



**HAL**  
open science

## L'hélium trois polarisé: un "nouveau" fluide quantique?

Claire C. Lhuillier, Franck Laloë

► **To cite this version:**

Claire C. Lhuillier, Franck Laloë. L'hélium trois polarisé: un "nouveau" fluide quantique?. Journal de Physique, 1979, 40, pp.239. hal-00003340

**HAL Id: hal-00003340**

**<https://hal.science/hal-00003340>**

Submitted on 23 Nov 2004

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

## Classification

Physics Abstracts

67.00 — 64.00 — 44.00

**L'hélium trois polarisé : un « nouveau » fluide quantique ?**

C. Lhuillier et F. Laloë

Laboratoire de Spectroscopie Hertzienne de l'École Normale Supérieure,  
24, rue Lhomond, F 75231 Paris Cedex 05, France

(Reçu le 31 octobre 1978, accepté le 24 novembre 1978)

**Résumé.** — Un fluide de  $^3\text{He}$  dont tous les spins nucléaires sont parallèles (fluide totalement polarisé) est un système quantique dont les propriétés à basse température peuvent être très différentes de celles du fluide de  $^3\text{He}$  normal (non polarisé). L'origine des modifications attendues est purement quantique et tient au principe d'exclusion de Pauli. A faible densité, seules les propriétés de transport du système sont modifiées. A plus forte densité, les propriétés d'équilibre du gaz (coefficients du viriel) sont elles aussi affectées par la polarisation nucléaire. On prévoit également des effets sur la pression d'équilibre liquide-vapeur, celle d'équilibre liquide-solide, certaines modifications des propriétés des mélanges liquides  $^3\text{He}$ - $^4\text{He}$ . Cet article est consacré à une étude théorique préliminaire de ces effets nouveaux. Certaines méthodes expérimentales qui permettraient d'obtenir de l'hélium polarisé sont brièvement discutées.

**Abstract.** — We study the physical properties of a  $^3\text{He}$  fluid, in which all nuclear spins are parallel to each other (fully polarized  $^3\text{He}$ ). At low temperatures, significant differences can exist between this polarized fluid and normal  $^3\text{He}$ . The origin of these differences is purely quantum mechanical and arises from the Pauli exclusion principle. At low densities, only the transport properties of the gas are modified. At higher densities, the equilibrium properties (virial coefficients) are also changed by the nuclear polarization. We also predict changes of the liquid-vapour or liquid-solid equilibrium pressures, as well as modifications of the  $^3\text{He}$ - $^4\text{He}$  mixture phase diagram. This article gives a preliminary theoretical study of these new effects. Experimental prospects are briefly discussed.

**1. Introduction.** — On connaît l'importance des deux isotopes de l'hélium,  $^3\text{He}$  et  $^4\text{He}$ , en tant qu'exemples de fluides manifestant de façon spectaculaire leurs propriétés quantiques à basse température. L'absence de solidification de ces corps, sous pression atmosphérique, même à température nulle, est souvent citée comme conséquence macroscopique de l'effet quantique de « vibration du point zéro ». Les différences importantes entre les diagrammes de phase de  $^3\text{He}$  et  $^4\text{He}$  (point critique, pression de vapeur saturante) sont un autre exemple, unique dans la nature, de différences aussi marquées entre les propriétés physiques de deux isotopes d'un même élément ; ces différences ont d'ailleurs elles aussi pour principale origine le phénomène de vibration du point zéro.

Le but de cet article est d'examiner une autre possibilité d'observer des effets quantiques importants dans un fluide d'hélium ; cette possibilité, qui semble n'avoir jamais été explorée jusqu'à présent, nous est offerte par l'étude d'un fluide de  $^3\text{He}$  de forte polarisation nucléaire. En effet, dans son état fondamental, un atome de  $^3\text{He}$  possède un moment cinétique  $I = 1/2$  d'origine purement nucléaire. Dans l'hélium ordinaire, les deux niveaux de spin  $m_I = \pm 1/2$

sont également peuplés (polarisation nucléaire nulle). Nous envisageons ici une situation où l'un des deux niveaux est vidé au profit de l'autre (polarisation non nulle). Nous allons voir que l'on peut s'attendre, pour une polarisation de 100 %, à des effets spectaculaires qui autorisent à parler d'un nouvel état quantique :  $^3\text{He} \uparrow$ . Sans nous préoccuper pour le moment, ni des techniques utilisables pour orienter les spins nucléaires des atomes de  $^3\text{He}$ , ni des processus de relaxation nucléaire qui tendent à faire disparaître la polarisation (nous reportons cette importante discussion au § 4), examinons en quoi cette situation peut se distinguer du cas où les atomes ne sont pas polarisés. L'hélium 3, de spin nucléaire  $I = 1/2$ , est un fermion et toutes les différences entre le fluide ordinaire (non polarisé) et le fluide polarisé  $^3\text{He} \uparrow$  proviennent du principe d'antisymétrisation de Pauli. Ce sont des effets de statistique pure. Il y a là une différence avec les effets de vibration du point zéro (localisation des atomes dans une cage), qui sont en premier lieu un effet de masse des atomes. On comprend immédiatement en quoi le principe de Pauli joue un rôle particulièrement marquant dans  $^3\text{He} \uparrow$  : nous sommes alors en présence d'un ensemble d'atomes totalement indiscernables, alors que dans  $^3\text{He}$

ordinaire, deux atomes peuvent éventuellement être reconnus à la direction de leur spin nucléaire. De façon plus précise, il en découle deux conséquences :

(i) La densité d'états  $\rho(E)$  de  ${}^3\text{He} \uparrow$  est différente de celle de  ${}^3\text{He}$  ordinaire. Ceci se comprend immédiatement dans l'approximation des particules indépendantes valable pour un gaz dilué. Pour  ${}^3\text{He} \uparrow$  on a deux fois moins d'états de spin accessibles et la densité d'état à une particule est divisée par deux. Par suite de cette modification, le rayon de la sphère de Fermi au zéro absolu est multiplié par  $2^{1/3}$ , le niveau de Fermi par  $2^{2/3}$ , etc... A température finie, l'ensemble d'atomes polarisé constitue un gaz dont le degré de dégénérescence est plus important que celui du gaz non polarisé.

Il est clair que des effets analogues subsistent pour un fluide d'atomes en interaction, bien qu'ils puissent être beaucoup moins simples à évaluer.

(ii) Les interactions entre atomes jouent de façon différente pour  ${}^3\text{He} \uparrow$  et  ${}^3\text{He}$  et tout se passe, dans certains cas, comme si elles étaient réduites. Ici aussi, supposons pour simplifier le gaz dilué, ce qui permet de considérer que les interactions résultent uniquement de collisions à deux corps. Ces dernières sont gouvernées par le potentiel interatomique représenté sur la figure 1 et la section efficace de collision He-He peut être calculée à partir des déphasages  $\delta_0, \delta_1, \dots, \delta_l$ .

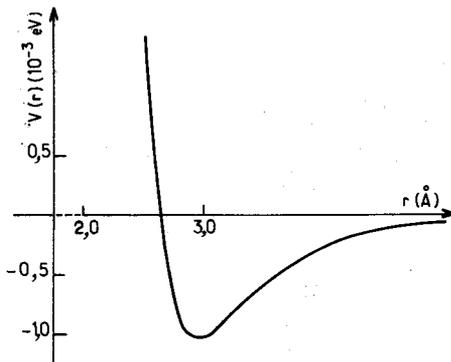


Fig. 1. — Potentiel d'interaction entre deux atomes d'hélium. La profondeur du puits est de l'ordre de  $10^{-3}$  eV (environ 10 K), la portée  $a_0$  du potentiel de l'ordre de 3 Å.

[Interaction potential between two helium atoms. The well depth is approximately  $10^{-3}$  eV ( $\approx 10$  K), the potential range  $a_0$  of the order of 3 Å.]

Chaque déphasage  $\delta_l$  caractérise l'interaction des atomes entrant en collision avec un moment cinétique orbital relatif  $l(l+1)\hbar^2$ . Les valeurs de  $\delta_0, \delta_1, \delta_2, \dots, \delta_l$ , dépendent du potentiel d'interaction  $V(r)$  entre atomes d'hélium ainsi que de leur énergie. A très faible énergie, lorsque la longueur d'onde de de Broglie des atomes est très grande devant la portée  $a_0$  du potentiel  $V(r)$ , on sait que tous les déphasages autres que  $\delta_0$  ont des effets négligeables ; la collision devient alors isotrope. C'est donc le cas dans un gaz de  ${}^3\text{He}$  (non polarisé) à très basse tempé-

rature, où seul le déphasage  $\delta_0$ , c'est-à-dire les collisions entre atomes de moment orbital relatif nul, joue un rôle important dans le calcul des propriétés du gaz.

C'est ici que le principe de Pauli joue un rôle essentiel. Ce principe indique que, si deux atomes ont leurs spins nucléaires parallèles, la fonction d'onde orbitale associée aux deux atomes doit être antisymétrique dans leur échange. On montre alors facilement que les seules valeurs permises pour le moment cinétique orbital correspondent à des valeurs impaires de  $l$ . Par suite, si le gaz est complètement polarisé, il n'y a plus d'atomes qui entrent en collision avec un moment orbital nul et dont l'interaction serait décrite par le déphasage  $\delta_0$ . En d'autres termes, à très basse température, les atomes deviennent *transparents* les uns aux autres et n'interagissent plus. En pratique, évidemment, dans un gaz dilué, à température finie, les déphasages  $\delta_1, \delta_2, \dots$  ne sont pas strictement nuls et l'interaction entre atomes ne disparaît pas complètement, même si la polarisation nucléaire est de 100 %.

Une autre façon de présenter physiquement cette réduction des effets d'interaction est de dire que, si les spins nucléaires de deux atomes sont parallèles, la fonction d'onde orbitale qui les décrit est nulle lorsque les atomes sont au même point (principe d'antisymétrisation). Elle ne peut donc prendre de valeurs notables que si les positions des deux atomes sont séparées au moins d'une distance de l'ordre de la longueur d'onde de de Broglie thermique  $\lambda_T$  des atomes ( $\lambda_T^{-1}$  est la fréquence spatiale la plus élevée présente dans la fonction d'onde). Si maintenant les atomes ne peuvent pas s'approcher plus que  $\lambda_T$ , et si  $\lambda_T$  est très supérieur à la portée  $a_0$  de leur potentiel d'interaction, on comprend que les atomes interagissent très peu.

La suite de cet article est consacrée à une discussion des conséquences physiques des deux effets précédents. Cette discussion sera menée en fonction des ordres de grandeur relatifs des 3 paramètres :

- la densité du fluide  $n$ , ou plutôt la distance moyenne  $n^{-1/3}$  entre atomes
- la portée  $a_0$  du potentiel interatomique
- la longueur d'onde de de Broglie thermique des atomes

$$\lambda_T = \frac{h}{\sqrt{2\pi mkT}}$$

où  $m$  est la masse d'un atome de  ${}^3\text{He}$ .

Nous commencerons, au paragraphe 2, par étudier un gaz de faible densité et ses propriétés de transport (région classique  $n^{-1/3} \gg \lambda_T$ ). Nous examinerons ensuite les effets d'ordre le plus bas en densité (coefficients du viriel). Le paragraphe 3 est consacré à une discussion très qualitative des propriétés attendues pour  ${}^3\text{He}$  en phase dense ; la complexité du problème

ne nous a pas permis de donner des résultats numériques précis et, de fait, certains problèmes restent ouverts à ce stade. Dans le même esprit, nous examinerons quelques problèmes nouveaux posés par  ${}^3\text{He} \uparrow$  : dissolution dans  ${}^4\text{He}$  liquide, adsorption de phases bidimensionnelles, etc... Enfin, au paragraphe 4, nous discuterons par quelles méthodes on peut espérer préparer un fluide de  ${}^3\text{He} \uparrow$  et l'étudier expérimentalement.

Avant l'abord de la discussion elle-même, deux remarques peuvent être faites. La première est que, évidemment, tous les états qui vont être étudiés sont des états métastables de  ${}^3\text{He}$  : au bout d'un temps plus ou moins long, les moments magnétiques nucléaires des atomes tendront toujours à retourner au véritable équilibre thermodynamique, c'est-à-dire à se redistribuer de façon aléatoire dans toutes les directions de l'espace. Le fluide  ${}^3\text{He} \uparrow$  ne peut donc exister que pendant un temps limité, court devant le temps de relaxation nucléaire  $T_R$ . Nous verrons cependant au paragraphe 4 que, grâce à la faible valeur du moment magnétique des atomes (d'origine purement nucléaire), des temps  $T_R$  extrêmement longs peuvent être obtenus en pratique.

La seconde remarque concerne également la faible valeur du moment magnétique nucléaire de  ${}^3\text{He}$ . Dans tout ce qui suit (sauf éventuellement lors des évaluations de  $T_R$ ), nous ignorerons totalement le couplage magnétique dipôle-dipôle entre spins nucléaires. Cette approximation est très bien justifiée, sauf à des températures extrêmement basses : à une distance de l'ordre de  $a_0$ , le champ magnétique créé par un atome est de l'ordre de  $10^{-4}$  T (1 G) et l'énergie magnétique correspondante est de l'ordre de  $0,1 \mu\text{K}$ . On sait d'ailleurs à quel point il faut aller à des basses températures pour observer un ordre magnétique nucléaire [1].

