

Etude expérimentale de la turbulence pres de la paroi en écoulement à bulles

M. SOUHAR

Laboratoire d'Energétique et de Mécanique Théorique et Appliquée, U.A. CNRS No. 875,
2, rue de la Citadelle, B.P. 850, 54011 Nancy, France

(Reçu le 7 Mars 1986 et sous forme finale le 28 Novembre 1986)

Résumé—L'élaboration de modèles de calcul de champs de vitesse et de transfert de chaleur, en écoulement à bulles, nécessite une meilleure connaissance de la turbulence dans ce type d'écoulement. A l'heure actuelle, ces données sont rares, et même inexistantes en ce qui concerne la turbulence de paroi. L'objet de cet article est de combler cette lacune, nous y rapportons les premières données expérimentales concernant l'analyse spatio-temporelle et spectrale de ces écoulements au voisinage de la paroi. Ces données ont été obtenues à l'aide de la méthode électrochimique et analysées en comparaison avec les résultats connus en écoulement turbulent monophasique.

1. INTRODUCTION

LES PREMIÈRES mesures de corrélations doubles de vitesse en écoulement turbulent ont montré l'existence d'un certain ordre spatial et temporel. Cette propriété a été attribuée à l'existence possible de tourbillons à grande échelle, conférant au champ turbulent une certaine organisation spatiale et une certaine mémoire liée à la durée de vie moyenne de ces mêmes tourbillons. Dès lors, la nature chaotique de la turbulence pouvait être appréhendée comme la conséquence de l'apparition et de l'extinction aléatoire dans l'espace et dans le temps, de structures cohérentes, pouvant être déterminées par une analyse spatio-temporelle. L'intérêt de cette approche est : d'une part, d'apporter une meilleure description et une meilleure compréhension des mécanismes physiques de la turbulence, d'autre part, d'élaborer des modèles de calcul de champ de vitesse et de transfert de chaleur plus fidèles à la réalité expérimentale. Il en résulte que toute information expérimentale qui apporte une meilleure description est précieuse.

Les travaux les plus représentatifs concernant les corrélations spatiales de vitesse en écoulement turbulent monophasique sont ceux de Townsend [1], Grant [2], Comte Bellot [3] et Tritton [4], tandis que pour les corrélations spatio-temporelles de vitesse, on peut citer les travaux de Favre *et al.* [5, 6], Davies *et al.* [7], Backwell et Lumley [8], Kovaszny *et al.* [9], Champagne *et al.* [10], Comte Bellot et Corrsin [11], et Blackwelder et Kovaszny [12]. En écoulement diphasique à bulles, la littérature comporte très peu d'études dans ce domaine, et les données expérimentales concernant les structures turbulentes sont inexistantes. L'étude que nous avons entreprise, et qui fait l'objet de cet article, concerne la description de la cohérence spatio-temporelle longitudinale de ces écoulements au voisinage de la paroi, et constitue une première tentative pour aider à combler cette lacune.

2. MONTAGE EXPERIMENTAL ET TECHNIQUES DE MESURES

Dans ce paragraphe, nous décrivons brièvement le montage expérimental et les techniques de mesure utilisées.

2.1. Montage expérimental

Le montage expérimental, schématisé par la Fig. 1, est constitué essentiellement de deux circuits : un circuit gaz "ouvert" et un circuit liquide fermé qui alimentent la veine d'essai, pour obtenir l'écoulement désiré : bulles ou poches en écoulement co-courant ascendant. Le débit liquide est mesuré par des débitmètre à turbines et le débit gaz est mesuré par la méthode des tuyères. Le liquide est maintenu à une température de $20 \pm 0,1^\circ\text{C}$ grâce à une thermostation régulée.

La veine d'essai de longueur L voisine de 7 mètres, est constituée par des tronçons de tubes de "plexi-glass" (PMMA) de diamètre intérieur 44 mm. Elle comprend un injecteur de gaz latéral, 7 éléments de mesure polarographique situés entre 60 et 150 diamètres de l'injection du gaz, 10 prises de pression adaptées aux écoulements diphasiques, et un élément principal de mesure de longueur 600 mm (Fig. 2) destiné aux mesures fines de structures pariétales. Ce dernier élément comporte 10 sondes doubles réparties sur une génératrice, 2 capteurs de pression miniatures pariétaux de diamètre 2,4 mm et une bisonde optique AID. La veine d'essai se termine par un séparateur gaz liquide muni de chicanes, le liquide revient au bac de stockage, et le gaz est évacué vers l'extérieur du bâtiment.

Le liquide utilisé est une solution aqueuse de Ferricyanure-Ferrocyanure de Potassium ($C_{\text{Ferri}} \approx 2,6 \times 10^{-6} \text{ mol cm}^{-3}$) avec un excès de Chlorure de Potassium ($C \approx 10^{-3} \text{ mol cm}^{-3}$), dont les propriétés physiques à 20°C sont : $\rho_l = 1,02 \text{ g cm}^{-3}$,

NOTATIONS

a	distance interbulles
c	concentration
D	diamètre de la conduite
d	diamètre d'une bulle
f	fréquence
I	intensité du courant
L_{11}	échelle intégrale de longueur
$r, (R)$	position radiale ($R = D/2$)
r_{\max}	position radiale du taux de vide maximal
$R_{11}(x_0, x, \tau)$	coefficient de corrélation spatio-temporelle
S	gradient pariétal de vitesse longitudinale
s'_x	fluctuation de S
U_1	vitesse moyenne longitudinale
$u'_1(u_0)$	fluctuation de U_1 ($u_0 = \sqrt{\overline{u_1^2}}$)
u'_2	fluctuation de vitesse transversale
u_*	vitesse de frottement, $\sqrt{(\tau/\rho)}$
u_+	vitesse réduite, u/u_*
U_c	vitesse de convection
U_b	vitesse des bulles
$X(M, t)$	fonction indicatrice de présence de phase
x	abscisse longitudinale
y	distance à la paroi

y_+ distance réduite à la paroi, yu_*/ν .

Symboles grecs

$\alpha(r)$	taux de vide local, $\bar{X}(M, t)$
α	taux de vide moyen dans une section
α_{\max}	taux de vide maximal au voisinage de la paroi
β	titre volumique, $U_g/(U_g + U_l)$
c	dissipation de l'énergie cinétique turbulente
θ_{11}	échelle intégrale de temps
λ	micro-échelle de longueur
ν	viscosité cinématique
ρ	mass volumique
σ	tension superficielle
τ	frottement à la paroi
τ_m	temps optimal de $R_{11}(x_0, x, \tau)$.

Indices

1	liquide
g	gaz
$x, 1$	sens longitudinal
$y, 2$	sens transversal.

