

CFA/VISHNO 2016

Précondensation de vapeurs en parois : modélisation et caractérisation expérimentale des effets sur la propagation acoustique

C. Guianvarc'H^a, L. Pitre^a, L. Risegari^a, R.M. Gavioso^b et M. Bruneau^c

^aLab. Commun de Métrologie LNE-Cnam, 61 rue du Landy, 93210 La Plaine Saint Denis, France

^bIstituto Nazionale di Ricerca Metrologica, Strada delle Cacce, 91, 10135 Turin, Italie

^cLAUM - UMR CNRS 6613, Avenue Olivier Messiaen, 72085 Le Mans, France
cecile.guianvarch@lecnam.net



LE MANS

Une vapeur est susceptible de se condenser sur une paroi, quand bien même elle ne serait pas exactement au point de saturation, en raison d'interactions moléculaires particulières à l'interface gaz-solide. L'épaisseur de la couche de liquide précondensé en paroi dépend directement de la proximité de la vapeur à l'état de vapeur saturée. Dans de telles conditions, une onde acoustique provoque, au cours de chaque période, des phénomènes d'évaporation et de condensation du liquide en paroi, accompagnés de transferts de chaleur dont les effets se conjuguent aux effets viscothermiques dans les couches limites. Les équations fondamentales de l'acoustique associées à des conditions aux frontières adaptées permettent de proposer, aujourd'hui, des solutions analytiques tenant compte des couplages entre ces différents phénomènes. Les résultats obtenus sont cohérents avec les résultats disponibles dans la littérature. Néanmoins, de nouveaux résultats expérimentaux sont nécessaires pour valider ces derniers modèles et proposer une description réaliste de l'évolution de l'épaisseur de liquide précondensé en paroi en fonction des conditions de pression et température de la vapeur. Une expérience a été réalisée pour caractériser la précondensation de l'argon au voisinage de 89 K. Les effets observés expérimentalement sur un champ acoustique en cavité quasi sphérique correspondent bien à ceux prévus par le modèle. L'épaisseur de liquide sur les parois est déduite ici des propriétés de résonance électromagnétiques de la cavité. La compréhension approfondie du phénomène de précondensation dans des vapeurs doit ouvrir la voie vers des applications en métrologie des gaz et en physique fondamentale, mais aussi dans des domaines plus pratiques comme l'optimisation de machine thermoacoustiques, l'étude de la propagation acoustique en milieux poreux ou la mise au point de nouveaux capteurs pour le contrôle des conditions atmosphériques.

1 Introduction

La précondensation d'un gaz peut survenir lorsque celui-ci se trouve dans des conditions de pression et de température plus ou moins proches de son point de saturation. En raison d'interactions moléculaires particulières à une interface gaz-solide, ce gaz peut alors se condenser sur une paroi, l'épaisseur du film liquide ainsi formé étant directement liée à la proximité des conditions de pression et de température au point de saturation. Ce phénomène peut alors avoir des effets significatifs sur le mouvement acoustique, qui ont déjà été observés dans le cadre de différentes applications comme la métrologie des gaz (détermination de propriétés thermophysiques de gaz et mélanges gazeux) [1, 2, 3], la propagation acoustique dans des milieux poreux ou granulaires humides [4] ou le fonctionnement de machines thermoacoustiques en présence d'humidité [5].

Les effets de la précondensation sur le mouvement acoustique a déjà fait l'objet d'études théoriques et/ou expérimentales spécifiques à ces applications particulières. Récemment, certains de ces travaux [2, 6] ont conduit, entre autres, à proposer une nouvelle approche analytique globale afin de tenir compte dans les modèles acoustiques des couplages existants entre des effets visqueux, thermiques et de précondensation aux parois. D'un autre côté, les travaux et résultats expérimentaux disponibles aujourd'hui montrent que des efforts doivent encore être fournis sur la compréhension même du phénomène de précondensation en parois, en particulier concernant l'épaisseur du film liquide ainsi formé en fonction des conditions de pression et de température de la vapeur.

Ainsi, une nouvelle expérience pour caractériser le phénomène de précondensation aux parois dans de la vapeur d'argon et ses effets sur un champ acoustique en cavité quasi sphérique est présentée ici. Les résultats obtenus sont cohérents avec ceux prévus par la théorie pour le champ acoustique et ouvrent la voie au perfectionnement de méthodes et techniques permettant de détecter la présence de liquide condensé en paroi dans une vapeur en espace confiné [7].