**2. Systèmes dilués.** — Nous abordons notre revue par l'étude des systèmes peu denses, c'est-à-dire ceux pour lesquels la distance moyenne entre particules est très supérieure à la portée  $a_0$  du potentiel d'interaction :

$$n^{-1/3} \gg a_0. \quad (2.1)$$

Les caractéristiques essentielles du potentiel He-He sont portées sur la figure 1 ; sa portée  $a_0$  est de l'ordre  $3 \text{ \AA}$ . La condition (2.1) est donc bien réalisée pour un gaz de  ${}^3\text{He}$  à basse température : pour toute température inférieure à 2 K, la densité numérique du gaz est en effet inférieure ou au plus égale à quelques  $10^{20}$  atomes/cm<sup>3</sup> (soit  $n^{-1/3} \gtrsim 30 \text{ \AA}$ ).

Pour savoir si les propriétés du gaz dépendent de la polarisation nucléaire, il faut maintenant faire intervenir la longueur d'onde thermique  $\lambda_T$  des atomes. Il est clair qu'à haute température, lorsque  $\lambda_T$  est négligeable comparé aux deux dimensions caractéristiques du système étudié,  $n^{-1/3}$  et  $a_0$ , les propriétés du gaz sont purement classiques. Aucune modifi-

cation de ces propriétés par polarisation nucléaire n'est donc attendue si  $n^{-1/3} \gg a_0 \gg \lambda_T$ .

Or, à 1 K,  $\lambda_T$  vaut approximativement  $10 \text{ \AA}$  pour  ${}^3\text{He}$ . Le domaine intéressant est donc celui des températures de l'ordre de ou inférieures à quelques K. Dans ce domaine, nous étudierons successivement deux situations : les milieux très dilués où le gaz n'est pas dégénéré ( $n^{-1/3} \gg \lambda_T > a_0$ ), puis les milieux un peu plus denses où il apparaît une faible dégénérescence ( $n^{-1/3} \sim \lambda_T > a_0$ ).

**2.1 PROPRIÉTÉS DE TRANSPORT DANS LE GAZ NON DÉGÉNÉRÉ.** — Dans le domaine où

$$n^{-1/3} \gg \lambda_T \gtrsim a_0,$$

la distance moyenne entre particules est très supérieure à  $\lambda_T$  et on ne peut observer à l'équilibre thermique de manifestation due à la polarisation nucléaire. Les propriétés d'équilibre du gaz sont parfaitement décrites dans le cadre d'une statistique classique. Toutefois, dans la mesure où  $\lambda_T \gtrsim a_0$ , il est impératif de tenir compte des corrélations statistiques introduites par le principe de Pauli dans les collisions entre particules qui régissent les *propriétés de transport du gaz*. Dans le gaz polarisé à 100 %, la diminution de l'interaction effective, présentée au paragraphe précédent, doit entraîner une augmentation considérable à basse température du libre parcours moyen des atomes. Par suite, on s'attend à une augmentation de la viscosité et de la conduction thermique du gaz lorsqu'il est polarisé à basse température. Nous allons voir qu'un calcul plus précis confirme effectivement ces prédictions.

Sans vouloir rappeler entièrement la théorie du transport dans les gaz [2], nous en redonnerons les étapes essentielles pour préciser l'influence des effets de symétrie dans ce problème. Le calcul des coefficients de transport est basé sur la solution de Chapman-Enskog de l'équation de Boltzmann. Cette solution est un développement valable à la limite où le rapport entre le libre parcours moyen des atomes et une longueur macroscopique caractéristique du système tend vers zéro. Dans la mesure où, dans l'hélium polarisé, la section efficace de diffusion tend vers zéro avec la température, il en résulte que cette approche ne peut prétendre décrire correctement le régime très basse température du fluide polarisé à 100 % ; dans celui-ci, quelles que soient les dimensions caractéristiques considérées, on observera toujours une température au-dessous de laquelle le transport d'impulsion et de chaleur se fera de manière *ballistique*. Nous reviendrons sur ce point après avoir étudié plus précisément le régime hydrodynamique du gaz polarisé.

Le régime hydrodynamique est régi par les équations de Navier-Stokes : dans cette approximation, les flux de chaleur et d'impulsion sont proportionnels aux dérivées spatiales d'ordre un des caractéristiques

macroscopiques du fluide : densité, vitesse moyenne, température. Les coefficients de proportionnalité — qui sont les coefficients de transport que nous recherchons — s'expriment à leur tour sous forme de développements faisant intervenir diverses intégrales  $\Omega^{(l,s)}$  appelées intégrales de collisions. On obtient ainsi les coefficients de viscosité  $\mu$  et de conductivité de la chaleur  $K$  sous la forme de séries rapidement convergentes dont les premiers termes sont :

$$\mu_1 = \frac{5}{8} \frac{kT}{\Omega^{(2,2)}} \quad K_1 = \frac{25}{16} \frac{C_v}{m} \frac{kT}{\Omega^{(2,2)}} \quad (2.2)$$

$C_v$  et  $m$  représentent respectivement la capacité calorifique à volume constant et la masse des atomes entrant en collisions ; les intégrales telles  $\Omega^{(2,2)}$  se calculent aisément en fonction des sections efficaces de collision  $Q^{(l)}(g)$ .

$$\Omega^{(l,s)} = \left( \frac{kT}{2\pi m_r} \right)^{1/2} \int_0^\infty \exp(-\gamma^2) \gamma^{2s+3} Q^{(l)}(g) d\gamma. \quad (2.3)$$

Dans l'expression (2.3),  $m_r$  est la masse réduite,  $g$  la vitesse relative d'approche,  $\gamma$  une vitesse réduite définie par

$$\gamma^2 = \frac{1}{2} \frac{m_r^2 g^2}{kT}.$$

Les caractéristiques de l'interaction sont prises en compte dans les sections efficaces de collision  $Q^{(l)}(g)$  définies par :

$$Q^{(l)}(g) = \frac{2\pi}{g} \int_0^\pi (1 - \cos^l \chi) \alpha(g, \chi) \sin \chi d\chi \quad (2.4)$$

la quantité  $\alpha(g, \chi)$  représente la probabilité de diffusion de deux particules de vitesse relative  $g$  sous un angle  $\chi$ . C'est une probabilité qu'il y a bien entendu lieu d'évaluer quantiquement. C'est donc ici que vont apparaître les manifestations particulières dues aux effets de symétrie et par suite l'effet de la polarisation nucléaire sur les phénomènes de transport <sup>(1)</sup>.

Dans l'hypothèse d'une collision entre particules

discernables, la probabilité  $\alpha(g, \chi)$  est aisément calculée en fonction des déphasages  $\delta_l$  et vaut :

$$\alpha = \frac{g}{4k^2} \left[ \sum_{l=0}^\infty (2l+1) (e^{2i\delta_l} - 1) P_l(\cos \chi) \right]^2 \quad (2.5)$$

où  $k$  est le vecteur d'onde de la collision (défini par  $g = \hbar k/m_r$ ), et  $P_l(\cos \chi)$  le polynôme de Legendre d'ordre  $l$ .

Pour une collision entre particules indiscernables, il y a lieu de symétriser correctement les états initiaux et finaux et on obtient immédiatement, pour des fonctions d'ondes symétriques du mouvement orbital relatif :

$$\alpha_s(g, \chi) = \frac{g}{2k^2} \times \left[ \sum_{l \text{ pair}} (2l+1) (e^{+2i\delta_l} - 1) P_l(\cos \chi) \right]^2 \quad (2.6)$$

et pour des fonctions d'ondes antisymétriques :

$$\alpha_A(g, \chi) = \frac{g}{2k^2} \times \left[ \sum_{l \text{ impair}} (2l+1) (e^{2i\delta_l} - 1) P_l(\cos \chi) \right]^2. \quad (2.7)$$

Pour une collision entre fermions de spin  $I$ , le principe de symétrisation introduit des corrélations entre variables de spin et variables orbitales. Dans un gaz de fermions non orientés, on a en moyenne  $(I+1)/(2I+1)$  collisions entre particules dans un état de spin nucléaire total impair (symétrique dans l'échange des spins) et, par suite, dans des états de moment cinétique orbital  $l$  impair (probabilité de diffusion  $\alpha_A$ ). En moyenne,  $I/(2I+1)$  collisions ont lieu entre particules dans un état de spin nucléaire total pair (antisymétrique dans l'échange des spins) et donc dans des états de moment cinétique orbital  $l$  pair. La probabilité de diffusion selon un angle  $\chi$  de deux fermions indiscernables d'un gaz non orienté est donc :

$$\alpha^F(g, \chi) = \frac{I+1}{2I+1} \alpha_A + \frac{I}{2I+1} \alpha_s. \quad (2.8)$$

Dans un gaz de fermions orientés à 100 %, toutes les collisions se font entre particules de spins parallèles (état symétrique dans l'échange de spins) et, par suite, la probabilité de diffusion qui décrit correctement la situation est alors :

$$\alpha_1^F(g, \chi) = \alpha_A. \quad (2.9)$$

On en déduit, grâce à (2.4), les sections efficaces de collisions  $Q^{(l)}(g)$  nécessaires aux calculs des coefficients de transport ; par exemple, pour le calcul de la visco-

<sup>(1)</sup> L'effet de symétrie que nous étudions ici relève strictement de l'effet de modification des interactions effectives tel que nous l'avons présenté au paragraphe 1. On peut incidemment citer, pour mémoire, d'autres contributions aux processus de transport également sensibles à la polarisation : elles apparaissent dans les corrections quantiques à l'équation de Boltzmann d'ordre supérieur en densité introduites initialement par Uehling et Uhlenbeck [3]. Ces corrections proviennent directement de la restriction du nombre des états physiques accessibles due au postulat de symétrisation. Dans le domaine de température et de densité qui nous intéresse, ces corrections sont parfaitement négligeables (inférieures au 1 % d'après de Boer [4] et Bruch et Mc Gee [5]).

sité et de la conduction de la chaleur, on obtient, pour un gaz non orienté :

$$Q^2(k) = \frac{4\pi}{k^2} \left\{ \frac{I+1}{2I+1} \sum_{l \text{ impair}} \frac{(l+1)(l+2)}{(l+3/2)} \times \right. \\ \left. \times \sin^2(\delta_{l+2} - \delta_l) + \right. \\ \left. + \frac{I}{2I+1} \sum_{l \text{ pair}} \frac{(l+1)(l+2)}{(l+3/2)} \sin^2(\delta_{l+2} - \delta_l) \right\} \quad (2.10)$$

et pour un gaz polarisé à 100 % :

$$Q_{\uparrow}^2(k) = \frac{4\pi}{k^2} \sum_{l \text{ impair}} \frac{(l+1)(l+2)}{(l+3/2)} \times \\ \times \sin^2(\delta_{l+2} - \delta_l). \quad (2.11)$$

Nous avons représenté, sur la figure 2, l'évaluation du coefficient de viscosité pour un gaz non polarisé et pour le gaz polarisé à 100 % (formules 2.2, 2.3, 2.10, 2.11); les valeurs numériques des intégrales de collisions ont été relevées dans les tables publiées par Munn *et coll.* [6].

L'examen de la figure 2 montre que la viscosité à basse température dépend considérablement du taux de polarisation de  ${}^3\text{He}$ . La viscosité de  ${}^3\text{He} \uparrow$  est augmentée par rapport à celle de  ${}^3\text{He}$  ordinaire par

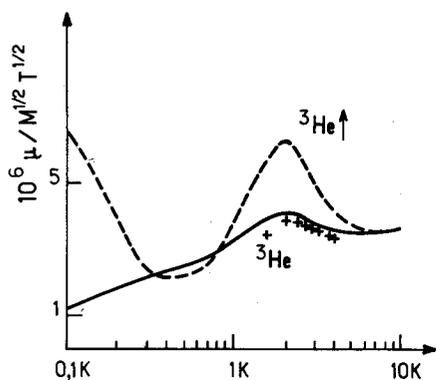


Fig. 2. — Variations de la viscosité  $\mu$  (ou du coefficient  $K$  de conductibilité de la chaleur) de  ${}^3\text{He}$  et  ${}^3\text{He} \uparrow$  en fonction de la température  $T$ . On a porté la quantité  $\mu/\sqrt{MT}$ , où  $M$  est la masse molaire de  ${}^3\text{He}$ ; de cette façon on obtient une quantité qui, classiquement, serait indépendante de la température pour un gaz de sphères dures. La courbe en traits pleins représente la viscosité de  ${}^3\text{He}$ , d'après Monchick *et coll.* [7], les croix les résultats expérimentaux de Becker *et coll.* [10]. Les résultats de nos calculs concernant la viscosité de  ${}^3\text{He} \uparrow$  sont représentés en tiretés. On constate que, sous l'influence de la polarisation nucléaire, il apparaît deux effets : i) dans le domaine 4 K-2 K, le renforcement d'une structure oscillatoire due au phénomène de diffraction quantique (cet effet ne se manifestait que très faiblement dans  ${}^3\text{He}$  ordinaire par suite d'une compensation entre déphasages pairs et impairs); ii) une divergence de la viscosité de  ${}^3\text{He}$  polarisé à très basse température ( $T < 0,2$  K) qui est due à la disparition de la diffusion en onde  $s$  dans  ${}^3\text{He}$  totalement polarisé.

[Variations of the viscosity  $\mu$  (or of the heat conduction coefficient  $K$ ) as a function of the temperature  $T$ . Actually, the quantity given is  $\mu/\sqrt{MT}$ , since it is temperature independent for a classical hard sphere gas. Full line : viscosity of  ${}^3\text{He}$ , according to the predictions of reference [7] and measurements of reference [10]. Broken line : results of our calculations for  ${}^3\text{He} \uparrow$ .]

un facteur important : 60 % à 2 K, 500 % à 0,1 K (ce facteur peut être rendu arbitrairement grand si l'on fait tendre la température vers zéro).