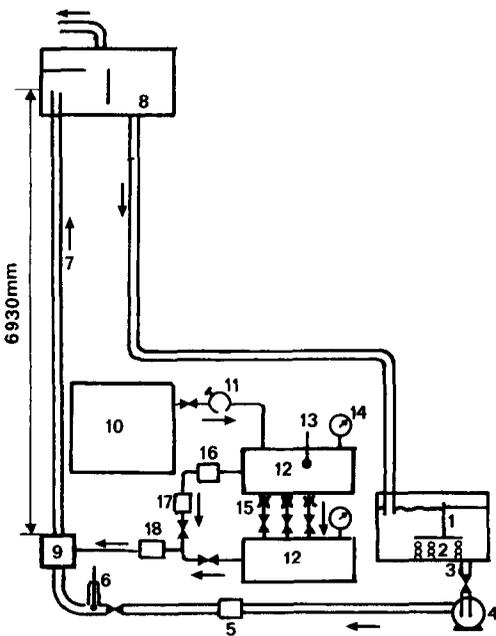


FIG. 1. Montage expérimental: 1, Bac de stockage; 2, Echangeur; 3, Vanne; 4, Pompe; 5, Débitmètres à turbines; 6, Régulation de température; 7, Veine d'essai; 8, Séparateur; 9, Injecteur; 10, Bouteilles d'azote 90 m³; 11, Détendeurs; 12, Caisson de gaz; 13, Thermomètre; 14, Manomètres; 15, Tuyères; 16, Régulateur de débit; 17, Débitmètres; 18, Clapet anti-retour.

$\nu_l = 0,99 \times 10^{-2} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$, $\sigma = 58 \text{ dyn cm}^{-1}$. Et le gaz utilisé est l'azote (N_2) dont les propriétés physiques dans les conditions standards sont: $\rho_g = 1,15 \times 10^{-3} \text{ g cm}^{-3}$ et $\nu_g = 0,151 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$.

2.2. Techniques de mesure

Les techniques de mesure utilisées dans cette étude ont été largement décrites par plusieurs auteurs. Nous les rappelons brièvement ci-dessous.

La méthode électrochimique est basée sur un modèle simple de transfert de masse, analogue au transfert de chaleur sur un fil chaud à température constante. Elle repose sur la réduction électrochimique rapide d'un réactif en solution dans un milieu en mouvement. L'électrode de mesure de très petite dimension (0,1 mm) insérée dans une paroi est portée à un potentiel tel que la concentration de l'ion actif est nulle sur celle-ci. La contre électrode (Anode) de grande dimension qui est suffisamment éloignée de la première assure la continuité du circuit électrique. Le courant I recueilli sur l'électrode de mesure, et qui résulte des déplacements des ions actifs, est fonction du gradient de vitesse pariétale: $S = (\partial u / \partial y)_p$ (Reiss et Hanratty [13], Cognet [14], Mizushina [15])

$$S \sim I^3 \quad (\text{ou } \tau \sim I^3).$$

La fonction de transfert la réponse en fréquence (Mitchel et Hanratty [16], Fortuna et Hanratty [17], Py [18], Lebouche [19], Dumaine [20]) permet de réta-

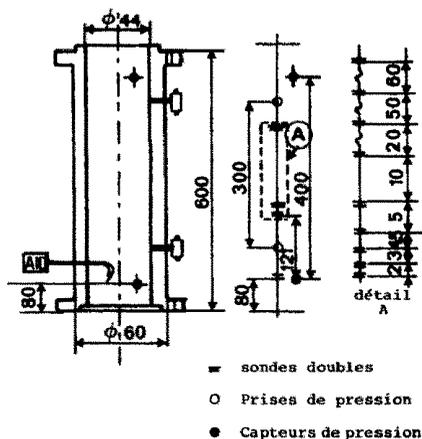


FIG. 2. Élément principal de mesure (cotes en mm).

blir les fluctuations de S à partir de celles de I . Dans le domaine de fréquence où nous avons travaillé, la correction par la fonction de transfert n'a pas été nécessaire.

L'étude du champ de concentration au voisinage de la paroi nous a permis de montrer (Souhar [21]) que cette méthode reste valable dans un écoulement diphasique, à condition que la paroi reste mouillée par un film liquide d'épaisseur au moins égale à 20 μm ; ce qui a été vérifié dans nos essais.

Les valeurs moyennes du frottement τ et du taux de fluctuation $\sqrt{(\overline{s_x^2})}/\bar{S}$ obtenues en écoulement à bulles ont été largement discutées par ailleurs (Souhar [22, 24]); nous nous contenterons ici de donner un exemple de résultat (Figs. 3(a) et (b)) obtenu dans la section $x/D \approx 110$ où l'analyse spatio-temporelle a été effectuée.

La bisonde optique AID type 7402 utilisée est constituée de deux sondes optiques décalées de 0,725 mm. Cette sonde, proposée par Danel et Delhaye [25] et mise au point par Galaup [26], est constituée d'une fibre de diamètre 40 μm recourbée en U. L'une de ces extrémités est éclairée, l'autre est directement posée sur la partie sensible d'un phototransistor. Le retour de la lumière est mieux assuré lorsque la partie courbe de la fibre est dans le gaz, que lorsque celle-ci est dans le liquide. Le signal (tension) résultant de ces fluctuations est ensuite discriminé puis amplifié de façon à reproduire aussi fidèlement que possible la fonction de présence de phase $X(M, T)$ égale à 1 (ou 0) si M appartient (ou n'appartient pas) à la phase gazeuse. Le bisonde optique est portée par un système de déplacement micrométrique permettant d'établir les profils du taux de vide $\alpha(r)$ et de la vitesse des bulles $U_b(r)$. Un exemple de résultat est donné sur la Fig. 4.

Enfin, l'analyse des fluctuations de signaux analogiques provenant des sondes électrochimiques a été effectuée sur un ensemble d'acquisition et de traitement du signal (Plurimat S). Ces signaux (tension) ont été préalablement filtrés à une fréquence de 100 Hz au delà de laquelle les amplitudes de fluctuation peuvent

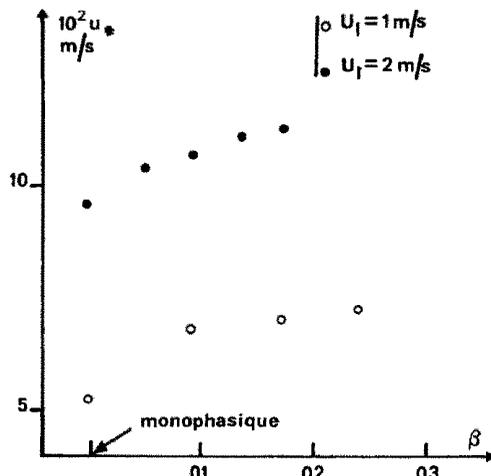


FIG. 3(a). Vitesse de frottement.

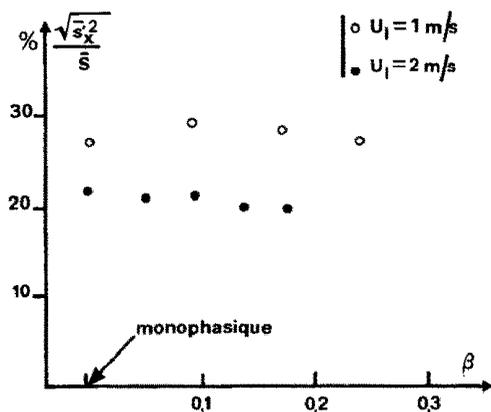


FIG. 3(b). Taux de fluctuation du gradient pariétal.