Après un rappel du dernier modèle proposé [6] (équations de propagation et de diffusion, conditions aux frontières), et des formes de solutions retenues (§ 2), les résultats obtenus à

l'aide de cette approche théorique pour un champ acoustique en cavité quasi sphérique sont présentés et commentés au paragraphe 3. Enfin, le paragraphe 4 propose une description des méthodes et techniques mis en œuvre en vue de valider ce modèle et d'en dépasser certaines limitations, ainsi que les résultats expérimentaux obtenus jusqu'à présent au LNE-Cnam.

2 Champ acoustique en cavité quasi sphérique remplie de vapeur

Le gaz soumis au mouvement acoustique est ici une vapeur pure dont les conditions de pression et de température statiques, P_0 et T_0 , sont proches du point de saturation. A la saturation, la pression statique de la vapeur doit être égale à la pression de saturation $P_s(T_0)$, qui dépend de sa nature.

Les propriétés et la nature de la vapeur sont exprimés par la masse volumique ρ_0 , la vitesse du son adiabatique c_0 , le rapport des chaleurs massiques γ , la capacité calorifique massique isobare C_p , le coefficient d'augmentation de pression isochore $\hat{\beta}$, les coefficients de viscosité de volume η et de cisaillement μ et la conductivité thermique λ_h .

2.1 Equations de l'acoustique linéaire en gaz thermovisqueux

Les équations décrivant le comportement acoustique de la vapeur sont les mêmes que celles décrivant le comportement d'un gaz "sec" pur. Elles sont composées des équations de Navier-Stokes, de conservation de la masse, de diffusion de la chaleur, auxquelles s'ajoute l'équation d'état de la vapeur (considérée comme un gaz parfait).

En ne conservant que les variables associées à la vitesse particulaire \vec{v} , et aux écarts instantanés de pression p et de température τ , le comportement acoustique de la vapeur est décrit par l'habituel système d'équations linéaires [8] :

$$\frac{1}{c_0} \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} = -\frac{1}{\rho_0 c_0} \text{grad } p + \ell_v \text{grad div } \vec{v} - \ell'_v \text{rot rot } \vec{v}, \quad (1)$$

$$\text{div } \vec{v} = \frac{1}{T_0} \frac{\partial \tau}{\partial t} - \frac{1}{P_0} \frac{\partial p}{\partial t}, \quad (2)$$

$$\left(\frac{1}{c_0} \frac{\partial}{\partial t} - \ell_h \Delta \right) \tau = \frac{\gamma - 1}{\gamma \beta} \frac{1}{c_0} \frac{\partial p}{\partial t}, \quad (3)$$

les longueurs caractéristiques $\ell_v = (\eta + 4\mu/3)/(\rho_0 a_0)$, $\ell'_v = \mu/(\rho_0 a_0)$ et $\ell_h = \lambda/(\rho_0 a_0 C_p)$ étant liées respectivement aux phénomènes visqueux de volume et de cisaillement et aux processus de diffusion thermique.

Ces équations sont valables pour tout gaz, proche ou non de la saturation. En effet, tout comme les effets liés à la viscosité de cisaillement, les processus de condensation et d'évaporation pouvant avoir lieu au cours de chaque cycle acoustique dans une vapeur sont ici supposés négligeables loin des parois.

Loin des couches limites, et pour un mouvement harmonique ($e^{j\omega t}$, de pulsation ω et de nombre d'onde $k_0 = \omega/c_0$), la combinaison et la simplification de ces équations permettent d'exprimer la variation de pression p comme la superposition d'un champ de pression acoustique p_a et entropique p_h , soit $p = p_a + p_h$, où $p_a \gg p_h$ satisfait à l'équation de propagation [8]

$$(\Delta + k_a^2) p_a \approx 0, \quad (4)$$

le nombre d'onde acoustique étant donné par $k_a^2 = k_0^2(1 - jk_0 \ell_{vh})$ où $\ell_{vh} = \ell_v + (\gamma - 1)\ell_h$ exprime les effets de la viscosité de volume et de la conduction thermique dans la vapeur (effets dissipatifs seulement).