Comme le montre l'expression (2.2), les variations de la conductivité calorifique  $K_1$  sont simplement proportionnelles à celles de  $\mu_1$ . La figure 2 rend donc également compte des effets de la polarisation nucléaire sur  $K_1$ .

Ces résultats peuvent être complétés par quelques remarques :

(i) Pour avoir une idée de la frontière entre régime hydrodynamique et balistique pour  ${}^3\text{He} \uparrow$ , il est intéressant d'évaluer un ordre de grandeur du libre parcours moyen  $L$  dans le gaz. Dans ce but, on peut partir des expressions théoriques de  $K$  et  $\mu$  dans un modèle de libre parcours moyen ( $L$ ) et calculer  $L$  pour reproduire les valeurs numériques de  $K$  et  $\mu$  obtenues par l'intermédiaire des formules (2.2). Prenons par exemple un gaz dont la densité numérique est de  $2 \times 10^{14}$  atomes/cm<sup>3</sup>. Cette densité correspond à 300 K à une pression de l'ordre de  $10^{-2}$  torr ; c'est aussi la densité de la vapeur saturante de  ${}^3\text{He}$  à 0,1 K. Les valeurs que l'on obtient alors pour les libres parcours moyens  $L({}^3\text{He})$  de  ${}^3\text{He}$  ordinaire et  $L({}^3\text{He} \uparrow)$  de l'hélium complètement polarisé sont reportées sur le tableau suivant :

Tableau I

$T$	300 K	4,2 K	2 K	0,1 K
$L({}^3\text{He})$	1,7 mm	1,5 mm	1,7 mm	0,5 mm
$L({}^3\text{He} \uparrow)$	1,7 mm	1,8 mm	2,6 mm	3 mm

On constate comme prévu que, à 300 K,  $L$  n'est pas changé par la polarisation nucléaire. A 4,2 K, un effet notable se produit déjà, qui est plus important à 2 K (le pic de la figure 2). A 0,2 K,  $L({}^3\text{He})$  et  $L({}^3\text{He} \uparrow)$  diffèrent par un facteur 6. Bien sûr, si nous avions choisi une densité numérique plus faible, il aurait été possible d'avoir un gaz à plus basse température et donc des effets encore plus notables. Quoi qu'il en soit, ces variations relativement importantes de  $L$  laissent entrevoir la possibilité de déclencher par simple résonance magnétique dans  ${}^3\text{He} \uparrow$  le passage d'un régime balistique de propagation de la chaleur à un régime diffusif.

(ii) Le calcul des déphasages et des intégrales de collision fait par Munn, Monchick *et coll.* [6], [7] est basé sur l'utilisation du potentiel de Lennard-Jones :

$$V(r) = 4 \varepsilon \left[ \left( \frac{\sigma}{r} \right)^{12} - \left( \frac{\sigma}{r} \right)^6 \right] \quad (2.12)$$

dont les coefficients  $\varepsilon = 10,22$  K et  $\sigma = 2^{-1/6} a_0 = 2,556$  Å sont le résultat de l'optimisation de de Boer et Michels [8]. Pour ce potentiel, le désaccord entre le calcul des propriétés de transport et les

résultats expérimentaux [9], [10] est inférieur à 5 %. Un grand nombre de nouvelles classes de potentiel semi-empiriques ont été testées depuis [5], [11] sans apporter une amélioration décisive à la description des propriétés de transport de l'hélium.

(iii) Les variations de la viscosité  $\mu$ , représentées sur la figure 2, ont été calculées au 1<sup>er</sup> ordre dans le développement des flux en polynôme de Sonine (expression (2.2) de  $\mu_1$ ). Il serait possible de poursuivre le calcul plus loin. Monchick *et coll.* ont poussé le calcul au 2<sup>e</sup> ordre [7] (pour l'hélium non polarisé) : à ce stade, les corrections à  $\mu_1$  et  $K_1$  (conductivité de la chaleur) ne sont plus proportionnelles entre elles, mais l'une comme l'autre représentent tout au plus une correction de quelques pour cent du terme du 1<sup>er</sup> ordre. La prise en compte de ces termes pour  $^3\text{He} \uparrow$  ne changerait rien à l'ordre de grandeur de l'effet dû à la polarisation des spins.

En résumé de ce paragraphe 2.1, les faits marquants sont les suivants :

— Par polarisation nucléaire de  $^3\text{He}$ , on peut mettre en évidence dès 3 K des effets quantiques de symétrie affectant les propriétés de transport du gaz. A plus basse température, ces manifestations macroscopiques de l'indiscernabilité des particules deviennent considérables.

— A très basse température, le gaz polarisé à 100 % devient un *gaz parfait* où les transports d'impulsion et de chaleur se font de façon balistique.

— L'hélium 3 polarisé est donc un gaz qui, par abaissement de température à densité donnée, peut passer du régime hydrodynamique au régime balistique. Cette propriété est insolite, car dans les gaz ordinaires le libre parcours moyen ne dépend, à basse énergie, que de la densité.

En pratique cependant, on ne pourra évidemment jamais obtenir une polarisation nucléaire totale de 100 %. Pour une polarisation nucléaire élevée mais non totale (98 % par exemple), le libre parcours moyen augmentera par abaissement de la température jusqu'à une valeur limite d'autant plus élevée que la polarisation nucléaire sera plus grande. En d'autres termes, à très basse température, les propriétés de transport varient extrêmement vite en fonction de la polarisation nucléaire lorsque celle-ci est proche de 1. De façon analogue, les propriétés de  $^3\text{He} \uparrow$  à basse température seront fortement affectées par une faible proportion de  $^4\text{He}$  : les interactions entre atomes discernables  $^4\text{He}$ - $^3\text{He}$  étant alors dominantes pour fixer la valeur du libre parcours moyen. Il s'agit ici encore d'une propriété insolite, car les caractéristiques physiques d'un mélange isotopique gazeux sont généralement peu sensibles à de faibles traces d'un autre isotope.

**2.2 GAZ QUANTIQUE FAIBLEMENT DÉGÉNÉRÉ**  
 $n^{-1/3} \gtrsim \lambda_T > a_0$ . — Considérons maintenant un gaz

un peu plus dense (ou un domaine de températures plus basses) de sorte que la condition :

$$n^{-1/3} \gtrsim \lambda_T > a_0 \quad (2.13)$$

soit réalisée ; les effets quantiques d'indiscernabilité peuvent alors commencer à se manifester sur les propriétés d'équilibre du gaz. Il est possible de les mettre en évidence par l'étude thermodynamique de  $^3\text{He}$  polarisé et, en particulier, par celle de son équation d'état.

Dans ce domaine de température et de densité, l'hélium trois est encore très proche d'un gaz parfait et son équation d'état est bien décrite par un développement du viriel de la forme :

$$\frac{PV}{NkT} = 1 + \frac{B(T)}{V} + \frac{C(T)}{V^2} + \dots \quad (2.14)$$

Dans cette expression,  $N$  représente le nombre de molécules contenues dans le volume  $V$  à la pression  $P$ .  $B(T)$  et  $C(T)$  sont respectivement les 2<sup>e</sup> et 3<sup>e</sup> coefficients du viriel. Les déviations au comportement du gaz parfait classique, pris en compte par les termes  $B$ ,  $C \dots$  du développement du viriel ont deux origines physiques : d'une part l'existence des interactions He-He et, d'autre part, la présence de *corrélations statistiques* liées au principe de Pauli. Avant d'aborder l'étude du gaz de  $^3\text{He}$  proprement dit, reprenons l'exemple académique du gaz parfait quantique faiblement dégénéré : celui-ci peut être décrit par un développement du viriel de type (2.14) dont l'unique origine physique est liée aux corrélations statistiques. Ainsi, dans le cas d'un gaz parfait quantique de fermions de spin  $I$ , le deuxième coefficient du viriel s'écrit :

$$B^{\text{F.D}} = \frac{N}{(2I+1)} \frac{\lambda_T^3}{2^{5/2}} \quad (2.15)$$

Ce coefficient est positif pour un gaz parfait de fermions, ce qui traduit le caractère répulsif des corrélations statistique pour les fermions.

Le calcul du deuxième coefficient du viriel  $B$  pour un gaz quantique réel faiblement dégénéré apparaît dans tous les livres de références (voir, par exemple Hirschfelder [2] ou K. Huang [12]). Le calcul nécessite la résolution d'un problème à deux corps qui est effectué par la technique des déphasages. On obtient finalement <sup>(2)</sup> pour un gaz de fermions non orientés :

$$B = \frac{N\lambda_T^3}{(2I+1)2^{5/2}} \left[ 1 - 16(2I+1) \frac{\lambda_T^2}{\pi^2} \times \int_0^\infty k dk(\Sigma) \exp\left(-\frac{\lambda_T^2 k^2}{2\pi}\right) \right] \quad (2.16)$$

<sup>(2)</sup> Dans les expressions générales de  $B$ , il apparaît des contributions associées aux états liés du problème à 2 corps ; nous les avons omises dans tout ce qui suit car  $^3\text{He}$  est trop léger et le potentiel He-He trop peu attractif pour qu'il existe des états liés ( $^3\text{He}$ )<sub>2</sub>.

où ( $\Sigma$ ) est défini par :

$$(\Sigma) = \frac{I+1}{2I+1} \sum_{l \text{ impair}} (2l+1) \delta_l(k) + \frac{I}{2I+1} \sum_{l \text{ pair}} (2l+1) \delta_l(k). \quad (2.17)$$

Pour un gaz de fermions orientés, on trouve de même :

$$B \uparrow = \frac{N\lambda_T^3}{2^{5/2}} \left[ 1 - 16 \frac{\lambda_T^2}{\pi^2} \int_0^\infty k dk (\Sigma \uparrow) \exp\left(-\frac{\lambda_T^2 k^2}{2\pi}\right) \right] \quad (2.18)$$

où :

$$(\Sigma \uparrow) = \sum_{l \text{ impair}} (2l+1) \delta_l(k) \quad (2.19)$$

On reconnaît dans le 1<sup>er</sup> terme de l'équation (2.16) le coefficient du viriel d'un gaz parfait quantique (2.15); le 2<sup>e</sup> terme représente la contribution des interactions à deux corps. La comparaison des expressions de  $B$  pour un gaz non orienté (2.16) et pour un gaz polarisé à 100 % (2.18) montre que les deux contributions à  $B$ , dues respectivement aux corrélations statistiques et aux interactions, sont modifiées par la polarisation nucléaire du gaz d'hélium 3. Pour une analyse plus fine de la modification de  $B$  due à la polarisation, nous adopterons une autre présentation du coefficient du viriel en séparant terme direct  $B_{\text{dir}}$  (indépendant de la statistique et du spin  $I$  des particules) et terme d'échange  $B_{\text{éch}}$  qui contient tous les effets de la statistique. Dans cette présentation due à Boyd, Larsen et Kilpatrick [13], on obtient directement, pour un système de fermions de spin  $I$  non orienté :

$$B = B_{\text{dir.}} + B_{\text{éch.}} \quad (2.20)$$

et pour un système polarisé à 100 % :

$$B \uparrow = B_{\text{dir.}} + (2I+1) B_{\text{éch.}} \quad (2.21)$$

avec :

$$B_{\text{dir.}} = -\sqrt{2} N\lambda_T^3 \left[ \frac{\lambda_T^2}{\pi^2} \int_0^\infty k dk G_+(k) \exp\left(-\frac{\lambda_T^2 k^2}{2\pi}\right) \right] \quad (2.22)$$

et

$$B_{\text{éch.}} = \frac{N\lambda_T^3}{(2I+1) 2^{5/2}} + \sqrt{2} \frac{N\lambda_T^3}{2I+1} \times \left[ \frac{\lambda_T^2}{\pi^2} \int_0^\infty k dk G_-(k) \exp\left(-\frac{\lambda_T^2 k^2}{2\pi}\right) \right] \quad (2.23)$$

expressions où :

$$G_+(k) = \sum_{l=0}^\infty (2l+1) \delta_l(k)$$

$$G_-(k) = \sum_{l=0}^\infty (-1)^l (2l+1) \delta_l(k).$$

$G_{\pm}(k) \rightarrow 0$  si  $k \rightarrow 0$   
 → à basse  $T$ , les effets stat.  
 dominant

Utilisant les résultats numériques de Boyd [14] et les équations (2.20) et (2.21), nous pouvons alors mettre en évidence l'effet de la polarisation sur le 2<sup>e</sup> coefficient du viriel. Les résultats du calcul sont reportés sur la figure 3 $\alpha$ . L'examen de cette figure montre que les propriétés thermodynamiques de <sup>3</sup>He polarisé commencent à se différencier de celles de <sup>3</sup>He ordinaire pour des températures de l'ordre de ou inférieures à 2 K.

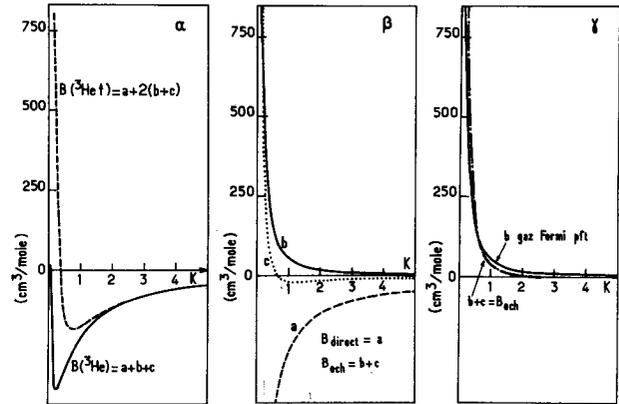


Fig. 3. — Variations du deuxième coefficient du viriel en fonction de la température :  $\alpha$ ) Influence de la polarisation sur le deuxième coefficient du viriel [ $B(^3\text{He})$  : d'après Boyd [14];  $B(^3\text{He} \uparrow)$  : ce travail];  $\beta$ ) Les différentes contributions au coefficient du viriel :  $B_{\text{dir.}} = a$  (interactions),  $B_{\text{éch.}} = b$  (gaz parfait) +  $c$  (interactions);  $\gamma$ ) Comparaison du terme d'échange pour le gaz parfait de Fermi (coefficient  $b$ ) et le gaz de Lennard-Jones représentant le gaz réel d'<sup>3</sup>He ( $B_{\text{éch.}} = b + c$ ).

