

---

# Vitesse de transit d'interface mesurée par bisonde

Quelques remarques élémentaires sur les relations entre cette vitesse et la vitesse locale moyenne de chaque phase

## *Twin-probe measurement of interface transit velocity*

*Basic comments on relationships between this velocity and the mean local velocity of each phase*

Henri Mondin \*

Chef du Département de Transfert et Conversion d'Énergie

---

### Position du problème

On appelle vitesse de transit de l'interface de rang  $i$  la grandeur  $U_{Ti} \triangleq d/\theta_i$  où  $d$  est la distance séparant les extrémités  $A$  et  $B$  de deux sondes à impédance, telles que  $\overline{AB}$  est dans la direction de l'écoulement moyen.

$\theta_i$  est le "temps de transit" séparant les temps de passage de l'interface en  $A$  et  $B$ .

On trouvera dans la thèse de Galaup [1] les divers traitements statistiques que l'on peut faire subir à  $U_{Ti}$ . On considère en général la vitesse de transit locale moyennée dans le temps  $\overline{U}_T$ . Les bisondes mises au point par Lackmé [2] puis Lecroart [3] ont donné, à l'époque, l'espoir d'accéder aux vitesses locales moyennes des phases  $\overline{U}_g$  et  $\overline{U}_l$ . On admet que dans un écoulement à petites bulles  $\overline{U}_T = \overline{U}_g$  et dans un écoulement à gouttelettes  $\overline{U}_T = \overline{U}_l$ , mais qu'en est-il en dehors de ces cas limites ? Comment relier  $\overline{U}_T$ , que l'on sait mesurer, à  $\overline{U}_g$  et  $\overline{U}_l$  qui figurent dans les équations de conservation locales moyennées dans le temps ?

Avant d'entreprendre des calculs peut-être compliqués, il semble que quelques remarques élémentaires doivent permettre de cerner a priori certains aspects de cette question.

### Réflexions sur certaines configurations d'écoulement

Ces réflexions seront aidées par le théorème (1) suivant :

Si on considère un fluide à masse volumique constante occupant totalement un volume fermé, limité

---

(\*) Centre d'Études Nucléaires de Grenoble 85 X - 38041 Grenoble-Cedex.

par une surface simplement connexe étanche pour le fluide, la moyenne spatiale instantanée des vitesses des particules de ce fluide est égale à la vitesse du centre de gravité du volume considéré.

Nous allons examiner ce que pourrait indiquer une bisonde dans les configurations d'écoulement suivantes :

- a) *Canal horizontal à section rectangulaire fermé aux deux extrémités.* Un batteur provoque sur le niveau libre du liquide une houle de célérité  $C$  et de longueur d'onde  $\lambda$ .
- b) *Le même canal horizontal inclus dans un circuit est le siège d'un écoulement liquide-gaz à poches de gaz,* avec une vitesse de poches  $U_p = C$ . Les poches se suivent avec une périodicité spatiale de longueur d'onde  $\lambda$ .

Nous remarquons que dans les deux cas la bisonde donne une vitesse de transit apparente  $U_T = C$ . L'enregistrement du temps de transit  $2\theta, 3\theta, \dots, n\theta$ , montre une périodicité de l'écoulement.

Dans le cas a) on a  $\overline{U}_g = 0$

" " " b) on a  $\overline{U}_g \neq 0$

#### Remarque :

En fait il ne peut y avoir ambiguïté que si on travaille totalement en "boîte noire". Il suffit d'une information supplémentaire : connaissance des conditions aux limites, ou bien mesure de la vitesse du liquide (2) pour faire disparaître le paradoxe de l'identité des résultats de mesure à la bisonde.

- c) *Écoulement ascendant liquide-gaz à poches dans un canal vertical.*

Sur toute la largeur des poches la bisonde donne  $U_T = C^{te}$ , alors qu'il est clair que la vitesse locale du gaz

(1) Voir en annexe une démonstration de M. Delhaye.

(2) Technique désormais possible grâce aux anémomètres laser ou à film chaud.

passer par un maximum dans l'axe du canal et est égale sur les flancs des poches à la vitesse de retour du liquide qui, dans certains cas, peut être descendante.

d) *Bulles de gaz en ascension à vitesse relative  $V_r$  constante dans un liquide dont la vitesse ascendante présente un gradient transversal.*

Dans ce cas, aussi, la bisonde indique une vitesse constante sur toute la largeur d'une bulle, alors que les effets de viscosité provoquent une distribution des vitesses du gaz dissymétriques avec un maximum.

Toutefois, dans ce cas, on conçoit que si les bulles successives ont une distribution transversale aléatoire, il peut y avoir une compensation et on peut imaginer que  $\overline{U_T} = \overline{U_l} + V_r = \overline{U_g}$ .

