

ANNALES DE L'I. H. P., SECTION A

ROMAN S. INGARDEN

Notion de température et pompage optique

Annales de l'I. H. P., section A, tome 8, n° 1 (1968), p. 1-23

http://www.numdam.org/item?id=AIHPA_1968__8_1_1_0

© Gauthier-Villars, 1968, tous droits réservés.

L'accès aux archives de la revue « Annales de l'I. H. P., section A » implique l'accord avec les conditions générales d'utilisation (<http://www.numdam.org/conditions>). Toute utilisation commerciale ou impression systématique est constitutive d'une infraction pénale. Toute copie ou impression de ce fichier doit contenir la présente mention de copyright.

NUMDAM

Article numérisé dans le cadre du programme
Numérisation de documents anciens mathématiques

<http://www.numdam.org/>

Notion de température et pompage optique (*)

par

Roman S. INGARDEN

Université Nicolas Copernic, Torun, Pologne

RÉSUMÉ. — Le principal sujet de l'article est la généralisation de la notion de température et son application au problème du pompage optique. Il a été démontré que l'équilibre de Boltzmann n'est qu'un cas particulier de la notion d'équilibre thermodynamique défini par la maximalisation de l'entropie dans des conditions macroscopiques données. Suivant les divers types de conditions macroscopiques mesurées expérimentalement, on obtient des équilibres de types divers. Le pompage optique permet de réaliser des équilibres thermodynamiques éloignés de manière arbitraire de l'équilibre de Boltzmann. Les températures généralisées, et plus particulièrement les températures d'ordres divers, peuvent être utilisées pour définir ces équilibres. Ces températures font fonction de système de paramètres définissant l'équilibre. Ce ne sont cependant pas des paramètres arbitraires, puisqu'ils ont des propriétés correspondant aux propriétés bien connues de la température ordinaire.

(*) Cet article est le texte révisé et complété de la conférence faite au Centre Scientifique de l'Académie Polonaise des Sciences à Paris sous la présidence du Professeur A. Kastler, Prix Nobel de Physique 1966, le 15 mars 1967. Le chapitre VII a été ajouté au texte de la conférence à la suite des discussions que l'auteur a eues avec le Professeur Kastler et le Docteur Cohen-Tannoudji.

**I. — INTRODUCTION.
BREF HISTORIQUE
DE LA NOTION DE TEMPÉRATURE**

En 1538, Jean Canappe, futur médecin de François I^{er}, a introduit le mot « température » dans la langue française [1]. Il a pris ce mot du latin mais lui a donné un sens beaucoup plus précis, ce mot ayant en latin une signification très générale. Le mot latin « *temperatura* » vient de « *temperare* », tempérer, qui lui-même vient de « *tempus* » — le temps. Les Romains lui attribuaient le sens de ce qui est tempéré, bien équilibré ou le sens de bonnes proportions d'un mélange, par exemple, d'un alliage, d'un mélange de vin et d'eau, ou d'air ; ils l'appliquaient même au corps humain en ce qui concerne l'harmonie de sa structure. On ne saisissait pas, alors, le rapport nécessaire de ce mot avec le domaine thermique. Canappe ne s'en est pas servi non plus dans le sens thermique, mais en ce qui concerne le caractère humain, en tant que synonyme du mot « tempérament » — mot de la même origine et qu'il a également introduit dans la langue française.

C'est cette signification que le mot « température » a conservé jusqu'au xvii^e siècle, époque où le thermomètre fut inventé. Le mot fut cette fois utilisé pour définir le degré de chaleur des corps. Au cours des xviii^e et xix^e siècles, cette nouvelle définition a remplacé l'ancienne et le mot « température » est utilisé aujourd'hui uniquement dans ce sens.

Comme on le voit, il a été nécessaire que le thermomètre soit inventé pour que la notion moderne de température se précise dans les esprits.

L'homme perçoit, dans une certaine mesure, la température au moyen de ses sens, mais exclusivement par rapport à sa propre température, et c'est pourquoi elle est perçue sous la forme de deux qualités différentes : le chaud et le froid. Aussi, chaque langue dispose-t-elle, depuis les temps les plus reculés de deux mots différents : « chaud » et « froid », « *warm* » et « *cold* », etc. C'est seulement le moyen objectif de connaissance qu'est le thermomètre qui a permis d'éliminer cette double conception à caractère subjectif.

J'ai souligné ici ces détails historiques, peut-être sans importance majeure pour des physiciens d'aujourd'hui, mais comme nous le verrons plus loin, ils ne sont pas dépourvus d'intérêt lorsqu'on traite de l'évolution de la notion de température.

II. — DÉFINITION MODERNE DE TEMPÉRATURE

En physique moderne, on définit la température (absolue) T au moyen de la formule :

$$\frac{1}{kT} = \frac{\partial S}{\partial U}, \quad (1)$$

où k est la constante de Boltzmann, S est l'entropie d'un corps donné en équilibre thermodynamique, et U est son énergie interne. On conçoit ainsi l'équilibre thermodynamique comme un état macroscopique de corps (de système, comme nous l'appellerons par la suite), où l'entropie prend la valeur maximale dans les conditions macroscopiques données.

Essayons de préciser cela davantage. Déterminons un état microscopique quelconque du système (dans ce cas un état énergétique) par i , symbole qui peut représenter un nombre quelconque d'indices discrets ou continus (dans ce dernier cas il faut considérer les sommes comme des intégrales) et la probabilité de cet état par p_i . Nous entendons par état macroscopique l'ensemble (dans le sens de Gibbs) de tous les états microscopiques i se manifestant avec les probabilités p_i .

Nous pouvons alors définir l'entropie du système par la formule de Boltzmann

$$S = -k \sum_i p_i \log p_i. \quad (2)$$

Il est évident que les probabilités satisfont aux conditions suivantes :

$$(a) \quad p_i > 0 \text{ pour chaque } i; \quad (b) \quad \sum_i p_i = 1. \quad (3)$$

Conformément à la tendance actuelle du calcul des probabilités [2], nous utilisons l'inégalité stricte dans la condition (3a). En admettant que le système, en tant que totalité, soit en repos, son énergie interne étant une grandeur macroscopique, est égale à l'énergie totale moyenne du système, donc :

$$U = \sum_i p_i E_i, \quad (4)$$

où E_i est l'énergie totale de l'état i . Nous admettons que les énergies E_i sont connues en fonction des paramètres externes, également connus, comme, par exemple, le volume du système, les champs extérieurs, etc. Les conditions macroscopiques sont donc caractérisées par des valeurs données de U et de E_i . Correspondant à ces valeurs, cherchons la valeur maximum de la fonction S donnée en (2) des variables p_i , satisfaisant aux conditions auxiliaires (3) et (4); nous obtenons la formule de Boltzmann-Gibbs de la répartition dite canonique :

$$p_i = Z^{-1} e^{-\beta E_i}, \quad Z(\beta) = \sum_i e^{-\beta E_i}, \quad (5)$$