[Variations of the second virial coefficient  $B(T)$  as a function of temperature :  $\alpha$ ) Influence of the nuclear polarization on  $B(T)$ ;  $\beta$ ) Various terms appearing in  $B(T)$  :  $B_{\text{direct}} = a$  (interactions),  $B_{\text{exchange}} = b$  (ideal gas) +  $c$  (interactions);  $\gamma$ ) comparing the exchange term for an ideal Fermi gas ( $b$ ), and the Lennard-Jones gas ( $b + c$ ) corresponding to <sup>3</sup>He.]

En dessous de 0,5 K, l'effet devient spectaculaire puisqu'on assiste dès cette température au changement de signe de  $B$  : le caractère répulsif des corrélations statistiques entre fermions l'emporte alors sur l'effet moyen du potentiel attractif.

Pour analyser de façon plus précise l'influence de la polarisation, nous avons reporté sur la figure 3 $\beta$  les diverses contributions au coefficient du viriel en fonction de la température. Pour simplifier les notations, nous avons posé :

$$B_{\text{dir.}} = a$$

$$B_{\text{éch.}} = b + c.$$

Le terme direct  $a$  est donné par l'expression (2.22); nous distinguons dans  $B_{\text{éch.}}$  la contribution indépendante des interactions  $b$ , qui n'est autre que le coefficient du gaz parfait de fermions (2.15), de celle qui dépend des interactions que nous notons  $c$  (2<sup>e</sup> terme du 2<sup>e</sup> membre de 2.23). On constate l'importance

du rôle du terme d'échange du gaz parfait ( $b$ ); en fait, si l'on ne tient compte que de ce terme, on peut avoir une idée qualitative raisonnable de la variation du coefficient du viriel  $B(T)$  sous l'influence de la polarisation.

Toutefois, il ne faut pas oublier l'effet des interactions dans le terme d'échange contenu dans  $c$ . Ce coefficient est en fait non négligeable et l'on constate que son signe change sur le domaine de température étudié. Lorsque  $T > 2$  K, on peut voir sur la figure 3 $\gamma$  que l'effet du terme ( $c$ ) est simplement de compenser celui du terme d'échange ( $b$ ) du gaz parfait. Il apparaît ainsi que l'interaction abaisse notablement la température d'apparition des effets statistiques dans le gaz réel : si l'on prend comme référence la valeur à 10 K de  $B_{\text{é.ch.}}$  du gaz parfait (terme ( $b$ )), on constate qu'il faut descendre jusqu'à  $T \simeq 2$  K pour que le même coefficient pour le gaz de Lennard-Jones étudié ici (somme ( $b$ ) + ( $c$ )) prenne une valeur comparable. Cette diminution des effets d'échange est liée au cœur fortement répulsif du potentiel d'interaction [15], [16], qui empêche un bon recouvrement entre paquets d'onde des atomes. En reprenant les termes de la discussion du paragraphe 1, on peut dire que pour  $T > 1$  K le potentiel répulsif donne un poids notable à la diffusion en onde  $p$ ; de ce fait, aux températures intermédiaires, l'effet du principe de Pauli dans l'hélium 3 se trouve minimisé par rapport à la situation dans le gaz de fermions libres. C'est une idée sur laquelle nous reviendrons dans l'étude des systèmes denses.

A basse température, lorsque  $T < 0,7$  K, le coefficient  $c$  change de signe et son effet s'oppose maintenant, non plus à ( $b$ ), mais à ( $a$ ). Ce phénomène se comprend aisément si l'on se reporte à la diminution des interactions entre atomes discutée dans l'introduction. Lorsque la longueur d'onde  $\lambda_T$  devient très grande, les atomes dans  ${}^3\text{He} \uparrow$  ne peuvent jamais s'approcher suffisamment pour interagir. On s'attend donc à ce que  $|a + 2c|$ , contribution totale des interactions à  $B(T)$ , soit très petit devant  $|a|$  (caractère presque parfait de  ${}^3\text{He} \uparrow$  à basse température).

En conclusion, il faut souligner l'importance des effets de symétrie dans le gaz de  ${}^3\text{He}$ , même dilué, à basse température ( $T < 3$  K). Ces effets font de l'hélium 3 polarisé un gaz dont les propriétés sont notablement différentes de l'hélium 3 ordinaire. Les différentes propriétés que nous avons estimées numériquement dans un modèle de Lennard-Jones (viscosité, conduction de la chaleur, coefficient du viriel) présentent, en fonction de la polarisation, des variations de l'ordre de 25 % à 500 % pour des températures comprises entre 0,1 et 2 K.

Ces grandeurs ont déjà été mesurées dans le fluide ordinaire [9], [10], [17] dans le domaine de température qui nous intéresse; il semble donc que l'effet de la polarisation pourra aisément être mis en évidence. La situation expérimentale apparaît particulièrement favorable dans la mesure où l'on peut réaliser des

mesures différentielles : ordinairement, une mesure du coefficient du viriel implique une connaissance précise de la quantité de gaz utilisée et de son volume. Par contre, mettre en évidence expérimentalement les effets de la polarisation nucléaire sur l'équation d'état du gaz ne demande que des mesures différentielles, donc plus aisées (possibilité de faire varier à volonté le taux de polarisation nucléaire, donc la pression, par résonance magnétique).

Avant de quitter l'étude de ce nouveau gaz quantique, on pourrait être tenté d'explorer théoriquement la région du gaz fortement dégénéré ( $n^{-1/3} \lesssim \lambda_T$ ). Malheureusement, ce gaz presque parfait, fortement dégénéré, n'existe probablement pas plus dans le cas de  ${}^3\text{He} \uparrow$  que de  ${}^3\text{He}$ , la liquéfaction se produisant vraisemblablement avant que les effets de la dégénérescence ne soient intenses. Nous reviendrons sur ce point dans la suite (remarque (iii) à la fin du § 3.2).

**3. Systèmes quantiques denses.** — Il y a trente ans encore l'existence même du liquide  ${}^3\text{He}$  ordinaire était sujette à controverse. Après estimation de l'énergie cinétique de point zéro et de l'énergie potentielle, London [18] concluait que l'importance des forces répulsives empêcherait la liquéfaction de  ${}^3\text{He}$  sauf peut-être sous pression. Une trop grande incertitude sur l'énergie de point zéro de  ${}^4\text{He}$  était à l'origine de cette prédiction inexacte, contredite dès 1948 par de Boer et Lunbeck [19] et infirmée en 1949 par l'obtention par Sydoriak, Grilly et Hammel [20] des premières gouttes de  ${}^3\text{He}$  liquide. Toutefois, l'étude expérimentale ultérieure devait montrer que l'hélium 3 est un liquide très peu lié — son énergie de liaison à 0 K n'est que de 2,48 K — et très peu dense (à 0 K,  $n^{-1/3} = 3,93$  Å).

Qu'attendre alors de la polarisation nucléaire de ce liquide si peu lié ? La répulsion effective d'origine statistique serait-elle susceptible de déstabiliser le liquide et de bouleverser le diagramme de phases ?

**3.1 STABILITÉ DU LIQUIDE POLARISÉ A  $T = 0$ .** — La première approche de l'étude de la stabilité du liquide de  ${}^3\text{He} \uparrow$ , la plus naïve, consiste à négliger l'effet des interactions. Alors, sous l'influence de la polarisation nucléaire, le principe d'exclusion impose un doublement de volume de la sphère de Fermi et, par suite, une élévation de l'énergie cinétique moyenne par particule de 1,8 K. Dans une telle hypothèse, le liquide reste la forme stable à pression et température nulles.

Si l'on tient maintenant compte des interactions entre atomes du liquide, les estimations précédentes doivent être remises en question et il faut tenir compte des variations d'énergie potentielle : on peut par exemple imaginer une situation où, sous l'action conjuguée d'une augmentation d'énergie cinétique et d'une réduction globale des interactions sous l'effet de la polarisation, l'énergie totale par atome serait positive : dans ces conditions, la forme stable à

$P = 0$ ,  $T = 0$  serait la forme gazeuse et on pourrait observer une transition gaz-liquide à  $T = 0$  sous l'influence de la pression. A l'extrême, mais hautement improbable serait la disparition totale de la phase liquide au profit de la phase gazeuse <sup>(3)</sup> !

La difficulté d'une prédiction quantitative précise réside dans le fait que la faible énergie de liaison de  ${}^3\text{He}$  est, en réalité, le résultat d'une compétition entre deux grandeurs importantes : une énergie cinétique de l'ordre de 10 K par particules et une énergie potentielle de l'ordre de  $-12$  K. Négliger les interactions relève donc d'une simplification abusive et, compte tenu de l'étroite balance entre énergie potentielle et énergie cinétique, les modèles — tels celui de London [18] — présentent une valeur illustrative intéressante, mais ne peuvent conduire à des prédictions quantitatives.

Le liquide de  ${}^3\text{He}$  étant un liquide très peu dense, il est tentant d'essayer d'avoir une idée de ses propriétés par simple extrapolation de celles d'un gaz de  ${}^3\text{He}$ . Même si une telle extrapolation se révèle médiocre pour prédire les propriétés de  ${}^3\text{He}$  liquide, elle pourrait être acceptable pour comprendre les différences entre  ${}^3\text{He} \uparrow$  et  ${}^3\text{He}$ . Or, dans le problème à deux corps étudié au paragraphe 2 pour le calcul du deuxième coefficient du viriel du gaz, nous avons vu qu'à très basse température nous avons effectivement conjugué des deux effets : répulsion purement statistique (terme  $b > 0$ ) et effet global répulsif des interactions d'échange (terme  $c > 0$  pour  $T < 0,7$  K). Qu'une telle conjonction se manifeste également dans le liquide et les bouleversements du diagramme de phases que nous décrivons ci-dessus deviendraient possibles. En réalité, cette approche du milieu dense est bien hasardeuse car on sait que le problème de la stabilité d'un liquide est, avant tout, un problème à  $N$  corps.

A cet égard, des développements récents [22], [23] concernant l'existence des polymères  $({}^3\text{He})_n$  jettent une lumière nouvelle sur le problème de la stabilité du liquide  ${}^3\text{He}$ . Bruch et Mc Gee [22] d'une part, Lim et Zuniga [23] par ailleurs, ont montré que le trimère  $({}^3\text{He})_3$  n'est vraisemblablement pas lié; il en est *a fortiori* de même du trimère polarisé à 100 %. Il semble qu'il faudrait au moins 5 atomes de  ${}^3\text{He}$  pour obtenir un polymère lié et probablement 10 atomes ou même plus pour stabiliser le polymère complètement polarisé [24]. Cette attaque sous l'angle des problèmes à un petit nombre de corps ne saurait actuellement nous permettre d'aller plus loin, mais elle nous semble une bonne illustration de la faiblesse de cohésion du liquide  ${}^3\text{He}$  et du rôle essentiel des effets à plus de 2 corps dans son existence même.

<sup>(3)</sup> Ces comportements spectaculaires, s'ils restent relativement improbables dans le cas de  ${}^3\text{He}$  polarisé, ne sont cependant peut-être pas toujours une pure fiction; il ne serait pas exclu d'observer de tels effets sur le diagramme de phases du deutérium totalement polarisé... si toutefois on arrive à produire un tel corps [21].

La réponse théorique à notre interrogation passe donc par une résolution fine du problème à  $N$  corps pour le potentiel He-He. C'est un problème qui a fait l'objet de nombreuses approches [25]. Les multiples raffinements apportés aux méthodes initiales conduisent maintenant à une relativement bonne description de l'état fondamental de l'hélium 3. Un résultat particulièrement intéressant a été publié récemment par Ceperley, Chester et Kalos [26]. Ces auteurs ont réalisé une étude de l'état fondamental d'un système de  $N$  fermions par simulation numérique. L'intérêt essentiel de leur calcul réside dans l'utilisation de fonctions d'essai totalement antisymétrisées. On notera que, dans l'état fondamental du liquide, les fonctions de distribution radiales des spins parallèles ou antiparallèles apparaissent comme notablement différentes, conduisant à la conclusion que dans l'hélium ordinaire, les plus proches voisins sont antiparallèles. Ce résultat nous suggère encore une fois que l'introduction d'une contrainte sur les spins pourrait modifier considérablement la structure de l'hélium. Le problème, à ce stade, reste ouvert, mais ces quelques considérations nous semblent amplement justifier l'intérêt d'un calcul variationnel actuellement en cours [27].

A défaut d'avoir une estimation théorique précise de l'effet de la polarisation nucléaire sur l'état des phases denses de  ${}^3\text{He}$ , nous pouvons, dans l'état actuel des choses, essayer d'avoir une idée de l'énergie de liaison du liquide par une approche différente. L'idée est d'effectuer un calcul de cette énergie de liaison à partir de la valeur expérimentale de la susceptibilité magnétique  $\chi$  du liquide.