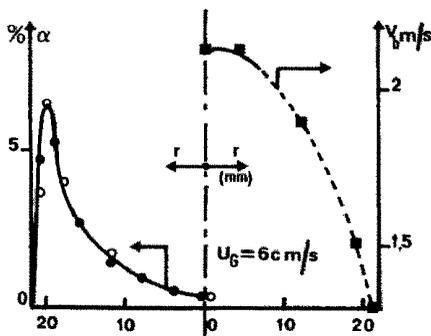


FIG. 4. Exemple de profil de taux de vide et de vitesse des bulles $U_1 = 200 \text{ cm s}^{-1}$.

être négligées, et échantillonnées à une fréquence de 200 Hz qui satisfait la condition de Shannon.

3. ANALYSE SPATIO-TEMPORELLE

L'analyse spatio-temporelle s'est fondée sur la détermination des coefficients de corrélations entre les cisaillements mesurés à l'aide d'une batterie de sondes pariétales schématisée par la Fig. 2, et qui permet l'exploration longitudinale le long de la paroi. Les

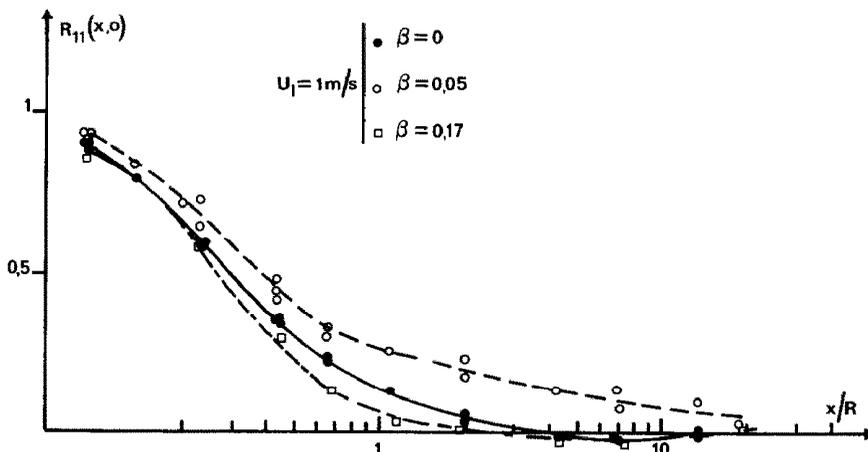


FIG. 5. Corrélations spatiales longitudinales $R_{11}(x, 0)$.

distances réduites par le diamètre D , entre sondes variant de 0,045 à 9,5; et l'abscisse réduite x/D de la première sonde par rapport à l'entrée de la veine d'essai est d'environ 110.

Le coefficient de corrélation spatio-temporelle $R_{11}(x_0, x, \tau)$ mesuré est défini par

$$R_{11}(x_0, x, \tau) = \frac{s'_x(x_0, t)s'_x(x_0 + x, t + \tau)}{\sqrt{((s'_x(x_0))^2)}\sqrt{((s'_x(x_0 + x))^2)}}$$

Il a été montré (Mitchel et Hanratty [16], Py [27]) que ce coefficient est similaire à celui de la fluctuation u'_1 de la vitesse longitudinale près de la paroi. Et de ce fait, il est raisonnable de penser que les corrélations spatio-temporelles sur les fluctuations de s'_x , mesurées dans cette étude, décrivent convenablement la cohérence longitudinale spatiale et spatio-temporelle du champ turbulent au voisinage immédiat de la paroi.

Deux types de coefficients ont été mesurés: corrélation spatiale $R_{11}(x_0, x, 0)$, corrélation spatio-temporelle $R_{11}(x_0, x, \tau)$.

3.1. *Corrélation spatiale*

Les allures des courbes relatives à $R_{11}(x_0, x, 0)$ pour plusieurs débits de liquide et de gaz sont semblables à celles observées en écoulements turbulents monophasiques (Mitchel et Hanratty [16], Sabot et Comte Bellot [28]). Selon les débits, ces courbes présentent un taux d'atténuation plus lent ou plus rapide que l'écoulement monophasique turbulent. Un exemple de résultat est donné sur la Fig. 5.

Les échelles intégrales de longueur associées aux fonctions de corrélations $R_{11}(x_0, x, 0)$ sont évaluées par

$$L_{11} = \int_0^{x^*} R_{11}(x_0, x, 0) dx$$

où x^* désigne la séparation longitudinale correspondant à la première annulation de la fonction de corrélation calculée.

La variation de L_{11} avec le titre volumique β pour les deux vitesses $U_1 = 100$ et 200 cm s^{-1} , est repré-

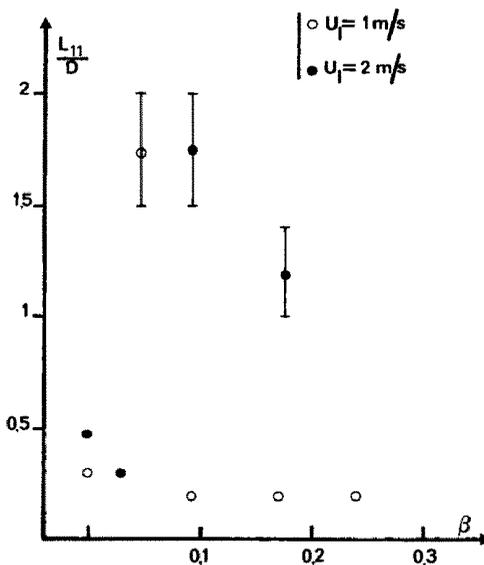


FIG. 6. Echelles intégrales de longueur.

sentée par la Fig. 6. La grande incertitude sur certains points est due à l'extinction incomplète des coefficients de corrélation dans certain cas. Les résultats expérimentaux mettent en évidence les propriétés suivantes :

(1) Les valeurs de l'échelle intégrale de longueur trouvées en écoulement monophasique, se comparent relativement bien avec celles rapportées par d'autres auteurs (Mitchel et Hanratty [16]) pour des nombres de Reynolds équivalents. Pour $Re = 40\,000$: $L_{11}/D \approx 0,3$ (nos mesures), 0,35 (Mitchel et Hanratty).

(2) L'existence de structures cohérentes beaucoup plus grandes que celles observées en écoulement turbulent monophasique pour certaines vitesses du gaz U_g . C'est le cas par exemple des régimes ($U_1 = 100 \text{ cm s}^{-1}$; $U_g = 5 \text{ cm s}^{-1}$) et ($U_1 = 200 \text{ cm s}^{-1}$; $U_g = 20$ et 42 cm s^{-1}).