2.2 Champ acoustique dans une vapeur au voisinage d'une paroi

Le domaine considéré ici pour le champ acoustique est limité par une paroi solide parfaitement rigide, supposée localement plane, et recouverte par un film liquide dû à la précondensation de la vapeur (Fig. 1). La normale à la paroi orientée vers l'intérieur du domaine est notée u ($u = d$ à l'interface liquide/gaz, et $u = 0$ à l'interface liquide/paroi), et la tangente à la paroi est notée \vec{w} [6].

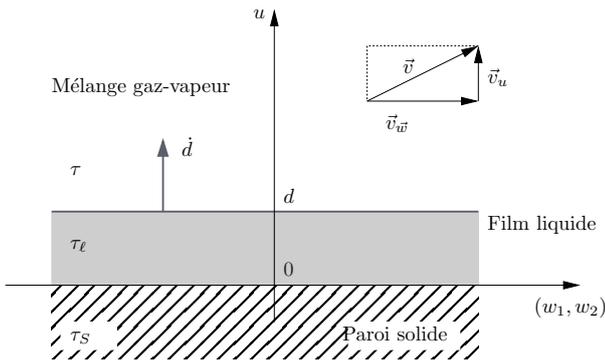


FIGURE 1 – Variation de température et vitesse particulaire dans une vapeur au voisinage d'une paroi recouverte d'un film liquide.

Au voisinage de cette paroi, les variations spatiales de la vitesse particulaire \vec{v} et de l'écart instantané de température τ sont beaucoup plus grandes selon la composante normale que selon les composantes tangentielles. Les équations (1) et (3) peuvent être alors simplifiées et conduisent à des équations de diffusion pour la vitesse particulaire tangentielle \vec{v}_w et l'écart instantané de température τ , exprimant respectivement les effets de la viscosité de

cisaillement et de la conduction thermique sur le mouvement acoustique au voisinage des parois.

Par ailleurs, du fait des interactions moléculaires entre la vapeur et la paroi solide, la vapeur est sujette à des phénomènes de précondensation. Un film de vapeur condensée se forme donc en paroi. Au voisinage de la paroi, l'état liquide et gazeux de la vapeur coexistent donc, quand bien même celle-ci n'a pas atteint le point de saturation. Ce film liquide a une épaisseur d qui croît quand P_0 se rapproche de la pression de vapeur saturante $P_s(T_0)$.

Une théorie cinétique, [2], valable uniquement dans le cas d'interactions entre une vapeur et une paroi parfaitement lisse, permet d'obtenir la loi suivante pour décrire l'épaisseur de liquide en paroi en fonction de P_0 :

$$(d_0/d)^\nu \approx \ln[P_s(T_0)/P_0], \quad (5)$$

où d_0 est constant et égal à 1 nm et l'exposant ν prend une valeur comprise entre 3 et 4 selon l'épaisseur de liquide.

Au cours d'un cycle acoustique, ce film liquide est le siège de processus d'évaporation et de condensation de la vapeur, à l'origine de variations de son épaisseur, et d'échanges de chaleur entre le film liquide et le milieu gazeux, faisant intervenir la chaleur latente de vaporisation.

Finalement, les conditions aux frontières associées aux équations (1-3) doivent tenir compte [6]

- d'une condition de non-glissement en $u = d$ ($\vec{v}_w = \vec{0}$)
- de la continuité de la vitesse particulaire normale v_u en $u = d$, où la paroi est animée d'un mouvement vibratoire de vitesse $\dot{d} = j\omega d$ dû à la variation d'épaisseur du film liquide,
- de la continuité des variations de températures τ_ℓ et τ_s (respectivement du film liquide et de la paroi solide) ainsi que des flux de chaleur à l'interface liquide/solide ($u = 0$),
- de la continuité des températures τ et τ_ℓ ainsi que des flux de chaleur à l'interface liquide/vapeur ($u = d$), qui implique la chaleur latente de vaporisation de la vapeur.

3 Propriétés de résonance acoustique d'une cavité sphérique remplie de vapeur

La validité de modèles précédemment élaborés pour décrire les effets de la précondensation sur le mouvement acoustique a déjà été éprouvée par le passé [2, 3]. Les résultats obtenus à l'aide de ces modèles ont été comparés à des résultats de mesure des propriétés de résonance acoustique (fréquences de résonance et facteurs de qualité) de gaz en cavité sphérique ou quasi sphérique.