Appelons en effet  $\Delta E(M)$  le coût en énergie cinétique et potentielle (énergie mécanique) par atome qu'entraîne une polarisation du liquide (en champ magnétique  $B$  nul). Lorsque l'aimantation par atome  $M$  est faible :

$$\Delta E(M) = \alpha M^2 \quad (3.1)$$

où  $\alpha$  est un coefficient numérique. Ce coefficient est simplement relié à la susceptibilité magnétique  $\chi$  du liquide. En effet, en présence d'un champ  $B$ , l'état fondamental s'obtient par minimisation de l'énergie totale (par atome) :

$$\Delta E_{\text{tot.}} = \alpha M^2 - MB \quad (3.2)$$

ce qui donne :

$$M = \frac{B}{2\alpha} \quad (3.3)$$

La susceptibilité par atome  $\chi$  vaut donc :

$$\chi = \frac{M}{B} = \frac{1}{2\alpha} \quad (3.4)$$

Tant que  $M$  reste suffisamment faible pour que l'on

puisse dans (3.1) négliger les termes d'ordre supérieur (en  $M^4$  et suivants), on a en conséquence :

$$\Delta E(M) = \frac{M^2}{2\chi}. \quad (3.5)$$

En l'absence de résultats théoriques ou expérimentaux nous donnant de plus amples informations sur la forme exacte de  $\Delta E(M^2)$ , nous extrapolerons (3.5) jusqu'au taux de polarisation de 100 % pour obtenir une estimation de la variation d'énergie de liaison à température nulle sous l'influence de la polarisation. Nous pouvons alors comparer l'énergie de polarisation ainsi obtenue à celle du gaz de Fermi parfait <sup>(4)</sup> (noté GF) ; il vient :

$$\Delta E(^3\text{He} \uparrow) \simeq \Delta E(\text{GF} \uparrow) \times \frac{\chi(\text{GF})}{\chi(^3\text{He})}. \quad (3.6)$$

L'étude de l'hélium trois faiblement polarisé — par un champ magnétique — a déjà fait l'objet de nombreuses mesures [voir par exemple [28], [29]]. La susceptibilité nucléaire du liquide est bien connue : elle manifeste, dès 2 K, un écart à la loi de Curie, mais ce n'est qu'en dessous de 0,1 K que le liquide se comporte comme un vrai liquide de Fermi avec une susceptibilité constante indépendante de la température.

A pression nulle et température nulle, la susceptibilité de l'hélium trois liquide est environ 9 fois plus grande que celle du gaz de Fermi parfait. Il en résulte que l'augmentation moyenne d'énergie par particule, sous l'influence de la polarisation, peut être estimée dans le cadre de l'hypothèse ci-dessus à :

$$\Delta E(^3\text{He} \uparrow) \simeq 1,8 \text{ K} \times \frac{1}{9} = 0,2 \text{ K}. \quad (3.7)$$

Nous sommes donc en présence de deux estimations de la même quantité  $\Delta E(^3\text{He} \uparrow)$ . La première, obtenue plus haut par un modèle très naïf de gaz parfait majeure probablement l'effet de la polarisation, car elle néglige la diminution des effets de statistique due au cœur fortement répulsif du potentiel, les fortes corrélations créées dans l'espace des configurations par la présence du cœur répulsif masquant l'effet des corrélations statistiques. Cet effet que nous avons déjà souligné dans l'étude du coefficient du viriel se manifeste également dans le liquide. On peut encore dire que, à cause de l'impénétrabilité des atomes, l'échange de deux particules nécessite un mouvement collectif de plusieurs atomes et non de deux d'entre eux seulement, ce qui diminue les effets de statistique.

<sup>(4)</sup> Pour plus de simplicité, nous utilisons également la formule (3.5) pour le gaz parfait de fermions. Cette approximation n'était pas indispensable puisque nous savons exactement calculer l'énergie du gaz de Fermi parfait en fonction de la polarisation ; toutefois l'erreur commise sur ce terme, inférieure à 6 %, est ici totalement négligeable devant les autres causes d'incertitude.

Mais, par ailleurs, il ne nous semble pas impossible que la deuxième minimise au contraire l'effet de la polarisation. En effet, la forte valeur de la susceptibilité du liquide <sup>3</sup>He traduit l'importance et le caractère des interactions au voisinage du niveau de Fermi ; l'analyse de Landau des liquides de Fermi donne une double origine à cet effet :

i) la densité d'état de l'hélium 3 au niveau de Fermi est environ trois fois plus élevée que celle du gaz parfait,

ii) l'effet de la répulsion d'échange dans le liquide réel est environ trois fois plus faible que dans le gaz de Fermi parfait.

Or ces propriétés caractérisent l'énergie et les interactions des quasi-particules les plus énergétiques du voisinage de la surface de Fermi. Lorsqu'on envisage de polariser à 100 % le liquide, il s'agit de basculer tous les spins y compris ceux des particules de faible impulsion du fond de la mer de Fermi. Le coût en énergie d'une telle opération est imprévisible sur la base des résultats expérimentaux actuels, mais il n'est pas exclu qu'il soit supérieur à celui du basculement d'un spin de la surface ; il nous semble en effet possible que la répulsion d'échange entre particules peu énergétiques, et qui par suite explorent peu le potentiel répulsif, soit supérieure à sa valeur au niveau de Fermi. Dans une telle hypothèse, la valeur de 0,2 K donnée pour l'estimation de la variation d'énergie du fondamental sous l'influence de la polarisation représenterait bien un minorant de la valeur réelle de cette quantité.

3.2 DIAGRAMME DE PHASE DE <sup>3</sup>He  $\uparrow$ . — Examinons maintenant quels sont les effets de la polarisation nucléaire sur le diagramme de phases de <sup>3</sup>He.

3.2.1 *Equilibre liquide-gaz.* — Nous sommes, dans le paragraphe précédent, arrivés à l'idée que la courbe d'équilibre liquide-vapeur de <sup>3</sup>He  $\uparrow$  passe probablement par le point  $P = T = 0$ , comme celle de <sup>3</sup>He ordinaire. Aux températures très faibles, la relation de Clapeyron nous permet de décrire la courbe de pression de vapeur saturante par <sup>(5)</sup> :

$$P = P_0 \exp\left(-\frac{L}{kT}\right) \quad (3.8)$$

où  $L$  représente la chaleur de vaporisation par atome à  $T = 0$  K (soit l'opposé de l'énergie de liaison). Si  $P \uparrow$  désigne la pression de vapeur saturante de <sup>3</sup>He  $\uparrow$ ,  $P$  celle de <sup>3</sup>He normal, on a donc :

$$\begin{aligned} \frac{P \uparrow}{P} &= \exp\left(-\frac{L \uparrow - L}{kT}\right) \\ &= \exp\frac{\Delta E(^3\text{He} \uparrow)}{kT}. \end{aligned}$$

<sup>(5)</sup> La relation (3.8) est obtenue à partir de la relation de Clapeyron si l'on suppose que la vapeur est un gaz parfait, que son volume par atome est beaucoup plus grand que celui du liquide, et que  $L$  est constant dans le domaine de température envisagé.

La figure 4 montre l'allure des variations relatives de la pression de vapeur saturante de  ${}^3\text{He}$  dues à la polarisation nucléaire (on a pris la valeur (3.7) pour  $\Delta E$ ). Dès que  $T \lesssim 0,2$  K, les effets de la polarisation deviennent importants.

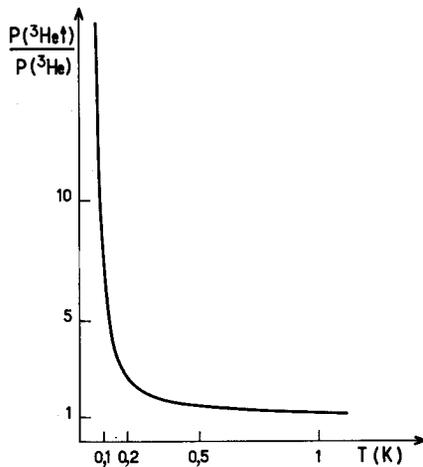


Fig. 4. — Allure des variations en fonction de la température du rapport entre les pressions de vapeur saturante du liquide de  ${}^3\text{He} \uparrow$  et de  ${}^3\text{He}$ .

[Approximate variations, as a function of temperature, of the ratio between saturation vapour pressures of  ${}^3\text{He} \uparrow$  and  ${}^3\text{He}$ .]

Nous obtenons donc une augmentation de la pression de vapeur saturante par polarisation nucléaire. L'interprétation de ce résultat est simple : dans le domaine des basses températures, le liquide est dégénéré, tandis que le gaz — compte tenu de sa faible densité — ne l'est que très faiblement; sous l'effet de la polarisation nucléaire, la variation du potentiel chimique du liquide est par suite supérieure à celle du gaz, ce qui implique une diminution du domaine d'existence du liquide au profit du gaz.

*Remarques.* — (i) Dans le même ordre d'idées, considérons maintenant un équilibre liquide-vapeur où la polarisation nucléaire est, non pas totale, mais partielle. L'effet de variation du potentiel chimique qui vient d'être décrit conduit à prévoir qu'à l'équilibre entre les deux phases, la polarisation nucléaire sera plus élevée dans la vapeur que dans le liquide. L'équilibre résulte d'un compromis entre effets entropiques (qui tendent à égaliser les polarisations nucléaires dans les deux phases) et énergétiques (qui tendent à favoriser la polarisation du gaz), de façon tout à fait analogue à ce qui se produit dans un équilibre liquide-vapeur d'un mélange de deux corps. Le taux de polarisation  $X$  de  ${}^3\text{He}$  ( $X$  varie entre 0 et 1 et est proportionnel à  $M$ ) joue un rôle analogue à la concentration  $x$  du corps A dans B [30]; l'allure des diagrammes d'équilibre à pression constante est représentée sur la figure 5.

(ii) De ce qui précède, il ressort que si l'on met en contact une phase liquide de  ${}^3\text{He}$  ordinaire avec un

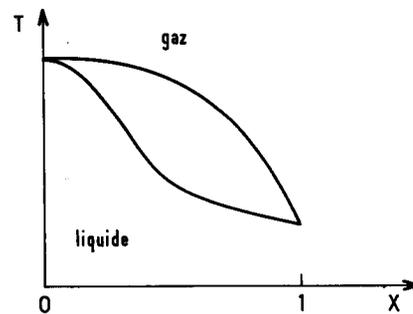


Fig. 5. — Allure des diagrammes d'équilibre liquide-vapeur, à pression constante, d'un mélange partiellement polarisé. Le taux de polarisation  $X$  varie de 0 ( ${}^3\text{He}$  ordinaire) à 1 ( ${}^3\text{He} \uparrow$ ).

[A sketch of the phase diagram of the liquid-vapour equilibrium ( $P = \text{constant}$ ) for partially polarized  ${}^3\text{He}$ . The fractional polarization  $X$  is varying from 0 (ordinary  ${}^3\text{He}$ ) to 1 ( ${}^3\text{He} \uparrow$ ).]

gaz de  ${}^3\text{He} \uparrow$  (à pression fixée), du liquide s'évapore et la température du système s'abaisse.

(iii) Les effets de dégénérescence maximum observables dans  ${}^3\text{He} \uparrow$  gazeux sont supérieurs à ceux que l'on peut obtenir dans  ${}^3\text{He}$  ordinaire. Considérons en effet un gaz de pression  $P$  et température  $T$ . Dans le plan  $P, T$ , on peut tracer la frontière approximative du domaine de dégénérescence ( $n\lambda_T^3 = 1$ ) en exprimant la densité  $n$  et la longueur d'onde thermique  $\lambda_T$  en fonction de  $P, T$  (et d'autres paramètres tels que la masse des atomes); pour simplifier, on peut utiliser l'équation d'état des gaz parfaits classiques (bien qu'elle cesse bien sûr d'être valable précisément sur cette courbe de dégénérescence). On obtient alors une relation du type  $P = dT^{5/2}$ , où  $d$  est un coefficient numérique.

Pour tous les corps connus, y compris  ${}^3\text{He}$ , on trouve ainsi que la courbe de dégénérescence est située dans une région du plan  $P, T$  où le système est condensé. Le gaz de  ${}^3\text{He}$  n'est jamais fortement dégénéré et, lorsqu'il est refroidi, on assiste à une liquéfaction avant que la condition  $n\lambda_T^3 = 1$  ne soit atteinte.

Pour  ${}^3\text{He} \uparrow$ , la courbe de dégénérescence est déplacée vers les températures élevées [à valeur donnée de  $n\lambda_T^3$ ,  ${}^3\text{He} \uparrow$  est plus dégénéré que  ${}^3\text{He}$  puisque moins d'états de spin sont accessibles]. D'autre part, nous avons vu que la courbe de liquéfaction est déplacée vers les faibles températures. Par suite, sous l'effet de la polarisation, les deux courbes se déplacent l'une vers l'autre, et conjuguent leurs effets pour augmenter les effets de dégénérescence dans la vapeur de  ${}^3\text{He} \uparrow$ .

(iv) Etant donné la difficulté déjà mentionnée de former des amas d'atomes de  ${}^3\text{He} \uparrow$ , les possibilités d'observation d'effets de dégénérescence dans le gaz peuvent être encore favorisées par des effets de retard à la liquéfaction (à condition que les surfaces du récipient qui le contiennent soient bien contrôlées : enduits de  $\text{H}_2$  solide par exemple).