$Z(\beta)$ est la fonction de partition, ou somme statistique; et β est un facteur indéterminé de Lagrange lié à la condition (4). On peut le déterminer comme une fonction de U au moyen de la formule

$$U = - \frac{\partial}{\partial \beta} \log Z(\beta). \quad (6)$$

La valeur maximale de S , tout comme les p_i est fonction de β et, par conséquent de U . En différenciant cette fonction par rapport à U , nous obtenons, comme on peut le démontrer aisément à l'aide de (5),

$$\beta = \frac{\partial S}{\partial U} = \frac{1}{kT}. \quad (7)$$

La répartition de Boltzmann (5) devient donc une fonction de la température T définie d'après (1), qui la détermine entièrement (avec les énergies E_i). Si le nombre des états i est fini, comme c'est le cas pour les systèmes de spin, la température (appelée alors température de spin) peut avoir des valeurs tant positives que négatives, mais elle ne peut jamais être égale à zéro, qui est exclu par l'inégalité stricte (3 a).

$$-\infty \leq T < 0 \quad , \quad 0 < T \leq +\infty. \quad (8)$$

Cependant, si le nombre des états i était infini, les températures négatives conduiraient à la divergence de la fonction de partition $Z(\beta)$, ce qui rendrait impossible toute la théorie. La condition pour Z de rester fini, ou condition dite de régularité thermodynamique peut également pour certaines valeurs des E_i imposer une limite supérieure à la température :

$$0 < T \leq T_{\max} \leq +\infty, \quad (9)$$

voir [3]. Si $T_{\max} = 0$, la thermodynamique n'est plus possible, les états

d'équilibre n'existent plus. On a tenu compte du fait que dans les systèmes à nombre infini d'états les valeurs de l'énergie E_i sont bornées par une limite inférieure mais non bornées vers le haut. Le fait que la température ne puisse atteindre zéro est le contenu même du principe de Nernst.

En raison des généralisations ultérieures de caractère quantique, nous écrirons ces équations sous une forme équivalente, mais explicitement quantique, à l'aide de l'opérateur de densité ρ .

Nous obtenons :

$$S = -k \operatorname{Tr} (\rho \log \rho), \quad (2')$$

$$(a) \rho = \rho^\dagger, \quad (b) \rho > 0, \quad (c) \operatorname{Tr} \rho = 1, \quad (3')$$

où (3' b) signifie le caractère positif de l'opérateur ρ (c'est-à-dire $\langle x | \rho | x \rangle > 0$ pour tout vecteur $|x\rangle$). Ensuite,

$$U = \operatorname{Tr} (\rho H), \quad (4')$$

où H est le Hamiltonien du système. Enfin,

$$\rho = Z^{-1} e^{-\beta H}, \quad Z(\beta) = \operatorname{Tr} (e^{-\beta H}). \quad (5')$$

Les autres formules gardent leur forme.

III. — GÉNÉRALISATION DE LA NOTION DE TEMPÉRATURE

On voit, dans la formulation ci-dessus ce qui est particulier, et peut donc être généralisé, c'est la condition auxiliaire (4'). C'est dans cette condition seulement que l'on introduit une grandeur statistique (macroscopique), à savoir l'énergie interne, dont la valeur est mesurée expérimentalement. (Les autres grandeurs comme le volume, les champs extérieurs, etc. et en conséquence, les énergies E_i ou le Hamiltonien H, étaient traitées ci-dessus non pas statistiquement mais dynamiquement. Les traiter également de manière statistique, conduirait à une théorie beaucoup plus complexe, dont nous parlerons plus loin).

Il faudrait donc généraliser la condition (4') en un plus grand nombre de conditions

$$U_k = \operatorname{Tr} (\rho A_k) \quad (k = 0, 1, \dots, n), \quad (10)$$

où les A_k sont des observables arbitraires. Si les A_k sont des opérateurs indépendants (c'est-à-dire, si les uns ne sont pas fonction des autres) et

commutants, nous obtenons le cas, que l'on étudie depuis longtemps dans les problèmes de physique et de chimie et qui était également formulé parfois d'une façon abstraite, plus ou moins explicite, voir par exemple [4]. Ainsi dans les problèmes de thermodynamique chimique, on considère les observables suivantes

$$A_0 = H, \quad A_k = N_k \quad (k = 1, \dots, n), \quad (11)$$

où H est le Hamiltonien du système et N_k sont les opérateurs représentant les quantités de particules du k -ième type qui peuvent en général interagir chimiquement. En raisonnant de manière analogue, nous obtenons alors comme auparavant à la place de (5') une grande répartition canonique :

$$p(i, i_1, \dots, i_n) = Z^{-1} \exp \left[-\beta E_i - \sum_k \mu_k N_k(i_k) \right], \quad (12)$$

$$Z = Z(\beta, \mu_1, \dots, \mu_n) = \sum_{i, \{i_k\}} \exp \left[-\beta E_i - \sum_k \mu_k N_k(i_k) \right], \quad (13)$$

où $N_k(i_k) = 0, 1, 2, \dots$, sont les valeurs propres des opérateurs N_k et les μ_k sont appelés potentiels chimiques (on entend souvent par potentiel chimique notre μ_k divisé par β). Au lieu de la formule (6) nous avons maintenant :

$$U = -\frac{\partial}{\partial \beta} \log Z(\beta, \mu_1, \dots, \mu_n), \quad \bar{N}_k = -\frac{\partial}{\partial \mu_k} \log Z(\beta, \mu_1, \dots, \mu_n), \quad (14)$$

où \bar{N}_k signifie la valeur moyenne de l'opérateur N_k et au lieu de (7)

$$\beta = \frac{\partial S}{\partial U}, \quad \mu_k = \frac{\partial S}{\partial \bar{N}_k} \quad (k = 1, \dots, n). \quad (15)$$

Un autre exemple est fourni par la théorie des plasmas (ou de certains systèmes magnétiques) où

$$A_0 = H, \quad A_k = H_k \quad (k = 1, \dots, n), \quad H = \sum_k H_k. \quad (16)$$

Ici les H_k signifient les Hamiltoniens des sous-systèmes du système dont le Hamiltonien est H , ces sous-systèmes n'interagissent pratiquement pas. On peut alors introduire comme ci-dessus des températures pour chacun des sous-systèmes correspondant aux valeurs moyennes des opérateurs H_k . Il est évident qu'en ajoutant des conditions auxiliaires

$$U_k = \text{Tr}(\rho H_k) \quad (k = 1, \dots, n) \quad (17)$$

à la condition (4') on diminue en général la valeur maximale de l'entropie, et un physicien dira que l'état macroscopique ainsi obtenu n'est pas un état d'équilibre. Cependant, ce n'est qu'un malentendu, ceci étant aussi un état d'équilibre d'après notre définition, mais pour d'autres conditions auxiliaires déterminées par des mesures macroscopiques (c'est-à-dire pour d'autres conditions macroscopiques). L'état de Boltzmann (5') ne donne d'ailleurs pas, non plus, le maximum absolu d'entropie ; celui-ci n'est atteint que sans la condition (4') ; et c'est, pour les systèmes pouvant avoir W états microscopiques :

$$S = k \log W \quad \text{pour la répartition} \quad p_i = \frac{1}{W} \quad (i = 1, \dots, W) \quad (18)$$

(L'état (18), pour les systèmes dont la quantité d'états est finie, comme par exemple des systèmes de spin, peut être obtenu à partir de (5') lorsque $\beta = 0$ c'est-à-dire $T = \infty$. Alors U est la moyenne arithmétique des E_i).

