

Résumé de thèse de doctorat de l'Université Paris 6

Spécialité : Physique quantique

effectuée au Laboratoire de Physique Statistique

de l'Ecole Normale Supérieure

Frédéric CAUPIN

Sujet de la thèse :

**Cavitation dans l'hélium 3 :
un liquide de Fermi à pression négative**

Soutenue le 19 janvier 2001 devant le jury composé de :

M. Jacques TREINER	Président
M. Sébastien BALIBAR	Directeur
M. Thierry GIAMARCHI	Rapporteur
M. Pierre-Étienne WOLF	Rapporteur
M. Pierre-Jean NACHER	Examineur

Tout liquide peut tre détendu au dessous de sa pression de vapeur saturante et maintenu un certain temps dans cet état métastable. Au delà d'un certain seuil, des bulles apparaissent : c'est le phénomène de cavitation. Nous avons mesuré la pression de cavitation de l'hélium 3 et de l'hélium 4 liquide. Cette pression est négative et proche des prédictions théoriques (environ -3 bar pour l'hélium 3 et $-9,5$ bar pour l'hélium 4).

Dans l'hélium 3 à basse température, nous avons mis en évidence un comportement inattendu de la pression de cavitation. Nous proposons une interprétation de ce phénomène mettant en jeu les propriétés quantiques de liquide de Fermi de l'hélium 3.

1 Technique expérimentale

Pour tout liquide, il existe une limite de métastabilité appelée limite spinodale, où la compressibilité devient infinie et plus aucune barrière d'énergie ne s'oppose à la formation spontanée de la vapeur. Dans nos expériences de cavitation dans l'hélium, nous détendons le liquide à l'aide d'une onde ultrasonore (de fréquence 1 MHz). Cette onde est générée à l'aide d'une céramique piézo-électrique hémisphérique (de rayon interne 8 mm) ; elle est ainsi focalisée loin de toute paroi dans une région dont la taille caractéristique est de $200 \mu\text{m}$. Grâce à cette géométrie et à la pureté de l'hélium, nous obtenons de la cavitation homogène. Les pressions obtenues sont donc très proches de la limite spinodale.

La céramique est excitée avec des salves électriques composées de quelques oscillations sinusodales et d'enveloppe carrée. Nous mesurons leur amplitude en tension. L'expérience est réalisée dans un cryostat à dilution avec accès optique.

Le faisceau d'un laser hélium-néon est focalisé sur la région focale acoustique. Quand les bulles apparaissent, elles diffusent la lumière et nous détectons leur présence à l'aide d'un photomultiplicateur. Le dispositif est représenté schématiquement sur la figure 1.

2 Résultats expérimentaux

Nos expériences ont montré que la cavitation était un phénomène aléatoire. Nous mesurons la probabilité de cavitation Σ en répétant des salves électriques dans des conditions expérimentales identiques. On trouve que la probabilité passe continment de 0 à 1 quand on augmente la tension d'excitation de la céramique ; les mesures sont en excellent accord avec la loi en double exponentielle prévue théoriquement [1] (voir Fig. 2) :

$$\Sigma = 1 - \exp \left(- \ln 2 \exp \left(\xi \left(\frac{V}{V_c} - 1 \right) \right) \right) \quad (1)$$

Le seuil de cavitation V_c est la tension pour laquelle la probabilité vaut 0,5.

La théorie prévoit qu'il existe une transition entre un régime classique et un régime quantique [2, 3]. Dans le régime classique, la cavitation est aléatoire et le

