



AVERTISSEMENT

Ce document est le fruit d'un long travail approuvé par le jury de soutenance et mis à disposition de l'ensemble de la communauté universitaire élargie.

Il est soumis à la propriété intellectuelle de l'auteur. Ceci implique une obligation de citation et de référencement lors de l'utilisation de ce document.

D'autre part, toute contrefaçon, plagiat, reproduction illicite encourt une poursuite pénale.

Contact : ddoc-theses-contact@univ-lorraine.fr

LIENS

Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 122. 4

Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 335.2- L 335.10

http://www.cfcopies.com/V2/leg/leg_droi.php

<http://www.culture.gouv.fr/culture/infos-pratiques/droits/protection.htm>

00INPL004N

INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE LORRAINE - INPL
Ecole Nationale Supérieure des Industries Chimiques - ENSIC
Laboratoire des Sciences du Génie Chimique - LSGC

THESE

Présentée pour obtenir le grade de

DOCTEUR de l'INPL

Discipline: Génie des Procédés

Service Commun de la Documentation
INPL
Nancy-Brabois

Par

Christophe VIAL

Ingénieur ENSIC

Sujet :

**APPORT DE LA MECANIQUE DES FLUIDES A L'ETUDE
DES CONTACTEURS GAZ/LIQUIDE : EXPERIENCE ET
SIMULATION NUMERIQUE**

Soutenue publiquement le 18 janvier 2000

Membres du Jury:

Président



D 136 019539 3

G. WILD (CNRS)

A. LINÉ (INSA-Toulouse)

R. MARTINUZZI (Western Ontario, Canada)

J. BOUILLARD (Rhône-Poulenc Industrialisation)

N. MIDOUX (ENSIC)

S. PONCIN (ENSIC)

M. SOUHAR (ENSEM)

136019 599 3

00INPL004N

INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE LORRAINE - INPL
Ecole Nationale Supérieure des Industries Chimiques - ENSIC
Laboratoire des Sciences du Génie Chimique - LSGC

THESE

Présentée pour obtenir le grade de

DOCTEUR de l'INPL

Discipline: Génie des Procédés

Par

Christophe VIAL

Ingénieur ENSIC

Service Commun de la Documentation
INPL
Nancy-Brabois

Sujet :

**APPORT DE LA MECANIQUE DES FLUIDES A L'ETUDE
DES CONTACTEURS GAZ/LIQUIDE : EXPERIENCE ET
SIMULATION NUMERIQUE**

Soutenue publiquement le 18 janvier 2000

Membres du Jury:

Président	G. WILD (CNRS)
Rapporteurs	A. LINÉ (INSA-Toulouse) R. MARTINUZZI (Western Ontario, Canada)
Examineurs	J. BOUILLARD (Rhône-Poulenc Industrialisation) N. MIDOUX (ENSIC) S. PONCIN (ENSIC) M. SOUHAR (ENSEM)

Toute théorie n'est bonne
qu'à condition de s'en servir
pour passer outre.

A. Gide (Journal).

A mes parents

Remerciements

Le présent travail a été réalisé au Laboratoire des Sciences du Génie Chimique (LSGC - UPR CNRS 6811), au sein du groupe Transferts et Réacteurs Electrochimiques et Polyphasiques. Je tiens tout d'abord à remercier Monsieur G. WILD, Directeur de Recherche au CNRS, qui m'a proposé ce sujet de recherche et qui m'a accueilli chaleureusement au sein de son groupe. Je n'oublierai pas la confiance sans faille qu'il m'a témoigné et les nombreux conseils qu'il m'a fournis tout au long de mon séjour. Je le remercie encore d'avoir accepté de présider mon jury de thèse.

Je tiens également à adresser mes plus vifs remerciements à mon Directeur de thèse, le Professeur N. MIDOUX, pour sa disponibilité, pour le soutien qu'il m'a apporté dans tous les domaines et pour les nombreuses discussions que nous avons pu avoir et qui m'ont été plus que profitables. Je dois encore remercier Mme S. PONCIN qui a co-encadré ce travail, non seulement pour l'aide précieuse qu'elle m'a apportée tout au long de mon séjour, mais également pour sa gentillesse et pour avoir mis un point d'honneur à suivre ce travail dans sa totalité en dépit de ses problèmes de santé. Je sais que jamais sa confiance ne m'a fait défaut.

J'exprime également toute ma gratitude à tous ceux qui ont rendu ce travail possible. Parmi eux, je citerai en premier E. CAMARASA, non seulement parce qu'une partie des expériences réalisées l'ont été en commun, mais également pour sa motivation, l'intérêt particulier qu'il a porté à mes travaux et les nombreuses discussions que nous avons eues alors que nous partagions le même bureau et qui, j'espère, lui ont été aussi profitables qu'à moi. Ensuite, je citerai l'Atelier du LSGC qui a réalisé les différents montages expérimentaux ainsi que les membres du service Electronique et Micro-Informatique (EMI) pour la réalisation des différents montages électroniques et les nombreux conseils qu'ils m'ont fournis dans le domaine de l'acquisition et du traitement d'un signal. Dans ce contexte, je tiens à remercier tout particulièrement Monsieur R. LAINE qui s'est pleinement investi dans la prise en main du vélocimètre laser Doppler. Son aide a été des plus précieuses. Enfin, je tiens à exprimer toute ma gratitude aux deux élèves de DEA que j'ai été amené à encadrer et qui ont réalisé une partie du travail expérimental : F. BROUST et G. AVERLANT.

J'aimerais également exprimer toute ma reconnaissance aux Professeurs A. LINE (INSA-Toulouse), R. MARTINUZZI (Université de Western Ontario, CANADA) et M. SOUHAR (INPL-ENSEM) ainsi qu'à Monsieur J. BOUILLARD, ingénieur à RHONE-POULENC INDUSTRIALISATION, qui ont accepté de juger ce travail et ont lu avec la plus grande attention le présent manuscrit.

Enfin, je tiens à remercier les membres du groupe TREP, l'ensemble du personnel du LSGC, du Centre d'Initiation à l'Enseignement Supérieur (CIES) de Lorraine, de l'Ecole Nationale Supérieure des Industries Chimiques (ENSIC) et de l'Ecole Européenne d'Ingénieurs en Génie des Matériaux (EEIGM) qui ont facilité mon intégration à Nancy au cours de mes activités d'enseignement et de recherche.

Table des Matières

NOMENCLATURE

INTRODUCTION GENERALE

I. DU MICROSCOPIQUE AU GLOBAL : UNE VISION MULTI-ECHELLES	1
II. APPLICATION AUX COLONNES A BULLES	3

I. ECOULEMENTS A BULLES : GENERALITES

I.1. RÉGIMES D'ÉCOULEMENT	9
I.2. GRANDEURS CARACTÉRISTIQUES ET NOTATIONS	10
I.2.1. Répartition spatiale des phases	10
I.2.2. Débits et vitesses des phases	10
I.2.3. Densité de flux de dispersion ou Drift Flux	12
I.3. ECOULEMENTS À BULLES DISPERSÉES	12
I.3.1. Forces s'exerçant sur les bulles	12
I.3.1.1. Forces d'Inertie	14
I.3.1.2. Force de gravité et de Poussée	14
I.3.1.3. Force de Traînée	15
I.3.1.4. Force de portance ou de lift	16
I.3.1.5. Force de Masse Ajoutée (ou de Masse Virtuelle)	17
I.3.1.6. Forces de Tension Superficielle	17
I.3.1.7. Autres forces	18
I.3.2. Caractéristiques des bulles isolées	18
I.3.2.1. Etude de la relation vitesse terminale/diamètre de bulles	19
I.3.2.2. Etude de la relation coefficient de traînée/diamètre de bulles	20
I.3.3. Turbulence de la phase continue en écoulement gaz/liquide	22
I.3.4. Coalescence et Rupture des Bulles	25
I.4. MODÉLISATION DES ÉCOULEMENTS À BULLES	26
I.4.1. Un modèle global : le drift flux model	28
I.4.2. Modélisation à l'échelle intermédiaire	29
I.4.2.1. Présentation des différents types de modèles	29
I.4.2.2. Comparaison des approches Euler/Euler et Euler/Lagrange	32
I.5. CONCLUSION	34

II. COMPORTEMENT HYDRODYNAMIQUE DES COLONNES À BULLES

II.1. RÉGIMES D'ÉCOULEMENT	36
II.1.1. Régime Homogène	38
II.1.2. Transition et régime Hétérogène	38
II.2. HYDRODYNAMIQUE DE LA PHASE GAZ	39
II.2.1. Taux de Vide	39
II.2.1.1. Régime homogène	40
II.2.1.2. Régime hétérogène	41
II.2.1.3. Principales corrélations	41

II.2.1.4. Conclusions	42
II.2.2. Propriétés dynamiques des bulles	43
II.2.2.1. Taille de bulles	43
II.2.2.2. Vitesses de bulles	47
II.2.3. Dispersion dans la phase gaz	48
II.3. HYDRODYNAMIQUE DE LA PHASE LIQUIDE	48
II.3.1. Etudes expérimentales de l'écoulement local du liquide	50
II.3.1.1. Vitesse locale du liquide en colonne à bulles	50
II.3.1.2. Turbulence en colonne à bulles	51
II.3.1.3. Structures cohérentes en colonne à bulles	52
II.3.1.4. Particularités des gazosiphons :	53
II.3.1.5. Conclusion	54
II.3.2. Analyses théoriques de l'écoulement local	55
II.3.2.1. Modèles laminaires avec circulation globale du liquide	55
II.3.2.2. Modèles avec circulation locale du liquide	56
II.3.2.3. Modèle turbulent avec circulation globale	57
II.3.2.4. Particularités des gazosiphons	58
II.3.2.5. Conclusion	58
II.3.3. Les modèles globaux et leur relation avec l'écoulement local	59
II.3.3.1. Modèle pison avec dispersion axiale	59
II.3.3.2. Modèle à cascade de cellules avec rétro mélange	61
II.4. APPROCHE DYNAMIQUE DES FLUIDES	61
II.4.1. Généralités	61
II.4.2. Application aux colonnes à bulles	62
II.4.3. Conclusion	66

III. DISPOSITIF EXPERIMENTAL - TECHNIQUES DE MESURE : DESCRIPTION ET MISE AU POINT

III.1. DISPOSITIF EXPERIMENTAL	69
III.1.1. Colonne à bulle R1	69
III.1.2. Réacteur à gazosiphon à circulation externe R2	70
III.1.3. Réacteur à gazosiphon à circulation externe R3	71
III.1.4. Résumé des caractéristiques des réacteurs	72
III.2. TECHNIQUES DE MESURE ET TRAITEMENTS	72
III.2.1. Mesure de la Pression statique et des grandeurs dérivées	73
III.2.1.1. Mesure du taux de vide : méthode manométrique	74
III.2.1.2. Structure de la phase gaz : technique de Désengagement Dynamique du Gaz	75
III.2.1.3. Régime d'écoulement par la méthode des fluctuations de pression	77
III.2.2. Mesure du taux de vide moyen	78
III.2.2.1. Méthode de l'expansion volumique du lit	78
III.2.2.2. Méthode manométrique (cf. III.2.1.2)	79
III.2.2.3. Méthode de désengagement dynamique du gaz (cf. III.2.1.3)	79
III.2.3. Mesure de la vitesse de circulation du liquide	79
III.2.4. Taille et Morphologie des bulles	81
III.2.5. Caractérisation locale de la phase gaz	83
III.2.5.1. Sonde optique locale	83
III.2.5.2. Sonde locale à réflexion Doppler d'ultrasons	86
III.2.5.3. Vélocimétrie ultrasonore	88
III.2.5.4. Comparaison des vitesses par sonde optique et sonde à réflexion d'ultrasons	88

III.2.5.5. Comparaison des mesures de taille de bulles par photographie et sonde optique	89
III.2.6. Caractérisation locale de la phase liquide	90
III.2.6.1. Sonde à impulsions thermiques	90
III.2.6.2. Mesure de pression dynamique par le « tube de Pavlov »	93
III.2.6.3. Méthode électrochimique	96
III.2.6.4. Vélocimétrie laser à effet Doppler	101
III.2.6.5. Comparaison des techniques de mesure de la vitesse du liquide	107
III.2.7. Résumé des méthodes appliquées aux différents réacteurs	107
III.3. CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES	108
IV. ETUDE EXPÉRIMENTALE DES REGIMES D'ÉCOULEMENT	109
IV.1. GENERALITES	109
IV.2. TRANSITION DE REGIME: METHODES "CLASSIQUES"	110
IV.2.1. Evolution du taux de vide	111
IV.2.2. Méthode du drift flux	112
IV.2.2.1. Approche de Wallis (1969)	112
IV.2.2.2. Approche de Zuber et Findlay (1965)	113
IV.2.3. Conclusion	114
IV.3. TRANSITION DE REGIME: APPROCHES "DYNAMIQUES"	114
IV.3.1. Choix du signal	114
IV.3.2. Choix des traitements	115
IV.3.3. Approche Statistique	116
IV.3.4. Approche Spectrale	118
IV.3.5. Approche fractale	121
IV.3.6. Analyse par le chaos déterministe	123
IV.3.7. Approche temps-fréquence	124
IV.3.8. Approche temporelle	125
IV.3.8.1. Prédiction de f_0 et τ_0	127
IV.3.8.2. Analyse des valeurs expérimentales de f_0 et τ_0	128
IV.3.9. Compléments à l'approche temporelle: estimation de la taille des structures	128
IV.4. CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES	132
V. ETUDE EXPERIMENTALE ET SIMULATION NUMERIQUE DE L'HYDRODYNAMIQUE D'UNE COLONNE A BULLES	135
V.1. ETUDE EXPERIMENTALE	135
V.1.1. Etude qualitative (visuelle)	135
V.1.1.1. Voisinage du distributeur	136
V.1.1.2. Voisinage de la surface libre	137
V.1.1.3. Sein de la dispersion	137
V.1.2. Mesures des paramètres hydrodynamiques à l'échelle du réacteur	138
V.1.2.1. Mesure du taux de vide moyen en volume	140
V.1.2.2. Etude du désengagement dynamique du gaz	141
V.1.2.3. Etude de la taille et de la morphologie des bulles par photographie	142
V.1.3. Mesures des paramètres hydrodynamiques à l'échelle locale	146
V.1.3.1. Evolution locale du taux de vide et de la fréquence de passage des bulles	146
V.1.3.2. Mesure de la vitesse de bulles et de sa distribution	149
V.1.3.3. Mesure de la vitesse locale et de la turbulence de la phase continue	152
V.1.3.4. Estimation et prédiction des contraintes tangentielles	158

V.1.3.5. Estimation des vitesses relatives	164
V.1.4. Conclusions et perspectives	165
V.2. APPLICABILITE DE L'APPROCHE CFD A LA COLONNE R1	166
V.2.1. Généralités sur le logiciel FLUENT	166
V.2.2. Colonne partiellement aérée	166
V.2.2.1. Résultats préliminaires	168
V.2.2.2. Résultats des simulations correspondant aux conditions expérimentales	170
V.2.2.3. Conclusions, perspectives et limitations pour la colonne partiellement aérée	173
V.2.3. Colonne totalement aérée	173
V.2.3.1. Exploitation des résultats	173
V.2.3.2. Conclusions, perspectives et limitations pour la colonne totalement aérée	176
V.2.4. Application de l'approche CFD à une colonne à bulles : conclusion et perspectives	177

VI. ETUDE EXPERIMENTALE ET SIMULATION NUMÉRIQUE DE L'HYDRODYNAMIQUE D'UN REACTEUR A GAZOSIPHON

VI.1. ETUDE EXPERIMENTALE	179
VI.1.1. Etude qualitative (visuelle)	179
VI.1.1.1. Etude du séparateur gaz/liquide et la descente	180
VI.1.1.2. Etude de la jonction	180
VI.1.1.3. Etude de la montée	180
VI.1.2. Mesures des paramètres hydrodynamiques à l'échelle du réacteur	181
VI.1.2.1. Régimes d'écoulement et transitions	181
VI.1.2.2. Mesure du taux de vide moyen en volume	182
VI.1.2.3. Mesure de la vitesse de circulation d'ensemble du liquide	183
VI.1.2.4. Etude de la taille et de la morphologie des bulles par photographie	184
VI.1.2.5. Comparaison avec la colonne à bulles R1	185
VI.1.3. Mesures des paramètres hydrodynamiques à l'échelle locale	186
VI.1.3.1. Evolution locale du taux de vide et de la fréquence de passage des bulles	186
VI.1.3.2. Mesure de la vitesse de bulles et de sa distribution	188
VI.1.3.3. Mesure de l'évolution locale de la taille des bulles	191
VI.1.3.4. Mesure de la vitesse locale et de la turbulence de la phase continue (montée)	191
VI.1.3.5. Relation entre mesures locales et coefficient de dispersion axiale du liquide	199
VI.1.3.6. Estimation des vitesses relatives	197
VI.1.4. Conclusions et perspectives	201
VI.2. APPLICABILITE DE L'APPROCHE CFD AU REACTEUR R2	201
VI.2.1. Modèle laminaire	204
VI.2.1.1. Modèle simple	204
VI.2.1.2. Modèles mixtes	205
VI.2.2. Modèle turbulent : utilisation du modèle $k-\epsilon$	205
VI.2.2.1. Influence de la formulation du coefficient de traînée	207
VI.2.2.2. Ajout de la force de portance	207
VI.2.2.3. Ajout de la force de masse virtuelle	208
VI.2.2.4. Variantes du modèle $k-\epsilon$ simple	205
VI.2.3. Calcul du coefficient de dispersion axiale	209
VI.2.4. Conclusions et Perspectives	209

CONCLUSION GENERALE - PERSPECTIVES

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

NOMENCLATURE

a	Paramètre ajustable
a_{ij}	Coefficients des équations V-31 et V-32 (Adim.)
A (sans indice, indice m ou d)	Aire de la section de colonne (m^2)
A_e	Aire d'une l'électrode (m^2)
A_p	Aire projetée d'une particule dans le plan de la section de l'écoulement (m^2)
A_0	Aire de la section d'un orifice ou d'un capillaire (m^2)
b	Paramètre ajustable
c	Paramètre permettant prendre en compte l'inversion de la vitesse du liquide en colonne à bulles (Eq.V-9).
C	Concentration ($mol\ l^{-1}$)
CA (annexe B)	Coefficient d'asymétrie ou troisième moment d'une distribution
C_b ou C_{3e}	Paramètres du terme de production supplémentaire de turbulence due aux bulles (Adim.)
C_d, C'_d	Intégrale ou somme de corrélation (Adim.)
C_D	Coefficient de traînée (Adim.)
C_e	Concentration dans le sein de l'écoulement ($mol\ l^{-1}$)
C_{mu} ou C_μ	Paramètre du modèle $k-\varepsilon$ (Eq.I-50) (Adim.)
C_L	Paramètre de la force de portance (Adim.)
C_{mv}	Paramètre de la force de masse virtuelle (Adim.)
C_s	Concentration en surface d'une électrode ($mol\ l^{-1}$)
C_w	Coefficient de Schwarz et Turner (1988) ($kg\ m^{-3}\ s^{-1}$)
C_{xx}	Fonction d'auto-corrélation (annexe B)
C_{xy}, C_{yu}	Fonction d'intercorrélation (annexe B)
C_0, C_1	Paramètres du modèle de Zuber et Findlay (1965) (Adim.)
C_1, C_2 ou C_{e1}, C_{e2}	Paramètres du modèle $k-\varepsilon$ (Adim.)
d	Diamètre ou distance selon contexte (m)
d_{eq}	Diamètre équivalent en surface (m)
d_{FL}	Dimension fractale (m)
d_i	Diamètre de la particule ou de la classe de particules i (m)
d_s ou d_{32}	Diamètre de Sauter (m)
d_0	Diamètre d'orifice (m)
D	Taille de structure ou dimension caractéristique (m)
D_{ax}	Coefficient de dispersion axiale ($m^2\ s^{-1}$)
D_c	Diamètre de colonne (m)
D_C	Dimension de corrélation (m)
D_t	Coefficient de dispersion turbulente ($m^2\ s^{-1}$)
e1, e2, e3 (vecteurs)	Repère orthonormé
f	Facteur de frottement en écoulement monophasique (Adim.)
f (fonction)	Densité de probabilité de taille de bulles mesurée par sonde optique (Adim.)
f (indice L et G)	Densité de forces additionnelles propres à la phase considérée ($N\ m^{-2}$)
f_B	Fréquence moyenne de passage des bulles (Hz)
f_D	Modulation de fréquence par effet Doppler (Hz)
f_i	Fréquence (Hz)
f_R	Fréquence d'un faisceau réfléchi après effet Doppler (Hz)
f_T	Fréquence d'un faisceau incident avant effet Doppler (Hz)
f_0	Fréquence caractéristique (Hz)
f_1, f_2	Fonctions
F (fonction)	Transformée de Fourier
F (vecteur)	Force (N)

F	1 Faraday ou 96485 C mol^{-1}
F^{-1} (fonction)	Transformée de Fourier inverse
F_{ax}	Force axiale (Eq.I-32)
F_B	Force de Basset (Eq. I-31) (N)
F_g	Effets dus à la gravité et à la poussée d'Archimède (N)
F_i	Force d'inertie (N)
F_{max}	Diamètre de Féret maximal (m)
F_{min}	Diamètre de Féret minimal (m)
F_{moyen}	Diamètre de Féret moyen (m)
F_{mv}	Force de masse virtuelle (Eq.I-28) (N)
F_{pi}	Forces s'exerçant sur une particule i (N)
F_{po}	Poussée d'Archimède (N)
F_{rad}	Force latérale (Eq.I-33) (N)
g	9.8 m s^{-2}
g (fonction)	Densité de probabilité de longueur de cordes mesurée par sonde optique (Adim.)
G	Terme de production de turbulence dans le modèle $k-\varepsilon$ ($\text{m}^2 \text{ s}^{-3}$)
G_e (voir aussi P^*)	Terme de production supplémentaire de turbulence due aux bulles ($\text{m}^2 \text{ s}^{-3}$)
H	Coefficient de Hurst (Adim.)
H (fonction)	Fonction de Heaviside
H_c	Hauteur de colonne (m)
H_d	Hauteur de la dispersion (m)
H_0	Hauteur de liquide clair (m)
$\Delta h, \Delta H$	Différence d'altitude entre deux points ou perte de charge (m)
i, j, k	Compteurs pour les sommes (Adim.)
i_L	Densité de courant limite (A m^{-2})
I (selon contexte)	Intensité (courant, lumière ou onde en général)
I (selon contexte)	Intensité de la turbulence (Adim.)
j (sans indice)	Densité totale de flux (m s^{-1})
j (avec indice L, G)	Densité de flux ou vitesse superficielle de la phase considérée (m s^{-1})
j_{GL}	Flux de dispersion (m s^{-1})
J (annexe A)	Paramètre d'échange de quantité de mouvement entre les phases défini par l'équation A-16
k	Energie cinétique turbulente de la phase liquide ($\text{m}^2 \text{ s}^{-2}$)
k_e	Coefficient de proportionnalité (Adim.)
k_G	Energie cinétique turbulente de la phase gaz ($\text{m}^2 \text{ s}^{-2}$)
k_{LG}	Covariance des énergies cinétiques turbulentes des deux phases la dispersion ($\text{m}^2 \text{ s}^{-2}$)
k_1, k'	Paramètres ajustables
k_D, k_L	Coefficients de transfert de matière (m s^{-1})
K	Coefficient de glissement (Adim.)
K (annexe B)	Entropie de Kolmogoroff
Ku	Kurtosis
K_{LG}	Coefficient de couplage entre les phases (Eq. V-31 et V-32) (Adim.)
L, l	distance ou dimension caractéristique (m)
L (vecteur)	Force de portance ou de lift (Eq.I-27) (N)
l_m, l_{mb}	Longueur de mélange (m)
m	Paramètre représentant la courbure des profils de taux de vide local (Eq.V-8)
n	Exposant dans une loi puissance
n, n_1, n_2 (selon contexte)	Indice de réfraction (Adim.)
N	Nombre d'individus dans un échantillon (Adim.)
p	Densité de probabilité (Adim.)

P	Pression (Pa)
P*	(voir G, notation utilisée par compatibilité avec Fluent)
ΔP	Perte de charge totale (Pa)
ΔP_g	Perte de charge due à la gravité (Pa)
ΔP_i	Perte de charge due aux forces d'inertie (Pa)
ΔP_f	perte de charge due aux frottements (Pa)
\dot{Q} (sans indice)	Débit volumique total ($m^3 s^{-1}$)
\dot{Q} (avec indice L, G)	Débit volumique de la phase considérée ($m^3 s^{-1}$)
\dot{Q}_{G0}	Débit volumique de gaz en sortie d'un orifice ($m^3 s^{-1}$)
r	Coordonnée spatiale dans la direction radiale (m)
s, s_0 (annexe B)	Variance d'échantillonnage
S (annexe A)	Gradient pariétal de vitesse (s^{-1})
S (Chapitre III)	Pente
S_{xx}	Densité spectrale de Puissance ou spectre de fréquence du signal x
S_{xy}	Inter-spectres de fréquence des signaux x et y (annexe B)
R	Dimension (m)
R (selon contexte)	Résistance électrique (Ω)
R (selon contexte)	Rapport des masses volumiques des phases (Adim.)
R_c	Rayon de la colonne (m)
R_e	Rayon de courbure local (m)
R_p	Coefficient défini par l'équation II-44 (Adim.)
t (sans indice)	Variable temps (s)
t (avec indice)	Temps caractéristique (s)
T (vecteur)	Force de Traînée (N)
T (selon contexte)	Temps, durée (s)
T (selon contexte, annexe A)	Température (K)
U (annexe A)	Vitesse ($m s^{-1}$)
U_{eff} (annexe A)	Vitesse effective ($m s^{-1}$)
v (avec indice L, G)	Vitesse interstitielle ou vitesse vraie d'une phase ($m s^{-1}$)
v'_b	Ecart-type de la distribution de vitesse de bulles ($m s^{-1}$)
v'_L	Notation utilisée pour alléger les écritures et représenter la grandeur $\sqrt{v_L^2}$ qui est la vitesse quadratique moyenne de fluctuations ($m s^{-1}$)
$v_{b\infty}$	Vitesse terminale ascensionnelle ($m s^{-1}$)
v_{disp}	Vitesse définie par l'équation V-40 ($m s^{-1}$)
v_{Gj}	Vitesse de dispersion de la phase G (Eq.I-12) ($m s^{-1}$)
v_{GL}	Vitesse relative ou vitesse de glissement (Eq.I-10) ($m s^{-1}$)
v_{Lc}	Vitesse du liquide au centre de la colonne ($m s^{-1}$)
v_{Lj}	Vitesse de dispersion de la phase L (Eq.I-12) ($m s^{-1}$)
v_p	Vitesse de frottement ($m s^{-1}$)
v_{re}	Vitesse de circulation dans une cellule ($m s^{-1}$)
v_{xy}	Vitesse de transit d'un signal à proximité de la paroi ($m s^{-1}$)
V (sans indice ou indices p, b)	Volume (m^3)
V_b	Volume d'une bulle (m^3)
V_c	Volume occupé par la dispersion dans la colonne (m^3)
V_e	Tension d'entrée (V)
V_s	Tension de sortie (V)
\dot{W} (sans indice)	Débit massique total ($kg s^{-1}$)
\dot{W} (avec indice L, G)	Débit massique de la phase considérée ($kg s^{-1}$)
x	Variable aléatoire ou variable muette
x, y	Coordonnées spatiales en repère cartésien (m)
x_i, x_j	Coordonnées spatiales en repère cartésien (m)
X	Qualité de l'écoulement (Eq.I-5) (Adim.)

z Coordonnée spatiale dans la direction axiale (m)

Nombres adimensionnels

Ar Nombre d'Archimède (Tab. I-1)
 Eö Nombre d'Eötvös (Tab. I-1)
 Fr Nombre de Froude (Tab. I-1)
 Gr Nombre de Grashoff (annexe A)
 Ma Nombre de Mach (annexe A)
 Mo Nombre de Morton (Tab. I-1)
 Pr Nombre de Prandtl
 Re (avec indice) Nombre de Reynolds (Tab. I-1)
 Re₀ Nombre de Reynolds d'orifice
 Sc Nombre de Schmidt
 We Nombre de Weber (Tab. I-1)

Symboles grecs

α Paramètre ajustable (Adim.)
 α (Annexe A) Coefficient d'absorbance (m⁻¹)
 γ_{xy} Fonction de cohérence entre deux signaux x et y (annexe B)
 δ, Δ Taille caractéristique, distance (m)
 ε (sans indice) Puissance volumique dissipée par la turbulence (m²s⁻³)
 ε_i (avec indice L, G, m et d) Taux de vide de la phase i (Adim.)
 η_r Paramètre défini par l'équation V-41 (Adim.)
 θ Angle (Adim.)
 θ_{xy} Fonction de temps de transit des fréquences (s)
 κ Rapport des viscosités moléculaires (Adim.)
 λ (Chapitre I) Viscosité de volume (Pa s)
 λ (Chapitre V et VI) Epaisseur de couche limite (m)
 λ, λ_0 (Annexe A) Longueur d'onde (m)
 μ (sans indice) Viscosité dynamique de la dispersion (Pa s)
 μ (sans indice, annexe B) Premier moment d'une distribution
 μ (avec indices L, G, t) Viscosité dynamique (Pa s)
 ν (avec indices L, G, b, t) Viscosité cinématique (m² s⁻¹)
 Π_{LG} Terme additionnel représentant l'influence de la phase dispersée sur la turbulence dans la phase continue dans le modèle de Simonin et coll. (1990) et défini par l'équation V-39 (m² s⁻³)
 ρ (avec indices L, G) Masse volumique (kg m⁻³)
 $\Delta\rho$ Différence entre les masses volumiques des phases (kg m⁻³)
 σ Ecart-type d'une distribution
 σ_L Tension superficielle de la phase liquide (N m⁻¹)
 σ_k Paramètre du modèle $k-\varepsilon$ (Adim.)
 σ_t Nombre de Schmidt turbulent (Adim.)
 σ_z Paramètre du modèle $k-\varepsilon$ (Adim.)
 τ (avec <> ou indice 0) Temps caractéristique (s)
 τ (sans indice, selon contexte) Variable de temps (s)
 τ (sans indice, avec indices L, G, b, μ ou t) Contrainte tangentielle (N m⁻²)
 τ_p Contrainte tangentielle pariétale (N m⁻²)
 φ Angle (Adim.)
 ϕ (fonction) Fonction correctrice reliant débit de gaz et taux de vide moyen (Adim.)
 ϕ Rayon normé (Adim.)
 ϕ_0 Point d'inversion du liquide en colonne à bulles (Adim.)
 ϕ_L Multiplicateur diphasique (Adim.)

χ	Indicateur de phase (Adim.)
ψ	Fonction de courant (s^{-1})
$\psi_{t,i}$ (annexe B)	Ondelette
ω	Vorticité (s^{-1})
Ω	Vitesse angulaire (s^{-1})

Indices et exposants

ax, axial	Dans la direction axiale
b, B	Bulle
c	Colonne
calc	Valeur calculée
d	Descente (réacteur à gazosiphon)
exp	Valeur expérimentale
m	Montée (réacteur à gazosiphon)
new	Valeur à évaluer dans le pas de temps en cours
old	Valeur obtenue au pas de temps précédent
p	Particule
P, N, S, E, O	Notation de Patankar (1980), voir figure V-42
G	Phase gaz
L	Phase liquide
orth	Dans la direction orthoradiale
rad	Dans la direction radiale
t	Turbulent

Autres symboles

D/Dt	Dérivée au sens de Reynolds
$\langle a \rangle$	Moyenne spatiale de la grandeur a
\bar{a}	Moyenne temporelle de la grandeur a
\vec{a}	a est une grandeur vectorielle
\underline{a}	a est un tenseur du 2 ^{ème} ordre
$\ \vec{a}\ $	Module du vecteur a
Δa	Laplacien de a (a scalaire ou vecteur)
∇	Opérateur nabla
' (avec vitesse, pression, rétention)	Composante fluctuante

Abréviations et Acronymes

ACF	Fonction d'auto-corrélation
ADI	Méthode des directions alternées
Adim.	Adimensionnel
CARPT (ou RPT)	Computer automated radioactive particule trajectography ou trajectographie par suivi de particule radioactive
CCF	Fonction d'inter-corrélation
CFD	Computational Fluid Dynamics ou Mécanique des Fluides Numérique
CWT	Transformée par ondelette continue
DGD	Dynamic Gas Disengagement ou Désengagement Dynamique du gaz
DSP	Densité spectrale de puissance
Eq.	Equation
fBm	Mouvement brownien fractionnaire ou fractal brownian motion
FEA	Full Elimination Algorithm
Fig.	Figure

FFT	Fast Fourier Transform
G1, G2 (Chapitre III)	Géométrie des micro-électrodes
GMRES	Generalised Minimum Residual
IPSA	Inter-Phase Slip Algorithm
MSI	Modified SIP (Voir SIP)
PB	Position basse (Chapitre VI)
PDF	Probability Density Function
PEA	Partial Elimination Algorithm
PH	Position Haute (Chapitre VI)
POV	Pourcentage d'ouverture de la vanne de régulation (chapitre VI)
PISO	Pressure-Implicit with Splitting Operators
PIV	Particule Image Velocimetry ou Véllocimétrie par Image de Particule
R1	Colonne à bulles
R2	Réacteur à gazosiphon
R3	Réacteur à gazosiphon
SIMPLE	Semi-Implicit Pressure Linked Equations
SIMPLEC	Consistent Simple
SIMPLER	Revised SIMPLE
SIMPLEST	Variante d l'algorithme SIMPLE
SIP	Strongly Implicit Procedure
Tab.	Tableau
TDMA	Tri-Diagonal Matrix Algorithm
TFQMR	Quasi-Minimum Residual
TVD	Total Variation Diminishing

INTRODUCTION GENERALE

INTRODUCTION GENERALE

I. DU MICROSCOPIQUE AU GLOBAL : UNE VISION MULTI-ECHELLES

L'un des fondements du Génie Chimique est la notion d'*opération unitaire*. La variété des systèmes physico-chimiques mis en jeu, la diversité des conditions opératoires, la complexité des processus et des interactions qui se produisent au sein de ces opérations unitaires ne permettent en général pas une description détaillée du comportement du système étudié. Mais cette dernière n'est pas souvent nécessaire. La notion d'opération unitaire va en effet de pair avec l'*approche systémique* dans laquelle on ne considère plus le détail du système mais son comportement *global*. Ce sont les interactions entre les variables d'entrée du système et leurs influences respectives sur les paramètres de sortie qui sont étudiées et non plus les mécanismes physiques qui les induisent. Ceux-ci sont d'ailleurs la plupart du temps hors de portée de notre connaissance. L'avantage de cette méthodologie, bien qu'elle aboutisse à des connaissances *empiriques*, est qu'elle permet d'atteindre les objectifs fixés sans avoir besoin de connaître le détail et les fondements théoriques des mécanismes mis en jeu dans le domaine de conditions opératoires utilisées.

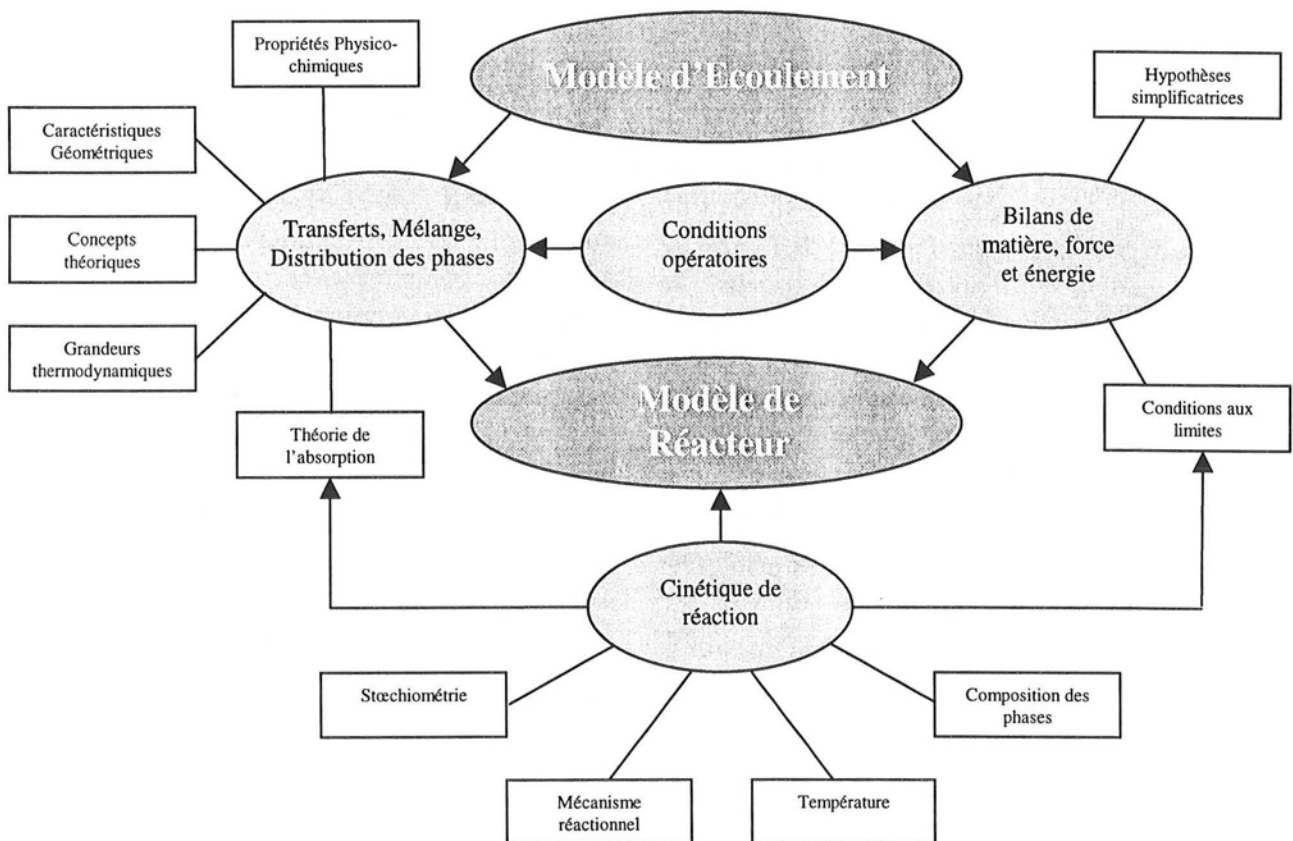


Figure 1. Conception d'un réacteur gaz/liquide d'après Schlüter et coll. (1992)

Il est cependant des systèmes pour lesquels une prédiction correcte du fonctionnement ne peut se faire sans une compréhension et une description détaillée des phénomènes au niveau *microscopique*, tant ceux-ci ont un rôle important sur le comportement d'ensemble du système. Il est alors nécessaire de disposer d'une description *locale* du système. Lorsqu'il s'agit d'un système à une seule phase ou *monophasique*, le Génie Chimique a bénéficié au cours de la dernière décennie des progrès des logiciels de *Mécanique des Fluides Numérique* ou *CFD (Computational Fluid Dynamics)*

capables de décrire avec précision l'écoulement et les transferts même dans des géométries complexes. Notons que ces progrès n'ont été possibles que grâce à un accroissement rapide de la puissance des moyens de calcul à notre disposition qui provient de la mise sur le marché de processeurs de plus en plus performants et d'ordinateurs disposant d'une capacité mémoire de plus en plus élevée. En conséquence, de nombreux codes de calcul commerciaux de mécanique des fluides sont maintenant disponibles et peuvent être utilisés sans difficulté avec un ordinateur courant pour prédire le comportement des systèmes monophasiques.

En revanche, des progrès aussi importants n'ont pas encore été enregistrés dans le domaine des réacteurs mettant en jeu plusieurs phases ou réacteurs *polyphasiques*. C'est par exemple le cas pour les réacteurs où se produit une réaction entre une phase gaz et une phase liquide. Un schéma résumant les différents aspects de la conception d'un réacteur de ce type a été proposé par Schlüter et coll. (1992). Il est représenté sur la Figure 1. Bien qu'elle ait permis de dégager les tendances et l'influence des principaux paramètres du système, l'approche globale n'a pas réussi à prédire correctement le fonctionnement et les performances de ces réacteurs. Le passage à une approche locale est donc une nécessité qui n'est devenue possible que récemment. Mais pour pouvoir passer d'une approche empirique globale à une approche locale plus théorique, il est tout d'abord nécessaire d'améliorer notre connaissance de l'hydrodynamique locale de l'écoulement. En effet il s'agit d'un préalable indispensable à une meilleure compréhension des phénomènes de transfert et de mélange et, à plus long terme, à une amélioration globale de la fiabilité des modèles de réacteur (Figure 1). Quelques importantes avancées dans ce domaine ont été réalisées au cours de ces dernières années, aussi bien au niveau des méthodes de mesure que des moyens de calcul, dans le cadre de la mécanique des fluides polyphasiques. De nombreuses techniques de mesure utilisées en écoulement monophasique ont été étendues aux écoulements polyphasiques et sont devenues plus accessibles, comme l'anémométrie à fil ou film chaud (Magaud, 1999). D'autres encore sont en cours d'adaptation comme la vélocimétrie laser (Mudde et coll., 1997a). De plus, les années 90 ont été marquées par l'apparition des techniques de visualisation, comme la *PIV*, capables de fournir une vision spatiale des écoulements (Mudde et coll., 1997b). Enfin, la plupart des codes commerciaux de calcul de CFD peuvent maintenant être utilisés dans certaines limites pour les systèmes polyphasiques et la croissance continue de la puissance de calcul permet de les mettre en œuvre de plus en plus facilement (Cockx, 1997 ; Baba-Aïssa, 1998). Il est donc maintenant envisageable d'utiliser une description locale des réacteurs polyphasiques. Toutefois celle-ci se heurte encore à trois principales difficultés :

- Le manque de compréhension des phénomènes qui ne permet pas une formulation correcte des équations de l'écoulement et notamment des relations de clôture ;
- Le manque de données expérimentales fiables en milieu polyphasique lié d'une part au fait que les méthodes de mesure adéquates ne sont pas encore disponibles dans les laboratoires de Génie Chimique, et d'autre part au fait que la plupart de ces méthodes doivent encore être validées pour ces systèmes ;
- La difficulté de la résolution numérique des équations locales en présence de plusieurs phases qui provient à la fois de la complexité des algorithmes de résolution (pas encore optimisés pour ces systèmes) et des temps de calcul prohibitifs qu'ils engendrent.

Le développement de l'approche locale que l'on peut encore appeler *approche mécanique des fluides* est donc loin d'être achevé dans le cas des réacteurs polyphasiques. C'est actuellement le but commun de nombreux travaux. L'objectif du présent travail est d'ailleurs de mettre en œuvre ce type d'approche dans le cas particulier d'un réacteur gaz/liquide, la COLONNE A BULLES, et de mettre en évidence ses qualités et ses limitations actuelles pour la description de ce type de réacteur.

Toutefois, nous insisterons fortement sur le fait qu'il ne faudrait pas que les difficultés liées à la mise en œuvre de l'approche locale occultent l'objectif final qui reste le même pour les approches locale et systémique : prédire le comportement du réacteur. Le développement de l'approche locale doit se faire dans cette optique et de fréquents allers-retours entre les échelles locale et globale sont donc indispensables. Ce type d'analyse est connu sous le nom d'*approche multi-échelles* et c'est sous cet angle qu'il faut envisager la suite du présent travail dans laquelle nous mettrons en œuvre simultanément les outils conceptuels du Génie de Procédés et ceux de la Mécanique des Fluides.

II. APPLICATION AUX COLONNES A BULLES

Les colonnes à bulles sont des réacteurs qui permettent de mettre en contact un gaz ou un mélange de gaz sous forme de bulles avec une phase liquide continue. Celle-ci peut éventuellement incorporer un solide suspendu. Ce dernier peut être un réactif, un catalyseur ou un produit de la réaction. Les colonnes à bulles sont très largement utilisées dans les industries chimiques et biochimiques pour mettre en œuvre les réactions gaz/liquide et gaz/liquide/solide car elles présentent un grand nombre d'avantages sur les autres réacteurs polyphasiques :

- Elles sont de construction simple, sans aucune pièce mobile. La maintenance est donc réduite ;
- Elles peuvent atteindre des tailles considérables tout en ayant un encombrement au sol faible par rapport aux réacteurs concurrents ;
- Elles permettent d'obtenir des valeurs élevées de l'aire interfaciale et du coefficient de transfert de matière ;
- La fraction de volume occupée par le liquide est supérieure à 70%; ce sont donc des réacteurs bien adaptés aux réactions lentes ;
- Les transferts thermiques y sont bons et il est possible d'obtenir des températures bien uniformes même dans le cas de réactions fortement exothermiques ;
- Le coût de fonctionnement est faible puisque l'énergie est apportée par l'introduction du gaz. Ces réacteurs sont en conséquence appelés *réacteurs à agitation pneumatique* par opposition aux réacteurs mécaniquement agités.

La colonne à bulles la plus simple consiste en un tube vertical dans lequel le gaz est introduit par le bas grâce à un système de distribution qui peut prendre une grande variété de formes. Elle est souvent munie d'un élargissement en haut de colonne pour faciliter le désengagement du gaz. Les colonnes à bulles peuvent être fermées au liquide ou travailler en mode continu, le plus fréquemment à co-courant ascendant. Cependant, des systèmes à co-courant descendant sont parfois utilisés lorsqu'on désire des temps de séjour de gaz plus longs. Le fonctionnement à contre-courant n'apporte en revanche aucun avantage. Les volumes des réacteurs industriels peuvent atteindre plusieurs centaines de mètres cube, mais des réacteurs dont la taille dépasse 10000 m³ sont également employés pour le traitement des eaux. Le rapport entre la hauteur et le diamètre de colonne est couramment compris entre 3 et 6, mais des valeurs supérieures ne sont pas rares. Les vitesses superficielles de gaz utilisées sont faibles, de l'ordre du cm.s⁻¹. Elles sont cependant bien plus élevées que celles du liquide qui restent voisines du mm.s⁻¹ en mode continu.

Les colonnes à bulles ont une très large gamme d'applications. Elles sont utilisées pour réaliser des absorptions de gaz ou pour mettre en œuvre des réactions chimiques telles que les oxydations, les chlorations et les hydrogénations parmi bien d'autres. Elles sont également employées dans le domaine des biotechnologies, par exemple pour réaliser des fermentations, ou encore dans celui du traitement des eaux. Deckwer (1992) a recensé leurs principales utilisations industrielles et en cite

une quarantaine. Cette liste s'est sans doute considérablement allongée depuis avec le développement rapide des bio-technologies.

Les principaux inconvénients rencontrés avec les colonnes à bulles sont :

- le faible temps de séjour du gaz dans la colonne ;
- la présence d'un important rétromélange dans les deux phases ;
- le phénomène de coalescence des bulles qui diminue l'aire interfaciale.

C'est pourquoi de nombreuses variantes de ces réacteurs ont été développées, notamment afin de réduire le rétromélange. On rencontre ainsi des colonnes à bulles multi-étagées à plateaux. Ces derniers permettent également une réduction de la taille des bulles. Les mêmes résultats sont obtenus avec des réacteurs à bulles munis d'un garnissage non structuré ou de mélangeurs statiques (Figure 2). Parfois ces effets sont assurés par l'incorporation d'éléments internes pour l'échange de chaleur. Ces configurations particulières ont été étudiées, par exemple par Schlüter et coll. (1992), parmi bien d'autres.

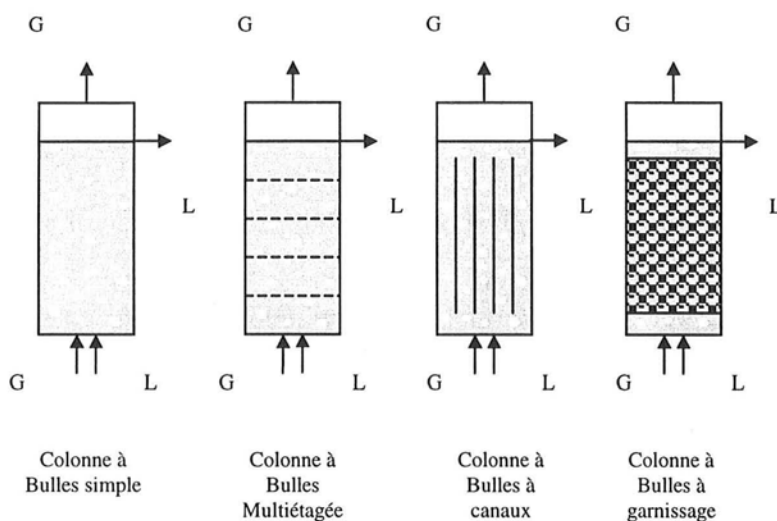


Figure 2. Principales variantes des colonnes à bulles.

Une autre variante des colonnes à bulles est le réacteur à boucle qui assure une circulation dirigée du liquide. Il est préférentiellement employé dans les applications biologiques. Cette circulation peut être interne par ajout de chicanes cylindriques ou planes dans la colonne. Elle peut également être externe avec une jambe de retour séparée (*downcomer*), reliée à la montée (*riser*) par des jonctions de géométrie variable (Figure 3). Dans les deux cas, la circulation est assurée par la différence de pression hydrostatique entre la montée et la descente. Soient $\langle \epsilon_{Gm} \rangle$ et $\langle \epsilon_{Gd} \rangle$ les fractions de gaz présentes respectivement dans ces deux zones, la force motrice est alors proportionnelle à la différence de pression hydrostatique entre la montée et la descente qui peut être évaluée par l'expression suivante :

$$\Delta P_{\text{hydro}} = \rho_L \cdot (\langle \epsilon_{Gm} \rangle - \langle \epsilon_{Gd} \rangle) \cdot g \cdot H_c$$

Cet effet est connu sous le nom d'effet *gazosiphon*. Les réacteurs à boucle sont d'ailleurs couramment appelés *réacteurs à gazosiphon*, mais on les rencontre encore fréquemment sous les dénominations d'*airlift* ou de *pompe mammoth*. La principale différence entre les réacteurs à recirculation interne et externe réside dans le séparateur gaz/liquide. Dans le premier cas, il s'agit d'une extension non chicanée du réacteur, tandis que dans le second, la zone de séparation est une entité à part dont la géométrie peut être adaptée de façon à améliorer le désengagement du gaz. Le séparateur joue en effet un rôle essentiel puisqu'il détermine la quantité de gaz dans la descente et

influe donc grandement sur la vitesse de recirculation du liquide. Les gazosiphons présentent encore l'avantage de réduire le rétomélange rencontré dans les colonnes à bulles simples tout en assurant de bons transferts de matière et de chaleur. Un avantage supplémentaire provient aussi du fait que le cisaillement est bien plus faible que dans un réacteur mécaniquement agité, ce qui permet de mettre en jeu des réactions biologiques avec des micro-organismes fragiles dans des conditions plus favorables à leur développement. Le principal inconvénient de ces réacteurs est qu'ils sont très sensibles à toute modification de la géométrie. Les conditions opératoires des colonnes à bulles simples et des gazosiphons sont comparées sur la Figure 4.

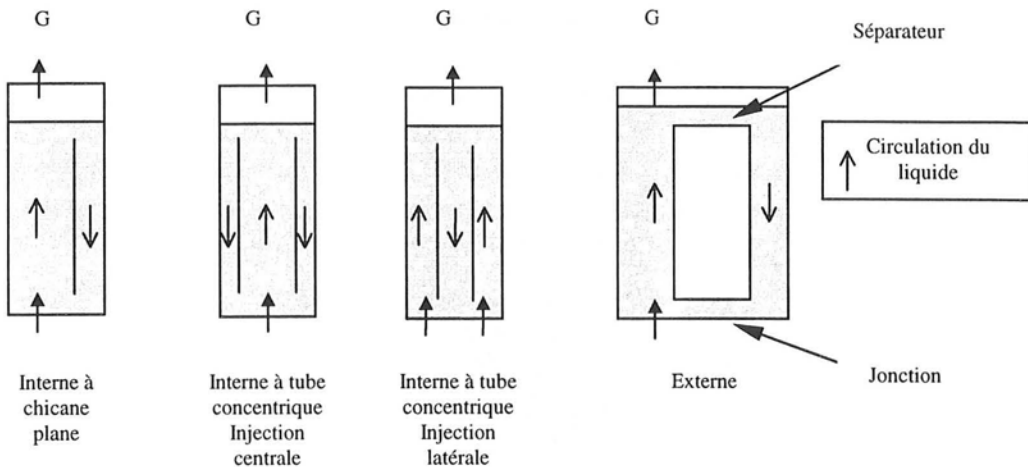


Figure 3. Réacteurs à gazosiphon.

Le dimensionnement des colonnes à bulles consiste à déterminer la géométrie de ces réacteurs en fonction des paramètres opératoires (débits des phases, pression, températures d'entrée et de sortie et composition des phases à l'entrée) et des données du procédé (propriétés physico-chimiques des phases, aspects thermodynamiques et cinétiques des réactions). Dans le cas d'une colonne simple, la géométrie se résume a priori à son diamètre et sa hauteur. Dans le cas des réacteurs à boucle, il faut ajouter aux caractéristiques géométriques précédentes le rapport des aires des sections de montée et de descente, ainsi que la géométrie des zones de séparation et de jonction dans le cas d'une boucle externe. En réalité, un autre paramètre essentiel est la géométrie du système de distribution du gaz qui conditionne la qualité de la dispersion initiale. Les distributeurs usuellement employés sont des dispositifs statiques mono- ou multi-orifices (Figure 5). Il existe d'ailleurs de nombreuses géométries autres que celles de la figure 5 : croix, couronne, peigne... Des distributeurs dynamiques avec injection commune du gaz et du liquide par une buse sont parfois utilisés mais bien plus rarement que les précédents.

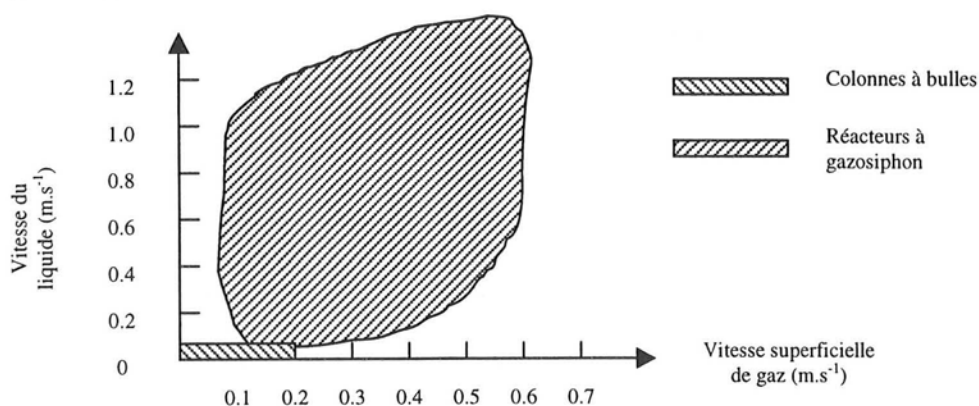


Figure 4. Réacteurs à gazosiphon et leurs variantes d'après Merchuk (1993).

Que ce soit pour les colonnes à bulles ou leurs différentes variantes, le dimensionnement de ces réacteurs reste extrêmement délicat. En effet, l'hydrodynamique et les phénomènes de transfert sont très sensibles aux conditions opératoires, aux propriétés physico-chimiques des phases et aux dimensions géométriques. Une légère modification d'un de ces paramètres peut entraîner une forte altération des performances globales du réacteur. De plus, certains phénomènes tels que l'aptitude à la coalescence du système ou le rôle du distributeur sont toujours difficilement quantifiables. En conséquence, le dimensionnement des colonnes à bulles reste fondé, faute de mieux, sur des approches empiriques. Les études expérimentales sont utilisées afin de déterminer l'influence des différents paramètres, leur importance relative et les tendances générales. L'extrapolation des données obtenues en laboratoire aux systèmes de taille industrielle est en revanche peu fiable. La modélisation des colonnes à bulles met en jeu des modèles simples tels que la cascade de cellules parfaitement agitées ou le réacteur piston avec dispersion axiale qui masquent la complexité des phénomènes derrière des paramètres ajustables. Ces représentations ont pour effet d'ignorer totalement les propriétés dynamiques de l'écoulement polyphasique et ne sont pas capables de prédire correctement le fonctionnement d'un réacteur de taille industrielle.



Figure 5. Différents types de distributeurs statiques de gaz d'après Deckwer (1992).

Le but de la présente étude est donc de mettre en œuvre, dans le cadre du Génie Chimique et plus spécifiquement pour les réacteurs à agitation pneumatique, de nouvelles techniques issues de la mécanique des fluides tant au niveau de la mesure que de la simulation numérique. La combinaison de méthodes de mesure capables de décrire précisément l'écoulement et de moyens de calculs puissants et rapides a pour objectif de permettre à la fois une meilleure compréhension et une meilleure prise en compte des phénomènes locaux dans les écoulements polyphasiques. Devant l'ampleur de la tâche, le présent travail est limité à l'amélioration du modèle d'écoulement dans les réacteurs gaz/liquide en l'absence de solide. Comme seul l'aspect hydrodynamique a été étudié dans le cadre de maquettes froides, les transferts de matière et de chaleur, le mélange et l'amélioration du modèle de réacteur nécessiteront ultérieurement des travaux supplémentaires. En revanche, ce travail présente l'originalité de regrouper trois thèmes distincts mais néanmoins intimement liés : métrologie, étude expérimentale de deux réacteurs et simulation numérique. Il comporte également une importante étude bibliographique des principales caractéristiques des écoulements gaz/liquide à bulles (Chapitre I) et de l'hydrodynamique des colonnes à bulles et des réacteurs dérivés (Chapitre II).

La partie métrologie comprend une revue assez complète des différentes méthodes de mesure locales utilisables dans les milieux gaz/liquide à bulles ainsi que la description de leurs principales limitations (Annexe A). Suite à cette étude, les techniques disponibles au laboratoire ont été améliorées lorsque cela était possible, et plusieurs méthodes de mesure et traitements de signaux ont été développés et mis en œuvre, essentiellement pour la mesure de la vitesse locale du liquide et de ses fluctuations. Certaines de ces techniques sont originales, tout au moins dans le domaine du

Génie Chimique. Le développement, la mise en œuvre et la validation de ces techniques sont décrites dans le Chapitre III.

L'étude expérimentale a été effectuée sur trois réacteurs : une colonne à bulle fermée au liquide et deux réacteurs à gazosiphon à recirculation externe, en utilisant des techniques de mesure déjà disponibles et celles mises au point précédemment. Tout d'abord, une étude des régimes d'écoulement et des transitions de régime a été réalisée (Chapitre IV). Il s'agit en effet d'un préalable indispensable à la suite de ce travail. Ensuite, une description complète de l'hydrodynamique locale et des propriétés dynamiques des bulles de deux des trois réacteurs étudiés est proposée. La colonne à bulles est étudiée en détail dans le Chapitre V et un des deux réacteurs à gazosiphon dans le Chapitre VI. Un accent particulier a été mis sur la description de l'hydrodynamique de la phase liquide qui est de loin la moins bien connue. Les résultats ont été obtenus à chaque fois avec plusieurs systèmes de distribution du gaz de façon à s'approcher le plus possible des deux cas limites que sont une distribution uniforme du gaz sur la section et une distribution ponctuelle par un orifice. Cette étude expérimentale nous a donc également permis de mettre en évidence le rôle fondamental du distributeur ainsi que les principales différences entre les écoulements en colonne à bulles et dans un réacteur à gazosiphon.

La partie Mécanique des Fluides Numérique repose sur l'utilisation du logiciel commercial FLUENT[®] et fait suite au travail de Baba-Aïssa (1998). Tout d'abord, les avantages et limitations de ce code de calcul ont été étudiés. Ensuite, différentes formulations des forces et du modèle de turbulence ont été utilisées. Les résultats des simulations numériques dans les différentes configurations étudiées et avec les différentes formulations utilisées ont été comparés aux mesures expérimentales obtenues précédemment. Ces résultats, ainsi que les comparaisons avec les mesures, sont reportés respectivement dans le chapitre V pour la colonne à bulles et le chapitre VI pour le réacteur à gazosiphon. Ils nous ont permis en fin de compte de proposer la formulation la plus adéquate parmi celles que nous avons pu mettre en œuvre avec FLUENT[®] pour décrire les différents réacteurs étudiés. A partir de ces résultats, nous avons pu estimer la capacité de ce logiciel commercial à prédire correctement l'écoulement dans les colonnes à bulles et les réacteurs à gazosiphon, ce qui nous a permis de mettre en lumière les qualités et limitations actuelles de ce type d'approche.

CHAPITRE I
LES ECOULEMENTS A BULLES :
GENERALITES

I. ECOULEMENTS A BULLES : GENERALITES

Dans cette partie, nous allons tout d'abord présenter les écoulements gaz/liquide dans leur ensemble ainsi que leurs différentes configurations ou régimes d'écoulement. Cela nous permettra d'introduire le cas particulier des écoulements dans lesquels la phase gaz est une phase dispersée qui se déplace sous forme de bulles. Pour ce type d'écoulement, nous nous intéresserons au comportement respectif de chacune des phases. Nous insisterons notamment sur la description des forces s'exerçant sur les bulles et sur celle de la turbulence dans la phase liquide. Enfin, nous aborderons également les différentes approches actuellement à notre disposition afin de modéliser ce type d'écoulement.

I.1. Régimes d'écoulement

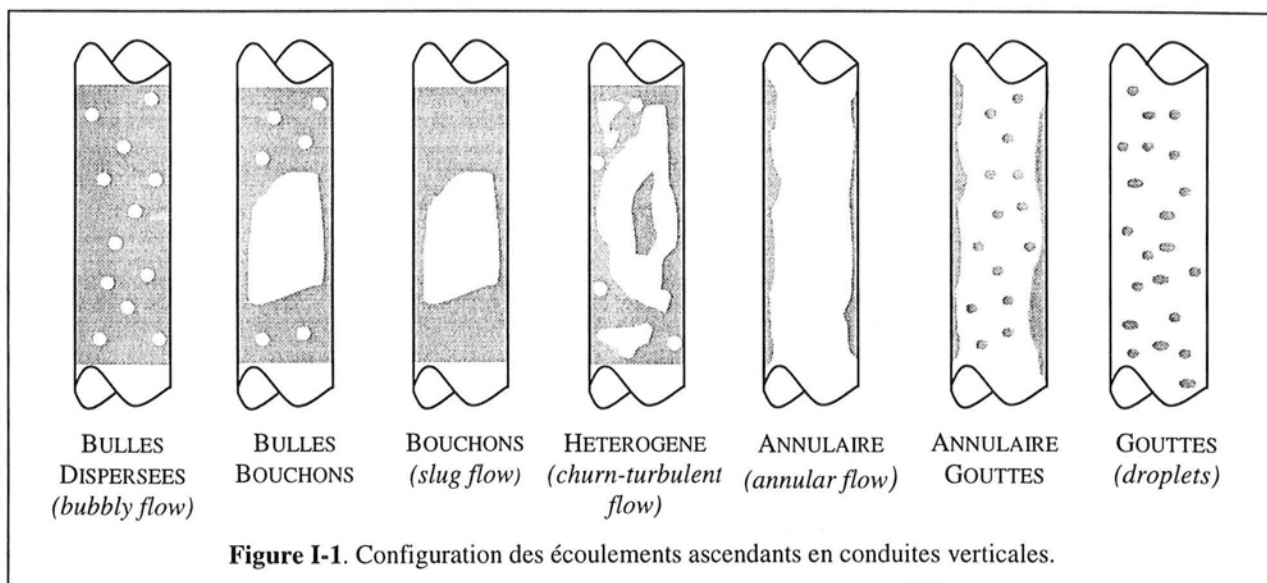
Parmi les différents types d'écoulements diphasiques (gaz/liquide, gaz/solide, liquide/solide, liquide/liquide), les écoulements gaz/liquide comptent parmi les plus complexes car ils sont caractérisés par la présence simultanée d'une phase compressible et d'une interface déformable. A débits de gaz et de liquide fixés, la distribution spatiale des interfaces gaz/liquide peut prendre une infinité de formes. Heureusement, certains phénomènes limitent le nombre des possibilités envisageables, ce qui permet de définir des classes d'écoulements communément appelées *configurations* ou *régimes*. Ces dernières correspondent aux différentes distributions spatiales des interfaces possibles. A chaque configuration est associée une structure géométrique des interfaces (bulles, bouchons, films...) et des dimensions caractéristiques propres (diamètres de bulles ou de gouttes, épaisseur de film...).

Historiquement, la notion de régime est fondée sur un examen visuel de l'écoulement. Elle reste toutefois de première importance. En effet l'hydrodynamique et les phénomènes de transfert sont fortement liés à la structure de l'écoulement. La connaissance du régime est par conséquent un préalable indispensable à toute tentative de modélisation car il est nécessaire de prendre en compte les phénomènes de transport et les interactions propres à la configuration mise en jeu. Or, plus d'une dizaine de régimes différents ont été décrits pour le seul cas des écoulements gaz/liquide.

La topologie et les conditions d'existence de ces régimes dépendent également de la géométrie du système étudié (vertical, horizontal, incliné) et du mode d'introduction des fluides (co-courant, contre-courant). Dans la présente étude, nous n'aborderons que le cas des écoulements verticaux à co-courant ascendant. Les différentes configurations peuvent alors être regroupées en trois grandes catégories :

- les écoulements à phases dispersées ;
- les écoulements de transition ou intermittents ;
- les écoulements à phases séparées.

Parmi les écoulements à phases dispersées, on peut recenser les écoulements à bulles et à gouttes. L'écoulement à phases séparées le plus fréquemment rencontré est l'écoulement annulaire. Les écoulements intermittents sont les plus difficiles à définir et la distinction entre les configurations n'est pas toujours très claire. On peut cependant mettre en évidence les écoulements en bouchons et les écoulements de transition bulles-bouchons, bouchons-annulaire (régime hétérogène), annulaire-gouttes. La figure I-1 résume les configurations précédemment citées. La transition entre les configurations s'effectue en augmentant le débit de gaz lorsqu'on se déplace de gauche à droite sur cette figure. Des cartes d'écoulement sont disponibles dans la littérature. On citera notamment celles proposées par Dukler et coll. (1986) pour les conduites de moins de 15 cm de diamètre.



I.2. Grandeurs caractéristiques et notations

Dans ce paragraphe, nous définirons les grandeurs nécessaires à la description des écoulements gaz/liquide et les notations que nous utiliserons dans la suite de ce travail. Les variables caractérisant les phases gaz et liquide porteront respectivement les indices G et L .

I.2.1. Répartition spatiale des phases

On appelle *indicateur de phase* la fonction $\chi(x,y,z,t)$ telle que :

- $\chi=1$ lorsque le point de coordonnées (x,y,z) est occupé par le gaz à l'instant t ;
- $\chi=0$ lorsque le point de coordonnées (x,y,z) est occupé par le liquide à l'instant t .

Le *taux de rétention de la phase gaz* ou *taux de vide local* est alors défini par

$$\varepsilon_G = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T \chi(t) dt \quad (I-1)$$

et correspond à la moyenne temporelle de l'indicateur de phase sur une période d'observation T assez longue. Il est alors possible de définir le *taux de vide moyen* selon une corde, une section ou un volume. Par la suite, nous ne nous intéresserons essentiellement qu'à la valeur locale du taux de vide ainsi qu'à sa moyenne en volume. Cette dernière correspond au rapport du volume de gaz au volume total de dispersion. Nous la noterons $\langle \varepsilon_G \rangle$ (Eq.I-2).

$$\langle \varepsilon_G \rangle = \frac{1}{V} \iiint_V \varepsilon_G dV = \frac{V_G}{V} \quad (I-2)$$

De même, il est possible d'introduire le *taux de rétention de la phase liquide* par analogie avec les équations I-1 et I-2. Les valeurs locales et moyennes des rétentions des deux phases sont de toute façon reliées par les relations simples :

$$\begin{aligned} \varepsilon_G + \varepsilon_L &= 1 \\ \langle \varepsilon_G \rangle + \langle \varepsilon_L \rangle &= 1 \end{aligned} \quad (I-3)$$

I.2.2. Débits et vitesses des phases

Le débit massique total sera représenté par le symbole \dot{W} . Il correspond à la somme des flux massiques partiels des deux fluides. De même nous pouvons définir le débit volumique total \dot{Q} à partir des flux partiels des deux phases :

$$\begin{aligned} \dot{W} &= \dot{W}_G + \dot{W}_L \\ \dot{Q} &= \dot{Q}_G + \dot{Q}_L \end{aligned} \quad (I-4)$$

Dans la suite de ce travail, nous utiliserons essentiellement les grandeurs volumiques sauf lorsqu'il sera fait appel à la qualité de l'écoulement X obtenue par la relation :

$$X = \frac{\dot{W}_G}{\dot{W}} \quad (I-5)$$

L'utilisation des deux types de grandeurs est de toute façon équivalente puisqu'elles sont reliées par

$$\dot{W}_i = \rho_i \dot{Q}_i \quad (I-6)$$

où ρ_i est la masse volumique de la phase i .