Cependant, la réalité risque d'être plus complexe. Un calcul effectué avec un modèle extrêmement simple ( $U_g = U_l + V_r$ ), montre que l'effet de moyenne statistique à partir d'une distribution transversale de bulles uniforme, introduit une légère correction de courbure lorsque le gradient de vitesse de liquide présente une variation.

e) *Écoulement à bulles dans un canal vertical, comprenant deux populations de bulles, ayant chacune sa vitesse propre,  $U_{g1}$  et  $U_{g2}$ .*

Dans ce cas la fonction temps-de-transit et la fonction d'intercorrélation présentent deux bosses qu'il faut interpréter, dans l'espoir d'en déduire  $\alpha_1$  et  $\alpha_2$ , les taux de présence des deux populations, et ainsi d'obtenir  $\overline{U_g}$  par la relation :  $\overline{U_g} = \alpha_1 \overline{U_{g1}} + \alpha_2 \overline{U_{g2}}$ .

f) *Écoulement dispersé (gouttelettes dans une phase gazeuse continue)*

S'il est vrai que dans ce cas  $\overline{U_T} = \overline{U_g}$ , dans la pratique la mesure de  $\overline{U_T}$  par des sondes à impédance est rendue impossible par les déformations subies par les gouttelettes dans leurs chocs contre les sondes.

g) *Bulle sphérique de rayon croissant en mouvement ascensionnel dans un liquide (cas présenté en séance par M. Delhaye)*

Soit  $U_c$  la vitesse du centre de la bulle et  $\dot{R}$  la vitesse de croissance du rayon.

La vitesse de transit du pôle supérieur de la sphère est  $U_c + \dot{R}$ , celle du pôle inférieur est  $U_c - \dot{R}$ . On voit donc qu'une bisonde dont les signaux sont réglés sur le franchissement de l'interface dans le sens liquide-vapeur ne donne pas la même indication qu'une bisonde réglée sur le franchissement dans l'ordre inverse.

## Conclusions

De ces quelques remarques élémentaires on peut conclure ceci :

- La technique consistant à mesurer par bisonde la vitesse de transit des interfaces ne peut donner d'indication que lorsque la phase gazeuse est la phase discontinue, c'est-à-dire pour des écoulements à bulles et/ou à poches.

- Ces indications ne peuvent être liées étroitement à la vitesse locale moyenne du gaz  $\overline{U_g}$  que dans le cas de distribution de bulles ou poches *aléatoires*.

Il faut tenir compte des déplacements d'interface provoqués par des déformations et sans rapport avec les déplacements moyens de matière.

- Il faut mesurer les vitesses de transit à partir de signaux correspondant au franchissement des interfaces dans les deux sens (gaz  $\rightarrow$  liquide et liquide  $\rightarrow$  gaz).

La comparaison des deux vitesses peut donner des informations intéressantes notamment dans les cas de variation de taille des bulles

La mesure combinée de  $\alpha$  et de  $\overline{U_T}$  peut présenter un grand intérêt dans un écoulement comprenant plusieurs populations distinctes de bulles et/ou de poches.

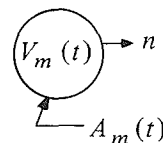
- Dans le cas de structures ordonnées, telles qu'écoulement à poche, la vitesse de transit ne donne que la moyenne spatio-temporelle de la vitesse du gaz étendue à la structure, mais cette information est d'un intérêt primordial dans les problèmes de ce type.

- Les bisondes ne peuvent fournir aucune indication sur les vitesses de la phase liquide. Fort heureusement il commence à exister des techniques disponibles pour les mesurer.

## Bibliographie

- [1] GALAUP J.P. – *Contribution à l'étude des méthodes de mesures en écoulement diphasique*, Thèse Docteur-Ingénieur-Université Scientifique et Médicale de Grenoble ; I.N.P.G-1975.
- [2] LACKME C. – *Structure et cinématique des écoulements diphasiques à bulles* CEA-R-3203, 1967.
- [3] LECROART H. et PORTE R. – *Electrical probes for study of two-phase flow at high velocity*, International symposium on two-phase systems, Haïfa, Israël 1971, paper 3-11.

## Annexe à la Note "Vitesse de transit d'interface mesurée par bisonde" par J.M. Delhaye.



Considérons un volume matériel monophasique  $V_m(t)$  limité par une surface matérielle  $A_m(t)$ .

*Théorème :*

Si le fluide est isovolume, i.e. à masse volumique  $\rho$  constante, la moyenne sur le volume  $V_m(t)$  des vitesses instantanées du fluide occupant le volume  $V_m(t)$  est égale à la vitesse du centre du volume  $V_m(t)$ , confondu avec le centre de masse de ce volume.

*Démonstration :*

Considérons deux champs de vecteurs **A** et **B** et l'identité suivante,

$$\nabla \cdot (\mathbf{AB}) \equiv (\nabla \cdot \mathbf{A}) \mathbf{B} + \mathbf{A} \cdot (\nabla \mathbf{B}) \quad (1)$$

où  $\nabla \cdot (\mathbf{AB})$  désigne la divergence vectorielle du produit tensoriel  $\mathbf{AB}$ ,  $\nabla \cdot \mathbf{A}$  la divergence scalaire de **A**,  $\mathbf{A} \cdot (\nabla \mathbf{B})$

le produit vectoriel à gauche du vecteur  $\mathbf{A}$  par le gradient tensoriel  $\nabla\mathbf{B}$ .

