas modifier les lois thermodynamiques pour autant que l'état macroscopique du gaz est plus ou moins voisin des conditions habituelles. Mais il en sera peut-être autrement aux pressions très élevées et aux températures extrêmement basses. Toutefois, les considérations précédentes ne permettent pas de préciser les conditions dans lesquelles a lieu cette dégénérescence des gaz [1]. Pour pouvoir aborder ce problème, il faudrait savoir quelles sont les limites à imposer aux intégrales (4), en d'autres termes, il faudrait connaître la *forme* des cellules d'état.

La théorie exposée dans la seconde partie du mémoire nous permettra de définir les conditions de dégénérescence sans avoir à aborder la question épineuse de la forme des cellules d'état.

II. *La loi générale du rayonnement déduite de l'électrodynamique classique et de la loi des quanta.*

Les difficultés auxquelles se heurte la théorie du rayonnement noir de Planck [2] sont trop connues pour qu'il soit utile de les

[1] Cf. E. Schrœdinger, Gasentartung und freie Weglänge. Phys. Z. S. Vol. 25 (1924), p. 41.

[2] M. Planck, *l. c.*

exposer ici en détail. Nous nous bornerons donc à développer quelques considérations sur ce sujet qui sont en rapport étroit avec la théorie des gaz.

Pour établir la loi de Planck on peut se servir d'un raisonnement relativement simple mettant clairement en évidence les points de vue théoriques, très distincts les uns des autres, dont la synthèse constitue la théorie de Planck.

Les équations électro-magnétiques de Maxwell ou la théorie mécanique des ondulations lumineuses permettent de calculer le nombre des solutions particulières représentant toutes les oscillations stationnaires possibles dans un « bloc d'éther » de forme donnée. J. H. Jeans[1] a effectué ce calcul en supposant, pour plus de simplicité, le rayonnement enfermé dans une enceinte cubique à parois parfaitement réfléchissantes. Le résultat du calcul, qui subsiste du reste pour une forme quelconque de l'enceinte, est le suivant : par unité de volume de l'espace rempli de rayonnement, et pour l'intervalle des fréquences compris entre les limites ν et $\nu+d\nu$, le nombre des oscillations harmoniques simples, polarisées linéairement, indépendantes les unes des autres est:

$$\frac{8\pi\nu^2 d\nu}{c^3},$$

c signifiant la vitesse de propagation de la lumière dans le vide.

Remplaçons maintenant chacune de ces vibrations indépendantes par un oscillateur virtuel de même fréquence dont l'énergie doit être, selon la loi des quanta, un multiple entier de $h\nu$, et soit E_ν l'énergie moyenne d'un oscillateur. La densité du rayonnement stationnaire considéré sera

$$\rho_\nu d\nu = \frac{8\pi\nu^2 d\nu}{c^3} E_\nu . \tag{9}$$

Pour que l'état du rayonnement soit un état d'équilibre thermodynamique, l'énergie moyenne E_ν doit être déterminée conformément au second principe de la thermodynamique.

L'entropie du système d'oscillateurs considéré s'obtient, selon

[1] J. H. Jeans, Phil. Mag. Vol. 10 (1906), p. 191.

Planck [1], par une méthode statistique générale applicable à un système composé de N systèmes indépendants obéissant tous aux mêmes lois mécaniques. La région de la multiplicité des phases dans laquelle évolue l'un quelconque de ces systèmes (oscillateurs) est divisée en cellules de grandeur finie, déterminée par la loi des quanta. Ces cellules sont numérotées par des nombres entiers allant de zéro à l'infini. Un état du système est caractérisé par le nombre des oscillateurs dont le point d'état appartient aux différentes cellules. Soit, par exemple, N_0 le nombre des oscillateurs dont l'état est représenté par un point situé dans la cellule portant le numéro zéro, N_1 le nombre de ceux dont le point d'état se trouve dans la cellule 1, et ainsi de suite.