De telles méthodes sont bien connues pour les hauts niveaux de précision qu'elle permettent d'atteindre et utilisées en laboratoires de métrologie, en particulier, pour la thermométrie primaire (mesures de températures thermodynamiques avec le plus haut niveau de précision) [9, 10], et pour la détermination de propriétés physiques de gaz [11]. Elles permettent ainsi d'observer sur un champ acoustique des effets perturbateurs dont l'amplitude relative peut être de l'ordre de quelques ppm.

Dans une cavité sphérique, le champ acoustique p satisfait à l'équation de propagation (4), où les effets

dissipatifs dans le volume sont exprimés dans le nombre d'onde k_a . Cette équation est associée à une condition aux frontières mixte, admettant une paroi localement plane :

$$\frac{\partial p}{\partial u} + jk_0(y_{vth} + y_f)p = 0, \quad (6)$$

où l'admittance spécifique $y_{tot} = y_{vth} + y_f$ exprime les effets visqueux et thermiques dans les couches limites, couplés aux effets de changements de phase du film liquide et aux transferts de chaleur aux interfaces vapeur/liquide/paroi solide. Les effets exprimés dans l'admittance y_f sont spécifiquement liés à l'épaisseur du film liquide.

L'expression exacte de l'admittance spécifique y_{tot} fait intervenir de nombreux termes liés à la nature de la vapeur et de la paroi solide, à l'épaisseur et à la variation d'épaisseur du liquide et à la chaleur latente de vaporisation. Elle est donnée dans la référence [6] (éq. 34a,b).

Les fréquences de résonance du champ acoustique dans la cavité sphérique ainsi que les largeurs à mi-hauteur associées dépendent fortement de la nature, de l'état thermodynamique et des propriétés physiques de la vapeur utilisée. Pour un mode radial $(0, n)$, de fréquence de résonance f_{0n} , les effets visqueux sont nuls (champ acoustique en incidence normale à la paroi). Les effets thermiques et de la précondensation impliquent une perturbation Δf_{0n} à la fréquence de résonance "idéale" f_{0n} . La contribution de ces effets à l'amortissement du mode $(0, n)$ peut-être retrouvée dans sa largeur à mi-hauteur g_{0n} .

Finalement, l'influence des effets thermiques et de la précondensation sur les propriétés de résonance d'un mode radial $(0, n)$ est exprimée :

$$(\Delta f_{0n} + jg_{0n})/f_{0n} = jy_{tot}/z_{0n} + \frac{jk_0\ell_{vh}}{2}, \quad (7)$$

où z_{0n} est la valeur propre du mode $(0, n)$ (n -ième zéro de la fonction de Bessel sphérique de premier ordre j_0).

La mesure des largeurs à mi-hauteur g_{0n} étant peu influencée par des paramètres sur lesquels l'incertitude reste importante (forme exacte de la cavité, vitesse du son, ...), c'est l'analyse de cette grandeur qui est exploitée pour la validation expérimentale des modèles décrivant l'effet de la précondensation sur un champ acoustique [2, 3, 6].

3.1 Résultats théoriques obtenus pour de la vapeur d'argon

Les largeurs à mi-hauteur de plusieurs modes radiaux d'une cavité quasi sphérique sont calculées ici dans de la vapeur d'argon à la pression statique fixe P_0 de 107,041 kPa et à des températures variant en dessous de 89 K, le point de saturation de l'argon étant atteint, pour cette pression à exactement 87,825 K. Les propriétés physiques de l'argon, dans ces conditions, sont déterminées à partir des méthodes de calcul et données des références [12, 13].

L'épaisseur d du film liquide est supposé varier en fonction de P_s/P_0 selon la loi de comportement (5). La valeur de l'exposant ν est fixée ici à 3, ce qui devrait être valide pour une épaisseur de liquide allant jusqu'à environ 15 nm. Pour un film liquide plus épais, la valeur de l'exposant devrait varier progressivement jusqu'à 4 [6, 14].

La cavité considérée ici est un résonateur quasi sphérique en cuivre, d'un rayon nominal de 0,05 m, qui a permis d'obtenir par le passé une mesure de la constante

de Boltzmann avec une incertitude relative de l'ordre de quelques dizaines de parties par million [15]. Ses dimensions et sources de perturbations sont donc bien connues et prises en compte dans le calcul des largeurs à mi-hauteur présenté ici. Ainsi, ces valeurs calculées pour les largeurs à mi-hauteur g_{0n} à partir du modèle présenté précédemment (7) [6, éq. 34a,b] tiennent compte, en plus des effets thermovisqueux dans le volume et les couches limites, et des effets de la précondensation, des perturbations acoustiques générées par les tubes d'arrivées de gaz ainsi que les source et capteur acoustiques en paroi de la cavité.