Cependant, la condition d'indépendance et de commutabilité des opérateurs (10) n'est pas indispensable pour pouvoir appliquer cette méthode de recherche des équilibres thermodynamiques. En particulier, lorsque par exemple l'observable H est donnée, on peut poser dans (10)

$$A_k = H^k \quad (k = 1, \dots, n). \quad (19)$$

On obtient alors l'état d'équilibre [5]

$$\rho = Z^{-1} \exp\left(-\sum_k \beta_k H^k\right),$$

$$Z = Z(\beta_1, \dots, \beta_n) = \text{Tr} \exp\left(-\sum_k \beta_k H^k\right), \quad (20)$$

où l'on peut appeler les β_k *températures inverses d'ordre k* par rapport à H . On peut aussi introduire des « *températures de corrélations* », notamment pour deux observables (ou plus) qui ne commutent pas nécessairement, par exemple P et Q . On peut mesurer les valeurs moyennes des opérateurs

$$A_{kl}^{\pm} = \frac{1}{2} (P^k Q^l \pm Q^l P^k). \quad (21)$$

Nous obtenons alors [6]

$$\beta_{kl}^{\pm} = \frac{\partial S}{\partial U_{kl}^{\pm}}, \quad U_{kl}^{\pm} = \text{Tr}(\rho A_{kl}). \quad (22)$$

Les moyennes U_{kl}^{\pm} sont évidemment formées sur l'ensemble correspondant de Gibbs, et non pas sur un seul exemplaire choisi du système, ce qui explique pourquoi notre méthode reste valable même lorsque les observables ne commutent pas. Sa validité est limitée uniquement par la convergence des sommes statistiques correspondantes (13) (20), etc. ; c'est ce qui détermine le domaine des variations permises pour les températures généralisées de types et d'ordres divers lorsque la quantité des états microscopiques est infinie. Si la quantité des états microscopiques est finie et vaut W , il est clair que la quantité des conditions auxiliaires indépendantes (10) ne peut pas dépasser W , car on obtiendrait alors une contradiction. Pour $n + 2 = W$, il résulte des conditions auxiliaires (10) et (3') un état macroscopique, et maximaliser l'entropie ne donne rien de nouveau, car sa valeur est déjà déterminée. En général, quand on ajoute des conditions, c'est-à-dire qu'on effectue des nouvelles mesures sur l'ensemble, la valeur de l'entropie diminue de la valeur (18) à la valeur S_0 , qui correspond à l'entropie de la « vraie » répartition. La répartition change alors de (18) à la répartition vraie. Les répartitions d'équilibre ne sont donc que des estimations de plus en plus précises de la répartition vraie. Elles se caractérisent par le fait qu'elles n'utilisent comme informations que celles de la mesure ; elles sont donc le plus symétrique par rapport aux vraies répartitions possibles, qui ne sont généralement pas connues.

S'il apparaît dans la pratique qu'en effectuant de nouvelles mesures macroscopiques la valeur de l'entropie et la forme de la répartition changent peu, cela signifie que nous approchons de la répartition vraie. Nous obtiendrons le critère expérimental le plus direct de la valeur de cette évaluation en calculant des moments statistiques plus élevés, non mesurés, de l'observable en question (ou bien les moyennes pour d'autres observables) et en les comparant avec leurs valeurs expérimentales. Par exemple, pour la répartition de Boltzmann (5') le second moment statistique de l'énergie peut être calculé à l'aide de la formule, voir [7],

$$U_2^{\text{théor}} = - \frac{\partial^2}{\partial \beta^2} \log Z(\beta). \quad (23)$$

Lorsque cette valeur théorique calculée diffère moins de la valeur expérimentale que l'erreur de la mesure, on peut alors seulement considérer la répartition obtenue comme satisfaisante pour l'exactitude des mesures données. Il semble qu'un tel contrôle expérimental n'a même pas été proposé jusqu'à présent, les physiciens étant fermement convaincus de l'universalité de l'équilibre de Boltzmann-Gibbs, et chaque écart étant considéré automatiquement comme un manque d'équilibre. Il ressort de notre

présentation que la répartition canonique ne se distingue en rien d'essentiel des autres équilibres excepté par sa simplicité (car elle ne contient qu'un paramètre). Et encore ne tient-on pas compte de la répartition la plus simple, celle qui ne contient aucun paramètre (18), et qui n'est utilisée que dans les systèmes du type de spin (à quantité finie d'états microscopiques). Gibbs se rendait lui-même très bien compte de cette situation en distinguant la répartition canonique uniquement parce qu'elle « semble représenter le cas le plus simple que l'on puisse imaginer » (« seems to represent the most simple case conceivable », [8], p. 83). Mais il ne fut pas suivi dans ce sens par ses disciples.

IV. — LES CUMULANTES ET LES TEMPÉRATURES INTENSIVES

L'exemple ci-dessus (16) pose le problème des températures dites intensives. Dans ce problème nous avons $n + 1$ températures : la température de tout le système T_0 et les températures $T_k (k = 1, \dots, n)$ des sous-systèmes. Or, si

$$T_0 = T_1 = \dots = T_n, \quad (24)$$

ce qui n'est pas toujours vrai, tandis que

$$U_0 = \sum_k U_k \quad (25)$$

est toujours vrai, voir (16), l'équilibre boltzmannien par rapport à H est simultanément un équilibre généralisé par rapport à toutes les conditions (10) et inversement. Les grandeurs qui se comportent conformément à (24) en cas de division du système en sous-systèmes indépendants, sont appelées *grandeurs intensives* : et les grandeurs qui se comportent en ce cas conformément à (25) — *grandeurs extensives*. En raison de l'indépendance de ces sous-systèmes, nous pouvons déterminer pour eux des répartitions (matrices-densité), telles que

$$\rho = \rho_1 \times \rho_2 \times \dots \times \rho_n, \quad (26)$$

où \times signifie le produit simple des matrices (des opérateurs), et définir leurs entropies

$$S_j = -k \operatorname{Tr} (\rho_j \log \rho_j) \quad (j = 1, \dots, n). \quad (27)$$

