

Un point de vue heuristique concernant la production et la transformation de la lumière

Albert EINSTEIN

Annalen der Physik (1905) *

Table des matières

1 Sur une difficulté concernant la théorie du rayonnement noir	2
2 Sur la détermination de PLANCK des quanta élémentaires	3
3 Sur l'entropie du rayonnement	3
4 Loi limite pour l'entropie du rayonnement monochromatique	4
5 Théorie moléculaire de la dépendance de l'entropie des gaz et des solvants dilués par rapport au volume	4
6 Interprétation de l'expression de la dépendance de l'entropie du rayonnement monochromatique par rapport au volume selon le principe de BOLTZMANN	5
7 Sur la règle de STOKES	6
8 Sur la production de rayons cathodiques par exposition de corps solides	6
9 Sur l'ionisation des gaz par la lumière ultraviolette.	7

Il existe une profonde différence formelle entre les idées théoriques que les physiciens se sont forgées sur les gaz et autres corps particuliers, et la théorie de MAXWELL sur les processus électromagnétiques dans ce que l'on appelle l'espace vide. En effet, alors que nous considérons que l'état d'un corps est parfaitement déterminé par les positions et les vitesses d'un nombre, certes très grand mais fini, d'atomes et d'électrons, nous utilisons des fonctions spatiales continues pour déterminer l'état électromagnétique d'un espace, de sorte qu'un nombre fini de grandeurs ne peut pas être considéré comme suffisant pour déterminer complètement l'état électromagnétique d'un espace. Selon la théorie de MAXWELL, l'énergie de tous les phénomènes purement électromagnétiques, y compris la lumière, doit être considérée comme une fonction spatiale continue, tandis que l'énergie d'un corps pondérable doit être représentée, selon l'opinion actuelle des physi-

ciens, comme une somme s'étendant sur les atomes et les électrons. L'énergie d'un corps pondérable ne peut pas se décomposer en un nombre quelconque de parties, aussi petites soient-elles, alors que l'énergie d'un rayon lumineux émis par une source lumineuse ponctuelle se répartit de manière continue dans un volume toujours croissant, selon la théorie de MAXWELL (ou plus généralement selon toute théorie d'inversion) de la lumière.

La théorie ondulatoire de la lumière, qui utilise des fonctions spatiales continues, s'est avérée excellente pour représenter les phénomènes purement optiques et ne sera probablement jamais remplacée par une autre théorie. Il faut cependant garder à l'esprit que les observations optiques se rapportent à des valeurs moyennes dans le temps, et non à des valeurs instantanées, et que, malgré la confirmation complète par l'expérience de la théorie de la diffraction, de la réflexion, de la réfraction, de la dispersion, ... l'expérience montre que la théorie de la lumière, qui utilise des fonctions spatiales continues, est en contradiction avec l'expérience lorsqu'elle est appliquée aux phénomènes de production et de transformation de la lumière.

Il me semble en effet que les observations sur le *rayonnement noir*, la photoluminescence, la production de rayons cathodiques par la lumière ultraviolette et d'autres groupes de phénomènes concernant la production ou la transformation de la lumière semblent plus compréhensibles si l'on suppose que l'énergie de la lumière est répartie de manière discontinue dans l'espace. Selon l'hypothèse à envisager ici, lors de la propagation d'un rayon lumineux partant d'un point, l'énergie n'est pas répartie de façon continue dans des espaces de plus en plus grands, mais elle est constituée d'un nombre fini de quanta d'énergie localisés en des points de l'espace, qui se déplacent sans se diviser et ne peuvent être absorbés et produits que dans leur ensemble.

Je vais maintenant vous faire part de mes réflexions et des faits qui m'ont conduit sur cette voie, dans l'espoir que le point de vue que je vais exposer s'avérera utile à certains chercheurs dans leurs recherches.

*Traduit de : EINSTEIN, A. *Über einen die Erzeugung und Verwandlung des Lichtes betreffenden heuristischen*, Annalen der Physik, Vol. 322, Issue 6, p.132-148 (1905). DOI :[10.1010.1002/andp.19053220607](https://doi.org/10.1010.1002/andp.19053220607), et mis en page par [Matthieu SCHNEIDER](#). La traduction a été réalisée avec l'aide de Deepl. Les données et notations ont été modernisées afin de faciliter la compréhension du lecteur.

