PREMIER MINISTRE

COMMISSARIAT A
L'ÉNERGIE ATOMIQUE

SUR LE DÉVELOPPEMENT DU POTENTIEL DE GIBBS

par

C. BLOCH et C. DE DOMINICIS

Rapport CEA n° **1220**

1959

CENTRE D'ÉTUDES
NUCLÉAIRES DE SACLAY
SERVICE DE DOCUMENTATION
Boite postale n° 2 - Gif-sur-Yvette (S.-et-O.)

BLOCH C., De DOMINICIS C.

Rapport CEA n° 1220

SUR LE DEVELOPPEMENT DU POTENTIEL DE GIBBS

Sommaire :

Exposé en résumé de quelques travaux sur le développement dans la théorie des perturbations du potentiel de Gibbs de la Mécanique Statistique.

1959 2 pages

BLOCH C., De DOMINICIS C.

Report CEA n° 1220

NOTES ON THE DEVELOPMENT OF THE GIBBS POTENTIAL

Summary :

A short account is given of some recent work on the perturbation expansion of the Gibbs potential of quantum statistical mechanics.

1959 2 pages

A la limite des densités très faibles, f^{+} tend vers l'unité et on retrouve le second coefficient du viriel, les « déphasages propres » du potentiel atténué redevenant les déphasages habituels du potentiel d'interaction $\mathcal{V}$ de deux particules.

A la limite des températures tendant vers zéro, et dans le cas des potentiels répulsifs (tout au moins dans un certain voisinage de la surface de Fermi), on peut montrer que l'intégrale pondérée des déphasages δ (qu'on peut aussi écrire sous la forme $\delta = \text{arc tg}\,(t)$, où t est une matrice de réaction dépendant de la température, très semblable à celle de Brueckner) est remplacée par une intégrale, étendue à tous les états occupés,de la matrice de réaction définie par BRUECKNER [5]. On retrouve ainsi la contribution des collisions binaires à l'énergie de liaison de l'état fondamental.

Dans le cas d'une interaction attractive au voisinage de la surface de Fermi, on peut obtenir des termes supplémentaires en tous points identiques aux contributions que donnent des états liés dans l'expression de Beth et Uhlenbeck, c'est-à-dire de la forme

$$\exp \{ + \beta |W| \}$$

où l'énergie de liaison W est du type déjà trouvé par COOPER [6].

RÉFÉRENCES

[1] Voir par exemple D. ter HAAR, *Elements of Statistical Mechanics* (Rinehart, New York, 1954).
[2] E. MONTROLL et J. WARD, *Phys. of Fluids*, **1**, 55 (1958).
[3] C. BLOCH et C. DE DOMINICIS, *Nucl. Phys.*, **7** (1958) (sous presse).
T. MATSUBARA, *Prog. Theor. Phys.*, **14**, 351 (1955).
M. J. THOULESS, *Phys. Rev.*, **107**, 1162 (1957).
[4] E. BETH et G. UHLENBECK, *Physica*, **4**, 915 (1937).
[5] K. A. BRUECKNER et J. GAMMEL, *Phys. Rev.*, **109**, 1023 (1958).
[6] L. COOPER, *Phys. Rev.*, **104**, 1189 (1956).

Imprimerie Bussière Saint-Amand (Cher)

SUR LE DÉVELOPPEMENT DU POTENTIEL DE GIBBS

par

C. BLOCH et C. De DOMINICIS

Centre d'Études Nucléaires de Saclay, Gif-sur-Yvette (S.-et-O.), France

En utilisant le formalisme de la seconde quantification, on peut établir le développement en puissances de l'activité chimique e^{α} du potentiel de Gibbs pour un système de particules en interaction. La démonstration est calquée sur celle du développement de URSELL, YVON et MAYER [1] et conduit au résultat de MONTROLL et WARD [2]. Dans ce développement, les propagateurs qui apparaissent sont les propagateurs des particules libres.

En effectuant la sommation partielle d'une classe de termes (les boucles sans interactions) on obtient une seconde forme du développement, qui peut aussi être établie directement [3], où les propagateurs libres sont remplacés par les propagateurs des particules au sein du système de particules sans interactions, c'est-à-dire les poids statistiques bien connus de Fermi-Dirac ($\varepsilon = 1$) ou de Bose-Einstein ($\varepsilon = -1$) :

$$f_k^+ = \frac{1}{1 + \varepsilon e^{\alpha - \beta \varepsilon_k}},$$

où ε_k est l'énergie de la particule dans l'état k.

Une façon équivalente d'énoncer ce résultat consiste à dire que l'interaction est « atténuée », les éléments de matrice $\langle rs | \mathcal{V} | mn \rangle$ étant remplacés par :

$$\langle rs | V_{\text{eff}} | mn \rangle = \sqrt{f_r^+ f_s^+}\, \langle rs | \mathcal{V} | mn \rangle \sqrt{f_m^+ f_n^+}.$$

Le potentiel de Gibbs peut alors être développé en fonction du nombre de particules en interaction. Si on ne tient compte que des collisions binaires, on obtient, en plus du terme décrivant le comportement d'un gaz de particules sans interactions, un terme de la forme

$$e^{2\alpha} \,\text{Trace}\, \{ e^{-\beta(H_0 + V_{\text{eff}})} - e^{-\beta H_0} \},$$

qui peut être transformé en une intégrale pondérée portant sur des « déphasages propres » (dépendant naturellement de la température) qui généralise le résultat de BETH et UHLENBECK [4].