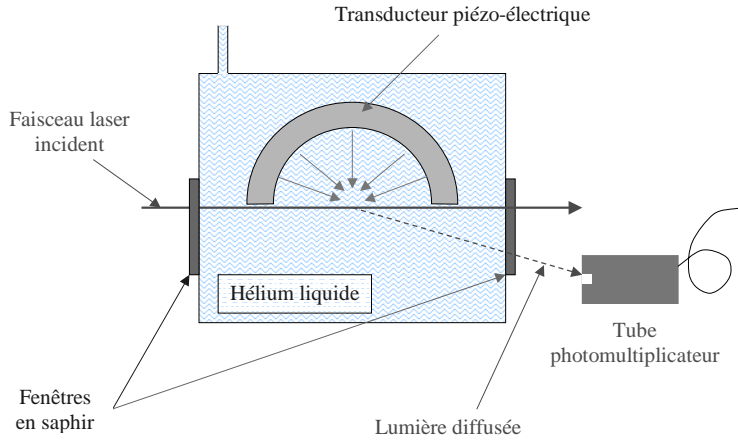


Figure 1: Schéma du dispositif expérimental d'étude de la cavitation homogène. La céramique hémisphérique génère une onde ultrasonore de grande amplitude focalisée dans un petit volume loin des parois où le liquide est fortement détendu. Les bulles sont détectées à l'aide d'un faisceau laser et d'un photomultiplicateur par transmission ou diffusion de la lumière.

seuil augmente quand la température diminue ; en effet, la nucléation des bulles résulte du passage au dessus d'une barrière d'énergie sous l'effet des fluctuations thermiques. Dans le régime quantique, la nucléation reste aléatoire, mais elle a lieu par effet tunnel à travers la barrière et le seuil devient indépendant de la température. La température de transition est estimée à 200 mK dans l'hélium 4 et à 120 mK dans l'hélium 3. Nous avons répété avec plus de précision les expériences sur l'hélium 4 dans la nouvelle cellule expérimentale : nous confirmons l'existence du plateau quantique précédemment observé dans le laboratoire [4] (voir Fig. 3 (a)). La température de transition T^* entre régime quantique et régime thermique est en accord avec les prédictions théoriques si l'on tient compte d'un refroidissement adiabatique pendant la dépression due à l'onde. Nos nouvelles expériences ont permis de vérifier que T^* est indépendante de la pression statique régnant dans la cellule, et donc également de l'amplitude de l'onde acoustique utilisée.

Une étude détaillée de la dépendance du seuil en fonction de la pression statique régnant dans la cellule nous a permis de donner un encadrement de la pression P_{cav} correspondant à cette tension seuil [5] ; cet encadrement est basé sur l'étude du signe des non-linéarités de l'onde. A basse température, $-8 \geq P_{\text{cav}} \geq -10,4$ bar dans l'hélium 4 et $-2,4 \geq P_{\text{cav}} \geq -3,0$ bar dans l'hélium 3. Ces valeurs sont proches des prédictions théoriques pour la limite spinodale ($P_s \simeq -9,5$ bar pour l'hélium 4 et $-3,1$ bar pour l'hélium 3). Cependant, un léger désaccord existe : grce à la variation de P_{cav} en fonction de la température, on peut déterminer un paramètre sans dimension intervenant dans la théorie de nucléation des bulles par activation thermique (il s'agit du préfacteur du facteur d'Arrhénius) ; les valeurs obtenues dans le cas de l'hélium 3 sont inférieures aux estimations théoriques (entre 10^{10} et 10^{12} au lieu de $6 \cdot 10^{14}$). Nous pensons pouvoir interpréter ce désaccord en tenant compte du signe du coefficient de dilatation thermique de l'hélium 3 liquide ; il est négatif à basse température, comme dans

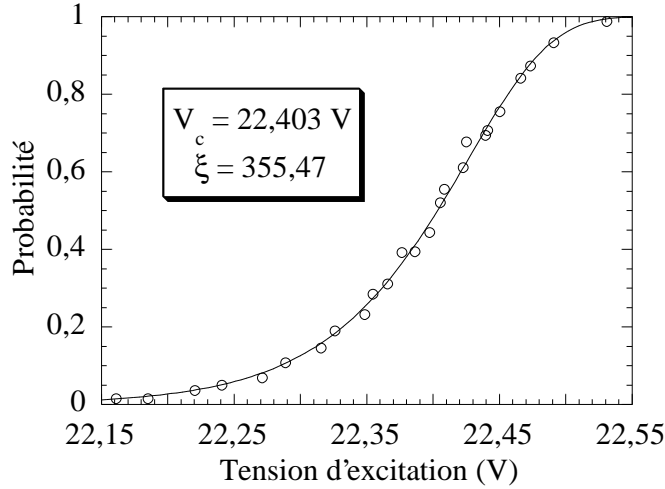


Figure 2: Probabilité de cavitation en fonction de la tension appliquée à la céramique ($T_{\text{stat}} = 566$ mK, $P_{\text{stat}} = 4$ mbar). Chaque point correspond à 1600 acquisitions dans les mmes conditions. La courbe est un ajustement avec l'équation 1.