1 Sur une difficulté concernant la théorie du rayonnement noir

Nous nous plaçons tout d'abord du point de vue de la théorie de MAXWELL et de la théorie des électrons et considérons le cas suivant. Dans un espace fermé par des parois parfaitement réfléchissantes, il y a un certain nombre de molécules de gaz et d'électrons qui sont libres de se déplacer et qui exercent les uns sur les autres des forces conservatrices lorsqu'ils sont très proches les uns des autres, c'est-à-dire qu'ils peuvent se heurter les uns aux autres comme des molécules de gaz selon la théorie cinétique des gaz^a. Un certain nombre d'électrons sont en outre positionnés sur des points de l'espace éloignés les uns des autres par des forces proportionnelles aux distances et dirigées vers ces points. Ces électrons doivent également entrer en interaction conservative avec les molécules et les électrons libres, lorsque ces derniers sont très proches d'eux. Nous appelons les électrons liés à des points^b de l'espace des *résonateurs*; ils émettent et absorbent des ondes électromagnétiques d'une certaine longueur d'onde.

Selon l'opinion actuelle sur l'origine de la lumière, le rayonnement dans l'espace considéré, trouvé en se basant sur la théorie de MAXWELL pour le cas de l'équilibre dynamique, devrait être identique au *rayonnement noir* – du moins si l'on considère que les résonateurs de toutes les fréquences à prendre en compte sont présents.

Nous faisons d'abord abstraction du rayonnement émis et absorbé par les résonateurs et nous nous interrogeons sur la condition d'équilibre dynamique correspondant à l'interaction (aux collisions) des molécules et des électrons. La théorie cinétique des gaz fournit pour ce dernier la condi-

tion selon laquelle la force vive moyenne d'un électron de résonateur doit être égale à l'énergie cinétique moyenne du mouvement progressif d'une molécule de gaz. Si nous décomposons le mouvement de l'électron résonateur en trois mouvements oscillatoires perpendiculaires entre eux, nous trouvons pour la valeur moyenne \bar{E} de l'énergie d'un tel mouvement oscillatoire rectiligne :

$$\bar{E} = \frac{R}{\mathcal{N}} T, \quad (1)$$

où R est la constante absolue du gaz, \mathcal{N} le nombre de *molécules réelles* dans un équivalent-gramme^d et T la température absolue. L'énergie \bar{E} est 2/3 fois plus grande que la force vive d'une molécule de gaz monoatomique libre, en raison de l'égalité des moyennes temporelles de l'énergie cinétique et de l'énergie potentielle du résonateur. Si, par une cause quelconque – dans notre cas, par des processus de rayonnement – l'énergie d'un résonateur avait une valeur moyenne dans le temps plus grande ou plus petite que \bar{E} , les collisions avec les électrons et les molécules libres conduiraient à une émission d'énergie vers le gaz ou à une absorption d'énergie par le gaz en moyenne non nulle. Dans le cas qui nous intéresse, l'équilibre dynamique n'est donc possible que si chaque résonateur possède l'énergie moyenne \bar{E} . Nous faisons maintenant un raisonnement similaire concernant l'interaction des résonateurs et du rayonnement présent dans l'espace. M. PLANCK a déduit pour ce cas la condition de l'équilibre dynamique^e à condition que le rayonnement puisse être considéré comme un processus le plus désordonné possible^f. Il a trouvé :

$$E_\nu = \frac{c^3}{8\pi\nu^2} \rho_\nu,$$

a. Cette hypothèse revient à supposer que les énergies cinétiques moyennes des molécules de gaz et des électrons sont égales à l'équilibre thermique. C'est à l'aide de cette dernière hypothèse que M. DRUDE a déduit théoriquement le rapport entre le pouvoir de conduction thermique et le pouvoir de conduction électrique des métaux.

b. NdT : EINSTEIN considère l'électron comme un particule ponctuelle et non comme un volume réparti sur une orbitale; cette notion sera admise plus tard.

c. NdT : Les travaux de BOLTZMANN sont soumis à un débat virulent qui se terminera avec le discours de Jean PERRIN retrouvant la valeur du nombre d'AVOGADRO par une large série d'expériences indépendantes. EINSTEIN ne s'autorise pas encore à l'emploi de la constante de BOLTZMANN, k_B .

d. NdT : Le terme *molécule-gramme* ou *équivalent-gramme* est une ancienne unité physique ambiguë qui n'est plus utilisée. Elle désignait une quantité physique par unité de masse. Ici c'est la quantité qu'EINSTEIN fixe à \mathcal{N} .

e. M. PLANCK, Ann. d. Phys. 1. p. 99. 1900.