En divisant le débit par l'aire de la section droite de l'écoulement A , nous pouvons définir la densité de flux volumique ou *vitesse superficielle* de la phase i à partir du flux total correspondant :

$$\langle j_i \rangle = \frac{\dot{Q}_i}{A} \quad (I-7)$$

De même, la densité totale de flux $\langle j \rangle$ correspond à la somme des densités partielles :

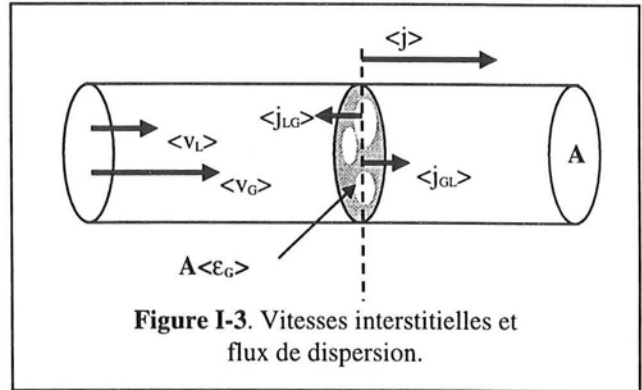
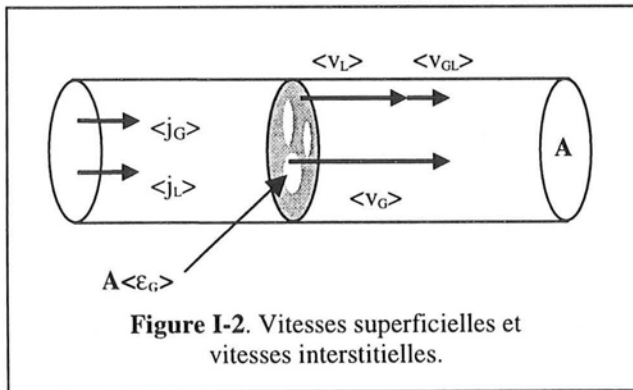
$$\langle j \rangle = \langle j_G \rangle + \langle j_L \rangle \quad (I-8)$$

Etant donné que chaque phase i s'écoule sur une section effective $\langle \epsilon_i \rangle \cdot A$ de l'écoulement, les vitesses vraies ou *vitesses interstitielles* $\langle v_i \rangle$ de chaque phase se déduisent des vitesses superficielles par les relations suivantes :

$$\begin{aligned} \langle j_G \rangle &= \langle \epsilon_G \rangle \cdot \langle v_G \rangle \\ \langle j_L \rangle &= (1 - \langle \epsilon_G \rangle) \cdot \langle v_L \rangle \end{aligned} \quad (I-9)$$

Il est alors possible d'introduire la vitesse de glissement ou vitesse relative d'une phase par rapport à l'autre $\langle v_{GL} \rangle$ ainsi que le coefficient de glissement K qui correspond au rapport des vitesses interstitielles des phases (Eq.I-10). Les relations entre $\langle j_G \rangle$, $\langle j_L \rangle$, $\langle v_G \rangle$, $\langle v_L \rangle$ et $\langle v_{GL} \rangle$ sont résumées graphiquement sur la figure I-2.

$$\begin{aligned} \langle v_{GL} \rangle &= \langle v_G \rangle - \langle v_L \rangle \\ \langle K \rangle &= \frac{\langle v_G \rangle}{\langle v_L \rangle} \end{aligned} \quad (I-10)$$



Les vitesses superficielles, les vitesses interstitielles et la vitesse de glissement peuvent également être définies au niveau local en tout point de l'écoulement. Les grandeurs locales sont reliées aux grandeurs moyennes par les relations suivantes :

$$\langle v_i \rangle = \frac{1}{A} \int v_i dA \quad \text{et} \quad \langle j_i \rangle = \frac{1}{A} \int \epsilon_i v_i dA \quad (I-11)$$

I.2.3. Densité de flux de dispersion ou *Drift Flux*

La vitesse barycentrique ou vitesse moyenne de l'ensemble est égale à $\langle j \rangle$. Plaçons-nous dans le référentiel mobile se déplaçant à la vitesse du barycentre. On peut alors définir les vitesses des phases relativement à l'ensemble. Ces dernières sont appelées *vitesses de dispersion* et sont obtenues par les relations :

$$\begin{aligned} \langle v_{Gj} \rangle &= \langle v_G \rangle - \langle j \rangle \\ \langle v_{Lj} \rangle &= \langle v_L \rangle - \langle j \rangle \end{aligned} \quad (\text{I-12})$$

Par analogie avec l'équation I-9, on peut évaluer les « flux de dispersion » ou *drift flux* à partir des vitesses de dispersion.

$$\begin{aligned} \langle j_{GL} \rangle &= \langle \varepsilon_G \rangle \cdot (\langle v_G \rangle - \langle j \rangle) = (1 - \langle \varepsilon_G \rangle) \cdot \langle j_G \rangle - \langle \varepsilon_G \rangle \cdot \langle j_L \rangle \\ \langle j_{LG} \rangle &= (1 - \langle \varepsilon_G \rangle) \cdot (\langle v_L \rangle - \langle j \rangle) = \langle \varepsilon_G \rangle \cdot \langle j_L \rangle - (1 - \langle \varepsilon_G \rangle) \cdot \langle j_G \rangle \end{aligned} \quad (\text{I-13})$$

En injectant l'équation I-9 dans I-13 puis en utilisant I-10, on obtient :

$$\langle j_{GL} \rangle = -\langle j_{LG} \rangle = \langle \varepsilon_G \rangle (1 - \langle \varepsilon_G \rangle) \langle v_{GL} \rangle \quad (\text{I-14})$$

Le flux de dispersion est donc proportionnel à la vitesse de glissement. Il possède de plus une importante propriété de symétrie puisque $\langle j_{GL} \rangle = -\langle j_{LG} \rangle$. Les relations précédentes sont résumées graphiquement sur la figure I-3. Le concept de « drift flux » joue un rôle important dans les écoulements dominés par la gravité comme ceux que l'on rencontre dans les colonnes à bulles.

I.3. Écoulements à bulles dispersées

Nous allons maintenant nous intéresser aux écoulements à bulles dispersées. A cette fin, nous décrirons dans un premier temps les différentes forces s'exerçant sur une bulle. Pour cela, nous reporterons les différents effets décrits dans la littérature et montrerons leurs importances respectives sur le comportement de l'écoulement. Nous étudierons ensuite les caractéristiques des bulles que sont la taille, la morphologie et la vitesse terminale ascensionnelle, ainsi que les relations qui les lient. Nous verrons alors comment il est possible de prendre en compte la turbulence de la phase continue dans ces écoulements et les différents modèles proposés par la mécanique des fluides. Enfin, nous aborderons sommairement les phénomènes complexes que sont les interactions bulles/bulles ainsi que les phénomènes de coalescence et de rupture des bulles.

Globalement, nous pouvons déjà dire que les écoulements à bulles sont extrêmement complexes. En conséquence, le nombre de variables indépendantes du problème est très grand et l'établissement de relations caractéristiques du système met donc en jeu de nombreux paramètres adimensionnels. Parmi ces variables, nous pouvons distinguer les propriétés physico-chimiques des phases (les viscosités μ_L et μ_G , les masses volumiques ρ_L et ρ_G et la tension superficielle de la phase liquide σ_L), la distribution des tailles de bulles (représentée le plus souvent par une ou plusieurs dimensions caractéristiques que nous noterons de façon générale d_p), les vitesses des phases (notamment la vitesse relative $\langle v_{GL} \rangle$) ainsi que les grandeurs liées aux principales forces agissant sur l'écoulement^o: g pour la force de gravité et T la force de traînée (qui sera définie par la suite au §I.3.1.1). Les principaux nombres adimensionnels combinant ces variables sont résumés dans le tableau I-1. On notera que d_p est le diamètre de la sphère de même volume que la bulle lorsque cette dernière n'est pas sphérique.

I.3.1. Forces s'exerçant sur les bulles

La description des forces s'exerçant sur un élément de la phase dispersée est un préalable indispensable à l'étude de la dispersion dans son ensemble car elle permet de mettre en évidence les

interactions entre les particules et la phase continue. Bien souvent, les résultats obtenus pour une particule sont extrapolés, faute de mieux, à l'ensemble de la dispersion bien que cette approximation ne soit valable qu'aux fortes dilutions pour lesquelles les interactions particules/particules sont négligeables. Les forces mises en jeu peuvent être classées suivant plusieurs critères. Il peut tout d'abord s'agir de forces de volume ou de surface. Certains de ces effets, comme la gravité, existent même lorsque l'écoulement est au repos. D'autres, comme la traînée, n'apparaissent qu'en présence d'un mouvement. Une dernière classe de forces regroupe les effets purement instationnaires qui précèdent l'établissement du régime permanent. Toutes ces interactions permettent d'équilibrer les forces d'inertie. Le tableau I-2 résume les caractéristiques des principales forces qui conditionnent les écoulements gaz-liquide.

Désignation	Expression	Utilisation
Coefficient de Traînée	$C_D = \frac{\ \vec{T}\ }{\frac{1}{2} \rho_L A_p < v_{GL} >^2}$	Frottement interfacial
Nombre de Reynolds	$Re_p = \frac{\rho_L < v_{GL} > d_p}{\mu_L}$	Générale
Nombre de Weber	$We = \frac{\rho_L < v_{GL} >^2 d_p}{\sigma_L}$	Taille et morphologie des bulles
Nombre de Froude	$Fr = \frac{< v_{GL} >^2}{gd_p}$	Vitesse et taille des bulles
Nombre d'Eötvös	$Eö = \frac{gd_p^2(\rho_L - \rho_G)}{\sigma_L}$	Taille et morphologie des bulles
Nombre d'Archimède	$Ar = \frac{\rho_G gd_p^3(\rho_L - \rho_G)}{\mu_G^2}$	Vitesse et taille des bulles
Nombre de Morton	$Mo = \frac{g\mu_L^4}{\rho_L \sigma_L^3}$	Taille et morphologie des bulles
Rapport des viscosités	$\kappa = \frac{\mu_G}{\mu_L}$	Propriétés des phases
Rapport des masses volumiques	$R = \frac{\rho_G}{\rho_L}$	Propriétés des phases

Tableau I.1. Nombres adimensionnels caractéristiques des écoulements gaz-liquide.

Si on note \vec{F}_i les forces d'inertie, il vient pour le bilan de forces sur une bulle :

$$\vec{F}_i = \vec{F}_g + \vec{F}_{po} + \vec{T} + \vec{L} + \vec{F}_{mv} + \vec{F}_{autres} \quad (I-15)$$

Parmi les forces que nous venons de citer, il est des forces dont l'expression mathématique ainsi que le rôle sur la structure de l'écoulement ne sont toujours pas clairement établis. Plusieurs formulations sont souvent en concurrence. C'est notamment le cas pour la force de portance. C'est pourquoi nous allons maintenant décrire individuellement les différentes interactions. D'autres effets purement instationnaires n'ont pas été reportés dans le tableau I-2 parce qu'ils sont rarement pris en compte par les modèles de la littérature. Dans le bilan I-15, ils ont été rassemblés sous la dénomination \vec{F}_{autres} . Dans la suite, nous les décrirons sans les détailler et aborderons également les effets de tension de surface. A titre de complément, le lecteur consultera la synthèse de Jakobsen et coll. (1997).

Désignation	Vecteur	Direction	Type de force	Existence
Gravité	F_g	Verticale	Volume	Repos
Poussée	F_{po}	Verticale	Surface	Repos
Traînée	T	Opposée au Mouvement	Surface	Mouvement
Portance (Lift)	L	Perpendiculaire au Mvt	Surface	Mouvement
Masse Virtuelle	F_{mv}	Opposée à l'inertie du gaz	Volume	Instationnarité

Tableau I.2. Description des principales forces agissant sur les bulles.

1.3.1.1. Forces d'Inertie

La force d'inertie qui apparaît dans le bilan de forces a deux origines distinctes. La première est évidemment l'inertie de la particule, la seconde est l'inertie du liquide qui provient du fait qu'on étudie le mouvement relatif des bulles dans celui-ci. Les forces d'inertie peuvent donc être mises sous la forme suivante :

$$\vec{F}_i = \rho_G V_p \frac{D\vec{v}_G}{Dt} - \rho_L V_p \frac{D\vec{v}_L}{Dt} \quad (I-16)$$

On notera que l'inertie du gaz est en général négligée devant celle de la phase continue à cause du rapport des masses volumiques. Les effets de l'inertie sont assez complexes. Ils sont essentiellement transitoires et dépendent fortement de la géométrie du système.

1.3.1.2. Force de gravité et de Poussée

Le champ de pesanteur terrestre exerce sur les particules une force de volume telle que :

$$\vec{F}_g = \rho_G \cdot \vec{g} \cdot V_p \quad (I-17)$$

La poussée d'Archimède est en revanche une force de surface qui résulte de la distribution hydrostatique des pressions autour de la bulle. En conséquence, elle existe même au repos. Formellement, elle s'écrit :

$$\vec{F}_{po} = -\rho_L \cdot \vec{g} \cdot V_p \quad (I-18)$$

Dans le cas de bulles de gaz, on obtient un effet stationnaire vertical dirigé vers le haut :

$$\vec{F} = \vec{F}_g + \vec{F}_{po} = (\rho_G - \rho_L) \cdot \vec{g} \cdot V_p \quad (I-19)$$

Lorsque l'inertie est nulle (régime stationnaire, écoulement établi), la force définie par la relation I-19 est la seule force motrice du système qui est alors équilibrée par la force de traînée (I.3.1.3). L'écriture de ce bilan simplifié permet de retrouver la vitesse terminale ascensionnelle des bulles.

I.3.1.3. Force de Traînée

Cette force de première importance est la résultante tangentielle des effets stationnaires des frottements interfaciaux qui s'opposent au mouvement de la bulle dans le liquide. Elle a pour origines essentielles la distribution non hydrostatique des pressions engendrée par le mouvement autour de la particule ainsi que les frottements tangentiels dus aux effets de viscosité des fluides. Elle est fortement liée à la topologie du sillage de la bulle. Toutefois la taille du sillage ainsi que le mouvement du fluide en son sein sont encore trop mal connus pour pouvoir être analysés correctement. La traînée est présentée en général sous la forme suivante :

$$\vec{T} = \rho_L \cdot C_D \cdot A_p \cdot \langle v_{GL} \rangle \cdot (\vec{v}_L - \vec{v}_G) \quad (I-20)$$

où A_p est l'aire projetée de la particule dans le plan perpendiculaire à la direction de l'écoulement. Le coefficient de traînée C_D (Tableau I-1) peut être évalué à partir de corrélations mettant en jeu les nombres adimensionnels caractéristiques de l'écoulement gaz/liquide. Une description plus complète du comportement de C_D sera donnée ultérieurement (I.3.2). De nombreuses formes ont été proposées dans la littérature, mais en général on retient l'approximation suivante lorsque les bulles sont à peu près sphériques (Schuh et coll., 1989):

$$\begin{aligned} C_D &= \frac{24}{Re_p} (1 + 0.15 \cdot Re_p^{0.687}) & Re_p < 200 \\ C_D &= \frac{24}{Re_p} (0.914 \cdot Re_p^{0.282} + 0.135 \cdot Re_p) & 200 < Re_p < 2500 \\ C_D &= 0.4008 & Re_p > 2500 \end{aligned} \quad (I-21)$$

Il est également possible d'utiliser l'expression suggérée par Clift et coll. (1978) pour les bulles ellipsoïdales que l'on rencontre avec le système eau/air.

$$C_D = \frac{0.622}{0.235 + \frac{1}{E\ddot{o}}} \quad 500 < Re_p < 5000 \quad (I-22)$$

Une forme simplifiée des équations I-21 est également applicable pour les bulles faiblement déformées (Schiller et Naumann, 1935) :

$$\begin{aligned} C_D &= \frac{24}{Re_p} (1 + 0.15 \cdot Re_p^{0.687}) & Re_p < 1000 \\ C_D &= 0.44 & Re_p > 1000 \end{aligned} \quad (I-23)$$

Toutefois comme $\langle v_{GL} \rangle \approx 0.2 \text{ m.s}^{-1}$ pour des bulles de 1 à 10 mm avec le système eau/air, Schwarz et Turner (1988) ont proposé une forme réduite pour l'expression I-20 :

$$\vec{T} = C_W \cdot (\vec{v}_L - \vec{v}_G) \quad (I-24)$$

avec $C_W = 5.10^4 \text{ kg m}^{-3} \text{ s}^{-1}$. Nous noterons également l'intéressant travail de Grienberger et Hofmann (1992) qui ont modifié la formule précédente en considérant que la valeur du coefficient de traînée présente une variation radiale en présence d'une paroi dans le cas d'une conduite cylindrique de rayon R_c . On obtient alors :

$$C_D = C_W \cdot \left(2.2 - 1.7 \sqrt{\frac{r}{R_c}} \right) \quad (I-25)$$

Le coefficient de traînée est donc supposé décroître à proximité de la paroi, ce qui correspond à une augmentation de la vitesse relative des bulles dans cette zone et peut rendre compte de la variation radiale du taux de vide local (II.2.1).

Toutes les formulations que nous venons de décrire ne sont valables qu'aux faibles taux de vide lorsque les interactions entre les bulles sont négligeables. Il est évident que le taux de vide influence fortement la valeur de C_D , mais il n'existe pour l'instant aucune description générale capable de rendre compte de façon satisfaisante de cette influence selon Jakobsen et coll. (1997). Nous retiendrons cependant que la vitesse des bulles en essaim est souvent supérieure à la vitesse d'une bulle isolée (Krishna et coll., 1999a), alors que c'est le comportement opposé qui est observé pour des particules solides.

1.3.1.4. Force de portance ou de lift

Cette force est la résultante latérale des forces interfaciales et a pour origine de nombreux effets qui sont, entre autres, la rotation des bulles sur elles-mêmes (effet Magnus), la présence d'un cisaillement ou encore celle des fluctuations dues à la turbulence de la phase liquide. Aucune théorie n'est pour l'instant unanimement reconnue.

La force de lift est le plus souvent décrite à partir du simple effet Magnus qui correspond à une distribution asymétrique des pressions autour d'une bulle en rotation. Si la bulle tourne avec une vitesse angulaire constante Ω , la force de lift peut être évaluée par l'expression suivante :

$$\vec{L} = \rho_L \cdot \frac{\pi d_p^2}{4} \cdot V_p \cdot (\vec{v}_L - \vec{v}_G) \wedge \vec{\Omega} \quad (\text{I-26})$$

Sa direction est orthogonale à celle du déplacement de la particule. Dans un fluide visqueux avec un profil de vitesse parabolique, la rotation d'une sphère engendrée par le cisaillement se traduit par un déplacement latéral de cette particule vers la paroi si celle-ci a une vitesse plus élevée que le fluide et par un déplacement vers le centre dans l'autre cas.

Mais il a également été démontré que des particules qui ne tournent pas subissent tout de même une force latérale. Cette force de lift additionnelle est connue sous le nom de force de Saffman. Auton (1987) a proposé la formulation suivante :

$$\vec{L} = \rho_L \cdot C_L \cdot V_p \cdot (\vec{v}_L - \vec{v}_G) \wedge \text{rot}(\vec{v}_L) \quad (\text{I-27})$$

avec $C_L=0.5$ pour les particules sphériques. Cependant, cette valeur dépend fortement de l'écoulement et des valeurs inférieures à 0.01 ont été proposées dans la littérature pour les écoulements à bulles. La force de Saffman provoque un déplacement de la particule dans le même sens que celui induit par l'effet Magnus. Elle pourrait être à l'origine du profil radial du taux de vide observé dans les réacteurs à agitation pneumatique (II.2.1). Malheureusement, la formule I-27 induit un mouvement préférentiel des bulles vers la paroi contraire à ce qui est observé en pratique. Torvik et Svendsen (1990) ont proposé de changer le signe du coefficient C_L pour obtenir un bon accord entre le modèle théorique et les résultats expérimentaux. Cette hypothèse a été fortement contestée par plusieurs auteurs qui expliquent ce comportement par le fait que le modèle de Torvik et Svendsen (1990) suppose l'uniformité de la taille des bulles. Une autre interprétation possible est la présence d'une force centrifuge engendrée par la composante tangentielle des vitesses qui s'opposerait à l'effet classique du lift. Le débat est ouvert depuis et le problème n'a toujours pas été définitivement tranché. Il semble cependant que la déformation des bulles a un effet majeur sur le comportement de la force de lift (Figure I-4) et des valeurs négatives de C_L ont été mesurées selon Jakobsen et coll. (1997). Un effet de paroi qui tend à repousser les bulles vers le centre des colonnes a également été mis en évidence, de même que l'influence des interactions bulles/bulles.

Le comportement des forces latérales est donc extrêmement complexe et il n'existe aucune formulation générale lorsque les bulles sont déformées. C'est pourquoi les forces latérales sont rarement prises en compte par les modèles d'écoulement.

I.3.1.5. Force de Masse Ajoutée (ou de Masse Virtuelle)

Cette action représente la force requise pour accélérer le fluide de la phase continue qui entoure la bulle et qui modifie les forces d'inertie. En général, elle peut être négligée dans le cas de particules solides. Elle joue en revanche un rôle important dans les phénomènes transitoires concernant les bulles, notamment dans la région du distributeur d'une colonne à bulles d'après Delnoij et coll. (1997). Elle s'oppose aux effets de l'inertie du liquide en retardant l'accélération ou le ralentissement des bulles. Drew et Lahey (1993) et Delnoij et coll. (1997) recommandent la formulation proposée par Auton (1987) :

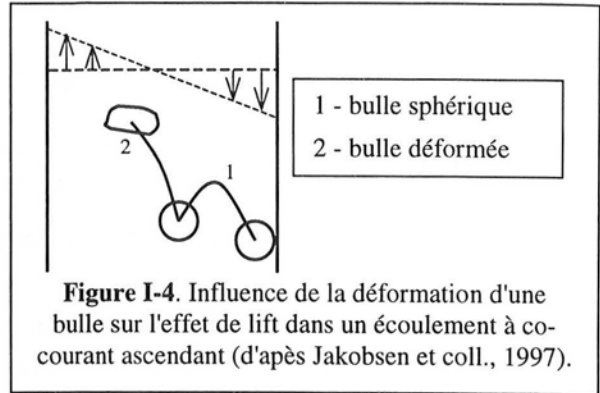


Figure I-4. Influence de la déformation d'une bulle sur l'effet de lift dans un écoulement à courant ascendant (d'après Jakobsen et coll., 1997).

$$\vec{F}_{mv} = \rho_L \cdot C_{mv} \cdot V_p \cdot \left[\frac{D\vec{v}_L}{Dt} - \frac{D\vec{v}_G}{Dt} \right] \quad (I-28)$$

où C_{mv} est un coefficient dont la valeur théorique est 0.5 pour les particules sphériques. L'influence de la force de masse virtuelle a également été étudiée par Cook et Harlow (1987). Pour le système eau/air, ces auteurs ont suggéré de prendre $C_{mv} = 0.25$ pour les bulles déformées, alors que Drew et Lahey (1993) ont proposé de poser l'égalité $C_{mv} = C_L$. Boisson et Malin (1996) ont en revanche utilisé la formulation suivante :

$$C_{mv} = 0.5 \cdot [1 + 2.78 \cdot (1 - \epsilon_L)] \quad (I-29)$$

Cependant, il semble qu'expérimentalement C_{mv} décroît lorsque le taux de vide augmente, ce qui est contraire au comportement prévu par l'équation I-29.

I.3.1.6. Forces de Tension Superficielle

La distribution des forces de pression autour des bulles est prise en compte par la force de traînée et la poussée. C'est du moins le cas en première approximation lorsqu'on peut considérer que les pressions dans et hors de la bulle sont égales. En revanche, si on s'intéresse aux mouvements et à la déformation de l'interface en plus du mouvement de la particule, il est nécessaire de prendre en considération les effets de tension superficielle à l'interface. L'égalité entre les pressions de part et d'autre de l'interface n'est alors plus respectée. Une représentation couramment employée (Drew et Lahey, 1993) regroupe les relations suivantes :

$$\begin{aligned} P_{Li} &= P_{Gi} - \frac{2\sigma_L}{R_e} \\ P_{Gi} &= P_G \\ P_{Li} &= P_L - k_e \cdot \rho_L \cdot \left\| \vec{v}_L - \vec{v}_G \right\|^2 \end{aligned} \quad (I-30)$$

Les indices L et G représentent respectivement le sein de la phase continue et des bulles, tandis que l'indice i signifie «à l'interface». R_e est le rayon de courbure local de la particule au point considéré (qui est égal à son rayon lorsque cette dernière est sphérique) et k_e un coefficient d'échange adimensionnel. De plus, il est parfois nécessaire d'ajouter à l'équation I-30 des termes supplémentaires qui prennent en compte les effets des gradients spatiaux de tension superficielle.

I.3.1.7. Autres forces

D'autres interactions sont parfois incluses dans le bilan de forces. Ce sont par exemple :

- La force de Basset ou terme de mémoire qui est associée à l'établissement de la couche limite et qui s'atténue comme $\frac{1}{\sqrt{t}}$. Son expression est :

$$\vec{F}_B = \frac{2}{3} d_p^2 \sqrt{\pi \rho_L \mu_L} \int_{t_0}^t \frac{1}{\sqrt{t-s}} \cdot \frac{D(\vec{v}_L - \vec{v}_G)}{Ds} ds \quad (I-31)$$

- La force de Faxen due aux effets de viscosité dans la phase continue qui est, comme la précédente, un effet purement instationnaire.
- Des forces d'origine thermodynamique qui permettent de satisfaire le second principe et qui sont citées par Drew et Lahey (1993).

Notons que pour rendre compte de l'écoulement au sein des colonnes à bulles, Ranade (1997) a proposé l'ajout de deux forces supplémentaires, une axiale et une latérale, aux forces décrites précédemment. La première serait engendrée par la contribution du sillage des bulles au mouvement axial et aurait la forme suivante

$$\vec{F}_{ax} = \rho_L \cdot C_{ax} \cdot V_p \cdot v_t \left(\frac{\partial \epsilon_G}{\partial r} \right) \cdot \left(\frac{\partial \vec{v}_L}{\partial r} \right) \quad (I-32)$$

où v_t est la viscosité turbulente et C_{ax} un coefficient de proportionnalité déterminé à partir des résultats expérimentaux. La seconde est une force radiale dirigée vers le centre de la colonne due au gradient radial de pression engendré par la présence d'une paroi. L'expression suivante est proposée par Ranade (1997) :

$$\vec{F}_{rad} = -\rho_L \cdot C_{rad} \frac{\epsilon_G \cdot (1 - \epsilon_G)}{d_p} \cdot V_p \cdot \langle v_{GL} \rangle^2 \left(2 - \frac{r}{R_c} \right) \cdot \left(1 + \frac{r}{R_c} \right)^{-1} \quad (I-33)$$

Ces formules n'ont cependant pas été rencontrées ailleurs dans la littérature et l'existence de ces forces n'est donc toujours pas communément reconnue.

I.3.2. Caractéristiques des bulles isolées

Le comportement des bulles, comme d'ailleurs celui des gouttes dans un fluide continu, est moins bien connu que celui des particules solides, essentiellement à cause de la déformation de la phase dispersée sous l'action des forces de frottement. La morphologie des bulles est donc fortement liée à leur taille et à leur vitesse relative par rapport à la phase continue. La principale méthode d'étude consiste à observer le comportement d'une bulle isolée dans un milieu infini lorsque le régime stationnaire est atteint. L'égalité de la résultante des forces de frottements ou traînée (Tableau I-2) et de la force de poussée (Eq.I-19) fait apparaître la vitesse terminale ascensionnelle des bulles $v_{b\infty}$ qui est, dans ces conditions, la vitesse relative des bulles $\langle v_{GL} \rangle$.

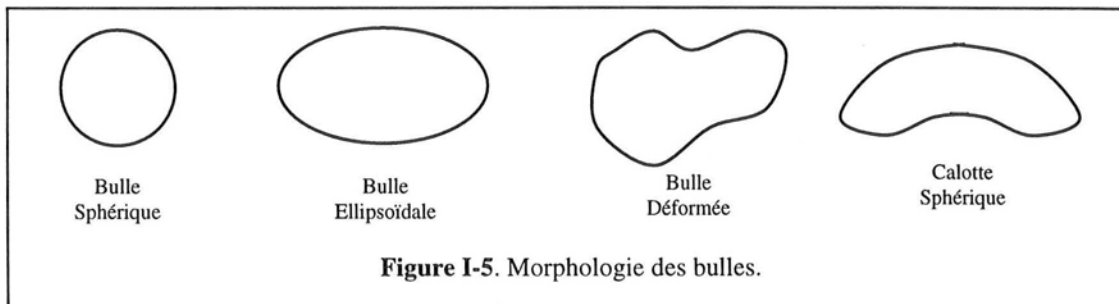


Figure I-5. Morphologie des bulles.

Globalement, quatre formes de bulles peuvent être rencontrées dans les écoulements comme le montre la figure I-5 : les *bulles sphériques*, *ellipsoïdales*, *déformées* ainsi que les *calottes sphériques*. Une méthode générale permettant de prédire la forme des bulles en fonction des conditions opératoires et des propriétés physico-chimiques des phases consiste à utiliser des diagrammes tels que ceux de Grace et coll. (1976) ou de Mersmann (1978) qui relient la morphologie des bulles aux nombres de Reynolds, d'Eötvös et de Morton (Tableau I-1). Ces diagrammes sont très généraux puisqu'ils tiennent compte des propriétés physico-chimiques des phases. Un exemple de ce type de diagramme est fourni en annexe sur la figure G.I-1.

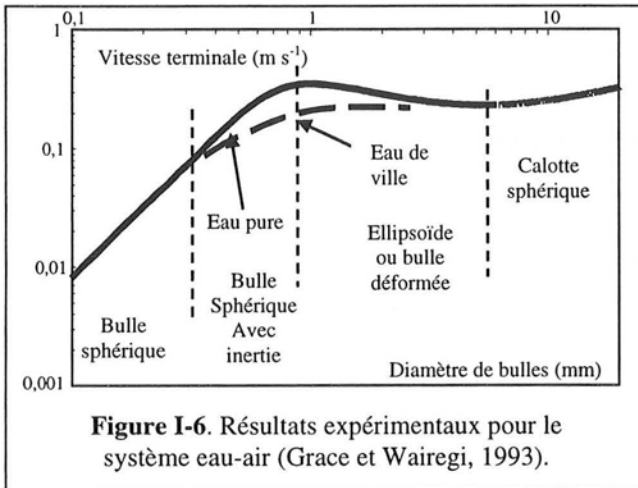


Figure I-6. Résultats expérimentaux pour le système eau-air (Grace et Wairegi, 1993).

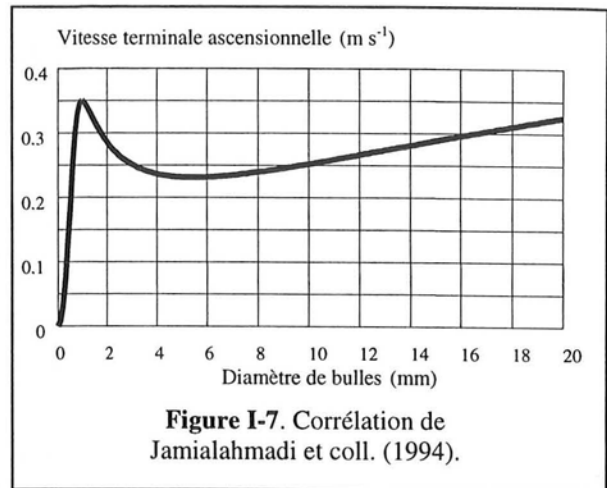


Figure I-7. Corrélation de Jamialahmadi et coll. (1994).

En fait, morphologie, diamètre moyen, coefficient de traînée et vitesse terminale ascensionnelle sont des informations fortement liées, mais pas de façon univoque. Nous allons donc étudier successivement les relations entre morphologie, vitesse terminale et diamètre de bulles, puis entre morphologie, coefficient de traînée et diamètre de bulles.

1.3.2.1. Etude de la relation vitesse terminale/diamètre de bulles

Dans le cas du système eau/air, on dispose de nombreuses données expérimentales dans la littérature décrivant la variation de la vitesse terminale ascensionnelle en fonction du diamètre de bulles. A titre d'illustration, nous proposons le diagramme de Grace et coll. (1993) construit à partir des valeurs expérimentales de 14 études différentes sur la figure I-6.

De nombreuses corrélations exprimant la vitesse des bulles en fonction des paramètres de l'écoulement sont également disponibles dans la littérature (Clift et coll., 1978; Abou-el-Hassan, 1983). La plupart consistent en plusieurs équations valables chacune sur un domaine réduit de conditions opératoires. L'une des plus intéressantes est celle de Jamialahmadi et coll. (1994) qui présente l'avantage de ne nécessiter qu'une seule équation et de recouvrir une large gamme de diamètres de bulles allant de 0.0001 à 8 cm (κ est le rapport des viscosités des phases défini dans le tableau I-1).

$$v_{b1} = \frac{1}{18} \frac{(\rho_L - \rho_G)}{\mu_L} \left(\frac{3\kappa + 3}{3\kappa + 2} \right) \cdot g d_p^2 \quad v_{b2} = \sqrt{\frac{2\sigma_L}{d_p(\rho_L + \rho_G)} + \frac{g d_p}{2}} \quad (I-34)$$

$$v_{b\infty} = \frac{v_{b1} \cdot v_{b2}}{\sqrt{v_{b1}^2 + v_{b2}^2}}$$

La vitesse terminale ascensionnelle est obtenue à partir de deux termes dépendant du diamètre qui représentent respectivement le comportement des petites bulles (v_{b1}) par la formule de Hadamard (1911) et des grosses bulles (v_{b2}) par la formule de Mendelson (1967). On obtient, pour le système

eau pure/air, la courbe théorique représentée sur la figure I-7 que l'on comparera avec satisfaction aux valeurs expérimentales de la figure I-6. On constate également qu'il est plus aisé d'obtenir la vitesse terminale en fonction du diamètre que le contraire puisque deux valeurs de diamètres sont alors possibles pour une même vitesse terminale.

Pour les liquides contaminés, les mélanges, les solvants organiques ou les fluides sous haute pression (jusqu'à 200 bars), il est préférable d'utiliser la corrélation de Fan et Tsuchiya (Lin et Tsuchiya, 1998).

$$v_{\text{b}\infty} \left(\frac{\rho_L}{\sigma_L g} \right)^{1/4} = \left\langle \left[\frac{Mo^{-1/4}}{K_b} \cdot \left(\frac{\Delta p}{\rho_L} \right)^{5/4} \cdot \left(\frac{\rho_L g}{\sigma_L} \right) \cdot d_b^2 \right]^{-n} \cdot \left[\frac{2c}{d_b} \sqrt{\frac{\sigma_L}{\rho_L g}} + \left(\frac{\Delta p}{\rho_L} \right) \cdot \frac{d_b}{2} \cdot \sqrt{\frac{\rho_L g}{\sigma_L}} \right]^{-n/2} \right\rangle^{-1/n} \quad (\text{I-35})$$

Les trois paramètres empiriques n , c et K_b de la relation I-35 représentent respectivement le niveau de contamination de la phase liquide, les différences entre les effets dynamiques de tension superficielle des liquides purs et multi-constituants ainsi que l'influence de la viscosité du milieu. Différentes valeurs de ces paramètres sont suggérées par les auteurs suivant le système gaz/liquide mis en jeu.

1.3.2.2. Etude de la relation coefficient de traînée/diamètre de bulles

La relation entre morphologie, taille et vitesse de bulles peut également être décrite à partir de l'évolution du coefficient de traînée. En effet la traînée est très sensible à toute modification de la morphologie et de la taille des bulles, puisqu'elle influe fortement sur leur vitesse terminale ascensionnelle. Des diagrammes et corrélations en terme de coefficient de traînée peuvent donc être employés. Une corrélation des plus récentes est celle de Tomiyama citée par Lin et coll. (1998) qui consiste en trois équations selon la pureté du système. Grace et Wairegi (1993) ainsi que Lin et coll. (1998) fournissent également des valeurs expérimentales du coefficient de traînée pour le système eau/air qu'ils comparent à la courbe standard obtenue pour des particules rigides. Ces résultats sont reportés sur la figure I-8. Le comportement des courbes précédentes s'explique aisément. Lorsque les bulles sont très petites, elles conservent leurs formes sphériques et les interfaces restent rigides sans déformation. Les effets inertiels sont alors négligeables. La bulle se comporte donc comme une sphère rigide et il est possible d'appliquer la formule de Stokes :

$$C_D = \frac{24}{Re_p} \quad \text{ou} \quad v_{\text{b}\infty} = \frac{1}{18} \frac{(\rho_L - \rho_G)}{\mu_L} g d_p^2 \quad (\text{I-36})$$

En fait, ces relations ne sont valables que dans le cas d'une eau contenant des agents de surface ou des électrolytes qui rigidifient fortement l'interface. Dans le cas de l'eau pure, il est préférable d'utiliser la formulation de Hadamard (1911)

$$C_D = \frac{24}{Re_p} \left(\frac{3\kappa + 2}{3\kappa + 3} \right) \quad \text{ou} \quad v_{\text{b}\infty} = \frac{1}{18} \frac{(\rho_L - \rho_G)}{\mu_L} g d_p^2 \left(\frac{3\kappa + 3}{3\kappa + 2} \right) \quad (\text{I-37})$$

qui prévoit des vitesses plus élevées que celle de Stokes. La différence de comportement s'explique par le fait que, pour une surface non contaminée, les frottements se transmettent à la phase gaz qui rentre alors en circulation. Cet effet n'existe pas pour les particules rigidifiées. La présence d'une circulation au sein des bulles a pour conséquence une réduction supplémentaire de la traînée et des vitesses terminales plus élevées. On notera que les corrélations précédemment citées ne sont donc applicables que si le nombre de Reynolds de bulle (Tableau I-1) est inférieur à 1.

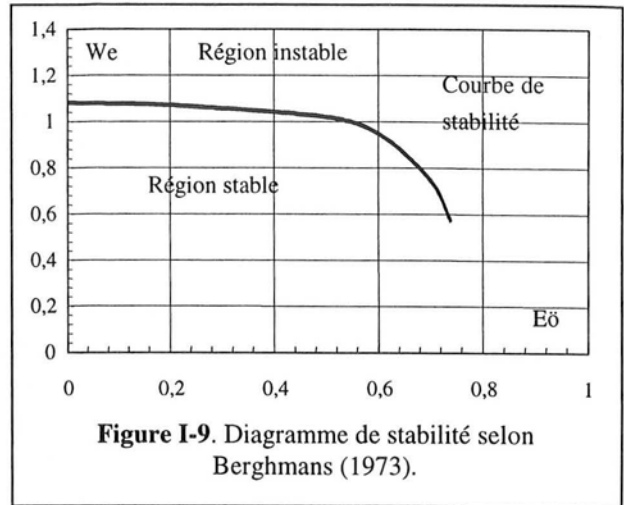
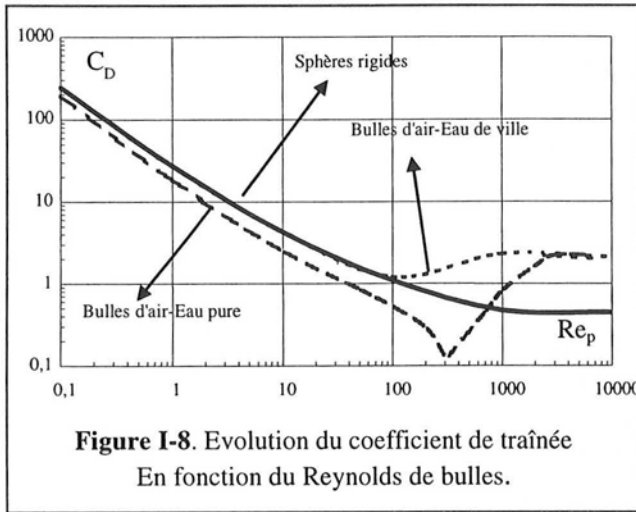
Lorsque la bulle grossit, elle peut encore conserver sa forme sphérique pour des nombres de Reynolds de bulle supérieurs à 1 tant que le nombre d'Eötvös n'est pas trop grand, mais les effets inertiels ne sont déjà plus négligeables. Toutefois le comportement général du coefficient de traînée

n'est pas modifié et la vitesse terminale ascensionnelle augmente toujours avec le diamètre de bulle. Rivkind et coll. (1976) ont proposé la corrélation suivante :

$$C_D = \left(\frac{1}{1 + \kappa} \right) \cdot \left[\kappa \cdot \left(\frac{24}{Re_p} + \frac{4}{Re_p^{1/3}} \right) + \frac{14.9}{Re_p^{0.78}} \right] \quad (I-38)$$

Si on néglige la viscosité de la phase gaz ($\kappa = 0$), on obtient la relation citée par Mersmann (1978) :

$$C_D = \frac{14.9}{Re_p^{0.78}} \quad (I-39)$$



Si la bulle grossit encore, elle perd sa forme sphérique et devient ellipsoïdale aplatie. Cette géométrie est stable dans un premier temps mais peut devenir oscillante pour une taille supérieure jusqu'à l'obtention de bulles déformées. Dans cette zone, le coefficient de traînée augmente rapidement et semble difficile à corréler puisqu'il dépend fortement de la géométrie de la bulle. Les effets de surface sont alors significatifs et la valeur du coefficient est fonction de l'importance relative des forces de gravité, d'inertie et de tension superficielle. En fait, la vitesse terminale ascensionnelle des bulles varie peu puisque l'augmentation de la taille est compensée par celle du coefficient de traînée. Une diminution sensible de la vitesse peut cependant être observée lors de la transition sphère-ellipsoïde en l'absence de contamination de l'eau.

Enfin, pour des diamètres équivalents encore plus grands, on obtient des bulles en forme de calottes sphériques. L'écoulement est alors dominé par la gravité et les effets inertiels. Le coefficient de traînée est alors constant et vaut :

$$C_D = 2.61 \quad (I-40)$$

On notera que cette valeur est bien supérieure à celle observée pour des particules solides qui est 0.44. La vitesse terminale croît à nouveau avec la taille de bulle. L'évolution de la morphologie des bulles a également été étudiée par Grace et Wairegi (1993) qui ont proposé un diagramme fournissant la valeur de leur circularité en fonction des nombres d'Eötvös et de Morton (Tab. I-1).

Au-delà, les bulles cessent d'être stables et la rupture se produit. Un diagramme de stabilité a été proposé par Berghmans (1973). Il est représenté sur la Figure I-9. Mersmann (1978), résumant plusieurs études expérimentales, a défini la taille maximale d'une bulle stable et son coefficient de traînée pour les liquides dont la viscosité est inférieure à 10 Pa s à partir des relations suivantes

$$C_D = 1.66\sqrt{R} \quad \text{et} \quad Eö = 9 \quad (I-41)$$

où R est le rapport des masses volumiques des phases défini dans le tableau I-1.

Faute de mieux, les comportements des bulles isolées décrits précédemment seront extrapolés aux écoulements gaz/liquide réels où les bulles se meuvent en essaim, bien que cette approximation soit contestable.

I.3.3. Turbulence de la phase continue en écoulement gaz/liquide

La structure de l'écoulement monophasique est profondément modifiée par l'introduction d'une phase dispersée. Il est cependant communément admis que la turbulence est une propriété de la phase continue seule et c'est cette hypothèse que nous retiendrons. Une compréhension complète des effets engendrés par la présence des bulles sur la turbulence du liquide est encore loin d'être achevée. Les travaux expérimentaux, malgré les contributions de Serizawa et coll. (1975), Theophanous et Sullivan (1982), Sun et Faeth (1986), Wang et coll. (1987), sont trop peu nombreux et souvent limités à de faibles taux de vide – moins de 10% –. Ils sont de plus caractérisés par une très grande dispersion des résultats. Ainsi Serizawa et coll. (1975) [mesures par anémométrie à film chaud] indiquent que l'intensité de turbulence définie par

$$I = \frac{\sqrt{\overline{v_L^2}}}{\overline{v_L}} \quad (\text{I-42})$$

(où $\overline{v_L}$ est la moyenne temporelle de la vitesse et $\overline{v_L^2}$ le carré de la vitesse quadratique moyenne des fluctuations turbulentes) n'est pas fortement modifiée par la présence des bulles, alors que les conclusions de Theophanous et Sullivan (1982) [mesures par vélocimétrie laser] mettent au contraire en évidence une importante augmentation de cette intensité. Tous les auteurs s'accordent cependant pour conclure que la structure de la turbulence dépend de la taille des particules et des propriétés physiques des phases (Abou-Arab, 1993). Enfin, on notera que les travaux concernant les écoulements à bulles avec une faible vitesse de liquide sont rares dans le domaine de la mécanique des fluides si l'on excepte les contributions de Nakoryakov et coll. (1983) et de Magaud (1999).

Longtemps, la turbulence a été prise en compte en étendant arbitrairement des modèles utilisés pour les écoulements monophasiques incompressibles. Dans un premier temps, ce sont les modèles à un paramètre utilisant une viscosité turbulente (Boussinesq, 1898) ou une longueur de mélange (Prandtl, 1925) qui ont été employés. Ceux-ci permettent de représenter un écoulement avec un cisaillement simple lorsque la turbulence est isotrope et ne fournissent en fait qu'une estimation de la composante du tenseur de Reynolds normale aux lignes de courant. Dans le premier cas, la contrainte tangentielle peut être décrite par les expressions suivantes

$$\tau = \tau_\mu + \tau_t = \rho_L \cdot (v_L + v_t) \cdot \left(\frac{\partial \overline{v_L}}{\partial y} \right) \quad \text{avec} \quad v_t \propto \overline{v_L} \cdot \left(\frac{\partial \overline{v_L}}{\partial y} \right)^{-1} \quad (\text{I-43})$$

où $\overline{v_L}|_x$ est la composante de $\overline{v_L}$ selon la direction x , τ_μ la contrainte tangentielle d'origine moléculaire, τ_t la contrainte tangentielle turbulente et v_t la viscosité turbulente. Dans le second cas, on a la relation I-44 dans laquelle l_m est la longueur de mélange.

$$\tau_t = l_m^2 \cdot \left| \frac{\partial \overline{v_L}}{\partial y} \right| \cdot \left(\frac{\partial \overline{v_L}}{\partial y} \right) \quad (\text{I-44})$$

Il semble toutefois que la turbulence induite par les bulles, qui provient à la fois de leur passage (*pseudo-turbulence*) et de leur sillage (*turbulence de sillage*), nécessite l'ajout de termes supplémentaires dans le bilan de quantité de mouvement. Ceux-ci correspondent à des composantes chaotiques additionnelles de la turbulence qui s'ajoute aux composantes aléatoires et chaotiques de la turbulence classique. Ces termes sont liés au mouvement aléatoire de la phase dispersée qui n'a

que peu de liens avec la turbulence classique. En conséquence, Sato et coll. (1981) ont considéré que les différentes contributions à l'origine des contraintes tangentielles sont faiblement couplées. La contrainte totale peut alors être obtenue par combinaison linéaire de ces contributions :

$$\tau = \tau_{\mu} + \tau_t + \tau_b \quad (\text{I-45})$$

où τ_b est la contrainte tangentielle supplémentaire induite par les bulles. Par analogie, on pose

$$\tau_b = \rho_l v_b \left(\frac{\partial \overline{v_L} |_{x}}{\partial y} \right) \quad (\text{I-46})$$

où v_b est une pseudo-viscosité définie par

$$v_b = k' \langle \varepsilon_G \rangle \frac{d_p}{2} \langle v_{GL} \rangle \quad (\text{I-47})$$

et $k'=1.2$. On constate que cette expression est uniquement fonction de la taille des bulles et de la vitesse relative entre les phases. De même, Theophanous et Sullivan (1982) ont développé un modèle avec un terme additionnel qui représente les fluctuations de vitesse dues aux bulles à partir des fluctuations du frottement interfacial. Lorsque le débit de liquide est nul, ces fluctuations sont les seules à subsister et on obtient finalement la formulation suivante :

$$\overline{v_L^2} = k' \langle \varepsilon_G \rangle (1 - \langle \varepsilon_G \rangle) \cdot \left(1 - \frac{\rho_G}{\rho_L} \right) \cdot \frac{D_c}{4} \cdot g \quad (\text{I-48})$$

qui dépend essentiellement du diamètre de colonne D_c et du taux de vide. Les auteurs proposent une valeur de k' comprise entre 2 et 4.5.

Ces modèles ne sont toutefois applicables que pour les écoulements simples. De nombreux auteurs ont donc utilisé pour les écoulements gaz/liquide le modèle à deux équations proposé par Launder et Spalding (1974) pour les écoulements monophasiques. Ce modèle est connu sous le nom de modèle k - ε , où k est l'énergie cinétique turbulente et ε la puissance volumique dissipée localement par la turbulence. On a alors :

$$k = \frac{1}{2} \sum_i \overline{v_L^2} \quad \text{et} \quad \varepsilon = v_L \sum_{i,k} \overline{\frac{\partial v'_{Li}}{\partial x_k} \frac{\partial v'_{Li}}{\partial x_k}} \quad (\text{I-49})$$

La viscosité turbulente peut alors être évaluée par la formule suivante

$$v_t = C_{\mu} \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (\text{I-50})$$

où classiquement on a $C_{\mu} = 0.09$. Les équations de ce modèle dans le cas d'un écoulement gaz/liquide sont reportées dans l'annexe F-2.

En revanche, les modèles plus complexes avec anisotropie de la turbulence et description de l'écoulement à partir du tenseur de Reynolds (comme celui de Lopez de Bertodano et coll., 1990) sont rares et pratiquement pas utilisés dans les écoulements polyphasiques. L'isotropie de la turbulence est donc communément admise, bien que cette hypothèse soit fortement contestable dans le cas des faibles vitesses de liquide. Un modèle simple qui prend en compte l'anisotropie de τ_t et l'influence additionnelle d'une bulle sur les contraintes normales du tenseur de Reynolds a été proposé par Nigmatulin (cité par Mudde et coll. 1999b).

$$\overline{\tau_t^B} = 2 \cdot \begin{bmatrix} 4/10 & 0 & 0 \\ 0 & 3/10 & 0 \\ 0 & 0 & 3/10 \end{bmatrix} \cdot \left[\frac{1}{2} \cdot \varepsilon_G C_{mv} \cdot (v_G - v_L) \right] \quad (\text{I-51})$$

où C_{mv} est le coefficient défini dans la relation I-28. Le tenseur de Reynolds se déduit alors comme la combinaison linéaire du tenseur précédent avec le tenseur isotrope $\overline{\tau}_t^L$ obtenu en écoulement monophasique (par exemple avec le modèle $k-\varepsilon$) si l'on admet que les deux contributions ne sont que faiblement couplées. On a alors :

$$\overline{\tau}_t = \overline{\tau}_t^L + \overline{\tau}_t^B \quad (I-52)$$

Plus récemment, une variante du modèle $k-\varepsilon$ appelée modèle de *groupe de renormalisation* ou *RNG* a été proposée. La principale différence avec le modèle d'origine réside dans le fait que les coefficients ne sont plus obtenus empiriquement mais par une formulation théorique. Toutefois sa validité pour les écoulements polyphasiques n'est pas encore prouvée. Les développements du modèle $k-\varepsilon$ reposent sur l'hypothèse selon laquelle les composantes du vecteur vitesse de la phase continue, la pression et le taux de vide local peuvent se décomposer en la somme d'un terme moyen et d'un terme fluctuant. Il vient alors :

$$\begin{aligned} \bar{v}_L &= \overline{\bar{v}_L} + \bar{v}_L' \\ \varepsilon_G &= \overline{\varepsilon_G} + \varepsilon_G' \\ p &= \bar{p} + p' \end{aligned} \quad (I-53)$$

Notons cependant que la validité de cette formulation est contestée pour le taux de vide.

L'obtention des équations moyennées au sens de Reynolds à partir des relations I-53 fait apparaître un terme supplémentaire croisé en $\overline{\varepsilon_G' v_L'}$ dans l'équation de continuité ainsi que de nombreux termes additionnels croisés du deuxième et troisième ordre mettant en jeu $\varepsilon_G', v_L', p', v_G'$ et leurs dérivées dans le bilan de quantité de mouvement. Les développements complets respectifs des équations de transport de k et ε sont formés de 38 et 67 termes qui sont reportés par Abou-Arab (1993). Devant une telle complexité, de nombreuses simplifications s'imposent. Elles varient cependant d'un auteur à l'autre. Toutefois le terme additionnel de l'équation de continuité est en général pris en compte à l'aide d'un coefficient de diffusion turbulent D_t défini par :

$$\overline{\varepsilon_G' v_L'} = D_t \frac{\partial \overline{v_L'}}{\partial y} \quad (I-54)$$

Cette écriture n'est cependant valable qu'en première approximation et si l'écoulement est homogène, mais elle reste largement utilisée dans les autres cas. Comme il n'existe pas de forme générale du coefficient D_t , on suppose généralement que $D_t \approx \nu_t$, bien que cette hypothèse soit incorrecte dès que les particules ont un mouvement relatif significatif par rapport au liquide. De nombreuses formules semi-empiriques sont disponibles dans la littérature. Elles ont été résumées par Abou-Arab (1993).

Pour les équations de quantité de mouvement, les termes engendrés par les fluctuations de pression, taux de vide et vitesse sont soit négligés, soit exprimés à partir des gradients des valeurs moyennes comme nous l'avons fait précédemment pour le coefficient de diffusion turbulent. Un exemple récent mettant en jeu les colonnes à bulles a été décrit par Ranade (1997) qui a proposé de tenir compte d'un couplage pression/taux de vide par :

$$\varepsilon_k' \frac{\partial p'}{\partial x_i} = -\rho_k \overline{\varepsilon_k' v_k'} \frac{\partial \bar{v}_k}{\partial x_j} - \rho_k \bar{v}_k \frac{\partial (\overline{\varepsilon_k' v_k'})}{\partial x_j} \quad (I-55)$$

Quant aux équations de transport de k et ε , les nombreux termes additionnels sont en général regroupés sous la forme de termes sources semi-empiriques représentant l'apport d'énergie (S_k) et la dissipation (S_ε) supplémentaires dus aux bulles. Ces termes sources sont souvent mis sous la forme

$$\begin{aligned} S_k &= \varepsilon_L [(G + G_e) - \varepsilon] \\ S_\varepsilon &= \varepsilon_L \frac{\varepsilon}{k} [C_1(G + G_e) - C_2\varepsilon] \end{aligned} \quad (\text{I-56})$$

où C_1 , C_2 sont les constantes et G le terme de production définis dans le modèle k - ε classique de Launder et Spalding (1974) (Annexe F-2). G_e est en revanche un terme additionnel dû aux bulles et défini par :

$$G_e = C_b \sqrt{\sum_i F_i (v_{Gi} - v_{Li})} \quad (\text{I-57})$$

Le coefficient C_b représente la fraction d'énergie cinétique turbulente que les bulles vont dissiper dans le liquide par leur sillage. Sa valeur varie selon les auteurs. Elle est bien souvent supposée nulle, ce qui a pour conséquence de se ramener à un modèle k - ε monophasique. Une approche similaire a été proposée par Simonin et Viollet (1990). Elle diffère de la précédente (Eq.I-56 et I.57) par la formulation qu'elle propose pour les termes additionnels S_k et S_ε . Elle est décrite de façon détaillée dans l'annexe F-3.

Un autre problème non résolu concerne la prise en compte des effets de paroi. Les méthodes employées pour les écoulements monophasiques sont le plus souvent transposées sans modification aux systèmes gaz/liquide et notamment les fonctions de parois définies par Launder et Spalding (1974). Certains auteurs ont cependant proposé des alternatives. A titre d'exemple, on consultera les travaux de Neti et Mohamed (1990) qui utilisent une constante modifiée de von Karman.

Il existe encore une autre façon de prendre en compte la turbulence, en utilisant des modèles de type *LES* (*Large Eddy Simulation*). Toutefois cette méthode est beaucoup plus difficile à implémenter dans un code et requiert une très grande puissance de calcul, si bien qu'elle n'est que rarement utilisée à ce jour (Jakobsen et coll., 1997).

I.3.4. Coalescence et Rupture des Bulles

Les forces décrites précédemment représentent seulement les interactions bulles/fluides puisqu'elles proviennent de l'étude d'une particule isolée, bien qu'une modification empirique des coefficients de proportionnalité soit parfois proposée dans le cas des dispersions. C'est pourquoi nous allons maintenant nous intéresser aux interactions bulles/bulles. Celles-ci sont malheureusement encore plus complexes que les interactions bulles/fluide. En conséquence, elles sont toujours mal comprises et ceci concerne notamment les phénomènes que sont la coalescence et la rupture des bulles. La rupture dont nous parlerons dans ce paragraphe diffère de celle qui a été définie précédemment (I.3.2) à partir d'une taille maximale de stabilité. Il s'agit en effet d'un phénomène dynamique lié à la présence d'autres bulles et qui peut se produire pour des dimensions bien inférieures à la taille maximale précédemment définie.

L'influence de la coalescence et de la rupture sur la topologie de l'écoulement est fondamentale puisque ces phénomènes modifient la distribution de taille des bulles ainsi que toutes leurs caractéristiques en général (I.3.2). Elle est particulièrement mise en évidence par l'étude visuelle de Jamialhamadi et Müller-Steinhagen (1989). Nous décrirons seulement le processus de coalescence, celui de rupture étant régi par les mêmes principes bien qu'il aboutisse au résultat inverse. Le phénomène de coalescence comporte trois étapes :

- Tout d'abord la première étape consiste en l'approche de deux bulles et la formation d'un film liquide de quelques microns d'épaisseur. Elle est contrôlée par l'écoulement d'ensemble du fluide. Otake et coll. (1977) ont notamment étudié le rôle de l'angle d'approche en fonction des tailles des deux bulles pour déterminer si le phénomène probable est la coalescence ou la rupture.
- L'étape suivante est l'amincissement du film sous l'effet de la gravité, de la viscosité du liquide et de sa tension de surface. Elle dépend donc fortement des propriétés physico-chimiques du système. Lorsque l'épaisseur est inférieure à une centaine de nanomètres, les forces d'attraction de van der Waals ainsi que les forces électrostatiques répulsives jouent alors un rôle prépondérant.
- L'étape finale est la rupture du film. Elle est très rapide et se produit lorsque le film atteint une épaisseur limite d'environ 10 nm.

L'étape limitante correspond à l'amincissement du film. Pour que la coalescence ait lieu, il est nécessaire que le temps de contact entre les bulles soit supérieur au temps nécessaire à l'amincissement du film. La vitesse de coalescence dépend fortement de σ_L . Lorsque cette grandeur augmente, la coalescence est favorisée. Elle est en revanche inhibée par la présence d'électrolytes qui provoquent la formation d'une double couche électrique. Celle-ci immobilise l'interface et fait apparaître des forces répulsives dues à la présence de charges de même signe aux deux interfaces. La concentration en électrolyte nécessaire pour inhiber la coalescence a été déterminée pour une dizaine d'entre eux par Prince et Blanch (1990). De même en présence d'agents tensio-actifs, la coalescence est inhibée. Ces derniers augmentent la viscosité interfaciale et réduisent σ_L , ce qui décroît la probabilité de rupture du film même lorsqu'ils sont ajoutés en très faibles quantités. Ces produits sont composés d'un groupe hydrophile (-OH, =CO, -COOH) et hydrophobe (chaîne carbonée). Ils s'accumulent en monocouche sur les surfaces des bulles, la partie hydrophile orientée vers le liquide et la partie hydrophobe vers la bulle, ce qui provoque l'apparition d'une double couche électrique par polarisation des interfaces. A titre d'illustration, nous avons représenté sur la figure I-10 une étude expérimentale de la coalescence de deux bulles.

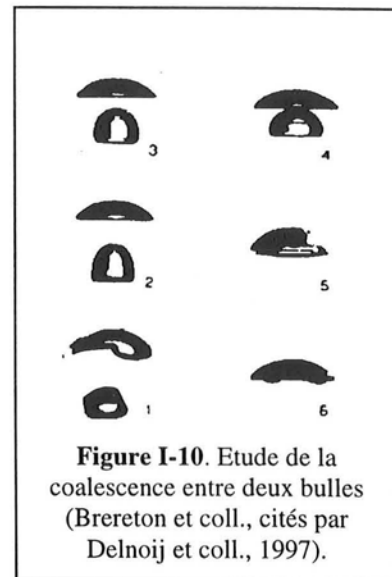


Figure I-10. Etude de la coalescence entre deux bulles (Brereton et coll., cités par Delnoij et coll., 1997).

Au niveau théorique, les modèles proposés peuvent être regroupés en deux catégories. Les premiers sont basés sur les travaux de Marucci (1969) qui évalue le temps d'amincissement du film à partir du transport diffusionnel du liquide en son sein. Les seconds dérivent de l'étude de Andrew (1960) qui considère l'évolution dynamique de la tension de surface. Pour consulter les différentes variantes de ces modèles ainsi que les nombreuses études expérimentales, on se référera au travail de synthèse de Chaudhari et Hofmann (1994).

I.4. Modélisation des écoulements à bulles

La modélisation des écoulements gaz/liquide peut se faire selon plusieurs niveaux de complexité en fonction de l'échelle à laquelle on se place. Trois échelles peuvent être distinguées :

- La macro-échelle ou échelle globale qui est celle du réacteur ;
- La méso-échelle ou échelle intermédiaire qui considère des éléments de volume plus grands que la taille des bulles ;

- La micro-échelle qui prend en considération des volumes beaucoup plus petits que les bulles de façon à représenter la variation locale des propriétés au voisinage des bulles et notamment à l'interface.

Parmi les modèles de la macro-échelle, on distingue tout d'abord ceux qui sont couramment employés en Génie Chimique et correspondent à l'approche systémique. Ce sont par exemple les modèles de type réacteur piston avec dispersion axiale ou cascade de cellules parfaitement agitées (II.3.3). Leurs inconvénients sont bien connus : ce sont des modèles « boîte noire » empiriques qui masquent les phénomènes derrière des paramètres ajustables que sont le coefficient de dispersion axiale D_{ax} ou le nombre de cellules. Leur capacité prédictive est en conséquence limitée et les développements récents de la Mécanique des Fluides Numérique visent à les remplacer par les modèles des échelles inférieures. Un autre type de modèle de la macro-échelle est le modèle du *drift flux*. Il s'agit d'un modèle physique moyen, valable en régime stationnaire établi, qui ignore les structures locales de l'écoulement, mais qui reste bien pratique pour caractériser les écoulements à bulles lorsque le liquide ne recircule pas. Ses principaux inconvénients sont qu'il représente mal l'écoulement en colonne à bulles à cause des fortes recirculations de liquide et qu'il doit impérativement être complété par les modèles des échelles inférieures afin de dévoiler les structures locales de l'écoulement dont la connaissance est essentielle pour un bon dimensionnement des réacteurs gaz/liquide.

Les modèles de la micro-échelle sont les plus complets puisqu'ils permettent de calculer les interactions en tout point de l'interface gaz/liquide. Ils ont l'avantage d'être sans paramètre ajustable on parle alors de *simulation numérique directe*. Cependant le nombre de nœuds nécessaire pour représenter un réacteur dépasse de loin la puissance des outils de calcul actuellement disponibles. Un modèle simple qui permet d'étudier les modifications de la topologie de l'interface gaz/liquide induites par le mouvement relatif de la bulle dans le liquide est le modèle *VOF (Volume of Fluid)* qui tire son origine dans l'algorithme donneur/accepteur de Hirt et Nichols (1981). De nombreux auteurs ont mis en œuvre cette approche pour étudier l'interaction entre deux calottes sphériques et leur éventuelle coalescence (Tomiya et coll., 1993; Delnoij et coll., 1997; Krishna et coll., 1999a). Cette approche ne peut être employée pour l'instant que pour modéliser le comportement de moins d'une dizaine de bulles. C'est pourquoi les travaux actuels portent essentiellement sur les modèles de l'échelle intermédiaire. Ceux-ci présentent l'inconvénient par rapport à la simulation numérique directe de nécessiter des relations de clôture qui font apparaître des paramètres ajustables. En effet, le volume de mesure étant plus grand que les bulles, il est nécessaire de moyenniser les interactions aux interfaces autour de toutes les bulles de ce volume pour pouvoir les inclure dans les équations. Le coefficient de traînée est un de ces paramètres qui représente l'influence du frottement interfacial. C'est le prix à payer pour avoir un nombre de nœuds raisonnable afin de pouvoir simuler le fonctionnement d'un réacteur de taille industrielle.

Les modèles de l'échelle intermédiaire nécessitent l'écriture des bilans microscopiques de matière, de quantité de mouvement, d'énergie voire d'entropie. Toutefois ces bilans sont extrêmement complexes dans les systèmes polyphasiques. En effet les équations locales instantanées ne sont pas utilisables directement puisqu'on a alternativement plusieurs phases. Il est donc nécessaire d'utiliser des équations moyennées temporellement par la formule suivante :

$$\overline{f}_k(x, y, z, t) = \frac{1}{T} \int_t^{t+T} f_k \cdot \chi_k(x, y, z, t) \cdot dt \quad (\text{I-58})$$

où f_k est une grandeur caractéristique de la phase k et χ_k l'indicateur de phase relatif à la phase k . De même dans le cas des modèles unidimensionnels, il est nécessaire d'évaluer des moyennes spatiales. Or l'obtention de ces formes utilisables nécessite des procédures mathématiques lourdes. La prise de moyenne temporelle a pour conséquence de faire apparaître le taux de vide local dans les

différentes relations. Notons que celui-ci a d'ailleurs été défini comme une valeur moyennée temporellement par la relation I-1. Les calculs nécessaires à l'obtention des équations moyennes sortent du cadre de la présente étude et nous les admettrons sans démonstration. Le lecteur intéressé consultera les ouvrages de référence tels que Hetsroni (1982) et Drew et Lahey (1993).

Dans la suite de cet exposé, nous décrirons tout d'abord un modèle global d'écoulement : le modèle du «drift flux» qui sera utilisé ultérieurement pour distinguer les régimes d'écoulement. Ensuite, nous nous intéresserons aux modèles de l'échelle intermédiaire et insisterons sur leurs deux principales variantes : les modèles *Euler/Euler* ou modèles à *deux fluides* et les modèles *Euler/Lagrange*.

I.4.1. Un modèle global : le *drift flux model*

Le modèle *du flux dispersif* ou *drift flux* est un modèle à phases séparées basé sur l'étude du mouvement relatif moyen d'une phase par rapport à l'autre. Il est fondé sur l'hypothèse que le seul paramètre qui diffère entre les phases est la vitesse. Il relie le glissement interfacial à la vitesse moyenne d'ensemble de l'écoulement. Il est particulièrement adapté aux écoulements dans lesquels le glissement est fonction d'un petit nombre de paramètres et ne dépend pas du débit de chaque phase. C'est notamment le cas des écoulements rencontrés dans les colonnes à bulles et réacteurs dérivés qui sont régis par l'équilibre entre la force de poussée et les forces de frottement interfacial. Rappelons tout d'abord les expressions du drift flux en fonction de la vitesse relative et des vitesses superficielles des deux phases :

$$\begin{aligned} j_{GL} &= (1 - \epsilon_G) j_G - \epsilon_G j_L \\ j_{GL} &= -j_{LG} = \epsilon_G (1 - \epsilon_G) v_{GL} \end{aligned} \quad (I-59)$$

Dans le cas des colonnes à bulles, l'écoulement est gouverné par les forces de gravité, de pression et de frottement interfacial. Comme le montre Wallis (1969), la force de frottement qui régit la vitesse de dispersion entre les phases n'est alors fonction que du taux de vide et de la géométrie du système. La relation obtenue, résultant de l'équilibre des forces, est fréquemment mise sous la forme :

$$j_{GL} = v_{b\infty} \epsilon_G (1 - \epsilon_G)^n \quad (I-60)$$

L'exposant n est un paramètre empirique compris entre 0 et 4.65 dont la valeur dépend du couple de phases utilisé et du régime d'écoulement. En utilisant les relations I-59 et I-60, il est possible de construire une représentation graphique caractéristique de l'écoulement (Figure I-11) si on admet que les propriétés moyennes et locales sont égales. Dans le cas du co-courant ascendant, on remarque qu'à débit de liquide fixé, il existe presque toujours une valeur de $\langle \epsilon_G \rangle$ correspondant au couple de débits imposés, sauf lorsque $\langle j_G \rangle$ est très grand et $\langle j_L \rangle$ très faible.

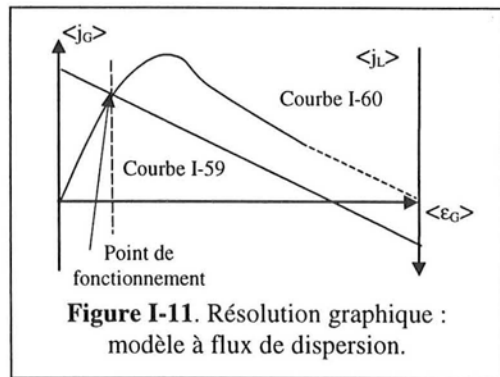


Figure I-11. Résolution graphique : modèle à flux de dispersion.

Une variante de ce modèle a été proposée par Zuber et Findlay (1965) pour rendre compte de la variation radiale du taux de vide et de la vitesse barycentrique. Les auteurs ont défini un coefficient de distribution C_0 tel que :

$$C_0 = \frac{\langle \epsilon_G j \rangle}{\langle \epsilon_G \rangle \langle j \rangle} \quad (I-61)$$

On obtient finalement la relation suivante :

$$\frac{\langle j_G \rangle}{\langle \epsilon_G \rangle} = C_0 \langle j \rangle + \frac{\langle j_{GL} \rangle}{\langle \epsilon_G \rangle} \quad (I-62)$$

Dans cette équation, $\langle \epsilon_G \rangle$ est en général mesurable expérimentalement. De plus $\langle j \rangle$ et $\langle j_G \rangle$ peuvent être évalués par les expressions suivantes à partir des débits volumiques des deux phases :

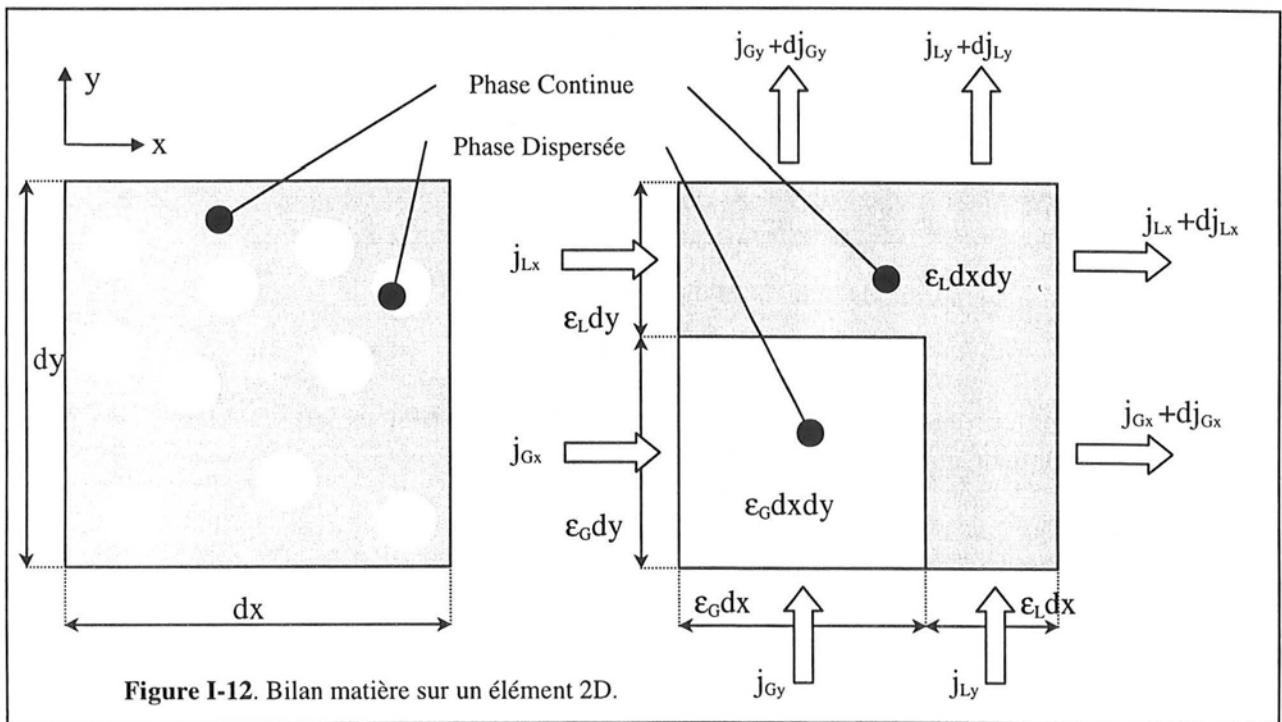
$$\langle j \rangle = \frac{\dot{Q}_G + \dot{Q}_L}{A} \quad \text{et} \quad \langle j_G \rangle = \frac{\dot{Q}_G}{A} \quad (\text{I-63})$$

La valeur du coefficient C_0 dépend de la configuration (co-courant ou contre-courant) et du régime de l'écoulement ainsi que des propriétés des phases. Lorsque l'écoulement est uniforme, C_0 vaut 1 par définition (Eq. I-61) et on retrouve l'équation I-59. C'est notamment le cas pour un écoulement à bulles dispersées. Dans le cas d'un écoulement à co-courant ascendant, Zuber et Findlay (1965) ont montré que C_0 est supérieur ou égal à 1. Sa valeur augmente plus la non-uniformité de l'écoulement est importante.

I.4.2. Modélisation à l'échelle intermédiaire

I.4.2.1. Présentation des différents types de modèles

Les écoulements rencontrés dans les colonnes à bulles sont caractérisés par de faibles vitesses de gaz et de liquide et présentent la particularité de ne pouvoir être représentés par un modèle de type fluide équivalent ou fluide pseudo-homogène. En effet ces modèles simples sont fondés sur l'hypothèse que les deux fluides peuvent être traités comme un fluide unique parce que les deux phases s'écoulent à la même vitesse. Or dans notre cas, il existe toujours un mouvement relatif significatif entre les phases, ce qui nécessite l'emploi de modèles à phases séparées pour lesquels les propriétés de chaque phase doivent être représentées séparément.