Pour $U_1 = 100 \text{ cm s}^{-1}$ et β supérieur à 0,1, l'échelle de longueur de ces structures reste quasiment con-

stante (de l'ordre de 1,5 à 2 fois la taille des bulles); compte tenu des valeurs du taux de vide maximal pour ces régimes, on peut interpréter ce résultat comme résultant d'un va-et-vient des bulles vers la paroi (interaction forte des bulles) contribuant à fractionner les grosses structures en structures plus petites.

Pour $U_1 = 200 \text{ cm s}^{-1}$, le comportement des échelles L_{11} avec le titre volumique est différent de celui relatif à la vitesse $U_1 = 100 \text{ cm s}^{-1}$: pour le plus faible titre volumique, on observe une échelle L_{11} petite, alors que pour les grandes valeurs de β , ces échelles sont plutôt grandes.

Il semble donc difficile de donner une évolution caractéristique de l'échelle intégrale L_{11} avec le titre volumique β et la vitesse débitante U_1 . Cette difficulté est liée à l'existence intermittente des bulles présentes au voisinage de la paroi, dont les distributions ne semblent pas pouvoir être représentées par une fonction simple de U_1 et β .

Afin de mieux analyser ces résultats, nous avons mesuré des quantités susceptibles d'intervenir dans l'organisation du mouvement pariétal, telles que le taux de vide α et la vitesse des bulles U_b à proximité de la paroi. Ces quantités permettent d'évaluer un ordre de grandeur de :

(1) La distance moyenne entre deux bulles consécutives : $a \simeq d/\alpha_{\max}$.

(2) Le fréquence moyenne de passage des bulles : $f_b \simeq [U_b(r_{\max})/d](1 + \alpha_{\max}^{-1})^{-1}$.

d représente le diamètre moyen estimé à 5 mm à partir du temps maximum de transit des bulles sur la sonde optique et de la vitesse U_b .

La distance entre deux bulles (a) évaluée pour plusieurs régimes représentatifs, ne semble pas refléter l'échelle intégrale de longueur L_{11} comme on pourrait le penser. Cette distance associée au diamètre des bulles d et à l'échelle L_{11} , permet d'envisager la possibilité d'intercaler un nombre (1, 2 ou 3) de structures turbulentes du liquide entre deux bulles consécutives et de proposer un schéma possible de l'organisation du mouvement des différentes structures au voisinage de la paroi. Ce schéma possible est indiqué sur la Fig. 7. Dans cette vision simple, mais plausible, l'échelle L_{11} mesurée représenterait alors la taille dans le sens longitudinal, de structures turbulentes du liquide, dont la perte de cohérence sera abordée dans le paragraphe suivant.

3.2. Corrélation spatio-temporelle

Les courbes des corrélations spatio-temporelles optimales $R_{11}(x_0, x, \tau_m)$ obtenues sont semblables à celles rapportées en écoulements turbulents monophasiques (Blackwelder et Kovasznay [12], Wygnanski et Fiedler [29], Sabot et Comte Bellot [28]). Leur détermination jusqu'à des valeurs voisines de zéro, pour les régimes à bulles pour la vitesse débitante du liquide $U_1 = 100 \text{ cm s}^{-1}$ (Fig. 8), nous a permis d'obtenir une bonne description de l'échelle intégrale de temps définie par :

$$\theta_{11} = \int_0^{\infty} R_{11}(x_0, x, \tau_m) d\tau_m$$

et qui caractérise en repère convecté, le temps de cohérence (Favre *et al.* [30]) de la fluctuation de s'_x près de la paroi. Les valeurs de θ_{11} obtenues sont représentées en fonction de β sur la Fig. 9. On constate que :

(1) Pour la faible vitesse U_g ($U_g = 4,8 \text{ cm s}^{-1}$ ou $\beta = 0,05$), le temps de cohérence est très grand vis-à-vis de celui de l'écoulement monophasique ($U_1 = 100 \text{ cm s}^{-1}$). Dans ce cas, la taille des structures est d'environ cinq à sept fois celle de l'écoulement monophasique, et le taux de vide maximal mesuré au voisinage de la paroi est faible (7%). Il est donc concevable que ces grandes structures soumises à une faible agitation, mettent longtemps pour perdre leur cohérence.

(2) Quand les vitesses U_g deviennent grandes ($\beta > 0,10$), le temps de cohérence se stabilise autour d'une valeur trois fois plus petite que celle de l'écoulement monophasique : il est certain que dans ces cas ($\alpha_{\max} = 15$ à 30%), l'agitation forte des bulles contribue à une perte de cohérence beaucoup plus rapide qu'en écoulement monophasique.

Pour chacune des séparations longitudinales x entre sondes, il est possible de définir une vitesse moyenne de convection $U_c = x/\tau_m$ relative à la fluctuation de s'_x . Les résultats de mesure sont analogues à ceux observés en écoulement turbulent monophasique par plusieurs auteurs (Wills [31], Py [27]). Pour les écoulements turbulents monophasiques, la valeur limite de U_c est voisine de $0,8 U_{\max}$. Par contre, en écoulement à bulles, cette vitesse est du même ordre de grandeur que la vitesse des bulles au taux de vide maximal.

Le trajet de convection des structures cohérentes, ($U_c \theta_{11}$) déduit des résultats précédents, est représenté sur la Fig. 9. Ce trajet qui confère à la structure turbulente détectée depuis la paroi sa propriété de mémoire est voisin de 2,5 diamètres en écoulements turbulents monophasique. Par contre, en écoulement à bulles soumis à une forte agitation, celui-ci est plus faible et reste de l'ordre de 1 diamètre.

Les diverses observations concernant la taille et la vitesse des structures cohérentes (y compris les bulles), sont résumées par les trois schémas de la Fig. 7. Les différentes échelles de longueur ont été réduites par v/u_* et les vitesses de chacune de ces structures ont été indiquées au centre même de celles-ci. Ces schémas suggèrent donc l'existence d'un mouvement ordonné de structures cohérentes liquide convectées dans la direction moyenne de l'écoulement, avec une vitesse U_c proche de celle des bulles. Ces structures, dont les échelles L_{11} et les temps de cohérence θ_{11} diffèrent notablement de ceux de l'écoulement monophasique, pourraient posséder les mêmes caractéristiques dominantes que les structures de la turbulence pariétales (mouvement cohérent du type "accélération" et du type "décélération" observé par Nichas et Brodkey [32]. La détermination de leurs tailles dans le sens