f. Cette condition peut être formulée comme suit. Nous développons la composante Z de la force électrique en un point quelconque de l'espace concerné entre les limites de temps $t = 0$ et $t = T$ (où T signifie un temps très grand par rapport à toutes les durées d'oscillation à prendre en considération) en une série de FOURIER :

$$Z = \sum_{\nu=1}^{\nu=\infty} A_\nu \sin \left(2\pi\nu \frac{t}{T} + \alpha_\nu \right),$$

où $A_\nu = 0$ et $0 \leq \alpha_\nu \leq 2\pi$. Si l'on imagine un tel développement effectué un nombre quelconque de fois dans le même point de l'espace, avec des points de départ choisis au hasard dans le temps, on obtient pour les grandeurs A_ν et α_ν des systèmes de valeurs différents. Il existe alors pour la fréquence des différentes combinaisons de valeurs des grandeurs A , et α_ν des probabilités (statistiques) dW de la forme :

$$dW = f(A_1, A_2 \dots \alpha_1, \alpha_2 \dots) dA_1 dA_2 \dots d\alpha_1 d\alpha_2 \dots,$$

Le rayonnement est alors le plus désordonné possible, lorsque :

$$f(A_1, A_2 \dots \alpha_1, \alpha_2 \dots) = F_1(A_1) F_2(A_2) \dots f_1(\alpha_1) f_2(\alpha_2) \dots,$$

c'est-à-dire lorsque la probabilité d'une certaine valeur de l'une des grandeurs A par rapport à α est indépendante des valeurs que possèdent les autres grandeurs A par rapport à α . Plus la condition selon laquelle les paires de grandeurs A_ν et α_ν dépendent des processus d'émission et d'absorption de groupes de résonateurs particuliers est remplie, plus le rayonnement doit être considéré comme *le plus désordonné possible* dans le cas que nous considérons.

E_ν est l'énergie moyenne d'un résonateur de fréquence propre ν (par composante d'oscillation), c est la vitesse de la lumière, ν la fréquence et $\rho_\nu d\nu$ l'énergie par unité de volume de la partie du rayonnement dont le nombre d'oscillations se situe entre ν et $\nu + d\nu$.

Si l'énergie rayonnante de fréquence ν ne doit pas être constamment ni diminuée ni augmentée dans son ensemble, il faut appliquer :

$$\frac{R}{\mathcal{N}}T = E = E_\nu = \frac{c^3}{8\pi\nu^2}\rho_\nu,$$

$$\rho_\nu = \frac{R}{\mathcal{N}}\frac{8\pi\nu^2}{c^3}T.$$

Cette relation, trouvée comme condition de l'équilibre dynamique, ne manque pas seulement d'être approché. Elle ne correspond pas non plus à l'expérience, mais indique qu'il ne peut être question dans notre image d'une certaine répartition de l'énergie entre l'éther et la matière. En effet, plus le nombre de vibrations des résonateurs est élevé, plus l'énergie de rayonnement de l'espace est importante et plus nous obtenons, en limite, une énergie de rayonnement de l'espace :

$$\int_0^\infty \rho_\nu d\nu = \frac{R}{\mathcal{N}}\frac{8\pi}{c^3}T \int_0^\infty \nu^2 d\nu = \infty.$$

2 Sur la détermination de Planck des quanta élémentaires

Nous voulons montrer dans ce qui suit que la détermination des quanta élémentaires donnée par M. PLANCK est, dans une certaine mesure, indépendante de la théorie du *rayonnement noir* qu'il a élaborée. La formule de PLANCK^g pour ρ_ν , qui satisfait à toutes les expériences faites jusqu'à présent, est la suivante :

$$\rho_\nu = \frac{\alpha\nu^3}{e^{\frac{\beta\nu}{T}} - 1},$$

où $\alpha \approx 6,14 \times 10^{-58} \text{ J s}^4 \text{ m}^{-3}$, $\beta \approx 4,78 \times 10^{-11} \text{ K s. h}$

Pour de petites valeurs de ν/T , c'est-à-dire pour de grandes longueurs d'onde ou de densités de rayonnement, cette formule se transforme en la formule suivante :

$$\rho_\nu = \frac{\alpha}{\beta}\nu^2 T.$$

On constate que cette formule correspond à celle développée au § 1 à partir de la théorie de MAXWELL et de la théorie des électrons. En mettant en équation les coefficients des deux formules, on obtient :

$$\frac{R}{\mathcal{N}}\frac{8\pi}{c^3} = \frac{\alpha}{\beta}$$

g. M. PLANCK, Ann. d. Phys. 4, p. 561. 1901.

h. NdT : $\alpha = \frac{8\pi h}{c^3}$ et $\beta = \frac{h}{k}$.

i. NdT : EINSTEIN reprend pour sa démonstration les conclusions de la *catastrophe ultraviolette*

j. Cette hypothèse est arbitraire. On s'en tiendra naturellement à cette hypothèse la plus simple tant que l'expérience ne nous obligera pas à l'abandonner.