Les modèles les plus simples font l'hypothèse que toutes les grandeurs caractéristiques des phases (température, pression...) sont identiques, à l'exception des vitesses. En revanche, les modèles les plus complets considèrent que toutes les propriétés de l'écoulement ont des valeurs différentes dans chaque phase. Les deux fluides sont le plus souvent supposés quasi-continus et peuvent alors être décrits selon la vision eulérienne. On parle alors d'approche *Euler/Euler* ou à *deux fluides*. Il est donc possible pour chacune des phases d'écrire une équation de continuité, une équation de Navier-Stokes et un bilan énergétique. On obtient alors 6 équations aux dérivées partielles dans le cas d'un système bidimensionnel. Dans notre étude en maquette froide, il n'est

cependant pas nécessaire de tenir compte des bilans énergétiques. Le système se ramène donc à 4 équations aux dérivées partielles. Nous noterons que ces équations sont formellement identiques pour les deux phases. Leur résolution nécessite toutefois des relations de clôture et notamment la définition des transferts interfaciaux de matière et de quantité de mouvement. La description des forces qui doivent être prises en compte et notamment celle des phénomènes interfaciaux a déjà été traitée auparavant (I.3.1).

Les relations fondamentales du modèle à deux fluides dans le cas où les effets de tension superficielle sont négligés (pression identique dans les deux phases : §I.3.1.6) correspondent aux équations I-66. Elles sont donc constituées deux équations de continuité (Eq.I-66a) qui traduisent la conservation de la matière pour chacune des phases. La forme de ces équations s'explique aisément. En effet les flux transportés par chacune des phases sont respectivement $\vec{j}_L = \epsilon_L \vec{v}_L$ pour le liquide et $\vec{j}_G = \epsilon_G \vec{v}_G$ pour le gaz, alors que l'accumulation de la matière s'effectue dans le volume de la phase considérée : $\epsilon_L dx dy$ pour le liquide et $\epsilon_G dx dy$ pour le gaz. Ces bilans sont représentés graphiquement sur la figure I-12.

Pour les équations de conservation de la quantité de mouvement, il faut noter la différence de formalisme entre les termes représentant les forces de pression et ceux représentant les contraintes tangentielles du point de vue de la position respective des rétentions ϵ_L et ϵ_G dans ces termes. En effet la force de pression est par hypothèse une propriété commune aux deux phases. Elle s'applique donc à la totalité de l'élément $dx dy$, la fraction ϵ_L de cette force s'exerçant sur la phase liquide et le reste sur la phase gaz. En revanche les contraintes tangentielles ne s'appliquent par définition qu'à la phase considérée puisque les contraintes interfaciales sont regroupées dans les termes d'interactions. Donc sur tout élément $dx dy$ de l'écoulement, la contrainte dans la direction y s'applique sur la surface $\epsilon_L dx$ pour la phase liquide et $\epsilon_G dx$ pour la phase gaz. Pour la pression, on a donc pour la phase i :

$$\vec{f}_p \Big|_i \cdot dx dy = \epsilon_i \cdot \vec{f}_p \cdot dx dy = -\epsilon_i \cdot \bar{\nabla} P \cdot dx dy \quad (I-64)$$

En revanche pour les contraintes tangentielles dans la phase i , on a :

$$\vec{f}_T \Big|_i \cdot dx dy = \bar{\nabla} (\bar{\tau}_i \cdot \epsilon_i dx dy) = \bar{\nabla} (\epsilon_i \cdot \bar{\tau}_i) \cdot dx dy \quad (I-65)$$

Ces relations sont représentées graphiquement sur la figure I-13 dans le cas de la phase gaz et de la direction y . On obtient finalement les relations I-66b.

$$\begin{aligned} \frac{\partial \epsilon_L \rho_L}{\partial t} + \bar{\nabla} \cdot (\epsilon_L \vec{v}_L) &= \dot{m}_L \\ \frac{\partial \epsilon_G \rho_G}{\partial t} + \bar{\nabla} \cdot (\epsilon_G \vec{v}_G) &= \dot{m}_G \end{aligned} \quad (I-66a)$$

$$\begin{aligned} \rho_L \epsilon_L \left[\frac{\partial \vec{v}_L}{\partial t} + (\vec{v}_L \cdot \bar{\nabla}) \vec{v}_L \right] &= -\epsilon_L \bar{\nabla} P + \bar{\nabla} (\epsilon_L \bar{\tau}_L) + \rho_L \epsilon_L \bar{g} + \vec{f}_L \\ \rho_G \epsilon_G \left[\frac{\partial \vec{v}_G}{\partial t} + (\vec{v}_G \cdot \bar{\nabla}) \vec{v}_G \right] &= -\epsilon_G \bar{\nabla} P + \bar{\nabla} (\epsilon_G \bar{\tau}_G) + \rho_G \epsilon_G \bar{g} + \vec{f}_G \end{aligned} \quad (I-66b)$$

Nous rappellerons également que le tenseur du deuxième ordre $\bar{\tau}$ des contraintes pour un fluide newtonien est défini par :

$$\bar{\tau} = \mu \left(\bar{\nabla} \vec{v} + \bar{\nabla} \vec{v}^T \right) + \left[\left(\lambda - \frac{2}{3} \mu \right) \cdot (\bar{\nabla} \cdot \vec{v}) \right] \cdot \bar{I} + \bar{\tau}_i \quad (I-67)$$

où $\vec{\vec{I}}$ est le tenseur identité et $\vec{\vec{\tau}}_t$ le tenseur de Reynolds qui permet de prendre en compte la turbulence. Le symbole T représente la transposée d'un tenseur, μ est la viscosité dynamique et λ la viscosité de volume qui est presque toujours négligée. Les forces d'interactions entre les phases sont notées \vec{f}_L et \vec{f}_G et vérifient l'égalité :

$$\vec{f}_L = -\vec{f}_G \quad (I-68)$$

Elles peuvent être évaluées à partir de l'étude des forces réalisée au paragraphe I.3.1 et on obtient :

$$\vec{f}_G = \varepsilon_G \cdot \frac{\vec{T} + \vec{L} + \vec{F}_{mv} + \vec{F}_{autres}}{V_p} \quad (I-69)$$

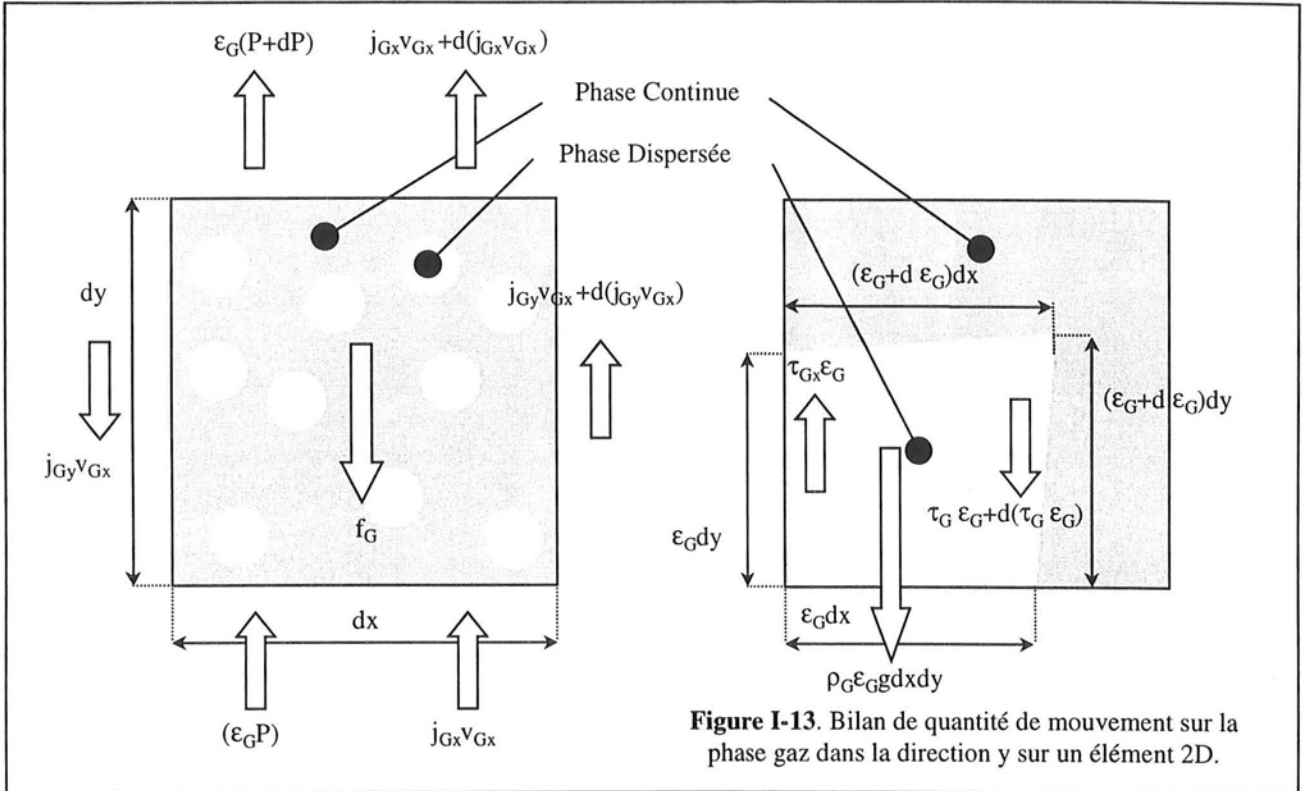


Figure I-13. Bilan de quantité de mouvement sur la phase gaz dans la direction y sur un élément 2D.

De nombreuses simplifications sont couramment employées dans le cas des écoulements gaz/liquide sans réaction chimique : absence de transfert de matière à l'interface ($\dot{m}_k = 0$), inertie et viscosité du gaz négligeables devant celles du liquide. Une forme souvent employée pour décrire un écoulement à bulles sans réaction chimique est la suivante :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \varepsilon_L \rho_L}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\varepsilon_L \vec{v}_L) &= 0 \quad \text{et} \quad \frac{\partial \varepsilon_G \rho_G}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\varepsilon_G \vec{v}_G) = 0 \\ \rho_L \varepsilon_L \left[\frac{\partial \vec{v}_L}{\partial t} + (\vec{v}_L \cdot \vec{\nabla}) \vec{v}_L \right] &= -\varepsilon_L \vec{\nabla} P + \vec{\nabla} \cdot (\varepsilon_L \vec{\vec{\tau}}_L) + \rho_L \varepsilon_L \vec{g} - \vec{f}_G \\ -\varepsilon_G \vec{\nabla} P + \rho_G \varepsilon_G \vec{g} + \vec{f}_G &= 0 \end{aligned} \quad (I-70)$$

Dans le cas des écoulements à bulles, l'hypothèse de quasi-continuité de la phase gaz peut être remise en question. Une variante semi-lagrangienne de modèles de la méso-échelle, moins générale que la précédente, mais adaptée aux écoulements présentant une phase dispersée a donc été proposée. Elle considère l'existence d'une phase quasi-continue ou eulérienne au sein de laquelle se meuvent les particules de la phase dispersée qui doivent être suivies individuellement.

Formellement, elle consiste à décrire la phase continue par ses équations de continuité et de Navier-Stokes comme précédemment. En revanche, le mouvement particulier de chaque bulle de gaz, que noterons avec l'indice pi , est représenté par une équation de quantité de mouvement au sens lagrangien. On parle alors d'approche Euler/Lagrange. Les expressions finalement obtenues sont alors :

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \bar{\nabla} \cdot \bar{v} &= 0 \\ \rho \frac{\partial \bar{v}}{\partial t} + (\bar{v} \cdot \bar{\nabla}) \bar{v} &= -\bar{\nabla} P + \bar{\nabla} \bar{\tau} + \rho \bar{g} \end{aligned} \right\} \text{phase continue} \quad (I-71a)$$

$$\left. \begin{aligned} \forall pi, \rho_{pi} V_{pi} \frac{\partial \bar{v}_{pi}}{\partial t} &= \sum \bar{F}_{pi} \\ \bar{v}_{pi} &= \frac{d\bar{r}_{pi}}{dt} \end{aligned} \right\} \text{phase dispersée} \quad (I-71b)$$

où \bar{F}_{pi} représente l'ensemble des forces s'exerçant sur une bulle. Celles-ci ont été décrites précédemment (I.3.1). Deux approches sont envisageables pour la description de la phase continue. Celle que nous avons décrite par les équations I-71 est la plus classique. La phase continue est traitée comme un mélange pseudo-homogène avec une masse volumique variable ρ . Le couplage du mouvement entre les phases est alors réalisé par le taux de vide qui est relié à la masse volumique du fluide équivalent par la relation :

$$\rho = \varepsilon_G \rho_G + \varepsilon_L \rho_L \quad (I-72)$$

La détermination de la viscosité équivalente est plus délicate. Il est possible d'employer celle du liquide ou d'utiliser une des corrélations empiriques de la littérature pour les viscosités équivalentes des milieux polyphasiques. Il existe plusieurs formulations et nous n'en citerons que trois à titre d'exemple (Wallis, 1969) :

$$\begin{aligned} \mu &= \varepsilon_G \mu_G + \varepsilon_L \mu_L \\ \frac{1}{\mu} &= \frac{X}{\mu_G} + \frac{1-X}{\mu_L} \\ \mu &= X \cdot \mu_G + (1-X) \cdot \mu_L \end{aligned} \quad (I-73)$$

Mais certains auteurs, par exemple Neti et Mohamed (1990) ou Delnoij et coll. (1997), préfèrent effectuer les calculs directement sur la phase liquide plutôt que considérer une phase pseudo-homogène. Il faut alors substituer les équations I-74 aux relations I-71a pour représenter la phase continue.

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_L}{\partial t} + \bar{\nabla} \cdot (\varepsilon_L \bar{v}_L) &= 0 \\ \rho_L \varepsilon_L \left[\frac{\partial \bar{v}_L}{\partial t} + (\bar{v}_L \cdot \bar{\nabla}) \bar{v}_L \right] &= -\varepsilon_L \bar{\nabla} P + \bar{\nabla} (\varepsilon_L \bar{\tau}_L) + \rho_L \varepsilon_L \bar{g} - \bar{f}_G \end{aligned} \quad (I-74)$$

Le couplage s'effectue toujours par le taux de vide, mais il faut alors tenir compte d'un couplage supplémentaire dû au transfert de quantité de mouvement qui est représenté dans les équations I-74 par le terme \bar{f}_G .

1.4.2.2. Comparaison des approches Euler/Euler et Euler/Lagrange

L'approche Euler/Euler, la plus classique, est d'un emploi beaucoup plus général. Elle présente l'avantage de pouvoir être utilisée pour tout type d'écoulement à deux phases ou plus sans aucune limitation sur les taux de rétention des phases en présence, ce qui n'est pas le cas de

l'approche Euler/Lagrange. En effet, pour une colonne de 1 m de diamètre et 2 m de haut avec un taux de vide moyen de 10%, le nombre de bulles présentes est estimé à 2 millions d'après Lapin et Lübbert (1994). Or il est pour l'instant impossible de modéliser plus d'une dizaine de milliers de bulles à cause des limitations de mémoire des ordinateurs. Plusieurs simplifications rendent cependant possibles l'utilisation de tels modèles, soit en prenant en compte une distribution représentative de bulles réduite à une taille acceptable, soit en utilisant le concept « d'agrégat de bulles » et des fonctions de probabilité de présence qui lui sont associés (Lapin et Lübbert, 1994).

En revanche, la vision lagrangienne de la phase gaz présente l'avantage d'être plus physique. L'introduction d'une distribution de tailles de bulles est aisée puisque le mouvement individuel de chaque bulle est pris en compte et les équations sont résolues successivement. Celle des interactions bulles/bulles ou bulles/fluide ainsi que de la coalescence et de la rupture des bulles se fait simplement par des termes additionnels dans les équations du mouvement des particules. Les descriptions Euler/Euler supposent en général que les bulles ont toutes la même taille. La prise en compte de plusieurs classes de bulles nécessite en effet l'écriture d'une équation de continuité et de quantité de mouvement par classe. Comme les équations sont toutes résolues simultanément, l'ajout d'une classe de bulles est équivalent à celui d'une phase supplémentaire au niveau du temps et de la complexité du calcul.

Numériquement, les deux approches ont chacune des points forts et des faiblesses. Les résultats fournis par les modèles purement eulériens sont fortement influencés par le schéma de discrétisation des termes convectifs et la diffusion numérique qui leur est associée (Sokolichin, Lübbert et coll., 1997). Cet inconvénient est en revanche moins pénalisant pour les modèles Euler/Lagrange. Mais pour ceux-ci, la difficulté réside dans le couplage entre les phases qui doit relier une vision lagrangienne spatialement continue avec un maillage discret de type eulérien. Il est de plus indispensable que la taille des mailles soit bien supérieure à celle des bulles (Jakobsen et coll., 1997).

Dans le cas de l'approche semi-lagrangienne, il faut encore noter la différence fondamentale dans la résolution des équations selon que l'on choisisse une méthode stationnaire ou dynamique. Dans le premier cas, il faut évaluer les trajectoires de toutes les particules de l'entrée à la sortie avant de pouvoir déduire le mouvement du fluide et ceci alternativement jusqu'à la convergence. Ce type de calcul est extrêmement pénalisant sur le plan de la mémoire nécessaire à cause du stockage des positions successives des bulles. Dans le second cas, les positions des bulles sont évaluées au bout d'un intervalle de temps dt qui doit être inférieur ou égal à la durée entre deux injections successives de gaz. Le couplage et les vitesses du liquide sont ensuite évalués avant de pouvoir commencer le calcul au pas de temps suivant pour la phase gaz. Les équations sont donc résolues alternativement jusqu'au temps final choisi par l'utilisateur. Le principal inconvénient de cette méthode est que le nombre de bulles suivies varie au cours de la simulation et qu'il faut donc gérer dynamiquement la mémoire.

En conclusion, nous retiendrons que si les modèles à phase gaz lagrangienne semblent plus séduisants à long terme, ils sont pour l'instant réservés aux faibles débits de gaz et aux réacteurs de petite taille comme ceux utilisés dans les laboratoires. Ils présentent cependant un grand intérêt pour la compréhension du comportement de la phase gaz. En revanche, l'étude et le dimensionnement des réacteurs industriels ne peuvent être réalisés actuellement qu'à partir d'une approche Euler/Euler.

Il existe cependant une approche intermédiaire qui permettrait de représenter correctement les interactions de la phase dispersée même dans des systèmes de grande taille. Ce type d'approche est

connu sous le nom d'approche PDF (*Probability Density Function*). Elle est déjà largement utilisée dans le domaine de la combustion (qui met en jeu un très grand nombre d'espèces chimiques) et de la précipitation où elle est mise en oeuvre pour décrire la nucléation, la croissance et l'agglomération des cristaux. Avec cette approche, il n'est plus nécessaire de suivre individuellement chaque bulle, mais la distribution statistique de leurs propriétés en chaque point. Les propriétés à prendre en compte sont la taille et la vitesse des bulles. Comme une distribution est connue à partir de ses moments, la phase gaz peut être décrite à partir des lois de conservation des moments statistiques de ses propriétés. Cette approche est cependant difficile à mettre en oeuvre. En effet, le formalisme mathématique est ardu et l'écriture des équations délicate à cause de l'existence d'une vitesse relative entre les phases. Elle est cependant assez prometteuse.

I.5. Conclusion

Jusqu'à présent, nous avons étudié les écoulements gaz/liquide à bulles d'un point de vue mécanique des fluides assez fondamental en mettant en évidence les différentes interactions bulles/fluide et bulles/bulles mises en jeu et en décrivant les différents modèles permettant de représenter ces écoulements. Nous disposons maintenant des bases essentielles pour nous intéresser plus précisément aux caractéristiques des écoulements effectivement rencontrés dans les colonnes à bulles. C'est l'objet du chapitre II. Dans ce chapitre, nous étudierons en détail l'hydrodynamique des colonnes à bulles à partir des principaux résultats expérimentaux de la littérature qui ont été obtenus, sauf mention contraire, dans des réacteurs fermés au liquide. Ensuite, nous étudierons systématiquement les applications de la mécanique des fluides numérique et des modèles que nous venons de décrire (Euler/Euler et Euler/Lagrange) aux colonnes à bulles. Nous montrerons également qu'il existe dans le cadre du génie chimique, entre les modèles globaux et la CFD, des modèles analytiques intermédiaires pour décrire l'hydrodynamique locale.

CHAPITRE II
COMPORTEMENT HYDRODYNAMIQUE
DES COLONNES A BULLES

II. COMPORTEMENT HYDRODYNAMIQUE DES COLONNES A BULLES

Dans les colonnes à bulles, l'hydrodynamique recouvre de nombreux paramètres puisqu'il est nécessaire de caractériser l'écoulement d'ensemble ainsi que celui de chacune des deux phases. La caractérisation de l'écoulement d'ensemble passe essentiellement par la détermination du régime hydrodynamique et de la répartition spatiale des phases. Dans ces réacteurs, nous rencontrons essentiellement deux régimes : le régime à bulles dispersées et le régime hétérogène (Figure I-1). Ce chapitre débutera donc par la description des régimes d'écoulement et de leurs transitions (II.1).

La répartition des phases peut être caractérisée par les rétentions moyenne et locale de la phase dispersée que nous analyserons dans le paragraphe II.2.1. La connaissance de ces paramètres est toutefois insuffisante pour décrire complètement la topologie de l'écoulement. Il faut pour cela disposer d'une description précise des caractéristiques de la phase dispersée et donc de celles des bulles. La description des bulles implique nécessairement la détermination de leurs dimensions caractéristiques et de leurs morphologies. A cela, il faut encore ajouter leurs vitesses et leur fréquence de passage. Cependant la présence de gradients radiaux, notamment en régime hétérogène, fait qu'une connaissance des propriétés moyennes des bulles est insuffisante et qu'il est indispensable d'accéder à la variation spatiale des propriétés pour avoir une description complète de la phase dispersée. L'ensemble des propriétés dynamiques des bulles dans l'écoulement sera analysé dans le paragraphe II.2.2.

Dans les colonnes à bulles, la description de la phase continue nécessite la connaissance du champ local des vitesses, de ses fluctuations, ainsi que celle des structures de l'écoulement. Dans le cas particulier des réacteurs à boucle, il faut également étudier la vitesse de circulation d'ensemble du fluide et la répartition des pertes de charge par frottements qui régit cette circulation. Tous ces aspects seront étudiés dans le paragraphe II.3.1.

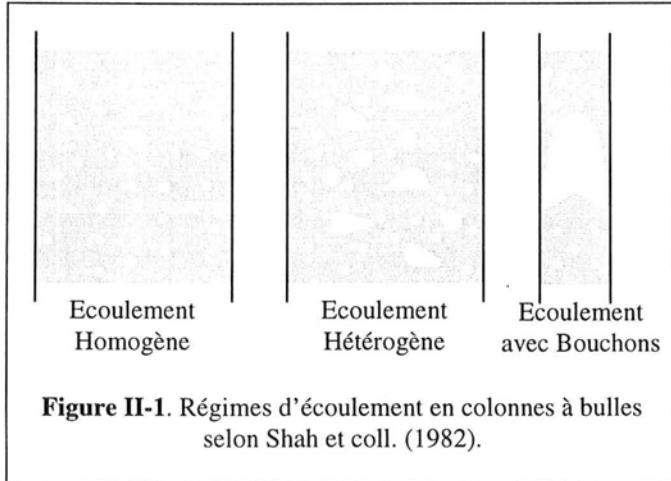
Globalement, il est indispensable de connaître la variation de tous les paramètres hydrodynamiques que nous venons de décrire en fonction des variables du problème que sont les conditions opératoires, la géométrie du réacteur et les propriétés physico-chimiques du système. Les variables opératoires sont le débit de gaz, le débit de liquide – ou sa hauteur initiale dans les systèmes semi-fermés –, la température et la pression. Les paramètres géométriques recouvrent essentiellement le type de distributeur et ses caractéristiques, ainsi que le rapport hauteur/diamètre de la colonne. Dans le cas des réacteurs à boucle externe, il est nécessaire d'ajouter les caractéristiques géométriques de la descente, de la jonction et du séparateur. Enfin, les propriétés physico-chimiques du système recouvrent celles de la phase gaz (essentiellement sa masse volumique) et celles de la phase liquide (masse volumique, viscosité dynamique et tension superficielle). L'aptitude à favoriser la coalescence des bulles du système est aussi de première importance, bien qu'à l'heure actuelle il n'existe toujours pas de moyen de quantifier ce paramètre. Dans ce chapitre, nous nous efforcerons de relier le comportement de l'hydrodynamique des colonnes à bulles aux différentes variables que nous venons de citer.

L'étude de l'hydrodynamique de l'écoulement est fondamentale puisqu'elle conditionne les phénomènes de transfert de matière et de chaleur ainsi que le mélange dans le réacteur, ce qui détermine en fin de compte la vitesse de réaction et la conversion que l'on peut espérer atteindre. Trop souvent, elle s'est résumée à la détermination de corrélations dont la validité est limitée au

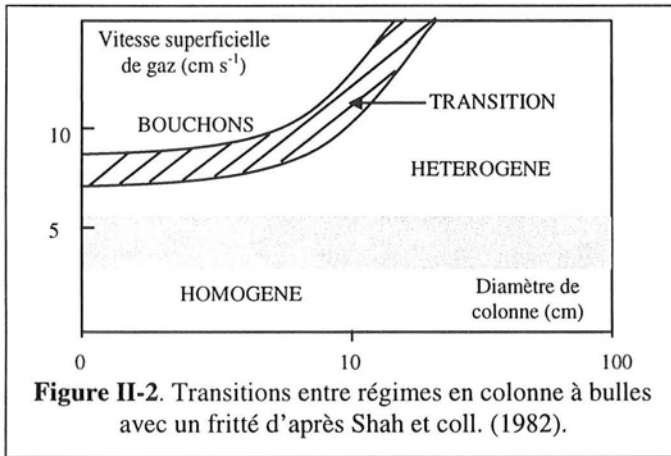
domaine à partir duquel elles ont été établies. A terme, la description fine de l'hydrodynamique des colonnes à bulles devrait permettre l'établissement de modèles d'écoulement, de transfert et de mélange fiables. Cependant, cette tâche ardue est encore bien loin d'être achevée comme nous le montrerons en décrivant successivement les modèles analytiques locaux (II.3.2), les modèles empiriques globaux (II.3.3) et enfin les premières applications de l'approche dynamique des fluides (II.4).

II.1. Régimes d'écoulement

En colonne à bulles, l'écoulement des bulles de gaz dans la phase continue peut prendre différentes configurations qui sont caractérisées par une différence de distribution des bulles sur la



section droite de la colonne. Deux régimes sont communément rencontrés : le régime homogène (*homogeneous flow* ou *dispersed bubble flow*) et le régime hétérogène (*heterogenous flow*, *churn-turbulent flow* ou encore *coalesced bubble flow*). Dans les colonnes de laboratoire de faible diamètre, l'écoulement en bouchons (*slug flow*) est parfois observé. Il correspond à une alternance entre des bouchons de gaz et des zones riches en liquide ne contenant que de petites bulles (Deckwer, 1992). Ce régime n'apparaît jamais dans les colonnes de taille industrielle (Figure II-1).



La transition entre les régimes dépend des conditions opératoires, des propriétés physiques des phases et de la géométrie du système. Il est cependant connu que les principaux facteurs qui influent sur les transitions sont : le débit de gaz, le type de distributeur, l'aptitude à la coalescence du système ainsi que les dimensions géométriques de la colonne. La figure II-2 montre schématiquement les zones de transition dans le cas d'un distributeur de type fritté.

Plus récemment, Chen et coll. (1994) ont proposé une nouvelle description des régimes d'écoulement fondée sur des mesures par *Vélocimétrie par Image de Particules*. Ils distinguent trois régimes (Figure II-3) qui correspondent grossièrement au régime homogène (*dispersed bubble flow*), à la zone de transition (*vortical-spiral flow*) et au régime hétérogène (*turbulent flow*).

La transition homogène/hétérogène débute alors aux alentours d'une vitesse superficielle de gaz de 4 cm s^{-1} (Deckwer, 1992). La vitesse de la phase liquide est trop faible pour pouvoir influencer la transition en colonne à bulles. On considère cependant qu'elle a un effet stabilisateur qui permet de rester plus longtemps en régime homogène et qui se manifeste de façon plus marquée dans le cas des réacteurs à boucles. Le choix du système de distribution du gaz est en revanche primordial. Le régime homogène n'existe que dans le cas d'une distribution uniforme des bulles en sortie du distributeur qui ne peut être obtenue que grâce à un distributeur efficace comme un fritté. Dans le

cas d'un distributeur peu efficace, par exemple un orifice unique, l'écoulement est toujours en régime hétérogène.

L'aptitude à la coalescence du système mis en jeu a également un rôle déterminant. Le régime homogène a un domaine d'existence assez important lorsque l'aptitude à la coalescence est faible. Inversement ce domaine se réduit lorsque le liquide devient visqueux ou que la tension superficielle du liquide augmente (Wilkinson et coll., 1992).

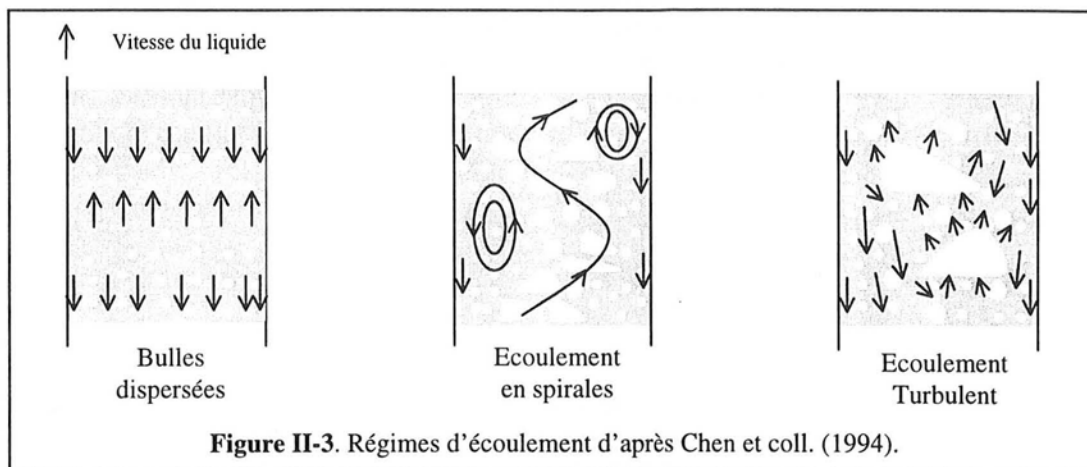


Figure II-3. Régimes d'écoulement d'après Chen et coll. (1994).

Récemment, les travaux de Sarrafi et coll. (1999) ont permis de mettre précisément en évidence l'influence de la géométrie du réacteur sur la transition de régime. En se fondant sur leurs propres résultats et ceux d'une dizaine de travaux antérieurs de la littérature, ces auteurs ont montré que la précocité de la transition est favorisée par une augmentation de la hauteur de liquide ou une diminution du diamètre du réacteur. Il apparaît donc clairement qu'une augmentation du rapport H_c/D_c tend à favoriser le régime hétérogène. Leurs travaux font également apparaître, dans le cas d'un distributeur de gaz de type plateau perforé, que l'augmentation du diamètre d'orifice tend à rendre la transition plus précoce, tandis que l'augmentation de la distance entre les orifices tend au contraire à la retarder.

D'autres études récentes ont également permis de clarifier l'influence de la densité de la phase gaz et de la pression. Nous citerons, entre autres, les travaux de Krishna et coll. (1991), de Reilly et coll. (1994) et de Letzel et coll. (1997) qui ont montré que l'emploi d'un gaz de densité plus élevée ou d'une pression opératoire plus grande favorise le régime homogène en retardant la transition. En revanche l'influence de la température n'a pas encore été clairement identifiée.

Des approches théoriques ont également été développées pour tenter de prédire la transition, comme celle proposées par Krishna et coll. (1991) ou par Shnip et coll. (1992). Elles sont cependant limitées à un nombre réduit de systèmes gaz/liquide - en général promoteurs de coalescence - et de distributeurs. En conclusion, il apparaît que la transition entre régime homogène et hétérogène reste encore assez mal comprise malgré l'abondance des travaux parus sur le sujet.

Dans le cadre de l'étude des colonnes à bulles et de leur dimensionnement, la détermination de la transition pour un système physico-chimique donné est d'une importance capitale tant les comportements des transferts de quantité de mouvement, de matière et de chaleur diffèrent d'un régime à l'autre. Selon Deckwer (1992), il est préférable de mettre en œuvre les réactions en régime homogène car le coefficient volumétrique d'absorption $k_L a$ est plus grand qu'en régime hétérogène. En effet l'augmentation du coefficient de transfert de matière k_L due à la meilleure agitation ne compense pas la diminution de l'aire interfaciale. La distribution des temps de séjour est également plus large en régime hétérogène, ce qui nuit à la sélectivité. Malheureusement, ce dernier régime est

bien souvent rencontré dans les conditions industrielles. C'est pourquoi nous allons maintenant décrire plus en détail les régimes homogène et hétérogène.

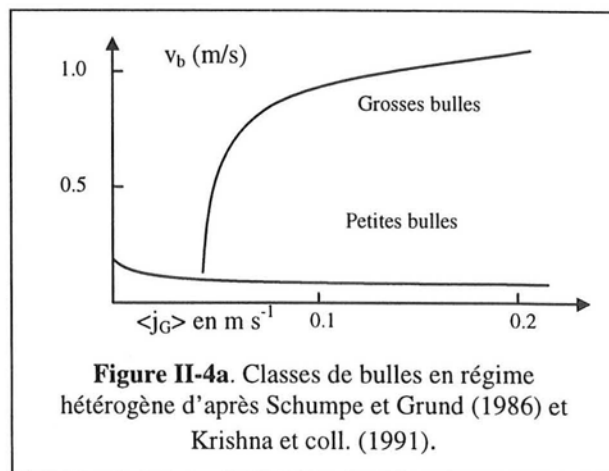
II.1.1. Régime Homogène

Le régime homogène prévaut pour les faibles débits de gaz. Il est caractérisé par une taille et une répartition des bulles à peu près uniforme sur une section droite de l'écoulement. Il n'y a donc pas de gradient radial de taux de vide dans ce régime. La dispersion des bulles, leur taille et le taux de vide sont totalement contrôlés par le distributeur et les propriétés physico-chimiques du système. Les phénomènes de coalescence et de rupture peuvent être négligés. Les bulles se meuvent à peu près verticalement avec de faibles oscillations latérales. Dans les systèmes fermés au liquide, ce dernier est transporté vers le haut par les bulles qui entraînent le liquide situé dans leur voisinage. En revanche la phase liquide descend entre les bulles (Figure II-3). L'écoulement est donc caractérisé par l'absence de structure établie pour la recirculation du liquide. La turbulence, essentiellement induite par les bulles, est alors non-isotrope et a pour échelle caractéristique la taille des bulles selon Zahradník et coll. (1997), ce qui est confirmé récemment par Magaud (1999).

II.1.2. Transition et Régime Hétérogène

Lorsqu'on augmente le débit de gaz, le régime homogène devient instable et on observe la formation de groupes cohérents ou agrégats de bulles ainsi que de bulles de grande taille. Si D_c est petit, ces grosses bulles atteignent la taille de la colonne et on obtient l'écoulement en bouchons. Dans le cas contraire, on atteint alors le début de la zone de transition vers le régime hétérogène. Pendant la transition, les propriétés de la phase gaz évoluent rapidement. Ainsi la courbe $\langle \varepsilon_G \rangle$ vs. $\langle j_G \rangle$ présente parfois, dans le cas de distributeurs de gaz efficaces, un maximum qui correspond à l'influence négative de la circulation du liquide sur le taux de vide. Zahradník et coll. (1997) notent également une augmentation de la dispersion axiale dans les deux phases lors de la transition.

La transition et le régime hétérogène sont caractérisés par une large distribution des tailles de bulles et l'existence d'un profil radial de taux de vide. Une partie du gaz est transportée sous forme de grosses bulles qui ont des vitesses ascensionnelles plus élevées que les petites bulles (Schumpe et Grund, 1986). Les grosses bulles traversent rapidement la dispersion en entraînant les petites dans leur sillage. Les phénomènes de coalescence et de rupture jouent donc un rôle important dans la formation des grosses bulles et la distribution des tailles de bulles ne dépend plus du distributeur à partir d'une hauteur de colonne supérieure à cinq ou six fois le diamètre de colonne. L'évolution radiale de la rétention de la phase gaz provient du fait que les grosses bulles se meuvent préférentiellement au centre de la colonne. Elle induit de plus une macro-circulation du liquide avec des vitesses élevées qui atténuent ainsi l'anisotropie de la turbulence. L'échelle caractéristique de la turbulence est alors voisine du diamètre de la colonne selon Zahradník et coll. (1997). Le régime hétérogène est également caractérisé par de fortes oscillations de la hauteur de la dispersion. En première approximation, la distribution de taille des bulles peut être représentée par un modèle à deux classes (Krishna et coll., 1991). La vitesse respective des bulles de chaque classe est mesurable par *désengagement dynamique* du gaz (III.2.1.2). On obtient schématiquement la figure II-4a qui montre l'existence des deux classes de bulles. Le taux de vide peut alors être décomposé en deux termes correspondant aux fractions respectives des petites et grosses bulles.



supérieure à cinq ou six fois le diamètre de colonne. L'évolution radiale de la rétention de la phase gaz provient du fait que les grosses bulles se meuvent préférentiellement au centre de la colonne. Elle induit de plus une macro-circulation du liquide avec des vitesses élevées qui atténuent ainsi l'anisotropie de la turbulence. L'échelle caractéristique de la turbulence est alors voisine du diamètre de la colonne selon Zahradník et coll. (1997). Le régime hétérogène est également caractérisé par de fortes oscillations de la hauteur de la dispersion. En première approximation, la distribution de taille des bulles peut être représentée par un modèle à deux classes (Krishna et coll., 1991). La vitesse respective des bulles de chaque classe est mesurable par *désengagement dynamique* du gaz (III.2.1.2). On obtient schématiquement la figure II-4a qui montre l'existence des deux classes de bulles. Le taux de vide peut alors être décomposé en deux termes correspondant aux fractions respectives des petites et grosses bulles.

Dans les réacteurs à gazosiphon, les phénomènes sont moins marqués à cause de la recirculation du liquide dans la descente (à ne pas confondre avec la circulation locale). Ainsi, le maximum obtenu lors du tracé de $\langle \varepsilon_G \rangle$ en fonction de $\langle j_G \rangle$ en colonnes à bulles n'est jamais observé. Toutefois le comportement d'ensemble est identique à celui des colonnes à bulles. En régime hétérogène, une circulation locale du liquide se superpose alors à la recirculation globale (Merchuk, 1993).

Dans de nombreuses études, transition et régime hétérogène établi sont confondus (Deckwer, 1992). Toutefois, les plus récentes mettent en évidence de nombreuses différences entre ces deux régimes (Letzel et coll., 1997 ; Zahradnik, 1997). Chen et coll. (1994) ont proposé une description spatiale plus fine de la transition et du régime hétérogène établi qu'ils ont nommés respectivement écoulement *en spirale* et écoulement *turbulent*. L'écoulement en spirale est caractérisé par la présence de trois zones (Figure II-3) :

- une zone centrale en forme de spirale avec les grosses bulles où se déroulent les phénomènes de rupture et de coalescence. Les bulles, groupées en agrégats, se déplacent en suivant la forme de la spirale avec des vitesses élevées. Cette zone oscille sans cesse latéralement et contrôle la structure globale de l'écoulement.
- une zone avec des vortex qui recirculent localement le liquide vers le bas et les bulles de petite taille. Les vortex, en forme de petite spirale, s'enroulent autour de la zone centrale et oscillent verticalement en suivant les oscillations de cette zone.
- une zone de liquide descendant proche de la paroi caractérisée soit par l'absence de bulles, soit par la présence de très petites bulles.

Ces observations sont en accord avec l'écoulement hélicoïdal mis en évidence par Franz et coll. (1984) à partir de mesures par anémométrie à film chaud (Annexe A).

Lorsque de très grosses bulles se forment, la structure de l'écoulement en spirale est détruite. Le mouvement du liquide est assuré par les grosses bulles qui dispersent le liquide en montant et le transportent dans leur traînée. C'est l'écoulement turbulent qui présente alors un fort caractère chaotique. Cependant le mélange est finalement moins bon qu'avec l'écoulement en spirale selon les auteurs.

II.2. Hydrodynamique de la Phase Gaz

La description de l'hydrodynamique de la phase gaz comprend essentiellement deux parties : d'une part, la description du comportement du taux de vide (donc de la répartition du gaz dans le réacteur), et d'autre part celle des propriétés des bulles que sont taille, forme et vitesse au sein de l'écoulement. Enfin, nous aborderons rapidement la question de la dispersion axiale au sein du gaz.

II.2.1. Taux de Vide

Le taux de vide local et notamment sa moyenne volumique $\langle \varepsilon_G \rangle$ sont des paramètres essentiels pour caractériser l'hydrodynamique de la phase gaz. Ils dépendent a priori de la vitesse superficielle du gaz, des propriétés physico-chimiques des phases, du diamètre de la colonne et du choix du distributeur. La vitesse superficielle du liquide a en revanche peu d'influence en colonne à bulles. Dans les réacteurs à boucles, elle joue un rôle plus important, mais elle n'est plus un paramètre indépendant. En effet, elle peut alors être exprimée en fonction de la vitesse superficielle du gaz et des caractéristiques géométriques du réacteur (Dhaouadi, 1997). Le taux de vide présente en plus l'avantage d'être facile à mesurer et d'être indépendant des effets de parois pour des diamètres de colonne supérieurs ou égaux à 10 cm.

II.2.1.1. Régime homogène

En régime homogène, l'uniformité de la distribution des bulles sur la section droite de l'écoulement induit la constance du taux de vide sur cette section sauf à proximité des parois. Sa variation radiale peut être représentée par une relation du type

$$\epsilon_G = \langle \epsilon_G \rangle \cdot \frac{m+2}{m+2-2 \cdot c} \cdot \left(1 - c \left(\frac{r}{R} \right)^m \right) \tag{II-1}$$

avec un exposant m compris entre 4 et 10. Le paramètre c permet de prendre en compte la présence éventuelle d'un taux de vide non nul à la paroi. Si le taux de vide est nul à la paroi, $c = 1$. Enfin, les variations axiales de la rétention sont le plus souvent négligées.

La rétention moyenne de la phase gaz varie quasi-linéairement avec la vitesse superficielle du gaz. On a alors

$$\langle \epsilon_G \rangle \propto \langle j_G \rangle^n \tag{II-2}$$

avec n compris en général entre 0.7 et 1 pour les colonnes à bulles. Des valeurs supérieures à 1 ont cependant été observées pour des systèmes inhibiteurs de coalescence avec un fritté. Ce comportement est à l'origine du *modèle de vitesse de glissement*. Ce modèle, valable uniquement en régime homogène, relie la vitesse de glissement définie par l'équation I-10 au taux de vide moyen et à la vitesse terminale ascensionnelle des bulles $v_{b\infty}$ par la relation :

$$\langle v_{GL} \rangle = v_{b\infty} \phi(\langle \epsilon_G \rangle) \tag{II-3}$$

En l'absence de débit pour la phase liquide, on a

$$\frac{\langle j_G \rangle}{\langle \epsilon_G \rangle} = v_{b\infty} \phi(\langle \epsilon_G \rangle) \tag{II-4}$$

où ϕ est une fonction correctrice qui prend en compte la déviation à la relation linéaire $\langle \epsilon_G \rangle = \langle j_G \rangle / v_{b\infty}$ due aux interactions entre bulles voisines et notamment à la présence de liquide descendant entre les bulles. Une dizaine de formes différentes de ϕ ont été proposées dans la littérature dont les principales sont reportées dans le tableau II-1. Pour les autres, le lecteur pourra se référer aux travaux de Jamialahmadi et coll. (1993) et de Zahradník et coll. (1997). La grande variété des corrélations proposées provient du fait que ϕ dépend fortement de la nature du distributeur. Dans les réacteurs à gazosiphon, l'interaction entre les bulles est réduite par la vitesse de liquide qui stabilise l'écoulement. On observe alors fréquemment une déviation correspondant à un exposant n supérieur ou égal à 1.

Référence	Expression proposée
Turner (1966)	1
Davidson et Harrison (1966)	$\frac{1}{1 - \langle \epsilon_G \rangle}$
Richardson et Zaki (1954)	$(1 - \langle \epsilon_G \rangle)^{1.39}$
Lockett et Kirkpatrick (1975)	$(1 - \langle \epsilon_G \rangle)^{1.39} \cdot (1 + 2.55 \langle \epsilon_G \rangle^3)$

Tableau II-1. Corrélations du facteur ϕ .

Un autre modèle parfois utilisé en régime homogène, est celui de Molerus et Kurtin (1984) qui relie vitesse relative, diamètre de bulles et taux de vide. Il donne de très bons résultats dans le cas des systèmes inhibiteurs de coalescence.

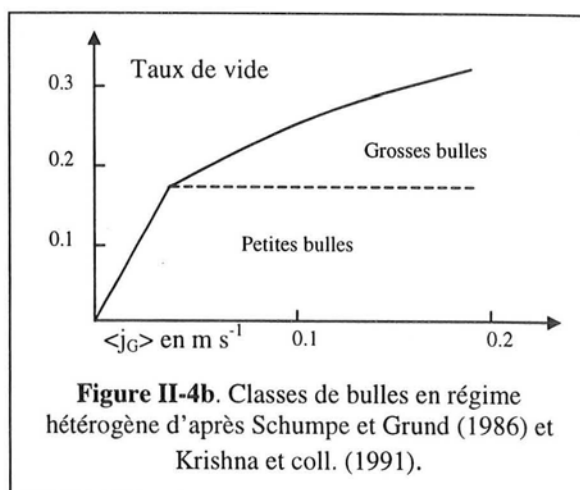
II.2.1.2. Régime hétérogène

En régime hétérogène, il existe un profil radial à peu près parabolique du taux de vide. L'exposant de la relation II-1 est généralement compris entre 2 et 4. En revanche les phénomènes de pics de parois, mis en évidence par Serizawa (1975) dans des colonnes de quelques centimètres de diamètre, ne sont jamais observés en colonne à bulles avec les conditions opératoires couramment utilisées. La variation axiale est plus prononcée qu'en homogène, avec en général une diminution du taux de vide en amont du distributeur due aux phénomènes de coalescence, et une augmentation en haut de la colonne provenant d'un retard au désengagement engendré par la présence d'une surface libre. L'exposant n de la relation II-2 est compris entre 0.4 et 0.7, ce qui correspond à la formation de grosses bulles en plus des petites bulles qui existaient déjà en régime homogène. Les grosses bulles ont des vitesses ascensionnelles très élevées et la coexistence de deux classes de bulles a été démontrée à partir de mesures de désengagement dynamique du gaz par de nombreux auteurs. Lorsque la transition est atteinte, la fraction du taux de rétention due aux petites bulles devient constante. Seule la part due aux grosses bulles augmente encore selon Krishna et coll. (1991). La figure II-4b illustre leurs résultats. Ces auteurs ont d'ailleurs tenté de corrélérer séparément la fraction de taux de vide correspondant à chaque classe en fonction de la vitesse superficielle du gaz et de sa valeur au point de transition.

En général, l'évolution du taux de vide moyen en régime hétérogène pour les colonnes à bulles et les réacteurs à boucles est assez bien représentée par le modèle du *drift flux* (I.4.1) qui aboutit à l'expression suivante :

$$\frac{\langle j_G \rangle}{\langle \varepsilon_G \rangle} = C_0 \langle j \rangle + C_1 \quad (\text{II-5})$$

Les résultats sont toutefois meilleurs pour les gazosiphons car la relation II-5 décrit moins bien l'écoulement moyen lorsqu'il y a présence de vitesses négatives comme c'est le cas des colonnes à bulles. Joshi et coll. (1990) ont résumé l'influence des vitesses superficielles de gaz et de liquide sur les valeurs de C_0 et de C_1 à partir des résultats de la littérature. En régime hétérogène, C_0 est compris entre 1.4 et 2 tandis que C_1 reste proche de 0.3 m/s. Lorsqu'on augmente le débit de liquide, l'écoulement devient plus uniforme et les valeurs des deux paramètres diminuent jusqu'à atteindre des valeurs limites avec $C_0 \approx 1.2$ et $C_1 \approx 0.25 \text{ m s}^{-1}$.



II.2.1.3. Principales corrélations

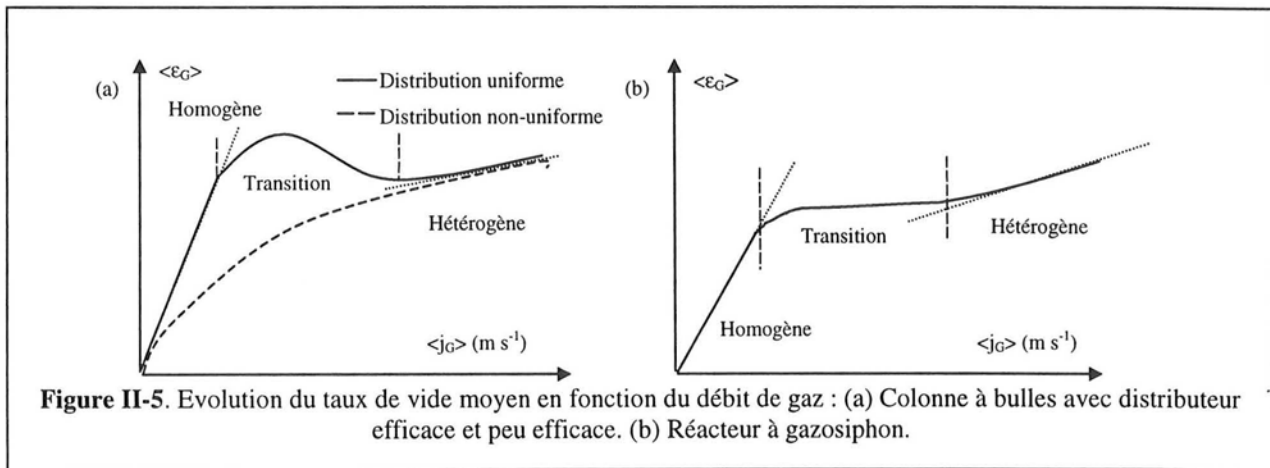
Les données expérimentales relatives au taux de vide sont assez nombreuses dans la littérature à température et pression ambiante et ont conduit à un grand nombre de corrélations empiriques. Le problème d'une telle approche réside dans le fait que les corrélations obtenues dépendent du système étudié et des conditions expérimentales. Toute extrapolation vers un autre système ou en dehors du domaine de validité peut s'avérer hasardeuse. Shah et coll. (1982) en ont sélectionné une dizaine parmi les plus utilisées et citent, pour chacune d'elles, les conditions dans lesquelles elles ont été obtenues. Outre la forme classique représentée par l'équation II-2, on trouve également des corrélations de la forme suivante

$$\frac{\langle \varepsilon_G \rangle}{(1 - \langle \varepsilon_G \rangle)^m} \propto \langle j_G \rangle^n \quad (\text{II-6})$$

où m est un exposant qui dépend du rapport des masses volumiques des phases et prend la valeur 4 pour des bulles d'air à pression et température ambiante (Mersmann, 1978). La dispersion des résultats expérimentaux ne permet pas de retenir une corrélation unique. Elle est en grande partie expliquée par l'extrême sensibilité du taux de vide aux propriétés physiques du système et à la présence d'impuretés. A titre d'illustration, nous reportons dans le tableau II-2 quatre corrélations applicables au système eau/air.

Référence	Expression proposée	Paramètres
Hughmark (1963)	$\langle \varepsilon_G \rangle = \frac{1}{2 + \left(\frac{0.35}{\langle j_G \rangle} \right) \cdot \left(\frac{\rho_L \sigma_L}{72} \right)^{1/3}}$	CB - Plateau perforé $\langle j_G \rangle : 0.004-0.45 \text{ m.s}^{-1}$ $D_c > 0.1 \text{ m}$
Akita et Yoshida (1973)	$\frac{\langle \varepsilon_G \rangle}{(1 - \langle \varepsilon_G \rangle)^4} = 0.2 \cdot \left(\frac{g D_c^2 \rho_L}{\sigma_L} \right)^{1/8} \cdot \left(\frac{g D_c^3}{v_L^2} \right)^{1/12} \cdot \left(\frac{\langle j_G \rangle}{\sqrt{g D_c}} \right)$	CB - Tube $\langle j_G \rangle : 0.005-0.42 \text{ m.s}^{-1}$ $D_c : 0.15-0.6 \text{ m}$
Kumar (1976)	$\langle \varepsilon_G \rangle = 0.728U - 0.458U^2 + 0.0975U^3$ $U = \langle j_G \rangle \cdot \left(\frac{\rho_L^2}{\sigma_L (\rho_L - \rho_G) g} \right)^{1/4}$	CB - Plateau perforé $\langle j_G \rangle : 0.002-0.14 \text{ m.s}^{-1}$ $D_c > 0.05-0.1 \text{ m}$
Hills (1976)	$\langle \varepsilon_G \rangle = 0.24 + 1.35(\langle j_G \rangle + \langle j_L \rangle)^{0.93}$	Airlift externe (riser) $\langle j_G \rangle : 0.013-1.2 \text{ m.s}^{-1}$ $D_m : 0.15 \text{ m} - D_d : 0.15 \text{ m}$

Tableau II.2. Corrélations du taux de vide global.



II.2.1.4. Conclusions

Globalement, l'allure des courbes $\langle \varepsilon_G \rangle$ en fonction de la vitesse superficielle est présentée sur la figure II-5. Les courbes avec un maximum de type (a) sont obtenues pour des distributeurs efficaces comme les frittés. Le passage par un maximum dans la zone de transition correspond à l'établissement complet de la recirculation locale du liquide selon Zahradník et coll. (1997). Les courbes sans maximum de type (a) sont obtenues pour des distributeurs de type orifice unique ou plateau perforé (avec des diamètres d'orifice supérieurs à 1 mm) en colonnes à bulles. Dans le cas particulier des réacteurs à boucles, le maximum n'est pas observé. La courbe présente plutôt un

palier qui correspond à la zone de transition comme cela est montré sur la courbe (b). Dans le cas des colonnes à bulles, la différence de pente entre les régimes est souvent assez nette. En revanche le changement de pente entre transition et régime hétérogène est plus faible dans les réacteurs à gazosiphon à cause de l'effet stabilisateur de la recirculation globale du liquide.

Pour conclure, l'influence sur le taux de vide des paramètres opératoires et des caractéristiques géométriques du réacteur peut être résumée de la façon suivante :

- La vitesse superficielle du gaz est le paramètre qui a la plus grande influence sur $\langle \varepsilon_G \rangle$.
- Le diamètre de la colonne n'a en revanche que peu d'effet sur $\langle \varepsilon_G \rangle$ s'il est supérieur ou égal à 10 cm. De même, l'augmentation de la hauteur du liquide n'a qu'une très faible influence.
- Le distributeur de gaz joue un rôle essentiel sur l'évolution de $\langle \varepsilon_G \rangle$ en régime homogène car il conditionne la taille des bulles primaires et l'uniformité de leur distribution sur la section du réacteur. Son influence est en revanche très faible en régime hétérogène établi dans le cas des systèmes coalescents.
- Le taux de vide diminue lorsque l'aptitude à la coalescence du système augmente. Toutefois ce comportement est difficile à prendre en compte. Il est évident qu'il est lié à la viscosité et à la tension superficielle du liquide, mais ces deux paramètres sont insuffisants pour le représenter correctement. Schématiquement, l'augmentation de la viscosité du liquide favorise la coalescence et provoque la diminution du taux de vide jusqu'à 50 mPa s. Il semble qu'il n'y ait plus d'influence de la viscosité au-delà de cette valeur d'après Deckwer (1992). De même, l'augmentation de la tension de surface provoque une diminution du taux de vide. En revanche, l'accroissement de la force ionique du milieu provoque une augmentation de $\langle \varepsilon_G \rangle$.
- Le taux de vide augmente aussi faiblement avec la densité du gaz à pression constante d'après Reilly et coll. (1994). L'augmentation de la pression opératoire se traduit par une augmentation du taux de vide jusqu'à $5 \cdot 10^6$ Pa. A partir de cette valeur, l'influence de la pression devient négligeable. De même l'accroissement de la température se traduit en général par un accroissement du taux de vide selon Lin et coll. (1998).
- Dans le cas particulier des réacteurs à gazosiphon, nous retiendrons que le taux de vide dépend du rapport des sections de la montée et de la descente, ainsi que de l'aptitude du séparateur à assurer un bon désengagement du gaz (Dhaouadi, 1997). En revanche, l'influence du distributeur est plus faible.

II.2.2. Propriétés dynamiques des bulles

Les performances des colonnes à bulles sont largement déterminées par les propriétés des bulles au sein de l'écoulement car celles-ci conditionnent l'aire interfaciale et donc le transfert de matière. Ces propriétés sont d'une part la distribution des tailles, et d'autre part celle des vitesses des bulles. Ces deux distributions sont par ailleurs fortement liées. Ainsi une large distribution de taille de bulles correspond à une large distribution des vitesses et à des temps de séjour plus importants. Dans la suite, nous étudierons successivement ces deux propriétés.

II.2.2.1. Taille de bulles

La distribution des tailles de bulles peut tout d'abord être caractérisée par la taille moyenne des bulles. On utilise couramment le diamètre moyen en nombre :

$$\bar{d} = \frac{\sum d_i}{N} \quad (\text{II-7})$$

Mais souvent, c'est le diamètre de Sauter ou d_{32} qui est préféré (Eq.II-8).

$$d_{32} = \frac{\sum d_i^3}{\sum d_i^2} \quad (\text{II-8})$$

Dans le cas des bulles non sphériques, les d_i correspondent généralement à un diamètre moyen en volume. Mais dans le cas de mesures par des techniques photographiques, c'est le diamètre équivalent en surface fondé sur l'aire de la surface projetée dans le plan focal qui est évalué.

Dans un premier temps, il est nécessaire de distinguer la zone située juste au-dessus du distributeur où on rencontre la distribution primaire des bulles de celle du sein de la colonne qui commence de deux à six diamètres au-dessus du distributeur selon les auteurs. Même dans le cas du régime homogène, les tailles de bulles dans les deux zones peuvent être différentes pour un système coalescent. En effet, entre ces deux zones ont lieu les phénomènes de rupture et de coalescence de bulles qui précèdent l'obtention d'une distribution stable. Ainsi en régime hétérogène, la distribution des tailles de bulles dans le sein de l'écoulement est dominée par l'équilibre entre ces deux phénomènes et ne dépend pratiquement plus du choix du distributeur.

Dans la région du distributeur, de nombreux travaux théoriques ont étudié la formation des bulles dans le cas d'un orifice unique. Un résumé assez complet est fourni par Tsuge (1993). Ces modèles sont fondés sur l'écriture de l'équilibre des forces agissant sur l'interface gaz/liquide entre les forces de frottement, de poussée, de pression et de tension superficielle. Certains prennent également en compte l'influence des forces d'inertie et de traînée. Globalement, on obtient des équations de la forme :

$$\frac{dV_b}{dt} \propto \Delta P_{\text{statique}} + \Delta P_{\text{frottement}} + \frac{4\sigma}{d_p} + \Delta P_{\text{poussée}} \quad (\text{II-9})$$

Il existe également des corrélations empiriques fondées sur des études expérimentales. Une synthèse récente a été réalisée par Ponter et Surati (1997).

Dans la zone intermédiaire, la taille des bulles varie rapidement. L'ajout d'électrolytes, de composés organiques (comme les alcools) ou de tensio-actifs joue alors un rôle fondamental dans le passage de la distribution primaire des tailles de bulles à la distribution secondaire. L'évolution des diamètres moyens en fonction de la concentration en additif a été étudiée par de nombreux auteurs. Dans le cas des électrolytes, il existe une concentration limite au-delà de laquelle un ajout supplémentaire est sans effet (Prince et Blanch, 1990). Dans le cas des alcools, le paramètre le plus important est la longueur de la chaîne carbonée (Kelkar et coll., 1983; Jamialahmadi et coll., 1992). Lorsque la coalescence est inhibée, les distributions primaire et secondaire deviennent sensiblement identiques sur toute la hauteur de la colonne avec une la taille moyenne des bulles plus faible.

II.2.2.1.1. Taille de bulles dans la zone du distributeur

En fonction du diamètre des orifices d_0 et du débit de gaz par orifice \dot{Q}_{G0} , il est possible de définir trois régimes de formation des bulles pour les distributeurs de type orifice unique ou surface perforée : *bulles séparées*, *chaîne de bulles* et *régime de jet* (Figure II-6).

- Régime à bulles séparées :

Aux très faibles débits de gaz, les bulles formées ne dépendent pas du débit de gaz. Leur taille est fonction du diamètre d'orifice d_0 ainsi que des forces de poussée et de tension

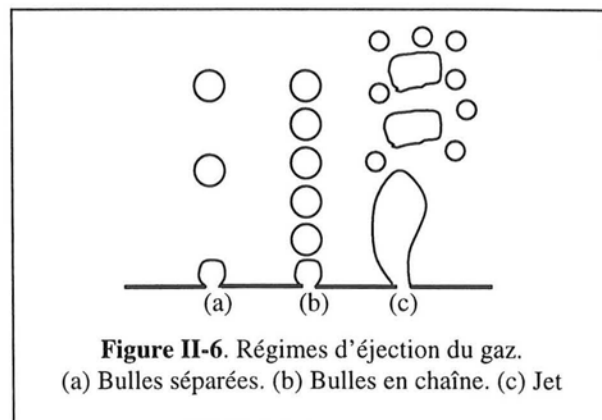


Figure II-6. Régimes d'éjection du gaz.
(a) Bulles séparées. (b) Bulles en chaîne. (c) Jet

superficielle. La bulle grossit tant que les forces de tension interfaciale sont supérieures aux forces de poussée. On obtient alors à l'équilibre :

$$d_b = \left(\frac{6\sigma d_0}{g(\rho_L - \rho_G)} \right)^{1/3} \quad \text{(II-10)}$$

Cette équation n'est plus valable lorsque le diamètre de bulle devient voisin de d_0 . Les limites de ce régime dépendent du nombre de Reynolds de bulles. On obtient alors les limites

$$\dot{Q}_{G0} \leq \frac{0.31}{\mu_L} \cdot \left(\frac{\sigma^4 d_0^4}{g(\rho_L - \rho_G)} \right)^{1/3} \quad \text{si } Re_b \leq 1 \quad \text{(II-11)}$$

suivantes :

$$\dot{Q}_{G0} \leq 1.66 \cdot \left(\frac{\sigma^5 d_0^5}{\rho_G^3 g^2 (\rho_L - \rho_G)^2} \right)^{1/6} \quad \text{si } Re_b \gg 1$$

- Régime de chaînes de bulles :

Aux débits de gaz plus importants, les forces de tension superficielles deviennent négligeables et les tailles de bulles dépendent de l'équilibre entre les forces d'inertie, les forces visqueuses et la force de poussée. Le diamètre de bulles augmente alors avec la vitesse du gaz à l'orifice. On obtient les relations suivantes d'après Bhavaraju et coll. (1978) :

$$d_b = 3.22 \cdot \left(\frac{\mu_L}{\pi g(\rho_L - \rho_G)} \right)^{1/4} \dot{Q}_{G0}^{0.25} \quad \text{si } Re_b \leq 1 \quad \text{(II-12)}$$

$$d_b = 2.35 \cdot \left(\frac{\rho_L}{\pi^2 g(\rho_L - \rho_G)} \right)^{1/5} \dot{Q}_{G0}^{0.4} \quad \text{si } Re_b \gg 1$$

Les équations II-12 montrent que le diamètre de bulles dépend de la vitesse du gaz selon une loi puissance avec un exposant compris entre 0.25 et 0.44 suivant les conditions expérimentales.

- Régime de jet :

Ce régime est obtenu pour des débits de gaz très élevés. Il suit une zone de transition dont la limite se situe dans la fourchette suivante :

$$2000 \leq Re_0 = \frac{4\rho_G \dot{Q}_{G0}}{\pi d_0 \mu_G} \leq 10000 \quad \text{(II-13)}$$

La taille moyenne des bulles ne dépend plus de la vitesse du gaz. Elle est comprise entre 4 et 6 mm selon Heijnen et Van't Riet (1984). Les distributeurs de type orifice unique fonctionnent presque toujours dans ce régime. Pour obtenir des bulles de moins de 4 mm dans la zone du distributeur, il est nécessaire d'utiliser un grand nombre d'orifices. Ces évolutions peuvent être résumées schématiquement par la figure II-7.

Un autre type de distributeur couramment employé est le fritté qui permet de générer des bulles de petite taille. Ce type de distributeur fonctionne presque exclusivement en régime à bulles en chaînes. Heijnen et Van't Riet (1984) proposent deux expressions pour le

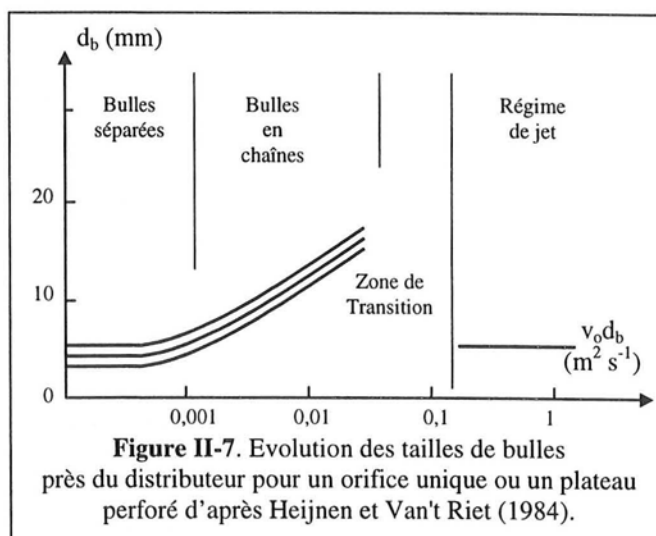


Figure II-7. Evolution des tailles de bulles près du distributeur pour un orifice unique ou un plateau perforé d'après Heijnen et Van't Riet (1984).

diamètre de bulles dans le cas des systèmes coalescents et non-coalescents, en fonction du diamètre des pores et des débits de gaz. Pour les systèmes promoteurs de coalescence, les tailles de bulles augmentent avec le débit de gaz et sont comprises entre 2 et 4 mm. En revanche pour les systèmes inhibiteurs de coalescence, elles sont à peu près indépendantes du débit de gaz et sont comprises entre 100 et 500 microns.

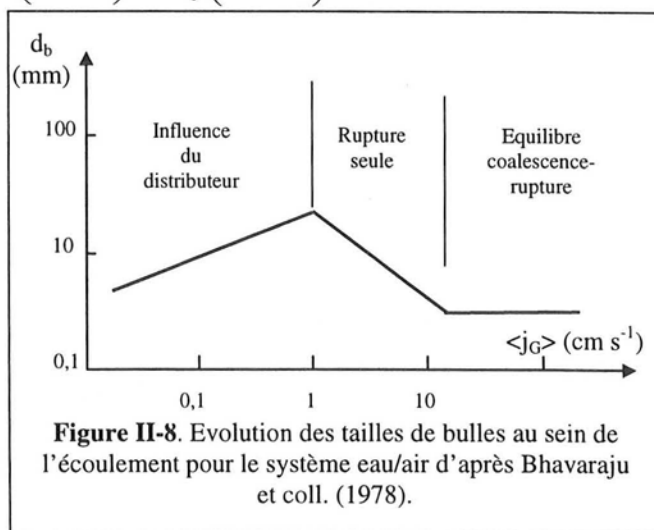
En fait, il semble que de nombreux paramètres soient ignorés lors des études expérimentales et théoriques du diamètre de bulles en sortie du distributeur, comme par exemple les propriétés de surface du distributeur et notamment sa mouillabilité (Prakash et Briens, 1990), la présence d'une chambre en amont du distributeur ou encore la qualité de l'eau. Ces paramètres permettent d'expliquer les écarts significatifs entre des travaux équivalents comme l'ont montré Ponter et Surati (1997) dans une étude comparative. On retiendra qu'une bonne répartition du gaz est assurée pour un distributeur à orifices si $We_0 = \rho_G v_0^2 d_0 / \sigma \geq 2$ où v_0 est la vitesse du gaz à l'orifice.

II.2.2.1.2. Taille de bulles dans le sein de l'écoulement

Nous allons maintenant nous intéresser aux tailles des bulles dans le sein de l'écoulement. De nombreuses études expérimentales ont conduit à l'établissement de corrélations empiriques pour une grande variété de systèmes physico-chimiques et de conditions opératoires. Nous citerons, à titre d'illustration, celle de Akita et Yoshida (1974) qui est fondée sur une analyse dimensionnelle du problème. Il existe également des modèles théoriques tel que celui de Calderbank (1967) fondé sur la théorie de la turbulence isotrope ou celui de Molerus et Kurtin (1984) qui repose sur une analogie avec les lits fluidisés dans le cas du régime homogène. D'autres modèles, purement numériques, utilisent des bilans de populations de la forme

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\partial(v_{bx} \cdot f)}{\partial x} + \frac{\partial(v_{by} \cdot f)}{\partial y} + \frac{\partial(v_{bz} \cdot f)}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} \left(D_b \frac{\partial f}{\partial z} \right) + \frac{\partial}{\partial V_b} \left(f \cdot \frac{\partial V_b}{\partial t} \right) + S_1 - D_1 + S_2 - D_2 \quad (II-14)$$

où $f(V_b, t, x, y, z)$ est la densité de probabilité de présence de bulles de volume V_b à l'instant t au point de coordonnées (x, y, z) . S_1 représente la fraction de bulles de volume V_b formées (par unité de volume et par unité de temps) par coalescence à la position (x, y, z) , S_2 la fraction de bulles formées par rupture, D_1 la fraction de bulles détruites par coalescence et D_2 la fraction de bulles détruites par rupture; v_b est la vitesse locale des bulles et D_b un coefficient de dispersion axiale. Toutefois, la forme de ces différents termes de formation et de disparition doit être postulée a priori. En conclusion, il n'existe encore aucun modèle ou corrélation capable de prédire correctement les diamètres de bulles pour une large gamme de conditions opératoires et de systèmes physico-chimiques. Nous décrirons donc qualitativement l'influence des principaux paramètres. La variation de la taille de bulles en fonction du débit de gaz a été étudiée par Bhavaraju et coll. (1978). Elle est représentée sur la figure II-8.



Globalement, on obtient une taille moyenne de bulle de 4 à 6 mm pour les systèmes coalescents. On constate qu'aux faibles débits de gaz, la taille des bulles augmente. Dans cette zone, elle est encore fortement conditionnée par le distributeur. Aux débits plus élevés, elle diminue jusqu'à atteindre la taille correspondant à l'équilibre entre coalescence et rupture. Il faut noter que la région

dans laquelle les diamètres de bulles diminuent peut ne pas exister pour les systèmes inhibiteurs de coalescence.

La distribution des tailles est monomodale en régime homogène. Elle devient bimodale en régime hétérogène, comme le montrent les figures II-4, avec de grosses et de petites bulles. Dans ce dernier cas, il existe également une distribution radiale des tailles de bulles avec un maximum au centre. L'influence du diamètre de colonne est négligeable dès que ce dernier est supérieur ou égal à 10 cm.