3.2.2 *Equilibre liquide-solide*. — Il est possible de prévoir des phénomènes analogues à ceux discutés plus haut pour la courbe d'équilibre liquide-solide ; dans le solide, du fait de l'effet de cage et de localisation des atomes, les manifestations des effets d'échange sont encore bien plus faibles que dans la phase liquide. Pour une température inférieure à la température de dégénérescence du liquide, on s'attend donc (à température constante) à un abaissement de la pression de solidification sous l'influence de la polarisation des spins nucléaires. Cette affirmation est corroborée par le résultat de Nosanow *et coll.* [31] qui ont montré que la pression de solidification d'un système de Fermi est beaucoup plus faible que celle d'un système de Bose de même masse et même potentiel d'interaction. Extrapolant leurs résultats, il semble légitime de conclure que le renforcement des effets d'échange pour le système de fermions polarisés contribuera à un nouvel abaissement de la pression de solidification.

Un phénomène spectaculaire à prévoir est la disparition de la région de l'effet Pomeranchuk, puisque le terme d'entropie de spin du solide, qui explique l'existence de cet effet, disparaît sous l'influence de la polarisation des noyaux.

*Remarque*. — Dans le domaine des très basses températures (région des mK), on sait que  $^3\text{He}$  possède des phases superfluides aux propriétés extrêmement intéressantes. Dans toute la discussion qui précède, nous avons délibérément ignoré ces phases en supposant implicitement que la température n'était pas trop basse. Il est probable que le diagramme des phases superfluides serait profondément affecté par l'existence d'une contrainte sur l'état des spins nucléaires.

3.3 THÉORIE DES ÉTATS CORRESPONDANTS. — Jusqu'ici, nous avons limité la discussion aux phénomènes se produisant dans  $^3\text{He} \uparrow$  au voisinage de la température  $T = 0$ . Nous avons ainsi laissé de côté plusieurs problèmes intéressants, comme par exemple la position du point critique de  $^3\text{He} \uparrow$ . Une façon d'avoir des indications sur ce type de problème est d'utiliser le théorème quantique des états correspondants.

Le théorème quantique des états correspondants, qui permet de justifier le concept d'équation d'état réduite, a été initialement introduit et utilisé par J. de Boer et collaborateurs [19], [32], [33]. Dans sa forme la plus générale, nous pouvons la formuler ainsi. Tous les corps dont le potentiel interatomique peut se mettre sous la forme (on néglige tous les effets de non-additivité des interactions) :

$$V(r) = \varepsilon f\left(\frac{r}{\sigma}\right) \quad (3.9)$$

où  $f$  est une fonction universelle, et  $\varepsilon$  et  $\sigma$  des caracté-

ristiques propres au gaz envisagé, obéissent à une équation d'état réduite de la forme :

$$P^* = F(V^*, T^*, \eta) \quad (3.10)$$

où  $F$  est une fonction universelle ne dépendant que de la statistique (Fermi ou Bose-Einstein) à laquelle obéit le corps étudié. Les paramètres réduits sont respectivement définis par :

$$P^* = \frac{P\sigma^3}{\varepsilon} \quad (3.11)$$

$$V^* = \frac{V}{N\sigma^3} \quad (3.12)$$

$$T^* = \frac{kT}{\varepsilon} \quad (3.13)$$

$$\eta = \frac{\hbar^2}{m\varepsilon\sigma^2} \quad (3.14)$$

Les 3 premiers paramètres ci-dessus, pression, volume et température, sont les mêmes que ceux de la théorie classique des états correspondants. Il apparaît en outre que l'équation d'état obtenue en théorie quantique dépend d'un nouveau paramètre réduit, le paramètre quantique  $\eta$  <sup>(6)</sup>. Ce paramètre mesure approximativement le rapport de l'énergie cinétique moyenne à l'énergie potentielle moyenne de la particule. Plus ce paramètre est grand, c'est-à-dire plus l'énergie de point zéro devient importante devant l'énergie potentielle, plus les manifestations quantiques macroscopiques seront importantes. Nous donnons dans le tableau II la valeur de ce paramètre  $\eta$  pour les corps les plus légers, pris dans l'article de Nosanow, Parish et Pinski [31] :

Tableau II

	$\eta$
H	0,547
D	0,274
$^3\text{He}$	0,241
$^4\text{He}$	0,183
$\text{H}_2$	0,076

La suite du raisonnement consiste à postuler qu'à  $V^*$  et  $T^*$  constants, la fonction  $F$  (cf. équation (3.10)) et les fonctions thermodynamiques généralisées sur le même modèle sont de bonnes fonctions régulières de  $\eta$  et à extrapoler ces fonctions à partir de celles de corps dont les propriétés sont déjà connues.

Historiquement, cette idée eut à son actif un très grand succès : en 1948, avant la première liquéfaction de l'hélium 3, de Boer et Lunbeck [19] prédisaient l'allure de la courbe d'équilibre liquide-vapeur et les

<sup>(6)</sup> Nous utilisons ici non pas le paramètre quantique introduit par de Boer, mais celui introduit postérieurement par Nosanow, Parish et Pinski [31] à qui sont dus les travaux qui sont à la base des résultats obtenus dans ce paragraphe.

caractéristiques du point critique de  $^3\text{He}$  par simple extrapolation des propriétés de  $^4\text{He}$  et des gaz rares plus lourds. L'expérience devait confirmer ces prédictions à mieux de 10 % près.

Remarquons que de Boer et Lunbeck avaient négligé les différences de statistique entre  $^3\text{He}$  et  $^4\text{He}$ ; l'excellent accord avec l'expérience laisse entendre que, si les effets quantiques de vibration du point zéro sont essentiels pour rendre compte des propriétés thermodynamiques du fluide, les effets de symétrie ne doivent par contre apporter qu'une assez faible correction aux diagrammes de phases de l'hélium. A l'heure actuelle, cette idée ne peut être infirmée ou confirmée expérimentalement (l'un des intérêts de l'étude de l'influence de la polarisation nucléaire sur le liquide serait précisément de la tester). Nous pouvons toutefois fonder, sur des calculs récents, la présomption que le diagramme de phases d'hélium 3 polarisé diffère de manière mesurable de celui de l'hélium 3 ordinaire. En effet, pour étudier et prévoir les propriétés des nouveaux systèmes quantiques que sont les isotopes de l'hydrogène totalement polarisé, Miller et Nosanow [34] ont entrepris une étude générale des systèmes de bosons ou de fermions interagissant *via* un potentiel de Lennard-Jones. Il ressort de leurs calculs que le liquide de fermions polarisés est moins stable que le liquide ordinaire. L'état fondamental du fluide ordinaire (dégénérescence de spin égale à 2) est lié si  $\eta \lesssim 0,29$ . La condition, plus restrictive, de stabilité du liquide polarisé est  $\eta \lesssim 0,27$ . Le paramètre quantique de l'hélium étant égal à 0,24 (cf. tableau I), nous en déduisons que  $^3\text{He} \uparrow$ , quoique moins stable que l'hélium trois ordinaire, reste lié à  $T = 0, P = 0$ , confirmant ainsi l'indication à laquelle nous étions arrivés au § 3.1.

Pour  $^3\text{He}$  ordinaire, les paramètres critiques sont :

$$\begin{cases} T_c = 3,3 \text{ K} \\ P_c = 1,15 \text{ atm.} \end{cases}$$

Interpolant les calculs de la référence [34], nous obtenons pour  $^3\text{He} \uparrow$  :

$$\begin{cases} T_c \uparrow = 3,8 \text{ K} \\ P_c \uparrow = 1,4 \text{ atm.} \end{cases}$$

L'incertitude attachée à ces résultats semble difficile à évaluer, en particulier du fait des extrapolations nécessaires pour appliquer la méthode. Il peut sembler surprenant de trouver un effet aussi important de la polarisation nucléaire dans un domaine de température où, ni le gaz, ni le liquide, ne sont fortement dégénérés.

Pour finir, on peut chercher à résumer l'ensemble des résultats obtenus sur un diagramme de phases. Le diagramme qui nous semble le plus probable aura l'allure représentée sur la figure 6, qu'il faut considérer comme une estimation purement qualitative.

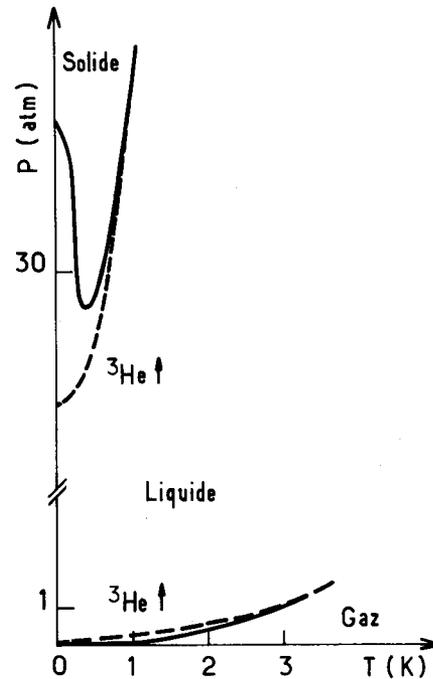


Fig. 6. — Evolution qualitative probable du diagramme de phases de  $^3\text{He}$  sous l'influence de la polarisation ; en trait plein, le diagramme de phases de  $^3\text{He}$  ordinaire ; en trait pointillé, le diagramme probable de  $^3\text{He}$  polarisé.

[A sketch of the expected changes in the phase diagram of  $^3\text{He}$  due to nuclear polarization. Full lines :  $^3\text{He}$ ; broken lines :  $^3\text{He} \uparrow$ .]

3.4 SOLUTIONS DE  $^3\text{He}$  DANS  $^4\text{He}$ . — On connaît les intéressantes propriétés des mélanges de  $^3\text{He}$  et  $^4\text{He}$  liquides : abaissement du point de transition superfluide dû à la présence de  $^3\text{He}$ , existence d'une concentration maximale de  $^3\text{He}$  dans  $^4\text{He}$  à température nulle, etc... Cette concentration maximale peut être calculée si l'on connaît, d'une part le potentiel chimique des atomes de  $^3\text{He}$  en phase pure liquide, d'autre part les variations avec la concentration en  $^3\text{He}$  du potentiel chimique des atomes de  $^3\text{He}$  en solution dans  $^4\text{He}$  liquide. Il est clair que la polarisation nucléaire va modifier ces deux potentiels chimiques et on peut donc prévoir des modifications importantes du diagramme des mélanges  $^3\text{He}$ - $^4\text{He}$  lorsque  $^3\text{He}$  est orienté. A première vue, on s'attend à ce que l'effet de la polarisation nucléaire soit plus net dans la phase la plus dense en fermions,  $^3\text{He}$  liquide pur. On peut même penser à un modèle où les atomes de  $^3\text{He}$  en solution dans  $^4\text{He}$  liquide seraient traités comme un gaz parfait ; le problème de l'équilibre des deux phases, pure et diluée, deviendrait alors très similaire à celui de l'équilibre liquide-vapeur discuté plus haut. Un tel modèle conduirait à prédire une augmentation de la solubilité de  $^3\text{He}$  dans  $^4\text{He}$  (de façon analogue à l'augmentation de pression de vapeur saturante de  $^3\text{He}$  pur) sous l'effet de la polarisation nucléaire.

Cependant, même dans la phase diluée, les interactions entre atomes ne sont pas négligeables [35], [36]

et le calcul de l'effet sur le potentiel chimique de la polarisation nucléaire est assez complexe. Nous considérerons donc cette question comme un problème ouvert, nous contentant à ce stade d'insister sur le grand intérêt qu'il y aurait, autant d'un point de vue théorique qu'expérimental, à étudier le rôle du paramètre supplémentaire qu'est la polarisation nucléaire dans les mélanges  $^3\text{He}$ - $^4\text{He}$ . Rappelons que les temps de relaxation nucléaire de  $^3\text{He}$  en solution dans  $^4\text{He}$  peuvent être extrêmement longs (M. Taber [37]).

**3.5 FILMS BIDIMENSIONNELS DE  $^3\text{He}$ .** — Les films bidimensionnels d'hélium adsorbés sur un substrat bien homogène (graphite du type Grafoil ou Papyex, gaz rares solides, etc...) sont susceptibles de présenter des changements de phase de la même façon que l'hélium à trois dimensions [38]. De tels systèmes ont des propriétés quantiques marquées et, dans le cas des films de  $^3\text{He}$ , les effets d'une polarisation nucléaire de 100 % doivent être importants et du même type que ceux déjà discutés plus haut (réduction du domaine d'existence des phases denses au profit des phases gazeuses, etc...). D'un point de vue expérimental, un attrait des phases adsorbées est que le nombre d'atomes qui les constituent est souvent bien inférieur à celui d'un échantillon macroscopique en volume; ceci pourrait faciliter la polarisation des échantillons. Notons l'importance des phases adsorbées pour les processus de nucléation des changements de phase à 3 dimensions (liquéfaction d'une vapeur de  $^3\text{He}$  par exemple). Dans un récipient de surface interne très bien contrôlée, s'il est possible par polarisation nucléaire de maintenir la phase adsorbée de  $^3\text{He}$  à l'état de gaz à deux dimensions, il est probable que de considérables retards à la liquéfaction du gaz de  $^3\text{He}$  en volume pourront être obtenus.

En conclusion, les effets physiques qui peuvent résulter d'une polarisation nucléaire dans  $^3\text{He}$  semblent nombreux et variés. A ceux qui ont été discutés précédemment s'ajoutent toutes les modifications des propriétés hors d'équilibre (vitesse du son, conduction de la chaleur, viscosité) qui doivent être affectées, de façon analogue, aux modifications des propriétés du gaz (cf. § 2.1). Il serait intéressant de comparer des mesures de ces effets aux prédictions que fournit la théorie de Landau.