Quel que soit l'état du système, on a:

$$N_0 + N_1 + \ldots = N = \text{const} .$$

Le nombre des répartitions possibles des N oscillateurs est N!, parmi lesquelles les $N_0 ! . N_1 ! \ldots\ldots$ répartitions résultant des permutations effectuées à l'intérieur des cellules sont équivalentes.

La probabilité d'une répartition donnée est proportionnelle à:

$$W = \frac{N!}{N_0 ! \, N_1 ! \ldots} .$$

Les nombres N_0, N_1 ..... étant supposés très grands, on peut utiliser pour le calcul des factorielles la formule d'approximation

$$N_i ! = \left(\frac{N_i}{e}\right)^{N_i} .$$

En introduisant à la place des N_i les « nombres de répartition »

$$p_i = \frac{N_i}{N}$$

on obtient pour le log W l'expression suivante:

$$\log W = - N \sum_i p_i \log p_i . \qquad (10)$$

[1] M. Planck, *l. c.*

L'état d'équilibre thermodynamique du système d'oscillateurs est défini par la condition de probabilité maxima à laquelle s'ajoutent les deux conditions suivantes : le nombre N des oscillateurs est le même pour toutes les répartitions et l'énergie totale

$$U = N\sum_i p_i E_i = NE, \tag{11}$$

est constante. E_i signifie l'énergie d'un des oscillateurs dont le point d'état appartient à la cellule portant le numéro i.

Les trois équations définissant l'état d'équilibre thermodynamique sont donc:

$$\left.\begin{aligned} &\sum_i \delta p_i (\log p_i + 1) = 0 \; ; \\ &\sum_i \delta p_i = 0 \; ; \qquad \sum_i E_i \delta p_i = 0 \; . \end{aligned}\right\} \tag{12}$$

On en déduit l'expression des nombres de répartition

$$p_i = \frac{e^{-\frac{E_i}{\beta}}}{\sum_i e^{-\frac{E_i}{\beta}}} \; . \tag{13}$$

La valeur de l'entropie du système résulte du théorème de Boltzmann:

$$S = k \log W + \text{const} \; .$$

On en déduit, selon (10) et (13):

$$S = kN \log \sum_i e^{-\frac{E_i}{\beta}} + k\frac{U}{\beta} + \text{const} \; . \tag{14}$$

Planck appelle « somme d'état » l'expression

$$\sum_i e^{-\frac{E_i}{\beta}} \; .$$

La signification de la constante β résulte de la formule thermodynamique

$$\frac{\partial S}{\partial U} = \frac{1}{T} = \frac{k}{\beta} \; .$$

D'où:

$$\beta = kT \ . \tag{15}$$

Les formules précédentes, qui découlent des considérations statistiques générales, doivent s'appliquer à un système quelconque comprenant un très grand nombre d'individus tous pareils et évoluant suivant les mêmes lois mécaniques. Si, à la place des oscillateurs, nous considérons les N molécules d'un gaz monoatomique, la somme d'état doit être remplacée par l'intégrale

$$\frac{Vm^3}{h^3}\int\int\int e^{-\frac{E_i}{kT}}\,dx\,dy\,dz \ .$$

On déduit de là l'expression de l'énergie totale du gaz:

$$U = \frac{2}{3}kNT$$

et celle de l'entropie:

$$S = kN \log\left\{V\left(\frac{2\pi kmT}{h^2}\right)^{3/2}\right\} + \frac{2}{3}kN + \text{const} \ . \tag{16}$$

En comparant cette dernière formule avec l'équation (8), obtenue à l'aide de considérations basées sur la mécanique statistique classique et sur la thermodynamique, on constate l'absence du terme — kN log N. Les propriétés additives de l'entropie exigeant l'adjonction de ce terme, Planck l'introduit par une voie détournée. On considère le gaz comme un système de 3N degrés de liberté évoluant dans une multiplicité de phases à 6N dimensions et on divise ensuite la somme d'état du système par N ! Cette factorielle indique le nombre des permutations possibles entre les N molécules du gaz qui peuvent se remplacer mutuellement sans donner lieu à un état du système physiquement différent. Toutefois, Ehrenfest [1] a montré que l'introduction du diviseur

$$N! = \left(\frac{N}{e}\right)^N$$

ne peut pas être justifiée statistiquement.