Les résultats théoriques ainsi obtenus pour les largeurs à mi-hauteur sont représentés en valeurs relatives Fig. 2 en fonction de la température T_0 . La pression de saturation $P_s(T_0)$ ainsi que le rapport P_s/P_0 varient donc avec la température T_0 .

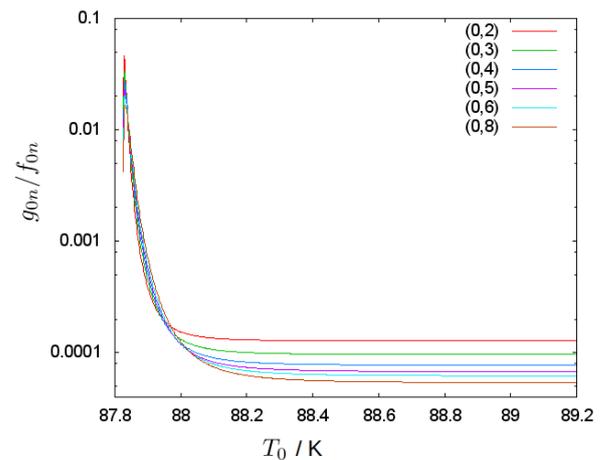


FIGURE 2 – Largeurs à mi-hauteurs en valeurs relatives de modes acoustiques radiaux calculés pour une cavité quasi sphérique remplie de vapeur d'argon à $P_0=107.041$ kPa et pour T_0 variant en dessous de 89 K.

Les valeurs quasi constantes qui peuvent être observées Fig. 2 pour les largeurs à mi-hauteur entre 89,2 et 88,4 K sont essentiellement dues aux effets thermovisqueux dans les couches limites, en l'absence de condensation en paroi. L'augmentation significative des valeurs des g_{0n} en deçà de 88,5 K est, elle, liée aux effets de la précondensation, qui sont ici majoritairement liés à la partie y_f de l'admittance y_{tot} (éq. 7). Ils augmentent donc rapidement avec l'épaisseur d du film liquide.

Il est également visible que l'augmentation des effets de la précondensation sur le champ acoustique est très sensible à de petites variations de températures en deçà de 88,5 K. Ceci implique certaines précautions à prendre pour réaliser l'expérience permettant de valider de tels résultats. En effet, le contrôle de la température avec une telle résolution n'est pas facilement accessible en pratique et nécessite des équipements spécifiques.

3.2 Limites de validité

Les résultats théoriques obtenus ici pour les largeurs à mi-hauteurs des résonances d'un champ acoustique en cavité quasi sphérique remplie de vapeur d'argon sont cohérents avec les résultats théoriques et expérimentaux disponibles la littérature [2, 3] pour des vapeurs de propane

et de différents types de fréon. Ces résultats expérimentaux présentent cependant des incertitudes qui ne permettent pas une comparaison pertinente avec des résultats issus des modèles récemment élaborés pour tenir compte des effets de la précondensation sur le mouvement acoustique.

D'autre part, la validité pratique de la loi de comportement (5) pour l'épaisseur du film liquide peut-être largement remise en question en particulier parce qu'une paroi n'est jamais parfaitement lisse. Sur des parois rugueuses, ou sur des aspérités localisées, le film liquide devrait être globalement, ou localement, plus épais que ne le prévoit ce modèle. Ainsi, une comparaison des résultats théoriques et expérimentaux obtenus dans des conditions similaires ne saurait de toute façon être pertinente en l'absence de données plus précises sur le comportement réel de l'épaisseur de liquide en fonction du rapport $P_s(T_0)/P_0$, c'est-à-dire en fonction de la proximité de la vapeur au point de saturation.

4 Validation expérimentale en cavité quasi sphérique

Afin de permettre une validation sans ambiguïté des modèles acoustiques tenant compte des effets de précondensation, une expérience permettant d'établir une loi de comportement réaliste pour l'épaisseur du film de précondensation en fonction des conditions de pression et de température de la vapeur est nécessaire.

