Etude d'un liquide en écoulement par diffusion Brillouin

J.L. Magalhaes, J. Leblond, M. Roulleau, C. Baradel

► To cite this version:

J.L. Magalhaes, J. Leblond, M. Roulleau, C. Baradel. Etude d'un liquide en écoulement par diffusion Brillouin. *Revue de Physique Appliquée*, 1984, 19 (1), pp.39-46. 10.1051/rphysap:0198400190103900 . jpa-00245156

HAL Id: jpa-00245156

<https://hal.science/jpa-00245156>

Submitted on 1 Jan 1984

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

47.60 — 47.80 — 78.35

Etude d'un liquide en écoulement par diffusion Brillouin

J. L. Magalhaes, J. Leblond, M. Rouleau et C. Baradel

Laboratoire de Physique Thermique, E.S.P.C.I., 10, rue Vauquelin, 75231 Paris Cedex 05, France

(Reçu le 30 août 1983, révisé le 13 octobre, accepté le 14 octobre 1983)

Résumé. — Nous montrons dans cet article comment la diffusion Brillouin permet de suivre l'état thermodynamique d'un liquide en écoulement. Le modèle proposé est appliqué à l'étude de l'écoulement du CO_2 liquide dans un canal cylindrique. Les prévisions du modèle sont en accord avec les résultats expérimentaux et l'interprétation des mesures d'anémométrie. Des conditions d'application de la méthode sont discutées.

Abstract. — We show in this paper that Brillouin light scattering technics can be used to follow the thermodynamic state of a flowing liquid. The proposed method is applied to study liquid CO_2 flowing in a cylindrical channel. Theoretical predictions are in agreement with experimental results and with the interpretation of anemometry measurements. Conditions of application of the method are discussed.

1. Introduction.

Pour caractériser les paramètres thermodynamiques et hydrodynamiques d'un écoulement, on associe à des mesures classiques de température et de pression, des mesures de vitesses locales par anémométrie (fil chaud ou laser). Mais ces mesures classiques se révèlent dans bien des cas inadaptes et perturbatrices, en particulier dans le cas des écoulements rapides et des écoulements de fluides métastables : à vitesse élevée, la température de paroi est différente de la température du fluide et la présence d'une sonde introduit inévitablement, dans le cas d'un liquide surchauffé, des cavités nucléantes qui produisent une vaporisation anticipée du liquide.

La méthode présentée est basée sur l'analyse du spectre de la lumière diffusée par des fluctuations de densité d'origine thermique en présence d'un écoulement. Elle permet d'obtenir directement les paramètres locaux suivants : vitesse du fluide, fluctuations de vitesse, vitesse du son dans le fluide. Notons que cette technique n'impose pas d'ensemencement du liquide et qu'elle est, par nature, non-perturbatrice.

La connaissance simultanée de la vitesse locale du fluide et de l'état thermodynamique local est d'un grand intérêt pour suivre le processus de transfert de masse et de chaleur. On peut citer différents types d'études réalisables :

a) *Etude des couches limites hydrodynamiques et thermiques* : dans une section de canalisation où la pression P peut être considérée comme constante,

on peut déduire le profil de température des mesures locales de vitesse du son $C_s = C_s(P, T)$ alors que le profil hydrodynamique est déduit directement des mesures de vitesse du fluide.

b) *Etude de la convection* : dans le cas d'une expérience Rayleigh-Bénard (convection libre), la pression est constante et le champ de température peut être obtenu comme précédemment. Cette méthode est également applicable à des études de convection forcée si on connaît la pression et son évolution le long d'une ligne piézométrique.

c) *Etude des transferts de masse* : dans des systèmes à deux constituants, la vitesse du son est fonction de la concentration relative x , $C_s = C_s(x, P, T)$. On peut suivre ainsi la diffusion du fluide dans les processus à P et T constants : diffusion naturelle et centrifugation.

d) *Etude d'écoulements à entropie constante S* : la connaissance de C_s permet de déduire l'évolution de la pression et de la température au cours de l'écoulement : $P = P(C_s, S)$, $T = T(C_s, S)$.