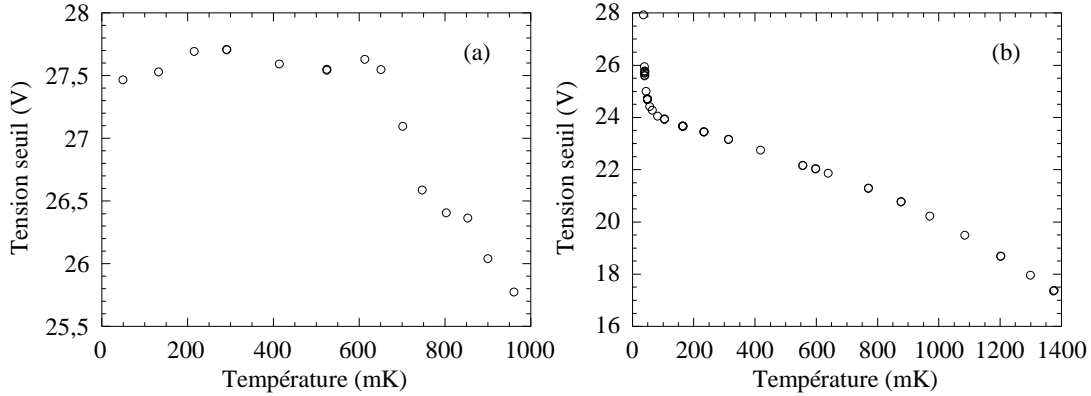


Figure 3: Tension seuil en fonction de la température dans l'hélium 4 ($P_{\text{stat}} = 37$ mbar) (a) et dans l'hélium 3 ($P_{\text{stat}} = 12$ mbar) (b).

l'eau au dessous de 4°C , ce qui devrait conduire à l'existence d'un minimum dans la ligne spinodale. [ce point a fait depuis l'objet d'une publication : *Phys. Rev. Lett.*, 2001, **87**, 145302]

En réalisant pour la première fois les mesures sur l'hélium 3, nous avons d'autre part découvert qu'il n'existait pas de transition vers un régime de cavitation quantique à la température prévue (voir Fig. 3 (b)). Au contraire, la tension seuil augmente (c'est à dire que la pression de cavitation devient plus négative) en dessous de 80 mK. Le léger réchauffement adiabatique prévu dans l'onde ne peut expliquer ce désaccord : nous pensons qu'il est dû à la rigidité particulière des liquides de Fermi.

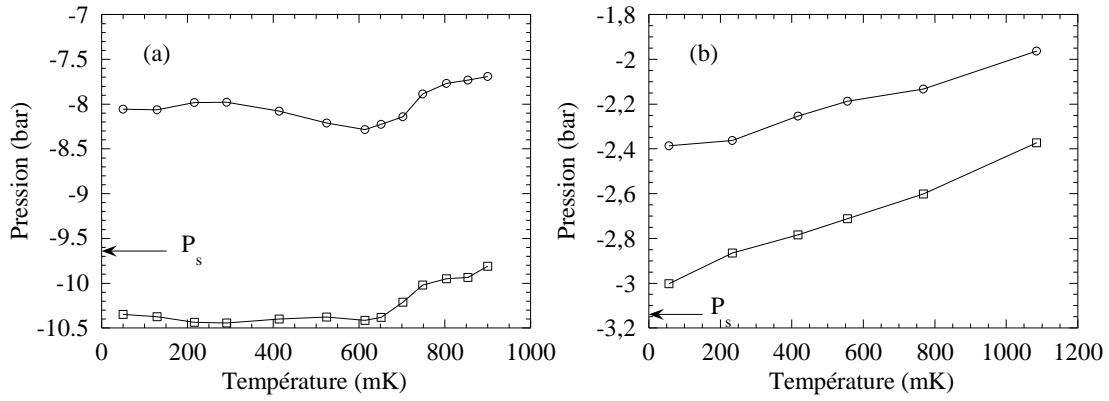


Figure 4: Délimitation de la zone où se situe la ligne de cavitation dans l'hélium 4 (a) et dans l'hélium 3 (b). La borne supérieure (o) est obtenue en extrapolant les mesures expérimentales à différentes pressions statiques et la borne inférieure (\square) par un calcul en régime linéaire. Les flèches indiquent les valeurs théoriques de la pression spinodale à basse température.