L'augmentation de la viscosité du liquide ou de la tension superficielle favorise la coalescence et provoque un accroissement de la taille moyenne des bulles. En revanche, le fait d'utiliser un gaz plus dense ou d'augmenter la pression favorise la rupture (I.3.4) et provoque une diminution du diamètre moyen d'après Wilkinson et van Dierendonck (1990). Récemment, les influences de la température et de la pression ont été expliquées par Lin et coll. (1998). A faible température, une pression opératoire plus élevée augmente la densité du gaz et réduit la tension superficielle, ce qui a pour effet de diminuer la tendance à la coalescence du système (I.3.4). Cet effet est cependant retardé par l'accroissement de la viscosité dynamique du liquide avec la pression. En revanche à haute température, la diminution simultanée de μ_L et σ_L se traduit par une diminution bien plus sensible de la taille moyenne des bulles.

Un dernier paramètre d'intérêt concernant les bulles est leur morphologie. Cette dernière dépend essentiellement de la taille des bulles considérées. Il apparaît que seules les bulles de diamètre inférieur à 1 mm, obtenues en général pour des systèmes inhibiteurs de coalescence, sont sphériques. Au-delà de cette taille critique, ce sont des ellipsoïdes déformés (Figure I-5). Les modèles fondés sur des bulles parfaitement sphériques ou ellipsoïdales ne permettent donc pas de bien représenter les bulles dans les systèmes promoteurs de coalescence. Comme les bulles ne sont pas sphériques, la description de la morphologie des bulles nécessite donc la connaissance de plusieurs paramètres ou facteurs de forme. Nous les décrivons dans le chapitre suivant (III.2.4).

II.2.2.2. Vitesses de bulles

La vitesse ascensionnelle moyenne des bulles au sein d'une dispersion dans une colonne à bulles fermée au liquide peut être estimée par le rapport :

$$\langle v_b \rangle = \langle j_G \rangle / \langle \epsilon_G \rangle \quad (\text{II-15a})$$

En régime homogène, la vitesse des bulles est alors voisine de leur vitesse terminale ascensionnelle. Localement, elle est à peu près constante sur toute la section de l'écoulement et voisine de $\langle v_b \rangle$. Elle est donc de l'ordre de $20 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$ pour un système promoteur de coalescence (Eq. I-34). Dans ce régime, $\langle v_b \rangle$ varie peu lorsque $\langle j_G \rangle$ augmente. Dans le cas des réacteurs à boucle ou en présence d'une vitesse de liquide non nulle, la vitesse des bulles peut alors être estimée en ajoutant la vitesse de circulation du liquide à la vitesse terminale ascensionnelle :

$$\langle v_b \rangle = \langle v_{GL} \rangle + \langle j_L \rangle / \langle \epsilon_L \rangle \quad (\text{II-15b})$$

Mais, à partir du début de la transition, $\langle v_b \rangle$ croît rapidement avec la vitesse superficielle du gaz jusqu'au régime hétérogène. La vitesse des grosses bulles peut atteindre plus de $1 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ selon Deckwer (1992). Ce comportement a été décrit précédemment à partir de la Figure II-4, de même que l'apparition des grosses bulles. Krishna et coll. (1999a) ont étudié spécifiquement le comportement de ces grosses bulles. Ils ont montré que leur vitesse dans l'écoulement pouvait être bien plus élevée que leur vitesse terminale et qu'elle pouvait être bien représentée par une formule de Davies-Taylor modifiée par trois paramètres : le facteur d'échelle SF, le facteur d'accélération AF et le facteur de densité DF. On a alors :

$$\langle v_b \rangle = 0.71 \sqrt{g \cdot d_b} \cdot \text{SF} \cdot \text{AF} \cdot \text{DF} \quad (\text{II-16})$$

SF représente l'effet négatif de la paroi sur la vitesse lorsque le rapport d_b/D_c est supérieur à 0.125. Dans le cas contraire, on a évidemment $SF = 1$. AF est le facteur d'accélération qui représente l'augmentation de la vitesse de la bulle lorsqu'elle est dans un essaim par rapport à sa vitesse lorsqu'elle est isolée (dans ce dernier cas, $AF = 1$). Enfin DF représente l'influence de la masse volumique du gaz et de la pression opératoire.

Des mesures de la vitesse locale de bulles ont été réalisées en colonne à bulles par Hilgert et Hofmann (1986) et plus récemment par Yao et coll. (1991). La vitesse ascensionnelle des bulles présente un profil radial à peu près plat en régime homogène, mais celui-ci devient presque parabolique en régime hétérogène. Des résultats identiques ont été obtenus dans un réacteur à gazosiphon externe par Young et coll. (1991) et Dhaouadi (1997). La distribution des vitesses de bulles en un point de l'espace est bien représentée par une gaussienne qui s'élargit à proximité des parois. Elle peut donc être complètement définie à partir de sa valeur moyenne $\overline{v_b}$ et sa variance $\overline{v_b^2}$. Il faut toutefois noter que l'existence d'une distribution de vitesse de bulles est engendrée à la fois par la turbulence de la phase liquide et la présence d'une distribution locale de tailles de bulles et non par une turbulence interne à la phase gaz. Connaissant simultanément les diamètres et les vitesses ascensionnelles locales des bulles, il est encore possible d'évaluer la densité de flux locale du gaz j_G par la formule suivante :

$$j_G(r) = \frac{\sum_{i=1}^N d_{bi}}{\sum_{i=1}^N \frac{d_{bi}}{v_{bi}}} \quad (\text{II-17})$$

Les profils radiaux de j_G sont à peu près paraboliques selon Yao et coll. (1991). Au niveau local, on peut encore accéder aux vitesses de bulles dans la direction radiale, bien que peu de techniques permettent de les mesurer (Annexe A). Dans une colonne à bulles, les vitesses radiales sont presque nulles en régime homogène, ce qui correspond à un mouvement purement vertical des bulles. En régime hétérogène, elles sont globalement négatives bien qu'elles restent faibles devant les vitesses axiales. Ce résultat met en évidence une migration des bulles vers le centre de la colonne et explique la présence d'une distribution radiale du taux de vide local (Yao et coll., 1991). Pour les réacteurs à gazosiphon, nous ne disposons en revanche d'aucune information expérimentale sur les vitesses radiales des bulles.

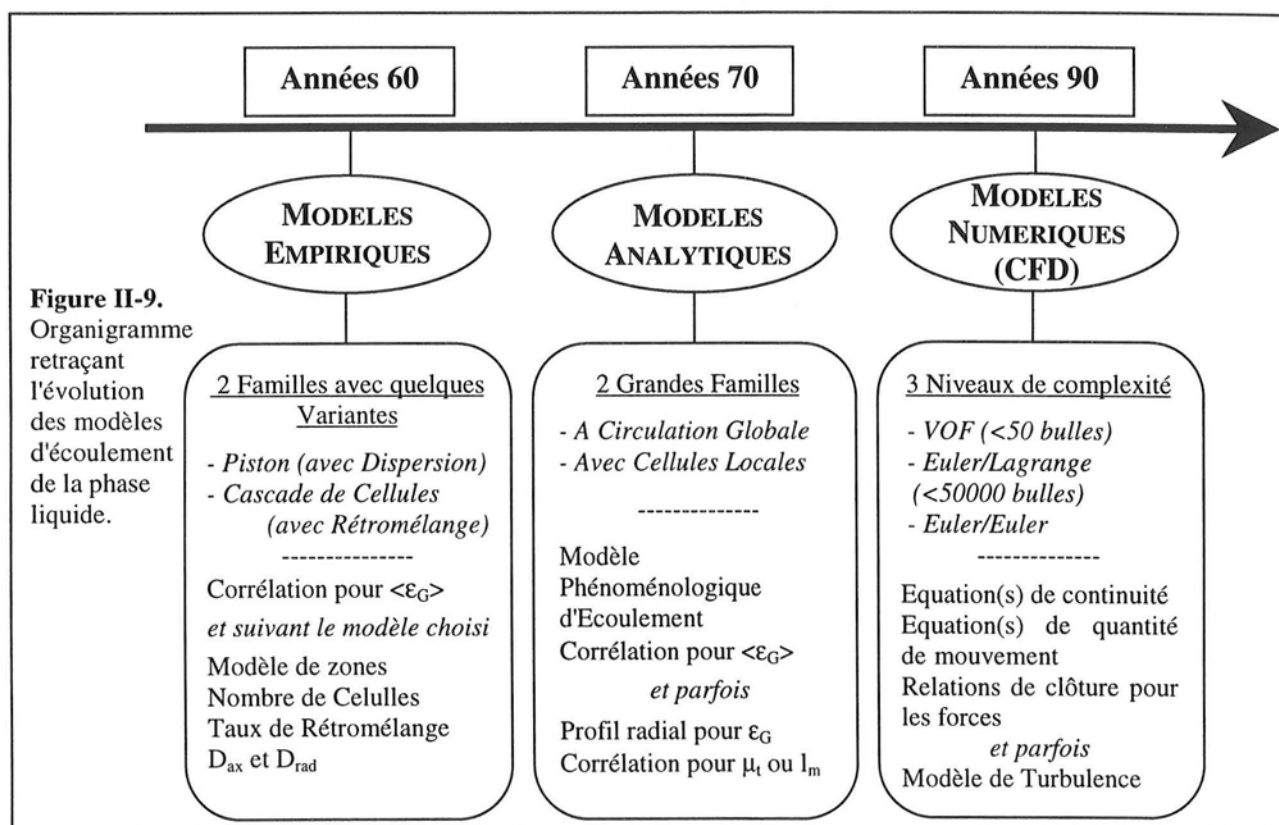
II.2.3. Dispersion dans la phase gaz

Nous n'aborderons ce point que brièvement étant donné qu'il n'est pas étudié dans le présent travail. Nous retiendrons seulement que l'hydrodynamique de la phase gaz est souvent représentée par un modèle piston pur. Il est cependant possible de tenir compte de la dispersion axiale, mais celle-ci est difficile à mesurer avec précision. Les corrélations permettant d'évaluer le coefficient de dispersion axial sont peu nombreuses (Deckwer, 1992). Un modèle théorique a été proposé par Shetty et coll. (1992). Il repose sur l'existence d'une distribution bimodale de bulles. La description de la phase gaz par un coefficient de dispersion axiale a été récemment remise en cause par Hyndman et Guy (1995) et Hyndman et coll. (1997) qui ont proposé un modèle de mélange convectif. Ces auteurs réfutent l'hypothèse selon laquelle la dispersion peut être représentée sous la forme d'un phénomène du premier ordre par analogie avec une loi de Fick. Selon eux, la principale contribution au mélange provient des phénomènes convectifs dus à la présence d'une distribution de taille et de vitesse des bulles. Les modèles de type piston avec dispersion axiale (II.3.3.1) restent cependant les plus fréquemment utilisés.

II.3. Hydrodynamique de la phase liquide

Longtemps, l'hydrodynamique de la phase liquide est restée ignorée. L'étude des colonnes à bulles était centrée sur les phénomènes de mélange et la détermination expérimentale du coefficient

de dispersion axiale. Les valeurs obtenues pour ce dernier avec des colonnes expérimentales de petits diamètres étaient alors transposées aux réacteurs industriels. Ce mode d'extrapolation a conduit à des dimensionnements erronés car les modèles utilisés ne tenaient pas compte de la structure de l'écoulement de la phase liquide et de son évolution avec le diamètre de colonne. Or tous les paramètres hydrodynamiques des deux phases, le mélange ainsi que les transferts de matière et de chaleur dépendent de la circulation du liquide. L'étude de l'hydrodynamique de la phase continue et sa compréhension sont donc de première importance et les nouveaux modèles de mélange tels que le modèle convectif pour la phase gaz (Hyndman et Guy, 1995) ou le modèle de Rustermeier et coll. (1989) pour la phase liquide nécessitent la connaissance du profil radial de la vitesse du liquide. Cette étude recouvre plusieurs paramètres que sont la distribution radiale de la vitesse axiale, les trois composantes des fluctuations de vitesse et enfin les structures caractéristiques de l'écoulement. Dans le cas des réacteurs à gazosiphon, il faut ajouter les pertes de charge et le temps de circulation qui est la durée mise par un élément de volume du liquide pour parcourir une boucle descente-montée.



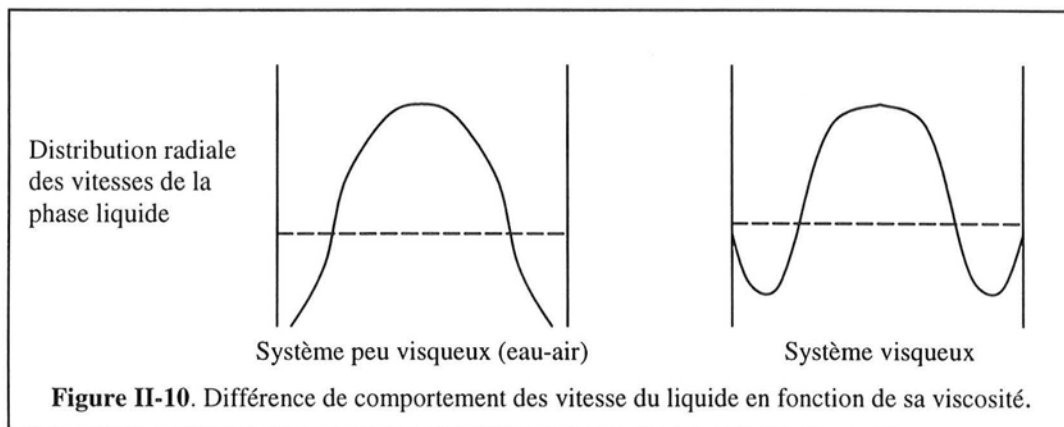
La circulation du liquide est engendrée par la différence de densité entre les phases et la non-uniformité radiale de la distribution du gaz. Toutefois l'influence des paramètres opératoires, de la géométrie du réacteur et des propriétés physico-chimiques du système sur la circulation n'est toujours pas bien comprise. De nombreuses questions restent encore sans réponse. Nous citerons, parmi les plus importantes, celles concernant l'origine du profil radial du taux de vide, le rôle de la turbulence ainsi que la présence éventuelle de cellules de recirculation locale. Plutôt que d'utiliser une présentation purement chronologique des connaissances (Figure II-9), nous avons préféré insister sur la description locale de la phase liquide, tout d'abord en décrivant les principaux résultats expérimentaux de la littérature (II.3.1), puis en nous intéressant aux modèles analytiques intermédiaires proposés dans le cadre du génie Chimique (II.3.2). Nous montrerons ensuite comment les modèles globaux (cascade de cellules et piston avec dispersion axiale) peuvent être reliés à l'écoulement local (II.3.3). Enfin, nous étudierons en détail l'état actuel de l'application de la

CFD aux colonnes à bulles dont le but est de remplacer les modèles globaux et les modèles analytiques intermédiaires (II.4).

II.3.1. Etudes expérimentales de l'écoulement local du liquide

II.3.1.1. Vitesse locale du liquide en colonne à bulles

Pavlov (1965) a été l'un des premiers à effectuer des mesures locales de la vitesse du liquide en colonne à bulles grâce à des tubes de Pitot modifiés et a montré la présence d'un maximum au centre de la colonne. Par la suite, Rietema et Ottengraph (1970) ont étudié la structure de l'écoulement aux faibles débits de gaz pour des liquides visqueux. Ils ont mis en évidence le fait que les bulles se déplacent préférentiellement vers le centre de la colonne même dans le cas d'une distribution homogène du gaz. L'existence d'un profil de vitesse stable, malgré la présence d'importantes fluctuations, est confirmée par tous les travaux expérimentaux et notamment celui de Hills (1974). L'auteur a mesuré des profils de taux de vide et de vitesse du liquide qui sont encore utilisés de nos jours pour valider des modèles théoriques. Il a également montré la différence de comportement du liquide entre les régimes homogène et hétérogène pour le système eau/air. En régime homogène, les vitesses sont presque nulles, ce qui correspond à une inversion fréquente du sens local de l'écoulement sur toute la section de la colonne. En revanche, en régime hétérogène, le liquide monte au centre de la colonne et descend près des parois. La présence d'un maximum de vitesse moyenne au centre est confirmée. Sa valeur v_{Lc} augmente avec la vitesse superficielle du gaz et varie de 15 à 55 cm s^{-1} lorsque $\langle j_G \rangle$ passe de 2 à 17 cm s^{-1} .



Le point d'inversion du liquide est situé à $r/R_c \approx 0.7$. Walter et Blanch (1983) ont confirmé les résultats précédents à partir de mesures réalisées par anémométrie à film chaud, excepté la position du point d'inversion qui dépend selon les auteurs de la vitesse superficielle du gaz et du système étudié. Dans le cas des liquides visqueux, ils observent, en plus du maximum au centre, un extremum de vitesse négative à proximité des parois qui n'est pas mesurable avec le système eau/air (Figure II-10). Dans les deux cas, la valeur de la vitesse à ce maximum est supposée être comprise entre $-0.5v_{Lc}$ et $-v_{Lc}$ (où v_{Lc} est la vitesse au centre de la colonne). Par la suite, Yang et coll. (1986) ont étudié spécifiquement la position du point d'inversion par une méthode de traçage. Globalement, on retiendra que sa valeur varie entre $0.5 < r/R_c < 0.7$. A titre de complément, nous citerons les travaux de Miyauchi et Shyu (1970) et Zehner (1980) dont les conclusions ne diffèrent pas fondamentalement des précédentes. Notons également l'intéressante contribution de Koide et coll. (1988) dont les mesures ont été réalisées dans une colonne de 5.5 m de diamètre. Ces derniers observent des vitesses supérieures à 1 m s^{-1} au centre de leur réacteur. De telles valeurs ne sont jamais atteintes dans des colonnes de laboratoire dont le diamètre est compris entre 10 et 60 cm.

II.3.1.2. Turbulence en colonne à bulles

C'est seulement à partir des travaux de Zakrzewski et coll. (1981) et de Franz et coll. (1984) que les premières mesures de fluctuations de vitesse ont été effectuées par anémométrie à fil chaud. Elles ont été complétées par Torvik et Svendsen (1990). Les conclusions de ces différents travaux peuvent être résumées de la façon suivante :

- Le profil de vitesse varie fortement avec le débit de gaz pendant la transition de régime. En revanche, il se stabilise une fois le régime hétérogène atteint et v_{Lc} ne varie pratiquement plus lorsqu'on augmente ce débit. Franz et coll. (1984) ont même noté une diminution de v_{Lc} lors du passage en régime hétérogène.
- La vitesse quadratique moyenne des fluctuations axiales $\sqrt{v_{Lax}^2}$ (que nous noterons v'_{Lax} pour simplifier) est à peu près constante sur toute la section, sauf à proximité des parois où elle diminue. Sa valeur est voisine de v_{Lc} , soit une intensité de fluctuations de la vitesse du liquide définie par $I = v'_{Lax}/v_{Lc}$ d'environ 80 à 100%. Si v'_{Lax} augmente avec le débit de gaz, l'intensité I varie peu. Ces valeurs élevées confirment que la turbulence dans la phase liquide est essentiellement de la pseudo-turbulence (Lance et Bataille, 1991).
- Les fluctuations radiales et orthoradiales ont à peu près la même intensité. Elles sont cependant plus faibles que les fluctuations axiales, ce qui met en évidence l'anisotropie de la turbulence. De plus, elles sont presque uniformes sur la section de l'écoulement, mais présentent parfois un léger maximum au point d'inversion. D'après Franz et coll. (1984), on peut écrire :

$$v'_{Lax} \approx \frac{3}{2} v'_{Lrad} \approx \frac{3}{2} v'_{Lorth} \quad (II-18)$$

Suivant les auteurs, la valeur de ce coefficient de proportionnalité varie entre 4/3 et 3/2.

Des résultats similaires ont également été obtenus par Yang et coll. (1993) à partir de mesures par une méthode de trajectographie par suivi de particule radioactive, par Mudde et coll. (1997a) par vélocimétrie laser, ainsi que par Mudde et coll. (1997b) par vélocimétrie par image de particules (PIV). Nous noterons cependant que les intensités de turbulence obtenues par trajectographie et PIV sont supérieures à celles fournies par les autres techniques et peuvent atteindre 200%. Il faut également remarquer que l'accord entre les travaux est limité par le fait que le système expérimental de Yang et coll. (1993) est une colonne à bulle de section rectangulaire à faible épaisseur communément appelée colonne 2D alors que Franz et coll. (1984) utilise une colonne cylindrique ou 3D.

Le spectre de la turbulence a été étudié par Zakrzewski et coll. (1981) qui ont mis en évidence une zone de pente -2 , située au-delà de la zone de pente $-5/3$ caractéristique de la théorie de Kolmogoroff. Mais les mesures par vélocimétrie laser de Mudde et coll. (1997a) n'ont pas confirmé son existence. Des mesures de l'inter-corrélation temporelle des fluctuations de vitesse $v'_{Lax} v'_{Lorth}$ ont été réalisées par Menzel et coll. (1990) [anémométrie à film chaud], par Mudde et coll. (1997a) [PIV], ainsi que par Mudde et coll. (1997a) [vélocimétrie laser]. Dans un premier temps, Menzel et coll. (1990) ont montré que son évolution radiale est similaire à celle observée en écoulement monophasique et que le profil de vitesse peut être estimé correctement en utilisant une la viscosité turbulente calculée par la formule de Reichhart (Eq. II-19) dans laquelle τ_p est la contrainte pariétale.

$$\frac{v_t}{v_L} = k_1 \cdot \frac{R_c}{6} \cdot \sqrt{\frac{\tau_p}{\rho_L}} \cdot \left(1 + 2 \cdot \left(\frac{r}{R_c} \right)^2 \right) \cdot \left(1 - \left(\frac{r}{R_c} \right)^2 \right) \quad (II-19)$$

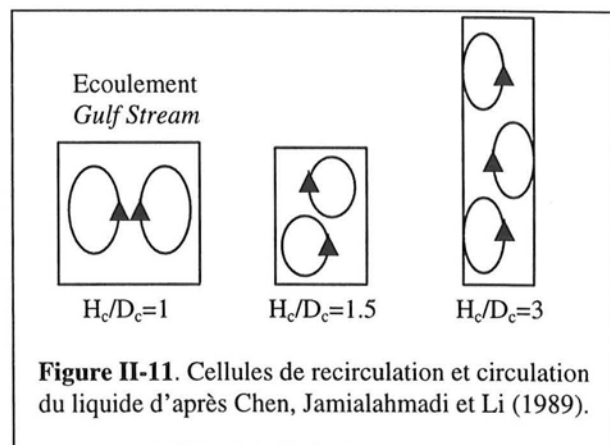
Les auteurs proposent $k_t=1.13$ dans une colonne à bulles et $k_t=3.35$ dans un réacteur à gazosiphon. Les valeurs de v_t obtenues peuvent dépasser plus de 100 fois celle des écoulements monophasiques. Tzeng et coll. (1993) puis Mudde et coll. (1997b) ont confirmé qualitativement les résultats précédents et ont montré qu'une colonne à bulles 2D présente un comportement sensiblement identique à une colonne 3D. Les mesures par PIV réalisées par ces auteurs sont toutefois limitées aux faibles vitesses superficielles de gaz – moins de 2 cm s^{-1} – et les valeurs de viscosité turbulente obtenues sont inférieures à celles mesurées par Menzel et coll. (1990) sur une colonne 3D. Les mesures de Mudde et coll. (1997a) effectuées par vélocimétrie laser sur une colonne 3D donnent également des résultats différents de ceux de Menzel et coll. (1990) avec des valeurs de $\overline{v'_{Lax} v'_{Lorth}}$ bien plus faibles sur toute la section de l'écoulement. Dans tous ces travaux, il apparaît que les contraintes normales sont supérieures d'un ordre de grandeur aux contraintes tangentielles et ne doivent donc pas être négligées. Mais l'écart entre les valeurs fournies par les différentes études reste pour l'instant inexplicé.

Le principal avantage des méthodes de trajectographie (CARPT : Devanathan et coll., 1990) et d'imagerie (PIV : Chen et coll., 1992) est qu'elles donnent une vision spatiale de la structure de l'écoulement, tout en ayant des fréquences d'acquisition suffisantes pour avoir des mesures instantanées et permettre une analyse des séries temporelles obtenues. Les deux approches ont été comparées récemment par Chen et coll. (1999). Chen et coll. (1994) ont montré que l'évaluation de grandeurs moyennées temporellement est à l'origine d'une importante perte d'information sur la structure de l'écoulement. En conclusion, nous retiendrons que si les profils de la vitesse moyenne sont maintenant bien établis, les résultats concernant la turbulence sont caractérisés par une grande dispersion et dépendent fortement des méthodes de mesure utilisées.

II.3.1.3. Structures cohérentes en colonne à bulles

Un autre aspect des études expérimentales de la phase liquide concerne la présence éventuelle de structures. La connaissance des structures locales est fondamentale pour la description de l'écoulement, mais leur existence est restée longtemps contestée. Deux visions concurrentes de l'écoulement étaient alors proposées dans la littérature. Elles correspondaient respectivement à deux cellules de recirculation globale ayant la même hauteur que la colonne et à de multiples cellules de recirculation locale superposées.

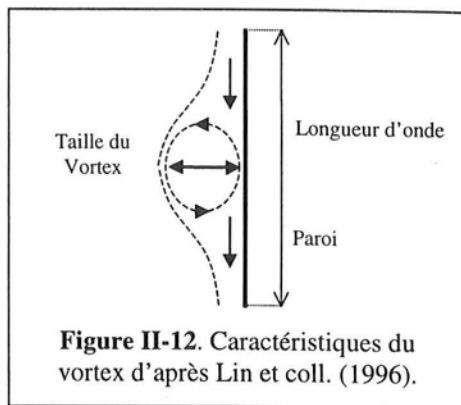
La différence entre ces deux approches est de première importance. En effet, dans le cas d'une cellule ayant toute la hauteur de la colonne, un filet de fluide introduit en bas colonne peut atteindre très rapidement le haut par transport convectif. En revanche, dans le cas de multiples cellules, l'élément de fluide est transporté par convection dans sa cellule et ne peut en changer que par transport dispersif. Le second schéma correspond donc à un temps de mélange beaucoup plus long. Une étude visuelle réalisée par Chen, Jamialahmadi et Li (1989) a mis fin en partie à cette controverse (Figure II-11).



Ces auteurs montrent que pour des colonnes à bulles avec $H_c/D_c \approx 1$, le « Gulf Stream » de Freedman et Davidson (1969) est observé. En revanche pour $H_c/D_c \approx 1.5$, les cellules sont décalées. Ce résultat a été indirectement confirmé par Franz et coll. (1984) ainsi que par Mudde et coll. (1997b) qui ont mis en évidence une légère asymétrie du profil de vitesse du liquide. Pour $H_c/D_c \approx 2$,

de nouvelles cellules apparaissent, mais la structure décalée est conservée. Le nombre de cellules est en général égal au rapport H_c/D_c . Toutefois la structure instantanée de l'écoulement est encore loin d'être élucidée et notamment le mouvement éventuel de ces cellules. De plus l'existence de cellules secondaires instationnaires a été supposée par plusieurs auteurs mais n'a toujours pas été confirmée expérimentalement.

Récemment, Lin et coll. (1996) ont étudié par PIV le comportement dynamique des structures dans des colonnes 2D. Ils ont mis en évidence la présence de structures même en régime homogène. Leur taille augmente jusqu'à atteindre une taille stable lorsque le régime hétérogène est atteint. Elle est de plus fortement liée aux caractéristiques géométriques de la colonne. Le mouvement des structures est expliqué par un comportement ondulatoire, ce qui permet de définir la longueur d'onde et la fréquence caractéristique de leurs oscillations (Figure II-12). Les fréquences observées sont faibles, comprises entre 0.1 et 0.4 Hz. En variant la largeur de colonne de 10 et 60 cm, la taille des vortex augmente de 5 à 16 cm et la longueur d'onde de 18 à 32 cm selon les auteurs. Cependant, la généralité de leurs résultats est réduite car leurs mesures ont été obtenues avec des colonnes 2D et trois points d'injection du gaz.



II.3.1.4. Particularités des gazosiphons

Jusqu'à présent, nous avons essentiellement traité des colonnes à bulles. Le cas des réacteurs à gazosiphons est plus simple. En effet, le profil de vitesse dans la montée n'admet pas de vitesses négatives. La présence de structures locales de circulation est moins importante qu'en colonne à bulles à cause du mouvement d'ensemble du fluide. Les études locales sont donc beaucoup plus rares si l'on excepte les travaux expérimentaux de Young et coll. (1991) et de Okada et coll. (1993), tous deux réalisés par anémométrie à film chaud.

Excepté le travail d'Okada et coll. (1993), la turbulence n'a pas été étudiée dans ces réacteurs. Les intensités de turbulence dans la montée sont plus faibles qu'en colonne à bulles, de l'ordre de 30%, mais les viscosités turbulentes ν_t sont de 1.5 à 2 fois supérieures.

En revanche, la détermination de la vitesse de circulation du liquide et des pertes de charge est essentielle dans les réacteurs à gazosiphon. Pour les pertes de charge, Joshi et coll. (1990) ont résumé les différents modèles proposés qui diffèrent peu de ceux de la mécanique des fluides diphasiques. Nous noterons cependant que les frottements ont une grande importance dans les zones de désengagement et de jonction, mais sont le plus souvent négligeables dans la montée. Le cas de la descente est particulier. Son diamètre est en général inférieur à celui de la montée, ce qui entraîne des vitesses plus élevées. En fonction du rapport des diamètres de ces sections, les frottements dans la descente peuvent représenter jusqu'à 30% des pertes de charge totales. L'évaluation des pertes de charge met en jeu un paramètre ϕ_L appelé *multiplicateur diphasique* (Wallis, 1969) défini par

$$\frac{\Delta P_{fL,G}}{L} = \frac{2f\rho_L \langle j_L \rangle^2}{D_c} \phi_L^2 \quad (\text{II-20})$$

où f est le facteur de frottement en écoulement monophasique calculé pour une vitesse de liquide seul égale à $\langle j_L \rangle$. En général, on rencontre de nombreuses corrélations de la forme :

$$\phi_L^2 = \frac{1}{\langle \epsilon_L \rangle^m} \quad (\text{II-21})$$

où m est compris entre 1.75 et 2.4. On notera cependant l'existence de corrélations du type suivant

$$\phi_L^2 = \frac{1}{\langle \epsilon_L \rangle^2} + B(\langle v_{GL} \rangle, \langle \epsilon_G \rangle) \tag{II-22}$$

où B est une fonction qui dépend de la vitesse de glissement et du taux de vide moyen. Les principaux résultats concernant l'expression du multiplicateur diphasique pour les gazosiphons ont été résumés par Joshi et coll. (1990).

En ce qui concerne la vitesse de circulation, nous nous contenterons de décrire l'influence des différents paramètres du système sur son évolution. Une importante étude expérimentale a été réalisée par Dhaouadi (1997) qui fait la synthèse des principaux résultats. Il est notamment connu que la vitesse de circulation augmente avec la vitesse superficielle du gaz et on peut poser :

$$\langle v_L \rangle \propto \langle j_{Gm} \rangle^m \tag{II-23}$$

avec m compris entre 0.3 et 0.5. La vitesse de circulation diminue en revanche lorsque les frottements augmentent, soit à cause d'un accroissement de la viscosité du liquide, soit par une modification de la géométrie du réacteur. De même, elle diminue lorsqu'il y a présence de gaz dans la descente. En effet l'augmentation de $\langle \epsilon_{Gd} \rangle$ réduit la différence des masses volumiques entre montée et descente, ce qui a pour conséquence de réduire la force motrice de la circulation. Les principales corrélations permettant de prédire la vitesse de circulation ont été résumées par Joshi et coll. (1990). A titre d'illustration, nous en reporterons trois parmi les plus importantes pour le système eau/air dans le tableau II-3.

II.3.1.5. Conclusion

Il apparaît que l'hydrodynamique de la phase liquide reste en grande partie mal comprise dans les réacteurs à circulation induite par le gaz. Alors qu'elle a longtemps été considérée comme secondaire par rapport à celle de la phase gaz, elle est maintenant au centre de tous les travaux dont le but n'est plus seulement de décrire mais de comprendre le comportement de ces réacteurs. Mais en raison de la dispersion des résultats et de la variété des méthodes de mesure mises en jeu, nous concluons que le chemin est encore long avant de combler le manque de compréhension théorique des phénomènes. De nombreuses études expérimentales sont encore nécessaires, de même que la comparaison des résultats fournis par diverses techniques de mesure.

Référence	Expression proposée	Paramètres
Bello et coll. (1985)	$\langle j_{Lm} \rangle = 1.55 \cdot \left(\frac{A_d}{A_m} \right)^{0.57} \cdot \langle j_{Gm} \rangle^{1/3}$	Externe Cylindrique Montée 0.152 m Descente 0.05-0.102 m
Siegel et coll. (1986)	$\langle j_{Lm} \rangle = 0.0176 \cdot \langle j_{Gm} \rangle^{0.71} \cdot \left(\frac{A_m}{A_d} \right)^{0.16}$	Interne Rectangulaire avec paroi plane Montée 0.09x0.25 m Descente 0.01x0.25 m
Chisti et Moo-Young (1988)	$\langle j_{Lm} \rangle = [2gH_c (\epsilon_{Gm} - \epsilon_{Gd})]^{1/2} \cdot \left[\frac{K_T}{\epsilon_{Gm}^2} + \left(\frac{A_m}{A_d} \right)^2 \cdot \left(\frac{K_B}{\epsilon_{Gd}^2} \right) \right]^{-1/2}$	Interne Cylindrique avec paroi plane; $D_c > 0.05-0.1$ m [K_T et K_B sont des paramètres empiriques]
Dhaouadi (1997)	$\langle j_{Lm} \rangle = 3.61 \cdot \left(\frac{A_d}{A_m} \right)^{0.74} \cdot \langle j_{Gm} \rangle^{0.39}$	Externe Cylindrique Montée 0.10/0.15 m Descente 0.08/0.05 m

Tableau II.3. Vitesse de circulation du liquide en réacteur à gazosiphon.

II.3.2. Modèles analytiques décrivant l'écoulement local stationnaire établi

De nombreux travaux théoriques, le plus souvent analytiques, ont suivi, voire précédé les études expérimentales à cause des difficultés rencontrées pour obtenir les profils de vitesse de la phase continue. Nous distinguerons ceux fondés sur une circulation locale du liquide de ceux qui reposent sur une circulation globale (II.3.1.3). Parmi ces derniers, nous séparerons les modèles laminaires et turbulents. La plupart de ces modèles théoriques n'ont cependant connu qu'un succès d'estime. Ils n'ont été que rarement employés pour le dimensionnement des colonnes à bulles, sauf lorsqu'ils conduisent à une estimation du coefficient de dispersion axiale comme ceux de Joshi et Sharma (1979) ou de Zehner (1982).

II.3.2.1. Modèles laminaires avec circulation globale du liquide

L'un des premiers modèles a été proposé par Rietema et Ottengraph (1970) sous le nom de « *Bubble Street* » (Figure II-13). Il est valable pour les fluides à forte viscosité en écoulement laminaire et suppose l'existence de deux zones :

- Une zone centrale où le taux de vide est constant ;
- Une zone annulaire sans bulles.

Le modèle est fondé sur l'écriture des équations de Navier-Stokes pour la phase liquide en supposant l'écoulement unidirectionnel et établi. On obtient alors la forme simplifiée

$$\frac{1}{r} \frac{d(r\tau)}{dr} = -\frac{dP}{dz} - \rho_L g \quad (\text{II-24})$$

qui fournit après résolution un profil de vitesse parabolique dans chaque zone. Les vitesses sont alors négatives dans la zone annulaire, et positives dans la zone centrale dont la taille est obtenue à partir de la minimisation de la dissipation d'énergie due au mouvement ascendant des bulles. La circulation s'effectue donc sur toute la hauteur de la colonne.

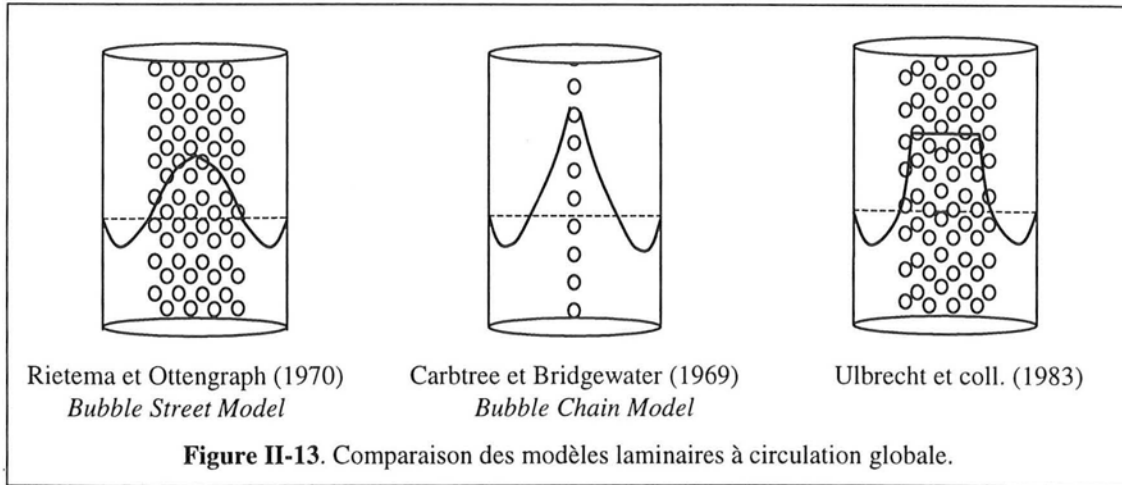
Au même moment, Carbtree et Bridgewater (1969) ont proposé un modèle alternatif applicable dans les mêmes conditions opératoires que celui de Rietema et Ottengraph (1970), mais dans le cas où le distributeur est un orifice unique (Figure II-13). Connu sous le nom de « *Bubble Chain Model* », il repose sur l'hypothèse que les bulles de la chaîne peuvent être assimilées à des sphères et qu'il existe un équilibre entre la force de poussée et la traînée des sphères. Comme pour Rietema et Ottengraph (1970), deux zones sont définies :

- Une zone centrale d'épaisseur s qui contient la chaîne de bulles. En son sein, la vitesse du liquide n'est pas définie. De plus s tend vers 0 lorsque D_c augmente.
- Une zone annulaire qui contient le point d'inversion et un extremum de vitesse lorsque celles-ci sont négatives.

Un modèle similaire aux précédents a été développé par Ulbrecht et coll. (1983) (Figure II-13). A la différence de Rietema et Ottengraph (1970), la vitesse est constante dans la zone centrale. La modification de la condition aux limites entre les zones donne un profil plus raide que celui de Carbtree et Bridgewater (1969). En général cette modélisation, comme les précédentes, sous-estime les vitesses du liquide dans la zone de descente.

Une approche différente, connue sous les noms de « *Gulf Stream* » ou « *Cooling Tower* », a été proposée par Freedman et Davidson (1969) dans le cas des fluides faiblement visqueux. La viscosité moléculaire est négligée dans les équations de Navier-Stokes (Figure II-15a). En introduisant la fonction de courant ψ et la vorticité ω définies par :

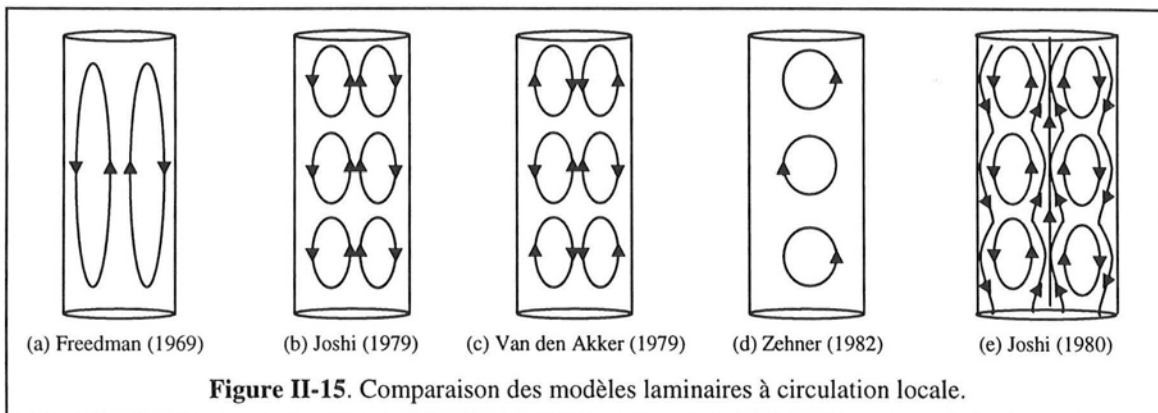
$$v_{Lx} = -\frac{\partial \psi}{\partial y}, v_{Ly} = \frac{\partial \psi}{\partial x} \quad \text{et} \quad \omega = \frac{\partial v_{Lx}}{\partial y} - \frac{\partial v_{Ly}}{\partial x} \quad (\text{II-25})$$



On obtient l'équation suivante dont les solutions sont connues :

$$\omega = \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} \quad (\text{II-26})$$

Les résultats font apparaître deux cellules symétriques. On notera cependant que ce modèle n'est valable que si $H_c/D_c \approx 1$. Par la suite Whalley et Davidson (1974) ont amélioré ce modèle en obtenant la valeur du paramètre ajustable du modèle par un bilan énergétique.



II.3.2.2. Modèles avec circulation locale du liquide

Jusqu'à présent, tous les modèles décrits supposaient une circulation globale. Joshi et Sharma (1979) ont étendu le travail de Whalley et Davidson (1974) lorsque $H_c/D_c > 1$ en proposant la configuration du schéma II-15b avec plusieurs cellules de hauteur égale à D_c . Cette vision de l'écoulement a cependant été considérée comme irréaliste car les lignes de courant de deux cellules voisines ont des sens opposés. Van den Akker et Rietema (1979) ont alors suggéré la configuration de la figure II-15c. Mais celle-ci fait apparaître une alternance du signe de la vitesse au centre qui n'est jamais observée expérimentalement. Finalement, Joshi et Sharma (1980) ont modifié leur modèle initial en incluant les cellules de recirculation locale dans une recirculation globale (Figure II-15e) qui se manifeste au centre et près des parois. La vitesse de circulation dans chaque cellule est alors égale à :

$$\langle v_L \rangle_{re} = 1.4 \cdot \left[gD_c \left(\langle j_G \rangle - \langle \varepsilon_G \rangle \cdot \langle v_{GL} \rangle \pm \frac{\langle \varepsilon_G \rangle}{1 - \langle \varepsilon_G \rangle} \langle j_L \rangle \right) \right]^{1/3} \quad (\text{II-27})$$

Le signe devant le terme en $\langle j_L \rangle$ dépend du sens de l'écoulement du liquide. Les auteurs ont également déduit du modèle des expressions des fluctuations turbulentes de vitesses de la phase liquide :

$$\text{Régime homogène: } v'_{Lax} = 1.5 \langle \varepsilon_G \rangle \cdot \langle v_{GL} \rangle \text{ et } v'_{Lrad} = 3 \langle \varepsilon_G \rangle \cdot \langle v_{GL} \rangle \quad (\text{II-28a})$$

$$\text{Régime hétérogène: } v'_L = 0.25 \cdot \left(gD_c \left(\langle j_G \rangle \pm \frac{\langle \varepsilon_G \rangle}{1 - \langle \varepsilon_G \rangle} \langle j_L \rangle - \langle \varepsilon_G \rangle \cdot \langle v_{GL} \rangle \right) \right)^{1/3} \quad (\text{II-28b})$$

Un autre modèle à cellules locales a été proposé par Zehner (1982). Le taux de vide est supposé prendre deux valeurs distinctes dans les zones montantes et descendantes des cellules (Figure II-15d). A partir de l'égalité des pressions, l'auteur obtient les valeurs de la vitesse de recirculation du liquide par la relation :

$$\langle v_L \rangle_{re} = \left[\frac{1}{\alpha} \cdot \frac{\rho_L - \rho_G}{\rho_L} \cdot gD_c \cdot \langle j_G \rangle \right]^{1/3} \quad (\text{II-29})$$

où $\alpha=2.3$, ce paramètre ayant été obtenu par ajustement sur un ensemble de valeurs expérimentales. Cette corrélation est en bon accord avec de nombreux résultats expérimentaux la littérature dans la région de transition et en régime hétérogène.

II.3.2.3. Modèle turbulent avec circulation globale

Une troisième catégorie de modèles a été initiée par le travail de Ueyama et Miyauchi (1979) qui ont développé le « *Circulating Flow Model* ». L'hypothèse de base est que l'écoulement est turbulent. Le taux de vide varie de façon continue sur la section à la différence du modèle de Rietema et Ottengraph (1970). Il est obtenu à partir de corrélations de la littérature. En supposant que la viscosité moléculaire soit négligeable devant la viscosité turbulente, l'équation de Navier-Stokes se ramène à :

$$\frac{1}{r} \frac{d(r\tau)}{dr} = -\frac{dP}{dz} - (1 - \langle \varepsilon_G \rangle) \rho_L g \quad (\text{II-30})$$

La valeur de cette viscosité, constante sur toute la section de la colonne, est ajustée empiriquement à partir des résultats expérimentaux. Les auteurs ont montré qu'elle ne dépend pas du débit de gaz mais qu'elle est fortement influencée par le diamètre du réacteur. Finalement, Ueyama et Miyauchi (1979) ont proposé la corrélation :

$$v_t = 0.0536 \cdot D_c^{1.77} \quad (\text{II-31})$$

Cette conclusion est d'ailleurs similaire à celle de Hills (1974), mais pour celui-ci $v_t \propto D_c$. Toutefois, ce type de corrélation résulte d'une approximation, car de nombreux autres travaux (comme par exemple celui de Menzel et coll., 1990) ont montré que la viscosité turbulente dépend de la vitesse superficielle du gaz. De nombreuses autres corrélations sont disponibles dans la littérature (Miyauchi et Shyu, 1970; Kojima et coll., 1974; Miyauchi et coll., 1981; Riquarts, 1981). Ces références sont détaillées dans l'annexe D. On consultera également le travail de Kawase and Moo-Young (1989) qui a réalisé une étude comparative regroupant la plupart des corrélations que nous venons de citer et des résultats expérimentaux disponibles.

Des variantes de ce type de modèle ont été suggérées par d'autres auteurs. Toutes nécessitent la connaissance du taux de vide local et d'un paramètre supplémentaire : la vitesse au voisinage de la paroi pour Ueyama et Miyauchi (1979) ou la position du point d'inversion pour Yang et coll. (1986). Luo et Svendsen (1991) ont également proposé un modèle similaire en s'appuyant sur la formulation de la viscosité turbulente développée par Menzel et coll. (1990) (Eq.II-19).

Rice et Geary (1990) et Geary et Rice (1992) ont appliqué des hypothèses identiques à celles de Ueyama et Miyauchi (1979), mais ont remplacé la viscosité turbulente par une longueur de mélange. Selon Rice et Geary (1990), cette dernière ne dépend que du taux de vide et de la taille des bulles :

$$l_m = d_p \frac{\varepsilon_G}{\langle \varepsilon_G \rangle} \quad (\text{II-32})$$

En revanche, Geary et Rice (1992) ont noté que l'influence de la paroi modifiait la valeur de la longueur de mélange et suggéré la relation suivante

$$l_m = \max\left(\frac{d_p}{\alpha^{1/3}} \cdot \frac{\varepsilon_G}{\langle \varepsilon_G \rangle}, l^*\right) \quad (\text{II-33})$$

où l^* est la valeur de la longueur de mélange obtenue pour un écoulement monophasique en conduite par la relation de Nikuradse (1932). Le paramètre α est un facteur de forme qui peut être évalué à partir de la corrélation proposée par Fan et Tsuchiya (Lin et coll., 1998). D'autres formulations de la longueur de mélange avaient déjà été proposées précédemment par plusieurs auteurs. Elles reposaient en général sur l'hypothèse d'une longueur de mélange constante sur toute la section et proportionnelle au diamètre de la colonne (Joshi, 1983; Kawase et Moo-Young, 1986). Ces formulations n'ont cependant qu'un intérêt académique (Annexe D). Finalement, Burns et Rice (1997) ont profondément modifié les deux modèles précédents pour revenir à l'emploi d'une viscosité turbulente. Cette dernière dépend d'une dimension caractéristique L qui est le diamètre de bulles en régime homogène et le diamètre de colonne en régime hétérogène. Ces auteurs obtiennent finalement

$$v_t = k_1 (\langle j_G \rangle g)^{1/3} \cdot L^{4/3} \cdot \left[1 - \left(\frac{r}{R_c}\right)^m\right]^{4/3} \quad (\text{II-34})$$

avec $m=2$ en général. Ils proposent $k_1=2.51$ en régime homogène et 0.0242 en régime hétérogène.

II.3.2.4. Particularités des gazosiphons

La relative simplicité de l'écoulement local par rapport à celui des colonnes à bulles classiques couplée à la complexité de la géométrie expliquent la rareté des modélisations de l'hydrodynamique locale. Les modèles rencontrés sont donc globaux et permettent d'obtenir le taux de vide moyen dans chacune des zones du réacteur ainsi que la vitesse de circulation du liquide. Les plus performants sont les modèles énergétiques qui nécessitent l'écriture des bilans de matière et d'énergie dans les différentes zones du réacteur. Joshi et coll. (1990) ont résumé les différents modèles existants. Les énergies prises en compte sont essentiellement de deux types : il y a d'abord l'énergie de type gravitaire apportée ou consommée par les mouvements du gaz et du liquide ainsi que l'énergie dissipée par les frottements. En revanche les énergies cinétiques des deux phases sont négligées, ce qui permet de simplifier formellement les bilans. Ces modèles prédisent correctement le comportement des réacteurs de laboratoire. La validité de leur extrapolation à l'échelle industrielle n'est cependant pas assurée.

II.3.2.5. Conclusion

Il existe encore de nombreux autres travaux qui ont tenté de prédire le comportement local de la vitesse du liquide, certains fondés sur des modèles théoriques, d'autres sur une simple interpolation des points expérimentaux. A titre de complément aux références déjà citées, le lecteur peut obtenir les informations suivantes dans la littérature (voir aussi annexe D):

- Corrélations donnant seulement la vitesse au centre de la colonne : Ohki et Inoue (1970).
- Corrélations donnant seulement le profil normé de vitesse : Joshi (1983), Gharat et Joshi (1992).

- Corrélations donnant à la fois la vitesse au centre et le profil de vitesse : Linneweber (1981), Riquarts (1981), Nottenkämper (1983), Ulbrecht et coll. (1985), Kawase et Moo-Young (1986), Wachi et coll. (1987), Bernemann (1989).

Toutes les modélisations de l'hydrodynamique de la phase liquide que nous avons présentées ont l'inconvénient de nécessiter un ou plusieurs paramètres qui doivent être obtenus expérimentalement ou à partir de corrélations de la littérature. De plus, elles décrivent l'écoulement sans véritablement expliquer son comportement. C'est pourquoi elles sont progressivement supplantées depuis le milieu des années 80 par une approche *dynamique des fluides* qui permet de prédire simultanément le comportement des deux phases à partir des principes fondamentaux de la mécanique des fluides quels que soient les fluides mis en jeu et les conditions opératoires.

II.3.3. Les modèles globaux et leur relation avec l'écoulement local

II.3.3.1. Modèle piston avec dispersion axiale

A la différence de la phase gaz (II.2.3), il n'est pas réaliste de représenter l'écoulement du liquide par un modèle piston pur. Le coefficient de dispersion axiale D_{ax} représente l'écart à l'écoulement piston et peut être obtenu à partir des mesures de DTS par traçage salin ou thermique, par mesure de pH ou encore par suivi optique d'un traceur coloré (Villiermaux, 1993). Le modèle repose sur la superposition d'un écoulement convectif pur de vitesse $\langle j_L \rangle$ et d'une dispersion aléatoire qui obéit à une loi qui a la forme mathématique d'un terme diffusionnel. L'équation de transport d'un soluté de concentration C en fonction de la dimension longitudinale du réacteur est alors :

$$\frac{\partial C}{\partial t} + \langle j_L \rangle \frac{\partial C}{\partial z} = D_{ax} \frac{\partial^2 C}{\partial z^2} \quad (II-35)$$

Le coefficient de dispersion axiale est en fait un paramètre empirique qui dissimule la complexité locale de l'écoulement. De nombreuses études expérimentales ont eu pour but de corrélérer ce coefficient en fonction des paramètres opératoires et de la géométrie du problème. Nous reportons dans le tableau suivant quelques-unes des corrélations valables pour le système eau/air. A titre de complément, nous citons les références disponibles autres que celles qui sont détaillées ici pour exemple (Reith et coll., 1968; Kato et Nishiwaki, 1971; Akita et Yoshida, 1974; Badura, 1974; Hikita et Kikukawa, 1974; Field et Davidson, 1980; Miyauchi et coll., 1981; Riquarts, 1981; Walter et Blanch, 1983; Kawase et Moo-Young, 1986, Bernemann, 1989; Kantak, 1994). La plupart de ces corrélations sont reportées dans l'annexe D.

Référence	Expression proposée	Paramètres
Ohki et Inoue (1970)	$D_{ax} = 0.3 \cdot D_c^2 \cdot \langle j_G \rangle^{1.2}$ $D_{ax} = (14 \cdot D_c) / (1 - \epsilon_G)^2$	$\langle j_G \rangle < 10 \text{ cm s}^{-1}$ (CGS). Plateaux perforés. $4 \text{ cm} < D_c < 16 \text{ cm}$. $\langle j_G \rangle > 10 \text{ cm s}^{-1}$ (CGS).
Towell et coll. (1972)	$D_{ax} = 1.23 \cdot D_c^{1.4} \cdot \langle j_G \rangle^{0.3}$	$40 \text{ cm} < D_c < 100 \text{ cm}$ (CGS).
Deckwer et coll. (1974)	$D_{ax} = 2.7 \cdot D_c^{1.4} \cdot \langle j_G \rangle^{0.5}$	Base expérimentale très large (CGS).

Tableau II.4. Coefficient de dispersion axiale en colonne à bulles (système eau/air).

On remarquera que ces corrélations font apparaître une grande dispersion des résultats, notamment au niveau des valeurs des exposants comme celui de $\langle j_G \rangle$. L'influence des propriétés des phases sur D_{ax} est assez mal connue et il n'existe aucune corrélation générale. Nous ne décrirons pas en détail

la variation de D_{ax} en fonction des paramètres opératoires, le but de la présente étude étant de remplacer ce type de modèle par une approche locale. Nous retiendrons simplement que D_{ax} augmente très peu avec $\langle j_G \rangle$ en régime homogène, alors qu'il croît assez rapidement avec $\langle j_G \rangle$ en régime hétérogène.

Il peut cependant être intéressant, à partir de mesures locales, de remonter à la valeur de la dispersion axiale de façon à valider les modèles locaux. En effet, plusieurs travaux théoriques ont tenté de prédire le comportement du coefficient de dispersion axiale. Il y a d'abord ceux, déjà cités (II.3.2), fondés sur une description de la circulation de la phase liquide dans l'écoulement. Joshi et Sharma (1979) ont proposé

$$D_{ax} = 0.31 \cdot D_c \cdot \langle v_L \rangle_{re} \quad (II-36)$$

où la vitesse de recirculation locale peut être évaluée à partir de la formule II-27. On constate que leur résultat est en bon accord avec celui de Zehner (1982) qui a proposé l'expression :

$$D_{ax} = \frac{1}{2} \cdot D_c \cdot \langle v_L \rangle_{re} \quad (II-37)$$

Mais on rencontre également d'autres modèles, comme celui de Baird et Rice (1975), qui ont utilisé une approche fondée sur l'analyse dimensionnelle et sur la théorie de la turbulence isotrope de Kolmogoroff. Ces auteurs ont obtenu la formule suivante

$$D_{ax} = k' \cdot L^{4/3} \cdot \varepsilon^{1/3} \quad (II-38)$$

où L est la taille caractéristique de la macro-turbulence, ε la puissance volumique dissipée et k' un coefficient de proportionnalité. Ils ont finalement retenu $L = D_c$ et $\varepsilon = \langle j_G \rangle \cdot g$ pour les colonnes à bulles. Par la suite la modification suivante a été suggérée pour tenir compte de la vitesse relative :

$$\varepsilon = g \cdot [\langle j_G \rangle - \langle \varepsilon_G \rangle \cdot \langle v_{GL} \rangle] \quad (II-39)$$

Il semble en fait que les trois résultats précédents dérivent de la même base théorique (Deckwer, 1992). Ceci peut être démontré très simplement. En effet si le phénomène à l'origine du mélange est la turbulence, le coefficient de dispersion axiale dépend fortement du coefficient de diffusion turbulente qui peut être évalué par l'expression suivante :

$$D_t \propto L \cdot v_L' \quad (II-40)$$

Or Joshi et Sharma (1980) ont montré théoriquement (Eq. II-27 et II-28) qu'en régime hétérogène :

$$v_L' \propto \langle v_L \rangle_{re} \quad (II-41)$$

En combinant II-40 et II-41, on retrouve II-36 et II-37 au coefficient de proportionnalité près. A contrario, en partant du modèle de turbulence de Taylor qui donne

$$v_L' \propto (L \cdot \varepsilon)^{1/3} \quad (II-42)$$

et en combinant cette relation avec II-40, on retrouve la formule de Baird et Rice (1975). Les deux approches reposent donc sur des bases identiques.

Dans le cas d'un réacteur à gazosiphon, Joshi et coll. (1990) recommandent l'utilisation d'une formule dérivée de celle utilisée dans une conduite en écoulement monophasique

$$D_{ax} = 5D_c \frac{\langle j_L \rangle}{1 - \langle \varepsilon_G \rangle} \sqrt{\frac{f}{2}} \quad (II-43)$$

où f est le facteur de frottement. Dans le cas des réacteurs à gazosiphon externe, des modèles particuliers permettant de tenir compte de la recirculation du liquide dans la descente et du mélange dans les régions du séparateur gaz/liquide et de la jonction descente/montée sont proposés. A titre d'illustration, nous évoquons le modèle de Dhauadi et coll.

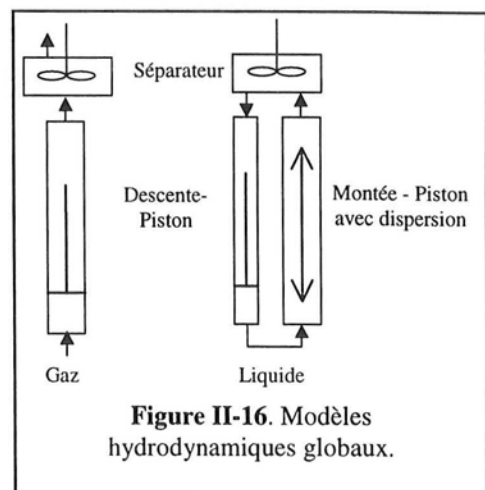


Figure II-16. Modèles hydrodynamiques globaux.

(1997) représenté sur la figure II-16. Les travaux reliant un modèle global à l'écoulement local sont bien moins nombreux que pour les colonnes à bulles. Nous citerons celui de Joshi et Sharma (1979) qui utilise les équations II-27 et II-36. Nous retiendrons surtout l'importante contribution Cockx (1997) qui a récemment relié le modèle piston avec dispersion axiale et l'approche CFD pour un réacteur à gazosiphon à recirculation interne en estimant D_{ax} à partir des paramètres hydrodynamiques locaux calculés par le code ASTRID®.

II.3.3.2. Modèle à cascade de cellules avec rétromélange

Il est également possible de remplacer la description continue «piston avec dispersion axiale» par un modèle discret sous la forme d'une cascade de cellules parfaitement agitées. Toutefois, un arrangement simple de cellules idéales en cascade ne permet pas de représenter correctement l'écoulement des colonnes à bulles si on ne tient pas compte du rétromélange. C'est pourquoi il faut utiliser un modèle à cascade de cellules avec rétromélange dont les paramètres ajustables sont le nombre de cellules et le débit de rétromélange Q_{LR} . C'est par le biais de ce facteur que le modèle prend en compte l'écoulement local. La figure II-16 compare ce modèle avec le piston dispersif que nous avons décrit dans le paragraphe précédent. Le modèle à cellules présente plusieurs avantages. Tout d'abord les équations sont plus simples à résoudre. La modélisation des réacteurs est plus flexible, notamment dans le cas des géométries complexes. Cependant, les modèles de type piston avec dispersion restent d'un emploi plus fréquent.

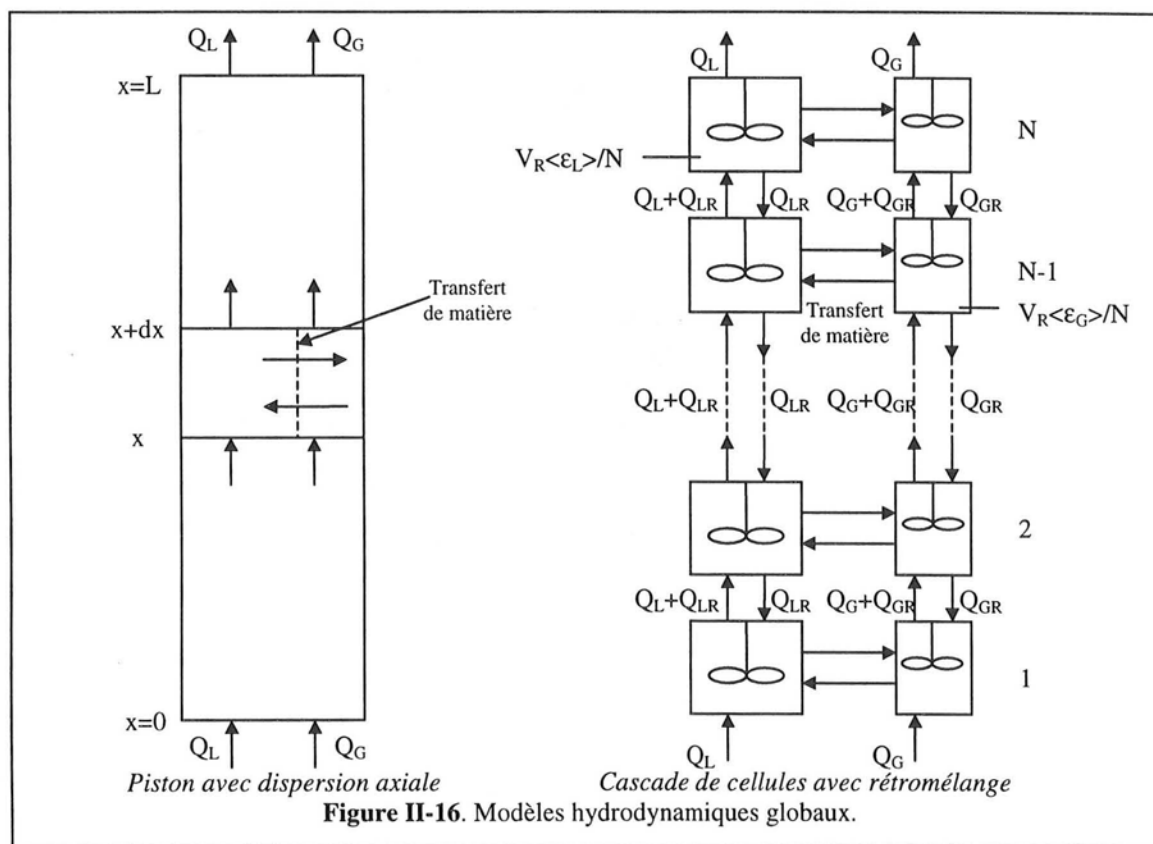


Figure II-16. Modèles hydrodynamiques globaux.

II.4. Approche Dynamique des fluides

II.4.1. Généralités

Les modèles semi-empiriques que nous avons décrits précédemment (II.3.3) peinent à décrire la structure de l'écoulement dans les colonnes à bulles et sont donc d'un emploi limité pour le dimensionnement de ces réacteurs. Le but de l'approche dynamique des fluides est donc de fournir un outil plus fiable, capable de prédire correctement le comportement des réacteurs industriels

mettant en jeu des systèmes réactionnels complexes, quelles que soient les conditions opératoires et la géométrie de ces réacteurs.

A terme, elle permettra d'améliorer les techniques de dimensionnement et leur fiabilité. Pour ce faire, elle est basée sur les principes généraux de la mécanique des fluides. Sa finalité n'est pas de se passer totalement de mesures expérimentales, mais de réduire leur nombre et ainsi minimiser les coûts de l'étude de dimensionnement. Pour les modèles de l'échelle intermédiaire (les seuls que nous décrirons), elle repose principalement sur l'écriture des bilans microscopiques de matière et de quantité de mouvement pour chacune des phases (I.4) et des conditions aux limites du problème. Finalement, elle permet d'obtenir en tous points les paramètres de l'écoulement tels que le taux de vide, les vitesses des phases et les caractéristiques de la turbulence. Pour cela, elle nécessite la connaissance fine des forces s'exerçant sur les fluides et notamment des forces interfaciales (I.3.1) ainsi que le choix d'un modèle de turbulence (I.3.3).

Comme nous ne disposons pas encore d'un tel degré de connaissance dans les écoulements gaz/liquide, ces phénomènes sont représentés par des relations de clôture semi-empiriques qui doivent être vérifiées expérimentalement. Alors que les résultats obtenus jusqu'à présent pour les réacteurs aérés à agitation mécanique montrent un bon accord avec les données expérimentales, ceux concernant les colonnes à bulles sont bien moins convaincants comme le montre Ranade (1995). C'est pourquoi les modèles actuels se contentent pour l'instant de simuler des maquettes froides, sans réaction chimique. Pour les améliorer, une meilleure compréhension des phénomènes est donc nécessaire et doit impérativement s'appuyer à la fois sur des études expérimentales et théoriques. Une fois les modèles d'écoulement validés, il sera évidemment nécessaire d'ajouter aux équations les termes engendrés par la réaction chimique, le transfert de matière aux interfaces et éventuellement un bilan énergétique dans le cas des réactions présentant une forte thermicité.

L'approche dynamique des fluides nécessite également le choix d'une technique numérique permettant de résoudre ces équations ainsi que son implémentation dans un programme. Devant la difficulté de réaliser son propre programme dans le cas des écoulements polyphasiques, de nombreux logiciels commerciaux ont été développés. Ranade (1995) puis Baba-Aïssa (1998) les ont référencés en mettant en exergue leurs points forts et leurs faiblesses respectives. La description des techniques numériques nécessaires à la résolution des équations couplées vitesses-pression, qui n'est pas indispensable à la suite de l'exposé, est reportée dans l'annexe C. L'approche dynamique des fluides semble donc être extrêmement prometteuse dans le domaine des colonnes à bulles bien qu'elle ne soit pas encore totalement maîtrisée. Nous allons maintenant décrire l'état de l'art à partir des différents travaux rencontrés dans la littérature.

II.4.2. Application aux colonnes à bulles

La première application significative de la Mécanique des Fluides Numérique aux écoulements à bulles dans les réacteurs a été réalisée par Grevet et coll. (1982) pour modéliser le comportement d'un réacteur à jet gazeux. Leur modèle utilisait une description eulérienne d'une phase pseudo-homogène (I.4.2.2) alors que la vitesse de glissement était supposée constante. Ce type de réacteur a été étudié par la suite par Johansen et Boysan (1988) et Schwarz et Turner (1988) pour des applications dans le domaine de la métallurgie. Les travaux de Johansen et Boysan (1988) sont fondés sur une description lagrangienne dynamique de la phase gaz par suivi du mouvement individuel de chaque bulle (I.4.2.2). Les interactions entre phases sont prises en compte par les forces de traînée, de portance, de masse ajoutée et par le terme mémoire de Basset (I.3.1). La turbulence de la phase continue est représentée par le modèle $k-\epsilon$. En revanche, Schwarz et Turner (1988) ont utilisé un modèle Euler/Euler stationnaire (I.4.2.2) sans force latérale et ont étudié

l'applicabilité du modèle $k-\varepsilon$ monophasique. Un bon accord est obtenu avec les résultats expérimentaux.

La première application aux colonnes à bulles dans le domaine du génie chimique a été réalisée par Gasche et coll. (1989). Leur modèle, de type Euler/Euler, est cependant fortement simplifié puisqu'il suppose un écoulement stationnaire, établi, purement axial et néglige l'inertie de la phase gaz. En revanche, une représentation $k-\varepsilon$ est utilisée pour la turbulence. Les auteurs ont réalisé une étude paramétrique en insistant sur le rôle du diamètre de bulles et de la vitesse superficielle du gaz. Ils ont vérifié les résultats de leurs simulations à partir de mesures de la vitesse locale du gaz et du liquide dans le cas du système eau/air. L'accord expériences/simulations est bon dans le cas du régime hétérogène sauf à proximité des parois.

Par la suite, Torvik et Svendsen (1990) puis Svendsen et coll. (1992) ont proposé un modèle Euler/Euler stationnaire avec prise en compte de la turbulence par une description $k-\varepsilon$ modifiée. Cette dernière utilise la formulation des fluctuations du taux de vide et fait apparaître de nombreux termes croisés que les auteurs expriment à partir d'un coefficient de dispersion turbulent choisi égal à v_t (I.3.3). L'origine de la distribution radiale du taux de vide est la force de portance, mais avec modification du signe du coefficient comme nous l'avons déjà expliqué (I.3.1.4). Leurs travaux regroupent des simulations en colonne à bulles et gazosiphon à recirculation interne, éventuellement en présence d'une réaction chimique et d'une phase solide suspendue, ainsi que leurs validations à partir de résultats expérimentaux. Un bon accord est obtenu avec les vitesses de liquide pour les systèmes coalescents. En revanche, les taux de vide calculés sont en général bien inférieurs aux valeurs expérimentales. Les améliorations récentes de ce code de calcul par Grevskott et coll. (1996) incluent la prise en compte de la masse virtuelle et de la contribution turbulente non-linéaire de la traînée, ainsi qu'une formulation améliorée du coefficient de traînée. Un modèle similaire a été décrit par Boisson et Malin (1996).

D'autres modèles stationnaires de type Euler/Euler ont été proposés par Ranade (1992), Grienberger et Hofmann (1992) et Celik et Wang (1994). Tout d'abord Ranade (1992) a montré que l'hypothèse de vitesse relative constante sur toute la section conduit à des résultats numériques contraires aux expériences avec un liquide descendant au centre. En revanche, une forme correcte du profil de vitesse est obtenue en supposant une augmentation de la vitesse relative près des parois. Il est remarquable de constater que cette conclusion est en accord avec les résultats expérimentaux de Yao et coll. (1991). De même, le fait de choisir $v_t > D_t$ fournit des profils de taux de vide plus raides. Ranade (1992) s'est également intéressé aux valeurs des paramètres du modèle $k-\varepsilon$ et a montré que la constante $C_{\varepsilon 2}$ qui intervient dans le bilan de ε (Annexe F-2) joue un rôle essentiel. Une diminution de $C_{\varepsilon 2}$ provoque une augmentation de la circulation du liquide prédite par les calculs. Le modèle de Grienberger et Hofmann (1992) présente la particularité de prendre en compte la turbulence de la phase gaz à partir du coefficient R_p défini par

$$R_p = \sqrt{\frac{v_G}{v_L}} \quad (\text{II-44})$$

Il n'a pas été repris depuis par d'autres auteurs. Dans leur modèle, la répartition du gaz est engendrée par la force de portance avec changement de signe comme l'ont suggéré Torvik et Svendsen (1990) (I.3.1.4). Leur modèle inclut également une variation radiale du coefficient de traînée (Eq.II-25). Leurs travaux sont en bon accord avec les résultats expérimentaux de Franz et coll. (1984). En revanche, les contraintes tangentielles calculées sont bien inférieures à celles mesurées par Menzel et coll. (1990) sauf au centre de la colonne. A la différence des deux études précédentes, Celik et Wang (1994) ont utilisé une formulation laminaire sans force latérale. Leurs résultats sont en accord avec les données expérimentales de Rietema et Ottengraph (1970).