Tous les effets prévus dans les paragraphes précédents sont des effets de statistique pure et ne résultent d'aucune modification réelle du potentiel entre particules. Il y a là une différence importante avec un autre système physique dont l'étude a été récemment proposée par Miller et Nosanow [34], l'hydrogène atomique polarisé. Dans le cas de l'hydrogène, la modification du potentiel d'interaction entre atomes joue un rôle crucial dans l'existence même du gaz d'hydrogène atomique. Il n'est donc pas possible dans ce cas d'étudier l'influence des effets de statistique pure sur les propriétés de transport. Il est également

impossible de faire varier l'orientation de façon continue et de la considérer comme un paramètre thermodynamique supplémentaire, les atomes d'hydrogène de spins opposés tendant aussitôt à former des molécules. Cependant, un aspect particulièrement intéressant de  $\text{H} \uparrow$  et qui n'existe pas pour  $^3\text{He} \uparrow$  est la perspective d'observer une transition de Bose dans un système dilué.

Il est clair que de nombreux problèmes restent ouverts pour bien connaître  $^3\text{He} \uparrow$  : calcul précis de l'énergie de liaison du liquide, courbes de coexistence des phases (point critique), effets de la polarisation nucléaire dans la région des *phases nouvelles* (région des mK), diagrammes détaillés des mélanges  $^3\text{He}$ - $^4\text{He}$ , etc... On peut espérer avoir la réponse à certains d'entre eux dans un futur proche.

**4. Possibilités expérimentales.** — Pour polariser fortement un ensemble d'atomes de  $^3\text{He}$ , on peut penser en premier lieu à le placer à suffisamment basse température dans un champ magnétique élevé. Cependant, compte tenu de la faible valeur du moment magnétique nucléaire il faut, dans un champ magnétique  $B$  de 10 T (100 000 G), descendre à une température  $T \simeq 15$  mK pour que l'énergie magnétique de couplage du spin nucléaire avec  $B$  soit de l'ordre de  $kT$ . Il est alors peu efficace d'utiliser une phase liquide — à cause des effets de dégénérescence sur la susceptibilité nucléaire — et il faut envisager de travailler en phase gazeuse ou solide (où les spins nucléaires sont quasi indépendants jusqu'à des températures de l'ordre du mK). Pour les valeurs de  $B$  et  $T$  citées, les taux de polarisation  $X$  obtenus sont alors de 50 % environ, si bien que les effets intéressants sont au plus de l'ordre de 25 % de leur valeur maximum (il est en effet clair que tous les effets attendus sont invariants si l'on change le signe de l'aimantation de tous les atomes : ce sont donc des fonctions quadratiques de  $X$ ). Il peut donc sembler utile de chercher d'autres méthodes de polarisation.

Une possibilité qui semble attrayante est d'utiliser un intense gradient de champ magnétique pour trier un des états de spin nucléaire. Les atomes de moment magnétique parallèle au champ  $B$  sont en effet attirés dans les régions où  $B$  est élevé, alors que ceux de moment antiparallèle sont repoussés. Très schématiquement, un dispositif fonctionnant sur ce principe pourrait être schématisé comme sur la figure 7a et son fonctionnement pourrait être envisagé dans des conditions analogues à celles du paragraphe précédent ( $T \simeq 10$  mK, gradient de 100 kG sur l'appareil). Pour obtenir des polarisations élevées, plusieurs appareils pourraient être mis en série (Fig. 7b). On pourrait également renverser l'orientation nucléaire dans un des orifices de sortie (par exemple par passage adiabatique rapide) (Fig. 7c), et renvoyer l'ensemble du fluide, maintenant partiellement polarisé, à l'entrée du même appareil. De cette façon, par passages successifs, on peut espérer obtenir des taux de pola-

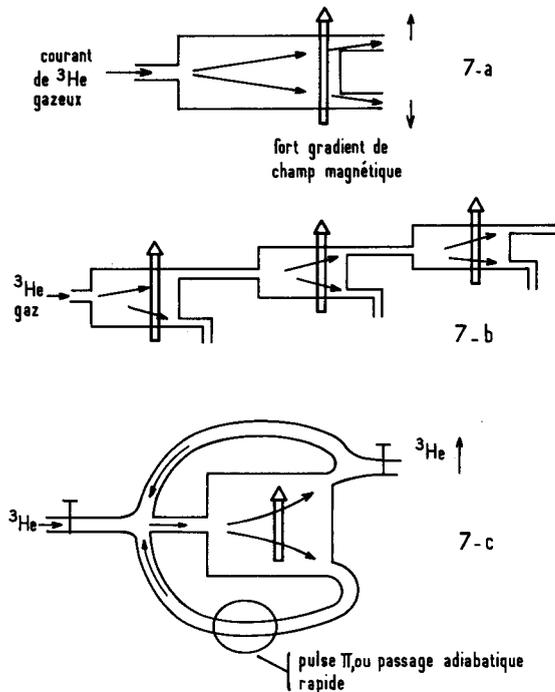


Fig. 7. — Différents schémas envisageables pour polariser nucléairement  $^3\text{He}$ .

[Various nuclear polarization schemes for  $^3\text{He}$ .]

risation élevés. Les difficultés de réalisation d'une telle installation sont cependant évidentes et des problèmes sévères de relaxation nucléaire sur les parois risquent de se poser.

Il existe une méthode complètement différente qui ne dépend de façon essentielle ni du champ magnétique ni de la température : celle du pompage optique [39]. Dans ce cas, l'orientation est obtenue par transfert de moment angulaire entre un faisceau lumineux polarisé circulairement et les atomes. Dans le cas de  $^3\text{He}$ , la méthode a été adaptée par F. D. Colegrove, L. D. Schearer et G. K. Walters [40] et consiste à passer par l'intermédiaire du niveau métastable  $2^3\text{S}$  de l'hélium, peuplé par une décharge faible dans le gaz, et à tirer parti des collisions d'échange de métastabilité qui transfèrent l'orientation du niveau métastable au fondamental. On trouvera une étude détaillée de la cinétique particulière du pompage optique *indirect* de  $^3\text{He}$  dans la référence [41]. Une caractéristique importante de ce pompage optique, au moins à température ordinaire, est que la polarisation nucléaire obtenue n'est limitée que par l'intensité de la source lumineuse. Cette propriété est directement reliée au très fort couplage entre orientations du niveau métastable et fondamental dû à l'échange de métastabilité. Avec les lampes à décharge ordinaires, on peut obtenir une puissance de quelques milliwatts au plus sur la raie de pompage  $\lambda = 1,08 \mu$  (transition  $2^3\text{S} \leftrightarrow 2^3\text{P}$ ) ; ceci correspond, dans les meilleures conditions, à des

polarisations nucléaires de l'ordre de 20 %, mais guère plus.

L'idée naturelle qui vient alors est d'utiliser un laser à la longueur d'onde  $\lambda = 1,08 \mu$ . Si un tel laser peut délivrer une puissance de quelques dizaines de milliwatts, on s'attend à obtenir des polarisations nucléaires élevées, proches de 100 %. La méthode du pompage optique laser semble donc prometteuse. Elle a cependant ses limitations. En premier lieu, elle ne s'applique qu'à un gaz de densité assez faible ( $n \approx 10^{17}$  atomes  $\text{cm}^{-3}$ ) ; cette densité s'explique par la nécessité d'entretenir dans le gaz une décharge qui peuple le niveau métastable  $2^3\text{S}$ . Pour obtenir du gaz ou du liquide de plus forte densité, plusieurs méthodes sont envisageables. On peut comprimer le gaz polarisé, comme cela a été fait par R. S. Timsit *et coll.* [42] qui ont augmenté la pression du gaz polarisé dans un facteur supérieur à 200. On peut également chercher des méthodes pour peupler le métastable  $2^3\text{S}$  à plus hautes densités de gaz (impuretés radioactives dans la cellule par exemple). On peut aussi, comme l'a tenté Mc Adams [43], orienter optiquement de la vapeur de  $^3\text{He}$  en équilibre avec du liquide et utiliser la diffusion de l'orientation nucléaire entre la vapeur et le liquide. La polarisation nucléaire obtenue par Mc Adams était relativement faible ( $P \approx 1$  à  $2 \times 10^{-3}$ ) mais, même sans utiliser de laser, il existe de sérieux espoirs d'améliorer ces résultats dans un facteur notable, grâce à l'utilisation des *enduits cryogéniques* mis au point par R. Barbé [44]. Une autre limitation de la méthode du pompage optique tient au fait que la section efficace d'échange de métastabilité  $2^3\text{S} - 1^1\text{S}_0$  décroît très rapidement lorsque la température diminue. Cette décroissance, mise en évidence et étudiée par F. D. Colegrove, L. D. Schearer et G. K. Walters [45], a depuis été étudiée théoriquement de façon plus précise à basse température, compte tenu de l'interaction de Van der Waals [46], ainsi qu'expérimentalement [47]. Le pompage optique risque donc, à très basse température, d'être limité par l'efficacité de l'échange de métastabilité et non par l'intensité lumineuse disponible. Il est néanmoins établi que la méthode fonctionne, de façon acceptable, à 4,2 K [44], [48], ce qui peut être dû à d'autres processus de transfert que l'échange de métastabilité : destruction des métastables sur la paroi, etc... Si le pompage optique avec un laser est possible, il sera de plus envisageable d'obtenir une population notable du niveau excité  $2^3\text{P}$  et de tirer parti des collisions d'échange  $2^3\text{P} - 1^1\text{S}_0$  pour transférer l'orientation nucléaire au fondamental. Des calculs théoriques de M. Kodaira et T. Watanabe [49] montrent en effet que la section efficace de transfert  $2^3\text{P} - 1^1\text{S}_0$  est importante à très basse énergie.

Le cycle de pompage optique étant par essence même fondé sur l'absorption et l'émission spontanée de photons, son efficacité par photon de pompage est grandement diminuée à forte intensité lumineuse, lorsque l'émission stimulée l'emporte sur l'émission

spontanée. Il est donc clair que le laser envisagé doit être continu, ou en tout cas ne doit pas émettre des impulsions très courtes de taux de répétition faible. Un laser à colorant continu pompé par laser à krypton ou néodyme, un laser à jonction, à centres colorés [50], [51] ou encore un laser à fibre Raman [52] semblent bien adaptés pour cela. Dans l'état actuel de la technologie, ils ne délivrent pas encore la longueur d'onde requise, mais il semble probable que des progrès seront accomplis dans ce domaine. La raie  $\lambda = 10\,830 \text{ \AA}$  de l'hélium semble de beaucoup la plus favorable, malgré sa longueur d'onde inaccessible pour le moment aux lasers continus accordables. Sa force d'oscillateur est très élevée, et les structures hyperfines des niveaux envisagés sont importantes, ce qui est une condition favorable au pompage optique de noyaux [53]. Les composantes hyperfines de cette raie sont résolues [54] et celles qui semblent le mieux convenir sont les composantes  $2^3S_1$ ,  $F = 3/2 \leftrightarrow 2^3P_{1/2}$ ,  $F = 1/2, 3/2, 5/2$ . En particulier, il faut remarquer qu'à forte polarisation nucléaire, le sous-niveau hyperfin  $F = 1/2$  du métastable  $2^3S_1$  tend à se vider au profit du  $F = 3/2$  [41], ce qui tend à éliminer les composantes correspondantes.

Quelle que soit la technique de polarisation retenue, la relaxation nucléaire dans le niveau fondamental limite à la fois la polarisation  $P$  en régime permanent, ainsi que le temps pendant lequel existera  $^3\text{He} \uparrow$  après arrêt du pompage optique. Prenons par exemple un échantillon gazeux, de temps de relaxation nucléaire  $T_r$ , soumis à l'action d'un faisceau de 10 mW de puissance. Ceci correspond approximativement à  $10^{17}$  photons par seconde, de sorte qu'un simple bilan de création et de perte d'orientation nucléaire montre qu'on peut polariser en régime permanent  $10^{17} \times T_r$  atomes ( $T_r$  en secondes).

Dans le gaz dilué, la relaxation dipôle-dipôle peut être complètement négligeable (la valeur correspondante de  $T_r$  est  $10^9$  s pour 1 torr de pression à 300 K [40]), elle reste faible à des pressions importantes pourvu que le gaz de  $^3\text{He}$  soit suffisamment pur [55], [56], [57]. L'effet dominant est alors les interactions atome-paroi qui dépolarisent les spins nucléaires. A température ambiante, des temps de relaxation de 10 h ou plus ont été obtenus par plusieurs auteurs [58], [59]. A basse température, l'utilisation d'enduits cryogéniques ralentit considérablement la relaxation et permet également des valeurs de  $T_r$  très élevées [44], [60]. Nous pouvons donc prendre  $T_r \gtrsim 10^3$  s comme ordre de grandeur raisonnable, ce qui nous conduit à un nombre d'atomes polarisés de l'ordre de  $10^{20}$ . Il est clair qu'une telle limite ne pourra pas être dépassée par beaucoup d'ordres de grandeur, du moins avec les techniques connues de pompage optique.

Si maintenant l'on envisage de polariser  $^3\text{He}$  liquide, on peut se heurter à des relaxations nettement plus rapides. Les valeurs que l'on trouve dans la littérature sont assez variables [61], [62] [63] et sont de

l'ordre de quelques centaines de secondes entre 1 K et 4 K ; les effets de paroi ou les impuretés semblent intervenir dans certaines des valeurs obtenues. Dans le domaine des millikelvin, des valeurs de  $T_r$  nettement plus courtes ont été mesurées, de l'ordre de la milliseconde [64], mais il faut probablement ici aussi mettre en cause les effets de la paroi. Quoi qu'il en soit, au voisinage de la température de l'hélium liquide (4,2 K), des valeurs de  $T_r$  de l'ordre de plusieurs minutes sont possibles, et le calcul d'ordre de grandeur effectué plus haut reste valable en phase liquide comme gazeuse. Le volume de liquide qu'il est envisageable de polariser par pompage optique est donc de l'ordre du  $\text{mm}^3$ .