Afin de mettre en évidence l'intérêt et les limites de cette méthode, nous présentons l'étude hydrodynamique et thermodynamique d'un fluide en écoulement à entropie constante à l'entrée d'un canal cylindrique.

2. Dispositif expérimental.

2.1 LE CHOIX DU FLUIDE. — Nous avons choisi un fluide dont la température et la pression critiques sont compatibles avec des mesures en laboratoire et avec notre méthode d'analyse. Cette méthode nécessite la

connaissance précise de l'équation d'état du fluide. Le CO_2 est un fluide pour lequel on dispose d'un grand nombre de données physiques, particulièrement au voisinage du point critique : $T_c = 31,06^\circ\text{C}$, $P_c = 73,83$ bar.

Diverses équations d'état utilisant ces données ont été proposées. Nous avons utilisé l'équation d'Altunin et Gradetskii [1] qui comporte 74 coefficients et qui rend bien compte des propriétés thermiques du fluide.

2.2 LA BOUCLE DE CIRCULATION. — Le CO_2 liquide circule dans une boucle représentée schématiquement sur la figure 1. La circulation est assurée par une pompe hydropneumatique à piston libre Haskel capable de supporter 700 bar et développer jusqu'à 6 CV. Pour atténuer les fluctuations de pression, nous avons placé, à l'entrée et à la sortie de la pompe, deux accumulateurs à membrane de 50 l (Leduc). La pression de l'autre côté des membranes est assurée par de l'azote. Les accumulateurs ont deux rôles :

- maintenir le CO_2 à une pression supérieure à la pression de saturation — rôle de pressuriseur — ;
- filtrer les fluctuations de pression en maintenant un débit constant dans la boucle ; les accumulateurs ont été dimensionnés pour que les fluctuations dues aux temps morts de la pompe soient inférieures à 0,03 bar.

Le canal d'essai (Fig. 2) situé dans la boucle comporte une partie convergente, un canal cylindrique et une partie divergente de faible conicité ($2\varphi = 8^\circ$). La partie convergente fixe l

Fig. 1. — Schéma de la boucle de circulation du CO_2 liquide.

[Scheme of the closed liquid loop.]

Fig. 2. — Canal en pyrex.

[Pyrex channel.]

canal où sont effectuées les mesures ; le diffuseur permet, en régime d'écoulement, de retrouver à la sortie de la veine une pression voisine de celle de l'entrée. Ces trois parties sont fabriquées par étirage et soufflage de tubes de pyrex.

Pour supporter la pression du fluide (30-80 bar), le dispositif est placé dans une enceinte de contre-pression en acier, munie de hublots indispensables aux mesures optiques. L'enceinte est remplie d'azote dont la pression est ajustée automatiquement à la pression du CO_2 (Fig. 3). Un hublot situé sur l'axe du canal permet l'entrée d'un faisceau laser, ce qui impose une arrivée latérale du CO_2 liquide à l'entrée du convergent ; afin d'obtenir un écoulement uniforme, celui-ci est précédé d'une grille de répartition du fluide suivie d'un nid d'abeille (Fig. 4).

Un filtre en amont de la veine d'essai élimine les particules de diamètre supérieur à $2\mu\text{m}$. Un échangeur situé à la sortie du diffuseur refroidit le CO_2 de quelques degrés (puissance de refroidissement 1 000 W). Ce refroidissement est nécessaire à la régu-

l'écoulement de cavitation dans la pompe. A l'entrée du canal, un réchauffeur alimenté par un régulateur Thermo à action PID permet de réguler la température du CO_2 liquide à $\pm 0,03^\circ\text{C}$. Les mesures de pression dans le convergent sont effectuées grâce à un capteur de pression à jauges diffusées (capteur ENERTEC 100 bar associé à un contrôleur de pression). Les variations de pression sont inférieures à 0,05 bar pendant la durée de la mesure de diffusion Brillouin (typiquement 20 mn).

La plupart des éléments de la boucle sont calorifugés.