Un modèle dynamique a été proposé par Webb, Que et Senior (1992) avec représentation lagrangienne de la phase gaz et $k-\varepsilon$ pour la turbulence de la phase continue. Ces auteurs ont étudié les premiers instants suivant l'introduction du gaz ainsi que ceux précédant son arrêt en fonction du nombre et de la position des points d'injection. Par la suite, l'approche Euler/Lagrange dynamique a été reprise par Lapin et Lübbert (1994) qui ont montré qu'elle éliminait les effets de diffusion numérique inhérents aux modélisations de type Euler/Euler. Cependant les bulles ne sont plus suivies individuellement, mais dans des « agrégats » de bulles appelés « clusters » et définis par leur taille, la position de leur centre et une fonction de probabilité de présence pour chaque classe de bulles. Ce concept permet de représenter simultanément plusieurs dizaines de milliers de bulles. Les vitesses instantanées des bulles sont obtenues par la somme de la vitesse du liquide, de la vitesse de glissement et d'un terme aléatoire. Les résultats des simulations font apparaître pour la vitesse du liquide une structure similaire à celle de Joshi et Sharma (1979) qui est représentée sur la figure II-15b avec des cellules de circulation locale. Cependant, celles-ci sont instationnaires et apparaissent de façon plus désordonnée. Leurs tailles et leurs positions évoluent au cours du temps. Cela se traduit par un comportement quasi-périodique des vitesses locales du liquide au bout de 200 secondes et il n'existe donc pas de solution stationnaire. En moyennant les résultats instantanés sur un temps assez long, une seule cellule est observée et la structure classique de l'écoulement avec vitesse ascendante au centre et descendante près des parois est obtenue.

L'instationnarité de l'écoulement est cependant difficile à vérifier expérimentalement et seules les techniques de visualisation telles que la PIV en sont potentiellement capables. En effet les techniques classiques, qui mesurent des grandeurs en moyenne temporelle, gommant les effets instationnaires et ne donnent accès qu'à l'écoulement moyen. Il est intéressant de constater que Sokolichin et Eigenberger (1994) ont abouti aux mêmes conclusions à partir de simulations dynamiques.

La présence de cellules instationnaires est également mise en évidence, bien que leur géométrie diffère de celles de Lapin et Lübbert (1994). Nous noterons également que la nécessité de simulations dynamiques a également été confirmée par l'étude de Boisson et Malin (1996) pour les modèles Euler/Euler. Pour obtenir un bon accord avec les résultats expérimentaux de Becker et coll. (1994) (Figure II-17), Sokolichin et Eigenberger (1994) ont ajusté empiriquement la viscosité du mélange en multipliant celle de l'eau par un facteur 100. Ils ont critiqué en revanche l'emploi du modèle $k-\varepsilon$ qui surestime l'augmentation de la viscosité. De même le changement de signe du coefficient de la force de lift proposé par Torvik et Svendsen (1990) n'est pas nécessaire dans le cadre de calculs dynamiques. Toutefois, cette augmentation de la viscosité moléculaire ne repose sur aucun fondement théorique et reste donc très contestable. De plus, cela a exactement le même effet qu'ajouter une viscosité turbulente constante sur la section 100 fois supérieure à la viscosité moléculaire.

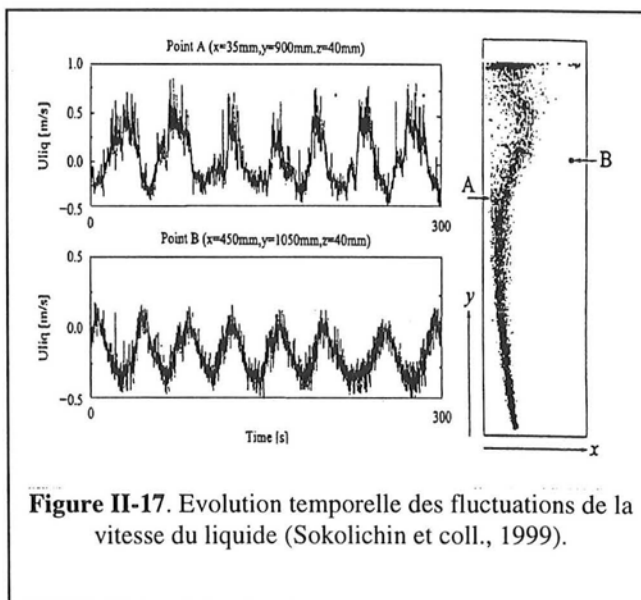


Figure II-17. Evolution temporelle des fluctuations de la vitesse du liquide (Sokolichin et coll., 1999).

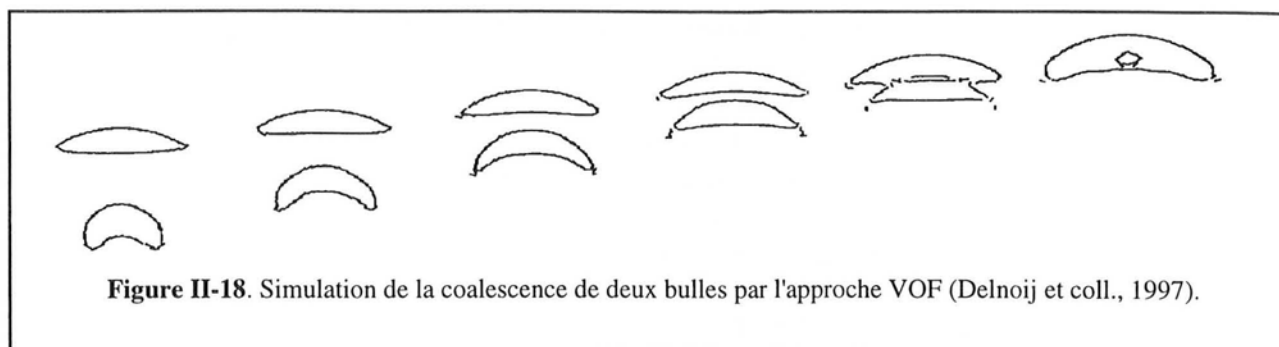


Figure II-18. Simulation de la coalescence de deux bulles par l'approche VOF (Delnoij et coll., 1997).

Finalement, les modèles Euler/Euler de Sokolichin et Eigenberger (1994) et Euler/Lagrange de Lapin et Lübbert (1994) ont été comparés dans une étude commune (Sokolichin et Lübbert, 1997). L'accord entre les deux modèles lors des premiers instants est confirmé si un schéma de discrétisation *TVD* est employé pour minimiser la diffusion numérique dans le modèle Euler/Euler. En revanche, l'utilisation du schéma classique *upwind* pour la discrétisation des termes convectifs des équations est inadéquate pour des simulations dynamiques. Toutefois il faut noter que les différents travaux cités dans ce paragraphe sont tous limités à des taux de vide inférieurs à 5% et des configurations idéales de type colonne rectangulaire à faible épaisseur ou colonne 2D.

Récemment, l'approche mécanique des fluides numérique a été complétée par Ranade (1995) qui a proposé une synthèse sur cette approche dans les réacteurs agités mécaniquement et les colonnes à bulles. Plus récemment, l'approche locale s'est encore enrichie par l'apport de Delnoij et coll. (1997) qui ont proposé un modèle VOF 2D (*Volume of fluid* : §I.4) décrivant la morphologie des bulles et ses déformations (Figure II-18) ainsi qu'un modèle Euler/Lagrange (Figure II-19) qui tient compte des forces de portance et de masse virtuelle ainsi que des interactions bulles/bulles à partir des travaux de Hoomans et coll. (1996) sur les lits fluidisés. La force de masse virtuelle a un effet important sur les résultats dans la zone du distributeur. L'instationnarité des structures et la quasi-périodicité de l'écoulement sont également observées. Ce modèle a été étendu récemment pour réaliser des simulations 3D (Delnoij et coll., 1999). Enfin, Ranade (1997) a proposé l'ajout de deux forces supplémentaires et de corrélations afin de décrire les termes croisés engendrés par les fluctuations de pression et de taux de vide dans le cadre du modèle $k-\varepsilon$ (I.3.1). Il est cependant encore trop tôt pour tirer des conclusions définitives sur leur validité. Récemment, les approches de Lapin et Lübbert (1994), Sokolichin et Eigenberger (1994), Grevskott et coll. (1996) ainsi que Delnoij et coll. (1997) ont été comparées par Jakobsen et coll. (1997). De même, Sokolichin et coll. (1999) ont comparé les approches laminaire et turbulente en 2D et 3D avec le modèle $k-\varepsilon$. Ces auteurs ont montré que l'approche laminaire ne permet pas une bonne représentation de l'écoulement et reste très sensible au maillage choisi. Ils ont également mis en évidence que les simulations 3D fournissent des valeurs de viscosité turbulente moins élevées que les simulations 2D car elles prennent en compte les effets de toutes les parois. Les valeurs de v_t obtenues sont plus proches des valeurs expérimentales reportées précédemment. Dans le domaine des réacteurs à gazosiphon, les études sont moins nombreuses. Les principales sont celles de Sokolichin et Eigenberger (1994), Cockx (1997), Cockx et coll. (1997) et Baba-Aïssa (1998), toutes pour des réacteurs à recirculation interne. Nous noterons l'intéressante contribution de Cockx (1997) qui a relié CFD et modèle piston avec dispersion axiale.

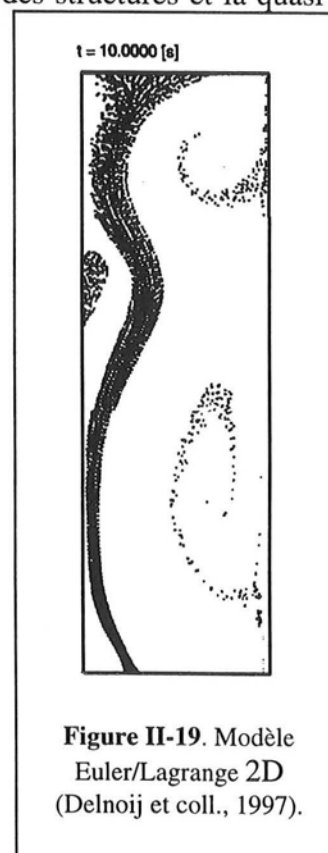


Figure II-19. Modèle Euler/Lagrange 2D (Delnoij et coll., 1997).

En 1999, l'approche dynamique des fluides s'est encore enrichie de nombreuses contributions. Nous retiendrons celle de Thakre et Joshi (1999) qui combine l'approche Euler/Euler et le modèle du drift flux pour l'estimation des vitesses relatives, celle de Sanyal et coll. (1999) qui utilise comme nous un modèle Euler/Euler et le logiciel Fluent[®], celle de Mudde et Simonin (1999) qui montre l'influence du maillage et des formulations de la traînée et de la masse virtuelle sur le code ASTRID[®] en 2D et 3D, celle de Cockx et coll. (1999) qui utilise ce même code pour coupler hydrodynamique et transfert de matière dans un réacteur à gazosiphon, celle de Krishna et coll. (1999b) qui propose de représenter l'écoulement gaz/liquide en régime hétérogène par un système triphasique équivalent avec la phase liquide, la phase des grosses bulles et celle des petites bulles, celle de Pflieger et coll. (1999) qui utilise le logiciel CFX[®] avec un modèle Euler/Euler et celle de Lain et coll. (1999) qui met en jeu une approche Euler/Lagrange, également avec le logiciel CFX[®].

En conclusion, les modèles proposés sont très différents d'un auteur à l'autre dans la description qu'ils proposent des forces et de la turbulence. Quelques généralités peuvent cependant être dégagées :

- L'approche Euler/Euler est actuellement supérieure à l'Euler/Lagrange pour prédire les écoulements rencontrés dans les colonnes à bulles car elle n'est pas limitée aux faibles taux de vide. L'approche Euler/Lagrange est en revanche extrêmement intéressante au plan fondamental pour vérifier la formulation des forces et les interactions bulles/bulles.
- La formulation des forces n'est pas encore clairement établie. La prise en compte de la masse virtuelle a un rôle important dans la zone du distributeur, mais son influence n'est pas encore totalement reconnue. L'origine de la distribution radiale du gaz n'est toujours pas expliquée. Plusieurs théories sont proposées : la force de portance avec signe positif ou négatif, les forces additionnelles de Ranade (1997) ou encore les effets d'instationnarité de l'écoulement. La question n'est pas encore résolue. La réponse passe nécessairement par la combinaison de mesures expérimentales et de simulations avec différentes hypothèses.
- La prise en compte des interactions bulles/bulles ainsi que des phénomènes de coalescence et de rupture est rare pour l'instant, faute de modèles adéquats. Or les études expérimentales ont mis en évidence leur importance dans la zone du distributeur. Des travaux expérimentaux et théoriques sont donc indispensables pour proposer une formulation adaptée.
- Le rôle de la turbulence n'est pas clairement établi et notamment la valeur du modèle $k-\varepsilon$ et de ses variantes. Il semble cependant que les écoulements rencontrés dans les colonnes à bulles soient assez éloignés des hypothèses de base de ce modèle qui est plus adapté aux réacteurs mécaniquement agités. Une meilleure représentation de la turbulence est donc nécessaire.
- La résolution numérique des équations est bien plus ardue que pour les écoulements monophasiques incompressibles. Elle nécessite le choix d'une discrétisation pertinente des équations et notamment des termes convectifs, puis celui d'un maillage suffisamment fin pour obtenir des résultats valables sans trop pénaliser la vitesse des calculs.
- Seules les simulations dynamiques permettent de mettre en évidence les structures de l'écoulement et son instationnarité, et cela n'est encore seulement dans les cas simples (colonnes 2D, Mudde et Eigenberger, 1999). La recherche d'une solution stationnaire ne représente pas la réalité de l'écoulement qui est quasi-périodique, mais donne des résultats comparables aux expériences puisque la plupart des techniques de mesure fournissent des valeurs en moyenne temporelle. En revanche, la valeur des résultats fournis par les simulations dynamiques est encore contestable car ceux-ci dépendent fortement des choix théoriques (modèle de turbulence...) et numériques (taille du maillage...). Les simulations dynamiques sont de plus très coûteuses au niveau du temps de calcul.

II.4.3. Conclusion

Aussi séduisante qu'elle puisse paraître, l'approche dynamique des fluides n'en est pas moins extrêmement complexe. En plus des problèmes fondamentaux que nous venons de décrire, la validation des résultats à partir de données expérimentales et a fortiori le dimensionnement d'un réacteur nécessitent le développement d'une stratégie, que ce soit dans le choix de la taille du maillage, de sa régularité ou des conditions initiales de la simulation. De nombreux essais sont indispensables avant l'obtention de valeurs satisfaisantes. La convergence des algorithmes est souvent délicate. Les temps de calcul sont élevés et pour l'instant les modèles rendent difficilement compte des résultats expérimentaux. Seul le couplage entre les approches expérimentales et numériques peut permettre une amélioration de la compréhension des phénomènes et de leur prise en compte dans les équations. C'est l'un des objectifs de la présente étude. Dans le chapitre suivant, nous commencerons par mettre au point les méthodes de mesure indispensables pour réaliser le volet expérimental de ce travail.

CHAPITRE III

DISPOSITIF EXPERIMENTAL

-

TECHNIQUES DE MESURE :

DESCRIPTION ET MISE AU POINT

III. DISPOSITIF EXPERIMENTAL - TECHNIQUES DE MESURE : DESCRIPTION ET MISE AU POINT

L'originalité du présent travail repose d'une part sur l'utilisation de deux grandes variantes de réacteurs gaz/liquide à circulation induite par le gaz que sont la colonne à bulles fermée au liquide et le gazosiphon à circulation externe de liquide, et d'autre part sur la mise en œuvre d'une grande variété de méthodes de mesures. Un certain nombre de ces techniques permettant de caractériser les écoulements gaz/liquide étaient déjà disponibles au LSGC, mais celles-ci ont dû être complétées afin de disposer des méthodes nécessaires à une description expérimentale aussi complète que possible de l'hydrodynamique des réacteurs étudiés. Plusieurs techniques ont donc été acquises ou développées au sein du laboratoire dans le cadre de ce travail, notamment pour la mesure de la vitesse locale du liquide et de ses fluctuations. Cette étude a également permis de déterminer les domaines d'utilisation et les limitations des différentes techniques mises en œuvre. Enfin, la comparaison des résultats provenant de plusieurs méthodes de mesure nous a permis d'obtenir des valeurs plus fiables des paramètres mesurés. Dans cette partie, nous décrirons donc les trois montages expérimentaux utilisés ainsi que les méthodes de mesure qui ont été employées au cours de cette étude en portant une attention toute particulière à celles qui sont le fruit de cette étude.

III.1. Dispositif experimental

Nous disposons de trois réacteurs que nous appellerons par la suite R1, R2 et R3 par souci de simplicité et que nous décrirons successivement. La signification de ces notations est la suivante :

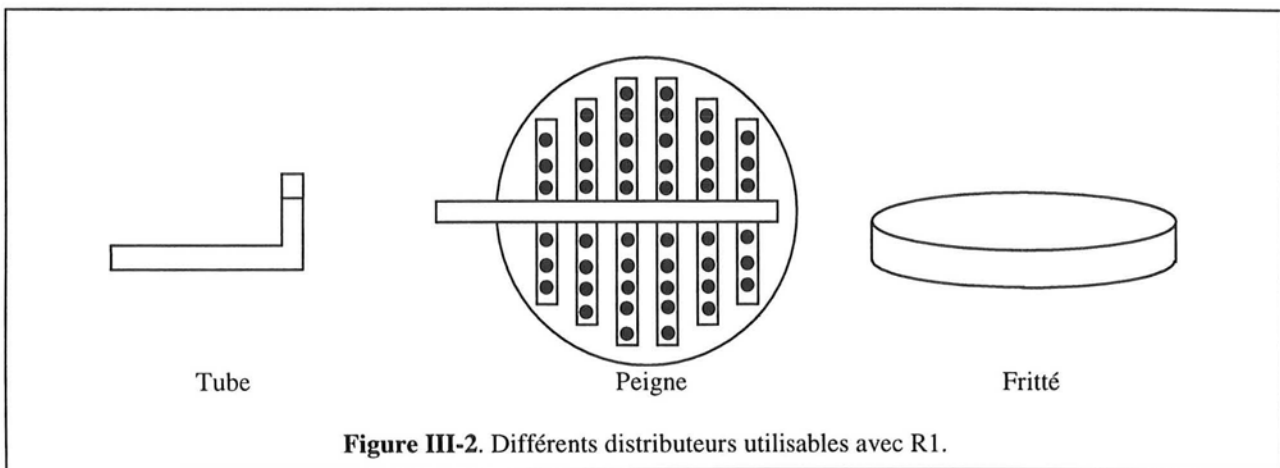
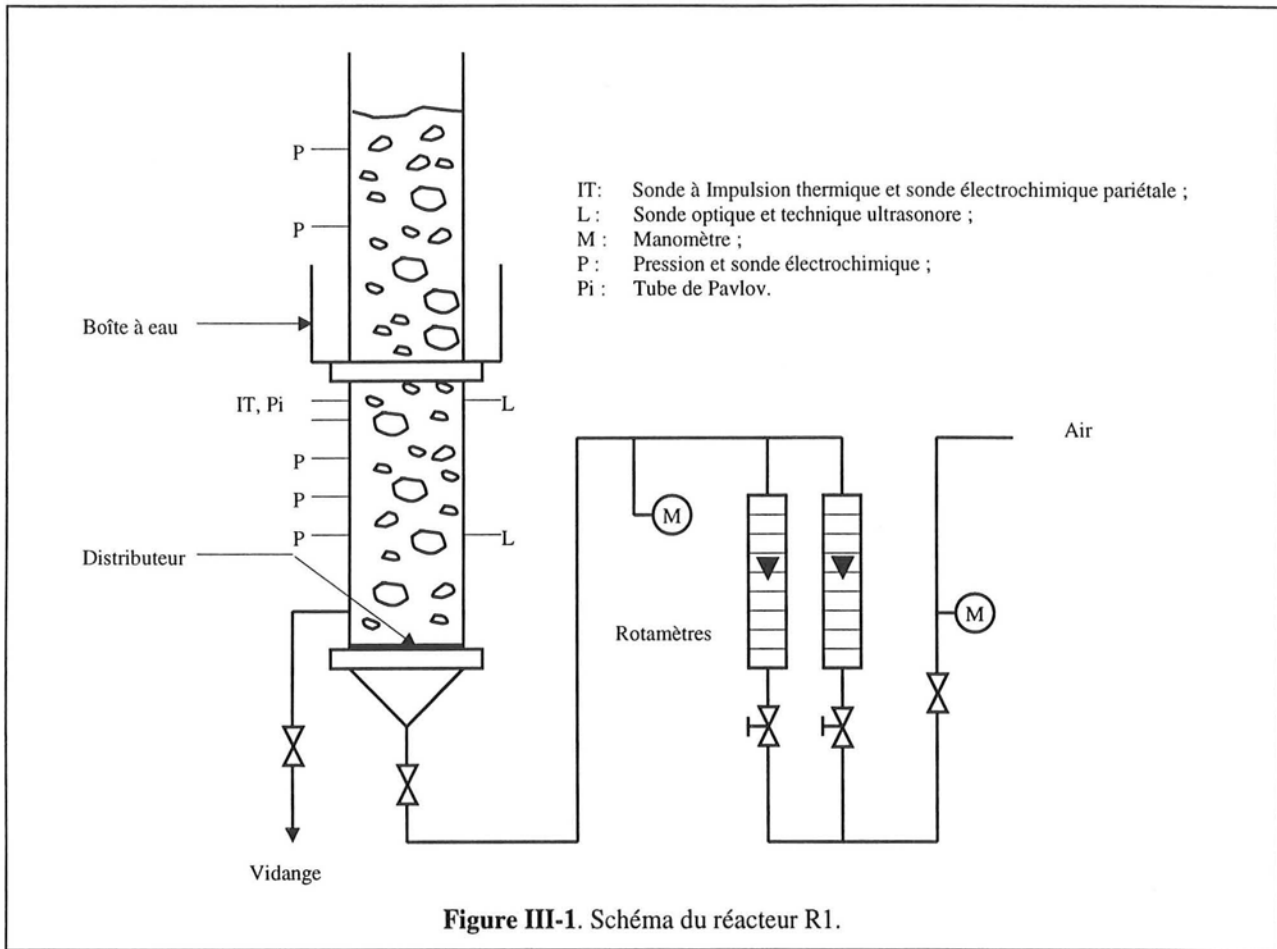
- R1 est une colonne à bulles fermée au liquide de 2 m de haut ;
- R2 est un réacteur à gazosiphon à recirculation externe de 2.7 m de haut localisé dans le bâtiment DEGLIN ;
- R3 est un réacteur à gazosiphon à boucle externe de 6 m de haut situé dans le bâtiment CEGEP.

III.1.1. Colonne à bulle R1

Il s'agit d'une colonne à bulle cylindrique fermée au liquide de 10 cm de diamètre interne et 2 m de haut (Figure III-1), entièrement en plexiglas et munie à mi-hauteur d'une boîte rectangulaire qui peut être remplie d'eau de façon à minimiser les distorsions optiques dues à la circularité de la paroi lors de la mise en œuvre de la technique photographique (II.4) ou de la vélocimétrie laser Doppler (II.6.4). Elle peut être munie de trois systèmes de distribution du gaz (Figure III-2) :

- un disque fritté en verre de 10 cm de diamètre et 5 mm d'épaisseur comportant des pores de diamètre moyen compris entre 10 et 16 microns.
- un distributeur métallique multi-orifices en forme de peigne muni de 62 trous de 1 mm, uniformément répartis sur sa surface.
- un distributeur métallique à orifice unique en forme de tube disponible avec trois tailles d'orifices : 2, 5 et 7 mm.

Un manomètre placé en amont du distributeur permet de mesurer la perte de charge créée par ce dernier. La colonne est munie de multiples orifices disposés axialement autorisant la mise en œuvre des techniques de mesure qui seront décrites ultérieurement. Il faut cependant noter que ce réacteur n'est pas équipé d'électrodes permettant l'étude du mélange du liquide par conductimétrie. Le contrôle du débit de gaz est assuré par deux rotamètres préalablement étalonnés avec un compteur volumétrique à gaz à température ambiante et sous pression atmosphérique. L'ensemble permet d'assurer une vitesse superficielle comprise entre 0.6 et 15 cm s⁻¹.



III.1.2. Réacteur à gazosiphon à circulation externe R2

Le réacteur R2 est un réacteur à gazosiphon à circulation externe de 2.7 m de haut formé d'une montée cylindrique de 10 cm de diamètre interne et d'une descente également cylindrique de 5 cm de diamètre interne (Figure III-3). Le séparateur gaz/liquide est en forme de tulipe, ce qui assure un désengagement total du gaz avec le système eau/air dès que le niveau du liquide est supérieur ou égal à celui de la tulipe. La jonction descente/montée en bas de colonne est en arc de cercle. Cette géométrie permet de réduire les pertes de charge dans la zone de jonction par rapport à

une jonction oblique (Dhaouadi, 1997). La distribution du gaz est assurée soit par le distributeur à multi-orifices (peigne), soit par le distributeur à orifice unique (tube) utilisés sur la colonne R1. Le débit de gaz est assuré par un débitmètre massique (type FC2262 100 SLPM de chez TYLAN GENERAL) contrôlé par un boîtier RO28 et préalablement étalonné. La vitesse superficielle du gaz dans la montée est comprise entre 3 et 24 cm s^{-1} sous pression atmosphérique et à température ambiante. La colonne est munie de trois sondes conductimétriques dans la montée, de trois autres dans la descente, ainsi que de deux points d'injection pour le traceur salin afin de pouvoir mesurer simultanément la vitesse de circulation du liquide et la distribution des temps de séjour. Comme R1, ce réacteur est muni de multiples orifices de divers diamètres permettant de mettre en œuvre les techniques de mesure locales et il est utilisé avec le système eau/air à température ambiante et pression atmosphérique. En raison de l'opacité des parois en PVC, ni la technique photographique, ni la vélocimétrie laser ne seront appliquées à ce réacteur. De même, la méthode de désengagement dynamique du gaz ne peut être mise en œuvre car elle n'est pas applicable dans un réacteur à boucle (III.2.1.2).

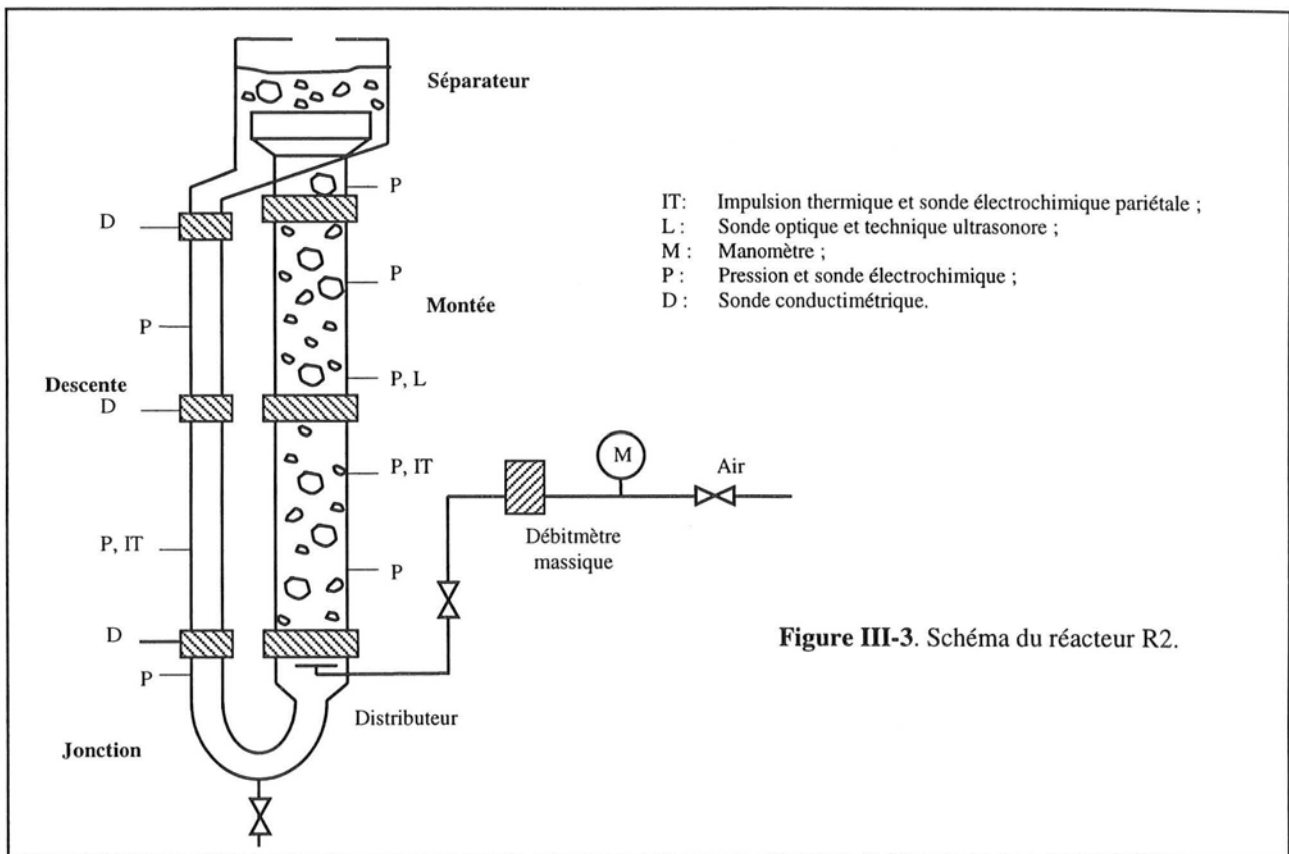


Figure III-3. Schéma du réacteur R2.

III.1.3. Réacteur à gazosiphon à circulation externe R3

Les principales différences entre R2 et R3 résident dans la géométrie des deux réacteurs. R3 est un réacteur de 6 m de haut constitué d'une montée de 15 cm de diamètre formée d'éléments en verre reliés par des brides en PVC (Figure III-4). Le séparateur, la descente ainsi que la jonction descente/montée sont également en PVC. La descente a un diamètre interne de 8 cm. La géométrie du séparateur est identique à celle de R2. En revanche la jonction est oblique, ce qui induit des pertes de charge bien supérieures à celles engendrées par une jonction symétrique en arc de cercle comme celle de R2. La montée est munie de deux boîtes de visualisation en plexiglas pour la technique photographique et la vélocimétrie laser. Le réacteur comporte également six sondes conductimétriques dans la montée et trois dans la descente. En revanche, les sondes locales de la montée doivent nécessairement être positionnées au niveau des brides. Le gaz est injecté par un

distributeur métallique à orifices multiples en forme de peigne muni de 50 trous uniformément répartis sur la section du réacteur (Figure III-2). Le débit de gaz est contrôlé par deux rotamètres qui permettent d'assurer une vitesse superficielle comprise entre 1 et 25 cm s⁻¹. Les étalonnages ont été réalisés avec un compteur volumétrique à gaz sous pression atmosphérique. Du fait de la hauteur totale de liquide, il est encore plus nécessaire pour R3 que pour les deux autres réacteurs de corriger la vitesse superficielle de gaz dans la montée en fonction de la pression qui y règne à la hauteur considérée. Cette correction est simple à réaliser puisque la vitesse du liquide est faible dans la montée (< 0.4 m s⁻¹), ce qui permet de négliger les frottements. A une hauteur H quelconque de la montée, on a

$$\langle j_G \rangle (H) \approx \frac{P_{atm}}{P_{atm} + \rho_L g (H_L - H)} \langle j_{G\acute{e}talon} \rangle \quad (III-1)$$

où H_L est la hauteur de liquide dans le réacteur. Pour les débits volumiques de gaz, nous utiliserons par convention la valeur de <j_G> à mi-hauteur comme valeur de référence pour toutes les courbes concernant R3.

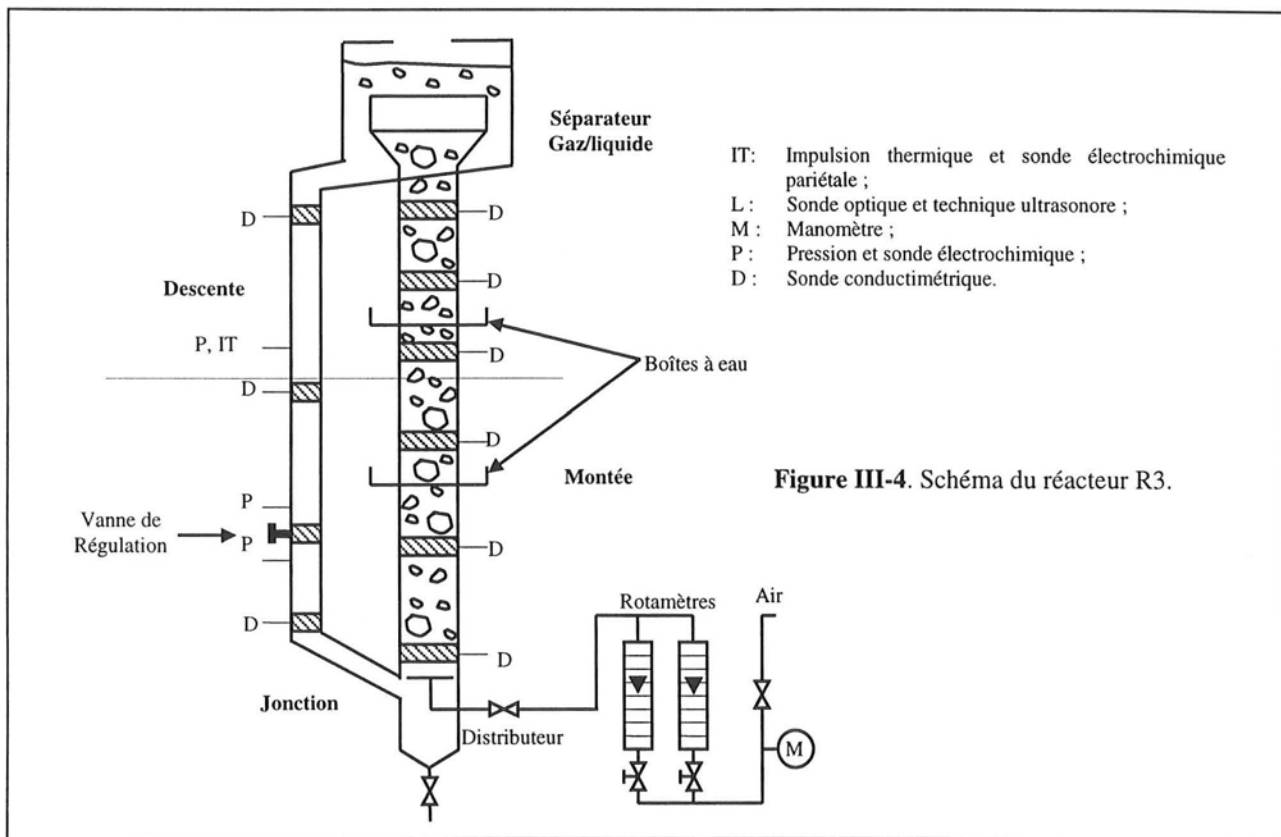


Figure III-4. Schéma du réacteur R3.

III.1.4. Résumé des caractéristiques des réacteurs

Nous avons récapitulé dans le tableau III-1 les principales caractéristiques géométriques des trois réacteurs utilisés, les différents systèmes de distribution de gaz mis en jeu, ainsi que les conditions opératoires. Ce tableau pourra être utilisé conjointement avec le tableau III-3 qui résume les différentes techniques de mesures employées sur chacun des réacteurs en fin de chapitre.

III.2. Techniques de Mesure et Traitements

Dans cette partie, nous décrirons les techniques de mesure et les appareillages employés. Nous insisterons sur celles qui ont été acquises ou développées localement dans le cadre du présent travail, ainsi que sur les traitements du signal qui ont été réalisés.

	Colonne R1	Réacteur R2	Réacteur R3
Hauteur totale de réacteur	2 m	2.7 m	6 m
Diamètre interne montée	10 cm	10 cm	15 cm
Diamètre interne descente	-	5 cm	8 cm
Hauteur de la descente	-	2.45 m	5.0 m
Matériau	Plexiglas	PVC	Verre et PVC
Vitesse de gaz (1 atm)	0.6-15 cm s ⁻¹	1.5-25 cm s ⁻¹	0.8-25 cm s ⁻¹
Distributeur	Fritté, Peigne, Tube	Peigne, Tube	Peigne
Volume liquide (Niveau usuel)	12 l	42.1 l	156 l
Jonction descente/montée	-	Arc de cercle	Oblique (angle 67°)
Type de séparateur	-	Tulipe	Tulipe
Diamètre séparateur	-	31 cm	36 cm
Rapport A _m /A _d	-	3.27	3.52

Tableau III-1. Résumé des caractéristiques des réacteurs utilisés dans cette étude.

III.2.1. Mesure de la Pression statique et des grandeurs dérivées

Des capteurs de pression industriels, piézo-résistifs affleurants aux parois (Figure III-5) ont été utilisés afin de déterminer simultanément la pression statique à diverses hauteurs des colonnes. Trois gammes de capteurs sont disponibles : aux 0-500 et 0-1000 mbar relatifs (HAENNI ED-510) déjà disponibles lors des travaux de Dhaouadi (1997) se sont ajoutés des capteurs 0-150 mbar relatifs (KELLER PR25). Tous permettent théoriquement de réaliser des mesures avec une précision de 0.2% de la gamme. Les derniers, plus récents, ont été systématiquement employés lors de l'étude des fluctuations de pression puisque le constructeur nous garantit une bonne réponse en fréquence au moins jusqu'à 50Hz. Tous fournissent une tension comprise entre 0 et 10 V qui varie linéairement avec la pression. Il est cependant nécessaire de vérifier l'étalonnage des capteurs $P = f(V)$ après chaque nouvelle installation sur les colonnes (Figure III-6). Trois types d'acquisition ont été réalisés avec différents objectifs :

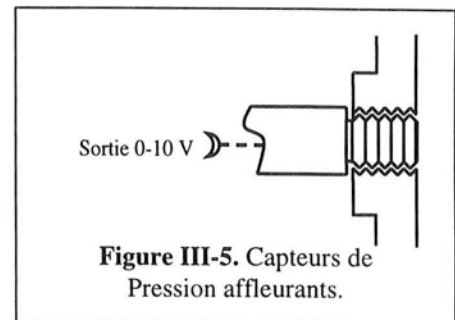


Figure III-5. Capteurs de Pression affleurants.

- la mesure du taux de vide moyen entre deux capteurs (III.2.1.1) ;
- la détermination de la structure de la phase gaz par la technique de désengagement dynamique du gaz (III.2.1.2) ;
- l'identification du régime d'écoulement à partir des fluctuations de pression (III.2.1.3).

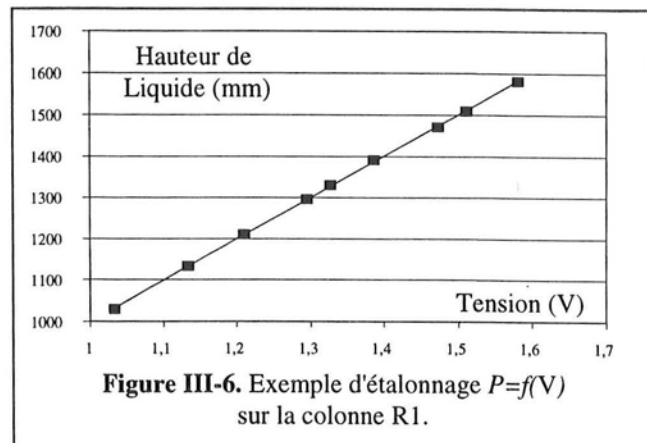


Figure III-6. Exemple d'étalonnage $P = f(V)$ sur la colonne R1.

Pour réaliser ces acquisitions, nous disposons, d'une carte A/D 12 bits (4096 valeurs) de type RTI-815 qui permet des mesures simultanées sur 32 voies avec quatre modes possibles : -10/+10 V, 0/10 V, -5/+5 V et 0/5 V. Pour la mesure des pressions, seul le mode 0/10 V est utilisé. Nous

disposons également du logiciel d'acquisition Testpoint™ qui permet de contrôler la fréquence d'échantillonnage et le nombre de mesures, ainsi que de pré-traiter les signaux obtenus.

III.2.1.1. Mesure du taux de vide : méthode manométrique

III.2.1.1.1. Principe et système expérimental

La mesure de la différence de pression statique ΔP entre deux niveaux du réacteur distants d'une hauteur Δh permet d'accéder à la rétention moyenne du gaz dans le volume compris entre ces deux niveaux. Dans les colonnes à bulles, les pertes de charge par frottements ΔP_f et l'influence des forces d'inertie ΔP_i sont négligeables. En effet les gradients axiaux de vitesse sont très faibles, ce qui implique que les forces d'inertie le sont également. Les frottements peuvent être estimés à partir d'une corrélation du type suivant

$$\frac{\Delta P_{fLG}}{L} = \frac{2f\rho_L \langle j_L \rangle^2}{D_c} \phi_L^2 \quad (III-2)$$

$$\phi_L^2 = \frac{1}{\langle \varepsilon_L \rangle^m}$$

en choisissant par exemple $m=2$. On a alors pour le réacteur R2

$$\frac{\Delta P_f}{\Delta h} = \frac{4}{D_c} \cdot \frac{f}{2} \cdot \rho_L \left[\frac{\langle j_{Lm} \rangle}{\langle \varepsilon_L \rangle} \right]^2 \approx \frac{4}{0.1} \cdot 0.02 \cdot 1000 \cdot 0.3^2 \cdot \frac{1}{0.8^2} \approx 110 \text{ Pa m}^{-1} \quad (III-3)$$

L'influence des forces de gravité peut être estimée de la façon suivante :

$$\frac{\Delta P_g}{\Delta h} = \rho_L \cdot g \cdot \langle \varepsilon_L \rangle \approx 1000 \cdot 9.8 \cdot 0.8 \approx 7850 \text{ Pa m}^{-1} \quad (III-4)$$

Le rapport des deux termes précédents montre que les frottements ne représentent qu'à peine plus de 1% de ΔP . En conséquence, le taux de vide se déduit simplement de la relation

$$\Delta P = \Delta P_i + \Delta P_f + \Delta P_g \approx \Delta P_g \approx (\rho_L \cdot \langle \varepsilon_L \rangle + \rho_G \cdot \langle \varepsilon_G \rangle) \cdot g \quad (III-5)$$

On obtient alors

$$\langle \varepsilon_G \rangle \approx \frac{\rho_L}{\rho_L - \rho_G} \left(1 - \frac{\Delta P}{\rho_L \cdot g \cdot \Delta h} \right) \quad (III-6)$$

qui se simplifie (en considérant que $\rho_G \ll \rho_L$) en :

$$\langle \varepsilon_G \rangle \approx 1 - \frac{\Delta P}{\rho_L \cdot g \cdot \Delta h} \quad (III-7)$$

Cette approximation est valable dans une colonne à bulles et peut être étendue à la montée d'un réacteur à gazosiphon. En revanche, elle est rarement applicable dans la descente, surtout lorsque celle-ci a une section plus faible que la montée, car les vitesses de liquide sont bien plus élevées et les frottements ne sont plus négligeables. Evaluons dans le cas de R2 l'évolution de la pression dans la descente :

$$\frac{\Delta P_f}{\Delta h} = \frac{4}{D_c} \cdot \frac{f}{2} \cdot \rho_L \langle j_{Ld} \rangle^2 \approx \frac{4}{0.05} \cdot 0.02 \cdot 1000 \cdot 1^2 \approx 1600 \text{ Pa m}^{-1} \quad (III-8)$$

$$\frac{\Delta P_g}{\Delta h} = \rho_L \cdot g \cdot \langle \varepsilon_L \rangle \approx 1000 \cdot 9.8 \cdot 1 \approx 9800 \text{ Pa m}^{-1} \quad (III-9)$$

Dans ce réacteur, les frottements représentent alors près de 15% des pertes de pression dans la descente et ne peuvent donc plus être négligés. Comme le taux de vide est généralement faible dans cette zone (2-3% au maximum), les frottements peuvent être estimés à partir de relations valables

pour écoulements monophasiques en régime turbulent, comme celle de Blasius (citée par Midoux, 1988).

$$\frac{f}{2} = 0.023 \cdot \text{Re}^{-0.2} \quad (\text{III-10})$$

On a alors

$$\langle \varepsilon_G \rangle \approx 1 - \frac{\Delta P}{\rho_L \cdot g \cdot \Delta h} - \frac{4 \cdot \langle j_L \rangle^2 \cdot f}{D_c \cdot g} \quad (\text{III-11})$$

Ignorer la correction conduirait à surestimer fortement le taux de vide dans la descente.

III.2.1.1.2. Acquisition et mesure

A partir des formules III-10 et III-11, il est possible de calculer le taux de vide moyen en volume sur une section de colonne si on connaît la valeur moyenne de la pression statique aux deux extrémités de cette section. Cette méthode a été mise en œuvre sur les trois réacteurs étudiés. La pression statique a été mesurée simultanément par un ensemble de 5 à 8 capteurs selon le réacteur. La valeur moyenne de la pression est calculée en moyennant 200 mesures obtenues à une fréquence de 1Hz (Figure III-7).

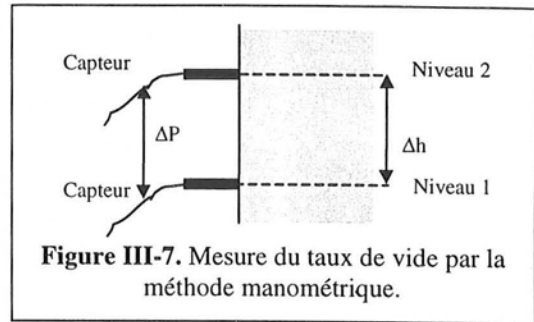


Figure III-7. Mesure du taux de vide par la méthode manométrique.

III.2.1.2. Structure de la phase gaz : technique de Désengagement Dynamique du Gaz

III.2.1.2.1. Principe de la méthode

La méthode de *Désengagement Dynamique du Gaz* ou *DGD*, dont l'historique est rapportée dans l'annexe A, permet d'accéder à la structure de la phase gaz à partir du suivi de l'évolution du niveau de la dispersion après arrêt brusque de l'alimentation en gaz. Ce niveau peut être enregistré de plusieurs façons. L'une des plus élégantes consiste à utiliser un capteur de pression comme l'ont montré Daly et coll. (1992). Le capteur doit alors être placé quelques centimètres au-dessous du niveau du liquide clair, de façon à pouvoir suivre la totalité du désengagement (Figure III-8). La méthode permet de mettre en évidence la présence de plusieurs classes de taille de bulles et d'accéder à la fraction de rétention totale associée à chacune d'elle sur l'ensemble du réacteur $\langle \varepsilon_{Gi} \rangle$. Elle repose sur le fait que les grosses bulles ont des vitesses plus élevées que les petites et vont donc se désengager plus vite. Le taux de vide moyen en volume s'obtient alors simplement :

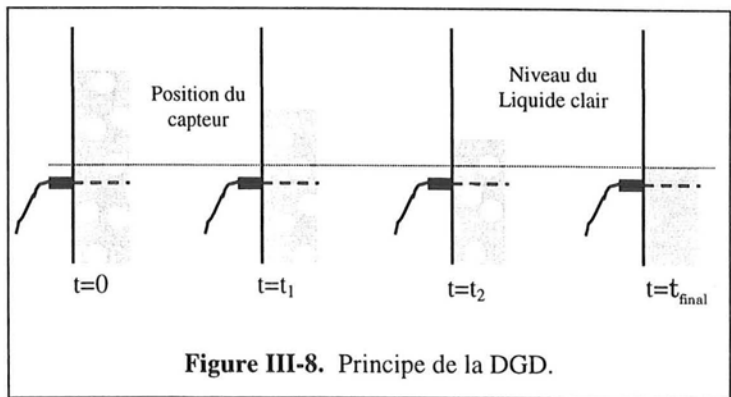


Figure III-8. Principe de la DGD.

$$\langle \varepsilon_G \rangle = \sum_{i=1}^N \langle \varepsilon_{Gi} \rangle \quad (\text{III-12})$$

Mais la méthode donne également accès à la vitesse moyenne des bulles de chaque classe de bulles $\langle v_{bi} \rangle$. Cette valeur permet d'évaluer le diamètre moyen des bulles de chaque classe en utilisant les relations $d_b = f(v_b)$ que nous avons citées précédemment au paragraphe I.3.2.1.

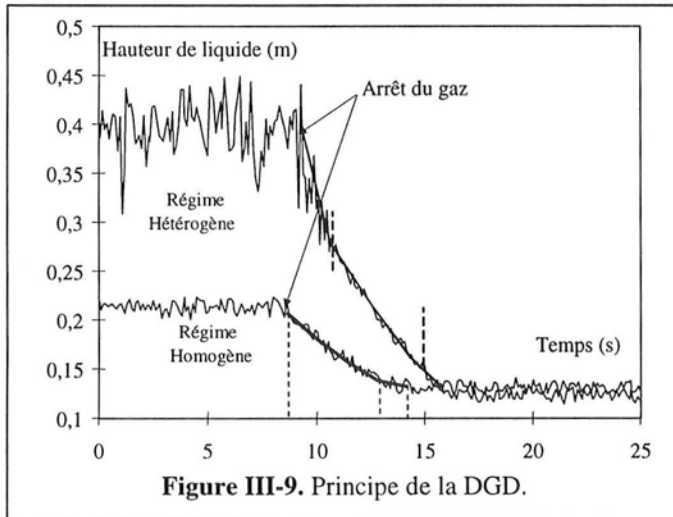
La mise en œuvre de la DGD nécessite qu'un certain nombre de conditions soient remplies : la dispersion doit être homogène avant l'arrêt du gaz; il ne doit pas y avoir de coalescence et de rupture; l'arrêt du gaz ne doit pas modifier la structure de la dispersion et les propriétés des

différentes classes de bulles. Les principales limitations de la technique, provenant d'un écart à ces hypothèses, ont été décrites par Schumpe et Grund (1986) et Deshpande et coll. (1990) dans les colonnes à bulles. Ces derniers ont d'ailleurs mis en doute la valeur des résultats quantitatifs fournis par la méthode en régime hétérogène. Une autre importante limitation concerne l'utilisation de la DGD dans les réacteurs à gazosiphon. Dans ce type de réacteur, la méthode n'est pas applicable. En effet, un arrêt de l'alimentation en gaz entraîne simultanément un arrêt de la circulation du liquide, les deux phénomènes ne pouvant être découplés.

III.2.1.2.2. Mise en œuvre

La DGD est mise en œuvre uniquement sur la colonne à bulles R1. Le signal de pression est enregistré avec une fréquence d'échantillonnage de 10 Hz pendant 30 s. Le signal en Volts est ensuite converti en hauteur de liquide au-dessus du capteur $H(t)$ à partir des étalonnages réalisés précédemment (Figure III-6). Un exemple de profils obtenus est représenté sur la Figure III-9. Il existe plusieurs façons de traiter ces profils. La méthode de traitement choisie est celle de Daly et coll. (1992) qui permet de traiter une distribution multimodale à N classes de bulles en supposant que ces différentes classes de bulles se désengagent indépendamment les unes des autres. A partir de cette hypothèse, on peut effectuer des bilans matière sur chaque classe en considérant que le volume de liquide qui passe à chaque instant au-dessous du capteur est égal au volume de gaz qui passe au-dessus. La figure III-10 illustre ce comportement pour un système caractérisé par une distribution bimodale de bulles. Finalement, on obtient pour un modèle à N classes les équations suivantes pour une classe i :

$$\langle v_{bi} \rangle = \frac{H_p}{t_i} \quad \text{et} \quad \langle \epsilon_{Gi} \rangle = - \frac{\left(S_i + \sum_{j=i+1}^N \langle v_{bj} \rangle \cdot \langle \epsilon_{Gj} \rangle \right)}{\langle v_{bi} \rangle} \quad \text{(III-13)}$$



où S_i est la pente de la zone de la courbe $H(t)$ associée à la classe i , t_i le temps au bout duquel les bulles de la classe i se sont totalement désengagées et H_p la hauteur du capteur de pression. Les équations précédentes sont résolues par récurrence en utilisant comme point de départ $i = N$, pour lequel on a :

$$\langle \epsilon_{GN} \rangle = - \frac{S_N}{\langle v_{bN} \rangle} \quad \text{(III-14)}$$

Pour obtenir les valeurs de S_i et t_i , les profils expérimentaux $H(t)$ sont divisés en 4 ou 5 intervalles d'égale longueur sur lesquels une régression linéaire permet d'obtenir les pentes S_i . Les points d'intersection des droites donnent alors les temps t_i . Lorsque l'écart entre deux pentes successives est inférieur à 0.5%, les segments sont regroupés. La pente S_i et le temps t_i sont alors recalculés pour l'ensemble. Cette technique permet d'obtenir le nombre de classes de bulles N (4 en général). A partir des équations III-13 et III-14, la vitesse moyenne des bulles et le taux de vide $\langle \epsilon_{Gi} \rangle$ associés à chaque classe sont également calculés. En combinant ces vitesses et une corrélation reliant taille et vitesse terminale ascensionnelle d'une bulle (§I.3.2 et Eq.I.34), on peut estimer le diamètre moyen des bulles de chaque classe d_{bi} , puis le diamètre de Sauter moyen d_s sur l'ensemble de la colonne :

$$d_s = \frac{\langle \varepsilon_G \rangle}{\sum_{j=1}^N \frac{\langle \varepsilon_{Gi} \rangle}{d_{bi}}} \quad (\text{III-15})$$

Pour la colonne R1, la principale limitation de la DGD est la faible durée du désengagement (entre 10 et 20 s) qui ne permet pas de distinguer clairement plus de deux pentes. Cela est dû essentiellement à la faible hauteur de la colonne. Les résultats quantitatifs sont donc peu précis, d'autant plus que les hypothèses sur lesquelles repose la méthode sont assez mal vérifiées par les systèmes promoteurs de coalescence (Schumpe et Grund, 1986). De plus, il n'est pas possible d'évaluer correctement la taille moyenne des bulles de chaque classe à cause de la forme aplatie de la courbe $d_b = f(v_b)$ dans la zone d'intérêt (2-8 mm) qui rend cette estimation délicate (Fig.I-7). La figure III-9 montre cependant qu'il y a une seule classe de bulles en régime homogène (si on excepte les micro-bulles dont la contribution est négligeable) et deux classes principales en régime hétérogène. Toutefois, ce résultat qualitatif est déjà bien connu depuis Beinhauer (cité par Deckwer, 1992). C'est pourquoi nous n'utiliserons, à titre d'illustration, que quelques résultats qualitatifs obtenus par E. Camarasa¹. La mise en œuvre de la DGD doit donc être réservée aux colonnes de hauteur élevée ou à celles qui mettent en jeu des systèmes inhibiteurs de coalescence (I.3.4), ces derniers formant de petites bulles qui ont des vitesses plus faibles et un désengagement plus long.

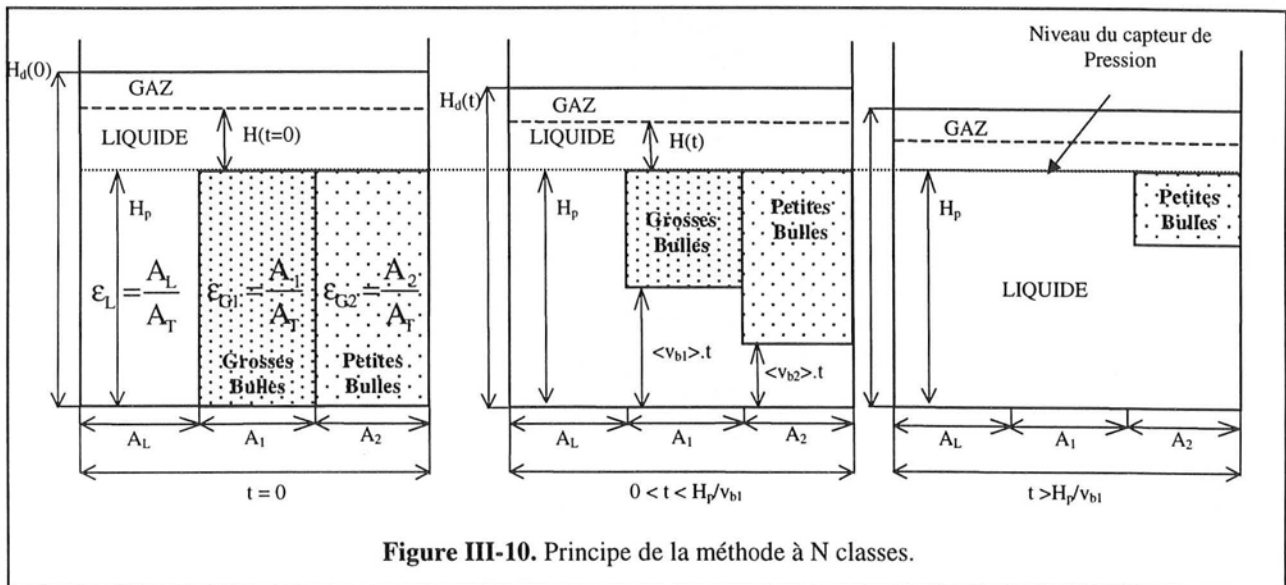


Figure III-10. Principe de la méthode à N classes.

III.2.1.3. Régime d'écoulement par la méthode des fluctuations de pression

III.2.1.3.1. Principe de la méthode

La détermination du régime d'écoulement peut se faire de nombreuses manières. Une technique très utilisée en mécanique des fluides pour déterminer les transitions de régime consiste à étudier les fluctuations temporelles d'une grandeur caractéristique de l'écoulement. La pression à la paroi est l'une de ces grandeurs. De nombreuses études ont déjà mis en œuvre une telle approche dans les colonnes à bulles. Ces différentes contributions diffèrent par la méthode de traitement employée pour analyser le signal de pression. Au moins sept différentes méthodes de traitement du signal ont été utilisées à ce jour pour l'analyse de la transition entre les régimes homogène et hétérogène en colonne à bulles (Glasgow et coll., 1984; Drahoš et coll., 1989; Drahoš et coll., 1991; Drahoš et coll., 1992; Letzel et coll., 1997; Tsuchiya et coll., 1997).

¹ E. Camarasa, *Rapport interne* (1998).

Dans ce travail, une étude systématique du régime d'écoulement et des transitions de régime a été menée sur la colonne R1 et le réacteur R2. Elle repose sur l'utilisation des capteurs de pression, les mêmes que nous avons employés précédemment pour la méthode manométrique de mesure du taux de vide ou pour la technique de désengagement dynamique du gaz. Dans le chapitre IV, nous justifierons l'utilisation de ces capteurs, les méthodes que nous allons développer pouvant être appliquées à n'importe quel signal échantillonné régulièrement. Dans notre étude, nous avons choisi de comparer les différentes approches utilisées jusqu'à ce jour pour traiter les signaux de pression. Nous développerons également une approche temporelle originale dans le domaine des colonnes à bulles à partir de travaux de Yutani et coll. (1983) sur les lits fluidisés. Leur mise en sera décrite dans le chapitre IV. Nous nous contenterons ici de déterminer des conditions optimales pour l'acquisition du signal de pression.

III.2.1.3.2. Mesures préliminaires

Pour pouvoir déterminer le régime d'écoulement à partir des fluctuations du signal de pression, il est nécessaire de choisir judicieusement la fréquence d'échantillonnage. Celle-ci doit valoir au moins le double de la fréquence des phénomènes caractéristiques (Théorème de Shannon), mais sans être trop élevée à cause des contraintes de stockage de données. Drahoš et coll. (1991) ont étudié l'écoulement dans une colonne à bulles avec des capteurs de pression et mis en évidence que la zone d'intérêt est comprise entre 0 et 10 Hz. Pour confirmer ces résultats, nous avons réalisé des mesures exploratoires à une fréquence d'échantillonnage de 500 Hz sur R1 et R2. La forme des courbes obtenue est illustrée par la figure III-11. Ces mesures ont confirmé que la zone d'intérêt est comprise entre 0-10 Hz pour R1 et R2, sauf dans le cas où R1 est muni d'un distributeur à orifice unique où cette zone est plus large : 0-20 Hz. Nous avons finalement retenu une fréquence d'échantillonnage de 50 Hz pour les mesures. L'acquisition est réalisée sur 10000 à 20000 points, ce qui correspond à un temps de mesure de 200 à 400 s. Cette durée est généralement suffisante pour mettre en œuvre les traitements que nous allons développer.

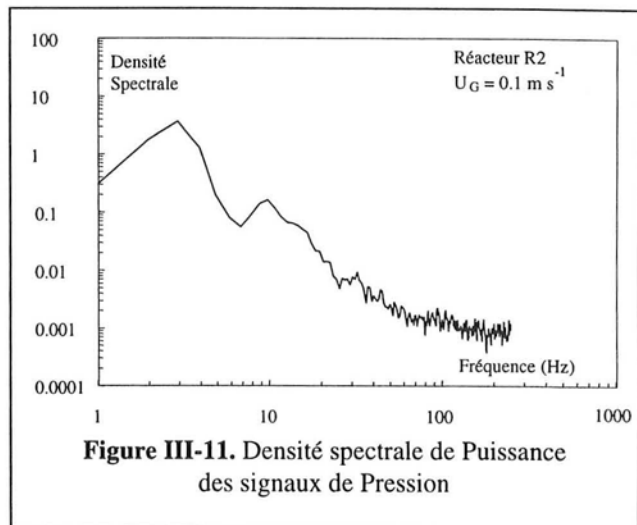


Figure III-11. Densité spectrale de Puissance des signaux de Pression

III.2.2. Mesure du taux de vide moyen

III.2.2.1. Méthode de l'expansion volumique du lit

Cette méthode permet d'accéder au taux de vide moyen en volume sur l'ensemble du lit. Elle nécessite la connaissance de la hauteur de liquide clair H_0 (avant introduction du gaz) et de la hauteur de la dispersion gaz/liquide H_d . Pour une colonne à bulles de section uniforme dont la surface est A , on obtient la relation suivante :

$$\langle \varepsilon_G \rangle = \frac{V_G}{V_G + V_L} = \frac{A \cdot (H_d - H_0)}{A \cdot H_0} = \frac{H_d}{H_0} - 1 \quad (\text{III-16})$$

Cette formule donne des résultats précis lorsque le niveau de la dispersion fluctue peu, par exemple en régime homogène. En revanche les fluctuations brusques du niveau de la dispersion rendent la méthode peu fiable en régime hétérogène. Dans les réacteurs à gazosiphon, le taux de vide dans la montée peut être calculé en supposant que la rétention du gaz dans la descente est négligeable, ce qui est toujours le cas avec le système eau/air et le séparateur utilisé. On utilisera donc le volume de

la montée et non le volume total du réacteur pour les calculs. Notons cependant que dans ces réacteurs, les taux de vide et l'élévation du niveau sont faibles, ce qui rend la méthode peu précise.

III.2.2.2. Méthode manométrique (cf. III.2.1.2)

La méthode manométrique donne une mesure assez fiable du taux de vide. Comme nous enregistrons le signal de pression, sa précision n'est pas altérée par les fortes fluctuations du niveau de la dispersion en régime hétérogène. De plus elle est capable de détecter les faibles variations du niveau de la dispersion. Son emploi est donc beaucoup plus général que celui de la méthode volumétrique. C'est pourquoi nous la mettrons systématiquement en oeuvre dans la suite du présent travail pour estimer le taux de vide moyen dans les différentes sections et sur l'ensemble du réacteur.

III.2.2.3. Méthode de désengagement dynamique du gaz (cf. III.2.1.3)

Il est également possible de mesurer le taux de vide moyen par la DGD. Mais cette mesure est moins précise que la méthode manométrique puisqu'elle est obtenue indirectement après le calcul itératif décrit précédemment. Les sources d'erreurs sont donc nombreuses. Tout d'abord, il y a les erreurs sur le calcul des pentes par régression linéaire. Il faut ensuite tenir compte des hypothèses simplificatrices du modèle qui néglige les interactions entre les différentes classes de bulles. Pour cette raison, nous n'avons donc pas utilisé la DGD pour mesurer $\langle \varepsilon_G \rangle$, la méthode manométrique étant plus précise.

III.2.3. Mesure de la vitesse de circulation du liquide

Dans les brides des réacteurs R2 et R3, nous disposons de plusieurs sondes conductimétriques (Figure III-12) qui permettent de mettre en oeuvre une méthode de traçage de la phase liquide avec un traceur salin (Dhaouadi, 1997). Cette méthode peut nous fournir deux informations. La première est la vitesse globale de circulation du liquide dans le réacteur. La seconde est la distribution des temps de séjour dans les différentes sections du réacteur. Dans ce paragraphe, nous décrivons la technique mise au point et les mesures réalisées en collaboration avec E. Camarasa.

Le traceur utilisé est constitué de 5 ml d'une solution de NaCl à saturation qui sont injectés par un septum situé en haut de la descente. La quantité de sel ajoutée est suffisamment faible pour ne pas affecter les propriétés physico-chimiques du système et notamment son aptitude à la coalescence (I.3.4). Le signal des sondes est enregistré avec le système d'acquisition décrit précédemment pour les capteurs de pression

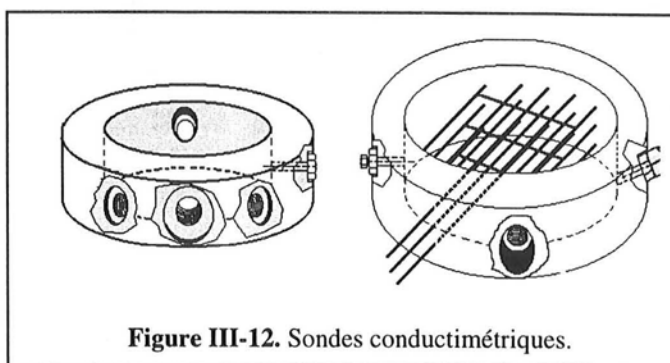


Figure III-12. Sondes conductimétriques.

(III.2.1) en mode 0/10V avec une fréquence d'échantillonnage de 10 Hz pendant 200 s. La taille des sondes ne permet pas d'utiliser des fréquences supérieures. Sur les deux réacteurs, l'acquisition se fait simultanément sur 4 sondes : en haut (juste en aval du point d'injection) et en bas de la descente et en bas et en haut de la montée. Le montage expérimental est représenté sur la Figure III-13.

Les signaux enregistrés sont ensuite normés par la concentration finale qui correspond au mélange total. On obtient alors les courbes de la Figure III-14 qui sont caractéristiques d'un réacteur à boucle fermée au liquide. Pour accéder à la vitesse du liquide, on applique la méthode des deux mesures. Pour cela, on utilise le premier pic de chacune des deux courbes enregistrées dans la descente. En effet, cette zone peut être considérée comme un réacteur piston en première approximation car l'écoulement y est monophasique et fortement turbulent. La déformation du

premier pic entre les deux sondes est d'ailleurs négligeable (Figure III-14). Pour une injection quasi-instantanée, l'expérience montre que les profils de concentration obtenus sont pratiquement gaussiens. La vitesse du liquide est calculée à partir de la vitesse moyenne de déplacement du traceur, qui peut être évaluée à partir de la différence des maxima des deux pics. Cette méthode est cependant peu précise parce que les pics sont très proches et parce que notre fréquence d'acquisition est limitée. C'est pourquoi nous avons utilisé une méthode fondée sur l'exploitation de l'aspect gaussien des pics. L'équation d'une distribution gaussienne de moyenne μ et d'écart-type σ est :

$$E(t) = \frac{N}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left(-\frac{(t-\mu)^2}{2\sigma^2}\right) \quad (\text{III-17})$$

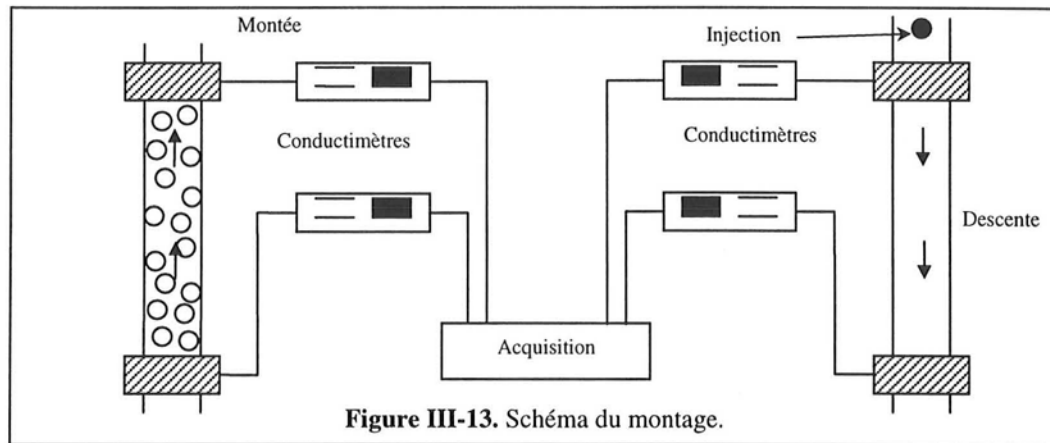


Figure III-13. Schéma du montage.

L'équation III-17 est ajustée sur les deux pics de la descente en optimisant N , μ et σ par une méthode des moindres carrés. La différence des moyennes μ_1 et μ_2 des deux gaussiennes donne le temps de passage τ entre les sondes. Comme les deux sondes sont séparées par une distance d , la vitesse du liquide dans la descente s'obtient alors par la relation III-18 :

$$\langle v_{Ld} \rangle = \frac{d}{\tau} = \frac{d}{|\mu_2 - \mu_1|} \quad (\text{III-18})$$

Cette méthode s'est révélée bien plus fiable que la précédente.

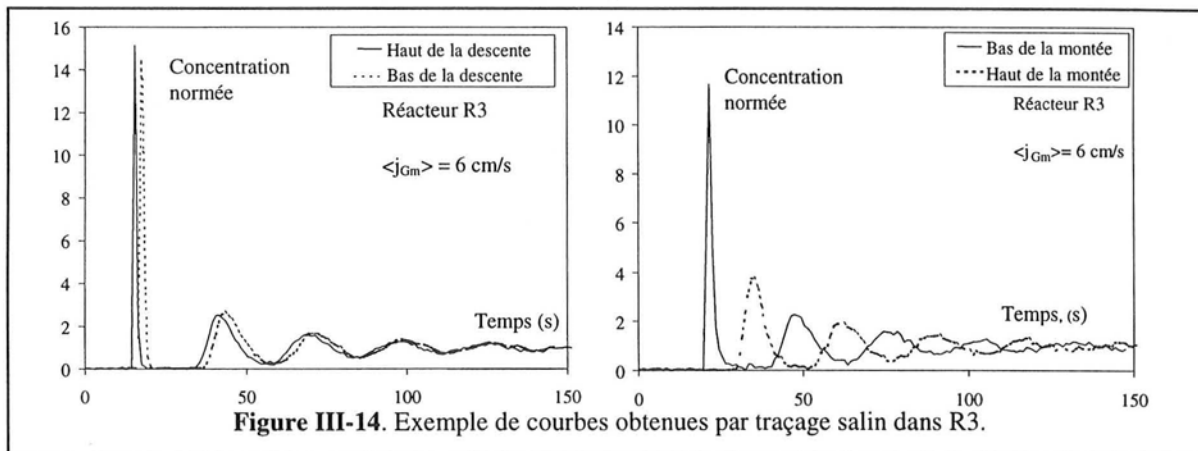


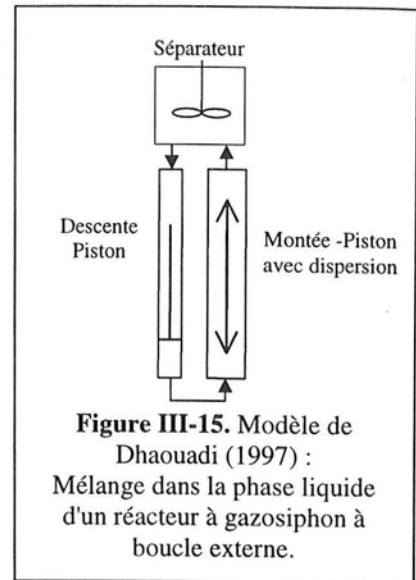
Figure III-14. Exemple de courbes obtenues par traçage salin dans R3.