Terminons ce paragraphe en décrivant une expérience envisageable par pompage optique. Son schéma est donné sur la figure 8. Une goutte de  $^3\text{He}$  liquide à  $T = 0,8 \text{ K}$  est en équilibre avec sa vapeur saturante à une pression  $p \simeq 5$  torr. La vapeur à 0,8 K est en contact par un long tube avec une enceinte à la température ambiante. Dans cette enceinte, le gaz est soumis à l'action d'une décharge et orienté optiquement. Les atomes, par diffusion, emportent leur polarisation nucléaire vers l'enceinte froide et, si l'on dispose d'enduits cryogéniques convenables, ne voient pas cette polarisation réduite de façon très notable. La polarisation nucléaire pénètre alors par échange d'atomes du gaz dans le liquide. Il doit en résulter une *augmentation de la pression de vapeur saturante*, une évaporation d'une partie du liquide et un *effet de refroidissement*. La variation de pression peut facilement être mesurée dans la cellule à température ambiante, par exemple par une expérience de radiofréquence en champ inhomogène [65]. Inversement, si l'on applique la résonance magnétique au liquide (<sup>7</sup>), la pression doit diminuer rapidement et du liquide se reformer, avec dégagement de chaleur (liquéfaction par R.M.N.).

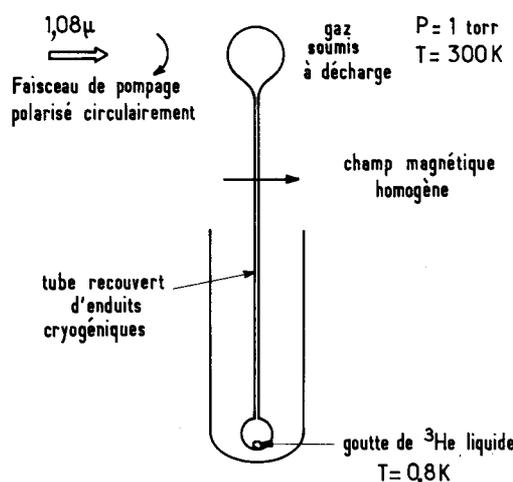


Fig. 8. — Une expérience possible de pompage optique. L'effet du pompage optique est d'élever la pression de la vapeur dans l'enceinte. Par résonance magnétique nucléaire, on peut revenir à la pression initiale.

[A possible optical pumping experiment. The optical pumping produces a vapour pressure, increase which can be destroyed afterwards by nuclear magnetic resonance.]

**Remerciements.** — Les auteurs souhaitent remercier très vivement tous ceux qui, au cours des deux dernières années, les ont aidés à travailler dans un

(<sup>7</sup>) Nous avons cité à plusieurs reprises dans cet article la possibilité de convertir  $^3\text{He} \uparrow$  en  $^3\text{He}$  par résonance magnétique. En fait, si le champ magnétique statique et le champ de radiofréquence sont tous deux parfaitement homogènes, ils ne produisent par eux-mêmes aucune dépolarisation de l'échantillon (ils imposent seulement une rotation d'ensemble à la direction de tous les spins). Pour dépolariser  $^3\text{He} \uparrow$  il faut utiliser la diffusion de l'aimantation dans des champs magnétiques suffisamment inhomogènes pour déphaser aléatoirement l'orientation transversale d'un atome à l'autre. Dans le liquide, à quelques K, les temps de diffusion sont assez longs et il faut des gradients de l'ordre de  $10^{-2}$  G/cm pour obtenir des temps de relaxation de l'ordre de la seconde. Dans le gaz, les temps de diffusion sont beaucoup plus courts, mais la rapidité de cette diffusion conduit alors (dans les gaz dilués) à des effets de rétrécissement par le mouvement [66] qui réduisent l'efficacité de la relaxation. En pratique [40], [65] des temps de relaxation inférieurs à la seconde peuvent être obtenus avec des gradients modérés ( $10^{-1}$  à  $10^{-2}$  G/cm).

domaine dont ils n'étaient guère spécialistes. R. Balian, B. Jancovici, J. P. Hansen, R. Combescot, E. Brezin ont été parmi les premiers dont les conseils et encouragements nous ont beaucoup aidés. De même, D. Levesque nous a initiés à ses méthodes de calcul et utilement guidés. Plus récemment, J. Bok, T. Leggett, D. Edwards, G. Dash et D. Kleppner nous ont également fait bénéficier de leurs remarques et suggestions.

Nous voudrions faire une mention toute particulière des passionnantes discussions que nous avons eues cette année avec B. Castaing et P. Nozières. Nous leur exprimons ici notre reconnaissance et sommes particulièrement heureux qu'ils aient, non seulement manifesté un intérêt, mais prolongé et développé certaines des idées de cet article. Nous renvoyons le lecteur à leur publication [67] où, en particulier, ils montrent comment la polarisation nucléaire peut modifier la structure du solide de  $^3\text{He}$  (solide lacunaire).

### Bibliographie

- [1] Voir par exemple l'article de revue de GOLDMAN, M., « Nuclear Dipolar Magnetic Ordering », *Phys. Rep.* **32C** (1977) 1.
- [2] Se reporter par exemple à : HIRSCHFELDER, J. O., CURTISS, C. F., BYRD, R. B., in *Molecular Theory of Gases and Liquids*, chaps 7, 8, 10 (J. Wiley, New York) 1954.
- [3] UEHLING, E. A., *Phys. Rev.* **46** (1934) 917.  
UEHLING, E. A., UHLENBECK, G. E., *Phys. Rev.* **43** (1933) 552.
- [4] DE BOER, J., *Physica* **10** (1943) 348.
- [5] BRUCH, L. W., MCGEE, I. J., *J. Chem. Phys.* **52** (1971) 5884.
- [6] MUNN, R. J., SMITH, F. J., MASON, E. A., MONCHICK, L., *J. Chem. Phys.* **42** (1965) 537.
- [7] MONCHICK, L., MASON, E. A., MUNN, R. J., SMITH, F. J., *Phys. Rev. A* **139** (1965) 1076.
- [8] DE BOER, J., MICHELS, A., *Physica* **8** (1939) 409.
- [9] FOKKENS, K., VERMEER, W., TACONIS, K. W., DE BRUYN OUBOTER, R., *Physica* **30** (1964) 2153.
- [10] BECKER, E. W., MISENTA, R., SCHMEISSNER, F., *Phys. Rev.* **93** (1954) 244.
- [11] KELLER, W. E., dans *Helium 3-Helium 4* (Plenum Press, N. Y.) 1969, chap. III.
- [12] HUANG, K., in *Statistical Mechanics* (J. Wiley, N. Y.) 1963, p. 307.
- [13] BOYD, M. E., LARSEN, S. Y., KILPATRICK, J. E., *J. Chem. Phys.* **45** (1966) 499.
- [14] BOYD, M. E., LARSEN, S. Y., KILPATRICK, J. E., *J. Chem. Phys.* **50** (1969) 4034.
- [15] KILPATRICK, J. E., KELLER, W. E., HAMMEL, E. F., METROPOLIS, N., *Phys. Rev.* **94** (1954) 1103.
- [16] LARSEN, S. Y., KILPATRICK, J. E., LIEB, E. H., JORDAN, H. F., *Phys. Rev. A* **1** (1965) 129.  
LARSEN, S. Y., WITTE, K., KILPATRICK, J. E., *J. Chem. Phys.* **44** (1966) 213.
- [17] KELLER, W. E., *Phys. Rev.* **98** (1955) 1571.
- [18] LONDON, F., *Superfluids*, vol. II (J. Wiley, N. Y.) 1954.
- [19] DE BOER, J., LUNBECK, R. J., *Physica* **14** (1948) 510.
- [20] SYDORIAK, S. G., GRILLY, E. R., HAMMEL, E. F., *Phys. Rev.* **75** (1949) 303.
- [21] NOSANOW, L. H., *J. Low Temp. Phys.* **26** (1977) 613.
- [22] BRUCH, L. W., MCGEE, I. J., *J. Chem. Phys.* **59** (1973) 409.
- [23] LIM, T. K. and ZUNIGA, M. A., *J. Chem. Phys.* **63** (1975) 2245.
- [24] LIM, T. K., communication privée.
- [25] WOO, C. W., in *the Physics of Liquid and Solid Helium*, Part I, Bennemann, K. H. and Ketterson, J. B. eds. (J. Wiley) 1976.
- [26] CEPERLEY, D., CHESTER, G. V., KALOS, M. H., *Phys. Rev. B* **16** (1977) 3081.
- [27] LEVESQUE, D., communication privée.
- [28] FAIRBANKS, W. M., ARD, W. B., WALTERS, G. K., *Phys. Rev.* **95** (1954) 566.
- [29] WILKS, J., dans *The Properties of Liquid and Solid Helium* (Clarendon Press, Oxford) 1967.
- [30] Nous remercions NACHER, P. J. d'avoir attiré notre attention sur ce point.
- [31] NOSANOW, L. H., PARISH, L. J., PINSKI, F. J., *Phys. Rev. B* **11** (1975) 191.
- [32] DE BOER, J., *Physica* **14** (1948) 139.
- [33] DE BOER, J., BLAISE, B. S., *Physica* **14** (1948) 149.
- [34] MILLER, M. D., NOSANOW, L. H., *Phys. Rev. B* **15** (1977) 4376.
- [35] BARDEEN, J., BAYM, G., PINES, D., *Phys. Rev.* **156** (1967) 207.
- [36] EBNER, C., *Phys. Rev.* **156** (1967) 222.
- [37] TABER, M., Ph. D. Thesis, Stanford (1978).
- [38] DASH, J. G., in *Films on Solid Surfaces* (Academic Press) 1975.
- [39] COHEN-TANNOUDJI, C. et KASTLER, A., *Prog. Opt.* **V** (1966) NHPC.
- [40] COLEGROVE, F. D., SCHEARER, L. D., WALTERS, G. K., *Phys. Rev.* **132** (1963) 2561.
- [41] DUPONT-ROC, J., LEDUC, M. et LALOE, F., *J. Physique* **34** (1973) 961 et 977.
- [42] TMSIT, R. S., DANIELS, J. M., DENNING, E. I., KIANG, A. K. C. et MAY, A. D., *Can. J. Phys.* **49** (1971) 508.
- [43] MCADAMS, H. H., *Phys. Rev.* **170** (1968) 276.
- [44] BARBÉ, R., LALOE, F. et BROSSEL, J., *Phys. Rev. Lett.* **34** (1975) 1488.
- [45] COLEGROVE, F. D., SCHEARER, L. D., WALTERS, G. K., *Phys. Rev.* **135** (1964) A353.
- [46] HICKMAN, A. P., LANE, N. F., *Phys. Rev. A* **10** (1974) 444.
- [47] BARBÉ, R., *J. Phys. B* **9** (1976) 995.
- [48] BARBÉ, R., Thèse, Université Paris VI (1977).
- [49] KODAIRA, M., WATANABE, T., *J. Phys. Soc. Japan* **27** (1969) 1301.
- [50] MOLLENAUER, L. F., OLSON, D. H., *J. Appl. Phys.* **46** (1975) 3109.
- [51] WELLING, H., LITFIN, G., BEIGANG, R., dans *Laser Spectroscopy III*, J. L. Hall and J. L. Carlsten editors (Springer-Verlag) 1977.
- [52] CHINLON LIN, STOLEN, R. H., FRENCH, W. G., MALONE, T. G., *Opt. Lett.* **1** (1977) 96.

- [53] LEHMANN, J. C., *J. Physique* **25** (1964) 809 ; Thèse, Paris (1967) ; *Ann. Phys.* **2** (1967) 345.
- [54] GREENHOW, R. C., *Phys. Rev. A* **136** (1964) 660.
- [55] CHAPMAN, R., *Phys. Rev. A* **12** (1975) 2333.
- [56] CHAPMAN, R., RICHARDS, M. G., *Phys. Rev. Lett.* **33** (1974) 18.
- [57] SHIZGAL, B., *J. Chem. Phys.* **58** (1973) 3424.
- [58] FITZSIMMONS, W. A., WALTERS, G. K., *Phys. Rev. Lett.* **19** (1967) 943.
- [59] TIMSIT, R. S., DANIELS, J. M., MAY, A. D., *Can. J. Phys.* **49** (1971) 560.
- [60] CHAPMAN, R., BLOOM, M., *Can. J. Phys.* **54** (1976) 861.
- [61] LOW, F. J., RORSCHACH, H. E., *Phys. Rev.* **120** (1960) 1111.
- [62] LUSZCZYNSKI, K., NORBERG, R. E., OPFER, J. E., *Phys. Rev.* **128** (1962) 186.
- [63] GAINES, J. R., LUSZCZYNSKI, K., NORBERG, R. E., Proceedings of the 8th Conf. on Low Temp. Physics, ed. Davies (Butterworth, London) 1963.
- [64] WEBB, R. A., *Rev. Sci. Instrum.* **48** (1977) 1585.
- [65] BARBÉ, R., LEDUC, M., LALOE, F., *J. Physique* **35** (1974) 699 et 935.
- [66] ABRAGAM, A., *Les Principes du Magnétisme Nucléaire* (P.U.F., Paris) 1961.
- [67] CASTAING, B. et NOZIERES, P., *J. Physique* (article suivant).