puis :

$$\mathcal{N} = \frac{\beta}{\alpha} \frac{8\pi R}{c^3} = 6,023 \times 10^{23},$$

c'est-à-dire qu'un atome d'hydrogène pèse $1/\mathcal{N} = 1,66 \times 10^{-24} \text{ g}$. C'est exactement la valeur trouvée par M. PLANCK, qui concorde de manière satisfaisante avec les valeurs trouvées par d'autres moyens pour cette grandeur. Nous en arrivons donc à la conclusion suivante : plus la densité d'énergie et la longueur d'onde d'un rayonnement sont grandes, plus les bases théoriques que nous avons utilisées s'avèrent utiles ; mais elles échouent complètement pour les petites longueurs d'onde et les petites densités de rayonnementⁱ. Dans ce qui suit, nous allons considérer le *rayonnement noir* sans nous baser sur une image de la production et de la propagation du rayonnement.

3 Sur l'entropie du rayonnement

L'observation suivante est contenue dans un travail célèbre de M. W. WIEN et ne doit trouver place ici que par souci d'exhaustivité. Nous sommes en présence d'un rayonnement qui occupe un volume v . Nous supposons que les propriétés perceptibles du rayonnement en question sont parfaitement déterminées si la densité de rayonnement ρ_ν est donnée pour toutes les fréquences^j. Comme les rayonnements de différentes fréquences doivent être considérés comme séparables les uns des autres sans puissance de travail et sans apport de chaleur, l'entropie du rayonnement est exprimée sous la forme :

$$S = v \int_0^\infty \varphi(\rho, \nu) d\nu,$$

où φ est une fonction des variables ρ et ν . On peut réduire φ à une fonction d'une seule variable en formulant la proposition selon laquelle la compression adiabatique d'un rayonnement entre des parois réfléchissantes ne modifie pas son entropie. Nous n'entrerons pas dans les détails, mais nous examinerons immédiatement comment la fonction φ peut être déterminée à partir de la loi du rayonnement du corps noir. Dans le cas du *rayonnement noir*, ρ est une telle fonction de ν que l'entropie est maximale pour une énergie donnée, c'est à dire que :

$$\delta \int_0^\infty \varphi(\rho, \nu) d\nu = 0,$$

si

$$\delta \int_0^\infty \rho d\nu = 0.$$

Il s'ensuit que pour chaque choix de δ , ρ est fonction de ν .

$$\int_0^\infty \left(\frac{\partial \varphi}{\partial \rho} - \lambda \right) \delta \rho d\nu = 0,$$

où λ est indépendant de ν . Pour le rayonnement noir, $\frac{\partial \varphi}{\partial \rho}$ est donc indépendant de ν . Pour l'augmentation de température d'un rayonnement noir de volume unité $v = 1$ de valeur dT , l'équation suivante s'applique :

$$dS = \int_{\nu=0}^{\nu=\infty} \frac{\partial \varphi}{\partial \rho} d\rho d\nu,$$

ou, puisque $\frac{\partial \varphi}{\partial \rho}$ est indépendant de ν :

$$dS = \frac{\partial \varphi}{\partial \rho} dE.$$

Comme dE est égal à la chaleur apportée et que le processus est réversible, on a également :

$$dS = \frac{1}{T} dE.$$

Par identification, on obtient :

$$\frac{\partial \varphi}{\partial \rho} = \frac{1}{T}.$$

C'est la loi du rayonnement noir. On peut donc déterminer la loi du rayonnement noir à partir de la fonction φ et inversement la fonction φ à partir de cette dernière par intégration, en tenant compte du fait que φ disparaît pour $\rho = 0$.

4 Loi limite pour l'entropie du rayonnement monochromatique à faible densité de rayonnement

Il ressort des observations faites jusqu'ici sur le *rayonnement noir* que la loi initialement établie par M. W. WIEN pour le *rayonnement noir* :

$$\rho = \alpha \nu^3 e^{-\beta \frac{\nu}{T}},$$

n'est pas exactement valable. La même chose a été parfaitement confirmée par l'expérience pour les grandes valeurs de $\frac{\nu}{T}$. Nous nous basons sur cette formule pour nos calculs, tout en gardant à l'esprit que nos résultats ne sont valables que dans certaines limites. Cette formule donne tout d'abord :

$$\frac{1}{T} = -\frac{1}{\beta \nu} \lg \frac{\rho}{\alpha \nu^3},$$

Continuons en utilisant la relation trouvée dans le paragraphe précédent :

$$\varphi(\rho, \nu) = -\frac{\rho}{\beta \nu} \left[\lg \frac{\rho}{\alpha \nu^3} - 1 \right].$$