De (26) résulte, que

$$S = \sum_j S_j, \quad (28)$$

c'est-à-dire que l'entropie est aussi une grandeur extensive (additive). La démonstration du fait que la température est une grandeur intensive résulte justement de (28) et de (25). Nous avons notamment :

$$\beta_0 = \frac{1}{kT_0} = \frac{\partial S}{\partial U_0} = \frac{\partial \sum_l S_l}{\partial U_j} \cdot \frac{\partial U_j}{\partial U_0} = \frac{\partial S_j}{\partial U_j} = \beta_j = \frac{1}{T_j} \quad (j = 1, \dots, n). \quad (29)$$

Le raisonnement ci-dessus ne peut être effectuée que si les moyennes considérées sont additives (extensives) comme dans (25). Les moments statistiques d'ordre supérieur n'ont pas généralement cette propriété. Il existe cependant un genre de moments statistiques qui possèdent la propriété d'additivité dans un ordre arbitraire. Ce sont les *cumulantes* K_s [9], que l'on peut définir au moyen de la fonction caractéristique :

$$\phi_H(t) = \text{Tr}(\rho e^{iHt}) = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{U_k}{k!} (it)^k = \exp \sum_{s=1}^{\infty} \frac{K_s}{s!} (it)^s \quad (30)$$

et de façon analogue pour un plus grand nombre d'observables (au lieu d'un paramètre réel t , nous avons alors plusieurs paramètres réels, t, u, v, \dots). En divisant le système en sous-systèmes indépendants dont les opérateurs densité sont ρ_k (26) et les observables H_k (16), nous avons

$$K_s = \sum_k K_s^{(k)} \quad (s = 1, 2, \dots), \quad (31)$$

où l'indice supérieur correspond au k -ième sous-système. En définissant donc les *températures cumulatives*

$$\gamma_s = \frac{\partial S}{\partial K_s} \quad , \quad \gamma_s^{(k)} = \frac{\partial S_k}{\partial K_s^{(k)}} \quad (s = 1, 2, \dots; \quad k = 1, \dots, n) \quad (32)$$

nous obtenons, par un raisonnement analogue à (29)

$$\gamma_s = \gamma_s^{(1)} = \dots = \gamma_s^{(n)} \quad (s = 1, 2, \dots), \quad (33)$$

autrement dit le caractère intensif des températures cumulatives d'ordre arbitraire. C'est pourquoi nous pouvons appeler ce genre de températures — *températures intensives*. Jusqu'au 3^e ordre compris, elles sont les mêmes

que les températures calculées par rapport aux moments centraux (fluctuations) de l'observable donnée.

L'égalisation des températures cumulatives ou intensives dans un équilibre, que l'on peut appeler *équilibre global* d'ordre arbitraire, est un critère très simple de cet équilibre. Les autres températures d'ordres plus élevés par rapport à la même grandeur, par exemple l'énergie (comme les températures par rapport aux moments initiaux, centraux, etc.) ne s'égalisent généralement pas dans l'équilibre global, mais elles sont liées par des relations déterminées qui dépendent des valeurs des moments. Ces relations peuvent être calculées aisément à partir des équations (33) à l'aide des formules transformant les moments les uns en les autres.

D'autre part, la relation simple entre l'état d'équilibre (20) et les températures β_k qui est une généralisation immédiate de la formule de Boltzmann-Gibbs (5'), devient plus complexe pour les températures intensives γ_s d'ordre élevé.

Ainsi, les propriétés simples de la température habituelle, subissent d'une certaine manière une décomposition dans les ordres supérieurs, ce qui est naturel en raison de la plus grande variété des types de températures.

En ce qui concerne le problème de l'égalisation des températures intensives d'ordre arbitraire dans l'équilibre global, on peut se demander combien de temps exige la réalisation de ce processus. On sait par exemple qu'en ce qui concerne les plasmas ou certains systèmes magnétiques, ce temps appelé alors *temps de relaxation*, est souvent si long qu'il est pratiquement inaccessible ; ceci nous oblige à utiliser des températures différentes pour les sous-systèmes, par exemple la température électronique, ou ionique, etc. Or, nous ne pouvons pas calculer les temps de relaxation dans le cadre de la théorie envisagée, que l'on pourrait appeler *thermodynamique inférieure*. Cette théorie considère au départ les valeurs propres des observables, donc également des champs externes, des volumes, et autres paramètres externes, comme des grandeurs parfaitement connues ; et les considère donc de manière dynamique. Nous avons alors uniquement une statistique des états, l'entropie est constante par rapport au temps, et les autres grandeurs macroscopiques (moyennes des observables) sont également constantes dans le temps (pour toutes les constantes du mouvement) ou subissent des oscillations périodiques très rapides (pour les grandeurs qui ne commutent pas avec le Hamiltonien du système). Pour avoir la possibilité de calculer les temps de relaxation et la croissance de l'entropie, il est nécessaire de passer à la *thermodynamique supérieure*, ou théorie des processus stochastiques, dans laquelle les observables à

savoir les forces agissantes, les champs externes, les énergies, etc. sont aussi traités statistiquement. Cette théorie est beaucoup plus complexe et pas encore tout à fait élaborée dans le cas général ; nous ne l'étudierons donc pas ici en détail.

V. — LES TEMPÉRATURES DU POMPAGE OPTIQUE

Nous sommes arrivés au point, où l'on peut se demander si la généralisation précédemment exposée trouve une application pratique. L'histoire des sciences nous apprend que le développement des notions abstraites dépend des possibilités de leur application pratique.

La découverte du thermomètre autrefois a permis de restreindre et préciser la notion de température ; existe-t-il aujourd'hui une découverte qui nous oblige au contraire à élargir cette notion ?

Oui, c'est la découverte de la méthode de pompage optique mise au point par Kastler en 1950 [10]. Son collaborateur Brossel a défini ainsi cette méthode : « Il s'agit d'une méthode permettant d'obtenir, en régime stationnaire, un état où la répartition des populations d'une série de sous-niveaux atomiques (de l'état fondamental) est très éloignée de la répartition boltzmannienne » [11], p. 189. Brossel précise aussi plus loin : « La technique utilise un cycle comportant l'absorption de lumière de résonance optique suivie d'une réémission sous l'effet de l'émission spontanée ».

Ajoutons que, si la probabilité d'occupation (population) d'un niveau supérieur est plus grande que celle d'un niveau inférieur, on se trouve dans les conditions requises pour observer l'émission de rayonnement stimulé. Il en résulte que la méthode du pompage optique est la base du fonctionnement des lasers et des masers, dispositifs qui, aujourd'hui, révolutionnent la technique, et qui, demain, peuvent devenir les moyens de grands changements de notre civilisation.