2.3 LE DISPOSITIF OPTIQUE. — La vitesse du son est mesurée par diffusion de la lumière le long de l'axe du canal dans le CO_2 liquide. La source de lumière est un laser à argon ionisé, LEXEL ion 85, fonctionnant en monomode longitudinal sur la raie 5145 Å . Grâce à un étalon interne thermostaté, sa cavité est compensée thermiquement de manière à limiter la dérive en fréquence (typiquement 30 MHz par heure). L'analyse de la lumière diffusée à 90° est réalisée par un interféromètre de Fabry-Pérot classique dont l'accord en fréquence est déplacé au cours de l'analyse par un balayage linéaire en pression. Ce balayage est contrôlé par un régulateur de débit dont la linéarité est au plus 0,3 %. Son intervalle spectral libre a été fixé à 5 GHz, sa finesse étant typiquement 60. La figure 5 représente ce dispositif optique.

Fig. 3. — Section d'essai.
[Test section.]

Fig. 4. — Dispositif d'arrivée du CO₂ liquide à l'entrée du convergent.
[Supplying device for liquid CO₂ at the inlet of the nozzle.]

La vitesse du son est déduite de l'écart du doublet Brillouin $2\omega_B$ (Fig 6) :

$$\omega_B = nq_0 C_s, \tag{1}$$

$$q_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0} 2 \sin \frac{\theta}{2}, \tag{2}$$

θ est l'angle de diffusion : $\theta \simeq 90^\circ$.

3. Etude hydrodynamique de l'entrée du canal : prévisions théoriques.

3.1 CONDITIONS D'ENTRÉE DANS LE CANAL. — L'entrée dans le canal se fait grâce à un convergent. Le rôle de ce convergent est de réaliser le passage d'un écoulement à faible vitesse à un écoulement à grande vitesse.

Fig. 5. — Dispositif optique.
[Optical set-up.]

Fig. 6. — Spectre de diffusion de la lumière : composantes Rayleigh (R) et Brillouin (B).
[Light scattering spectrum : Rayleigh (R) and Brillouin components (B).]

Son choix doit satisfaire aux critères suivants : absence de décollement et uniformité des vitesses à la sortie. Les convergents obtenus par soufflage ont un profil bien représenté en raccordant deux courbes en X^N , avec N compris entre 2 et 5. T. Morel a réalisé une étude de convergents de ce type et a montré que N est un paramètre peu sensible aux critères précédents. Ce paramètre et le rapport de contraction définissent complètement la géométrie du convergent [2].

Nous avons choisi un rapport de contraction $C_r = 100$; dans ce cas, Hussain et Ramjee [3] ont montré que les fluctuations de vitesse longitudinales sont atténuées d'un facteur $1/C_r$, alors que les fluctuations transversales sont amplifiées d'un facteur $\sqrt{C_r}$. Leurs calculs permettent d'estimer le taux de turbulence τ_s à la sortie du convergent en fonction du taux de turbulence à l'entrée τ_e . Avec un rapport de contraction de 100 on a : $\tau_s = 0,07 \tau_e$. Le dispositif d'entrée du fluide dans le convergent est tel que τ_e est faible, donc τ_s peut être considéré comme négligeable.

3.2 DÉVELOPPEMENT DE LA COUCHE LIMITE. — A l'entrée du canal, la couche limite d'abord laminaire devient rapidement turbulente. On distingue alors 3 parties dans l'écoulement : l'écoulement libre, la sous-couche laminaire et la couche limite turbulente.

a) *L'écoulement libre* : la vitesse u_∞ est uniforme et l'écoulement est isentropique.

b) *La sous-couche laminaire* : c'est la zone où se produisent les phénomènes de dissipation visqueuse.

de Blasius [4] :

$$\delta' = \frac{4,96 x}{\sqrt{Re_x}} \quad (3)$$

$Re_x = \frac{u_\infty x}{\nu}$ où x est la distance par rapport à l'entrée du canal et ν la viscosité cinématique.

A la sortie du canal cylindrique ($x = 90$ mm) on a : $\delta' = 80 \mu\text{m}$.

c) *La couche limite turbulente*. Le profil de vitesse dans la couche limite turbulente est donné par la relation empirique de Nikuradse [5]

$$\frac{u}{u_\infty} = \left(\frac{y}{\delta}\right)^{1/n} \quad 0 \leq y \leq \delta \quad (4)$$

avec δ épaisseur de la couche limite, y distance à la paroi du canal et u vitesse à la distance y .