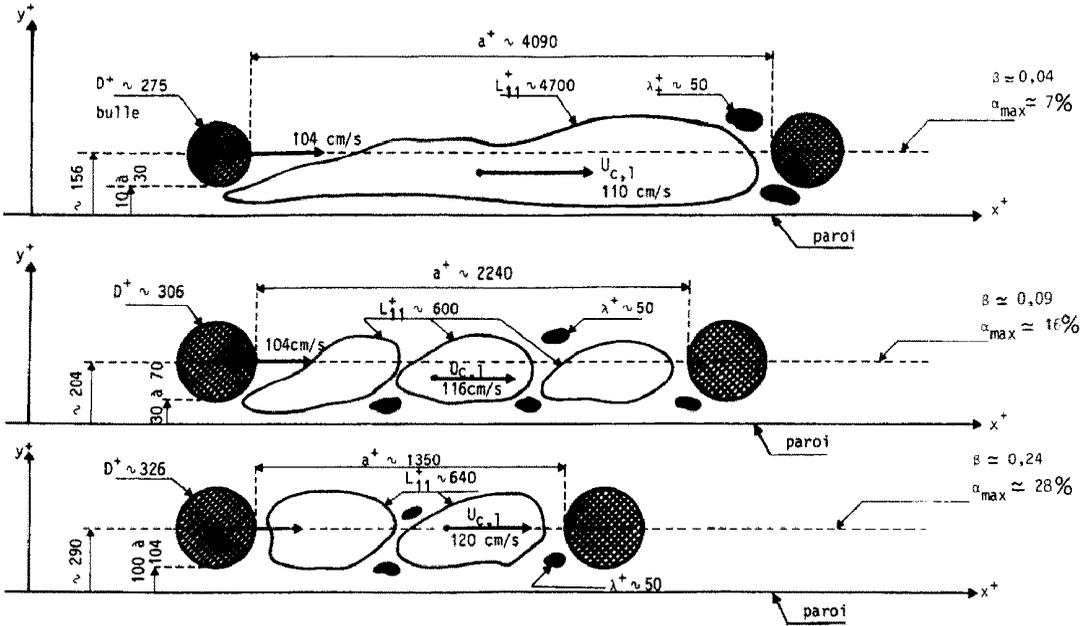


FIG. 7. Organisation du mouvement pariétal $U_1 = 100 \text{ cm s}^{-1}$.

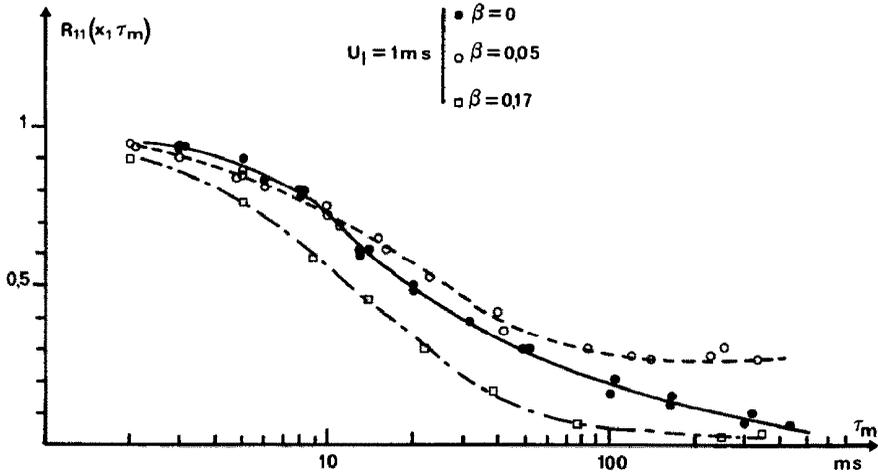


FIG. 8. Coefficients de corrélation spatio-temporelle optimale.

transversal L_{22} , et de leurs temps de cohérence θ_{22} (inaccessible par nos moyens de mesure) permettrait de mieux préciser la nature de ces structures et de modéliser la tension de cisaillement $\overline{u'_1 u'_2}$ (démarche de Phillips [33]).

3.3. Relation entre les grandeurs pariétales mesurées

En écoulement turbulent monophasique et pour une turbulence isotrope, où le seul mécanisme de perte de cohérence résulte de l'interaction des structures existantes, le temps de cohérence θ_{11} a été trouvé voisin de L_{11}/u_0 (Comte Bellot et Corrsin [11]). Cette propriété a été également vérifiée dans les écoulements turbulents en conduite au voisinage de la paroi (Sabot et Comte Bellot [34]) où d'autres mécanismes de perte de cohérence interviennent (Champagne *et al.* [10]). Dans le même sens, nous avons cherché une relation

équivalente liant les grandeurs pariétales mesurées dans cette étude en comparant L_{11}/θ_{11} à $u_* (\sqrt{\overline{s_x^2}}/S)$. Les résultats de nos mesures indiqués sur la Fig. 10 montrent que le rapport $(L_{11}/\theta_{11})/u_* (\sqrt{\overline{s_x^2}}/S)$ reste de l'ordre de 10. Par ailleurs, les études expérimentales effectuées dans la zone pariétale ($y_+ \approx 0$ à 10) en écoulement turbulent monophasique à l'aide de la méthode électrochimique et l'anémométrie à laser (Delage [37]) montrent que le taux de fluctuation de la vitesse longitudinale reste du même ordre ($\pm 5\%$) que celui du gradient pariétal dans cette zone: $u_0(y_+)/U(y_+) \approx \sqrt{\overline{s_x^2}}/S$. En outre si nous convenons, comme en écoulement turbulent monophasique, que u_0 reste de l'ordre de L_{11}/θ_{11} nous aboutissons à $U(y_+)/u_* \approx 10$. Cela signifierait alors que les mesures pariétales relèvent les mesures de vitesse à y_+ voisin de 10. Ce fait qui a été vérifié experi-

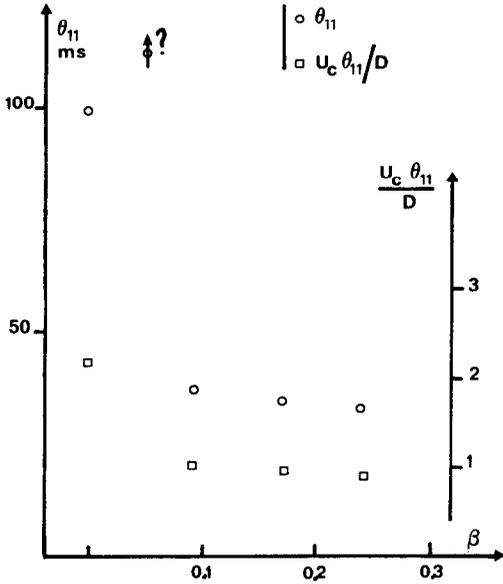


FIG. 9. Echelles intégrales de temps θ_{11} . Trajets de convection $U_1 = 100 \text{ cm s}^{-1}$.

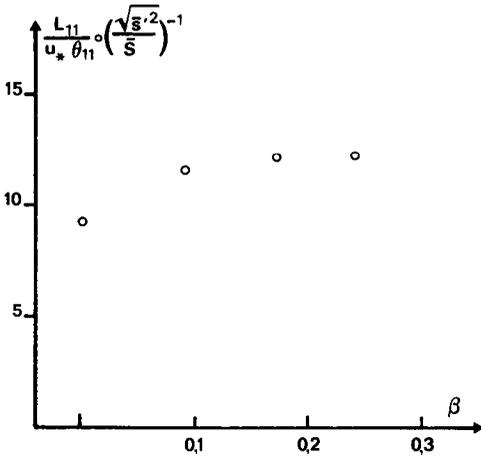


FIG. 10. Relation entre L_{11} , u_* , $\sqrt{\langle \bar{s}^2 \rangle / \bar{S}}$.

mentalement en écoulement turbulent monophasique (El Karkri [38]) reste sans doute valable en écoulement à bulles tant que les bulles restent en dehors de la couche $y_+ \approx 0$ à 10, ce qui est le cas dans cette étude.