3 Le liquide de Fermi à pression négative

A basse température, les propriétés de l'hélium 3 sont bien décrites par la théorie des liquides de Fermi développée par Landau [7, 8, 9]. L'une des propriétés caractéristiques est l'existence d'un mode collectif particulier appelé son zéro, qui correspond à la propagation d'une déformation de la surface de Fermi. Nous avons extrapolé à pression négative les premiers paramètres de Fermi de l'hélium 3 intervenant dans la théorie de Landau. Ceci nous a permis de résoudre l'équation donnant les vitesses de propagation du son (c_1 pour le mode normal ou premier son, c_0 pour le mode de son zéro). Le résultat est représenté sur la figure 5. Pour une onde de pulsation ω , le passage du mode de premier son au mode de son zéro a lieu pour $\omega\tau \simeq 1$, où τ est la durée de vie des quasiparticules du liquide de Fermi. En extrapolant la viscosité à pression négative, nous avons calculé le lieu de cette transition dans le plan température-fréquence.

A la limite spinodale, la vitesse du premier son (correspondant aux fluctuations de grande longueur d'onde) s'annule, tandis que la vitesse du son zéro (correspondant aux fluctuations de courte longueur d'onde) reste supérieure à la vitesse de Fermi v_F . Cette propriété est une condition forte, indépendante de nos extrapolations : seuls les modes de son zéro tels que $c_0 > v_F$ ne sont pas fortement amortis.

Dans la théorie de nucléation habituelle, la taille du germe critique R_c est de l'ordre de 1 nm ; à basse température, le libre parcours moyen des quasiparticules \bar{l} devient grand devant R_c (\bar{l} vaut environ 45 nm à 50 mK), et les fluctuations de densité doivent être traitées en régime de son zéro. L'énergie est plus grande qu'avec le premier son, ce qui diminue fortement le taux de nucléation. L'existence du son zéro diminue également le taux de nucléation par effet tunnel. Pour retrouver une probabilité de cavitation mesurable, il faut que le système reste en régime hydrodynamique de premier son, c'est à dire $R_c > \bar{l}$. Pour cela, il faut que la pression soit beaucoup plus proche de la limite spinodale, où R_c

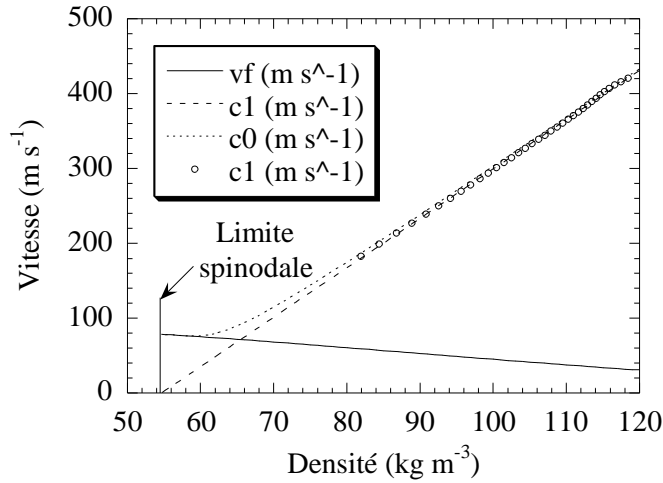


Figure 5: Vitesses de Fermi, du premier son et du son zéro en fonction de la densité. Les points correspondent aux données expérimentales compilées par Halperin [6] et les courbes à nos extrapolations.

diverge (nos simulations numériques indiquent que $R_c \propto (P - P_s)^{-1/4}$). Cette interprétation permet d’expliquer la remontée de la tension de cavitation dans l’hélium 3 à basse température, lorsque ce liquide quantique devient dégénéré. Nous prévoyons aussi que s’il existe une transition vers un régime de cavitation quantique, elle doit être repoussée à une température beaucoup plus basse qu’on ne le pensait précédemment.