Dans le canal, le nombre de Reynolds étant :

$$Re = \frac{u_\infty D}{\nu} \simeq 10^6$$

D diamètre du canal, on a [5] : $n = 8$.

L'évolution de la couche limite turbulente est donnée par l'équation du moment. Dans le cas d'un

écoulement bidimensionnel, l'évolution de son épaisseur δ est donnée par :

$$\frac{\tau_0}{\rho} = \frac{d}{dx}(u_\infty^2 \delta_2) + \delta_1 u_\infty \frac{du_\infty}{dx} \quad (5)$$

τ_0 est la contrainte de cisaillement à la paroi et ρ la masse volumique,

δ_1 est l'épaisseur de ce déplacement :

$$\delta_1 u_\infty = \int_0^\infty (u_\infty - u) dy \quad (6)$$

δ_2 est l'épaisseur de la quantité de mouvement :

$$\delta_2 u_\infty^2 = \int_0^\infty u(u_\infty - u) dy. \quad (7)$$

L'épaisseur de la sous-couche laminaire δ' devient très rapidement négligeable devant δ , on n'en tiendra pas compte dans le calcul de l'évolution de l'épaisseur de la couche limite turbulente.

On pose :

$$\delta_* = \frac{\delta}{r}, \quad y_* = \frac{y}{r}, \quad x_* = \frac{x}{D}, \quad u_* = \frac{u}{u_\infty} \quad \text{et} \quad D = 2r$$

$\bar{u}$ étant la vitesse moyenne du fluide dans le canal. Le profil de vitesse s'écrit alors :

$$u_* = \left(1 - \frac{2}{9} y_* + \frac{\delta_*^2}{17}\right)^{1/8} \quad (8)$$

$$\delta_* \leq y_* < 1, \quad \frac{u}{u_\infty} = 1$$

Ce qui donne :

$$\delta_1 = \frac{\delta}{9}, \quad \delta_2 = \frac{8\delta}{90} \quad (9)$$

et pour la contrainte de cisaillement à la paroi [5]

$$\tau_0 = 1,76 \times 10^{-2} \rho u_\infty^{16/9} \left(\frac{\nu}{y}\right)^{2/9}. \quad (10)$$

La conservation du débit pour un fluide incompressible et les équations 8 permettent d'écrire :

$$u_* \left(1 - \frac{2}{9} \delta_* + \frac{\delta_*^2}{17}\right) = 1. \quad (11)$$

En reportant les relations 9, 10 et 11 dans l'équation 5, on obtient :

$$\frac{d\delta_*}{dx_*} = 3,7 \frac{\left(1 - \frac{2}{9} \delta_* + \frac{\delta_*^2}{17}\right)^{11/9}}{\delta_*^{2/9} \left(8 + 4\delta_* - \frac{44}{17} \delta_*^2\right)} Re^{-2/9}. \quad (12)$$

Fig. 7. — Schéma de l'analyse spectrale simultanée des raies Brillouin (B) et de la lumière incidente (I).

[Schematic simultaneous spectral analysis of the scattered light : Brillouin doublet (B) and incident beam (I).]

Cette équation est intégrée numériquement par la méthode de Runge-Kutta et permet d'obtenir la variation de l'épaisseur de la couche limite et la variation de la vitesse le long de l'axe du canal.

4. Résultats expérimentaux.

4.1 ANÉMOMÉTRIE DOPPLER. — Le dispositif d'analyse spectrale dont nous disposons permet de passer instantanément de l'analyse Rayleigh-Brillouin du liquide en écoulement à l'analyse spectrale du faisceau incident. On a pu ainsi superposer les spectres Brillouin et le spectre de la lumière incidente. On a représenté schématiquement sur la figure 7 l'allure du spectre. Le décalage en fréquence entre le milieu du doublet Brillouin et l'axe de la raie du spectre de la lumière incidente donne directement le déplacement Doppler ω_d , on en déduit la vitesse de l'écoulement u_∞ :

$$\omega_d = u_\infty q_0. \quad (13)$$

Utilisant ce procédé, nous avons mesuré l'évolution de la vitesse du fluide le long de l'axe du canal pour des nombres de Reynolds compris entre 7×10^5 et 9×10^5 . Les résultats sont représentés sur la figure 8 en coordonnées réduites $x_* = \frac{x}{D}$ et $u_* = \frac{u}{u_\infty}$.