Pour ce faire, l'expérience mise en œuvre au LNE-Cnam permet l'acquisition simultanée de propriétés de résonance électromagnétiques, en plus de celles acoustiques, dans la cavité quasi sphérique. En effet, les fréquences de résonance des modes transverses magnétiques (TM) sont sensibles à une variation de la constante diélectrique en paroi, due ici à la formation du film liquide de précondensation, alors que celles des modes transverses électriques (TE) y sont pratiquement insensibles [16, 7].

Les modes électromagnétiques étudiés ici sont les premiers modes TE et TM (nommés TE11 et TM11). Ces modes étant trois fois dégénérés et la cavité n'étant pas parfaitement sphérique, chaque mode de résonance comporte trois composantes (formant un triplet) dont les fréquences de résonance diffèrent très légèrement. Finalement, le rapport f_{TE11}/f_{TM11} est directement lié à d , l'épaisseur moyenne du film liquide précondensé en paroi, les fréquences f_{TM11} et f_{TE11} représentant les moyennes des fréquences de résonance des trois composantes pour les modes TM11 et TE11 respectivement :

$$d = \left(\frac{f_{TE11}}{f_{TM11}} \Big|_{d=0} \frac{f_{TE11}}{f_{TM11}} - 1 \right) \frac{R}{2} (\xi_{TM11}^2 - 2) \frac{\epsilon_r}{\epsilon_r - 1}, \quad (8)$$

où ϵ_r est le rapport des constantes diélectriques de la vapeur et du liquide, R le rayon moyen de la cavité, ξ_{TM11} la valeur propre du mode TM11.

Ainsi, l'analyse des propriétés de résonance électromagnétiques et acoustiques de la même cavité remplie de vapeur d'argon doit permettre de valider la loi de comportement (5) pour d (ou d'établir une nouvelle loi plus réaliste compte tenu des parois de la cavité étudiée) et le modèle décrivant le comportement acoustique d'une vapeur en présence de précondensation.

4.1 Expérience réalisée

L'expérience mise en œuvre au LNE-Cnam pour caractériser les effets de la précondensation sur le comportement acoustique d'une vapeur d'argon en cavité quasi sphérique (Fig. 3) est très similaire à celle déjà mise en œuvre pour une précédente détermination de la constante de Boltzmann [15]. La cavité quasi sphérique est enfermée dans une enceinte pressurisée où circule de la vapeur d'argon. Une balance à piston tournant (Ruska model 2465A), dont la position du piston est asservie par un contrôleur de débit, permet de stabiliser la pression statique à $P_0 = 107,041$ kPa avec une incertitude inférieure au Pascal. Ce type d'instrument étant un instrument primaire, la valeur de la pression statique ainsi générée est donc une valeur absolue.

Le système complet est immergé en permanence dans un bain d'azote liquide, ce qui permet de le refroidir. La régulation de température en dessous de 89 K est effectuée à l'aide de résistances chauffantes placées en plusieurs points de l'enceinte close. Un lien thermique permet de limiter d'éventuels gradients de température dans le système de mesure et d'éviter la condensation de l'argon (qui doit survenir en dessous de 87,825 K) dans les circuits de circulation de gaz.

La température de la cavité quasi sphérique est mesurée avec un thermomètre capsule à résistance de platine, étalonné préalablement au point triple de l'eau, mercure et argon. Ce thermomètre réalise donc l'échelle internationale de températures T_{90} sur la gamme 84-273 K. Il est conditionné dans un pont de résistance alternative (ASL de type F18) qui permet s'assurer une incertitude de l'ordre de 0.5 mK sur la valeur de la température ainsi mesurée.

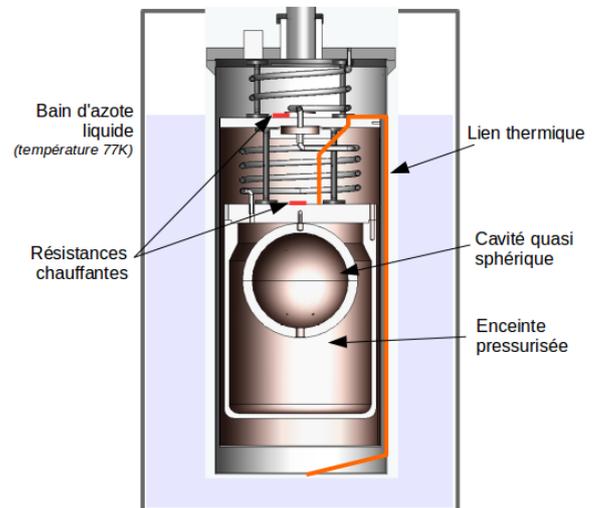


FIGURE 3 – Vue schématique du cryostat et de l'enceinte pressurisée contenant la cavité quasi sphérique.