Dès lors, nous pouvons envisager de dégager à partir des mesures précédentes un ordre de grandeur de quelques paramètres caractéristiques en turbulence de paroi tels que :

- (1) L'intensité de turbulence u_0/u_* , $u_0 \approx L_{11}/\theta_{11}$.
- (2) La dissipation d'énergie cinétique turbulente ε , $\varepsilon \approx u_0^3/L_{11}$.
- (3) La microéchelle de Taylor λ , $\lambda^2 = 15\nu u_0^2/\varepsilon$.
- (4) Le nombre de Reynolds de turbulence $Re_\lambda = u_0\lambda/\nu$.

Quoique ces relations ne soient valables qu'en turbulence homogène isotrope, ce qui n'est pas le cas dans la zone pariétale, les quantités estimées en écoulement turbulent monophasique se comparent relativement bien avec celles rapportées par d'autres auteurs (Comte Bellot [35], Laufer [36]) en $y_+ \approx 10$. Et de ce fait on peut considérer cette approche comme raisonnable en écoulement à bulles. Les quelques paramètres estimés dans ce cas montrent des différences notables avec ceux obtenus en écoulement turbulent, monophasique, et particulièrement en ce qui concerne la dissipation d'énergie cinétique turbulente.

4. ANALYSE SPECTRALE

Les fluctuations turbulentes du gradient de vitesse longitudinale s'_x peuvent être considérées du point de vue de leur valeur quadratique moyenne s_x^2 comme la somme des contributions de plusieurs bandes de fréquence différentes. Nous définissons de la même manière pour u'_1 , la densité spectrale unidimensionnelle d'énergie $\xi_{1s}(f)$ relative au gradient de vitesse s'_x par

$$\xi_{1s}(f) = E_1^s(f)/s_x^2$$

tel que

$$\int_0^\infty \xi_{1s}(f) df = 1$$

et où $E_1^s(f) df$ représente la contribution énergétique à s_x^2 de la bande de fréquence comprise entre f et $f + df$.

Les résultats présentés ci-dessous sont obtenus à partir des signaux provenant de la sonde rectangulaire placée dans la section $x/D \approx 110$. Et les caractéristiques du mode d'acquisition et du traitement sont les suivantes :

- (1) Fréquence d'échantillonnage : $Fe = 200 \text{ Hz}$ (filtrage à 100 Hz).
- (2) Nombre de points du spectre : $N = 512$.
- (3) Bande de fréquence : $\Delta f \approx 0,2 \text{ Hz}$.

Les spectres unidimensionnels de fréquence mettent en évidence des différences notables entre la répartition spectral s_x^2 en écoulement à bulles et en écoulement turbulent monophasique, en particulier vers les basses fréquences qui sont correctement accessibles par la méthode de mesure employée. Sur les Figs. 11(a) et (b), nous donnons quelques spectres représentatifs des situations rencontrées en écoulement à bulles qui peuvent être comparés à celui relatif à l'écoulement turbulent monophasique (Fig. 11(c)). L'examen de ces différents spectres suggère les remarques suivantes :

- (1) L'absence de pics caractéristiques au voisinage de la fréquence f_b de passage des bulles près de la sonde sur tous les spectres : ceci signifie que les bulles ont leur propre spectra de passage qui n'est pas discret.
- (2) L'apparition sur une large bande de basses fré-

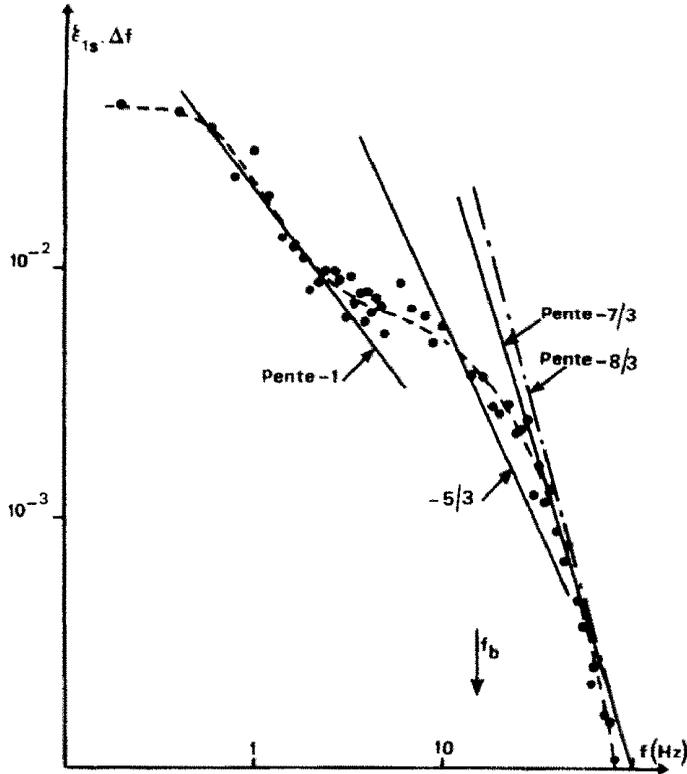


FIG. 11(a). Spectre de fréquence normé $U_1 = 100 \text{ cm s}^{-1}$, $\beta \approx 0,05$, $L_{11}/d \approx 15$.

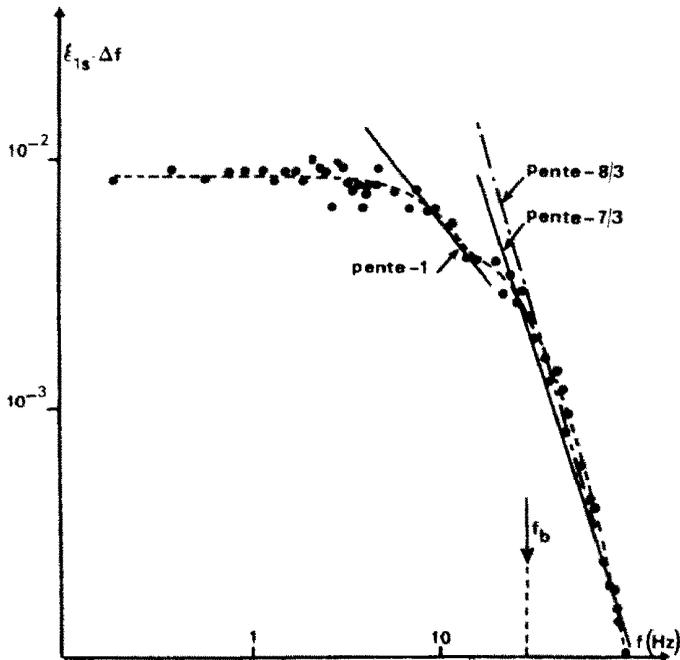


FIG. 11(b). Spectre de fréquence normé $U_1 = 100 \text{ cm s}^{-1}$, $\beta \approx 0,09$, $L_{11}/d \approx 2$.