Pour comparer ces résultats avec les prévisions théoriques, nous avons calculé l'évolution de l'épaisseur de la couche limite le long de l'axe en intégrant l'équation 12 et l'évolution de u_* à partir de l'équation de conservation du débit (Eq. 11). Les résultats théo-

riques correspondant à un nombre de Reynolds de 8×10^5 sont représentés figures 8 et 9. On constate un bon accord entre les mesures de vitesse par anémométrie Doppler et la courbe théorique. La couche limite est entièrement développée à une distance $x = 50 D$ ce résultat est en accord avec les résultats expérimentaux des autres auteurs [5].

4.2 MESURE DE VITESSE DU SON ET DÉTERMINATION DE L'ÉTAT THERMODYNAMIQUE DU FLUIDE. — Le CO_2 présente un phénomène de relaxation thermique qui entraîne une variation de la vitesse du son avec la fréquence de mesure. Le phénomène de relaxation peut être caractérisé par un seul temps de relaxation τ qui est de l'ordre de 25 ns pour CO_2 [6]. La vitesse du son mesurée par diffusion de la lumière correspond à des

Fig. 8. — Evolution de la vitesse du fluide le long de l'axe du canal.

[Variation of the flow velocity along the axis of the channel.]

Fig. 9. — Epaisseur de la couche limite.

[Thickness of the boundary layer.]

fréquences de l'ordre de 1,5 GHz, bien au-dessus des fréquences de relaxation vibrationnelle de l'ordre de 10 MHz [7]. Les mesures par diffusion de la lumière permettent donc d'accéder directement à la vitesse du son C_∞ qui est différente de la vitesse du son C_0 déterminée à partir des paramètres thermodynamiques.

Mountain [8] donne la relation suivante entre ces deux vitesses :

$$\frac{C_\infty^2 - C_0^2}{C_0^2} = \frac{C_p - C_v}{C_v - C_1} \frac{C_p}{C_1} = \alpha \quad (14)$$

où C_p est la chaleur spécifique à pression constante,
 C_v est la chaleur spécifique à volume constant et
 C_1 est la chaleur spécifique de vibration.

pendante de la pression et de la température dans le domaine P, T étudié.

$$C_1 = 2,5 \text{ cal mol}^{-1} \text{ K}^{-1}$$

C_0 est relié à ω_B par la relation suivante :

$$n\sqrt{1 + \alpha} C_0 = \frac{\omega_B}{q_0} \quad (15)$$

L'indice de réfraction n ne dépend que de la masse volumique du fluide et sa variation est donnée par la formule de Lorentz-Lorenz :

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} = A\rho \quad (16)$$

Pour le CO_2 liquide, au voisinage du point critique $0,9 T_c < T < T_\infty$ différents auteurs [9, 10] ont montré que A est constant : $A = 0,15 \text{ cm}^3 \text{ g}^{-1}$.

La détermination directe de q_0 est délicate; nous l'avons effectuée grâce à une analyse Brillouin de référence. Cette étude est réalisée dans le canal au même point de mesure mais avec un écoulement de très faible vitesse, c'est-à-dire dans des conditions où l'état thermodynamique du liquide peut être considéré comme invariant dans toute la veine d'essai. L'état du fluide (noté ref) est donc connu à partir des mesures de pression et de température à l'entrée du convergent.