Le champ acoustique est généré par un microphone capacitif (GRAS type 40BF) en paroi de la cavité. Ce microphone est utilisé en émetteur sans tension de polarisation. La fréquence de l'onde acoustique ainsi générée en sortie du microphone est deux fois celle du signal électrique d'excitation, ce qui limite grandement la diaphonie dans la chaîne de mesure et améliore son rapport signal sur bruit. Le champ acoustique est mesuré par un transducteur piézoélectrique, également placé en paroi de la cavité.

Le champ électromagnétique dans la cavité quasi sphérique est excité et mesuré par deux antennes montées sur sa paroi.

4.2 Résultats expérimentaux, acoustiques et électromagnétiques

Les résultats ainsi obtenus pour les largeurs à mi-hauteur des modes radiaux acoustiques représentés Figure 4 (les autres modes n'étant pas exploitables) sont cohérents avec les résultats théoriques déterminés d'après le modèle présenté plus haut (éq. 7 et référence [6]).

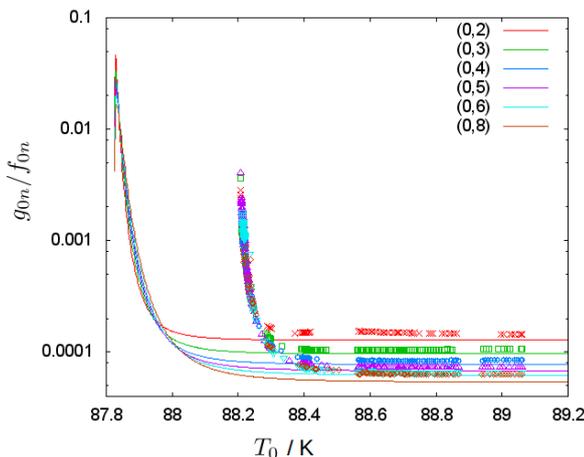


FIGURE 4 – Largeurs à mi-hauteurs en valeurs relatives de modes acoustiques radiaux calculées (traits) et mesurées (points) dans une cavité quasi sphérique remplie de vapeur d'argon à $P_0=107,041$ kPa et pour T_0 variant en dessous de 89 K.

En l'absence de précondensation (pour T_0 supérieur à 88,6 K), les différences entre les résultats théoriques et expérimentaux (de l'ordre de 10 ppm) restent dans les incertitudes accessibles avec le dispositif de mesure utilisé ici. De plus, des effets tout à fait similaires à ceux prévus par la théorie sont observables sur la Figure 4 lorsque la vapeur d'argon est proche de la saturation, ce qui tend à montrer que les effets de la précondensation sur le mouvement acoustique prévus par la théorie correspondent bien aux phénomènes qui ont lieu en pratique.

Il est, cependant, également visible que les effets de la précondensation sur les largeurs à mi-hauteur mesurés ici sont significatifs à des températures supérieures (donc "plus loin" du point de saturation) à ce que ne le prévoit la théorie. La majeure partie de ces effets dissipatifs étant liée à l'épaisseur du film liquide en paroi de la cavité, ces résultats indiquent que la loi de comportement (5) pour d tend à sous-estimer sa valeur.

Une nouvelle loi plus réaliste pour l'évolution de d ne peut encore pas être établie grâce aux résultats des mesures électromagnétiques effectuées jusqu'à présent. En effet, les résultats obtenus montrent que certains effets du film d'argon liquide en paroi sur les propriétés de résonance électromagnétique de la cavité restent à approfondir. De surcroît, les incertitudes expérimentales sur certaines composantes des modes TE₁₁ et TM₁₁ se trouvent être trop élevées pour que l'analyse de leurs moyennes respectives en utilisant la relation (8) en soit pertinente.

5 Conclusion

Les résultats expérimentaux obtenus dans le cadre du présent travail montrent un bon accord qualitatif avec les résultats prévus par les derniers modèles analytiques unifiés de propagation acoustique dans une vapeur tenant compte des effets couplés de diffusion thermique et de changements de phases au niveau du film liquide qui recouvre la paroi en présence de phénomènes de précondensation. Les ordres de grandeurs et l'évolution observés des effets de la précondensation sur le mouvement acoustique en fonction des conditions de pression et de température de la vapeur est bien ceux prévus par les modèles.

