Annales de la Fondation Louis de Broglie,
Vol. 7, n° 1, 1982

Le Champ de Zéro et l'Entropie

par M. SURDIN

Centre de Faibles Radioactivités,
Laboratoire Mixte CNRS-CEA
91190 Gif-sur-Yvette

(manuscrit reçu le 16 Juin 1980)

Résumé : *L'effet du champ de zéro sur l'entropie d'un système est considéré. On montre que dans le cas d'un oscillateur harmonique le champ de zéro a un effet "ordonnateur" qui à la limite peut conférer au système une entropie nulle.*

On sait que l'Electrodynamique Stochastique (EDS) est basée sur la physique classique enrichie d'un postulat fondamental - celui de l'existence d'un champ électromagnétique universel fluctuant au zéro absolu de température - le champ de zéro.

Appliquant à ce champ des considérations thermodynamiques, telles que celles qui ont été utilisées par Wien pour établir sa fameuse loi, on obtient la densité spectrale du champ de zéro ; dans le cas unidimensionnel on a

$$\varepsilon(\omega) = \frac{K\ \omega^3}{3\ \pi\ c^3} \qquad (1)$$

où K est une constante ayant les dimensions d'une action. L'application de l'invariance Lorentzienne au spectre du champ de zéro conduit à la même expression. Toutefois, les deux dérivations de l'éq(1) ne fournissent pas la valeur numérique de K.

On sait aussi que l'EDS a permis de retrouver de nombreux résultats quantiques, dans ces cas on identifie la constante K à $\hbar$(1).

Comme le passage de la physique classique à l'EDS est lié à l'existence du champ de zéro, il a paru intéressant d'étudier l'influence du champ de zéro sur l'entropie d'un système physique. Autrement dit, de comparer l'entropie du système dans le cadre de la physique classique à celle qu'il aurait en EDS. Accessoirement, si on choisit un système pour lequel les résultats obtenus en EDS correspondent à ceux de la MQ, un nouvel aperçu sur la MQ pourra être obtenu.

Parmi les systèmes simples possibles c'est l'oscillateur harmonique qui apparaît comme le meilleur candidat.

On sait(2) qu'en EDS les niveaux d'énergie possibles d'un oscillateur harmonique sont :

$$E_n = (n + 1/2)K\omega \quad , \quad n = 0, 1, 2, \ldots \qquad (2)$$

Si, comme le fait Schrödinger(3), on considère la
<u>*somme d'états*</u>

$$Z = \sum_{n=0}^{\infty} e^{-\beta K\omega(n + 1/2)} \quad , \text{ où } \beta = 1/kT \qquad (3)$$

on trouve

$$Z = e^{-1/2\beta K\omega} \frac{1}{1 - e^{-\beta K\omega}} \quad . \qquad (4)$$

Pour calculer l'entropie S, on utilise la relation(4)

$$S/k = \log Z - \frac{d}{d\beta} \log Z \qquad (5)$$

Or $\log Z = -1/2\ \beta K\omega - \log(1 - e^{-\beta K\omega})$

d'où le résultat, bien connu en MQ,

$$S/k = -\log(1 - e^{-K\omega/kT}) + \frac{K\omega/kT}{e^{K\omega/kT} - 1} \qquad (6)$$

On vérifie que le théorème de Nernst - l'entropie d'un système au zéro absolu est nulle - est satisfait. On note aussi que si on fait $K\omega >> kT$ l'entropie tend vers zéro. La conclusion s'impose, à savoir : si l'effet de température est d'augmenter le "désordre", l'effet du champ de zéro est d'augmenter l'ordre ou "ordonner" le système. Cette conclusion est valable aussi en MQ, où, cependant, la notion du champ de zéro en tant que tel, n'existe pas.

En physique classique l'expression donnant l'entropie de l'oscillateur harmonique, tenant compte de ce qu'on a ici deux degrés de libertés (2 fois 1/2 kT, l'un pour l'énergie cinétique l'autre pour l'énergie potentielle) peut s'écrire

$$S/k = \log T + \log C \qquad (7)$$

où C est une constante.

On remarque, c'est bien connu, que :

- le théorème de Nernst n'est pas satisfait
- pour des températures élevées les expressions (6) et (7) deviennent équivalentes. On constate aussi qu'en

l'absence du champ de zéro son effet ordonnateur disparaît. Cette propriété d'"ordonnance" a déjà été notée lors de l'établissement, dans le cadre de l'EDS, de la distribution de Planck pour le corps noir[5].