Il en est de même pour $C_{0,\text{ref}}$, α_{ref} et n_{ref} déduits de l'équation d'état et de la formule de Lorentz-Lorenz. Ces données, associées à la détermination expérimentale de $\omega_{B,\text{ref}}$ (étude Brillouin de référence) permettent de déterminer q_0 avec une bonne précision ($\approx 1,5 \%$).

$$q_0 = \frac{\omega_{B,\text{ref}}}{n_{\text{ref}} C_{0,\text{ref}}} \frac{1}{\sqrt{1 + \alpha_{\text{ref}}}} \quad (17)$$

L'étude hydrodynamique a montré que pour $x_* < 35$ la couche limite n'est pas entièrement développée et donc, dans cette zone, l'écoulement au centre du canal est isentropique. L'entropie S est calculée grâce à l'équation d'état à partir des mesures de température et de pression réalisées à l'entrée du convergent. Les mesures de vitesse du son par diffusion Brillouin sont faites dans cette partie de l'écoulement. Au point de mesure, on connaît donc la vitesse du son et l'entropie, on en déduit la pression et la température par l'équation d'état.

L'état thermodynamique du fluide est ainsi déterminé en différents points de l'axe du canal. Les résultats obtenus pour une des expériences sont donnés sur la figure 10. Les conditions de l'expérience étaient les suivantes :

$$t_e = 17,4^\circ\text{C}, \quad P_e = 61 \text{ bar}, \quad \bar{u} = 27 \text{ ms}^{-1}.$$

Les incertitudes sur la mesure de température et de pression à l'entrée du convergent sont principalement dues aux variations dans le temps de ces paramètres pendant les mesures de diffusion de la lumière. Ces variations sont typiquement :

$$\Delta P_e = 0,05 \text{ bar}, \quad \Delta T_e = 0,03 \text{ K}.$$

Donc pour une expérience au voisinage de 20°C où :

$$\left(\frac{\delta S}{\delta p}\right)_T = 3 \times 10^{-4} \text{ kcal.kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1} \text{ bar}^{-1}.$$

$$\left(\frac{\delta S}{\delta T}\right)_p = 3 \times 10^{-3} \text{ kcal.kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-2}.$$

Fig. 10. — Variation de la pression et de la température du fluide le long de l'axe du canal.

[Pressure and temperature versus the distance from the inlet of the channel.]

L'incertitude sur la détermination de l'entropie est :

$$\Delta S_e = \Delta S = 1,3 \times 10^{-4} \text{ kcal.kg}^{-1} \text{ K}^{-1}.$$

Les incertitudes sur la détermination de l'écart Brillouin ω_B sont de deux sortes : d'une part les erreurs aléatoires dues à la stabilité en fréquence du laser et à la linéarité du balayage en pression de l'interféromètre. Ces deux causes d'erreurs sont négligeables compte tenu des caractéristiques du dispositif optique. D'autre part des erreurs systématiques peuvent être dues à l'asymétrie des raies Brillouin et à l'effet de recouvrement avec la raie centrale. Les raies Brillouin sont suffisamment étroites pour que l'asymétrie soit négligeable et dans l'interprétation des spectres on tient compte de l'effet de recouvrement pour déterminer la position du maximum. La figure 11 montre la dispersion des mesures de ω_B le long de l'axe du canal. Dans les mêmes conditions expérimentales on voit que cette dispersion est de $\pm 4 \text{ MHz}$ ce qui donne :

$$\frac{\Delta \omega_B}{\omega_B} = 3 \times 10^{-3}.$$

Ce résultat est en accord avec la précision obtenue par d'autres mesures de diffusion Brillouin [11, 12]. L'erreur correspondante sur les mesures de vitesse du son est $\Delta C_s = 1,3 \text{ m s}^{-1}$ et sur les mesures de vitesse du fluide par anémométrie Doppler est $\Delta u_\infty = 1,3 \text{ m s}^{-1}$.

Ces erreurs entraînent une incertitude sur la détermination de la pression et de la température au centre du canal qui est évaluée à :

$$\Delta P = 1 \text{ bar} \quad \Delta T = 0,2 \text{ }^\circ\text{C}.$$

On a tracé sur la figure 10 l'évolution de la température et de la pression le long de l'axe du canal obtenue en appliquant l'équation de Bernouilli et l'équation de la chaleur :

$$\frac{dP}{dx} = - \rho D u_\infty \frac{du_\infty}{dx}, \quad (18)$$

$$\frac{dT}{dx} = - \frac{1}{\rho C_p} \frac{du_\infty}{dx}. \quad (19)$$

u_∞ est déterminée à partir des équations 11 et 12. On voit qu'on obtient un bon accord entre les mesures de diffusion Brillouin et le modèle théorique correspondant aux résultats de l'anémométrie Doppler.