Soit un rayonnement d'énergie E dont la fréquence est comprise entre ν et $\nu + d\nu$. Le rayonnement occupe un volume v . L'entropie de ce rayonnement est :

$$S = V \varphi(\rho, \nu) dv = -\frac{E}{\beta \nu} \left[\lg \frac{E}{\nu \alpha \nu^3 dv} - 1 \right].$$

Si nous nous limitons à étudier la dépendance de l'entropie du volume occupé par le rayonnement, et si nous désignons l'entropie du rayonnement par S_0 , dans le cas où celui-ci possède un volume V_0 , nous obtenons :

$$S - S_0 = \frac{E}{\beta \nu} \lg \left(\frac{v}{v_0} \right).$$

Cette équation montre que l'entropie d'un rayonnement monochromatique de densité suffisamment faible varie avec le volume selon la même loi que l'entropie d'un gaz idéal ou d'une solution diluée. L'équation que nous venons de trouver va être interprétée en se basant sur le principe introduit en physique par M. BOLTZMANN, selon lequel l'entropie d'un système est fonction de la probabilité de son état.

5 Théorie moléculaire de la dépendance de l'entropie des gaz et des solvants dilués par rapport au volume

Dans le calcul de l'entropie par la théorie moléculaire, le mot *probabilité* est souvent utilisé dans un sens qui ne correspond pas à la définition de la probabilité telle qu'elle est donnée dans le calcul des probabilités mathématiques. En particulier, les *probabilités de cas* sont souvent établies de manière hypothétique dans des cas où les images théoriques appliquées sont suffisamment précises pour donner une déduction au lieu de l'établissement hypothétique. Je montrerai dans un travail spécial qu'on peut parfaitement se contenter de ce qu'on appelle la *probabilité statistique* dans les considérations sur les phénomènes thermiques, et j'espère ainsi éliminer une difficulté logique qui fait encore obstacle à l'application du principe de BOLTZMANN. Mais nous nous contenterons ici de donner sa formulation générale et son application à des cas très particuliers.

S'il y a un sens à parler de la probabilité d'un état d'un système, et si toute augmentation d'entropie peut être interprétée comme une transition vers un état plus probable, alors l'entropie S_1 d'un système est une fonction de la probabilité W_1 de son état actuel. Ainsi, s'il y a deux systèmes qui n'interagissent pas entre eux. Par conséquent, si l'on considère deux systèmes S_1 et S_2 qui n'interagissent pas l'un avec l'autre, on peut alors poser :

$$S_1 = \varphi_1(W_1),$$

$$S_2 = \varphi_2(W_2).$$

Si l'on considère ces deux systèmes comme un seul système d'entropie S et de probabilité W , alors :

$$S = S_1 + S_2 = \varphi(W)$$

et

$$W = W_1 + W_2$$

Cette dernière relation indique que les états des deux systèmes sont des événements indépendants l'un de l'autre. Il résulte de ces équations :

$$\varphi(W_1 \cdot W_2) = \varphi_1(W_1) + \varphi_2(W_2)$$

Et de là, enfin :

$$\varphi_1(W_1) = C \lg(W_1) + C_1,$$

$$\varphi_2(W_2) = C \lg(W_2) + C_2,$$

$$\varphi(W) = C \lg(W) + C_3.$$

La grandeur C est donc une constante universelle ; elle a, comme le montre la théorie cinétique des gaz, la valeur R/\mathcal{N} , les constantes R et \mathcal{N} ayant la même signification que ci-dessus. Si S_0 signifie l'entropie à un certain état initial d'un système considéré et W la probabilité relative d'un état d'entropie S , nous obtenons donc de manière générale :

$$S - S_0 = \frac{R}{\mathcal{N}} \lg W.$$

Nous traitons d'abord le cas particulier suivant. Dans un volume v_0 , il y a un nombre (n) de points mobiles (par exemple des molécules) sur lesquels nous devons nous baser. En plus de ceux-ci, il peut y avoir dans l'espace un nombre quelconque d'autres points mobiles de n'importe quel type. La loi selon laquelle les points considérés se déplacent dans l'espace n'est pas supposée, si ce n'est qu'aucune partie de l'espace (ni aucune direction) ne se distingue des autres par rapport à ce mouvement. Que le nombre de points mobiles considérés (en premier) soit en outre si petit que l'on puisse faire abstraction d'une action des points les uns sur les autres.

Le système considéré, qui peut être par exemple un gaz idéal ou un solvant dilué, possède une certaine entropie S_0 . Nous imaginons une partie du volume v_0 de taille v et tous les n points mobiles déplacés dans le volume v , sans que rien d'autre ne soit modifié dans le système. Cet état semble avoir une valeur d'entropie (S) différente et nous voulons maintenant déterminer la différence d'entropie à l'aide du principe de BOLTZMANN.