Nous sommes trop limités pour pouvoir présenter dans cet exposé avec plus de détails la théorie du pompage optique, des lasers et des masers [11], [12], [13], [14], [15]. Les phénomènes essentiels, grâce auxquels on obtient un équilibre stationnaire, ont un caractère non linéaire, ce qui entraîne une grande complexité mathématique. Nous nous limiterons donc à étudier deux sous-systèmes séparés et simplifiés. Le premier est un système atomique à l'état « pompé », nous en simplifions la structure en le réduisant à un système de spin dont le spin est $s\left(=\frac{1}{2}, 1, \frac{3}{2}, \dots\right)$ nous

négligeons donc tous ses niveaux énergétiques excepté le multiplet Zeeman de base ; le second système est le champ électromagnétique, dans lequel se produit le processus du pompage stationnaire ; et nous limiterons la discussion de ce système à un seul mode dans la cavité de résonance. Avec toutes ces simplifications, nous risquons de négliger certaines propriétés quantitatives de ce processus importantes tant au point de vue théorique que pratique, qui de toute manière ne pourraient être traitées dans le cadre de notre « thermodynamique inférieure ». Nous obtiendrons, malgré tout, une grande ressemblance qualitative entre les états réels d'équilibre observés et ceux de notre théorie.

Le système atomique de spin s (il s'agit le plus souvent d'un ion paramagnétique) possède, dans le champ magnétique externe $2s + 1$ niveaux énergétiques, dont les distances respectives sont égales. En raison de la condition de normalisation des probabilités (3 b), la répartition la plus générale définie sur ces niveaux dépend de $2s$ paramètres réels. On peut constater aisément [6] qu'une telle répartition peut être représentée à l'aide de $2s$ températures inverses d'ordres supérieurs β_k (certaines d'entre elles, et parfois toutes, peuvent disparaître). Il est commode, pour la symétrie des formules, d'introduire un $(2s + 1)$ ième paramètre dépendant des précédents

$$\beta_0 = \log Z(\beta_1, \dots, \beta_{2s}). \tag{34}$$

En désignant $\hbar\omega$ l'écart Zeeman, nous obtenons

$$p_i = \exp\left(-\sum_{k=0}^{2s} \beta_k ((i-1)\hbar\omega)^k\right), \quad \beta_k = -\sum_{i=1}^{2s+1} F_{ki} \log p_i, \tag{35}$$

où (F_{ki}) est la matrice inverse de la matrice non singulière correspondant au déterminant de Vandermonde suivant :

$$\begin{vmatrix} 1, & 0 & , & 0 & , \dots, & 0 \\ 1, & \hbar\omega & , & (\hbar\omega)^2, \dots, & (\hbar\omega)^{2s} \\ 1, & 2\hbar\omega & , & (2\hbar\omega)^2, \dots, & (2\hbar\omega)^{2s} \\ \dots\dots\dots \\ \dots\dots\dots \\ 1, & 2s\hbar\omega & , & (2s\hbar\omega)^2, \dots, & (2s\hbar\omega)^{2s} \end{vmatrix} = 1!2! \dots (2s)! (\hbar\omega)^{s(2s+1)} \neq 0. \tag{36}$$

Toutes les températures généralisées β_k , peuvent adopter des valeurs positives ou négatives. Lorsque $s = \frac{1}{2}$, nous n'avons qu'une température

possible, qui correspond alors à la température de spin. Pour $s > \frac{1}{2}$, peut se présenter, outre l'habituelle température de spin, des températures de spin d'ordres supérieurs. Plus ces températures sont nombreuses, plus l'entropie du système est basse, correspondant au fait qu'il s'ordonne suivant l'information ainsi obtenue. C'est le pompage optique qui ordonne ce système de spin, et l'information obtenue provient du rayonnement sortant.

Pour la discussion du second sous-système, le champ électromagnétique, nous nous fonderons sur les résultats de Louisell et ses collaborateurs, de 1961 [16], voir aussi [17], p. 245. Ces auteurs, bien que ne connaissant pas la méthode générale présentée ci-dessus, ont, en fait, raisonné dans le même sens. La méconnaissance de la notion générale de la température, leur a seulement rendue plus difficile la discussion des résultats obtenus, car ils ont tenté de les interpréter à l'aide d'une température unique appelée température effective (ils n'admettaient pas la possibilité d'existence d'un plus grand nombre de températures).

Comme nous l'avons annoncé, nous n'envisagerons qu'un mode de fréquence ω de la cavité de résonance. En utilisant les opérateurs non hermétiques bien connus de création a^+ et d'annihilation a , satisfaisant à la relation

$$[a, a^+] = 1, \quad (37)$$

ou les opérateurs hermétiques de « localisation » q et d' « impulsion » p

$$q = \sqrt{\frac{\hbar}{2\omega}}(a^+ + a) \quad , \quad p = i\sqrt{\frac{\hbar\omega}{2}}(a^+ - a) \quad (38)$$

satisfaisant à la relation de commutation

$$[q, p] = i\hbar, \quad (39)$$

nous obtenons la forme oscillatoire du Hamiltonien du champ

$$H = \frac{\hbar\omega}{2}(aa^+ + a^+a) = \hbar\omega\left(a^+a + \frac{1}{2}\right) = \frac{1}{2}(p^2 + \omega^2 q^2). \quad (40)$$

Les opérateurs p et q ont une interprétation physique simple car ils sont liés, dans l'image de Heisenberg, aux opérateurs des champs électrique \vec{E} et magnétique \vec{B} dans la cavité de la manière suivante :

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = -\frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0}} p(t)\vec{u}(\vec{r}) \quad ; \quad \vec{B}(\vec{r}, t) = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0}} q(t)[\vec{\nabla} \times \vec{u}(\vec{r})], \quad (41)$$

où $\vec{u}(\vec{r})$ est la fonction propre spatiale du mode, et ε_0 est la perméabilité diélectrique du vide. En raison de (41), la détermination du signal électromagnétique macroscopique dans la cavité se résume à la détermination des valeurs moyennes pour les observables p et q (le signal vient du pompage optique stationnaire dans notre modèle). Nous avons donc le problème de chercher le maximum de l'entropie (2') avec des conditions auxiliaires (3') et (4') et

$$S_e = \text{Tr}(\rho p) \quad , \quad S_m = \text{Tr}(\rho q), \quad (42)$$

où S_e signifie le signal électrique moyen, S_m le signal magnétique moyen, deux paramètres caractérisant le pompage optique. La solution du problème a la forme

$$\rho = \frac{\exp(-\beta H - \lambda_e p - \lambda_m q)}{\text{Tr}(\exp(-\beta H - \lambda_e p - \lambda_m q))}. \quad (43)$$