Commentaire

Il paraît intéressant d'étudier, du point de vue de l'entropie, le comportement de quelques systèmes au zéro absolu.

On considère, pour commencer, dans le cadre de l'EDS l'oscillateur harmonique qui obéit à l'équation

$$-m\,\tau\,\dddot{x} + m\,\ddot{x} + m\,\omega_0^2\,x = eE(t) \qquad (8)$$

où $\tau = 2e^2/3mc^3$ et $E(t)$ est la composante électrique du champ de zéro le long de l'axe des x.

La déperdition d'énergie par rayonnement, représentée par le premier terme du premier membre, est exactement compensée par l'apport d'énergie prise au champ de zéro[6]. L'oscillateur harmonique oscille alors avec une fréquence pure ω_0 et il a une énergie moyenne $K\omega_0/2$. Autrement dit, le système est ordonné - il s'en suit que son entropie est nulle.

On considère maintenant, dans le cadre de la physique classique, un circuit électrique LCR, en équilibre thermodynamique avec un thermostat à la température T. Ce circuit obéit à l'équation

$$L\ddot{q} + R\dot{q} + q/C = e(t) \qquad (9)$$

où $q(t)$ est la charge instantanée du condensateur C et $e(t)$ est la f.é.m. fluctuante d'origine thermique.

Dans ce cas on sait[7] que pour $T = 0$, $e(t)$ s'annule mais le terme dissipatif R s'annule aussi. On se retrouve au zéro absolu avec une oscillation pure,

le système est ordonné et son entropie est nulle.

Pour terminer on considère, en physique classique, un oscillateur harmonique en équilibre thermodynamique avec un thermostat à la température T. Tenant compte du fait que τ est très petit on remplace[8] dans l'éq(8) le terme $-m\,\tau\,\dddot{x}$ par $m\,\tau\,\omega_0^2\,\dot{x}$; l'équation de l'oscillateur harmonique devient

$$m\,\ddot{x} + m\,\tau\,\omega_0^2\,\dot{x} + m\,\omega_0^2\,x = w(t,T) \qquad (10)$$

$w(t,T)$ s'annule avec la température T, alors que le terme dissipatif $m\,\tau\,\omega_0^2\,\dot{x}$ reste fini. On ne retrouve plus une oscillation pure, ordonnée, comme dans les deux cas précédents et l'entropie pour $T = 0$ ne s'annule pas.

On peut envisager l'artifice suivant qui peut s'avérer utile dans certains cas.

Soit la somme d'états $Z = \Sigma\, e^{-w_i/kT}$. On suppose que w_i varie d'une façon continue de w_0 à w_m. w_0 et w_m peuvent, d'ailleurs, être éventuellement nulle et infinie, respectivement. On remplace cette variation continue par une série arithmétique discrète. Pour la raison de la série on choisit une valeur Δw aussi petite que l'on veut, mais finie : on obtient alors, dans le cas où $w_m = \infty$

$$Z = \frac{e^{-w_0/kT}}{1 - e^{-\Delta w/kT}} \qquad (11)$$

L'entropie S s'en déduit immédiatement. On vérifie que pour $T = 0$, $S/k = 0$ et que pour des températures élevées on retrouve une expression de la forme de l'éq(7). On a ainsi satisfait au théorème de Nernst et pour les températures usuelles on retrouve l'expression habituelle, éq(7), de l'entropie.

RÉFÉRENCES

(1) M. Surdin, Ann. Fond. Louis de Broglie, 4 (1979) p. 139

(2) M. Surdin, International J. Theoret. Phys. 14 (1975) p. 207

(3) E. Schrödinger, Statistical Thermodynamics, Cambridge Univ. Press 1946 p. 20

(4) E. Fermi, Notes on Thermodynamics and Statistics, The Univ. of Chicago Press, 1966 p. 87

(5) M. Surdin, P. Braffort et A. Taroni, Nature, 210 (1966) p. 405

(6) M. Surdin, International J. Theoret. Phys. 8 (1973) p. 183

(7) M. Surdin, Ann. Fond. Louis de Broglie, 2 (1977) p. 119

(8) M. Surdin, Ann. Inst. Henri Poincaré 15 (1971) p. 203.