Dans la montée, il n'est pas possible d'utiliser la même méthode car les pics sont déformés par la dispersion axiale. On peut alors accéder à la vitesse interstitielle de liquide dans la montée par la relation de conservation du liquide dans le réacteur :

$$\langle v_{Lm} \rangle = \frac{A_d \langle v_{Gd} \rangle (1 - \langle \epsilon_{Gd} \rangle)}{A_m (1 - \langle \epsilon_{Gm} \rangle)} \quad (\text{III-19})$$

où $\langle \epsilon_{Gm} \rangle$ et $\langle \epsilon_{Gd} \rangle$ sont respectivement les taux de vide dans la montée et la descente mesurés par la méthode manométrique décrite précédemment (III.2.1.1).

Nous n'avons pas effectué de mesure de la DTS et du coefficient de dispersion axiale dans la montée au cours de cette étude. Ces mesures ont toutefois été réalisées par E. Camarasa² dans le cadre de ses travaux. Certains de ses résultats seront utilisés dans cette étude. Nous retiendrons seulement que le coefficient de dispersion axiale dans la montée peut être évalué par plusieurs méthodes telles que la méthode des moments ou par la fonction de transfert dans le domaine de Laplace ou de Fourier. Toutefois, la méthode la plus performante consiste à résoudre numériquement l'équation de la dispersion et à optimiser les paramètres (vitesse du liquide et coefficient de dispersion dans la montée) de façon à ce que la courbe de concentration au cours du temps en haut de la montée soit correctement prédite par le modèle à partir de celle mesurée au bas de la montée. Cette méthode nécessite le choix d'un modèle hydrodynamique qui est ici celui de Dhaouadi (1997) représenté sur la figure III-15.



III.2.4. Taille et Morphologie des bulles

La mesure de la distribution de taille des bulles dans l'écoulement et des paramètres qui en découlent, comme la taille moyenne, est une opération délicate. Malgré l'existence de nombreuses techniques (Annexe A), aucune n'est pleinement satisfaisante. Les difficultés sont nombreuses :

- La mesure, si elle a lieu *in situ*, ne doit cependant pas perturber l'écoulement ;
- La technique doit permettre de mesurer la totalité de la distribution qui peut être assez large (de 0,5 à 10 mm) ;
- Les bulles peuvent prendre une très large variété de formes et leur morphologie varie instantanément dans l'écoulement. Il est donc souhaitable que la technique permette également d'obtenir une information sur la morphologie des bulles ;
- L'échantillon analysé doit être représentatif de la distribution.

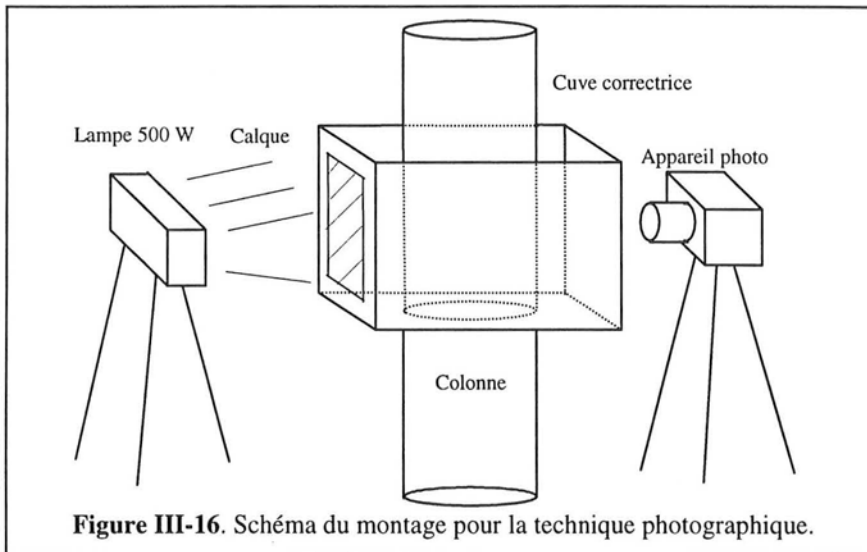
Pour toutes ces raisons, nous avons retenu la technique photographique. Celle-ci présente l'avantage d'être simple à mettre en œuvre. Elle a été largement employée dans les colonnes à bulles (Akita et Yoshida, 1974; Buchholz et coll., 1981) car elle donne accès à la fois à la taille des bulles et à leur morphologie. Elle nécessite toutefois le choix d'un équipement photographique et d'un éclairage adéquats ainsi qu'une mise au point rigoureuse. Sa principale limitation réside dans le fait qu'elle fournit la distribution de la taille des bulles qui passent à proximité de la paroi. Si la distribution des bulles n'est pas homogène sur la section du réacteur, la population observée n'est pas représentative de la population réelle. Cela est notamment le cas en régime hétérogène. Il faut également noter que le passage à une représentation bi-dimensionnelle s'accompagne nécessairement d'une perte d'information.

L'appareil utilisé est un Nikon F90 muni d'un objectif AF Micro Nikkor de 60 mm 1:2.8, sur lequel a été ajoutée une lentille convergente de +3 dioptries qui permet de s'approcher plus près (à environ 10 cm) de la paroi et de photographier des bulles dont la taille est inférieure à 500 microns. Ce type de lentille nécessite un éclairage puissant qui est apporté par une lampe halogène de 500W.

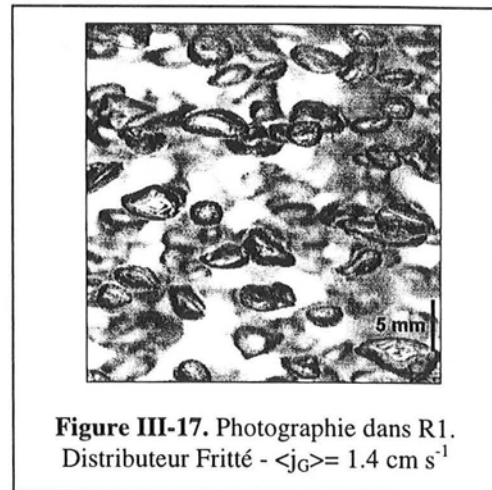
Plusieurs positionnements de l'éclairage sont envisageables : un éclairage latéral et un éclairage arrière. Avec un éclairage latéral, les bulles sont vues comme des points clairs sur un fond sombre, alors que ce sont des points foncés sur un fond clair avec un éclairage arrière. C'est ce dernier type

² E. Camarasa, *Rapport interne* (1998).

d'éclairage qui a été retenu car il donne un contraste plus important entre les bulles et le liquide. Pour éviter les phénomènes de distorsion dus à la courbure des colonnes, les réacteurs R1 et R3 ont été munis de cuves carrées remplies d'eau. Enfin, pour assurer une diffusion uniforme de la lumière et éviter les réflexions parasites, un papier calque est placé entre la lampe et la colonne. Pour les photographies, une pellicule couleur de 1000 ASA a été employée. En régime homogène, une combinaison ouverture du diaphragme-vitesse d'obturation de f11 à 1/2000 s a donné des résultats satisfaisants. Le régime hétérogène nécessite une vitesse d'obturation plus rapide et la combinaison f8 à 1/4000 s est préférable. Le montage expérimental utilisé est représenté sur la figure III-16. Un exemple de photographie est représenté sur la figure III-17.



Les photographies sont ensuite digitalisées en 256 niveaux de gris et traitées par un programme d'analyse d'image³. Toutefois, pour une bonne discrimination entre les niveaux de gris des bulles et du liquide, il est nécessaire de réaliser un pré-traitement qui consiste à redessiner manuellement le contour des bulles avec un logiciel de retouche d'image. Cette étape est également rendue indispensable par la présence de bulles qui se chevauchent sur les photographies. Les images retouchées sont ensuite enregistrées au format TIFF non compressé et traitées par le programme. Il s'agit d'un programme C qui lit les images, détecte les objets à partir des niveaux de gris et fournit chacun d'eux les paramètres relatifs à leur taille et leur morphologie dans un fichier résultat. Les informations recueillies sont les suivantes :



- le *diamètre équivalent en surface* D_{eq} qui représente le diamètre du disque de même surface que la projection de la bulle dans le plan de l'image;
- les *diamètres de Féret* qui correspondent à la distance entre deux tangentes à l'objet perpendiculaires à une direction donnée. Le programme fournit le diamètre de Féret maximum F_{max} et le diamètre de Féret minimum F_{min} ;
- la *circularité* qui vaut 1 lorsque la bulle est sphérique et $\sqrt{\pi/2}$ dans le cas d'un objet carré. Elle correspond au rapport F_{max}/D_{eq} ;

³ Remerciements à Mme M.N.Pons et M. H.Vivier (LSGC) pour le programme d'analyse d'image.

- l'allongement de la bulle qui vaut 1 pour une bulle sphérique et $\sqrt{2}$ pour un carré et qui correspond au rapport F_{\max}/F_{\min} .

A partir des résultats récupérés pour chaque objet individuel, il est possible d'obtenir la distribution de ces paramètres et leur moyenne en nombre. Pour la taille moyenne, on peut également évaluer le diamètre de Sauter d_{32} (Eq. I-76). Pour obtenir une distribution représentative, il est nécessaire de disposer d'au moins 150 à 200 bulles. A débit fixé, nous avons donc réalisé de trois à cinq photographies. Avec le nombre d'objets traités, l'accord entre les paramètres moyens de taille et de morphologie de deux sous-ensembles d'un même échantillon est supérieur à 95% (Figure III-18). Tous les résultats présentés avec cette technique ont été obtenus en collaboration avec E.Camarasa dans le cadre de sa thèse.

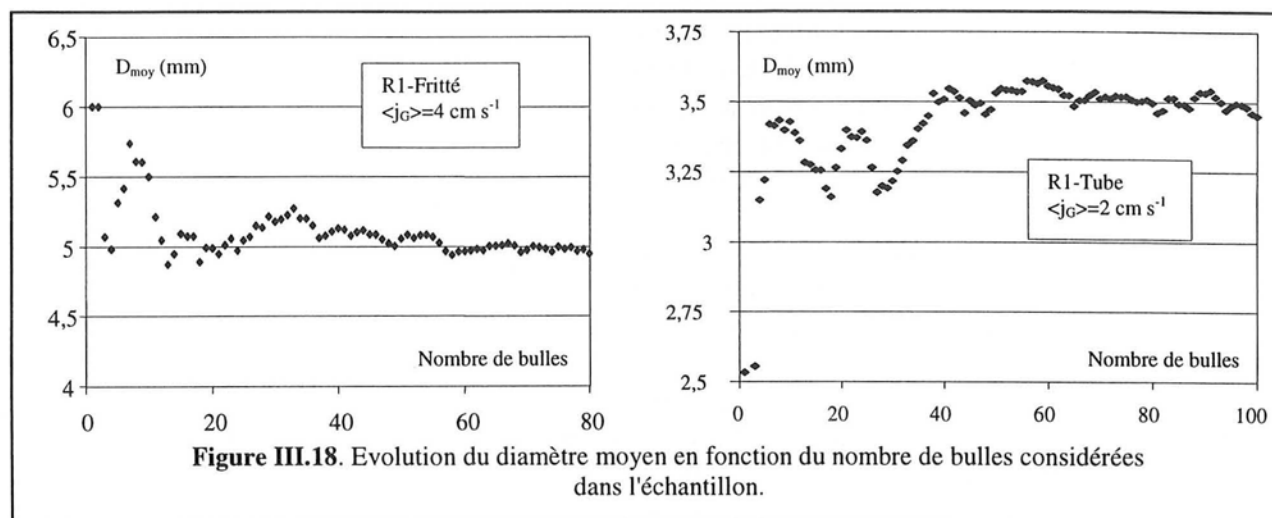


Figure III.18. Evolution du diamètre moyen en fonction du nombre de bulles considérées dans l'échantillon.

III.2.5. Caractérisation locale de la phase gaz

Les techniques proposées jusqu'à présent donnent accès à des paramètres moyens en volume de l'écoulement et de la phase gaz : taux de vide moyen et distribution des tailles de bulles sur l'ensemble de la colonne. Pour caractériser localement la phase gaz, nous allons utiliser deux techniques : une sonde optique locale et une sonde à réflexion Doppler d'ultrasons. Un second système ultrasonore, plus récent, a également été testé pour la mesure de la vitesse locale des bulles.

III.2.5.1. Sonde optique locale

Cette technique repose sur la différence d'indice de réfraction n entre les phases. Elle présente un grand nombre d'avantages : elle est d'une mise en œuvre assez simple et elle fournit une description très complète des caractéristiques locales de la phase gaz. Avec le système expérimental dont nous disposons, nous pouvons mesurer simultanément le taux de vide local, la fréquence moyenne de passage des bulles, la vitesse moyenne des bulles ainsi que leur taille.

III.2.5.1.1. Principe et système expérimental

Le système expérimental est composé d'une sonde optique double, d'une carte d'acquisition qui peut traiter jusqu'à 200000 bulles, d'un module optoélectronique à deux voies et du logiciel de contrôle et traitement VIN 2.0. L'ensemble est commercialisé par la société RBI. Le matériel est récent et a été acquis en décembre 1998. Il a remplacé le système utilisé lors des travaux précédents (Dhaouadi, 1997).

La sonde optique double est composée de deux fibres optiques de verre entourées d'une tige de métal sauf à leurs extrémités. Les deux pointes, de $40\ \mu\text{m}$ de diamètre et de forme pyramidale, sont les éléments sensibles du système (Figure III-19). Les deux fibres sont reliées au module opto-électronique. Au sein de celui-ci, une diode électroluminescente génère une lumière IR qui est acheminée vers les pointes via les fibres. La géométrie des pointes et la différence d'indice de réfraction entre la fibre et le milieu qui l'entoure (1 dans le cas de l'air et 1.33 dans le cas de l'eau) ont pour conséquence un comportement différent du faisceau lumineux lorsque la pointe est entourée de liquide ou de gaz (Figure III-20). Lorsque la pointe est plongée dans le liquide, le faisceau lumineux est diffusé dans la dispersion, alors que lorsqu'elle est dans l'air, il est réfléchi dans la fibre. Une lame semi-transparente sépare le faisceau réfléchi du faisceau incident comme cela est illustré sur la figure III-21. Le faisceau réfléchi est envoyé sur une photodiode du module opto-électronique qui le convertit en signal analogique, proportionnellement à l'intensité lumineuse reçue. Le système nécessite une calibration préalable de façon à ce que le module renvoie un signal de sortie de +5V en présence d'air et de 0V en présence de liquide. Le signal analogique est analysé avec une fréquence d'acquisition de 8 MHz, puis est converti en signal TTL par une méthode à deux seuils (ajustés en général à 1V et 3V) de façon à fournir un signal binaire qui vaut 1 lorsque la sonde est plongée dans l'air et 0 lorsqu'elle est dans le liquide. Cette transformation est illustrée sur la figure III-22. Le signal TTL est finalement envoyé vers la carte d'acquisition qui va réaliser les différents traitements. Un schéma global du système expérimental est représenté sur la figure III-21.

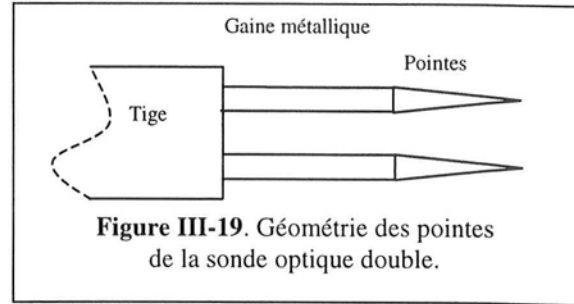


Figure III-19. Géométrie des pointes de la sonde optique double.

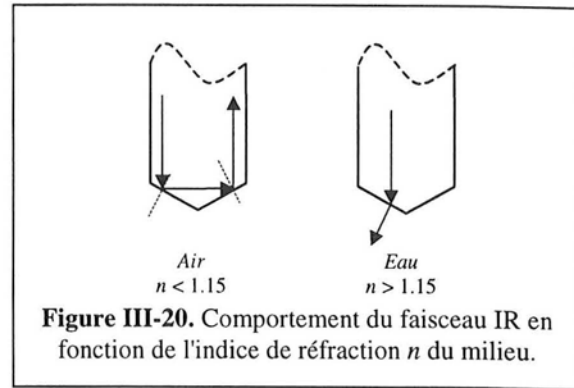


Figure III-20. Comportement du faisceau IR en fonction de l'indice de réfraction n du milieu.

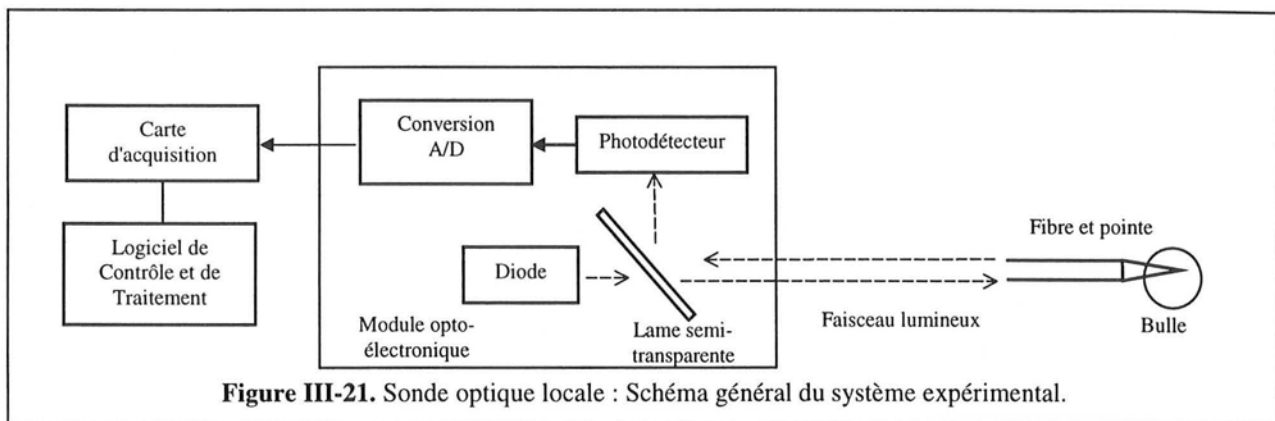


Figure III-21. Sonde optique locale : Schéma général du système expérimental.

Le logiciel fourni par la société RBI permet de calculer ε_G , f_B , \bar{v}_b ainsi que la distribution des diamètres et le diamètre moyen des bulles. Il permet également de suivre l'évolution temporelle de ε_G , de \bar{v}_b et du diamètre moyen en calculant ces grandeurs sur des sous-intervalles de temps.

Le taux de vide est évalué en effectuant le rapport entre le temps total de présence du gaz sonde et la durée de l'acquisition. Soit Δt_i le temps de passage sur une pointe de la $i^{\text{ème}}$ bulle détectée. On a alors :

$$\varepsilon_G = \frac{1}{T} \sum_{i=1}^N \Delta t_i \quad (\text{III-20})$$

où T est la durée de l'acquisition et N le nombre de bulles détectées. La fréquence moyenne de passage des bulles est donc :

$$f_B = \frac{N}{T} \quad (\text{III-21})$$

La détermination de la vitesse moyenne des bulles selon la direction de l'écoulement nécessite l'utilisation simultanée des deux pointes. Le système RBI autorise deux méthodes de traitement. La première est fondée sur l'analyse de la fonction d'intercorrélation entre deux signaux $C_{xy}(\tau)$ qui est définie dans l'Annexe B. Elle suppose que les signaux parasites, dus par exemple aux bulles qui ne heurtent qu'une seule pointe, sont uniformément distribués sur l'ensemble des temps de passage possibles. Le pic de la fonction d'intercorrélation correspond alors au temps de transit le plus probable des bulles entre les deux pointes. Nous le noterons τ_0 . Connaissant la distance d entre les pointes, la vitesse la plus probable des bulles s'en déduit aisément :

$$\overline{v_b} = \frac{d}{\tau_0} \quad (\text{III-22})$$

Il faut cependant noter que la vitesse obtenue (la vitesse la plus probable) peut être sensiblement différente de la vitesse moyenne si la fonction d'inter-corrélation n'est pas symétrique, mais les deux valeurs sont souvent assez proches. Le second traitement utilise un histogramme des temps de passage évalués à partir des deux signaux. Cette technique est généralement moins fiable que la précédente. L'élimination des signaux de bulles qui ne heurtent qu'une seule sonde est alors plus délicate. La vitesse moyenne est déduite à partir du premier moment de cet histogramme.

A partir de la valeur de la vitesse dans la direction axiale, il est possible d'estimer la dimension des bulles selon cette direction. La difficulté de la méthode réside dans le fait que celle-ci donne accès à une distribution de cordes et non de diamètres. La longueur de la corde traversée par la sonde pour la $i^{\text{ème}}$ bulle (notée L_i) s'obtient simplement :

$$L_i = \frac{\overline{v_b}}{\Delta t_i} \quad (\text{III-23})$$

Ce calcul suppose déjà que toutes les bulles ont approximativement la même vitesse. Cette hypothèse peut être fautive avec une distribution bimodale de tailles de bulles (II.1.2). Pour passer de la distribution des cordes à la distribution des tailles, il est nécessaire de connaître la morphologie des bulles. Le traitement proposé suppose les bulles sphériques, ce qui est bien souvent faux avec le système eau/air en colonne à bulles (II.2.2.1.2). La distribution des diamètres $f(x)$ se déduit alors de la distribution des cordes $g(x)$ par la formule de Herringe et Davies (1974) :

$$f(x) = \frac{1}{2} \cdot \left(g(x) - x \cdot \frac{dg}{dx}(x) \right) \quad (\text{III-24})$$

Cette formule nécessite une différentiation numérique de $g(x)$ qui peut conduire à des erreurs importantes. Pour toutes ces raisons, les valeurs de la taille moyenne fournies par le logiciel sont à considérer avec précaution. Par la suite (II.2.5.5), nous comparerons ces valeurs à celles obtenues par la méthode photographique (III.2.4).

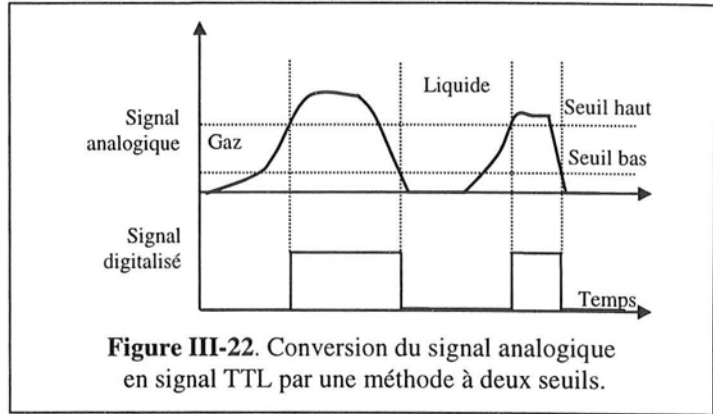


Figure III-22. Conversion du signal analogique en signal TTL par une méthode à deux seuils.

III.2.5.1.2. Mesures préliminaires

Les mesures préliminaires réalisées sur R1 et R3 ont permis de déterminer le nombre de bulles ou le temps d'acquisition minimal nécessaire à l'obtention de résultats reproductibles. Lorsque le débit de gaz est faible (la fréquence de passage des bulles est seulement de quelques Hertz), un minimum de 500 bulles est nécessaire pour obtenir une valeur fiable du taux de vide. En revanche, les taux de rejet sur le calcul des vitesses font que ce nombre doit être au moins de 1000 pour cette grandeur et donc également pour la taille. Pour les débits plus importants, il apparaît qu'une durée minimale de 2 minutes est suffisante. Nous avons donc retenu pour R1 les conditions d'arrêt suivantes : 10 minutes ou 20000 bulles (sur l'ensemble des 2 voies). De même, nous avons retenu pour R3 : 5 minutes ou 20000 bulles (2 voies) car l'écoulement est plus structuré et que les fréquences de passage sont plus élevées.

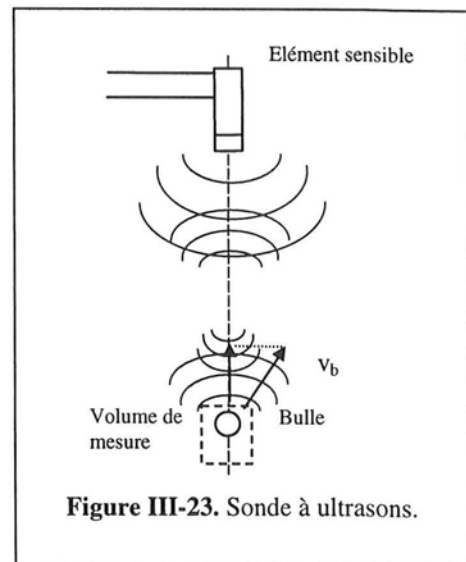
Avec le système eau/air, il semble qu'il n'y ait pas de limitation due à la taille des bulles. La taille des sondes (50 μm) est suffisamment petite par rapport aux bulles. Cela ne serait pas le cas en présence d'un agent tensio-actif (alcool...) qui ferait apparaître des bulles rigides de moins de 500 μm susceptibles de glisser sur les pointes sans être percées à cause de l'inhibition de la coalescence (I.3.4). En revanche, il y a une influence de la première pointe rencontrée par les bulles sur les résultats de la deuxième. Le nombre de bulles mesuré sur la première est plus élevé. Cela est dû au fait que la première pointe rencontrée modifie la trajectoire de la bulle lors de la percée. Un certain nombre de bulles sont donc déviées et ne rencontrent pas la deuxième pointe. C'est pourquoi nous avons systématiquement utilisé les résultats de la première pointe pour calculer le taux de vide.

Pour les vitesses, les mesures préliminaires ont montré que la méthode de l'histogramme donnait des résultats non reproductibles sur la colonne R1. Cela provient de la présence simultanée de bulles qui ont un mouvement ascendant et descendant qui semble prendre en défaut l'algorithme de traitement. Nous avons donc utilisé la méthode d'intercorrélation aussi bien pour R1 que dans R3.

III.2.5.2. Sonde locale à réflexion Doppler d'ultrasons

III.2.5.2.1. Principe et système expérimental

Le système dont nous disposons a été mis au point à Hannovre par l'équipe du professeur Lübbert et permet de déterminer la vitesse locale des bulles. Son fonctionnement est décrit en détail par Bröring et coll. (1991). Il s'agit d'un système à une seule sonde, placée dans l'écoulement, et fonctionnant par cycles alternativement en émission et réception (Figure III-23). L'élément sensible est une céramique qui émet un faisceau d'ultrasons de fréquence $f_T = 4\text{MHz}$, puis capte le faisceau réfléchi de fréquence f_R . L'utilisateur choisit la distance à laquelle il veut effectuer la mesure (entre 1 et 6 cm) et le système ajuste la durée des cycles de façon à ne détecter que les bulles situées à la distance choisie à partir de la valeur de la célérité c des ultrasons dans le liquide. Le volume de mesure a une taille d'environ un centimètre. La méthode repose sur le fait que les interfaces gaz/liquide sont des réflecteurs presque parfaits des ultrasons. Le faisceau réfléchi voit sa fréquence modulée par effet Doppler. La composante de la vitesse des bulles selon l'axe de la sonde est ensuite obtenue par la relation suivante :



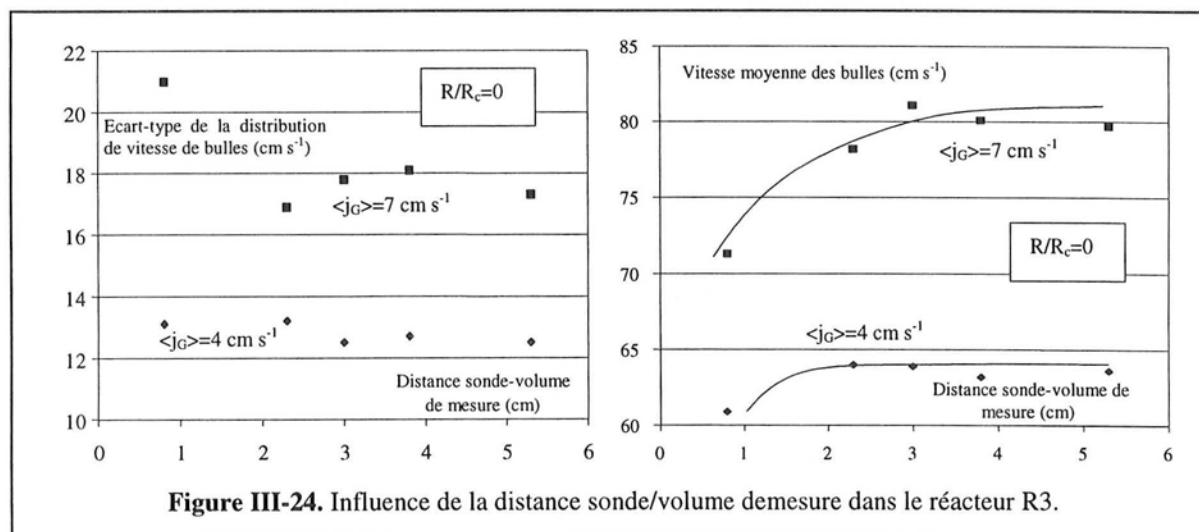
$$f_D = f_T - f_R = 2 \cdot f_T \cdot \frac{v_b}{c} \quad (\text{III-25})$$

où f_D est le déphasage Doppler (de l'ordre de quelques kHz). La fréquence d'échantillonnage utilisée par l'appareillage est de 10 kHz. Un système de décalage et de mélangeurs de fréquence permet également de déterminer le signe de la vitesse.

Le système utilisé présente plusieurs avantages. Tout d'abord, il ne nécessite pas d'étalonnage. Ensuite, il permet d'obtenir la distribution des vitesses et d'en extraire ses moments (vitesse moyenne et écart-type) en ajustant une distribution gaussienne sur la courbe expérimentale et en optimisant les deux paramètres par une méthode des moindres carrés. La technique peut également être utilisée sans problème en colonne à bulles car elle est capable de déterminer le signe de la vitesse et pas seulement son module. En conséquence, elle permet aussi de mesurer les vitesses dans les directions radiale et orthoradiale par simple orientation de la sonde. Enfin, la sonde perturbe peu la mesure (bien qu'elle soit intrusive) puisque le volume de mesure est situé à plusieurs centimètres de celle-ci. Nous retiendrons cependant deux limitations. Tout d'abord, la gamme des vitesses mesurables est limitée à 1 m s^{-1} par construction. Enfin, l'obtention d'un signal correct nécessite qu'une seule bulle soit présente dans le volume de mesure à l'instant de la mesure. Cela peut ne pas être le cas aux forts débits de gaz ou en présence de micro-bulles.

III.2.5.2.2. Mesures préliminaires

Les paramètres à ajuster pour faire fonctionner la sonde sont la distance sonde-volume de mesure et la durée des acquisitions. Si la distance est trop faible, la sonde risque de modifier la vitesse des bulles. Si elle est trop grande, les bulles situées entre la sonde et le volume de mesure font écran au faisceau d'ultrasons. Cet effet augmente avec le débit de gaz et limite fortement l'utilisation de la sonde dans les milieux inhibiteurs de coalescence. Nous avons testé l'influence de la distance choisie sur les valeurs de la vitesse moyenne et de l'écart-type des vitesses dans le réacteur R3. Cela est illustré sur la figure III-24.



Il apparaît qu'une distance minimale de 2.3 à 3 cm est nécessaire pour obtenir des valeurs qui ne dépendent plus de ce paramètre. Pour mesurer de façon fiable la vitesse moyenne des bulles et l'écart-type de la distribution, nous avons réalisé pour chaque débit deux à trois acquisitions de deux minutes chacune. Cette durée doit parfois être allongée en régime hétérogène.

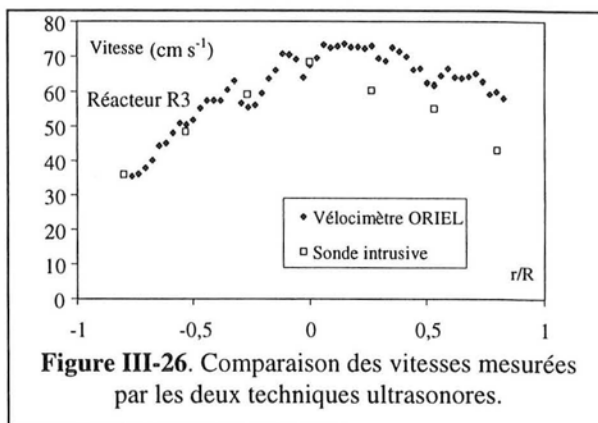
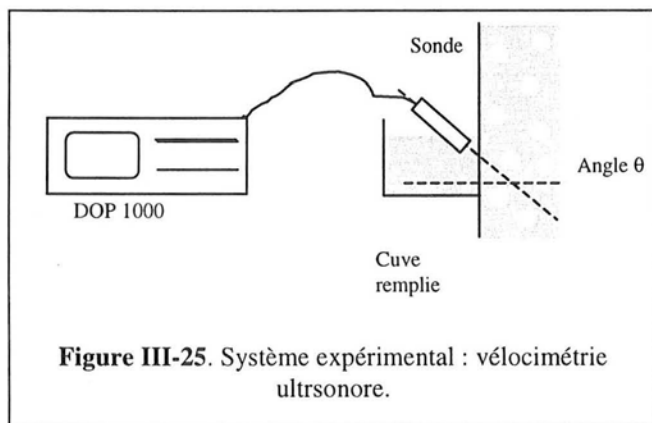
Nous avons également réalisé quelques mesures de la vitesse radiale des bulles sur la colonne R1. Il est apparu que le rapport entre les dimensions de la colonne et la tête de la sonde est trop faible pour obtenir un nombre suffisant de points sur le profil. De plus, les vitesses obtenues sont comprises en général entre -2 et $+2 \text{ cm s}^{-1}$. Ces valeurs sont faibles devant l'incertitude attachée aux

mesures. L'obtention des vitesses radiales des bulles n'est donc pas possible dans les réacteurs étudiés.

III.2.5.3. Vélométrie ultrasonore

Nous avons également testé sur R3 un autre vélocimètre ultrasonore qui est le modèle DOP-1000 commercialisé par LOT-ORIEL et Signal Processing⁴. Le principe de base est identique à celui du système décrit précédemment puisqu'il met en jeu une sonde unique travaillant alternativement en émission puis réception des signaux réfléchis. Sa mise en œuvre est cependant différente puisque la sonde n'est pas intrusive (Figure III-25). Elle doit alors être placée dans une cuve remplie de liquide de façon à atténuer l'absorption du faisceau ultrasonore qui est très élevée dans l'air. La sonde doit également être inclinée par rapport à la section droite de la colonne et l'angle doit être connu précisément puisqu'il est indispensable pour le calcul de la composante axiale de la vitesse.

Le principal avantage du système est qu'il est multi-canal, ce qui permet d'obtenir directement un profil de vitesse avec 64 ou 128 points sans avoir à modifier la position de la sonde. Il présente cependant plusieurs inconvénients. Tout d'abord, il est plus sensible à l'opacité du milieu due à une forte teneur en bulles. Cela est visible notamment sur la deuxième moitié de la colonne où la différence entre les résultats fournis par ces deux systèmes devient notable (Figure III-26). Un autre inconvénient du système est dû à la traversée de la paroi qui provoque de nombreuses réflexions parasites. Il n'est donc pas possible d'effectuer des mesures fiables à moins de 1.5 cm de la paroi. Toutefois, le bon accord entre les deux systèmes sur la première moitié de la colonne (Figure III-26) montre la fiabilité de cette technique pour mesurer les vitesses des bulles.



III.2.5.4. Comparaison des vitesses par sonde optique et sonde à réflexion d'ultrasons

Nous disposons de deux méthodes qui, bien que reposant sur des principes très différents, sont susceptibles de nous fournir la vitesse locale des bulles. Nous allons donc comparer leurs performances et leurs limitations sur les deux types de réacteurs étudiés à partir de mesures sur R1 et R3.

Dans la colonne à bulles R1, il apparaît que les deux systèmes donnent des résultats assez différents, comme cela est illustré sur la figure III-27a. Les vitesses mesurées par la bi-sonde optique sont nettement plus élevées. Cet écart peut être expliqué à partir d'une des principales limitations de la mesure de la vitesse des bulles avec les sondes optiques. Ce système nécessite en effet un écoulement structuré bi-dimensionnel et ne mesure que les bulles ascendantes. Or, dans une colonne à bulles, l'écoulement est tri-dimensionnel avec des recirculations. Il y a présence

⁴ Remerciements à M. J.C.Attiach (Lot-Oriel) pour le prêt du matériel.

simultanée de bulles avec un mouvement ascendant et descendant. Cela est confirmé par les observations suivantes : il apparaît en effet que la déviation entre les deux systèmes augmente avec le débit de gaz (notamment lors de la transition de régime) et lorsqu'on s'approche de la paroi. De plus, la déviation est plus importante avec le distributeur à orifice unique qu'avec le fritté. En revanche, il y a un bon accord relatif entre les deux systèmes de mesure sur le réacteur à gazosiphon R3 puisque l'écoulement est structuré par la vitesse de circulation du liquide (Figure III-27b). Un écart notable apparaît toutefois lorsqu'on s'approche du régime hétérogène.

En conclusion, la sonde optique sera utilisée uniquement pour la mesure du taux de vide et nous ne retiendrons que les résultats de la sonde à ultrasons pour la mesure des vitesses locales de bulles sur la colonne à bulles R1. En revanche, la sonde optique pourra être utilisée pour mesurer localement la vitesse et la dimension des bulles dans R3 tant que les deux techniques donnent des résultats similaires pour les vitesses. Pour les tailles de bulles, il faut cependant retenir qu'elle ne fournit qu'une estimation grossière. En effet, la valeur obtenue repose sur une hypothèse de sphéricité des bulles qui est fautive dans le cas du système eau-air comme l'ont montré les photographies (Figure III-17).

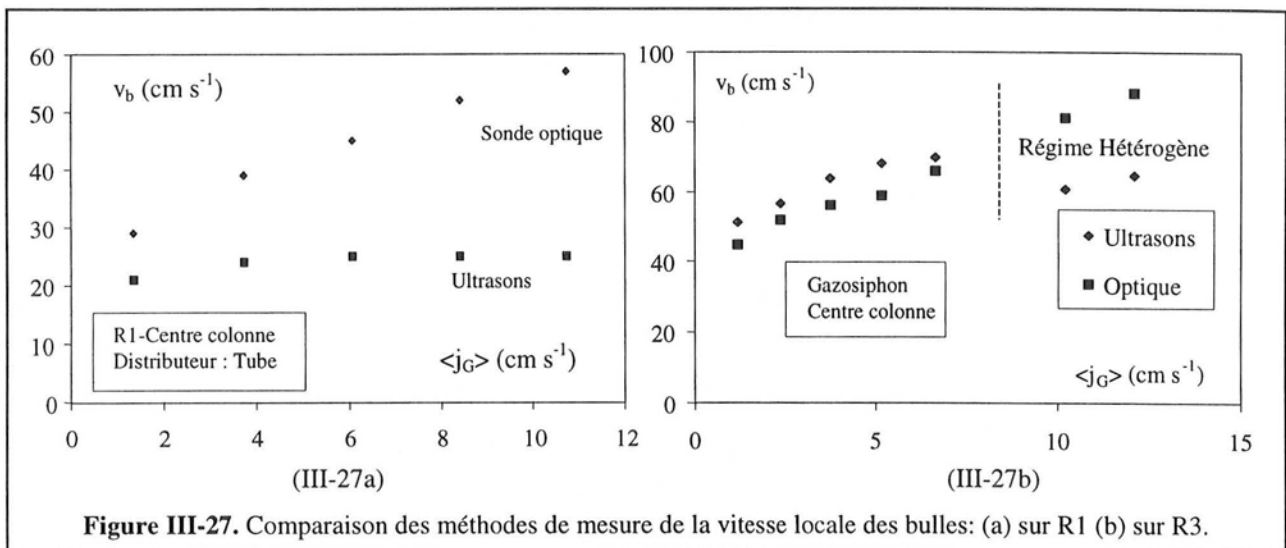


Figure III-27. Comparaison des méthodes de mesure de la vitesse locale des bulles: (a) sur R1 (b) sur R3.

III.2.5.5. Comparaison des mesures de taille de bulles par photographie et sonde optique

Il est difficile de comparer les valeurs des dimensions fournies par la sonde optique et la méthode photographique car celles-ci correspondent à des grandeurs différentes. En effet les sondes optiques donnent accès à la dimension moyenne des bulles dans la direction axiale alors que la technique photographique mesure le diamètre moyen en surface des bulles situées dans le plan focal au moment de la prise de vue. Pour comparer deux valeurs similaires, nous avons choisi de retenir le diamètre de Féret minimum (III.2.4) pour la technique photographique et un diamètre moyen sur une distance de 3 cm à partir de la paroi pour la sonde optique. En effet, le diamètre de Féret minimum peut être considéré en première approximation comme la dimension axiale des bulles puisque celles-ci sont aplaties. Les photographies donnant une mesure de la dimension des bulles à

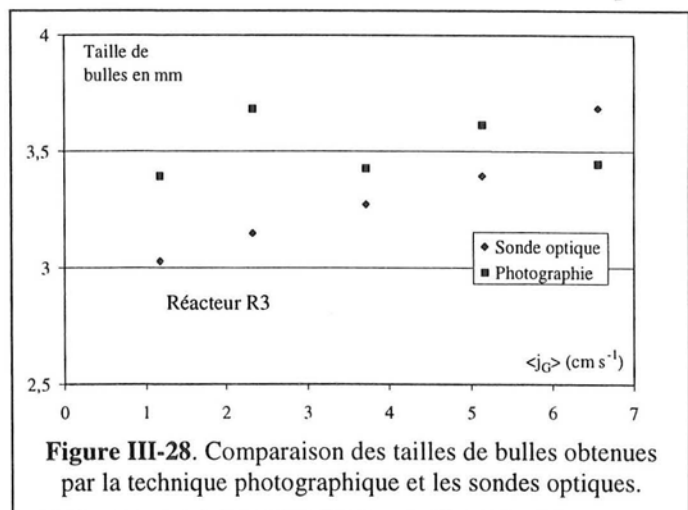


Figure III-28. Comparaison des tailles de bulles obtenues par la technique photographique et les sondes optiques.

proximité de la paroi, nous calculerons une valeur moyenne dans cette zone à partir des mesures par sondes optiques. Une taille moyenne en nombre est obtenue simplement en utilisant l'expression suivante :

$$\bar{d} = \frac{\sum_i f_i \bar{d}_i}{\sum_i f_i} \quad (\text{III-26})$$

où l'indice i représente une position de l'intervalle spatial considéré et f_i la fréquence de passage des bulles à cette position. La figure III-28 montre qu'il y a finalement un bon accord entre les deux grandeurs malgré les nombreuses hypothèses simplificatrices. Nous conserverons donc les valeurs fournies par les deux techniques.

III.2.6. Caractérisation locale de la phase liquide

Nous avons mis en œuvre successivement quatre techniques de mesure pour accéder à la valeur moyenne de la vitesse locale du liquide et éventuellement aux fluctuations temporelles de cette vitesse. Nous montrerons dans un premier temps que la seule dont nous disposons au début de cette étude (qui met en œuvre un traçage thermique) ne permet pas d'obtenir une mesure fiable et reproductible de la vitesse. C'est pourquoi deux méthodes ont été développées localement au LSGC : il s'agit de celle proposée par Pavlov (1965) et d'une technique électrochimique (Nakoryakov et coll., 1983). Nous étudierons leurs limitations respectives dans les écoulements à bulle. Enfin, nous montrerons dans quelles conditions la vélocimétrie laser Doppler peut être utilisée pour mesurer seulement la vitesse locale de la phase liquide.

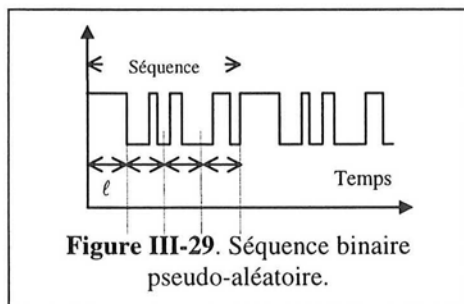
III.2.6.1. Sonde à impulsions thermiques

III.2.6.1.1. Principe et système expérimental

Ce système a déjà été utilisé lors de travaux de Dhaouadi (1997) pour la mesure de la vitesse du liquide dans la jambe d'un réacteur à gazosiphon. Il a été mis au point par l'équipe du professeur Lübbert à Hannover (Lübbert et Larson, 1987). D'autres références concernant son utilisation dans les colonnes à bulles ou les gazosiphons sont disponibles dans la littérature (Lübbert et coll., 1990a ; Lübbert et coll., 1990b ; Schmidt et coll., 1992). Il utilise une méthode de traçage pour accéder à la vitesse locale du liquide, mais au lieu de mettre en jeu un traceur matériel, il repose sur un traçage thermique des filets de fluide. La méthode nécessite a priori une sonde pour chauffer le fluide et un ou deux capteurs de température suivant le type de marquage utilisé. Le système dont nous disposons ne nécessite qu'un seul capteur de température (qui est ici un capteur rapide à infrarouge) puisqu'il fournit un marquage de température de forme connue. Ce dernier est obtenu par des impulsions de courant de haute fréquence générées par le système selon une séquence binaire pseudo-aléatoire de longueur constante (Figure III-29). Le courant à haute fréquence chauffe le fluide par effet Joule entre les bornes de deux fils disposés à une faible distance l'un de l'autre, l'ensemble constituant l'élément chauffant.

La méthode repose sur le fait que la séquence binaire pseudo-aléatoire est une bonne approximation d'un bruit blanc. Elle est donc équivalente à un Dirac du point de vue de la transformée de Fourier. La réponse aux impulsions mesurée par le capteur à infrarouge (sortie) est donc la réponse impulsionnelle, ce qui donne directement accès à la fonction de transfert du signal entre le système de marquage et le capteur (Villermans, 1993).

L'utilisation de la séquence binaire permet en plus d'effectuer un chauffage continu et d'automatiser la technique de traçage. La fonction de transfert peut encore s'obtenir directement



dans le domaine réel à partir de l'intercorrrelation des signaux d'entrée et de sortie (Annexe B). C'est ce calcul qui est mis en œuvre en continu dans le système pour estimer la fonction de transfert sur 32 ou 64 points. La quantité de chaleur transmise au fluide peut être modifiée en variant la tension d'alimentation. En revanche, l'intensité du courant ne dépend que de la conductivité du fluide entre les deux fils. Elle peut être augmentée par l'ajout d'électrolytes, mais cela ne doit pas modifier sensiblement les propriétés physico-chimiques du milieu dans le cas des écoulements à bulles (I.3.4). La figure III-30 résume les principaux points du système expérimental que nous avons employé.

Pour accéder à la vitesse locale du liquide entre l'élément chauffant et le capteur, il est nécessaire d'analyser la fonction de transfert du système et donc de comprendre les phénomènes de mélange locaux. Lübbert et Larson (1990) ont proposé un modèle basé sur les théories de dispersion d'un nuage de particules. Lorsque les particules sont normalement distribuées le long d'un axe Ox et que le centre de gravité du nuage se déplace à la vitesse constante v , la densité de probabilité des particules le long de l'axe peut être décrite par l'expression mathématique suivante :

$$p(x, t) = \frac{N}{s} \exp \left[-\frac{(x - vt)^2}{2s^2} \right] \quad (\text{III-27})$$

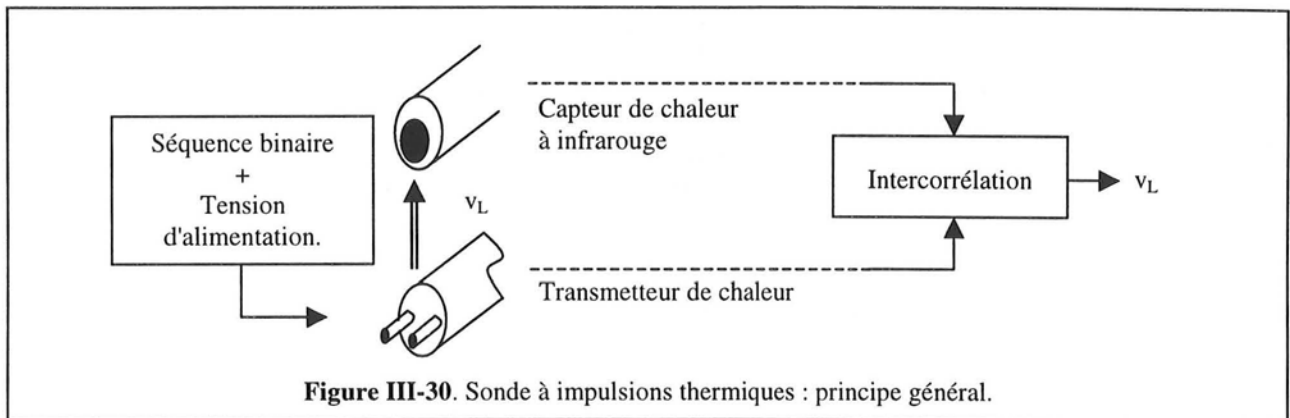


Figure III-30. Sonde à impulsions thermiques : principe général.

où s caractérise la dimension radiale du nuage. La grandeur s peut être représentée sous la forme simple suivante :

$$s = s_0 \cdot t^z \quad (\text{III-28})$$

L'exposant z représente la qualité du mélange. Dans le cas d'un mélange par diffusion pure, on a $z = 1/2$. Dans le cas d'un mélange purement convectif, on a $z = 1$. Enfin, dans le cas d'un mélange dû à la turbulence on a $z = 3/2 + w$: w est nul

lorsque la turbulence est isotrope, sinon w est strictement positif. La vitesse du liquide est donc déduite en ajustant la fonction donnée par l'équation III-27 sur la réponse du système par optimisation sur v et z en utilisant une méthode des moindres carrés. La figure III-31 illustre la forme des courbes fournies par le système dans le cas d'un écoulement monophasique. En pratique le système ne donne pas directement la vitesse, mais le temps de transit du liquide entre l'élément chauffant et le capteur. La vitesse se déduit alors à partir de la distance entre ces deux éléments.

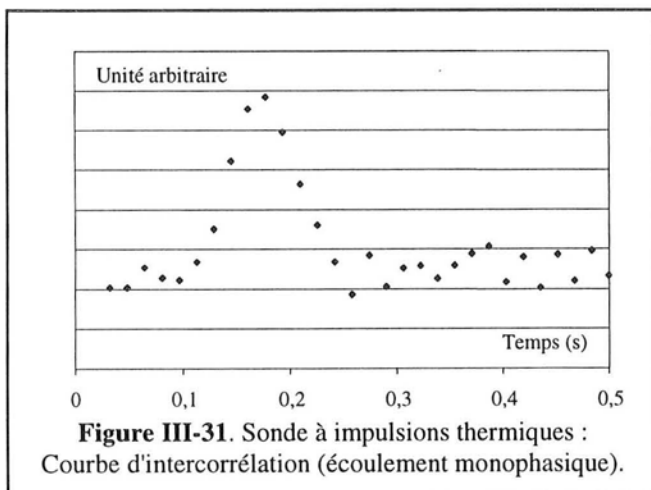


Figure III-31. Sonde à impulsions thermiques : Courbe d'intercorrrelation (écoulement monophasique).

III.2.6.1.2. Mesures préliminaires

Nous avons utilisé le système dans une conduite de 2 cm de diamètre avec un écoulement monophasique liquide de façon à déterminer la distance optimale entre l'élément chauffant et le capteur, la tension d'alimentation minimale permettant de détecter le signal d'entrée ainsi que la durée d'une mesure. Le débit de liquide est contrôlé par un rotamètre préalablement étalonné par empotage. La sonde a été placée de façon à mesurer la vitesse au centre du tube. La comparaison entre les valeurs mesurées par la sonde à impulsions thermiques et les valeurs de l'étalonnage est reportée sur la figure III-32. Cette courbe représente le temps de passage τ du liquide mesuré par le système en fonction du temps de passage τ_0 défini par :

$$\tau_0 = \frac{d}{\langle v_L \rangle} \tag{III-29}$$

où d est la distance entre les deux éléments de la sonde et $\langle v_L \rangle$ la vitesse du liquide calculée à partir de l'étalonnage. La même distance d a été conservée pour tous les essais. Deux cas de figure sont à distinguer : lorsque l'écoulement est laminaire $v_L \approx 2\langle v_L \rangle$ puisque la sonde est placée au centre du tube, tandis que $v_L \approx \langle v_L \rangle$ en régime turbulent.

On constate sur la courbe qu'il y a un assez bon accord dans les deux régimes entre les valeurs fournies par l'appareil et celles de l'étalonnage, sauf pour les temps de plus d'une seconde qui correspondent à des vitesses de moins de 2 cm s⁻¹. En régime laminaire, les temps nécessaires à l'obtention d'une valeur fiable de la vitesse sont de l'ordre de 5 minutes. En revanche, il faut plus de 2 heures en régime turbulent. Ces résultats font déjà apparaître une des principales limitations de la technique : lorsque la dispersion thermique est importante, les signaux sont faiblement corrélés et la durée de la mesure doit être allongée.

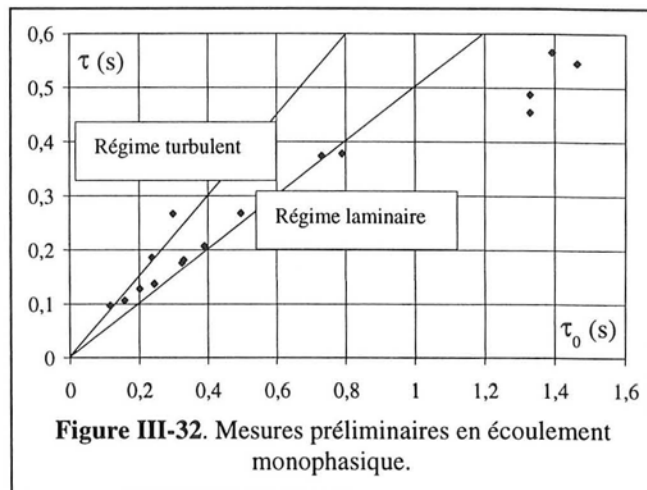


Figure III-32. Mesures préliminaires en écoulement monophasique.

Pour tester la sonde à impulsions thermiques en écoulement gaz/liquide, nous l'avons placée au centre de la colonne R1. Les mesures confirment ce qui a déjà été observé en écoulement monophasique. Cette sonde est bien adaptée aux écoulements lents et peu perturbés. Dans la colonne à bulles, l'écoulement gaz/liquide est très dispersif. Le temps nécessaire à une mesure est donc très grand : de 3 à 5 heures par point. De plus, la forme des courbes obtenues montre la présence d'un bruit de fond important. Il devient plus difficile d'ajuster l'équation III-29 sur les points expérimentaux lorsque le débit de gaz augmente à cause de l'élargissement du pic. Des exemples de courbes de réponse obtenues dans R1 sont représentés sur la figure III-33. On les comparera à la courbe de la figure III-31 qui correspond à un écoulement de liquide seul. Dans le cas particulier d'une colonne à bulles s'ajoute un problème supplémentaire dû à la présence d'un point d'inversion de la vitesse du liquide. Il faudrait alors inverser la position de l'élément chauffant et du capteur de température près de la paroi.

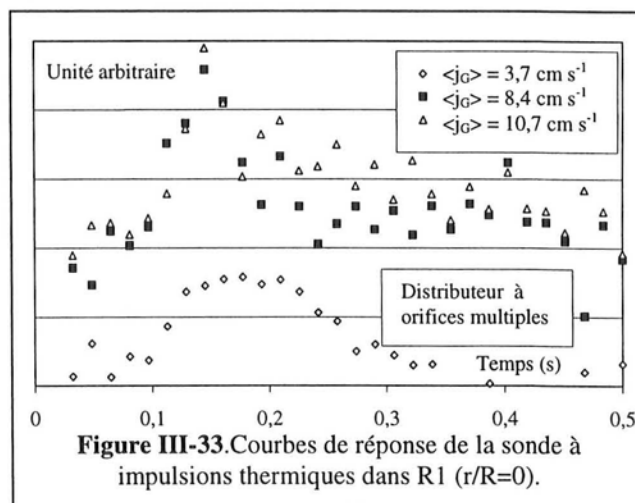


Figure III-33. Courbes de réponse de la sonde à impulsions thermiques dans R1 ($r/R=0$).

Pour les raisons citées précédemment, nous n'avons pas dépassé le stade des mesures préliminaires et avons abandonné l'utilisation de la sonde à impulsions thermiques pour la mesure de la vitesse locale du liquide. Il semble d'ailleurs que l'équipe du professeur Lübbert ait également abandonné le développement de ce système. Nous avons donc été amenés à développer deux autres techniques qui vont être décrites dans les paragraphes suivants.

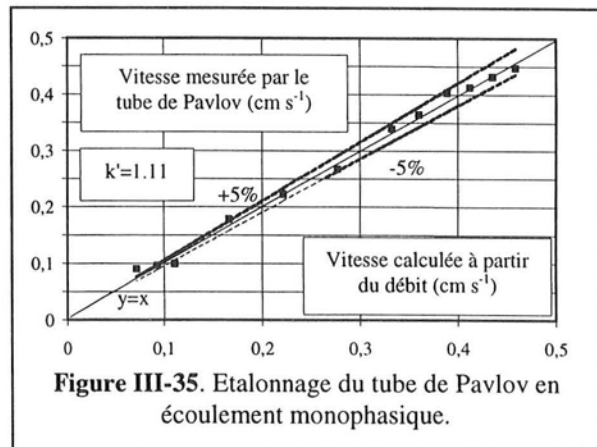
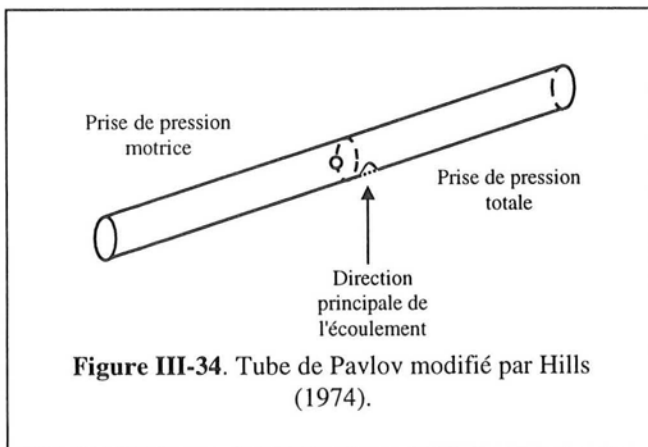
III.2.6.2. Mesure de pression dynamique par le « tube de Pavlov » .

III.2.6.2.1. Principe et système expérimental

Le tube de Pavlov est une variante du tube de Pitot qui a été proposée par Pavlov (1965), puis modifiée par Hills (1974) et qui permet de mesurer la vitesse du liquide dans la direction de l'écoulement. La géométrie de ce tube a été adaptée aux écoulements rencontrés dans les colonnes à bulles de façon à éviter l'entrée des bulles dans le tube. La géométrie proposée par Hills (1974) est reportée sur la figure III-34. Le principe de la mesure de vitesse repose sur le même principe que le tube de Pitot. Deux chambres séparées par une paroi hermétique sont munies chacune d'un orifice placé à 90° l'un de l'autre. L'un des orifices est placé dans le sens de l'écoulement et donne accès à la pression totale. L'autre est perpendiculaire au sens de l'écoulement et mesure la pression motrice. Dans le cas des écoulements à bulles que nous étudions, on a $\rho_G \cdot \epsilon_G \ll \rho_L \cdot \epsilon_L$. La vitesse du liquide s'obtient après application de l'équation de Bernouilli par la formule suivante :

$$\overline{v_L} = k' \sqrt{\frac{\Delta P_g}{\rho_L(1-\epsilon_G)}} \tag{III-30}$$

où ΔP_g représente la différence entre la pression totale et la pression motrice, et k' est un facteur correctif qui dépend de la géométrie du tube et doit être obtenu par un étalonnage préalable. On notera que le calcul de la vitesse nécessite la connaissance du taux de vide local qui doit être déterminé par une autre technique.



Le système qui a été fabriqué au LSGC a la même géométrie que celui présenté sur la figure III-34. Il est constitué d'un tube de PVC de 4 mm de diamètre interne, de 6 mm de diamètre externe, et de 30 cm de long, séparé en deux chambres de même longueur. Les deux extrémités du tube sont reliées à un manomètre à tubes inclinés avec un angle de 10° par rapport à l'horizontale de façon à faciliter la lecture de la différence de hauteur de liquide lorsque les vitesses sont faibles.

III.2.6.2.2. Mesures préliminaires en écoulement monophasique

Le tube de Pavlov a été étalonné en écoulement monophasique dans le même système que la sonde à impulsions thermiques. Le tube a été placé de façon à mesurer la vitesse au centre d'une colonne dont le débit de liquide est connu. Ces mesures ont pour but de déterminer la constante k' et

de montrer que le système réalisé donne correctement accès à la vitesse du liquide. En écoulement monophasique, cette vitesse se calcule par la formule :

$$\overline{v_L} = k' \cdot \sqrt{g \cdot \Delta h \cdot \sin(10^\circ)} \quad (\text{III-31})$$

où Δh est la distance entre le niveau de liquide dans les deux tubes du manomètre dans l'axe des tubes. En ajustant l'équation III-31 sur les points expérimentaux, on obtient $k' = 1.13$. Ce résultat est en très bon accord avec celui de Hills (1974) qui propose $k' = 1.11$. La courbe d'étalonnage est reportée sur la figure III-35. Elle montre la bonne concordance entre les valeurs mesurées par le tube de Pavlov et les valeurs déduites par calcul à partir du débit de liquide imposé. Cet écart est toujours inférieur à $\pm 5\%$ dès que les vitesses sont supérieures à 10 cm s^{-1} .

III.2.6.2.3. Mesures préliminaires en écoulement gaz/liquide

Nous avons mis en œuvre le tube de Pavlov dans la colonne à bulles R1 munie du distributeur fritté ou du distributeur mono-orifice. Pour mesurer la vitesse dans le cas particulier des colonnes à bulles où il est possible de rencontrer en chaque point des vitesses ascendantes et descendantes, nous avons utilisé la méthode proposée par Hills (1974) qui met en jeu deux mesures. Elle consiste en effet à placer la prise de pression totale alternativement vers le bas et vers le haut. Pour chaque point, on obtient donc deux valeurs Δh_{bas} et Δh_{haut} . La méthode est fondée sur deux hypothèses : la vitesse moyenne axiale de liquide ($\overline{v_L}$) est faible et $\sqrt{\overline{v_L^2}}$ et $\overline{v_L}$ sont du même ordre de grandeur.

Plaçons nous en un point où l'écoulement est ascendant en moyenne. Lorsque la prise de pression totale est orientée vers le bas, on obtient après approximation au premier ordre en tenant compte des fluctuations ($k_1 \approx 0.5$) :

$$\Delta h_{\text{bas}} \propto \overline{v_L^2} + k_1 \cdot \overline{v_{Lax}^2} + 0.5 \cdot \overline{v_{Lrad}^2} \quad (\text{III-32})$$

Lorsque la prise de pression totale est orientée vers le haut, le tube mesure les fluctuations dont l'intensité est suffisante pour faire descendre le liquide. En première approximation, on a :

$$\Delta h_{\text{haut}} \propto (1 - k_1) \cdot \overline{v_{Lax}^2} + 0.5 \cdot \overline{v_{Lrad}^2} \quad (\text{III-33})$$

La valeur de la vitesse s'en déduit donc par la formule suivante :

$$\overline{v_L} = 1.11 \cdot \sqrt{\frac{g \cdot (\Delta h_{\text{bas}} - \Delta h_{\text{haut}}) \cdot \sin(10^\circ)}{1 - \epsilon_G}} \quad (\text{III-34})$$

En généralisant, on obtient l'expression suivante qui ne tient plus compte du sens de l'écoulement :

$$\overline{v_L} = 1.11 \cdot \left(\frac{\Delta h_{\text{bas}} - \Delta h_{\text{haut}}}{|\Delta h_{\text{bas}} - \Delta h_{\text{haut}}|} \right) \cdot \sqrt{\frac{g \cdot |\Delta h_{\text{bas}} - \Delta h_{\text{haut}}| \cdot \sin(10^\circ)}{1 - \epsilon_G}} \quad (\text{III-35})$$

C'est cette formule que nous utiliserons.

Les mesures préliminaires font apparaître quatre points importants concernant l'utilisation du tube de Pavlov dans les colonnes à bulles :

□ Il est absolument nécessaire d'empêcher l'entrée des bulles dans les lignes de fluide des tubes inclinés. En général, les bulles ne pénètrent pas dans les deux chambres lorsque l'écoulement est établi. En revanche, c'est au moment où on augmente le débit de gaz que les risques sont les plus importants. En effet, une fois que les bulles sont dans un des tubes, une purge totale nécessitant l'arrêt du gaz est nécessaire. Pour l'éviter, deux méthodes complémentaires peuvent être employées. La première consiste à comprimer les lignes de fluide pendant qu'on modifie le débit de gaz. Toutefois, cette mesure est souvent insuffisante. La seconde consiste à n'augmenter le débit de gaz

que de façon lente et progressive en évitant toute variation brusque. De cette façon, il a été possible d'atteindre sans problème des débits de gaz élevés.

□ L'utilisation du tube de Pavlov nécessite la présence d'une circulation locale du liquide. Elle ne peut donc avoir lieu qu'à partir de la transition entre régime homogène et hétérogène avec les distributeurs de type fritté ou multi-orifices, c'est-à-dire lorsque $\langle j_G \rangle$ est supérieur à 3 ou 4 cm s^{-1} . Ce résultat est en accord avec le travail de Hills (1974).

□ La méthode est peu précise puisqu'elle cumule les erreurs de lecture des deux niveaux de liquide dans les tubes inclinés, ces niveaux oscillants en permanence autour de leurs positions moyennes respectives. Comme nous le verrons par la suite lors de la comparaison avec la vélocimétrie laser (III.2.6.5), la précision de la technique diminue lorsque l'intensité des fluctuations augmente, par exemple lorsque le distributeur à orifice unique est utilisé. Toutefois la méthode reste très simple, facile à mettre en œuvre et d'un coût négligeable. Les mesures obtenues sont cohérentes comme le montre la figure III-36 qui compare un profil de vitesse réalisé dans le réacteur R1 avec les profils prédits par diverses corrélations de la littérature. Le tube de Pavlov peut donc être utilisé sans risque lorsqu'on peut se contenter d'une faible précision.

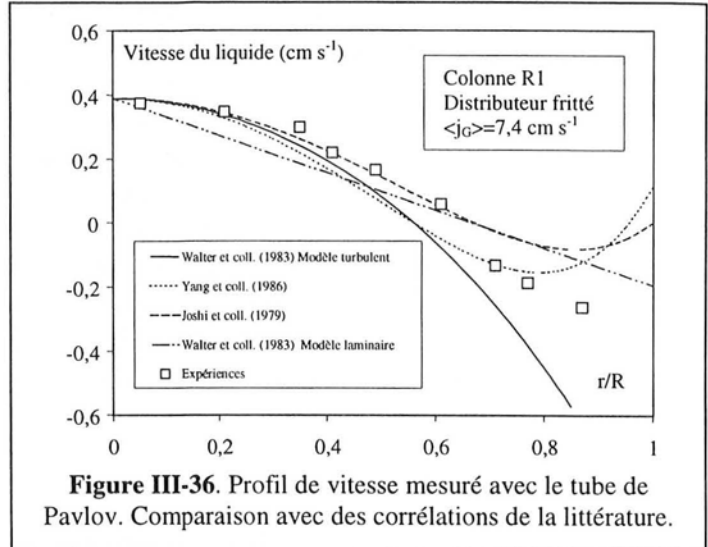


Figure III-36. Profil de vitesse mesuré avec le tube de Pavlov. Comparaison avec des corrélations de la littérature.

III.2.6.2.4. Amélioration de la technique

A partir du profil de vitesse expérimental, Hills (1974) avait proposé un modèle d'écoulement turbulent avec une viscosité dynamique. Il avait alors utilisé les résultats pour optimiser la valeur de ce paramètre de façon à faire concorder son modèle et ses expériences. Il est cependant possible d'estimer l'intensité axiale de la turbulence grâce aux mesures expérimentales à partir de l'équation III-33 avec $k_t \approx 0.5$. Lorsque l'écoulement est ascendant en moyenne, on a alors

$$\sqrt{v_L^2} \approx 1.3 \cdot \sqrt{\frac{g \cdot \Delta h_{\text{haut}} \cdot \sin(10^\circ)}{1 - \epsilon_G}} \quad \text{(III-36)}$$

Dans le cas d'un écoulement descendant, il convient de remplacer Δh_{haut} par Δh_{bas} dans l'équation précédente. Une approximation du même type a été proposée par Burns et Rice (1997). Ces auteurs ont également couplé un tube de Pavlov et un anémomètre à film chaud. L'anémomètre 1D donne accès à $\overline{v_L^2} + \overline{v_L'^2}$. Le tube de Pavlov avec la méthode de Hills (1974) mesure approximativement $\overline{v_L}$ d'après l'équation III-34. Les auteurs ont

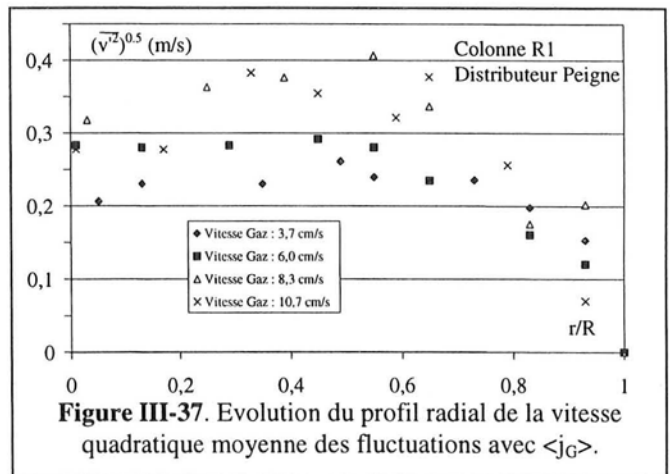


Figure III-37. Evolution du profil radial de la vitesse quadratique moyenne des fluctuations avec $\langle j_G \rangle$.

ainsi pu estimer $\overline{v_L}$ avec l'anémomètre dans des dispersions présentant de très petites bulles au sein desquelles le tube de Pavlov n'est pas utilisable. Nous reportons sur la figure III-37

des exemples de profils de $\sqrt{v_L^2}$ obtenus avec la colonne R1 équipée du distributeur à orifices multiples pour quatre débits de gaz. La forme de ce profil est en accord avec les résultats de Franz (1984) avec un plateau au centre et un léger pic dans la zone d'inversion du liquide.

Nous avons également estimé l'intensité axiale de la turbulence en normant la vitesse quadratique moyenne de fluctuations par la vitesse moyenne au centre de la colonne comme au paragraphe II.3.1.2. En $r/R_c=0$, l'intensité de la turbulence est de l'ordre de 80 à 90%. Comme nous l'avons déjà dit (II.3.1.2), il y a une grande incertitude sur la mesure des fluctuations de vitesse. Certaines techniques de mesure, comme la technique CARP, mesurent des intensités de l'ordre de 200%, alors qu'un anémomètre à film chaud donne environ 80% (Franz et coll., 1984), mais avec un débit de liquide non nul, ce qui diminue l'intensité des fluctuations. Nous retiendrons donc que le tube de Pavlov a donné des estimations dans cette gamme pour tous les distributeurs ainsi qu'une quantité d'informations intéressantes, tout en ayant un coût de fabrication infime et en étant très simple d'emploi. De plus, la précision de ce système peut être facilement améliorée en utilisant un capteur de pression différentiel à la place du manomètre à tubes inclinés (Krishna et coll., 1999b). Toutefois, ce capteur doit être sensible à de très faibles variations de pression de l'ordre du millimètre d'eau. Or, ce type de capteur est d'un coût assez élevé, ce qui fait disparaître l'un des principaux avantages de la technique.