En déterminant les constantes de températures $\beta = (kT)^{-1}$, λ_e et λ_m , d'après Louisell [17], p. 246-247, nous obtenons finalement

$$U = \frac{1}{2}(S_e^2 + \omega^2 S_m^2) + \frac{\hbar\omega}{2} \coth \frac{\hbar\omega}{2kT}, \quad (44)$$

$$\lambda_e = -\frac{S_e}{kT} \quad , \quad \lambda_m = -\frac{\omega^2 S_m^2}{kT}. \quad (45)$$

L'équation (44) est transcendante et exige en général une solution numérique ou graphique. Cependant, pour des températures T suffisamment grandes, c'est-à-dire lorsque

$$T \gg \frac{\hbar}{2k} \quad (46)$$

nous pouvons nous servir du développement

$$\coth x = \frac{1}{x} + \left(\frac{x}{3} - \frac{x^3}{45} + \frac{2x^5}{945} - \dots \right) \quad (47)$$

(valide pour $|x| < \pi$ excepté $x = 0$) et négliger les termes entre parenthèses comme insignifiants par rapport au premier. Nous obtenons alors la simple relation

$$U = \frac{1}{2}(S_e^2 + \omega^2 S_m^2) + kT \quad (48)$$

qui exprime la loi macroscopique de la conservation de l'énergie : l'énergie

totale du champ est égale à l'énergie du signal plus l'énergie des vibrations thermiques du champ (l'énergie du bruit quantique). En substituant ces résultats dans (43) nous obtenons la forme de l'opérateur densité de l'état d'équilibre qui est essentiellement différente de la forme boltzmanienne (5')

$$\rho = Z^{-1} \exp \left(- \frac{H - S_e p - \omega^2 S_m q}{U - \frac{1}{2}(S_e^2 + \omega^2 S_m^2)} \right);$$

$$Z = \text{Tr} \exp \left(- \frac{H - S_e p - \omega^2 S_m q}{U - \frac{1}{2}(S_e^2 + \omega^2 S_m^2)} \right). \quad (49)$$

C'est seulement dans un cas particulier lorsque les champs extérieurs disparaissent ou sont exactement harmoniques, c'est-à-dire :

$$S_e = S_m = 0 \quad (50)$$

que nous obtenons le type boltzmannien de l'état d'équilibre et $U = kT$.

Dans le cas général, la température énergétique est diminuée de la valeur que l'on pourrait appeler « la température du signal »

$$T_s = \frac{1}{2k}(S_e^2 + \omega^2 S_m^2). \quad (51)$$

Louisell appelle la température T , température effective, et la grandeur

$$T_k = \frac{U}{k} \quad (52)$$

température du bain thermique. Nous avons donc :

$$T = T_k - T_s \quad (53)$$

L'introduction du signal (du pompage optique) abaisse donc la température énergétique du champ, ce qui confirme indirectement l'idée que l'entropie n'est qu'une mesure de l'information. Cette idée a déjà été exprimée par Boltzmann affirmant que l'entropie est la mesure de l'information perdue et ensuite développée par Szilard [18], Shannon [19], Jaynes [4], Brillouin [20] et d'autres [21].

En plus de la température énergétique T il y a aussi deux autres températures, que nous pouvons appeler les températures électrique et magnétique

$$T_e = \frac{T}{S_e}, \quad T_m = \frac{T}{\omega^2 S_m} \quad (54)$$

et qui caractérisent thermodynamiquement le pompage optique, voir (45) et (49). Toutes les températures, T , T_e et T_m , sont du premier ordre.

En général, le champ électromagnétique peut être décrit non pas à l'aide d'une quantité finie de constantes de température, mais à l'aide d'une quantité finie de fonctions de température [22]. Ce sont en général des fonctions multi-ponctuelles de l'espace-temps, de l'espace énergie-impulsion ou d'une autre représentation quadridimensionnelle. Elles décrivent le degré de cohérence partielle du champ par une méthode statistique analogue à la thermodynamique statistique habituelle, mais généralisée suivant les idées présentées ci-dessus.

VI. — THERMOMÈTRES POUR MESURER LES TEMPÉRATURES GÉNÉRALISÉES

Il conviendrait encore d'analyser ici, ne serait-ce que brièvement les moyens de mesurer les températures généralisées. C'est là un problème très vaste et sa solution dépend du domaine des observables auxquelles il s'applique. Nous avons indiqué précédemment la méthode mathématique qui permet de calculer les valeurs des températures en partant des valeurs moyennes des observables. Il s'agit maintenant de savoir si ces températures peuvent aussi être mesurées directement, de même avec la température habituelle à l'aide d'un thermomètre. Il s'agit donc de la construction de thermomètres, pour des températures généralisées.

En ce qui concerne les températures énergétiques d'ordres élevés, nous pouvons considérer les lasers ou les masers travaillant sur une substance ayant des niveaux énergétiques appropriés comme des thermomètres pour les mesurer. Un laser de n -niveaux, c'est-à-dire dont les atomes magnétiques ont le spin $s = \frac{n-1}{2}$, peut réaliser, comme nous l'avons vu, $(n-1) = 2s$ températures énergétiques d'ordres supérieurs. Nous obtenons les valeurs de ses températures en déterminant cet état d'après le mode de fonctionnement du laser. Si donc, nous considérons ce dernier problème comme résolu (nous ne l'avons pas abordé ici en raison de sa complexité) nous pouvons y ramener la mesure des températures des autres systèmes. En effet, lorsque l'interaction du système donné avec le laser est faible, un équilibre d'ordre supérieur s'établit, où comme nous l'avons vu, les températures intensives s'égalisent ; et les températures par rapport aux autres moments forment des relations connues. De même qu'un thermo-

mètre ordinaire mesure la température des autres corps au moyen de sa propre température qui se manifeste par la modification d'une autre de ses propriétés physiques (comme la hauteur de la colonne de mercure), le laser mesurerait les températures d'ordres supérieurs d'autres systèmes au moyen de ses propres températures généralisées se manifestant par sa manière de rayonner.

Des indicateurs de températures semblables sont en principe imaginables pour tous les autres cas en vertu du théorème général (33) démontré ci-dessus, que l'on pourrait appeler, en raison de son analogie avec la thermodynamique habituelle, le principe zéro de la thermodynamique généralisée.

VII. — COHÉRENCE ENTRE ÉTATS

Nous avons considéré auparavant les corrélations entre grandeurs physiques, par exemple entre les opérateurs P et Q, cf. (21) et (22). En mesurant les moments statistiques U_{ki}^{\pm} (22), ou, de préférence, les cumulants correspondants K_{ki}^{\pm} , nous obtenons des nombres caractérisant les corrélations statistiques existant entre ces grandeurs, ou, en d'autres termes, leur degré de cohérence mutuel. Récemment, le problème de la cohérence, dans ce sens, est devenu très important dans le cas des radiations électromagnétiques émises par un laser. La question cruciale est de savoir comment sont corrélés les faisceaux optiques émis individuellement par les atomes de la substance composant le laser, cf. [22], [24], [25].