Nous demandons : Quelle est la probabilité du dernier état pressenti par rapport à l'état initial ? Ou : Quelle est la probabilité que tous les n points mobiles dans un volume

k. Si E est l'énergie du système, on obtient :

$$-d(E - TS) = pdv = TdS = R \frac{n}{\mathcal{N}} \frac{dv}{v};$$

donc

$$pv = R \frac{n}{\mathcal{N}} T.$$

v_0 se trouvent (au hasard) dans le volume v à un moment donné du temps pris au hasard ?

Pour cette probabilité, qui est une *probabilité statistique*, on obtient la valeur évidente :

$$W = \left(\frac{v}{v_0} \right)^n$$

en appliquant le principe de BOLTZMANN :

$$S - S_0 = R \left(\frac{n}{\mathcal{N}} \right) \lg \left(\frac{v}{v_0} \right)$$

Il est remarquable que pour déduire cette équation, à partir de laquelle la loi de BOYLE - GAY-LUSSAC et la loi de la pression osmotique de même nom peuvent être facilement déduites thermodynamiquement^k, il n'est pas nécessaire d'établir une condition préalable concernant la loi selon laquelle les molécules se déplacent.

6 Interprétation de l'expression de la dépendance de l'entropie du rayonnement monochromatique par rapport au volume selon le principe de Boltzmann

Nous avons trouvé au § 4 l'expression de la dépendance de l'entropie du rayonnement monochromatique par rapport au volume :

$$S - S_0 = \frac{E}{\beta\nu} \lg \left(\frac{v}{v_0} \right).$$

Si l'on écrit cette formule sous la forme

$$S - S_0 = \frac{R}{\mathcal{N}} \lg \left[\left(\frac{v}{v_0} \right)^{\frac{\mathcal{N}}{R} \frac{E}{\beta\nu}} \right].$$

et si on la compare à la formule générale exprimant le principe de BOLTZMANN

$$S - S_0 = \frac{R}{\mathcal{N}} \lg W,$$

on arrive à la conclusion suivante :

Si un rayonnement monochromatique de fréquence ν et d'énergie E est enfermé dans le volume v_0 (par des parois réfléchissantes), la probabilité que, à un moment donné, toute l'énergie du rayonnement se trouve dans le volume partiel v du volume v_0 est :

$$W = \left(\frac{v}{v_0} \right)^{\frac{\mathcal{N}}{R} \frac{E}{\beta\nu}}.$$

Nous en concluons que :

Le rayonnement monochromatique de faible densité (dans le domaine de validité de la formule du rayonnement de WIEN) se comporte, du point de vue de la théorie de la chaleur, comme s'il était composé de quanta d'énergie indépendants les uns des autres de la taille $\frac{R\beta\nu}{N}$.

Nous voulons encore comparer la taille moyenne des quanta d'énergie du *rayonnement noir* avec la force vive moyenne du mouvement du centre de gravité d'une molécule à la température donnée. Cette dernière est de $\frac{3}{2}\frac{R}{N}T$, alors que pour la grandeur moyenne du quantum d'énergie, on obtient la formule de WIEN :

$$\frac{\int_0^\infty \alpha\nu^3 e^{-\frac{\beta\nu}{T}} d\nu}{\int_0^\infty \frac{N}{R\beta\nu} \alpha\nu^3 e^{-\frac{\beta\nu}{T}} d\nu} = 3\frac{R}{N}T.$$

Si le rayonnement monochromatique (de densité suffisamment faible) se comporte, en ce qui concerne la dépendance de l'entropie par rapport au volume, comme un milieu discontinu composé de quanta d'énergie de taille $\frac{R\beta\nu}{N}$, il est naturel d'examiner si les lois de production et de transformation de la lumière sont également telles que si la lumière était composée de tels quanta d'énergie. C'est à cette question que nous allons nous atteler.

7 Sur la règle de Stokes

La lumière monochromatique est transformée par photoluminescence en une lumière de fréquence différente et, selon le résultat obtenu, on suppose que la lumière productrice et la lumière produite sont toutes deux constituées de quanta d'énergie de taille $\frac{R\beta\nu}{N}$, où ν signifie la fréquence concernée. Le processus de transformation s'interprète alors comme suit. Chaque quantum d'énergie générateur de fréquence ν_1 est absorbé et donne lieu – au moins si la densité de distribution des quanta d'énergie générateurs est suffisamment faible – à la création d'un quantum de lumière de fréquence ν_2 ; éventuellement, lors de l'absorption du quantum de lumière générateur, des quanta de lumière de fréquence ν_3, ν_4, \dots ainsi que de l'énergie d'un autre type (par exemple, de la chaleur) peuvent être créés simultanément. La nature des processus intermédiaires qui permettent d'obtenir ce résultat final est indifférente. Si la substance photoluminescente ne doit pas être considérée comme une source d'énergie existante, l'énergie d'un quantum d'énergie produit ne peut pas être plus grande que celle d'un quantum de lumière produit, selon le principe de l'énergie; la désignation doit donc être valable :

$$\frac{R}{N}\beta\nu_2 \leq \frac{R}{N}\beta\nu_1$$

ou

$$\nu_2 \leq \nu_1$$

C'est la bien connue règle de STOKES.