quences (une décade environ) d'une loi de décroissance de $\xi_{1s}(f)$ en puissance du type f^{-1} , lorsque l'échelle intégrale de longueur L_{11} est très grande par rapport à la taille des bulles ($L_{11}/d \approx 15$). Nous notons également que les niveaux de densité spectrale

d'énergie des bases fréquences sont plus importantes qu'en écoulement turbulent monophasique. Lorsque les valeurs L_{11} sont de l'ordre de d ($L_{11}/d \approx 2$), la décroissance en f^{-1} subsiste, mais elle est moins nette que dans le cas précédent.

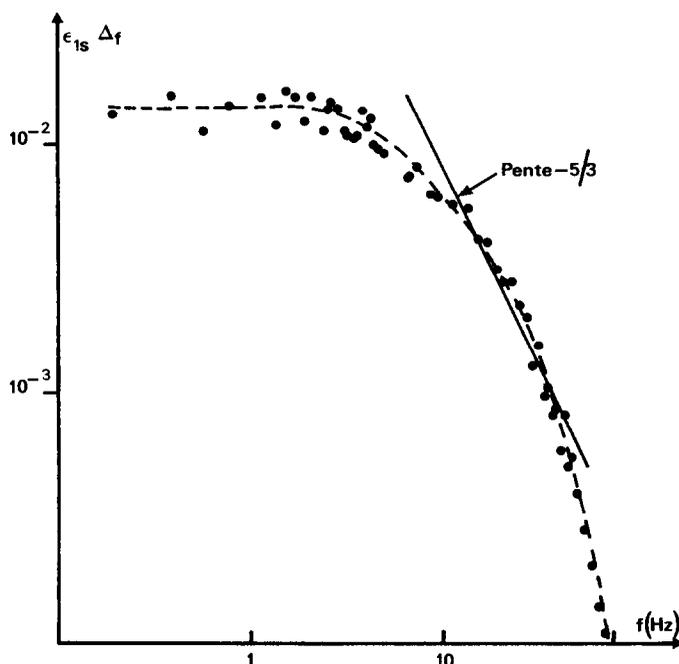


FIG. 11(c). Spectre de fréquence normé $U_1 = 100 \text{ cm s}^{-1}$, écoulement monophasique.

(3) Vers les hautes fréquences, nous notons une décroissance plus rapide que celle habituellement rencontrée dans la zone intertielle ($f^{-5/3}$). Cette propriété a déjà été mise en évidence par les travaux (utilisant l'anémométrie à film chaud) de Lance [39], qui ont conduit à proposer une loi expérimentale du type $f^{-8/3}$.

La modélisation par analyse dimensionnelle de la fonction de transfert d'énergie turbulente, analogue à celui utilisé par Favre *et al.* [30], nous a permis [22] de mettre en évidence des décroissances du type f^{-1} pour les basses fréquences et $f^{-7/3}$ pour les hautes fréquences compatibles avec nos résultats expérimentaux. Malheureusement cela ne permet pas, à l'heure actuelle, de dégager les mécanismes d'interaction entre les bulles et les structures turbulentes du liquide, mécanismes encore inconnus mais qui sont d'un grand intérêt pour la modélisation de la turbulence dans ce genre d'écoulement.

5. CONCLUSION

Les résultats concernant la cohérence temporelle des écoulements à bulles au voisinage de la paroi décrite sous forme d'échelles intégrales de longueur et de temps, mettent en évidence des différences importantes par rapport à ceux connus en écoulement turbulent monophasique. En particulier, nous pouvons noter l'existence de structures de taille plus grandes qu'en écoulement turbulent monophasique qui possèdent une forte mémoire. De telles structures ont pu être interprétées comme étant des structures turbulentes du liquide intercalées entre deux bulles consécutives perdant leur cohérence pendant des temps

plus ou moins longs, selon que l'agitation des bulles au voisinage de la paroi est forte ou faible. De même, en ce qui concerne la répartition spectrale d'énergie turbulente, nous mettons en évidence des décroissances en f^{-1} pour les basses fréquences et une décroissance ($f^{-7/3}$) plus rapide que celle de la bande intertielle pour les hautes fréquences. Les différences constatées sont certainement liées à l'interaction des bulles avec les structures turbulentes du liquide, interaction difficile à cerner dans un formalisme rigoureux à l'heure actuelle.

Remerciements—C'est grâce au C.N.R.S. qui a financé cette recherche dans le cadre d'une ATP (41.42) diphasique que ce travail a pu être réalisé au L.E.M.T.A. Et je tiens particulièrement à remercier le Professeur G. Cognet pour ses conseils.

REFERENCES

1. A. Townsend, The structure of the turbulent boundary layer, *Proc. Camb. Phil. Soc.* **47**, 375-395 (1951).
2. H. L. Grant, The large eddies of turbulent motion, *J. Fluid Mech.* **4**, 149 (1958).
3. G. Comte Bellot, Correlations doubles des fluctuations de vitesse dans un tunnel bidimensionnel à parois parallèles, *C. r. Acad. Sci. Paris* **253(A)**, 2846 (1961).
4. D. J. Tritton, Some new correlation measurements in a turbulent boundary layer, *J. Fluid Mech.* **28**, 439 (1967).
5. A. J. Favre, J. J. Gaviglio and R. J. Dumas, Space time correlations and spectra in a turbulent boundary layer, *J. Fluid Mech.* **3**, 313 (1957).
6. A. J. Favre, J. J. Gaviglio and R. J. Dumas, Further space time correlations of velocity in a turbulent boundary layer, *J. Fluid Mech.* **3**, 344 (1958).
7. P. O. Davies, J. M. Fisher and M. J. Barrat, The characteristics of the turbulence in the mixing region of a round jet, *J. Fluid Mech.* **15**, 337 (1963).
8. H. P. Backwell and J. L. Lumley, Viscous sublayer and