Pour la théorie du pompage optique il est important, d'autre part, de connaître non seulement la cohérence entre grandeurs physiques, mentionnée ci-dessus, mais aussi la cohérence entre états, cf. [12], [13]. Selon Cohen-Tannoudji : « Par définition, nous appellerons *cohérence* entre les états E et E', l'élément non diagonal

$$\rho_{EE'} = \langle E | \rho | E' \rangle, \quad (55)$$

s'il existe », où ρ est l'opérateur densité, [13] Part I, A5°, cf. également [26]. Par exemple, nous pourrions considérer, comme dans [13], les états propres suivants, de l'énergie d'un atome :

$$\left. \begin{aligned} |\mu\rangle &= |\mu\omega_f\rangle & (\mu = 1, \dots, 2I + 1), \\ |m\rangle &= |E_0 + m\omega_e\rangle & (m = 1, \dots, 2F + 1), \end{aligned} \right\} \quad (56)$$

où I est le spin nucléaire de l'état fondamental de l'atome, F est le spin correspondant dans l'état excité E_0 de résonance optique, et ω_f et ω_e sont

les écarts Zeeman de la structure hyperfine de ces états. Alors « nous parlerons de *cohérence hertzienne* ($\rho_{mm'}$, $\rho_{\mu\mu'}$) par opposition à la *cohérence optique* $\rho_{m\mu}$ » [13], *loc. cit.*

Si l'opérateur densité ρ est déterminé par la méthode décrite ci-dessus, les cohérences (55) sont évidemment déterminées de manière unique dans n'importe quelle représentation donnée $E = \{|E_i\rangle\}$. L'entropie de Von Neumann (2') ne dépend pas de la représentation, mais les conditions complémentaires dépendent, elles, des grandeurs physiques et déterminent, finalement, les éléments non-diagonaux de ρ dans une représentation donnée (Autrement, nous aurions une dégénérescence de ρ et les éléments non-diagonaux correspondants seraient nuls). Cependant, la mécanique quantique permet un traitement statistique plus général pour le problème de l'équilibre généralisé.

Il peut se faire que la représentation (ou l'observable) E ne soit pas complètement déterminée par les conditions expérimentales et que nous la déterminions seulement statistiquement au moyen d'autres sortes d'entropies qui dépendent de la représentation et doivent être appelées, de ce fait, *entropies relatives* (par opposition à l'entropie de Von Neumann, S , qui peut être appelée *entropie absolue*).

A la matrice densité dans la représentation E

$$\rho_{ij}^E = \langle E_i | \rho | E_j \rangle \quad (57)$$

est reliée une matrice unitaire U_{ij}^E , résolvant le problème aux valeurs propres pour ρ et transformant la représentation E en la représentation propre de ρ ,

$$\sum_j \rho_{ij}^E U_{ij}^E = p_k U_{ik}^E \quad , \quad |p_i\rangle = \sum_j U_{ji}^E |E_j\rangle, \quad (58)$$

$$U_{ij}^E = \langle E_i | p_j \rangle, \quad (59)$$

$$\sum_k U_{ij}^E U_{jk}^{E*} = \delta_{ij} \quad , \quad \sum_k U_{ki}^E U_{kj}^{E*} = \delta_{ij}. \quad (60)$$

Nous pouvons supposer que toutes les valeurs propres p_i sont différentes, puisque, dans le cas contraire il n'y aurait pas d'éléments non diagonaux pour les sous-espaces correspondants. Dans ce cas, la correspondance entre ρ_{ij}^E et U_{ij}^E est biunivoque (à la phase près ϕ_i pour chaque vecteur $|p_i\rangle$, qui doit être fixée arbitrairement). Les relations inverses sont

$$\rho_{ij}^E = \sum_k U_{ik}^E U_{jk}^{E*} p_k \quad , \quad |E_i\rangle = \sum_j U_{ij}^{E*} |p_j\rangle. \quad (61)$$

Soit

$$p_{ij}^E = |U_{ij}^E|^2 > 0. \quad (62)$$

Dans ce cas, nous obtenons, de (60)

$$\sum_i p_{ij}^E = 1, \quad \sum_j p_{ij}^E = 1. \quad (63)$$

Également de (61) nous obtenons encore :

$$p_i^E = \rho_{ii}^E = \sum_j p_{ij}^E p_j > 0, \quad \sum_i p_i^E = \sum_{ij} p_{ij}^E p_j = \sum_j p_j = 1. \quad (64)$$

De cette manière p_i^E et p_j^E (en fixant i ou j) peuvent être considérés comme des répartitions de probabilité et nous pouvons définir leurs entropies (informations) comme

$$S^E = -k \sum_i p_i^E \log p_i^E \quad (65)$$

et

$$S_{i.}^E = -k \sum_j p_{ij}^E \log p_{ij}^E, \quad S_{.j}^E = -k \sum_i p_{ij}^E \log p_{ij}^E. \quad (66)$$

S^E peut être appelée l'entropie relative de E [3] et $S_{i.}^E$ et $S_{.j}^E$ l'entropie « détaillée » de transition entre un état donné $|E_i\rangle$ et un état quelconque $|p_j\rangle$, ou entre un état donné $|p_i\rangle$ et un état quelconque $|E_i\rangle$, respectivement. Nous pourrions introduire également, cf. par exemple [27], les entropies moyennes (ou globales) de transition de la représentation $|E\rangle$ à la représentation $p = \{|p_i\rangle\}$ (nous noterons cette transition par $+$), ou, inversement, de p à E (nous la noterons par $-$),

$$S_+^E = \sum_i p_i^E S_{i.}^E, \quad S_-^E = \sum_j p_j S_{.j}^E. \quad (67)$$

Évidemment, les entropies pour les deux directions de transition ne sont pas indépendantes, et pour la maximisation nous devons considérer les une ou les autres. L'entropie S^E satisfait aux inégalités

$$S \leq S^E \leq S_0 = k \log n, \quad (68)$$

où la première inégalité a été démontrée par Klein [28], alors que la seconde est la propriété bien connue de n'importe quelle entropie, si le nombre n des valeurs de i est fini (comme c'est le cas pour les espaces de spin, cf. (56)).

Les entropies de transition peuvent être utilisées pour l'introduction systématique de grandeurs canoniquement conjuguées comme des observables indépendantes au point de vue de l'information (« informations-fremde Grössen » [29]).