Il faut souligner qu'en cas de faible exposition, la quantité de lumière produite doit être proportionnelle à l'intensité de la lumière excitante, toutes choses égales par ailleurs, car chaque quantum d'énergie excitante provoquera un processus élémentaire du type de celui décrit ci-dessus, indépendamment de l'effet des autres quanta d'énergie excitante. En particulier, il n'y aura pas de limite inférieure à l'intensité de la lumière excitante, en dessous de laquelle la lumière serait incapable d'agir comme excitatrice de lumière.

La règle de STOKES peut être écartée dans les cas suivants, selon la conception des phénomènes présentée ci-dessus :

1. lorsque le nombre de quanta d'énergie en transformation simultanée par unité de volume est si grand qu'un quantum d'énergie de lumière produit peut recevoir son énergie de plusieurs quanta d'énergie générateurs;
2. si la lumière génératrice (ou produite) n'a pas la nature énergétique d'un *rayonnement noir* du domaine de validité de la loi de WIEN, par exemple si la lumière excitatrice est produite par un corps à une température si élevée que la loi de WIEN ne s'applique plus à la longueur d'onde en question.

Cette dernière possibilité mérite un intérêt particulier. Selon la conception développée, il n'est en effet pas exclu qu'un *rayonnement non wienien*, même très dilué, se comporte différemment, du point de vue énergétique, d'un *rayonnement noir* appartenant au domaine de validité de la loi de WIEN.

8 Sur la production de rayons cathodiques par exposition de corps solides

La conception habituelle selon laquelle l'énergie de la lumière est répartie de façon continue dans l'espace traversé rencontre des difficultés particulièrement grandes dans la tentative d'expliquer les phénomènes photoélectriques, difficultés qui sont exposées dans un travail novateur de M. LENARD^m.

Si l'on considère que la lumière excitante est constituée de quanta d'énergie de $\frac{R\beta\nu}{N}$, la production de rayons cathodiques par la lumière peut se concevoir de la manière suivante. Des quanta d'énergie pénètrent dans la couche superficielle du corps et leur énergie se transforme, au moins en partie, en énergie cinétique des électrons. L'idée la plus simple est qu'un quantum de lumière cède toute son énergie à un seul électron; nous voulons supposer que cela se produit. Il n'est cependant pas exclu que les électrons n'absorbent que partiellement l'énergie des quanta de lumière.

l. NdT : $E = \frac{R\beta\nu}{N} = h\nu$, c'est la [relation de PLANCK – EINSTEIN](#)
m. P. LENARD, Ann. d. Phys. 8. p. 169 u. 170. 1902. Annalen der Physlk. IV. Folge. 17,

Un électron doté d'énergie cinétique à l'intérieur du corps aura absorbé une partie de son énergie cinétique lorsqu'il aura atteint la surface. En outre, il faut supposer que chaque électron doit fournir un travail P (caractéristique du corps) en quittant le corps. Les électrons excités directement à la surface, normalement par rapport à celle-ci, quitteront le corps à la vitesse normale la plus élevée. L'énergie cinétique de ces électrons est

$$\frac{R}{\mathcal{N}}\beta\nu - P.$$

Si le corps est chargé au potentiel positif Π et entouré de conducteurs nuls. Si le corps est entouré de conducteurs à potentiel nul et si Π est justement capable d'associer une perte d'électricité du corps, il doit être :

$$\Pi e = \frac{R}{\mathcal{N}}\beta\nu - P,$$

où e est la masse électrique de l'électronⁿ, où

$$\Pi E = R\beta\nu - P',$$

où E est la charge d'un équivalent-gramme d'un ion monovalent et P' le potentiel de cette quantité d'électricité négative par rapport au corps^o.

Si l'on pose $E = 9,6 \times 10^3$, $\Pi \cdot 10^{-8}$ est le potentiel en volts que prend le corps lorsqu'il est irradié dans le vide.

Pour voir d'abord si la relation déduite est d'un ordre de grandeur conforme à l'expérience, nous posons $P' = 0$, $\nu = 1,03 \times 10^{15}$ Hz (correspondant à la limite du spectre solaire vers l'ultraviolet) et $\beta = 4,78 \times 10^{-11}$ K s. Nous obtenons $\Pi \cdot 10^7 = 4,3$ V, ce qui correspond en gros aux résultats de M. LENARD^p.