4 Conclusion

En focalisant une onde sonore intense dans l’hélium ultra-pur, nous avons étudié la cavitation homogène, c’est-à-dire la dépression limite au delà de laquelle ce liquide devient intrinsèquement instable au profit de sa vapeur. Grâce à une étude en pression, nous avons montré que la cavitation avait lieu dans l’hélium 4 entre -8 et $-10,4$ bar et dans l’hélium 3 entre $-2,4$ et $-3,0$ bar. Ces valeurs sont proches des valeurs de la pression spinodale prédites par la théorie : $-9,5$ bar pour l’hélium 4 et $-3,1$ bar pour l’hélium 3.

Par ailleurs, une étude précédente avait montré que, dans l’hélium 4, il existait une transition entre un régime classique (où la cavitation est aléatoire et dépend de la température ; en effet, la nucléation des bulles résulte du passage au dessus d’une barrière d’énergie sous l’effet des fluctuations thermiques) et un régime quantique (où la nucléation a lieu par effet tunnel à travers la barrière). Nous avons confirmé l’existence de cette transition dans l’hélium 4 et montré qu’elle ne dépendait pas de la pression statique.

En revanche, en réalisant pour la première fois les mesures sur l’hélium 3, nous avons découvert qu’il n’existait pas de transition vers un régime de cavitation quantique à la température prévue ; au contraire la pression de cavitation devient plus négative à 80 mK. Nous avons alors proposé l’interprétation suiv-

ante : à basse température, l'hélium 3 est un liquide de Fermi où seule l'énergie des fluctuations de grande longueur d'onde diminue lorsqu'on s'approche de la limite spinodale ; celle des fluctuations de courte longueur d'onde reste élevée en raison de l'existence d'une rigidité quantique responsable du son zéro. Pour que la nucléation des bulles ait lieu à basse température, il faut donc amener l'hélium 3 beaucoup plus près de sa limite spinodale qu'on ne le croyait jusqu'à présent, afin que la taille du germe critique soit grande.

References

- [1] CAUPIN, F., ROCHE, P., MARCHAND, S. et BALIBAR, S. Cavitation in normal liquid helium 3. *J. Low Temp. Phys.* 1998, **113**, 473.
- [2] MARIS, H. J. Theory of quantum nucleation of bubbles in liquid helium. *J. Low Temp. Phys.* 1995, **98**, 403-424.
- [3] GUILLEUMAS, M., BARRANCO, M., JEZEK, D. M., LOMBARD, R. J. et PI, M. Quantum cavitation in liquid helium. *Phys. Rev. B.* 1996, **54**, 16135-16138.
- [4] LAMBARÉ, H., ROCHE, P., BALIBAR, S., MARIS, H. J., ANDREEVA, O. A., GUTHMANN, C., KESHISHEV, K. O. et ROLLEY, E. Cavitation in superfluid helium-4 at low temperature. *Eur. Phys. J. B.* 1998, **2**, 381-391.
- [5] CAUPIN, F. et BALIBAR, S. Cavitation pressure in liquid helium. *Soumis à Phys. Rev. B* (19 février 2001).
- [6] HALPERIN, W. P. et VAROQUAUX, E. Order Parameter Collective Modes in Superfluid ^3He . In : HALPERIN, W. P. et PITAEVSKII, L. P. *Helium 3*. Amsterdam : North Holland, 1990, 508-512.
- [7] LANDAU, L. D. The theory of a Fermi liquid. *Zh. Eksper. Teor. Fiz.* 1956, **30**, 1058-1064, traduit dans *Soviet Physics JETP*. 1957, **3**, 920-925.
- [8] LANDAU, L. D. Oscillations in a Fermi liquid. *Zh. Eksper. Teor. Fiz.* 1957, **32** 59-66, traduit dans *Soviet Physics JETP*. 1957, **5**, 101-108.
- [9] LANDAU, L. D. On the theory of the Fermi liquid. *Zh. Eksper. Teor. Fiz.* 1958, **35**, 97-103, traduit dans *Soviet Physics JETP*. 1959, **8**, 70-74.