Supposons que le champ  $\mathbf{A}$  soit solénoïdal, i.e. à divergence nulle,

$$\nabla \cdot \mathbf{A} = 0 \quad (2)$$

L'identité (1) se réduit à

$$\nabla \cdot (\mathbf{A}\mathbf{B}) \equiv \mathbf{A} \cdot (\nabla\mathbf{B}) \quad (3)$$

Intégrons chaque membre de cette identité sur le volume  $V_m(t)$ ,

$$\int_{V_m(t)} \nabla \cdot (\mathbf{A}\mathbf{B}) dV = \int_{V_m(t)} \mathbf{A} \cdot (\nabla\mathbf{B}) dV \quad (4)$$

Appliquons le théorème de Gauss au premier membre de cette équation. Si  $\mathbf{n}$  désigne le vecteur normal unitaire extérieur en un point de la frontière  $A_m(t)$ , nous obtenons,

$$\int_{V_m(t)} \nabla \cdot (\mathbf{A}\mathbf{B}) dV = \oint_{A_m(t)} \mathbf{n} \cdot (\mathbf{A}\mathbf{B}) dA \quad (5)$$

ou encore,

$$\int_{V_m(t)} \nabla \cdot (\mathbf{A}\mathbf{B}) dV = \oint_{A_m(t)} (\mathbf{n} \cdot \mathbf{A}) \mathbf{B} dA \quad (6)$$

Compte tenu de l'équation (6), l'équation (4) se met sous la forme,

$$\oint_{A_m(t)} (\mathbf{n} \cdot \mathbf{A}) \mathbf{B} dA = \int_{V_m(t)} \mathbf{A} \cdot (\nabla\mathbf{B}) dV \quad (7)$$

Rappelons que cette relation nécessite que le champ de vecteurs  $\mathbf{A}$  soit solénoïdal.

Nous allons maintenant particulariser les champs de vecteurs  $\mathbf{A}$  et  $\mathbf{B}$ . Soit  $\mathbf{v}$  la vitesse locale instantanée du fluide en un point de vecteur position  $\mathbf{r}$ . Choisissons,

$$\mathbf{A} \equiv \mathbf{v} \quad (8)$$

$$\mathbf{B} \equiv \mathbf{r} \quad (9)$$

Comme nous avons supposé le fluide isovolume l'équation de continuité se réduit à

$$\nabla \cdot \mathbf{v} = 0 \quad (10)$$

D'autre part nous avons

$$\nabla \mathbf{r} = \mathbf{U} \quad (11)$$

où  $\mathbf{U}$  est le tenseur unité.

Dans ces conditions l'équation (7) s'écrit,

$$\oint_{A_m(t)} (\mathbf{n} \cdot \mathbf{v}) \mathbf{r} dA = \int_{V_m(t)} \mathbf{v} dV \quad (12)$$

Le théorème de transport de Reynolds s'écrit de façon générale,

$$\frac{d}{dt} \int_{V_m(t)} f dV = \int_{V_m(t)} \frac{\partial f}{\partial t} dV + \oint_{A_m(t)} f \mathbf{v} \cdot \mathbf{n} dA \quad (13)$$

ou en choisissant  $f \equiv \mathbf{r}$ ,

$$\frac{d}{dt} \int_{V_m(t)} \mathbf{r} dV = \oint_{A_m(t)} \mathbf{r} (\mathbf{v} \cdot \mathbf{n}) dA \quad (14)$$

Cela permet d'écrire l'équation (12) sous la forme,

$$\int_{V_m(t)} \mathbf{v} dV = \frac{d}{dt} \int_{V_m(t)} \mathbf{r} dV \quad (15)$$

Or le centre  $\Omega$  du volume  $V_m(t)$  est défini par la relation,

$$\mathbf{r}_\Omega = \frac{1}{V_m} \int_{V_m(t)} \mathbf{r} dV \quad (16)$$

et l'équation (15) devient,

$$\int_{V_m(t)} \mathbf{v} dV = \frac{d}{dt} (V_m \mathbf{r}_\Omega) \quad (17)$$

Le bilan de masse pour le volume matériel  $V_m(t)$  s'écrit,

$$\frac{d}{dt} \int_{V_m(t)} \rho dV = 0 \quad (18)$$

Comme la masse volumique du fluide est constante, on en déduit,

$$\frac{dV_m}{dt} = 0 \quad (19)$$

L'équation (17) se réduit donc à la relation suivante

$$\frac{1}{V_m} \int_{V_m(t)} \mathbf{v} dV = \frac{d\mathbf{r}_\Omega}{dt} \quad \text{q.e.d.} \quad (20)$$