III.2.6.3. Méthode électrochimique

III.2.6.3.1. Principe et système expérimental

La méthode consiste à mesurer le transfert de matière sur une micro-électrode de géométrie connue placée au sein de l'écoulement, car ce transfert est directement fonction de la vitesse du fluide. Elle est utilisée classiquement en écoulements diphasiques et s'appuie sur la mise en œuvre d'une réaction électrochimique dont la vitesse est contrôlée par le transfert de matière (Reiss et Hanratty, 1962; Mitchell et Hanratty, 1966). Le courant limite obtenu pour la réaction correspond alors à :

$$\bar{i}_L = k_L \cdot A_e \cdot \bar{C}_e \quad (\text{III-37})$$

où k_L est le coefficient de transfert de matière, A_e la surface active de l'électrode et \bar{C}_e la concentration moyenne en électrolyte dans la solution. Pour cela, il est nécessaire de mettre en œuvre un système électrochimique rapide. Le couple redox le plus employé est le système ferricyanure/ferrocyanure $\text{Fe}(\text{CN})_6^{3-}/\text{Fe}(\text{CN})_6^{4-}$ en milieu basique ou neutre (Nakoryakov et coll., 1983). Il est souvent préférable de se placer en milieu basique afin de minimiser la photolyse du ferricyanure en ferrocyanure (réduction) et ferriaquapentacyanure (substitution) lorsque cela est possible. Ce système électrochimique nécessite l'emploi d'une électrode de travail de platine sur laquelle on opère la réduction du ferricyanure. La contre-électrode, qui doit avoir une surface bien supérieure à l'électrode de travail, peut être en platine, platine déposé ou nickel.

La réduction de l'oxygène est parfois mise en œuvre à la place du système précédent, mais son emploi nécessite quelques précautions du point de vue électrochimique avec des micro-électrodes (del Pozzo, 1992; Panek et coll., 1994; Hashiba et Kojima, 1997). En effet, cette réaction est bien plus lente que la précédente (notamment le second transfert) et la stabilité du palier diffusionnel est moins bonne. Elle est en revanche plus facile à mettre œuvre pour étudier les systèmes liquide/air puisqu'elle utilise alors l'oxygène dissous apporté par l'air. De plus, l'oxygène présente l'avantage d'être insensible aux effets d'électromigration puisqu'il est électriquement neutre. L'électrode de travail doit être en or ou en argent. Avec le système $\text{Fe}(\text{CN})_6^{3-}/\text{Fe}(\text{CN})_6^{4-}$, on notera que la présence d'oxygène peut être problématique puisque ce dernier est réduit dans la même gamme de potentiel

que le ferricyanure. Il peut alors être nécessaire de remplacer l'air par de l'azote pour étudier le système eau/air.

Pour se placer en régime diffusionnel, il est nécessaire de disposer d'une agitation suffisante afin de ne pas être limité par le transfert convectif ainsi que d'un électrolyte support de façon à éliminer les effets d'électromigration des ions. Pour le système ferricyanure-ferrocyanure, la soude ou la potasse sont les électrolytes supports les plus couramment employés en milieu basique. En milieu neutre, le chlorure de potassium est longtemps resté l'électrolyte le plus utilisé. Toutefois, la présence de chlorures pose souvent de graves problèmes de corrosion. C'est pourquoi cet électrolyte est de plus en plus souvent remplacé par le sulfate de potassium. Dans tous les cas, une concentration en électrolyte de 0.1 à 0.5 M est suffisante. Pourtant de telles concentrations ne peuvent être utilisées dans les systèmes gaz/liquide car les propriétés physico-chimiques du système et notamment son aptitude à la coalescence sont fortement modifiées (I.3.4). Ceci justifie l'intérêt de la réduction de l'oxygène. Nous reviendrons sur ce point lors des mesures préliminaires.

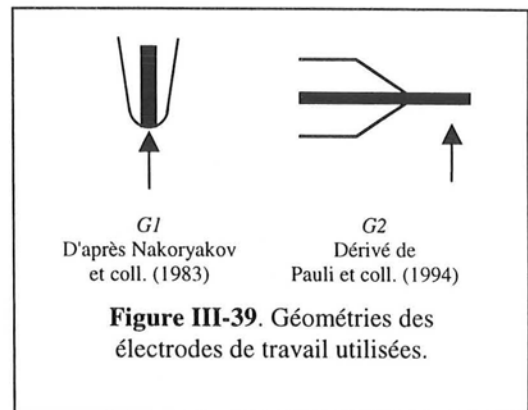
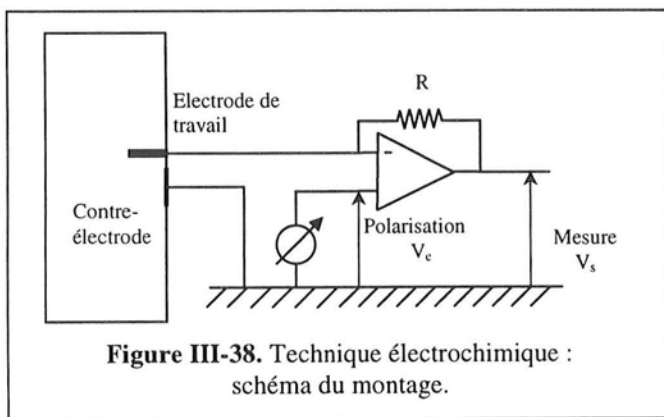
Pour la plupart des géométries de micro-électrodes, le courant limite est relié à la vitesse du liquide par analogie avec l'anémométrie à fil chaud par la formule suivante (King, 1914) :

$$\bar{i}_L = a + b\sqrt{v_L} \quad \text{(III-38)}$$

Le montage électrique utilisé est décrit sur la figure III-38. Il s'agit du montage à deux électrodes ou sans électrode de référence (Naderifar, 1995) qui permet d'appliquer une différence de potentiel V_e entre l'électrode de travail et la contre-électrode. Plusieurs géométries ont été mises en œuvre pour l'électrode de travail. Nous les décrirons ultérieurement. La contre-électrode que nous avons utilisée est une grille de titane platiné. Le courant limite est converti en tension par un convertisseur courant/tension dont le gain peut être modifié en changeant la résistance R . Nous avons utilisé des gains de $2 \cdot 10^5$ et $2 \cdot 10^6$ ($R=10^5 \Omega$ ou $R=10^6 \Omega$) en fonction du type d'électrode de travail mis en jeu. Le signal de sortie est alors une tension V_s qui est définie par :

$$V_s = V_e + R \cdot \bar{i}_L \quad \text{(III-39)}$$

En pratique, nous avons adjoint au montage de la figure III-38 un soustracteur de tension qui soustrait V_e et fournit en sortie la tension $V_s = 2R \bar{i}_L$.



L'acquisition de ce signal a été réalisée avec la chaîne d'acquisition décrite précédemment pour les capteurs de pression (III.2.1). La carte RTI-815 doit travailler en mode +10/-10V. La tension mesurée est d'ailleurs négative puisque l'électrode de travail fonctionne en cathode. Les mesures ont été réalisées à une fréquence d'échantillonnage comprise entre 500 Hz et 2.5 kHz. La méthode électrochimique a déjà été utilisée dans les écoulements gaz/liquide (Nakoryakov et coll., 1983; Pauli et coll., 1991, Panek et coll., 1994; Essadki et coll., 1997; Hainke et coll., 1997). Toutefois sa mise en œuvre est délicate. Tout d'abord, la présence des bulles nécessite un traitement particulier du signal. Dans les paragraphes suivants, nous allons nous attacher à déterminer une géométrie

d'électrode, un système électrochimique (électrolyte support, concentrations...) et des conditions opératoires qui permettent de mesurer la vitesse du liquide dans une colonne à bulles. Un traitement du signal destiné à éliminer les signaux engendrés par les bulles sera également développé.

III.2.6.3.2. Mesures préliminaires : étalonnage en écoulement monophasique

Nous avons utilisé deux géométries pour l'électrode de travail. La première (que nous noterons G1) a été proposée par Nakoryakov et coll. (1983). Elle est constituée d'un fil de platine de 125 μm de diamètre entouré par un capillaire de verre (d'environ 300 μm de diamètre externe) et dont l'élément sensible est la pointe. Cette électrode mesure la composante de la vitesse du liquide qui fait face à la pointe (Figure III-39). Elle nécessite, au niveau de l'électronique, l'emploi d'une résistance de $10^6 \Omega$. La seconde géométrie (notée G2) est un fil de platine non gainé qui mesure la composante de la vitesse qui lui est orthogonale (Figure III-39). Le fil de platine utilisé a un diamètre de 250 μm de façon à ne pas être déformé par l'écoulement. La longueur de fil exposée à l'écoulement est d'environ 3 mm. Cette géométrie peut être considérée comme la variante 1D de la sonde tri-segmentée de Pauli et coll. (1991). Comme la surface sur laquelle s'effectue le transfert de matière est bien plus grande que sur la sonde précédente, une résistance de $10^5 \Omega$ doit être employée. Quelle que soit la géométrie de sonde utilisée, la concentration en ferricyanure a été fixée à $5 \cdot 10^{-3} \text{ M}$ et la concentration en ferrocyanure à 10^{-2} M .

Les mesures en phase liquide seule ont deux intérêts. Tout d'abord, elles permettent d'obtenir les courbes intensité-potentiel du système électrochimique et de déterminer la polarisation à appliquer entre les électrodes (V_e). Celle-ci doit être assez élevée pour se placer en régime diffusionnel, mais pas trop pour ne pas réduire l'oxygène dissous. Ensuite, ces mesures vont permettre d'étalonner les sondes et de déterminer les deux constantes de la loi III-38.

La première méthode d'étalonnage consiste à placer la sonde dans un bécher, à proximité d'un mobile dont la vitesse de rotation est connue précisément. Elle permet tout d'abord de vérifier l'étanchéité de la sonde, mais également de voir si le couple courant limite/vitesse suit bien une loi de type III-38 (Figure III-40). La seconde consiste, lorsque cela est possible, à placer la sonde dans une zone non aérée du réacteur étudié où la vitesse est connue, comme par exemple dans la descente d'un réacteur à gazosiphon. Cette méthode est préférable pour obtenir l'étalonnage qui sera utilisé pour l'écoulement gaz/liquide car les

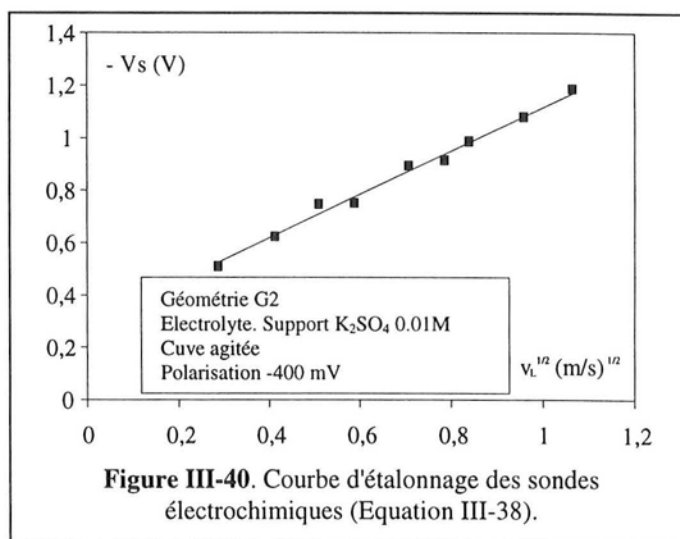


Figure III-40. Courbe d'étalonnage des sondes électrochimiques (Equation III-38).

mesures se font souvent dans des conditions moins idéales. La présence, quasiment inévitable, d'éléments en fer est une source notable de problèmes. Ces éléments doivent impérativement être protégés. Toutefois, la présence éventuelle de réactions parasites n'est pas trop gênante lorsque l'étalonnage et les mesures ont lieu dans des conditions identiques. Sur la figure III-41, nous présentons des courbes intensité-potentiel obtenues pour plusieurs vitesses de liquide dans les deux situations décrites précédemment.

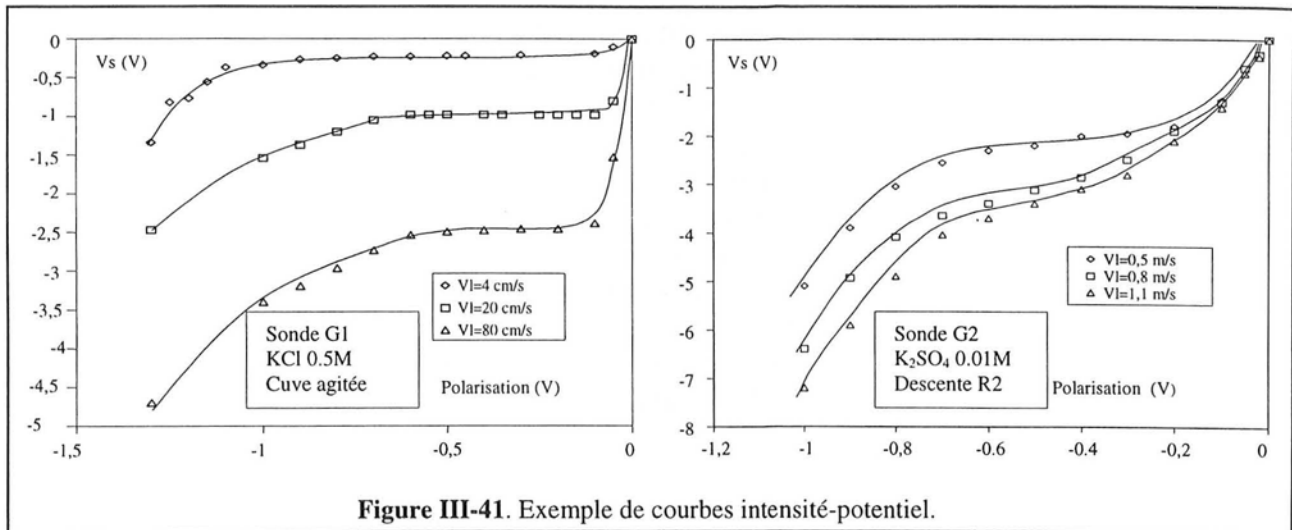


Figure III-41. Exemple de courbes intensité-potentiel.

III.2.6.3.3. Mesures préliminaires : choix de la géométrie et des conditions opératoires

Pour réaliser des mesures en écoulement gaz/liquide, nous disposons d'une petite colonne de 80 cm de haut dans laquelle il est possible d'injecter des bulles à basse fréquence. Le premier problème rencontré concerne le choix et la concentration de l'électrolyte support. Nous avons rejeté les électrolytes basiques (soude, potasse) qui attaquent les collages des sondes et réduisent leur durée de vie. Nous avons donc utilisé dans un premier temps le chlorure de potassium KCl. Toutefois avec une concentration classique de 0.5 M, la bulle formée est rigide et glisse sur la sonde. Il est donc indispensable de réduire la concentration en électrolyte support. De plus KCl, tend à se déposer sur les parois du réacteur et la présence d'ions chlorure engendre des problèmes de corrosion notamment au niveau du distributeur. C'est pourquoi nous l'avons finalement remplacé, comme Magaud (1999), par le sulfate de potassium K_2SO_4 .

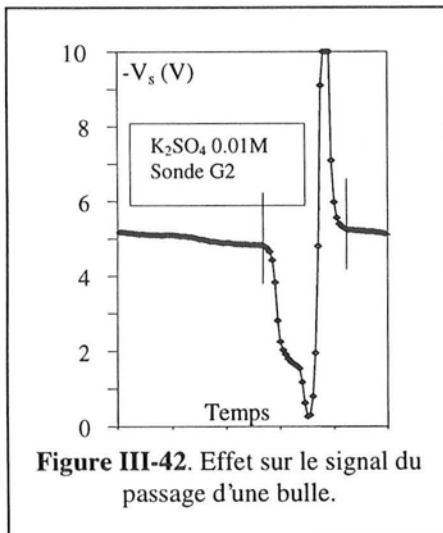


Figure III-42. Effet sur le signal du passage d'une bulle.

Prince et Blanch (1990) ont estimé pour les électrolytes les plus courants la concentration de transition qui correspond à une forte modification du gradient de tension superficielle des bulles et donc de leur aptitude à la coalescence. Pour KCl, cette concentration est de 0.2 M, tandis que pour K_2SO_4 elle est de 0.08 M. Comme il s'agit de valeurs limites, il est nécessaire de se tenir bien au-dessous de ces concentrations. Nous avons donc effectué des mesures préliminaires avec K_2SO_4 à 0.01 M. Toutefois, cette concentration doit également être suffisante pour éliminer les effets d'électromigration des ions. Cela peut être testé assez rapidement en écoulement monophasique en étudiant l'évolution du courant limite en fonction de la concentration en électrolyte support. Avec K_2SO_4 , une influence de l'électromigration existe jusqu'à 0.1 M. Le choix de la concentration en électrolyte support doit donc résulter d'un

compromis. Elle doit être la plus élevée possible sans inhiber la coalescence (I.3.4). Pour cette raison, une concentration de 0.02 M pour K_2SO_4 semble être un maximum. Toutefois, la technique électrochimique que nous proposons reste utilisable même s'il existe un effet d'électromigration des ions parce qu'elle repose sur un étalonnage. Il faut cependant que celui-ci soit réalisé dans des conditions aussi proches que possibles de celles des mesures. Cela justifie le besoin d'un étalonnage obtenu au sein même du réacteur.

Un second problème résulte de la présence de l'oxygène de l'air qui est réduit au même potentiel que le ferricyanure. Il est souvent préférable d'utiliser de l'azote pur à la place de l'air. Pour tester l'influence de l'oxygène, nous avons placé les sondes dans la descente de R2 avec l'électrolyte support, mais sans le système électrochimique ferricyanure-ferrocyanure. Il apparaît qu'il existe un courant de réduction de l'oxygène non négligeable, mais en modifiant la vitesse du gaz, on peut montrer que ce courant est pratiquement insensible à toute variation de la vitesse du liquide sur l'électrode de platine. Comme notre méthode utilise un étalonnage, il n'est pas nécessaire de remplacer l'air par de l'azote. Un dernier choix que nous devons réaliser concerne la géométrie de la sonde. On note que les meilleurs résultats sont obtenus avec la géométrie G2. Plus que l'effet de la géométrie, il semble que cela provienne essentiellement de la différence entre les surfaces des électrodes. En effet, l'électronique pour G2 utilise un gain 10 fois plus faible, ce qui réduit l'amplification des bruits. En conclusion, les conditions proposées pour les mesures en écoulement gaz/liquide sont les suivantes :

- Sonde G2 ;
- Système électrochimique : $\text{Fe}(\text{CN})_6^{3-}$ à 0.005 M, $\text{Fe}(\text{CN})_6^{4-}$ à 0.01 M ;
- Electrolyte support : K_2SO_4 (0.01 à 0.02 M) ;
- Polarisation : -450 mV.

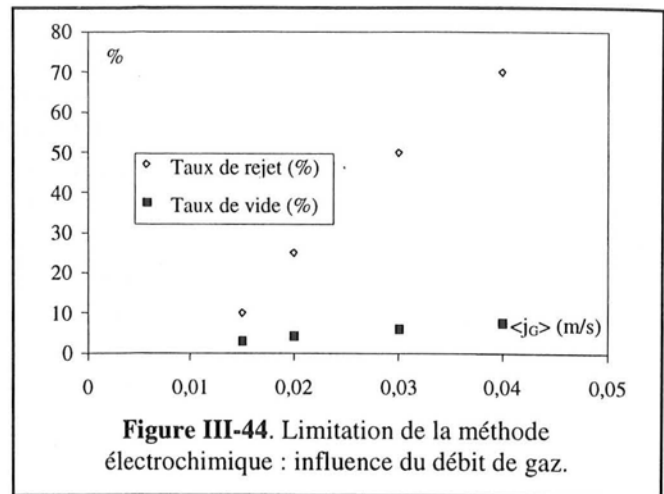
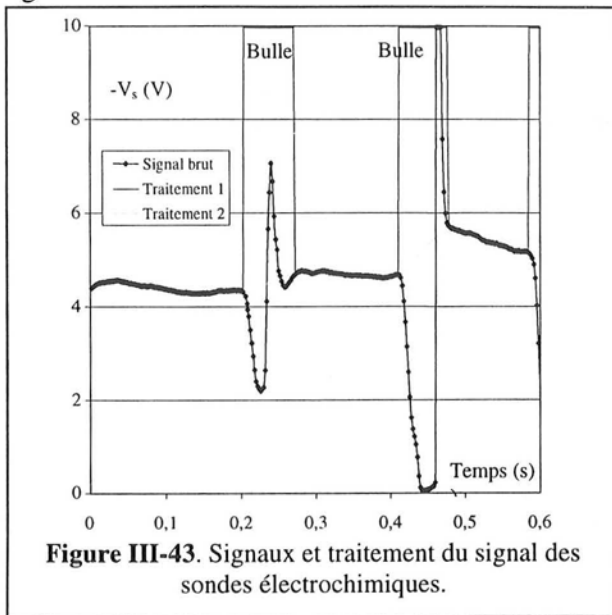
III.2.6.3.4. Traitement du signal en milieu gaz/liquide

La figure III-42 illustre l'effet du passage d'une bulle sur le signal obtenu dans les conditions décrites précédemment. Cet effet peut être décomposé en deux périodes :

- Tout d'abord, l'arrivée de la bulle provoque une chute rapide du courant limite qui devrait ensuite faire un palier à 0 pendant toute la durée de son passage. En pratique, il reste toujours une faible quantité de liquide sur la sonde et le courant reste alors strictement positif.
- Dans un deuxième temps, le départ de la bulle provoque un pic de courant qui correspond au régime transitoire et au ré-établissement de la couche limite diffusionnelle. L'intensité de ce pic peut être plusieurs fois supérieure au courant limite induit par le transfert de matière lorsque la couche limite diffusionnelle est établie. Ce pic décroît ensuite, mais présente souvent une traînée qui est l'un des principaux problèmes du traitement du signal. En effet, il est nécessaire d'éliminer les signaux engendrés par les bulles, mais il est difficile de savoir à partir de quel moment l'équation III-38 est applicable car celle-ci n'est pas valable pendant l'établissement de la couche limite qui suit le passage d'une bulle.

Pour le traitement des signaux, nous nous sommes inspirés de la méthode proposée par Baur (1995) pour un anémomètre à film chaud, puisqu'il y a une bonne analogie entre la méthode électrochimique fondée sur l'étude du transfert de matière et l'anémométrie à fil chaud qui étudie le transfert de chaleur. Ce traitement repose sur l'étude de la pente du signal. En effet, les pentes obtenues lors du passage des bulles sont bien plus importantes que celles mesurées en présence du liquide. Une valeur seuil de la pente au-dessus de laquelle les points sont attribués aux bulles doit donc être définie. Cette méthode nécessite également l'élimination des points extrêmes mesurés lorsque le courant est presque nul ou au contraire maximal. Ce second traitement peut être effectué en travaillant simultanément sur la dérivée seconde. Cependant, comme peu de points sont concernés, nous avons choisi une technique moins rigoureuse mais néanmoins efficace. Celui-ci consiste, après avoir ôté les points associés à des pentes élevées, à éliminer les groupes de points dont le nombre est inférieur à une valeur seuil. Deux voies sont alors possibles : soit on travaille statistiquement sur les points restants (Traitement N°1), soit on reconstruit les zones du signal correspondant aux bulles par interpolation (N°2) comme l'ont proposé Hashiba et Kojima (1997). En pratique, il est apparu que le N°2 n'apporte aucune information supplémentaire. C'est donc le

N°1 qui a été utilisé pour les mesures. Une illustration de ces deux traitements est proposée sur la figure III-43.



Avec le Traitement N°1, nous avons retenu que la valeur absolue des pentes devait être inférieure à 80 V/s et que le nombre de points consécutifs pour le calcul de la vitesse du liquide devait être supérieur à 10. Ces valeurs n'ont aucune généralité. Elles dépendent de la sonde et du système mis en œuvre. Le principal inconvénient de la méthode est le suivant : comme les pics présentent une traînée dont l'interprétation n'est pas claire, la valeur du seuil sur la pente doit être la plus faible possible de façon à éliminer ces signaux car ils conduisent à une surestimation de la vitesse du liquide. Dans la plupart des cas, cela aboutit à l'élimination d'une plus grande partie du signal que nécessaire. Lorsque la fréquence de passage des bulles devient élevée, le nombre de points attribués au liquide peut devenir très faible. Les mesures ne sont alors plus significatives. Dans la montée du réacteur R2, nous avons mis en évidence que cela se produit pour un taux de vide moyen supérieur à 7 ou 8%. La figure III-44 illustre ce propos en montrant l'évolution du taux de vide moyen et du taux de rejet (fraction du nombre de points rejetés sur le nombre de mesures) en fonction de la vitesse superficielle du gaz dans R2.

III.2.6.3.5. Conclusion

Globalement, nous avons donc proposé un système de mesure, un mode opératoire et un traitement du signal qui permettent de mettre en œuvre la méthode électrochimique pour la mesure de la vitesse locale du liquide dans les systèmes gaz/liquide. Cette méthode présente cependant de nombreuses limitations. Tout d'abord elle est limitée aux faibles taux de vide, comme nous l'avons vu précédemment. De plus, son utilisation n'est possible que dans les réacteurs à gázosiphon ou les conduites puisque la géométrie de la sonde fait qu'elle n'est pas capable de déterminer le sens du liquide lorsqu'il y a inversion. Dans ce dernier cas, il faudrait mettre en œuvre une sonde segmentée (Pannek et coll., 1994 ; Hainke et coll., 1997), mais la fabrication de celle-ci semble assez délicate. Un autre point sensible concerne la mesure de la turbulence. Il est possible de calculer l'intensité des fluctuations de vitesse avec le traitement précédemment décrit, mais cette valeur semble dépendre fortement des seuils choisis dans le traitement du signal. La confiance dans les valeurs de $\overline{v_L^2}$ obtenues par cette méthode est donc faible.

III.2.6.4. Vélométrie laser à effet Doppler

III.2.6.4.1. Principe et système expérimental

La vélocimétrie laser ou LDV est une technique optique très employée pour la mesure de la vitesse locale du liquide et de la turbulence dans les écoulements de gaz et de liquide en mécanique des fluides. Elle est en revanche peu utilisée en génie chimique, c'est pourquoi nous détaillerons sa mise en œuvre. Elle présente de très nombreux avantages sur toutes les autres méthodes de vélocimétrie. En effet, il s'agit d'une méthode absolue (puisque'elle ne nécessite pas d'étalonnage préalable) et non intrusive (à la différence de l'anémométrie à film chaud). Elle est capable de fournir simultanément les valeurs d'une à trois composantes du vecteur vitesse avec une grande précision et une bonne reproductibilité. De plus, les fréquences d'acquisitions sont élevées, tant dans les gaz que les liquides. La gamme des vitesses mesurables va du mm.s^{-1} au supersonique. Enfin, la technique permet également une mesure très locale grâce à la petite taille du volume de mesure.

La LDV présente cependant un certain nombre d'inconvénients, essentiellement liés au fait qu'il s'agit d'une méthode optique qui requiert la transparence du système expérimental étudié. Ce dernier doit donc être en verre ou en plexiglas. L'opacité du milieu étudié est aussi une limitation de la méthode. C'est notamment le cas avec les systèmes gaz/liquide où les bulles empêchent la propagation des faisceaux. Un autre type de limitation est lié à la proximité d'une paroi. Il n'est pas possible de s'en approcher à moins de quelques millimètres à cause des phénomènes de réflexion qu'elle provoque. Le dernier inconvénient de la technique est d'un tout autre ordre puisqu'il est lié à son coût très élevé, notamment par rapport à l'anémométrie à fil ou film chaud.

Le principe de la vélocimétrie laser repose sur les théories de diffusion de la lumière par les petites particules. Lorsque leur taille est suffisamment faible, ces particules sont capables de suivre parfaitement le mouvement du fluide et ses accélérations. Quand la lumière est diffusée par une particule animée d'une vitesse v (qui est également celle du fluide environnant), la fréquence de la lumière est modulée par effet Doppler selon la formule III-25 où c est alors la célérité de la lumière. La fréquence du déphasage Doppler f_D est donc proportionnelle à v et peut être utilisée directement pour évaluer cette grandeur. La forme des signaux est représentée sur la figure III-45. On parle de *bouffée Doppler*. Ce signal peut être décomposé en une *ligne de base* sur laquelle est superposé le signal Doppler proprement dit. La composante de la vitesse mesurée est la composante perpendiculaire au système de franges.

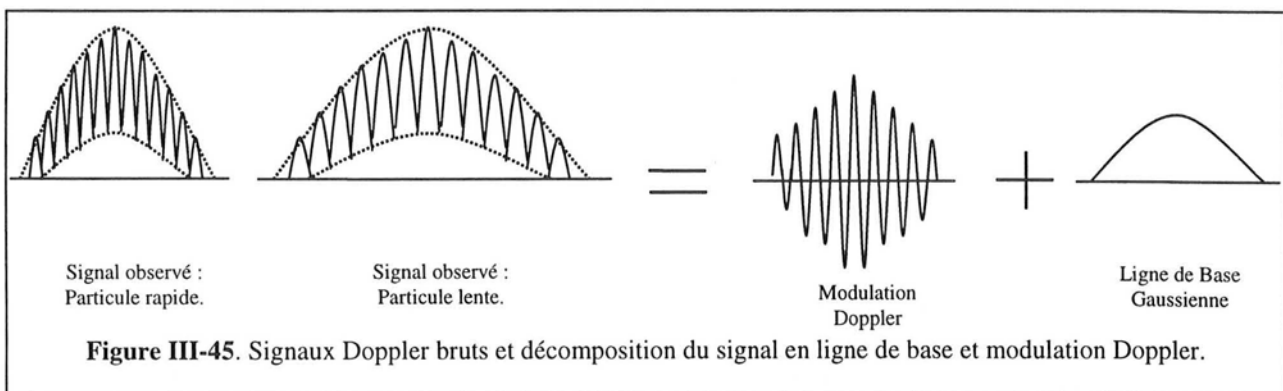


Figure III-45. Signaux Doppler bruts et décomposition du signal en ligne de base et modulation Doppler.

Il existe plusieurs sortes de montages de vélocimétrie laser, mais le plus communément utilisé est le *montage à franges d'interférences* qui utilise simultanément deux faisceaux concourants. L'intersection de ces faisceaux définit le volume de mesure qui est constitué par un réseau de franges sombres et éclairées comme le montre la figure III-46. Le passage successif d'une particule d'une frange vers une frange éclairée est à l'origine des signaux représentés sur la figure III-45. Pour

obtenir ce système de franges, il est nécessaire de disposer de deux faisceaux monochromatiques de même longueur d'onde avec une bonne cohérence spatiale et temporelle. C'est pourquoi c'est une source laser unique qui est utilisée pour éclairer les particules, à laquelle il faut adjoindre un séparateur de faisceaux. L'existence du volume de mesure est assurée par une optique de convergence comprenant notamment une lentille convergente. Pour collecter la lumière diffusée, la méthode nécessite une optique de réception avec un photodétecteur. Le signal lumineux est ensuite converti en signal électrique puis amplifié par un photomultiplicateur. Le traitement du signal consiste à récupérer la fréquence des bouffées Doppler par des transformées de Fourier.

La mesure simultanée de plusieurs composantes de la vitesse nécessite l'utilisation de plusieurs couleurs et de filtres interférentiels capables de les séparer. Certains lasers, comme les lasers à Ar^+ , sont capables de générer plusieurs raies dans le domaine du visible : une verte, une bleue et une violette. Un des problèmes de la vélocimétrie laser réside dans la détermination du signe de la vitesse car la connaissance de la fréquence Doppler ne donne accès qu'à sa valeur absolue. Cette ambiguïté est levée grâce à un système connu sous le nom de cellule de Bragg. Ce système permet d'effectuer un léger décalage entre la fréquence des deux faisceaux. Le réseau de franges formées n'est plus fixe mais défile avec une vitesse qui dépend de ce décalage. En conséquence, la fréquence Doppler induite par le passage d'une particule s'ajoute positivement à la fréquence du déphasage si la particule passe dans le sens de défilement des franges et négativement si elle passe dans le sens opposé, ce qui permet d'obtenir le signe de la vitesse.

Pendant longtemps, la vélocimétrie laser a été utilisée préférentiellement en mode avant. C'est-à-dire que le système de détection était placé du côté opposé à la source laser. Ce mode présente l'avantage de nécessiter un laser de faible puissance car l'intensité de la lumière diffusée est élevée. Le mode arrière ou *rétrodiffusion* était alors réservé aux géométries difficiles, telles que les réacteurs opaques avec une fenêtre, qui obligeaient le laser et le système de réception à être placés du même côté. Actuellement, la tendance s'est inversée. L'apparition des systèmes à fibres optiques avec une tête unique émettrice/réceptrice pour laquelle les réglages optiques sont fortement simplifiés a popularisé la rétrodiffusion. Un des principaux inconvénients de la rétrodiffusion est que le laser utilisé doit être puissant car les intensités réfléchies sont environ 50 fois inférieures à celles du mode avant.

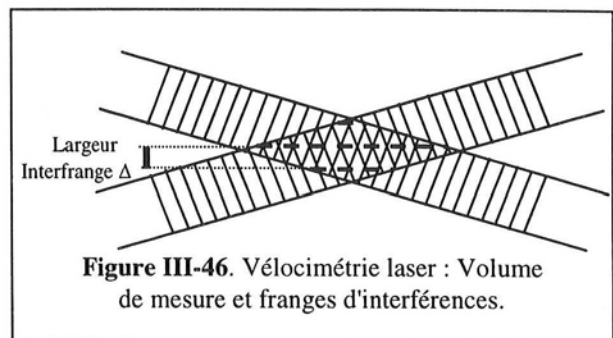
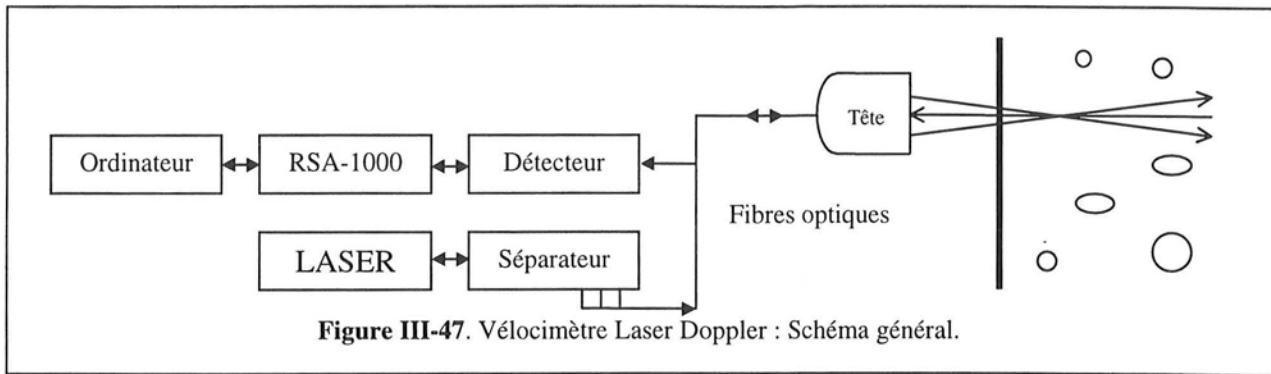


Figure III-46. Vélocimétrie laser : Volume de mesure et franges d'interférences.

Le matériel qui a été acquis en janvier 1999 dans le cadre de ce travail est un vélocimètre laser 1D de marque AEROMETRICS équipé d'un laser Ar^+ SPECTRA-PHYSICS d'une puissance maximale de 4W qui fournit une raie verte à 514,5 nm. Le vélocimètre est également équipé d'une cellule de Bragg qui produit un décalage de fréquence de 40MHz. Le système de traitement du signal est muni d'un processeur RSA-1000 (*Real System Analyser*) qui effectue des transformées de Fourier et une détection des bouffées en temps réel. Le vélocimètre est un système à fibre optique avec une tête unique émettrice/réceptrice 1D qui peut être munie d'une lentille focale de 250 et de 500 mm. Le mode employé est donc la rétrodiffusion. La tête optique est fixée sur un banc de déplacement trois axes 300×300×300 mm de marque CHARLYROBOT. Les paramètres de l'acquisition et du traitement (durée, seuils...) ainsi que le déplacement du banc moteur peuvent être pilotés à partir du logiciel *DataView* fourni par AEROMETRICS. Le traitement utilisé pour le calcul des vitesses est de type *transit time*. La figure III-47 fournit un schéma général du système expérimental.



III.2.6.4.2. Mesures préliminaires

Des mesures préliminaires ont été réalisées en écoulement gaz/liquide sur le réacteur R3. En effet, l'objectif de la vélocimétrie est de mesurer les vitesses de la phase liquide. Il est donc nécessaire que le système soit insensible au passage des bulles. Mudde et coll. (1997a) ont prouvé que cela est bien le cas pour la rétrodiffusion avec le système eau/air. Becker et coll. (1999) ont cependant montré que ce résultat dépend du vélocimètre et du traitement du signal employé. Récemment, Groen et coll. (1999) ont toutefois confirmé les avantages de la rétrodiffusion. Grâce à l'étude d'un train de bulles, les auteurs ont démontré que les réflexions directes et indirectes dues aux bulles qui interceptent un faisceau sont négligeables et que le passage d'une bulle de vitesse v_b n'est détecté que si la région de l'interface qui traverse le volume de mesure est perpendiculaire au réseau de franges, ce qui est très rare lorsque la taille des bulles est suffisante pour que celles-ci soient déformées. C'est bien le cas avec le système eau/air. Ce ne le serait pas avec un système inhibiteur de coalescence qui forme des bulles sphériques rigides de 500 μm . Pour confirmer l'applicabilité de la vélocimétrie laser, nous avons utilisé une méthode simple. Elle consiste à réaliser des mesures avec et sans ensemencement et à ajuster les paramètres du système de mesure pour que seules les particules soient visibles. Les principaux paramètres qui permettent d'agir sur le système sont :

- *La puissance laser* : comme la dispersion gaz/liquide est un milieu opaque, une augmentation de la puissance laser permet de pénétrer plus profondément dans la dispersion. En revanche, il y a de nombreuses réflexions parasites causées par la paroi et les bulles si la puissance laser est trop importante. Ce paramètre doit donc être optimisé. Une valeur de 450 mW semble être un bon compromis.
- *La tension du photomultiplicateur* : elle correspond à l'amplification du signal lorsque le signal lumineux est converti en signal électrique. Si sa valeur est trop faible, aucun signal n'est détecté par l'acquisition. Si elle est trop élevée, le bruit de fond est amplifié et interprété comme celui du signal Doppler, ce qui peut fausser considérablement les mesures.
- *Le seuil bas* : tout signal dont l'amplitude est inférieure au seuil bas est rejeté, ce qui permet d'éliminer le bruit de fond du signal. La valeur classiquement utilisée est 0.5V. En pratique, une valeur de 0.7/0.8V a été choisie car elle permet d'éliminer l'essentiel des réflexions parasites, notamment à proximité des parois.
- *La condition d'arrêt de l'acquisition (durée de l'acquisition ou nombre de particules détectées)* : l'obtention de valeurs précises et reproductibles nécessite la détection d'un nombre minimum de particules tout en ayant des temps d'acquisition raisonnables. La condition d'arrêt doit donc résulter d'un compromis entre ces deux paramètres. Sur R3, un total de 20000 particules détectées est suffisant pour avoir une bonne estimation de la vitesse locale. En revanche, ce nombre, ainsi que la durée de l'acquisition, doit être bien plus élevé sur la colonne R1 à cause de la plus grande instationnarité des phénomènes et de la plus grande opacité de la dispersion.

- La *qualité de l'ensemencement* : nous avons très peu étudié ce paramètre. Les particules utilisées dans cette étude sont toujours de l'*Iriodin 110 Fine Satin* (Merck) qui a un diamètre moyen d'environ 5 μm . Seule la quantité de particules ajoutées a été modifiée.

$\langle j_{Gm} \rangle$ (cm s^{-1})	r/R	Fréquence d'acquisition (Hz) sans ensemencement	Fréquence d'acquisition (Hz) avec ensemencement
1.35	0.8	4	158
1.35	0.4	1.5	102
1.35	0	0.5	40
6.56	0.8	1.6	51
6.56	0.4	0	11
6.56	0	0	0.9

Tableau III-2. Comparaison des fréquences d'acquisition du vélocimètre laser avec et sans ensemencement sur le réacteur R3 (Figures dans l'annexe G-III).

Le tableau III-2 compare les taux d'acquisition obtenus avec et sans ensemencement avec ces réglages sur R3. Il apparaît clairement que le système ne voit pas les bulles. Les valeurs obtenues sans ensemencement ne sont d'ailleurs pas forcément dues aux bulles puisque l'eau utilisée n'est pas exempte d'impuretés éventuelles.

Un autre moyen permettant de contrôler que le vélocimètre ne mesure que la vitesse du liquide avec le système eau/air consiste à vérifier le bilan matière de la phase liquide. Elle est cependant moins probante. Dans les différents réacteurs, on a :

$$\langle j_L \rangle = \frac{2}{R_c^2} \int_0^{R_c} \epsilon_L v_L \cdot dr \quad (\text{III-40})$$

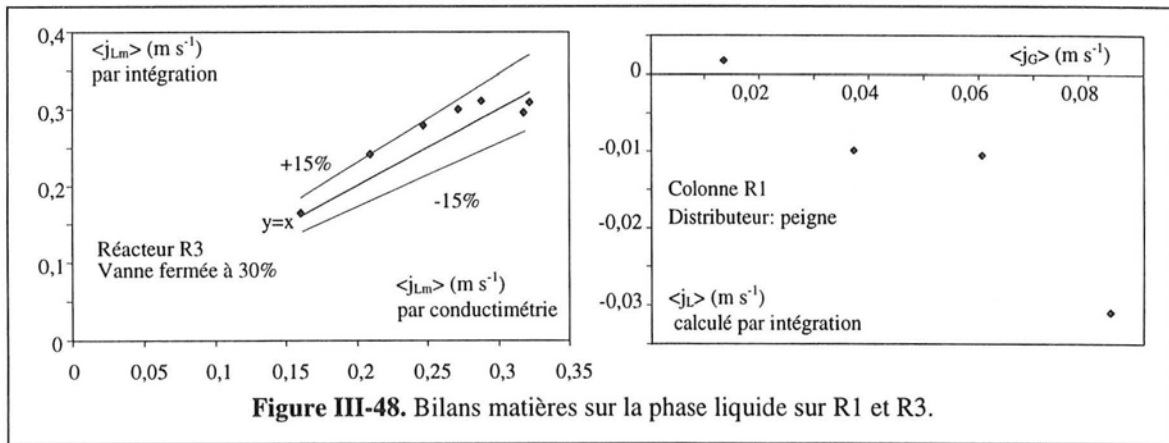


Figure III-48. Bilans matières sur la phase liquide sur R1 et R3.

Cette méthode nécessite donc la connaissance du profil de taux de vide local. Elle est peu précise parce qu'elle cumule les incertitudes de deux mesures expérimentales et l'erreur liée à l'approximation de l'intégrale (Figure III-48). Pour le réacteur R3, la valeur calculée de $\langle j_L \rangle$ est comparée à celle obtenue par conductimétrie (III.2.3). On constate que les bilans sont vérifiés à $\pm 15\%$ près, ce qui est encore acceptable en gaz/liquide. Pour la colonne à bulles, $\langle j_L \rangle$ est nul. On observe toutefois (Figure III-48) une déviation des $\langle j_L \rangle$ calculés par intégration vers les valeurs négatives, celle-ci augmentant à partir du début de la transition vers le régime hétérogène. Ce comportement provient vraisemblablement de la plus grande incertitude sur les mesures réalisées près du centre de la colonne en régime hétérogène, là où les vitesses sont positives mais où l'opacité est la plus grande.

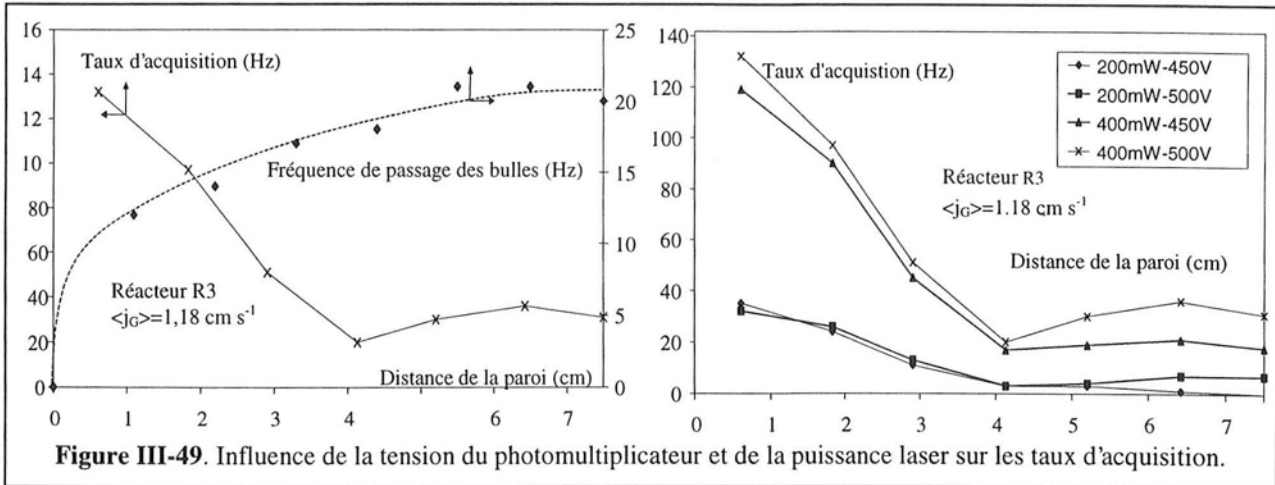


Figure III-49. Influence de la tension du photomultiplicateur et de la puissance laser sur les taux d'acquisition.

Le principal problème de la vélocimétrie laser est donc lié à l'opacité de la dispersion gaz/liquide qui réduit les taux d'acquisition lorsque les bulles interceptent les faisceaux. Cet effet négatif s'accroît évidemment avec le taux de vide et de la profondeur de pénétration des faisceaux. Il est bien plus important en colonne à bulles qu'en réacteur à gazosiphon. Pour augmenter le taux d'acquisition, c'est essentiellement sur la puissance laser qu'il faut agir comme le montre la figure III-49. Il est également possible de jouer sur l'ensemencement. Nous avons augmenté la quantité de particules pour accroître les taux d'acquisition. Cependant, il existe un optimum à ne pas dépasser car un excès de particules peut rendre le milieu opaque et faire chuter fortement ces taux. Un autre moyen d'améliorer ce taux est d'utiliser des particules à fort pouvoir réfléchissant comme des billes de verre ou de polymère argentées. Nous n'avons pas étudié ce paramètre, mais il devra nécessairement l'être dans des études ultérieures. Dans nos réacteurs, nous retiendrons que nous avons pu réaliser des mesures de la vitesse locale du liquide en milieu eau/air jusqu'à des taux de vide compris entre 15 et 20%, ce qui est bien supérieur à ce que nous avons pu atteindre avec la technique électrochimique (III.2.6.3.4).

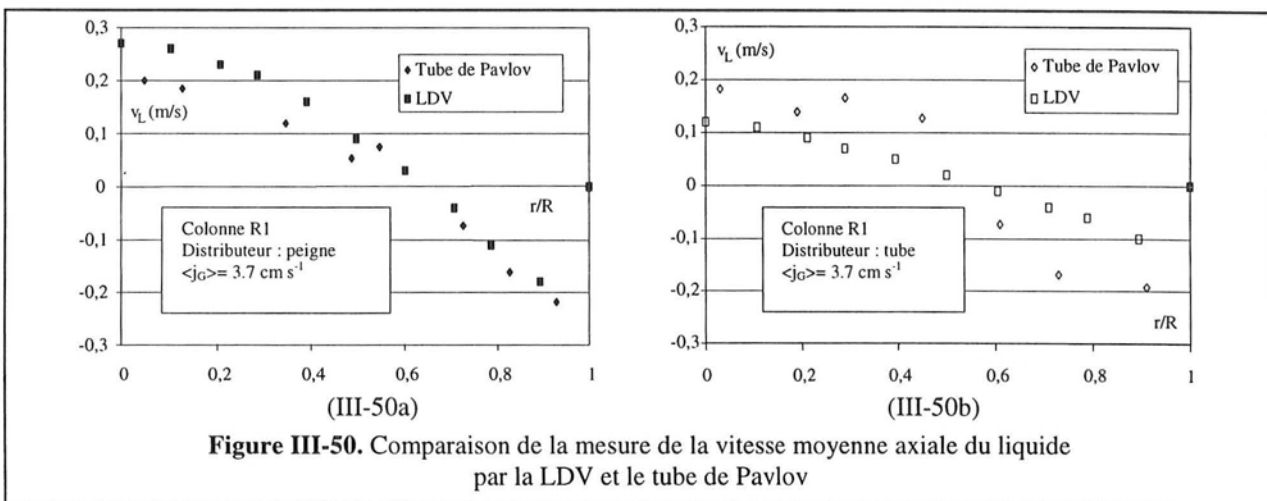


Figure III-50. Comparaison de la mesure de la vitesse moyenne axiale du liquide par la LDV et le tube de Pavlov

III.2.6.4.3. Conclusion

Il apparaît donc clairement que la vélocimétrie laser est une méthode qui permet une mesure fiable de la vitesse de la phase liquide dans les réacteurs gaz/liquide au moins jusqu'à un taux de vide de 15%. Elle nécessite cependant un réglage adéquat des paramètres du traitement du signal et une vérification du fait que le système ne voit pas les bulles. En effet, cela a été effectivement vérifié avec le système eau/air, mais des essais préliminaires ont montré que ce n'est pas le cas avec un système inhibiteur de coalescence (eau+butanol) et des bulles de moins d'un

millimètre. La méthode peut cependant être encore améliorée en jouant sur la qualité de l'ensemencement. A titre de complément, le lecteur pourra consulter les figures de l'annexe G-3.

III.2.6.5. Comparaison des techniques de mesure de la vitesse du liquide

Nous avons comparé pour la colonne R1 les valeurs moyennes et fluctuantes de la vitesse du liquide obtenues en utilisant la LDV et le tube de Pavlov. La comparaison a été effectuée avec les distributeurs à orifices multiples et à orifice unique. Comme le montre la figure III-50a, il y a un bon accord d'ensemble entre les valeurs de vitesse moyenne fournies par les deux techniques lorsque le distributeur utilisé est le peigne. Les écarts augmentent cependant au centre de la colonne. Ils s'accroissent également avec le débit de gaz, notamment en régime hétérogène établi. Cela est confirmé avec l'orifice unique où ce régime est atteint à des débits de gaz bien plus faibles. En effet la déviation entre les résultats fournis par les deux techniques est plus grande même aux faibles vitesses de gaz comme le montre la figure III-50b. L'origine de cette déviation provient vraisemblablement des fortes fluctuations du niveau du liquide dans les tubes qui rendent difficile une mesure fiable des niveaux en régime hétérogène.

Nous avons également comparé les valeurs des composantes fluctuantes de la vitesse du liquide obtenues par les deux techniques (Figure III-51). Quel que soit le distributeur employé, on peut conclure qu'elles sont en bon accord. En effet, les écarts sont au maximum de 30-40% et restent bien moins importants que ceux trouvés dans la littérature (II.3.1.2). En conclusion, le tube de Pavlov est capable de fournir l'ordre de grandeur de la vitesse, mais la précision de ses résultats diminue avec l'augmentation de l'intensité des fluctuations dans la dispersion. Dans cette étude, la mesure de la vitesse du liquide sera donc effectuée par vélocimétrie laser (sauf mention contraire). Le tube de Pavlov reste néanmoins un instrument simple qui permet d'estimer rapidement les vitesses et fluctuations de la phase liquide lorsque l'on peut se contenter d'une faible précision ou que le système n'est pas transparent.

III.2.7. Résumé des méthodes appliquées aux différents réacteurs

	Colonne R1	Réacteur R2	Réacteur R3
$\langle \varepsilon_G \rangle$	Oui	Oui	Oui
DGD	Oui	Non applicable	Non applicable
DTS	Non	Oui	Oui
Photographie	Oui	Non (opaque)	Oui
Sonde Optique	Oui	Non	Oui
Sonde Doppler Ultrasons	Oui	Non	Oui (2 méthodes)
Tube Pavlov	Oui	Non	Non
Sonde Thermique	Oui	Oui	Non
Sonde électrochimique	Oui	Oui	Non
LDV	Oui	Non (opaque)	Oui
Fluctuations Pression	Oui	Oui	Non

Tableau III.3. résumé des méthodes de mesure employées dans cette étude.

III.3. Conclusions et Perspectives

Nous avons maintenant à notre disposition un ensemble d'outils permettant d'étudier de façon assez complète la dispersion gaz/liquide. En plus des grandeurs globales couramment mesurées, nous pouvons également décrire l'hydrodynamique locale et les transitions de régime de façon assez précise. Nous disposons en effet de plusieurs méthodes de détermination de ces transitions à partir des fluctuations pariétales de pression qui peuvent fournir en plus des informations importantes sur l'écoulement. Nous pouvons également mettre en œuvre trois techniques pour la mesure de la vitesse du liquide et de ses fluctuations temporelles : la

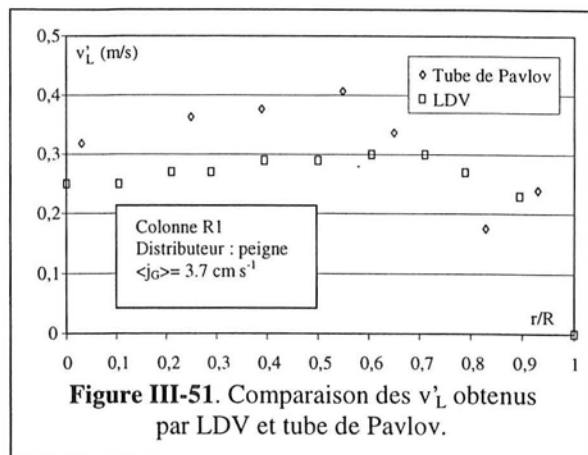


Figure III-51. Comparaison des v'_L obtenus par LDV et tube de Pavlov.

la vélocimétrie laser, la technique électrochimique et le tube de Pavlov. Cependant, nous utiliserons essentiellement la vélocimétrie laser car il s'agit la méthode la plus précise et la plus fiable des trois dans nos conditions opératoires. Nous disposons également de deux techniques pour la mesure des propriétés locales de la phase gaz. La sonde à réflexion Doppler d'ultrasons est préférée pour la mesure de la vitesse locale des bulles. En revanche, la sonde optique donne accès au taux de vide, à la fréquence locale de passage des bulles et, sous certaines conditions, à la taille des bulles dans la direction axiale. Toutefois, pour connaître la taille et la morphologie des bulles, c'est la méthode photographique qui reste encore la plus fiable malgré ses nombreuses limitations. Nous allons par la suite utiliser toutes ces techniques sur les trois systèmes expérimentaux étudiés.

Pour conclure sur avec cette importante étude de métrologie dans les réacteurs gaz/liquide, nous discuterons des différentes suites possibles. Nous en retiendrons trois :

- La première concerne la vélocimétrie laser. Il est en effet nécessaire de travailler sur la qualité de l'ensemencement. Une possibilité intéressante serait d'utiliser des particules fluorescentes (par exemple marquées par de la Rhodamine B) et le filtre adéquat, ce qui permettrait d'étendre la vélocimétrie laser aux écoulements comportant des bulles de moins de 1 mm (obtenus par exemple avec des systèmes inhibiteurs de coalescence) puisque la longueur d'onde ré-émise par les particules serait alors différente de celle réfléchiée par les bulles.
- La seconde concerne le développement de la technique électrochimique. La mise en œuvre de cette technique avec l'oxygène est très intéressante dans les réacteurs gaz/liquide puisqu'elle ne nécessite pas de modification notable du système physico-chimique étudié. Cette voie devrait donc être poursuivie.
- La troisième concerne encore une technique électrochimique, mais il s'agit cette fois de la méthode pariétale (Souhar et Cagnet, 1983). Celle-ci permettrait en effet la mesure directe de τ_p , du gradient pariétal de la vitesse et également des pertes de charge par frottements. Elle n'a, à notre connaissance, été mise en œuvre que récemment sur une colonnes à bulles (Magaud, 1999) et jamais sur un réacteur à gazosiphon. Une telle étude est donc du plus grand intérêt.

CHAPITRE IV

ETUDE EXPERIMENTALE DES REGIMES

D'ECOULEMENT

IV. ETUDE EXPERIMENTALE DES REGIMES D'ÉCOULEMENT

IV.1. Généralités

La détermination du régime d'écoulement est un préalable indispensable à l'étude de l'hydrodynamique des colonnes à bulles. En effet, les paramètres hydrodynamiques, la qualité des transferts de matière et de chaleur ainsi que celle du mélange (qui sont des informations essentielles pour une modélisation et un dimensionnement corrects du réacteur) dépendent fortement du régime d'écoulement. Nous avons vu précédemment qu'il y a trois régimes possibles : le régime homogène, le régime hétérogène et l'écoulement en bouchons (II.1). Ce dernier doit cependant être évité car il n'est pas représentatif du fonctionnement des réacteurs industriels. Dans ce chapitre, nous n'atteindrons jamais l'écoulement en bouchons et nous distinguerons la région de transition du régime hétérogène établi comme le font déjà de nombreux auteurs (Chen et coll., 1994; Zahradnik et coll., 1997).

L'importance de la transition entre régimes homogène et hétérogène sur le fonctionnement des réacteurs gaz/liquide est à l'origine de nombreux travaux. Il existe donc un grand nombre de méthodes capables de diagnostiquer le comportement de la dispersion et de détecter la transition. Nous en distinguerons deux grandes familles.

La première est constituée de méthodes que nous qualifierons ici de «classiques», car très souvent employées en Génie Chimique pour la caractérisation de ce type de réacteurs. Elles ont pour point commun d'étudier l'évolution d'une grandeur moyenne fortement liée à la structure de l'écoulement et de déduire la transition à partir d'une modification brusque du comportement de cette grandeur (extremum, changement de pente...). Ce sont les méthodes les plus anciennes.

Mais depuis peu, ces méthodes éprouvées sont progressivement supplantées par une classe de méthodes plus générales dérivant de la mécanique des fluides. Ces dernières ont été appliquées avec succès aux réacteurs polyphasiques en général et aux colonnes à bulles en particulier. Dans la suite de cet exposé, nous nous y référerons sous le nom de méthodes «dynamiques». Elles ont pour caractéristique principale d'étudier non plus l'évolution d'un paramètre moyen de l'écoulement, mais celle de ses fluctuations temporelles. Comme nous l'avons dit précédemment (III.2.1.3.1), il existe un grand nombre de travaux dans ce domaine qui se différencient par le type de signal utilisé et la technique de traitement employée. Mais la portée de ces études est encore limitée dans le domaine des colonnes à bulles et nous retiendrons trois restrictions à l'utilisation des méthodes qui y sont développées :

- Ces méthodes sont testées en général sur une colonne à bulles fermée au liquide. En revanche, il n'y a pas encore dans la littérature d'application à d'autres variantes de ces réacteurs, par exemple les réacteurs à gazosiphon. Comme nous avons vu précédemment que la transition est moins nette dans un réacteur à boucle externe (II.2.1), il n'est donc pas certain que toutes ces nouvelles méthodes permettent de détecter correctement les transitions de régime dans ce type de réacteur.
- Les méthodes «dynamiques» sont toujours testées avec le système eau/air et il n'y a pas encore de travaux qui les appliquent à un système inhibiteur de coalescence.

- Lors de la mise en œuvre de ces méthodes, leur aptitude à détecter la transition est fondée sur la comparaison avec les résultats d'une méthode classique. En revanche, il n'y a pas encore eu d'étude comparative entre les différentes techniques de traitement du signal proposées dans la littérature sur un même système expérimental.

Ces lacunes proviennent du fait que le développement des méthodes dynamiques est encore récent et qu'une bonne partie des travaux de la littérature sont postérieurs à 1990. Dans ce chapitre, nous proposons de combler quelques-unes de ces lacunes en réalisant une comparaison des différentes approches récemment développées et des méthodes classiques sur la colonne à bulles fermée au liquide R1 et le réacteur à gazosiphon à boucle externe R2. Les résultats obtenus sur R1 nous permettront de vérifier nos méthodes par comparaison avec la littérature. En revanche, l'application à R2 des méthodes dynamiques est presque toujours originale.

Sur chacun de ces réacteurs, deux systèmes de distribution du gaz ont été utilisés : le distributeur à orifice unique et le distributeur multi-orifices. Cela a pour but de comparer l'influence d'une distribution uniforme et non-uniforme du gaz. Nous étudierons donc quatre configurations : deux réacteurs avec chacun deux distributeurs. En revanche, nous nous sommes contentés de travailler sur le système classique eau/air et n'avons donc pas étudié l'influence des propriétés physico-chimiques sur l'aptitude de ces méthodes à déterminer le régime d'écoulement. Cette influence fait l'objet de travaux parallèles (Camarasa et coll., 1999).

Dans ce chapitre, nous décrirons successivement les résultats fournis par les méthodes classiques sur les quatre configurations étudiées. Nous aborderons ensuite les méthodes dynamiques et justifierons l'utilisation du signal de pression. Nous mettrons en œuvre six traitements du signal différents dont un traitement original dans le domaine des colonnes à bulles. Enfin, nous comparerons toutes les méthodes utilisées selon plusieurs critères : bien évidemment leur aptitude à détecter la transition sur les quatre configurations, mais également la simplicité de leur mise en œuvre, la rapidité des calculs mis en jeu ainsi que l'intérêt des informations complémentaires qu'elles sont capables de fournir sur l'écoulement.

IV.2. Transition de régime: méthodes "classiques"

Outre l'identification visuelle du régime d'écoulement, l'une des plus anciennes méthodes utilisables pour déterminer la transition consiste à utiliser l'évolution du taux de vide moyen en fonction du débit de gaz comme nous l'avons montré précédemment (II.2.1 et Figure II-5). Une seconde méthode classiquement employée est fondée sur la mise en œuvre de la théorie du «drift flux» (I.4.1). Enfin, il serait encore possible d'utiliser la technique de désengagement dynamique du gaz puisque nous avons vu au chapitre précédent que l'évolution du niveau de la dispersion au cours du désengagement présente un aspect différent selon le régime (Figure III-9). Cette technique n'est cependant jamais employée dans ce but et nous nous contenterons des deux précédentes et de leurs différentes variantes.

IV.2.1. Evolution du taux de vide

Le taux de vide moyen en volume est un paramètre fondamental pour caractériser la dispersion gaz/liquide. Il n'est donc pas étonnant que son comportement soit fortement lié au régime d'écoulement. Sur la figure IV-1, nous avons représenté l'évolution du taux de vide moyen en volume sur R1 et sur la montée de R2 en fonction du débit de gaz pour les deux systèmes de distribution étudiés. Pour R1, nous avons également représenté, à titre de complément, la courbe obtenue avec le distributeur fritté. Son cas sera traité séparément dans le chapitre V car il présente quelques particularités.

Sur la colonne R1 équipée du distributeur multi-orifices en forme de peigne, la courbe $\langle \varepsilon_G \rangle$ vs. $\langle j_G \rangle$ peut être divisée en trois régions bien distinctes (Zahradník et coll., 1997) :

- Une zone où $\langle \varepsilon_G \rangle$ varie linéairement en fonction de $\langle j_G \rangle$ et qui correspond au régime homogène;
- Une zone qui présente un maximum local et correspond à la région de transition entre les deux régimes. Le passage par un maximum reflète l'effet négatif de l'établissement de la circulation locale du liquide sur l'augmentation du taux de vide selon Zahradník et coll. (1997);
- Une zone qui commence à partir du point où la courbe $\langle \varepsilon_G \rangle$ vs. $\langle j_G \rangle$ présente un minimum local et qui correspond au régime hétérogène établi.

On constate que, pour une distribution uniforme du gaz sur toute la section de la colonne, les limites entre les trois régions sont situées approximativement à $2-4 \text{ cm s}^{-1}$ et 11 cm s^{-1} . En revanche, lorsqu'une distribution non-uniforme du gaz est produite par le distributeur à orifices unique sur R1, la courbe $\langle \varepsilon_G \rangle$ vs. $\langle j_G \rangle$ ne présente ni maximum, ni minimum local, et le régime hétérogène prévaut à tous les débits de gaz que nous avons étudiés.

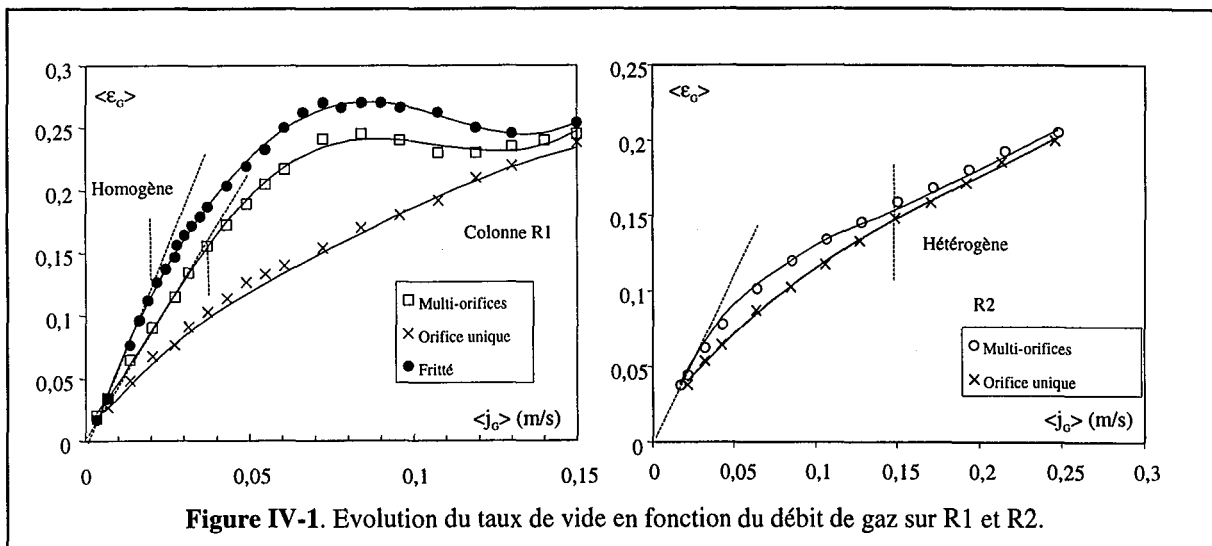


Figure IV-1. Evolution du taux de vide en fonction du débit de gaz sur R1 et R2.

Avec le réacteur R2, on remarque immédiatement que l'écart entre les courbes obtenues avec les deux distributeurs est bien plus faible qu'avec la colonne à bulles. Il est également bien plus difficile de déterminer les points de transition. On peut cependant considérer que la dispersion est en régime hétérogène lorsque les courbes de taux de vide obtenues avec les deux distributeurs ont de valeurs presque identiques. C'est le cas lorsque $\langle j_G \rangle$ est supérieur ou égal à 15 cm s^{-1} . Avec le distributeur multi-orifices, on peut estimer que le régime homogène domine jusqu'à 2 ou 4 cm s^{-1} . Cette valeur est toutefois très approximative. Avec le distributeur à orifice unique, il semble en revanche que le régime hétérogène domine quel que soit le débit de gaz utilisé.

En conclusion, l'analyse de l'évolution du taux de vide permet de déterminer à peu près correctement les points de transition sur une colonne à bulles. En revanche, comme les phénomènes sont moins apparents dans un réacteur à gazosiphon à cause de la recirculation du liquide, les transitions sont beaucoup plus difficiles à déterminer et les points de transition sont connus avec une précision bien plus faible.

IV.2.2. Méthode du drift flux

IV.2.2.1. Approche de Wallis (1969)

Nous ne reviendrons pas sur le principe de la méthode du drift flux (I.4.1). Avec une colonne à bulles fermée au liquide, on a la simplification suivante :

$$\langle j_{GL} \rangle = [1 - \langle \varepsilon_G \rangle] \cdot \langle j_G \rangle \quad (IV-1a)$$

Il suffit alors d'étudier l'évolution de la grandeur $\langle j_{GL} \rangle$ en fonction du taux de vide pour déterminer le régime d'écoulement (Wallis, 1969). Cette grandeur est représentée sur la figure IV-2a pour les deux distributeurs. Sur la colonne à bulles R1 munie du distributeur multi-orifices, on retrouve une courbe caractérisée par trois comportements bien distincts qui présente une forme en S déjà décrite par Wallis (1969) :

- Pour une vitesse superficielle de gaz inférieure à 3 cm s^{-1} (soit $\langle \varepsilon_G \rangle$ inférieur à 16%), avant le S, $\langle j_{GL} \rangle$ augmente de façon à peu près linéaire en fonction de $\langle \varepsilon_G \rangle$. C'est le régime homogène.
- Au-delà du S, on observe une zone où $\langle j_{GL} \rangle$ augmente encore à peu près linéairement en fonction de $\langle \varepsilon_G \rangle$. Mais sa pente est plus grande qu'en régime homogène. C'est le régime hétérogène qui débute approximativement pour une vitesse superficielle de gaz de $10\text{-}11 \text{ cm s}^{-1}$.
- Entre ces deux régions se trouve la zone de transition qui correspond au S.

On constate que ces résultats sont en assez bon accord avec l'analyse directe de l'évolution du taux de vide. C'est également le cas lorsque le gaz est distribué par un orifice unique puisque la forme en S n'est pas observée et que le régime hétérogène prévaut pour tous les débits de gaz.

Sur les réacteurs à gazosiphon, $\langle j_{GL} \rangle$ doit tenir compte de la circulation du liquide (Eq. IV-1b). Son évolution en fonction de $\langle \varepsilon_G \rangle$ est représentée sur la figure IV-2b.

$$\langle j_{GL} \rangle = (1 - \langle \varepsilon_G \rangle) \cdot \langle j_G \rangle - \langle \varepsilon_G \rangle \cdot \langle j_L \rangle \quad (IV-1b)$$

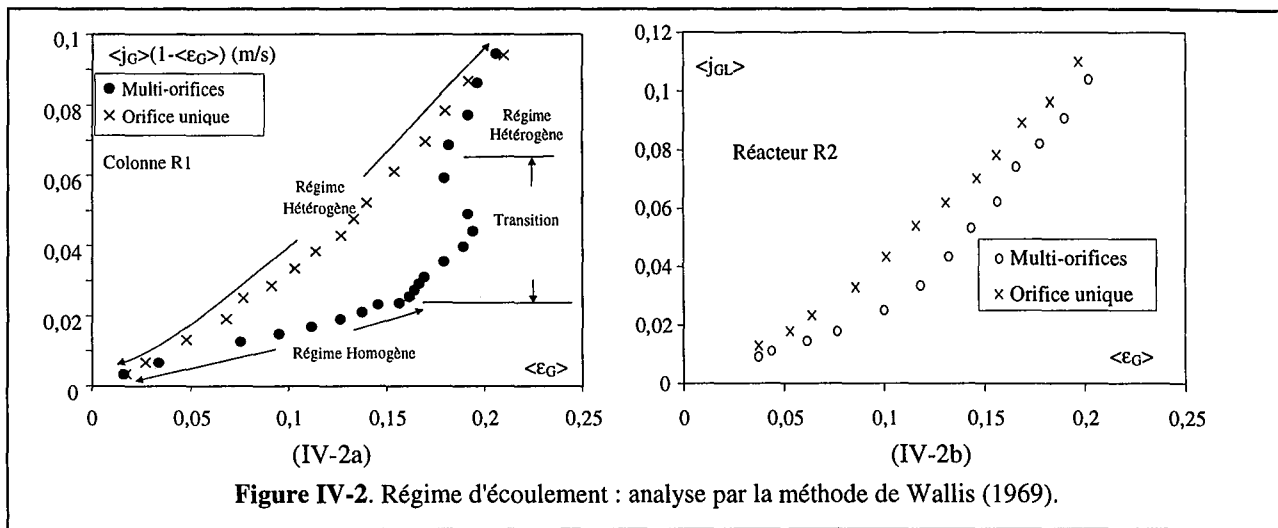


Figure IV-2. Régime d'écoulement : analyse par la méthode de Wallis (1969).