Ceci étant, des efforts techniques et théoriques restent encore à surmonter afin que les méthodes électromagnétiques en cavité utilisées pour la détection de liquide précondensé en paroi donnent leur pleine mesure dans le cadre de cette application. Les travaux en cours actuellement dans ce domaine doivent contribuer à améliorer la compréhension actuelles du phénomène de précondensation et d'augmenter de manière significative la précision de ces méthodes.

Remerciements

Les auteurs tiennent à exprimer leurs sincères remerciements à Jim Mehl et à Mike Moldover pour l'intérêt porté à ces travaux et pour leurs judicieuses remarques et suggestions, en particulier concernant l'interprétation des résultats de mesure électromagnétiques.

Références

- [1] B. A. Younglove, R. D. McCarty, Speed-of-sound measurements for nitrogen gas at temperatures from 80 to 350 K and pressures to 1.5 MPa, *J. Chem. Thermodynamics* **12**, 1121-1128 (1980).
- [2] J. B. Mehl, M. R. Moldover, Precondensation phenomena in acoustic measurements, *Journal of Chemical Physics* **77**, 455-465 (1982).
- [3] S. E. Turner, D. R. Dowling, Acoustic precondensation phenomena in freons, *J. Acoust. Soc. Am.* **97**, 1014-1018 (1995).
- [4] Y. Mao, Sound attenuation in a cylindrical tube due to evaporation-condensation, *J. Acoust. Soc. Am.* **104**, 664-670 (1998).
- [5] R. Raspet, C. J. Hickey, J. M. Sabatier, The effect of evaporation-condensation on sound propagation in cylindrical tubes using the low reduced frequency approximation, *J. Acoust. Soc. Am.* **105**, 65-73 (1999).
- [6] C. Guianvarc'h, M. Bruneau, R. M. Gavioso, Acoustics and precondensation phenomena in gas-vapor saturated mixtures, *Phys. Rev. E* **89**, 023208 (2014).
- [7] R. J. Underwood, R. Cuccaro, S. Bell, R. M. Gavioso, D. Madonna Ripa, M. Stevens, M. de Podesta, A microwave resonance dew-point hygrometer, *Meas. Sci. Technol.* **23**, 085905 (2012).
- [8] M. Bruneau, *Manuel d'acoustique fondamentale*, Hermès, Paris (1998).

- [9] L. Pitre, F. Sparasci, D. Truong et al, Determination of the Boltzmann constant k from the speed of sound in helium gas at the triple point of water, *Metrologia* **52**, S263 (2015).
- [10] R. M. Gavioso, D. Madonna Ripa, P. P. M. Steur, C. Gaiser, D. Truong, C. Guianvarc'h, P. Tarizzo, F. M. Stuart, R. Dematteis, A determination of the molar gas constant R by acoustic thermometry in helium, *Metrologia* **52**, S274 (2015).
- [11] J. P. M. Trusler, *Physical acoustics and metrology of fluids*, Adam Higler, Bristol (1991).
- [12] Ch. Tegeler, R. Span and W. Wagner, A new equation of state for argon covering the fluid region for temperatures from the melting line to 700 K and pressures up to 1000 MPa, *J. Phys. Chem. Ref. Data* **28**, 779 (1999).
- [13] M. R. Moldover, R. M. Gavioso, J. B. Mehl, L. Pitre, M. de Podesta, J. T. Zhang, Acoustic gas thermometry, *Metrologia* **51**, R1 (2014).
- [14] I. E. Dzyaloshinskii, E. M. Lifshitz, L. P. Pitaevskii, The general theory of van der Waals forces, *Adv. Phys.* **10**, 165-209 (1961).
- [15] L. Pitre, C. Guianvarc'h, F. Sparasci et al, Progress towards an acoustic/microwave determination of the Boltzmann constant at LNE-INM/CNAM, *Int. J. Thermophys.* **29**, 1730–1739 (2008).
- [16] E. F. May, L. Pitre, J. B. Mehl, M. R. Moldover, J. W. Schmidt, Quasi-spherical cavity resonators for metrology based on the relative dielectric permittivity of gases, *Rev. Sci. Instrum.* **75**, 3307 (2007).