Fig. 11. — Variation de ω_B le long de l'axe du canal.

[Variation of ω_B along the axis of the channel.]

5. Conclusion.

Nous avons présenté une méthode basée sur l'analyse de la diffusion Brillouin pour suivre l'évolution de l'état thermodynamique d'un fluide en écoulement. Cette méthode, non perturbatrice, permet de déterminer un paramètre thermodynamique. Elle peut avoir un champ d'application assez vaste à condition de connaître les autres variables indépendantes du système. Comme nous l'avons mentionné dans l'introduction, c'est le cas, par exemple pour l'étude des couches limites hydrodynamiques et thermiques, l'étude de la convection, l'étude des transferts de masse. Pour démontrer l'intérêt de cette méthode et ses limites, nous l'avons appliquée à l'étude d'un écoulement isentropique à l'entrée d'un canal, dans des conditions qui se prêtent à de bonnes prévisions théoriques.

Cette méthode est destinée à être ultérieurement utilisée pour étudier les conditions d'autovaporisation en canal d'un liquide à l'état métastable au voisinage de son point critique : $0,9 T_c < T < T_c$. Afin de mettre en évidence l'intérêt et les limites de cette méthode, nous présentons l'étude hydrodynamique et thermodynamique d'un fluide en écoulement à l'entrée d'un canal cylindrique.

L'étude de l'évolution de la vitesse du son le long de l'axe du canal a permis de déduire l'évolution de la pression et de la température. Nous avons montré que ces résultats sont en accord : 1) d'une part avec l'évolution de la pression déduite des mesures de vitesse du fluide ; 2) d'autre part avec les prévisions théoriques (développement de la couche limite turbulente).

Bibliographie

- [1] ANGUS, S., ARMSTRONG, B. and DE REUCK, K. M., *Carbon dioxide International Thermodynamic Tables of the fluid state* — 3, IUPAC (Pergamon Press) 1976.
 - [2] MOREL, T., *A comprehensive design of axisymmetric wind tunnel contractions*, Trans. ASME, *J. Fluids Eng.* p. 225-233 (1975).
 - [3] HUSSAIN, A. K. M. F. and RAMJEE, V., *Effects of the axisymmetric contraction shape in incompressible turbulent flow*, Trans. ASME, *J. Fluids Eng.*, p. 58-69 (1976).
 - [4] KNUDSEN, J. G. and KATZ, D. L., *Fluid dynamics and heat transfer* (McGraw Hill) 1958, p. 258.
 - [5] SCHLICHTING, H., *Boundary layer theory* (McGraw Hill) 1968.
 - [6] HENDERSON, M. C., *Ultrasonic absorption and thermal relaxation in CO₂*, *J. Acoust. Soc. Am.* **31** 1 (1959) 29-33.
 - [7] GAMMON, R. W., SWINNEY, H. L. and CUMMINS, H. Z., *Brillouin scattering in carbon dioxide in the critical region*, *Phys. Rev. Lett.* **19** 26 (1967) 1467-1469.
 - [8] MOUNTAIN, R. D., *Thermal relaxation and Brillouin scattering in liquids*, *J. Res. NBS* **70A** 3 (1966) 207-220.
 - [9] TIMOSHENKO, N. I., KOBELEV, V. P. and KHODOLOV, E. P., *Experimental determination of the refraction index and calculation of the second virial coefficient of CO₂*, *Therm. Eng.* **17** (9) (1970) 96-100.
 - [10] RATHJEN, W. and STRAUB, J., *Heat transfer in boiling* (Academic Press) 1977, p. 425-451.
 - [11] CHEN, S. H., LAI, C. C. and ROUGH, J., *Hypersonic sound velocities in aqueous salt solutions*, *J. Chem. Phys.* **67** (11) (1977) 5080-5087.
 - [12] HARENG, M. and LEBLOND, J., *Brillouin scattering in superheated water*, *J. Chem. Phys.* **73**(2) (1980) 622-625.
-