[1] P. Ehrenfest u. V. Trkal, *l. c.*

En ce qui concerne les oscillateurs, la division par N ! n'entre pas en considération, ces systèmes étant liés, par hypothèse, à des positions fixes et ne pouvant, par conséquent, pas échanger leurs rôles. En vertu de la loi des quanta, l'énergie d'un des oscillateurs, système à un seul degré de liberté, est

$$E_i = nh\nu$$

Marquons chaque cellule par le nombre des quanta d'énergie n des oscillateurs dont le point d'état se trouve dans la cellule en question et posons:

$$i = n \ .$$

La somme d'état présente la valeur:

$$\sum_n e^{-\frac{nh\nu}{kT}} = \frac{1}{1 - e^{-\frac{h\nu}{kT}}} \ .$$

Le nombre des oscillateurs de la cellule dans laquelle l'énergie présente la valeur $nh\nu$ est:

$$Np_n = N\left(1 - e^{-\frac{h\nu}{kT}}\right)e^{-\frac{nh\nu}{kT}} \ .$$

L'énergie totale du système des N oscillateurs est:

$$U = N\sum_n p_n nh\nu = N\frac{h\nu e^{-\frac{h\nu}{kT}}}{1 - e^{-\frac{h\nu}{kT}}} \ ,$$

et l'énergie moyenne est:

$$E_\nu = \frac{U}{N} = \frac{h\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} \ . \qquad (17)$$

En substituant cette valeur de E_ν dans la formule (9), on trouve la densité d'énergie qui caractérise l'intervalle spectral du rayonnement noir compris entre les fréquences ν et $\nu + d\nu$:

$$\rho_\nu d\nu = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3}\frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}d\nu \ . \qquad (18)$$

L'équation (18), exprimant la loi de Planck, résulte de la réunion des conséquences tirées des trois hypothèses suivantes:

1. L'état d'équilibre thermodynamique du rayonnement est un état d'équilibre stationnaire compatible avec les équations différentielles et les conditions limites imposées par la théorie électro-magnétique de Maxwell.

2. Cet état est, d'autre part, caractérisé par la répartition en phase la plus probable du système d'oscillateurs virtuels qui, au point de vue de la théorie des ondulations, sont équivalents aux solutions particulières considérées des équations de Maxwell.

3. L'état de chaque oscillateur doit obéir à la loi des quanta suivant laquelle l'énergie oscillatoire est nécessairement un multiple entier de $h\nu$.

On peut invoquer en faveur de chacune de ces hypothèses un grand nombre d'arguments empiriques, mais théoriquement chacune d'elles appartient à un autre ordre d'idées. La diversité des points de départ, qui se retrouve dans d'autres modes d'exposition de la théorie de Planck, conduit à des difficultés dont s'est occupé H. Poincaré [1] dans ses dernières réflexions concernant la physique, difficultés qui subsistent en grande partie encore actuellement.

A. Einstein [2], en accentuant l'idée de la discontinuité qui se trouve à la base de la théorie des quanta, a simplifié considérablement la déduction de la loi de Planck sans pouvoir d'ailleurs éviter complètement de rattacher cette loi à l'électrodynamique classique.

Un pas décisif a été fait récemment par Bose [3] qui a donné une démonstration de la loi de Planck basée exclusivement sur l'hypothèse des quanta de lumière. Nous exposerons cette conception dans la seconde partie du mémoire et nous montrerons alors que l'introduction du raisonnement de Bose dans la théorie des gaz permet d'en éliminer les difficultés et les incertitudes signalées au premier chapitre. *(A suivre.)*

[1] H. Poincaré, Confér. Soc. franç. de Phys. 11 avril 1912. Dernières pensées. Chap. VI et VII.

[2] A. Einstein, *l. c.*

[3] Bose, *l. c.*