Les phases des éléments de matrice U_{ij}^E ou ρ_{ij}^E n'entrent pas dans les définitions des entropies mentionnées ci-dessus. D'autre part elles peuvent être influencées et fixées par des conditions complémentaires en maximisant ces entropies, de manière similaire au cas de ρ_{ij}^E (en maximisant S). D'une autre façon, nous pourrions aussi introduire les entropies relatives de phase,

$$S_{ij}^E = -k \int_0^{2\pi} p(\phi_{ij}^E) \log p(\phi_{ij}^E) d\phi_{ij}^E, \quad (69)$$

où $p(\phi_{ij}^E)$ est la densité de probabilité pour ces différences de phases ϕ_{ij}^E de U_{ij}^E (ou de ρ_{ij}^E) qui ont une signification physique. Bien sûr, par définition, nous avons :

$$p(\phi_{ij}^E) > 0 \quad \text{pour} \quad 0 \leq \phi_{ij}^E \leq 2\pi, \quad \int_0^{2\pi} p(\phi_{ij}^E) d\phi_{ij}^E = 1. \quad (70)$$

L'entropie S_{ij}^E peut être utilisée pour la prise de moyenne systématique sur les phases des grandeurs physiques qui peuvent être influencées par ces phases.

Si nous maximisons les entropies définies ci-dessus, pour une valeur donnée de quelque moment statistique $M(E)$ de l'observable E , nous pouvons définir les températures inverses correspondantes selon notre méthode générale,

$$\beta_{\text{rel}}^{M(E)} = \frac{\partial S^E}{\partial M(E)}, \quad \beta_{i,\text{rel}}^{M(E)} = \frac{\partial S_i^E}{\partial M(E)}, \quad \beta_{ij,\text{rel}}^{M(E)} = \frac{\partial S_{ij}^E}{\partial M(E)}. \quad (71)$$

Selon la terminologie introduite à la fin du chapitre IV, la maximisation de S et S^E appartient à la thermodynamique inférieure, alors que la maximisation de S_i^E et S_{ij}^E fait partie de la thermodynamique supérieure.

VIII. — CONCLUSIONS

Nous arrivons donc à la fin de nos considérations. Après avoir survolé cette généralisation de la notion de température, nous pouvons maintenant la confronter avec l'histoire de cette notion présentée dans notre intro-

duction. Nous avons observé que la découverte du thermomètre et son utilisation répandue ont conduit à restreindre considérablement la notion très large de température utilisée dans l'antiquité.

Nous pouvons affirmer aujourd'hui que la découverte du pompage optique et des lasers permet d'élargir au contraire la notion de température. La nouvelle dimension de cette notion est aussi vaste que l'ancienne, et, abstraction faite des détails mathématiques qui la définissent avec beaucoup plus de précision que dans l'antiquité, il faut souligner que le sens intuitif des deux notions est très proche. En effet, dans le sens précisé ci-dessus, nous pouvons parler de la température chimique du vin mélangé avec de l'eau et de la température, alors structurelle, du corps humain.

Ce que nous avons exposé ici n'épuise pas le problème. Il nous reste encore beaucoup à faire avant que nous puissions mesurer les températures généralisées aussi aisément que la température thermique habituelle. La nouvelle thermodynamique exige encore de nombreux travaux pour se développer et consolider ses bases. Jusqu'ici, les seuls cas de gaz idéaux de bosons et de fermions ont été analysés [23] et les cas plus complexes, tels la théorie thermodynamique du pompage optique, demandent à être mis au point. Il semble particulièrement important d'étudier la notion de chaleur spécifique, qui dans la nouvelle thermodynamique subit une décomposition analogue à celle de la notion de température.

Le but de notre conférence a été de poser ces problèmes devant d'éminents physiciens français dont est issue la découverte du pompage optique — importante impulsion vers des recherches dans ce domaine.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] A. DANZAT, J. DUBOIS et H. MITTERAND, *Nouveau dictionnaire étymologique et historique*, Larousse, Paris, 1964.
- [2] A. KAPPOS, *Strukturtheorie der Wahrscheinlichkeitsfelder und -räume*, Springer, Berlin, 1960.
- [3] R. S. INGARDEN et K. URBANIK, *Acta Phys. Polon.*, **21**, 1962, 281.
- [4] E. T. JAYNES, *Phys. Rev.*, **106**, 1957, 620.
- [5] R. S. INGARDEN, *Bull. Acad. Polon. Sci. Sér. math.*, **11**, 1963, 541.
- [6] R. S. INGARDEN, *Fortschr. Phys.*, **13**, 1965, 755.
- [7] E. T. JAYNES, *Brendeis Summer Institute*, 1962, vol. 3, Benjamin, New York, 1963, p. 181.
- [8] J. W. GIBBS, *Elementary Principles in Statistical Mechanics*. Dover, New York, 1960.
- [9] T. N. THIELE, *Theory of Observations*, Methuen, London, 1903.
- [10] A. KASTLER, *J. Phys. Rad.*, **11**, 1950, 255.
- [11] J. BROSSEL, *Les Houches*, 1964, Gordon and Beach, New York, 1965, p. 189.
- [12] J. P. BARRAT et C. COHEN-TANNOUDJI, *J. Phys. Rad.*, **22**, 1961, 329, 443.
- [13] C. COHEN-TANNOUDJI, *Ann. de Phys.*, **7** (13), 1962, 423.

- [14] C. COHEN-TANNOUJJI et A. KASTLER, *Progress in Optics*, **5**, 1966, 1.
- [15] H. RISKEN, *Zur Statistik des Laserlichtes*, Habilitationsschrift, Techn. Hochschule, Stuttgart, 1967.
- [16] W. H. LOUISELL, A. YARIV et A. E. SIEGMAN, *Phys. Rev.*, **124**, 1961, 1846.
- [17] W. H. LOUISELL, *Radiation and Noise in Quantum Electronics*, McGraw Hill, New York, 1964.
- [18] L. SZILARD, *Z. Phys.*, **53**, 1929, 840.
- [19] C. E. SHANNON, *Bell Syst. Techn. J.*, **27**, 1948, 379, 623.
- [20] L. BRILLOUIN, *La Science et la théorie de l'information*, Masson, Paris, 1959.
- [21] R. S. INGARDEN, *Fortschr. Phys.*, **12**, 1964, 567.
- [22] R. S. INGARDEN, Congrès optique (CI 07), Paris, 1966, Résumés des conférences et communications, p. 5.
- [23] R. S. INGARDEN et A. KOSSAKOWSKI, *Acta Phys. Polon.*, **28**, 1965, 499.
- [24] L. MANDEL et E. WOLF, *Rev. Mod. Phys.*, **37**, 1965, 231.
- [25] R. J. GLAUBER, *Les Houches*, 1964, Gordon and Beach, New York, 1965, p. 63.
- [26] C. COHEN-TANNOUJJI, *Rendiconti S. I. F.*, XVII Corso, p. 240.
- [27] A. I. KHINCHIN, *Mathematical Foundations of Information Theory*, Dover, New York, 1962.
- [28] O. KLEIN, *Z. Phys.*, **72**, 1931, 767.
- [29] F. SCHLÖGL, *Z. Phys.*, **159**, 1960, 411.

Manuscrit reçu le 12 juin 1967.