Si la formule déduite est correcte, Π , représentée en fonction de la fréquence de la lumière excitante en coordonnées cartésiennes, doit être une droite dont la pente est indépendante de la nature de la substance étudiée.

Les propriétés de l'effet photoélectrique observées par M. LENARD ne sont pas, à mon avis, en contradiction avec notre conception. Si chaque quantum d'énergie de la lumière excitante donne son énergie aux électrons indépendamment de tous les autres, la distribution de la vitesse des électrons, c'est-à-dire la qualité du rayonnement cathodique produit, sera indépendante de l'intensité de la lumière excitante; d'autre part, le nombre d'électrons quittant le corps sera proportionnel à l'intensité de la lumière excitante, toutes choses égales par ailleurs^q. Les limites de validité présumées des lois mentionnées ci-dessus pourraient faire l'objet de remarques similaires à celles concernant les écarts présumés par rapport à la règle de STOKES.

n. NdT : Il s'agit de la charge de l'électron

o. Si l'on suppose que l'électron individuel doit être détaché d'une molécule neutre par la lumière au prix d'un certain travail, il n'y a rien à changer à la relation déduite; seulement, P' doit alors être considéré comme la somme de deux termes.

p. P. LENARD, Ann. d. Phys. 8. p. 165 u. 184. Taf. I, Fig. 2, 1902.

q. P. LENARD, l. c. p.150 et p.166 - 168.

r. P. LENARD, Ann. d. Phys. 12. p. 469, 1903.

s. J. STARK, Die Elektrizität in Gasen p. 57. Leipzig 1902.

t. Dans les ions gazeux, la tension d'ionisation des ions négatifs est cependant cinq fois plus élevée.

Dans ce qui précède, on suppose que l'énergie d'au moins une partie des quanta d'énergie de la lumière productrice est entièrement cédée à un seul électron. Si l'on ne fait pas cette supposition évidente, on obtient l'équation suivante au lieu de l'équation ci-dessus :

$$\Pi E + P' \leq R\beta\nu.$$

Pour la luminescence cathodique, qui constitue le processus inverse de celui que nous venons de voir, on obtient par une observation analogue à celle que nous venons de faire :

$$\Pi E + P' \geq R\beta\nu.$$

Dans les substances étudiées par M. LENARD, ΠE est toujours considérablement plus grand que $R\beta\nu$, car la tension que les rayons cathodiques doivent avoir traversée pour pouvoir produire de la lumière visible est dans certains cas de quelques centaines, dans d'autres de quelques milliers de volts^r. On peut donc supposer que l'énergie cinétique d'un électron est utilisée pour produire de nombreux quanta d'énergie lumineuse.

9 Sur l'ionisation des gaz par la lumière ultraviolette.

Nous supposons que, lors de l'ionisation d'un gaz par la lumière ultraviolette, un quantum d'énergie lumineuse absorbée est utilisé pour ioniser une molécule de gaz. Il en résulte tout d'abord que le travail d'ionisation (c'est-à-dire le travail théoriquement nécessaire à l'ionisation) d'une molécule ne peut pas être supérieur à l'énergie d'un quantum d'énergie lumineuse efficace absorbé. Si l'on désigne par J le travail (théorique) d'ionisation par équivalent-gramme, il faut donc que ce soit :

$$R\beta\nu \geq J.$$

Selon les mesures de LENARD, la plus grande longueur d'onde efficace pour l'air est d'environ : 0,19 μm , donc

$$R\beta\nu = 0,64 \text{ MJ} \geq J.$$

Une limite supérieure pour le travail d'ionisation est également obtenue à partir des tensions d'ionisation dans les gaz dilués. Selon J. STARK^s, la plus petite tension d'ionisation mesurée (sur des anodes en platine) pour l'air est d'environ : 10 V^t. Il en résulte donc pour J la limite supérieure $9,6 \times 10^{12}$, qui est presque égale à celle que nous venons de trouver. Il en résulte encore une autre conséquence, dont la vérification par l'expérience me semble

d'une grande importance. Si chaque quantum d'énergie lumineuse absorbé ionise une molécule, il doit exister une relation entre la quantité de lumière absorbée L et le nombre j de molécules-grammes ionisées par cette même quantité :

$$j = \frac{L}{R\beta\nu}$$

Cette relation doit s'appliquer, si notre conception correspond à la réalité, à tout gaz qui ne présente pas d'absorption notable non accompagnée d'ionisation (à la fréquence concernée).

Bern, le 17 Mars 1905. ^u