- adjacent wall region in a turbulent pipe flow, *Physics Fluids* **10**, 1880 (1967).
9. L. S. Kovaszny, V. Kibens and R. F. Blackwelder, Large scale motion in the intermittent region of a turbulent boundary layer, *J. Fluid Mech.* **41**, 283 (1970).
 10. F. H. Champagne, V. Harris and S. Corrsin, Experiments in a nearly homogeneous turbulent shear flow, *J. Fluid Mech.* **41**, 81 (1970).
 11. G. Comte Bellot and S. Corrsin, Simple eulerian time correlation of full and narrow band velocity signals in grid generated isotropic turbulence, *J. Fluid Mech.* **48**, 273 (1971).
 12. R. F. Blackwelder and L. S. Kovaszny, Time scales and correlations in turbulent boundary layer, *Physics Fluids* **15**, 1545 (1972).
 13. L. P. Reiss and T. J. Hanratty, An experimental study of the unsteady nature of the viscous sublayer, *A.I.Ch.E. JI* **9**, 154 (1963).
 14. G. Cognet, Contribution à l'étude de l'écoulement de Couette par la méthode polarographique, Thèse Doc. Sci., Nancy (1968).
 15. T. Mizushima, Electrochemical method, *Adv. Heat Transfer* **7**, 87 (1971).
 16. J. E. Mitchel and T. J. Hanratty, A study of turbulence at a wall using an electrochemical wall shear stress meter, *J. Fluid Mech.* **26**, 199 (1966).
 17. G. Fortuna and T. J. Hanratty, Frequency response of the boundary layer on wall transfer probes, *Int. J. Heat Mass Transfer* **14**, 1499 (1971).
 18. B. Py, Les propriétés générales des transducteurs électrochimiques scindés, *Proceedings Euromech 90*, Nancy (1977).
 19. M. Lebouche, Relation entre les fluctuations pariétales du transfert massique et du gradient de vitesse dans le cas d'un nombre de Schmidt grand, *C. r. Acad. Sci. Paris* **271(A)**, 438 (1970).
 20. P. Y. Dumaine, Etude numérique de la réponse en fréquence des sondes électrochimiques, *Lett. Heat Mass Transfer* **8**, 293 (1981).
 21. M. Souhar, Etude du frottement pariétal dans les écoulements diphasiques gaz-liquide en conduite verticale: Régimes à bulles et à poches, Thèse Doc. Ing., Nancy (1979).
 22. M. Souhar, Contribution à l'étude dynamique des écoulements diphasiques gaz-liquide en conduite verticale: Régimes à bulles et à poches, Thèse Doc. Sci., Nancy (1982).
 23. M. Souhar and G. Cognet, Electrochemical measuring techniques in gas-liquid flow. Friction and wall turbulence description in bubble flow. In *Measurement Techniques in Heat and Mass Transfer*, p. 337. Hemisphere, Washington, DC (1983).
 24. M. Souhar and G. Cognet, Wall shear measurements by electrochemical probes in two phase flow. In *I.U.T.A.M. Measuring Techniques in Gas-Liquid Two Phase Flow, Nancy 83* (Edited J. M. Delhaye and G. Cognet), p. 723. Springer, Berlin (1984).
 25. F. Danel et J. M. Delhaye, Sonde optique pour la mesure du taux de présence local en écoulement diphasique. *Mesures—Régulation—Automatique*, p. 99 (Août 1971).
 26. J. P. Galaup, Contribution à l'étude des méthodes de mesures en écoulement diphasique, Thèse Doc. Ing., Grenoble (1975).
 27. B. Py, Etude tridimensionnelle de la sous couche visqueuse dans une veine rectangulaire par des mesures de transfert de matière en paroi, *Int J. Heat Mass Transfer* **16**, 129 (1973).
 28. J. Sabot et G. Comte Bellot, Correlation spatio-temporelle de la vitesse en turbulence de conduite, *C. r. Acad. Sci. Paris* **273(A)**, 638 (1971).
 29. I. Wygnanski and H. Fiedler, Some measurements in the self preserving jet, *J. Fluid Mech.* **38**, 577 (1969).
 30. A. Favre et al., *La Turbulence en Mécanique des Fluides*. Gauthier-Villars, Paris (1976).
 31. J. B. Wills, On convection velocities in turbulent shear flow, *J. Fluid Mech.* **20**, 417 (1964).
 32. S. G. Nicholas and R. Brodkey, A visual study of turbulent shear flow, *J. Fluid Mech.* **64**, 513 (1973).
 33. O. M. Phillips, The maintenance of Reynolds stress in turbulent shear flow, *J. Fluid Mech.* **27**, 131 (1967).
 34. J. Sabot et G. Comte Bellot, Mémoires des fluctuations longitudinales de vitesse en conduite lisse circulaire, *C. r. Acad. Sci. Paris* **274(A)**, 1647 (1972).
 35. G. Comte Bellot, Ecoulement turbulent entre deux parois parallèles, *Publs Scient. Tech. Minist. Air* No. 419 (1965).
 36. J. Laufer, The structure of turbulence in fully developed flow, *NACA TN* **32**, 66 (1953).
 37. Ph. Delage, Contribution au développement de moyens de mesure adaptés pour l'étude des écoulements turbulents au voisinage des parois: anémométrie laser et polarographie, Thèse Doc. Ing., INPL, Nancy (1979).
 38. A. El Karkri, Contribution à l'étude de la structure de l'écoulement pariétal sur plaque plane—Comparaison entre les fluides Newtoniens et non Newtoniens, Thèse 3^e Cycle, INPL, Nancy (1985).
 39. M. Lance, Contribution à l'étude de la turbulence dans la phase liquide des écoulements à bulles, Thèse Doc. Ing., Lyon (1974).

EXPERIMENTAL STUDY OF WALL TURBULENCE IN BUBBLE FLOW

Abstract—The elaboration of a calculation model of velocity and heat transfer fields in bubble flow requires a better knowledge of turbulence in this type of flow. At present, these data are rare, and even nonexistent with regard to wall turbulence. So, the objective of this paper is to fill this gap: we present the initial experimental data dealing with spatio-temporal and spectral analysis of these flows in the vicinity of the wall. These data have been obtained by the electrochemical method and compared with known results in single turbulent flow.

EXPERIMENTELLE UNTERSUCHUNG DER WANDNAHEN TURBULENZ IN EINER BLASENSTRÖMUNG

Zusammenfassung—Modelle zur Berechnung der Geschwindigkeit und des Wärmeübergangs in Blasenströmungen benötigen die genauere Kenntnis der Turbulenz dieser Strömungsform. Zur Zeit sind wenige Daten vorhanden, und gar keine Daten zur wandnahen Turbulenz. Ziel dieser Arbeit ist, diese Lücke zu schließen. Es werden die ersten experimentellen Daten vorgestellt, dabei wurde eine Zeit- und Spektralanalyse dieser Strömungen in Wandnähe durchgeführt. Die Daten wurden mittels einer elektrochemischen Methode erhalten. Sie wurden verglichen mit Ergebnissen aus der turbulenten Einphasenströmung.

**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПРИСТЕННОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ В
ПОТОКЕ С ПУЗЫРЯМИ**

Аннотация—Для создания расчетной модели поля скоростей и теплообмена в потоке с пузырями нужна информация о турбулентности потока подобного типа. В настоящее время такие данные редки, а для пристенной турбулентности отсутствуют вообще. Поэтому в статье представлены исходные экспериментальные данные пространственно-временного и спектрального анализа такого течения у стенки, полученные с помощью электрохимического метода. Приводится их сравнение с известными результатами, полученными для однофазного турбулентного потока.