On constate que la courbe obtenue avec R2 équipé du distributeur à orifice unique a une forme identique à celle de la colonne à bulles équipée du même distributeur. En revanche, avec le distributeur multi-orifices, la courbe obtenue avec R2 ne présente pas une forme de S. Elle pourrait même être confondue avec celle d'une colonne fonctionnant toujours en régime hétérogène. En conclusion, cette approche ne permet pas de déterminer la transition dans le réacteur à boucle externe. En fait, elle n'est jamais utilisée sur ce type de réacteur pour lesquels on emploie préférentiellement l'approche de Zuber et Findlay (1965). La méthode de Wallis doit donc être réservée aux colonnes à bulles.

IV.2.2.2. Approche de Zuber et Findlay (1965)

Zuber et Findlay (1965) ont proposé de représenter la quantité $\langle j_G \rangle / \langle \epsilon_G \rangle$ en fonction de la densité totale de flux $\langle j \rangle$ (I.4.1). Dans le cas de R1, celle-ci se résume à $\langle j_G \rangle$ puisque $\langle j_L \rangle$ est nul. La relation entre ces paramètres peut se mettre sous la forme :

$$\frac{\langle j_G \rangle}{\langle \epsilon_G \rangle} = C_0 \cdot \langle j \rangle + C_1 \quad (IV-2)$$

La pente de cette courbe est le *coefficient de distribution* C_0 qui représente le degré d'uniformité de la distribution des flux de matière et du taux de vide sur la section du réacteur (Eq.IV-3).

$$C_0 = \frac{\langle j \cdot \epsilon_G \rangle}{\langle j \rangle \cdot \langle \epsilon_G \rangle} \quad (IV-3)$$

Le coefficient C_1 représente la vitesse terminale ascensionnelle des bulles. Sur la figure IV-3a, un changement de régime doit donc se traduire par une modification de la valeur de C_0 . En revanche, C_0 et C_1 doivent être constants pour un régime d'écoulement fixé.

Sur la colonne à bulles avec le distributeur à orifice unique, la figure IV-3 montre que C_0 n'est pas constant, bien que le régime hétérogène domine pour tous les débits de gaz. En fait l'approche de Zuber et Findlay représente mal l'écoulement dans les colonnes à bulles à cause de la forte recirculation locale du liquide. Elle n'est que rarement employée sur ces réacteurs.

Sur le réacteur à gazosiphon, l'approche de Zuber et Findlay donne les résultats attendus. Avec le distributeur multi-orifices, on observe classiquement trois zones correspondant aux deux régimes et à la région de transition. Les points de rupture de la pente sont situés à $\langle j \rangle = 3.7 \text{ cm.s}^{-1}$ et $\langle j \rangle = 5.7 \text{ cm.s}^{-1}$, ce qui donne respectivement $\langle j_{Gm} \rangle = 5.5 \text{ cm.s}^{-1}$ et $\langle j_{Gm} \rangle = 16.5 \text{ cm.s}^{-1}$. Sur les trois zones, C_0 prend successivement la valeur de 1.01 en régime homogène, 1.98 pendant la transition et 1.48 en régime hétérogène. Ces valeurs sont en bon accord avec celles de Zahradník et coll. (1997) qui proposent 1.08 en régime homogène et 1.52 en régime hétérogène. En régime homogène, $C_0 = 1$ signifie que $\langle j_{Gm} \rangle = \langle \epsilon_{Gm} \rangle \langle v_{Gm} \rangle$, ce qui correspond bien à une distribution uniforme des propriétés hydrodynamiques sur la section de l'écoulement. En revanche, on remarque que C_0 est plus élevé dans la zone de transition qu'en régime hétérogène. Il y a donc une plus grande non-uniformité de l'écoulement dans cette gamme de débits de gaz qu'en régime hétérogène établi. Enfin, on trouve à l'origine $C_1 = 24 \text{ cm s}^{-1}$, ce qui est bien en accord avec les valeurs couramment prédites pour $v_{t\infty}$ (§I.3.2.1 et Eq.I.34). Avec le distributeur à orifice unique, C_0 ne prend qu'une seule valeur pour toutes les vitesses de gaz. On obtient $C_0 = 1.52$. Cela prouve bien que l'écoulement est toujours en régime hétérogène.

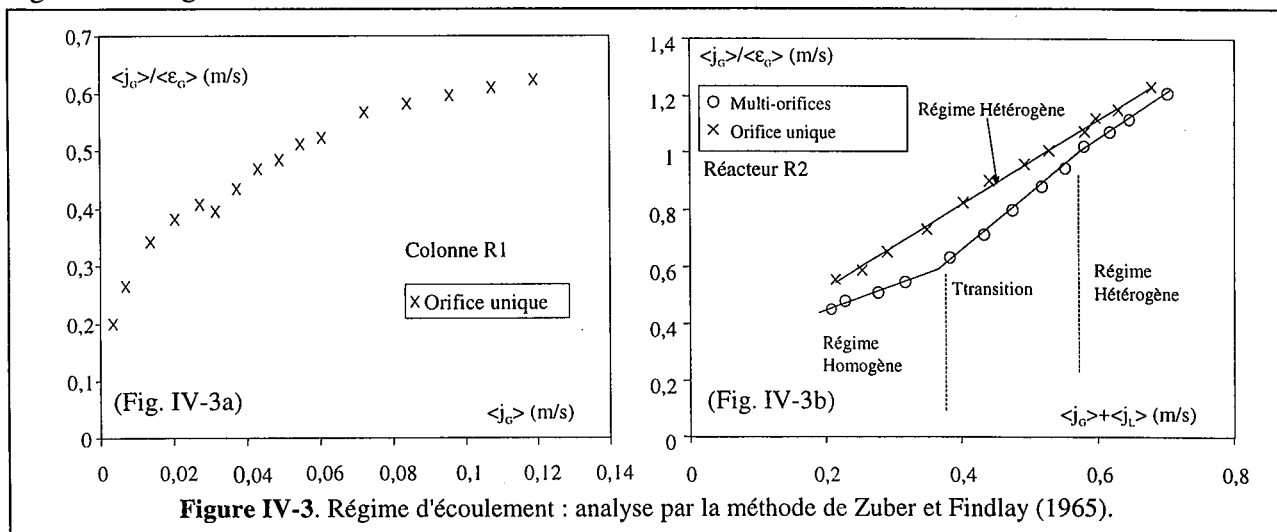


Figure IV-3. Régime d'écoulement : analyse par la méthode de Zuber et Findlay (1965).

IV.2.3. Conclusion

Comme nous l'avons constaté, les méthodes que nous venons de décrire manquent de généralité. En effet, leur capacité à détecter le changement de régime dépend fortement du réacteur étudié. L'évolution du taux de vide rend difficilement compte de la transition dans les réacteurs à gazosiphon. C'est également le cas de l'approche de Wallis (1969). En revanche, l'approche de Zuber et Findlay (1965) est peu efficace sur une colonne à bulles, mais donne de bons résultats sur un réacteur à boucle externe. Nous noterons cependant que toutes ces méthodes sont assez simples et rapides à mettre en œuvre puisqu'elles reposent sur des mesures de taux de vide moyen par la méthode manométrique. Cependant, elles nécessitent la réalisation d'une série d'expériences à plusieurs débits de gaz. Une autre de leurs limitations est donc qu'elles ne sont pas capables de déterminer quel est le régime d'écoulement par une simple mesure sur un système en fonctionnement.

Les méthodes que nous venons de décrire apportent cependant un certain nombre d'informations sur la structure de l'écoulement. C'est par exemple le cas de l'approche de Zuber et Findlay qui permet de quantifier la non-uniformité des paramètres hydrodynamiques sur la section du réacteur. On remarque aussi que les différentes approches qui ont été mises en œuvre confirment l'importance de la distribution initiale du gaz sur la présence d'un régime homogène et d'une transition. En revanche, on peut constater sur les figures IV-1, IV-2 et IV-3 que lorsque le régime hétérogène est établi, les valeurs des paramètres calculés ne dépendent plus de la distribution initiale du gaz. Cette observation se vérifiera par la suite sur la plupart des méthodes que nous utiliserons. Cela confirme que, dans le cas des systèmes coalescents, le distributeur n'a plus d'influence sur le comportement de la dispersion en régime hétérogène, excepté bien sûr dans son proche voisinage.

IV.3. Transition de régime: approches "dynamiques"

IV.3.1. Choix du signal

L'approche dynamique a été appliquée avec succès à de nombreux systèmes polyphasiques autres que les colonnes à bulles : conduites (Drahoš et coll., 1989), lits fixes (Latifi et coll., 1989), lits fixes triphasiques à co-courant descendant (Latifi et coll., 1992) et lits fluidisés (Briens et coll., 1997). Dans ces études, différents signaux ont été analysés de façon à obtenir les transitions de régime. Parmi les grandeurs mesurables, il est évident que le choix doit se porter préférentiellement sur le signal qui permet la meilleure discrimination possible tout en étant simple à mesurer. Dans ce but, les grandeurs suivantes ont été étudiées dans la littérature :

- Les fluctuations pariétales de pression (Drahoš et coll., 1991) ;
- Les fluctuations de taux de vide local mesuré par sonde optique ou résistive (Bakshi et coll., 1995, Groen et coll., 1995) ;
- Les fluctuations de taux de vide moyen sur une corde par les techniques d'absorption (Kikuchi et coll., 1997) ;
- Les fluctuations du coefficient de transfert de matière sur des micro-électrodes en présence d'une réaction électrochimique (Latifi et coll., 1992) ;
- Les fluctuations de température locale (Thimmapuram et coll., 1992) ;
- Les signaux acoustiques (Glasgow et coll., 1992).

Parmi ces signaux, ce sont les fluctuations pariétales de pression qui présentent le plus d'avantages sur les colonnes à bulles. Ce sont d'ailleurs déjà les plus employées. En effet, les capteurs de pression sont robustes, sensibles, précis et bon marché. La technique est simple à mettre en œuvre et elle est applicable même aux réacteurs opaques, quelles que soient les propriétés physico-chimiques du milieu, dans une large gamme de conditions opératoires de température et de

pression. De plus, elle ne perturbe pas l'écoulement et il est possible d'utiliser des capteurs affleurants avec une très bonne réponse en fréquence.

L'utilisation du signal de pression présente cependant un inconvénient provenant du fait que la pression est un paramètre énergétique qui n'est pas directement relié à la structure de l'écoulement, mais qui correspond à la somme d'un grand nombre de phénomènes. Ainsi, la pression dépend moins directement du régime d'écoulement que le taux de vide. Cependant, les différences de comportement du signal de pression entre les différents régimes sont assez importantes pour ne pas avoir à se préoccuper de ce problème. Pour le montrer, nous avons représenté le signal obtenu sur R2 en régime homogène ($\langle j_G \rangle = 4.2 \text{ cm s}^{-1}$) et en régime hétérogène établi ($\langle j_G \rangle = 24.8 \text{ cm s}^{-1}$) sur la figure IV-4. En revanche, la complexité des phénomènes à l'origine des fluctuations de pression fait que l'interprétation théorique des signaux est bien plus délicate.

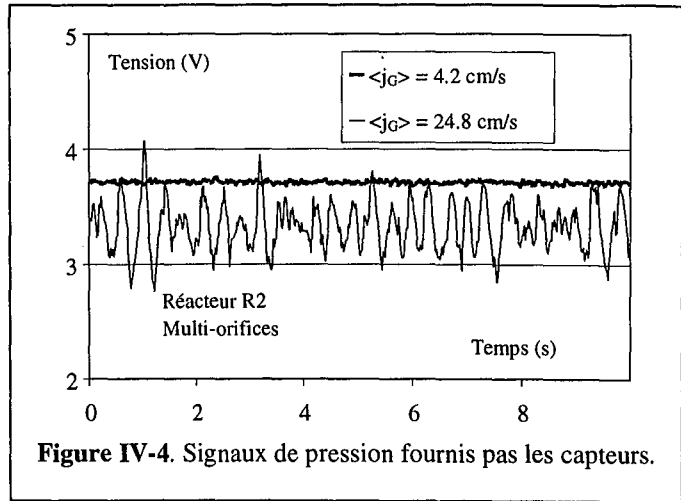


Figure IV-4. Signaux de pression fournis par les capteurs.

Une autre remarque importante concerne la position des capteurs de pression dans les réacteurs. Comme nous nous intéressons au régime d'écoulement dans le sein de la dispersion, ces derniers seront systématiquement placés dans une zone comprise entre le tiers et les deux tiers de la hauteur de liquide clair pour éviter les effets de bout de tube au distributeur et à la surface libre.

IV.3.2. Choix des traitements

Dans le cas des colonnes à bulles, un grand nombre de techniques de traitement ont été proposées pour traiter le signal de pression. Il existe maintenant une véritable hiérarchie de méthodes applicables à tout signal, selon le type d'information que l'on désire extraire. Nous citerons, par ordre de complexité croissante les approches :

- statistique (Drahoš et coll., 1989) ;
- temporelle (Glasgow, 1984) ;
- spectrale (Letzel et coll., 1997) ;
- identification paramétrique (Drahoš et coll., 1991) ;
- fractale (Drahoš et coll., 1992) ;
- chaotique déterministe (Letzel et coll., 1997) ;
- temps-fréquence ou temps-échelle (Tsuchiya et coll., 1997).

Toutes ces méthodes permettent d'accéder à l'information contenue dans le signal, mais chacune en propose une présentation différente qui permet de mieux mettre en évidence une partie de cette information. Cependant toutes sont a priori susceptibles de détecter les transitions de régime et en plus de fournir des informations qualitatives ou quantitatives sur la structure de l'écoulement. Dans ce travail, nous avons choisi de comparer les approches statistique, spectrale, fractale, chaotique déterministe et temps-fréquence. Nous n'avons pas développé l'approche par identification paramétrique bien que sa mise en œuvre soit assez simple. Cette méthode consiste à représenter la série temporelle du signal de pression par un modèle linéaire stationnaire de type autorégressif (AR) et à étudier l'ordre optimal du modèle (Drahoš et coll., 1991). Toutefois, son utilisation pour déterminer le régime d'écoulement est rare. Nous n'avons pas non plus abordé l'analyse du signal par une approche temps-échelle. Dans ce dernier cas, c'est l'extrême complexité de ce type d'analyse qui

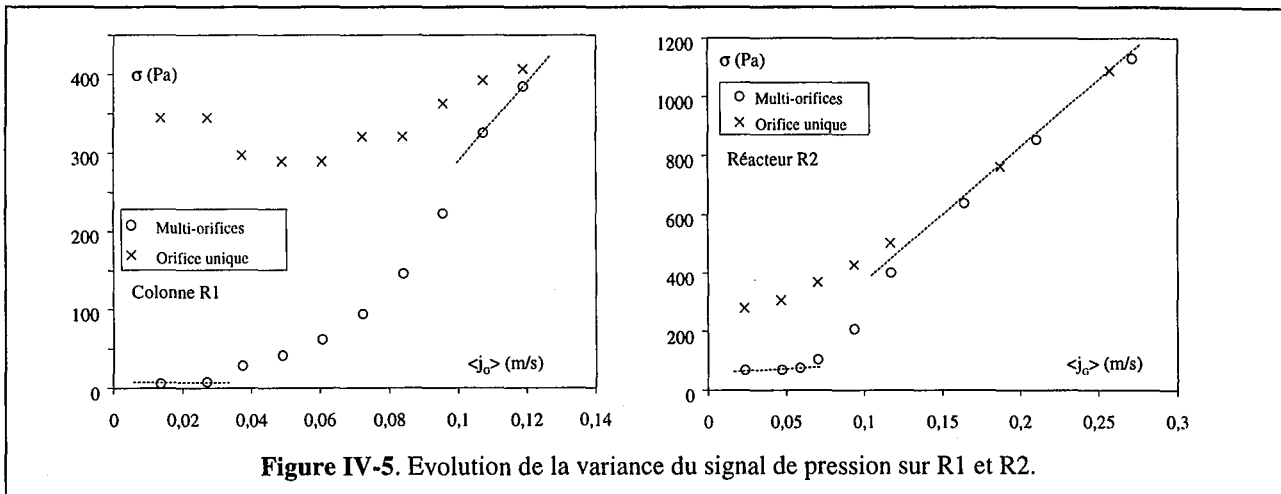
est le plus grand frein à sa mise en œuvre. Nous avons en revanche développé un traitement original dans le domaine temporel car il est apparu que cette méthode convenait assez bien aux signaux dont nous disposions.

Les fondements théoriques des traitements que nous avons mis en œuvre dans ce chapitre ne seront pas développés ici mais reportés dans l'annexe B. Là encore, seul le minimum d'informations nécessaires sera fourni. Pour décrire rapidement l'intérêt de chacun des traitements employés, nous proposons le résumé suivant :

- *Analyse statistique* : elle donne accès aux caractéristiques moyennes du signal en oubliant son histoire ;
- *Analyse spectrale* : elle met en évidence les phénomènes périodiques et détermine leurs fréquences caractéristiques ;
- *Analyse fractale* : elle permet de détecter la présence de phénomènes cycliques non-périodiques ;
- *Analyse Chaotique déterministe* : elle donne accès au degré de prédictibilité du système et caractérise ses irréversibilités et l'influence des phénomènes non-linéaires ;
- *Analyse Temps-fréquence* : elle permet de déterminer le degré d'instationnarité du signal ;
- *Analyse temporelle* : elle permet de montrer l'influence du passé du signal sur sa valeur au temps t et de détecter les périodicités cachées.

IV.3.3. Approche Statistique

L'analyse statistique constitue le degré le plus simple de l'analyse. Elle consiste à étudier la forme de la fonction de densité de probabilité du signal que l'on estime à partir de l'histogramme de ses valeurs, puis à calculer les quatre premiers moments de cette distribution : moyenne, variance, asymétrie et kurtosis. De plus amples informations sur la signification de ces grandeurs sont disponibles dans l'annexe B, de même que les formules qui permettent de les évaluer. La mise en œuvre de cette analyse est très simple. L'analyse des signaux de pression par les moments a été utilisée par Drahoš et coll. (1991) puis Letzel et coll. (1997). Dans les deux cas, ces travaux sont limités à l'étude de l'écart-type σ . Letzel et coll. (1997) ont remarqué que cette méthode était équivalente au niveau de sa précision à la méthode classique fondée sur l'étude de la courbe $\langle \varepsilon_G \rangle$ vs. $\langle j_G \rangle$. Cette remarque est vraie au moins au niveau des colonnes à bulles, mais nous allons voir qu'elle ne s'applique pas pour les réacteurs à gazosiphon pour lesquels l'approche statistique est supérieure.



Sur la figure IV-5, on remarque qu'avec une distribution uniforme du gaz, la courbe σ vs. $\langle j_G \rangle$ fait apparaître trois zones. Sur la première zone, σ est faible et ne dépend presque pas du débit de

gaz. C'est le régime homogène. Aux forts débits de gaz, on observe au contraire une zone où σ croît à peu près linéairement avec $\langle j_G \rangle$. C'est le régime hétérogène. Entre les deux, la zone de transition est caractérisée par une courbe en forme de S aplati. Il est clair que la limite entre les régimes ne peut être déterminée avec une grande précision car les changements de pente sont faibles. C'est par exemple le cas pour le début du régime hétérogène sur la colonne à bulles ou pour la fin du régime homogène dans R2 qui est comprise entre 4 et 6 cm s⁻¹. Toutefois les tendances et les différences en fonction du mode de distribution du gaz sont souvent plus marquées que sur les courbes de taux de vide, notamment dans le cas du réacteur à boucle externe.

Avec une distribution non-uniforme du gaz, il apparaît que les valeurs de σ sur R1 et R2 ont des comportements sensiblement différents. Avec R1, σ évolue assez peu aux faibles vitesses de gaz, mais sa valeur est supérieure d'un ordre de grandeur à celle obtenue avec le distributeur multi-orifices. Lorsque $\langle j_G \rangle$ est supérieur à 6 cm s⁻¹, σ croît faiblement. Avec R2, les écarts entre les valeurs de σ obtenues pour les deux distributeurs sont plus faibles que sur la colonne à bulles. La variance σ croît continûment avec $\langle j_G \rangle$, bien que le comportement linéaire n'apparaisse qu'à partir d'un débit de gaz de 8 à 10 cm s⁻¹. Pour une vitesse superficielle de 14 cm s⁻¹, les mêmes valeurs de la variance sont obtenues avec les deux systèmes de distribution, ce qui confirme la remarque du paragraphe IV.2.3. C'est également le cas avec R1 à partir d'une vitesse de gaz de 11-12 cm s⁻¹.

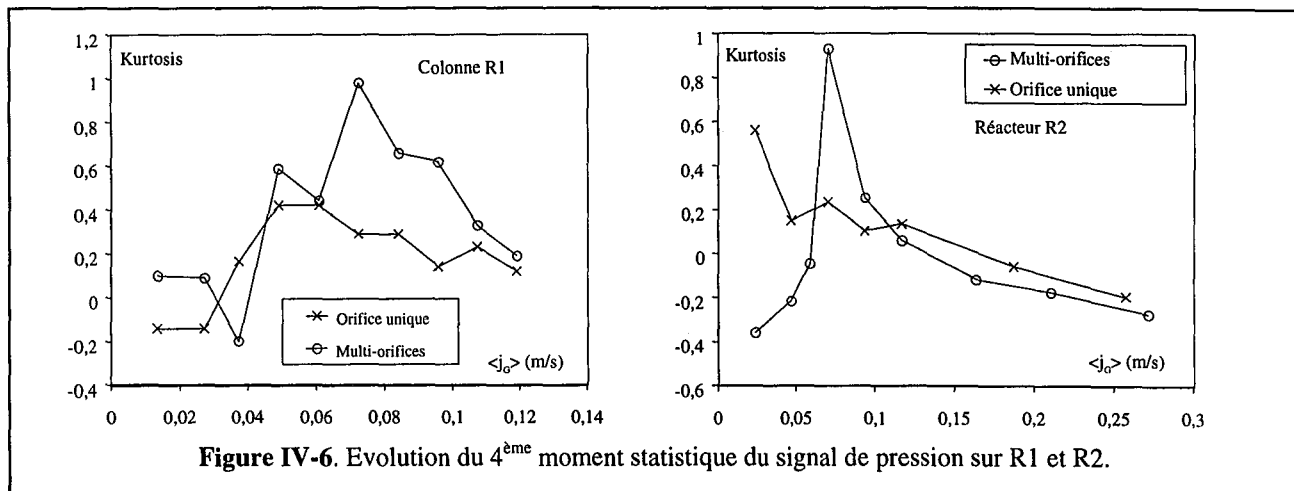


Figure IV-6. Evolution du 4^{ème} moment statistique du signal de pression sur R1 et R2.

La principale limitation de la méthode statistique vient du fait qu'on ne peut pas définir une valeur limite de σ qui correspondrait aux transitions de régime. En effet, σ dépend de la taille du réacteur et de la position du capteur. Un moyen de contourner cette difficulté consisterait à utiliser un moment normé comme σ/μ où μ est la moyenne du signal. Sur R1 et R2, nous avons constaté que la fin du régime homogène se produit pour $\sigma/\mu \approx 1.5$. Toutefois il faudrait utiliser des réacteurs de tailles différentes et plusieurs positions du capteur de pression pour confirmer cette hypothèse. Nous n'avons pas poursuivi dans cette voie, mais elle reste le seul moyen de rendre plus générale l'approche statistique.

Dans cette étude, nous avons également évalué les moments d'ordre supérieur jusqu'à l'ordre quatre. Il est clair que la précision sur la valeur du moment diminue fortement lorsque l'ordre du moment augmente comme cela est expliqué dans l'annexe B. Nous disposons cependant d'un grand nombre de points. De plus, la marge d'erreur sur la kurtosis peut être estimée pour les distributions presque gaussiennes (ce qui est le cas ici) comme nous l'avons expliqué dans l'annexe B. Pour 20000 points, elle est de 0.06 environ. Enfin, la fiabilité de nos résultats est confirmée par le fait qu'aux forts débits de gaz, les courbes des deux systèmes de distribution du gaz ont des valeurs identiques. Sur le réacteur à gazosiphon, l'accord est vraiment très bon. Cependant, comme il reste

une incertitude sur les faibles valeurs notamment en colonne à bulles, nous nous contenterons de décrire les tendances et les évolutions sans vraiment considérer les valeurs numériques.

Nous avons constaté que la transition de régime n'a pas de conséquence nettement visible sur le troisième moment. En revanche, le quatrième moment ou kurtosis présente un pic dans la zone de transition (Figure IV-6). Ce comportement apparaît sur les deux réacteurs lorsqu'ils sont équipés du peigne, mais il est moins marqué sur la colonne à bulles que sur le réacteur à gazosiphon. Il est probable que la plus grande instationnarité de la colonne à bulles fait qu'un nombre de points plus grand est nécessaire à l'obtention de valeurs précises pour le quatrième moment. Ces tendances ont été observées sur toutes les séries de mesure qui ont été réalisées. Le fait qu'un pic de kurtosis soit obtenu avec la colonne à bulles équipée de l'orifice unique (Figure IV-6) sera expliqué ultérieurement. Globalement, un pic positif de kurtosis correspond à une densité de probabilité plus "pointue". Ce comportement est cependant difficile à expliquer pour l'instant, mais il fournit une information complémentaire sur l'évolution de la pression dans le réacteur lors de la transition de régime.

IV.3.4. Approche Spectrale

L'analyse spectrale consiste essentiellement à calculer la densité spectrale de puissance ou DSP du signal (Annexe B). Ce calcul est devenu assez simple depuis que de nombreux codes de Transformée de Fourier Rapide (FFT) et de transformée inverse sont disponibles dans presque tous les langages de programmation. Pour calculer la DSP, nous avons utilisé l'algorithme de Welch (Oppenheim et Schafer, 1975) avec un découpage du signal initial de 20000 points en segments de 512 points. Un pourcentage de recouvrement de 10% de la longueur des segments a été employé.

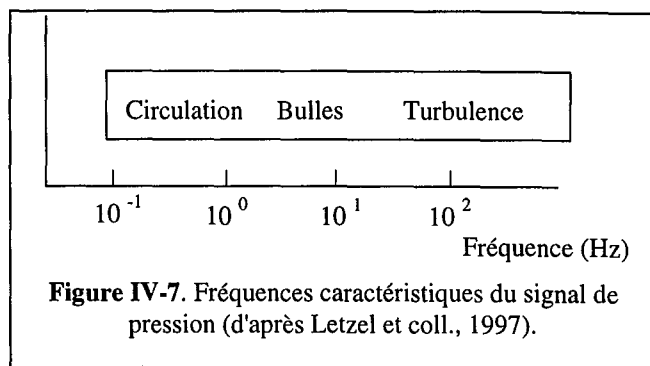


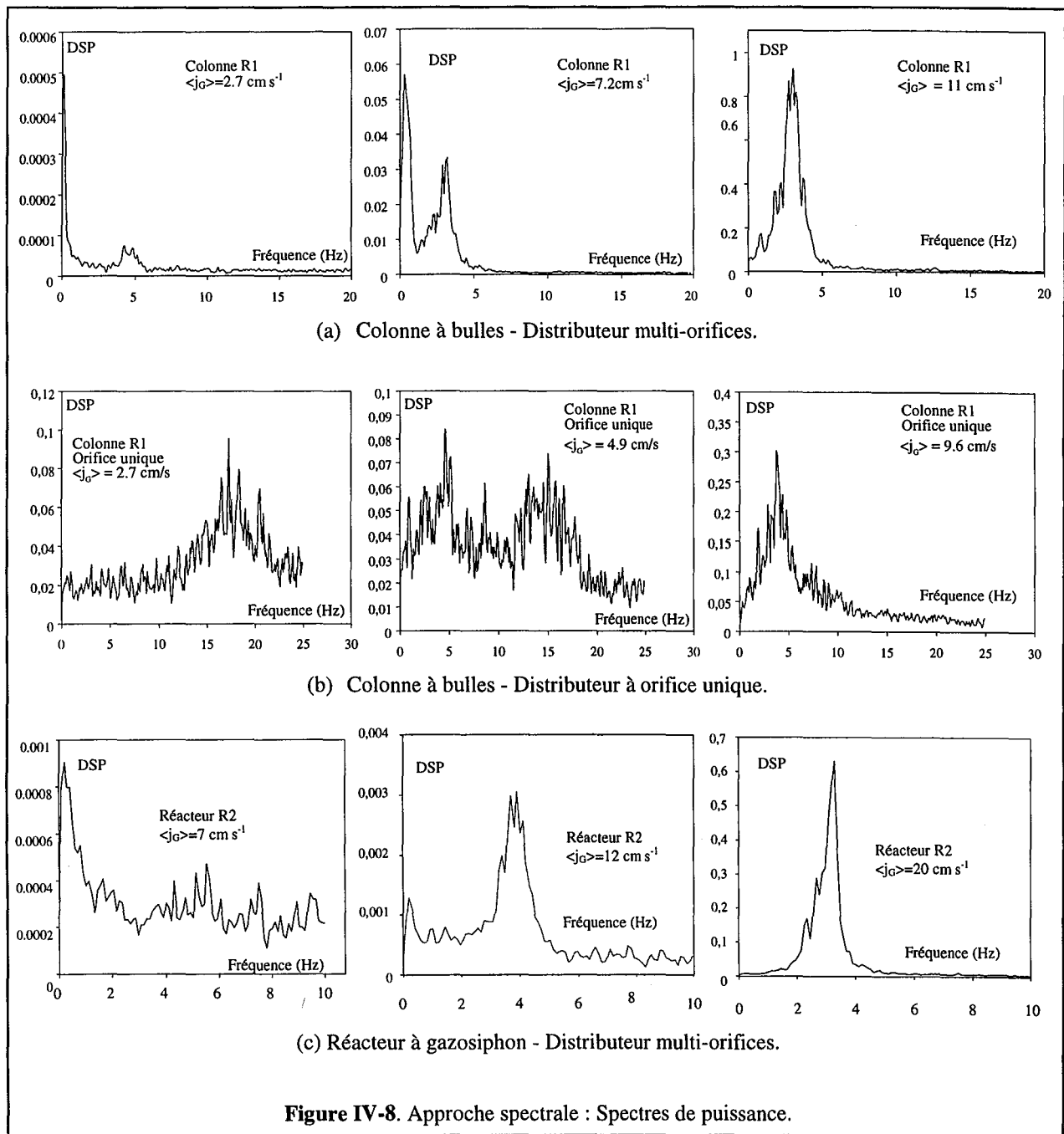
Figure IV-7. Fréquences caractéristiques du signal de pression (d'après Letzel et coll., 1997).

L'analyse spectrale a été utilisée précédemment par Drahoš et coll. (1991) et Letzel et coll. (1997) sur une colonne à bulles, ainsi que par Glasgow et coll. (1984) sur un réacteur à gazosiphon. Drahoš et coll. (1991) ont analysé théoriquement les fréquences caractéristiques du signal de pression et proposé la classification représentée sur la figure IV-7. Ils ont montré que ces fréquences utiles sont situées dans la gamme 0-20 Hz. Les spectres obtenus à partir des mesures expérimentales sur R1 et R2 sont représentés sur la figure IV-8.

Sur les deux réacteurs équipés du distributeur multi-orifices (Figures IV-8a et IV-8c), des comportements similaires sont observés. Les DSP font apparaître deux pics principaux situés dans des bandes de fréquences bien distinctes : vers 0.1 Hz et entre 2 et 5 Hz. En régime homogène, le spectre est dominé par les basses fréquences et seul le pic vers 0.1 Hz est observé. En régime hétérogène, la DSP est caractérisée par un large pic vers 3 Hz. Ce comportement est confirmé par les spectres obtenus sur le réacteur à gazosiphon équipé du distributeur à orifice unique. Nous n'avons pas représenté ces DSP, mais un seul pic situé vers 3 Hz est obtenu pour tous les débits de gaz étudiés. La zone de transition entre les régimes est en revanche caractérisée par la présence simultanée des deux pics avec des amplitudes voisines.

La forme des DSP du signal de pression résulte de la combinaison de processus aléatoires et quasi-périodiques. Ces principaux processus sont les oscillations du niveau de la dispersion, la

formation des bulles, la rupture et la coalescence des bulles ainsi que les mouvements du liquide (Drahoš et coll., 1991). Ils peuvent être séparés en deux familles. Les premiers sont engendrés par les phénomènes se produisant à proximité du capteur à cause du passage des bulles ou de la circulation du liquide. La seconde famille est constituée par les phénomènes qui se produisent loin du capteur, dans la région du distributeur ou en haut de la colonne dans la zone de désengagement du gaz. Comme le capteur est situé assez loin du distributeur, on peut considérer que les fréquences des phénomènes liés au distributeur n'interviennent pas dans la DSP. Pour confirmer cette hypothèse, nous avons réalisé des mesures dans la zone du distributeur. Dans cette zone on observe à tous les débits de gaz, avec les trois distributeurs, des pics compris entre 10 et 15 Hz (Figure IV-9). Ces fréquences sont dans la zone caractéristique des bulles (Figure IV-7). Or elles ne sont pas présentes sur les figures IV-8a et IV-8c, ce qui justifie notre hypothèse.



En régime homogène, le seul pic observé est donc situé à des fréquences de 10^{-1} Hz. Il ne peut être attribué au passage des bulles dont la fréquence est déjà de plusieurs Hertz (voir mesures par sonde optique V.1.3.1 et VI.1.3.1). Comme les interactions bulles/bulles sont limitées dans ce régime et qu'il n'y a pas non plus de coalescence et de rupture, les bulles sont assez indépendantes les unes des autres et leur comportement est plutôt aléatoire. Elles ne devraient donc pas induire de fréquences caractéristiques dans le spectre de puissance. En conséquence, il semble que le pic vers 10^{-1} Hz est essentiellement dû aux oscillations lentes du niveau de la dispersion qui sont d'ailleurs visibles à l'œil nu. Cette conclusion est en accord avec les travaux de Drahoš et coll. (1991).

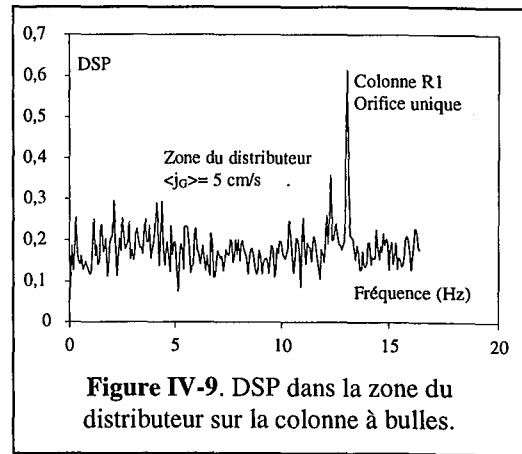


Figure IV-9. DSP dans la zone du distributeur sur la colonne à bulles.

En régime hétérogène, la circulation du liquide est beaucoup plus importante. De plus, l'existence d'ensembles cohérents ou agrégats de bulles a été maintes fois décrite dans la littérature (Chen et coll., 1994; Lapin et Lübbert, 1994). Il y a donc présence de macrostructures cohérentes dans les deux phases dont les comportements sont fortement liés. Près de la paroi, des groupes de bulles peuvent avoir alternativement un mouvement ascendant et descendant avec des vitesses élevées même dans le réacteur à gazosiphon. Cela sera d'ailleurs confirmé par la suite par les mesures de vitesse de bulles par sonde à ultrasons (V.1.3.2). Ce phénomène est observable visuellement et a été mesuré par Groen et coll. (1995) avec des sondes optiques. Il est clairement cyclique et induit nécessairement des fluctuations importantes près de la paroi avec des fréquences caractéristiques qui n'existent pas en régime homogène. C'est l'origine la plus vraisemblable du pic observé vers 3 Hz. Bien que la coalescence et la rupture des bulles aient lieu en régime hétérogène, il est probable que les intensités de ces phénomènes plutôt aléatoires entre deux bulles sont bien inférieures à celles des phénomènes mettant en jeu des macrostructures.

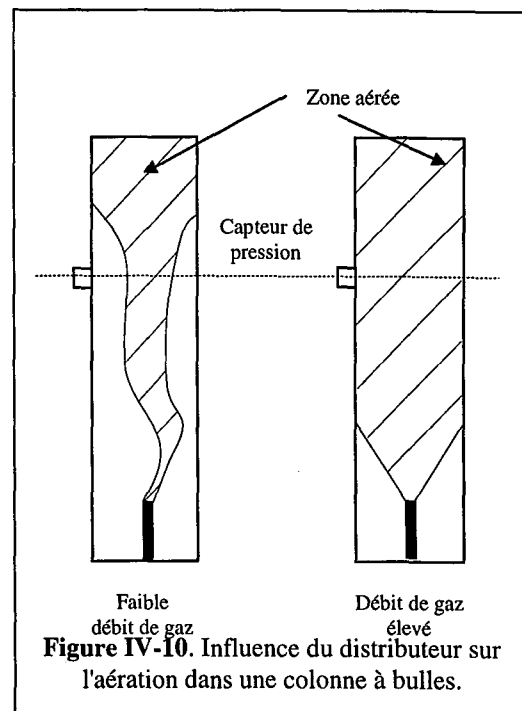


Figure IV-10. Influence du distributeur sur l'aération dans une colonne à bulles.

La présence des deux bandes de fréquences dans la zone de transition correspond au développement de ces phénomènes cycliques dont l'influence s'accroît avec le débit de gaz et qui finissent par dominer les sources de fluctuations de pression du régime homogène.

Il nous reste maintenant à considérer le cas de la colonne R1 équipée du distributeur à orifice unique. Ce cas diffère des trois autres configurations. Alors qu'on s'attendait à n'observer qu'un seul pic vers 3 Hz, on constate la présence de deux bandes caractéristiques sur la DSP (Figure IV-8b). Aux faibles débits de gaz, le spectre est dominé par des fréquences comprises entre 10 et 20 Hz. Ce n'est qu'aux débits de gaz plus élevés qu'on retrouve le pic vers 4 Hz qui se développe progressivement et devient dominant lorsque $\langle j_g \rangle$ est supérieur à 5 cm s^{-1} . On notera que cette valeur correspond au point où le maximum de kurtosis est observé sur la figure IV-6. Avec une distribution uniforme du gaz, les pics entre 10 et 20 Hz n'apparaissent pas. On peut donc considérer a priori qu'il s'agit d'un effet lié au distributeur. Ceci pourrait paraître en contradiction avec les

résultats précédents puisque nous avons montré que l'influence des phénomènes se produisant dans la zone du distributeur sur la DSP était négligeable avec le distributeur multi-orifices. En réalité, le comportement des deux distributeurs est assez différent.

Aux faibles débits de gaz, l'orifice unique produit un jet gazeux qui oscille dans la colonne. Ce comportement a d'ailleurs été simulé par Delnoij et coll. (1997) sur une colonne 2D. La dispersion n'occupe en permanence la totalité de la section de la colonne qu'assez loin du distributeur. Il y a donc présence d'effets engendrés par le distributeur dans une grande partie de la colonne, d'autant plus que son rapport caractéristique H_c/D_c est faible. Avec l'augmentation du débit de gaz, le niveau à partir duquel la dispersion occupe toute la section de la colonne est de plus en plus proche du distributeur et l'influence de ce dernier décroît (Figure IV-10). L'effet du distributeur peut encore être quantifié en réalisant des mesures de pression dans son voisinage. Comme cela a déjà été montré précédemment (Figure IV-9), les DSP font également apparaître des pics entre 10 et 20 Hz comme sur la figure IV-8b, ce qui confirme notre hypothèse.

Nous concluons donc qu'avec le distributeur à orifice unique, l'écoulement dans la colonne à bulles est toujours "hétérogène" puisque qu'il y a des profils radiaux marqués, mais qu'il présente deux variantes suivant le degré d'aération de la colonne et la distance du distributeur à laquelle est placé le capteur. Ce phénomène n'existe pas dans le réacteur à gazosiphon puisque la vitesse de circulation du liquide assure une meilleure dispersion du gaz sur toute la section du réacteur.

En conclusion, l'analyse spectrale est de toute première importance pour l'étude de l'hydrodynamique locale des colonnes à bulles et des réacteurs à gazosiphon. Elle ne permet certes pas de déterminer précisément les points de transition, mais la forme de la DSP est caractéristique du régime et du mode de distribution du gaz. Elle peut donc être utilisée pour une identification directe du régime sans avoir besoin de réaliser une série d'expériences à différents débits de gaz. De plus, la connaissance des fréquences caractéristiques est essentielle pour une meilleure compréhension théorique des phénomènes.

IV.3.5. Approche fractale

L'approche fractale a été utilisée pour la première fois dans le domaine des colonnes à bulles par Drahoš et coll. (1992) pour l'identification du régime d'écoulement. Ce type d'approche permet de mettre en évidence les comportements cycliques lents ou rapides, même non périodiques. Il est ainsi possible de détecter les phénomènes de longue dépendance et les effets mémoire présents dans le signal, ce qui permet de déterminer le degré de corrélation entre le passé du signal et son futur. L'étude de Drahoš et coll. repose sur l'analyse de Hurst (1954). Cette méthode, bien que très empirique, reste de loin la plus employée. C'est la première que nous utiliserons dans la suite de cette étude. L'obtention du coefficient de Hurst H est illustrée par la figure IV-11. L'essentiel de l'algorithme repose sur des calculs itératifs décrits en détail dans l'annexe B et qui ont été codés dans un programme Fortran. Toutefois, comme le coefficient de Hurst peut être relié à la dimension fractale du graphe pour une série temporelle (Annexe B), il est également possible d'utiliser les différentes méthodes de mesure de la dimension fractale pour

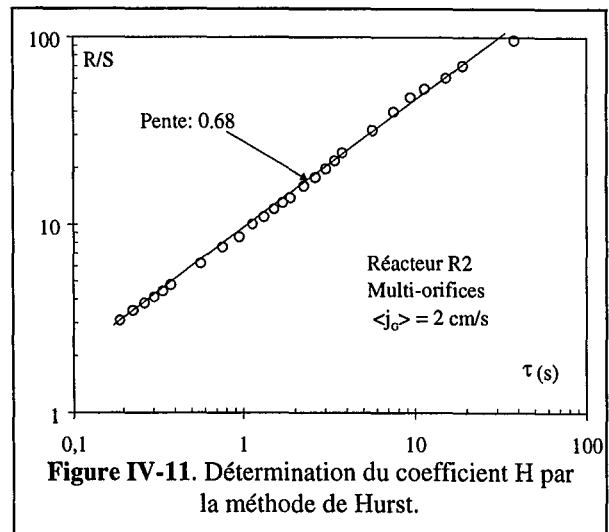


Figure IV-11. Détermination du coefficient H par la méthode de Hurst.

analyser les séries temporelles du signal (Tricot coll., 1988). Nous avons donc choisi de comparer les résultats de la méthode de Hurst à ceux fournis par une méthode mathématiquement plus rigoureuse, la méthode *de variations* (Naderifar, 1995).

L'inconvénient principal de tous ces traitements réside dans la longueur des calculs qui font appel à de nombreuses boucles. Pour en limiter la durée, il est préférable de travailler sur des échantillons de moins de 10000 points. A cet effet, il a été nécessaire de vérifier que le nombre de points est suffisant pour ne plus influencer sur les résultats. Avec les signaux obtenus, nous avons montré qu'au-delà de 5000 points, cette influence est faible.

La figure IV-12 représente l'évolution du coefficient de Hurst dans les quatre configurations étudiées. Sur la colonne à bulles, on constate qu'en régime homogène le signal présente un fort degré de persistance avec une valeur de H proche de 0.9. Ce résultat est en bon accord avec le pic obtenu à basse fréquence sur la densité spectrale de puissance du signal de pression. Les phénomènes qui sont à l'origine des fluctuations de pression sont donc assez lents et peuvent se produire à une grande distance du capteur. En revanche dans le cas du régime hétérogène, H est voisin de 0.5 et les phénomènes semblent presque aléatoires voire même anti-persistants. Cela est confirmé par le fait qu'avec une distribution non-uniforme du gaz, H vaut pratiquement 0.5 pour tous les débits de gaz. Cela signifie que les fluctuations sont engendrées par des phénomènes rapides situés à proximité du capteur. La transition correspond à une décroissance de H et donc à un écoulement avec un comportement de plus en plus aléatoire. La rapidité croissante des phénomènes a pour conséquence une disparition de la mémoire du signal. On constate encore une fois que les courbes des deux distributeurs se rejoignent lorsque le régime hétérogène est pleinement établi.

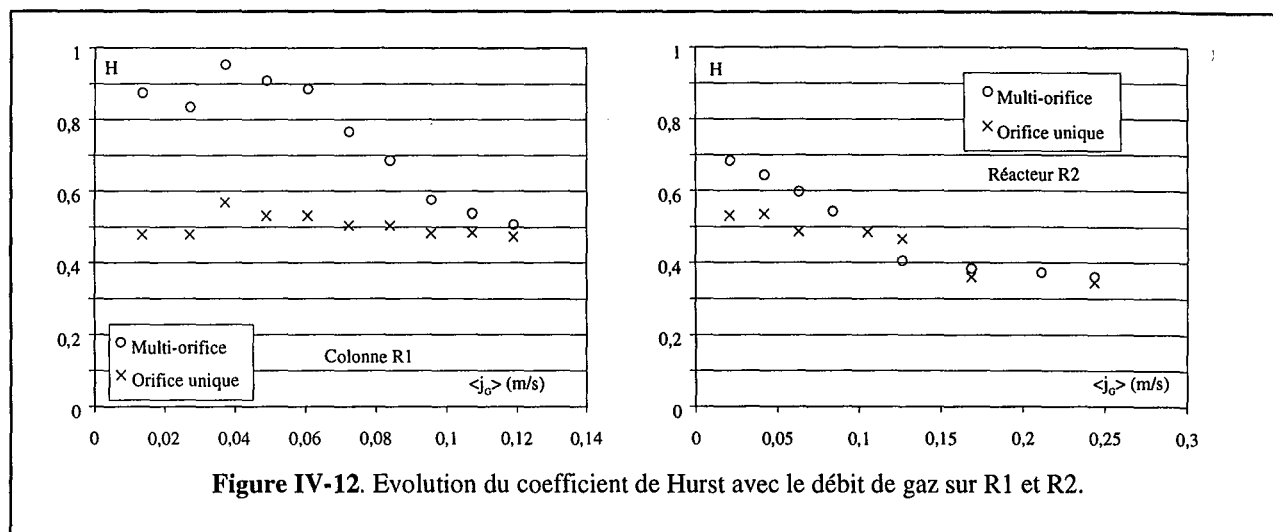


Figure IV-12. Evolution du coefficient de Hurst avec le débit de gaz sur R1 et R2.

Dans le réacteur à gazosiphon, les résultats obtenus sont sensiblement identiques. Toutefois la fin du régime homogène est pratiquement imperceptible. On remarque également que les valeurs de H sont inférieures à celle observées en colonne à bulles dans le cas d'une distribution homogène du gaz. Cela provient du mouvement d'ensemble du liquide qui engendre des phénomènes rapides. Lorsque le régime hétérogène est atteint, les phénomènes semblent même devenir anti-persistants.

Les résultats précédents sont confirmés par la méthode de variations (Annexe B.3) qui permet de calculer la dimension fractale d_{FL} qui peut être reliée au coefficient H par la relation suivante :

$$d_{FL} = 2 - H \quad (IV-4)$$

La figure IV-13 montre qu'il y a globalement un bon accord entre les deux méthodes, sauf pour quelques débits de gaz. Ces écarts proviennent vraisemblablement du faible nombre de points employés pour accélérer les calculs. Cependant, les conclusions précédentes ne sont pas modifiées.

Finalement, l'analyse fractale fournit des informations importantes sur le comportement hydrodynamique des réacteurs. Elle nécessite toutefois des calculs assez longs, surtout si l'on désire avoir une bonne précision sur les paramètres calculés. S'il est possible de déterminer précisément le point à partir duquel le régime hétérogène est établi en considérant qu'alors on a H inférieur ou égal à 0.5, la fin du régime homogène ne peut être prédite en fixant une valeur limite de H . En effet, bien que nos résultats soient en bon accord avec ceux de Drahoš et coll. (1992) sur la colonne à bulles, nos valeurs de H sont plus élevées que celles de ces auteurs en régime homogène. Ces valeurs dépendent en fait du capteur, de sa sensibilité et de sa position dans la colonne, ce qui restreint fortement la généralité de la méthode, d'autant plus que la fin du régime homogène est pratiquement indétectable par cette méthode sur le réacteur à gazosiphon.

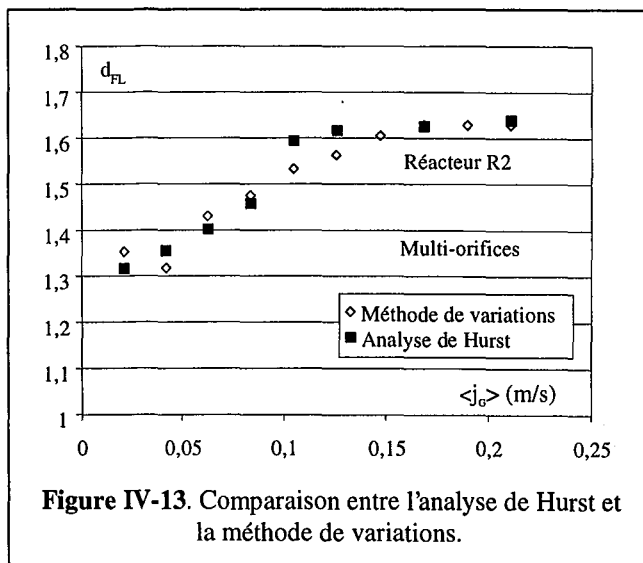


Figure IV-13. Comparaison entre l'analyse de Hurst et la méthode de variations.

IV.3.6. Analyse par le chaos déterministe

L'approche fondée sur les théories du chaos déterministe a été appliquée en colonnes à bulles par Letzel et coll. (1997) et Luewisutthichat et coll. (1997). Comme l'approche fractale, elle met en jeu des calculs itératifs simples à implémenter dans un code. Cependant, les temps de calcul sont prohibitifs pour estimer la dimension de corrélation D_c (Annexe B). Pour cette raison, nous nous sommes limités à des calculs sur 10000 points (ce qui est un minimum) et avons renoncé à évaluer l'entropie de Kolmogoroff (Annexe B), ce qui aurait impliqué des calculs encore plus lourds. Nous noterons que pour le calcul de D_c à partir de l'intégrale de corrélation C_d , nous avons utilisé une dimension d'espace de 12. Le pas de temps Δt a été évalué en utilisant le point d'intersection de la fonction d'autocorrélation avec l'axe des abscisses (Van den Bleek et Schouten, 1993). Un exemple de courbe représentant l'intégrale de corrélation C_d en fonction de la distance r est illustré par la figure IV-14. La dimension de corrélation est la pente de cette courbe. Enfin, nous rappellerons que D_c représente le nombre de degré de liberté de l'attracteur associé au signal de pression dans l'espace des états (Annexe B).

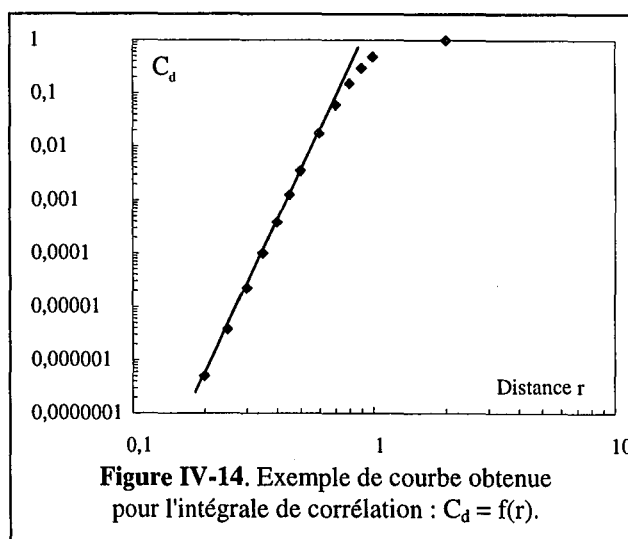


Figure IV-14. Exemple de courbe obtenue pour l'intégrale de corrélation : $C_d = f(r)$.

Lorsque l'alimentation est effectuée au moyen du distributeur à orifice unique, la dimension de corrélation ne dépend pas du débit de gaz quel que soit le réacteur utilisé (Figure IV-15). Il n'y a donc pas de transition et on retrouve bien la présence du régime hétérogène quel que soit $\langle j_G \rangle$. En

revanche, avec une distribution uniforme du gaz, la courbe permet de distinguer trois zones sur les deux réacteurs. En régime homogène, D_c est à peu près constant parce qu'il y a peu d'interactions au sein de l'écoulement : les bulles ont un mouvement ascensionnel à peu près vertical et elles interagissent peu les unes avec les autres. Au début de la transition, D_c diminue rapidement. L'établissement d'une macro-circulation du liquide structure l'écoulement et se traduit par une diminution du nombre de degrés de liberté du système. Lorsque le régime hétérogène est atteint, la formation de grosses bulles détruit la structure établie et le nombre de degrés de liberté augmente à nouveau. De façon surprenante, D_c a la même valeur en régime homogène et en régime hétérogène. Toutefois, ces résultats sont en accord avec ceux de Letzel et coll. (1997) obtenus sur une colonne à bulles. Bien que la décroissance du nombre de degrés de liberté soit plus faible dans le réacteur à gazosiphon, la tendance décrite précédemment est également bien observée dans ce réacteur.

En conclusion, la méthode proposée par Letzel et coll. (1997) permet une bonne détection de la transition de régime, non seulement en colonne à bulles, mais également dans les réacteurs à gazosiphon. La méthode présente en plus l'avantage de fournir une explication théorique de l'évolution de l'hydrodynamique lors des changements de régime. En revanche, elle nécessite des temps de calculs très longs, bien que les calculs effectués soient simples à implémenter.

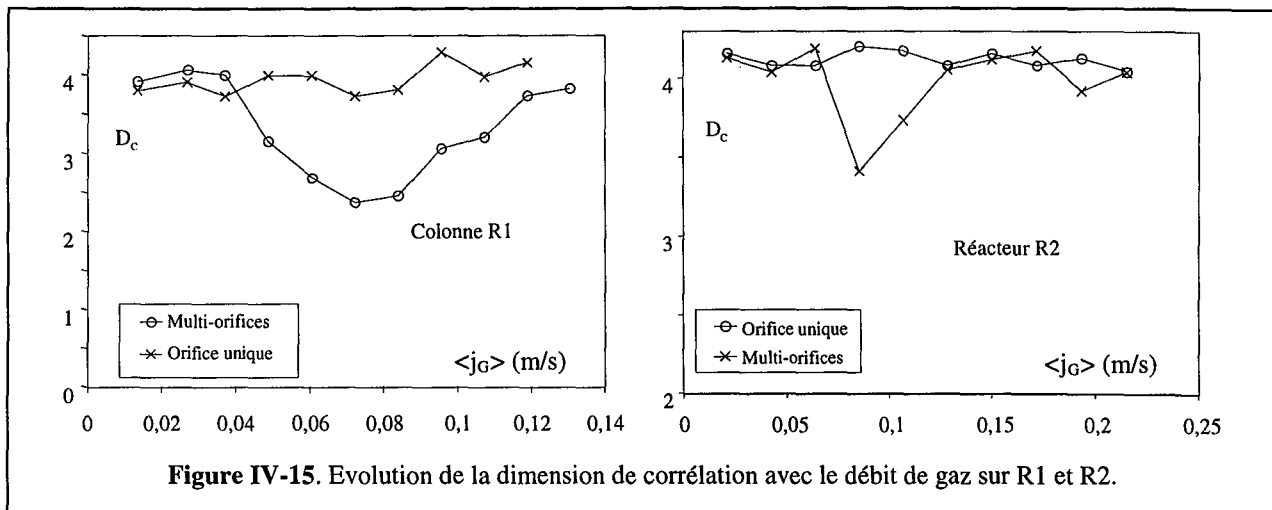


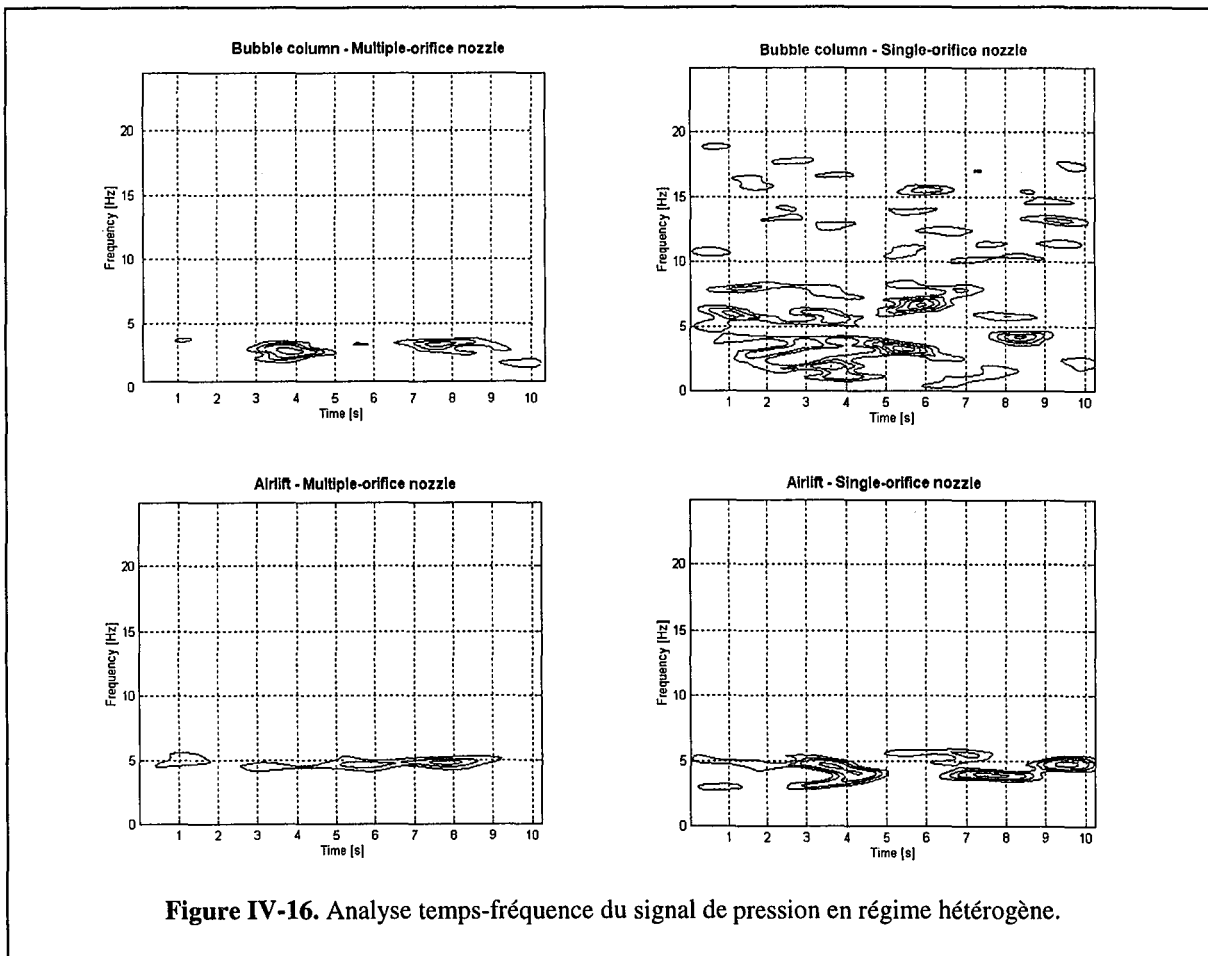
Figure IV-15. Evolution de la dimension de corrélation avec le débit de gaz sur R1 et R2.

IV.3.7. Approche temps-fréquence

De nombreux travaux ont montré que l'écoulement dans les colonnes à bulles présente un fort degré d'instationnarité (Sokolichin et coll., 1994; Mudde et coll., 1997b). D'autre part, l'utilisation des techniques de traitement des signaux instationnaires s'est largement vulgarisée ces dernières années. Un certain nombre de transformées déjà programmées sont maintenant disponibles avec le logiciel gratuit *Scilab* (INRIA). Quant au logiciel commercial *Matlab*, il existe un toolbox spécialisé dans l'analyse temps-échelle, mais de nombreux autres toolboxes gratuits sont également disponibles par téléchargement sur Internet. C'est pourquoi ces approches ont pu être utilisées récemment par Bakshi et coll. (1995) et Tsuchiya et coll. (1997) pour analyser l'écoulement dans une colonne à bulles.

Dans cette étude, nous nous sommes contentés d'utiliser la transformée de Fourier à court terme (STFT) qui est une version très simple d'analyse temps-fréquence. Le grand inconvénient des analyses temps-fréquence ou temps-échelle est que le calcul des transformées nécessite énormément de mémoire. Pour la STFT, qui est encore une transformée assez simple à calculer, nous avons travaillé sur des portions de signal de 512 points (10 s) de façon à obtenir des résultats dans des temps raisonnables. Cette approche n'est pas recommandée pour déterminer le régime d'écoulement,

mais elle fournit cependant des informations assez intéressantes sur le degré d'instationnarité de l'écoulement en fonction du mode de distribution du gaz. Dans les quatre configurations étudiées, nous nous sommes placés en régime hétérogène et avons évalué la STFT dans les mêmes conditions. Les courbes sont reportées sur la figure IV-16. On constate que dans trois des quatre cas, on retrouve essentiellement la fréquence du pic de la DSP du signal de pression. En revanche, pour la colonne R1 avec le distributeur à orifice unique, on observe une très forte instationnarité du signal. Ces courbes illustrent la grande différence entre les régimes hétérogènes en colonne à bulles et réacteur à gazosiphon ainsi que l'effet stabilisateur de la circulation du liquide. Elles illustrent également l'influence du système de distribution du gaz qui est bien plus importante en colonne à bulles que dans le réacteur à gazosiphon. Les informations supplémentaires par rapport aux analyses spectrale ou temporelle ne sont cependant que qualitatives. L'obtention de données quantitatives et l'étude de l'intermittence du signal nécessiterait une approche temps-fréquence bien plus raffinée.



IV.3.8. Approche temporelle

L'approche temporelle n'a été que rarement employée pour les colonnes à bulles et de façon peu approfondie (Glasgow et coll., 1984). Elle repose sur l'analyse de la fonction d'autocorrélation C_{xx} du signal ou de la fonction d'intercorrélacion C_{xy} entre deux signaux (Annexe B). Ces fonctions peuvent être calculées directement par une simple intégrale ou à partir de l'inverse de la transformée de Fourier de la densité spectrale de puissance du signal ou DSP (Annexe B). L'approche temporelle est donc fortement liée à l'analyse spectrale. Cette dernière lui est bien souvent préférée parce que les DSP sont plus faciles à interpréter. Ce désintérêt est cependant injustifié car l'approche temporelle comble la principale lacune de l'analyse spectrale puisqu'elle fournit des informations quantitatives.

Pour le calcul des fonctions de corrélation, nous avons utilisé à la fois la méthode de l'intégrale et celle de la transformée inverse. C'est cette dernière qui a été retenue, bien que les résultats diffèrent peu dans le domaine d'intérêt (0-1 s). Pour ces calculs, les signaux sont filtrés pour éliminer les fréquences supérieures à 10 Hz. La figure IV-17 présente deux formes caractéristiques de la fonction d'autocorrélation du signal de pression obtenues sur le réacteur à gazosiphon. Aux faibles débits de gaz, en régime homogène, la forme de la fonction d'autocorrélation reflète classiquement des processus aléatoires. Un temps caractéristique τ_0 du signal peut être évalué à partir de l'intégrale suivante :

$$\tau_0 = \frac{1}{C_{xx}(0)} \int_0^{\infty} C_{xx}(\tau) \cdot d\tau \quad (IV-5)$$

Celui-ci peut également être obtenu à partir de la décroissance exponentielle de la fonction calculée:

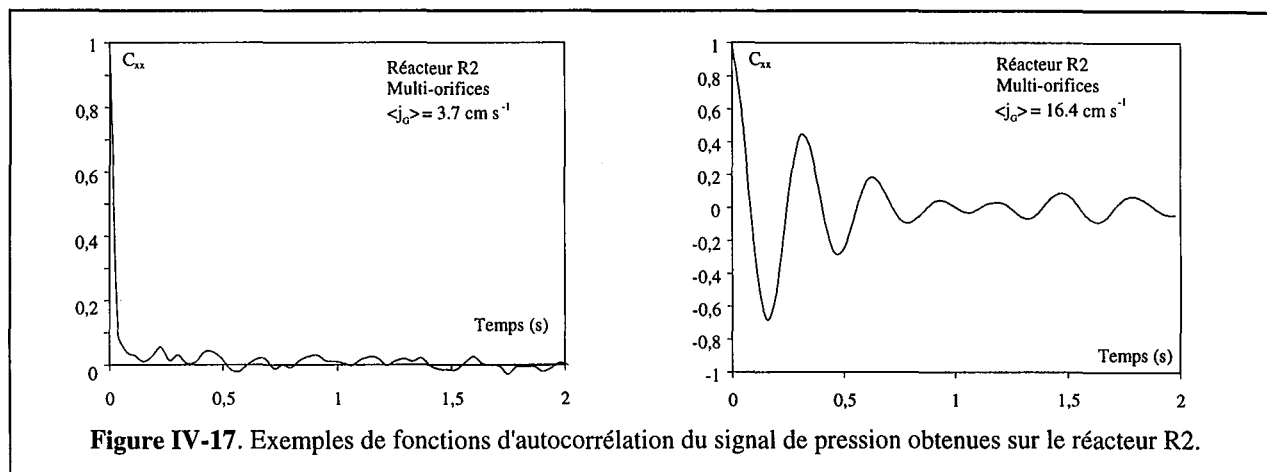
$$\frac{C_{xx}(\tau)}{C_{xx}(0)} = \exp\left(-\frac{\tau}{\tau_0}\right) \quad (IV-6)$$

Ces deux approches sont bien sûr équivalentes. Comme la fonction C_{xx} relie les événements au temps t avec ceux au temps $t-\tau$, elle montre comment le signal de pression est influencé par son propre passé. Le temps τ_0 représente donc approximativement la durée au bout de laquelle les phénomènes peuvent être considérés comme décorrélés.

En régime hétérogène, le signal est caractérisé par des phénomènes quasi-périodiques (Figure IV-18). Ces derniers s'ajoutent aux processus aléatoires. Si les deux types de processus peuvent être considérés comme indépendants, la fonction d'autocorrélation peut être décrite par la forme proposée par Yutani et coll. (1983)

$$\frac{C_{xx}(\tau)}{C_{xx}(0)} = \cos(2\pi f_0 \cdot \tau) \cdot \exp\left(-\frac{\tau}{\tau_0}\right) \quad (IV-7)$$

où f_0 est la fréquence caractéristique des phénomènes périodiques et τ_0 un temps caractéristique qui peut être interprété comme celui de l'équation IV-6. Cette équation peut être considérée comme un cas particulier de l'équation IV-7 pour lequel f_0 est nul.



Les relations IV-6 et IV-7 ont été ajustées sur les fonctions d'autocorrélation du signal de pression selon leur forme en utilisant le modèle le plus approprié grâce à une méthode des moindres carrés en optimisant les valeurs de f_0 et τ_0 . Un bon accord entre les fonctions calculées et le modèle est obtenu dans la plupart des cas, comme cela est illustré sur la figure IV-18. Les paramètres f_0 et τ_0 peuvent donc être estimés sur les quatre configurations pour les différents débits de gaz utilisés.

IV.3.8.1. Prédiction de f_0 et τ_0

A partir des DSP calculées précédemment (IV.3.4), il est clair que la fréquence caractéristique f_0 est voisine de 3 Hz en régime hétérogène. La valeur τ_0 peut également être prédite si l'on connaît l'ordre de grandeur de la taille des structures cohérentes de l'écoulement D , et celle de leur vitesse au voisinage de la paroi v_{xy} . L'approximation la plus courante est de considérer que $D \approx d_b$ en régime homogène et $D \approx D_c$ en régime hétérogène (II.1). Le temps caractéristique τ_0 peut alors être évalué de la façon suivante :

$$\tau_0 = \frac{D}{v_{xy}} \tag{IV-8}$$

Il faut encore estimer la vitesse v_{xy} . Deux cas sont à distinguer : la colonne à bulles R1 et le réacteur à gazosiphon R2.

Dans la colonne à bulles, on assimile couramment v_{xy} à la vitesse moyenne du liquide descendant près de la paroi (Drahoš et coll., 1991). Dans cette région, Mudde et coll. (1997b) ont mesuré des vitesses de 2 à 5 cm s⁻¹ en régime homogène. Comme D est voisin de 5 mm, on obtient des valeurs de τ_0 comprises entre 0.05 et 0.1 s. En régime hétérogène, v_{xy} peut être prédit à partir de modèles théoriques de cellules circulantes tels que ceux qui ont été décrits dans le chapitre II. Nous utiliserons le modèle de Zehner (1982) et celui de Joshi et Sharma (1980) (II.3.2). Pour la vitesse des vortex circulants, Zehner (1982) propose la relation suivante :

$$v_{xy} = \left[\frac{1}{2.3} \cdot \frac{\rho_L - \rho_G}{\rho_L} \cdot g D_c \cdot \langle j_G \rangle \right]^{1/3} \tag{IV-9}$$

Joshi et Sharma (1980) ont suggéré une formulation différente de la vitesse de circulation dans les cellules (Figure II-14) :

$$v_{xy} = 1.31 \cdot [g D_c \cdot (\langle j_G \rangle - \langle \epsilon_G \rangle \cdot v_{b\infty})]^{1/3} \tag{IV-10}$$

Le principal inconvénient de ce modèle est qu'il nécessite la connaissance du taux de vide moyen.

Avec les débits de gaz employés dans cette étude, les deux modèles donnent des valeurs de v_{xy} comprises entre 20 et 50 cm s⁻¹. Avec $D_c \approx 10$ cm, on obtient une estimation de τ_0 comprise entre 0.2 et 0.5 s. Le modèle prédit donc une augmentation d'un facteur 2 à 10 du temps caractéristique entre le régime homogène et le régime hétérogène. Le paramètre τ_0 peut donc être utilisé a priori comme un critère de discrimination entre les régimes d'écoulement.

Dans le réacteur à boucle externe, v_{xy} peut être estimé simplement. En régime homogène, le profil de vitesse est assez plat. La vitesse v_{xy} est voisine en première approximation de la vitesse interstitielle moyenne du liquide dans la montée. Il existe de nombreuses corrélations qui permettent d'estimer la vitesse superficielle du liquide et le taux de vide dans la montée. Nous avons utilisé celle de Dhaouadi (1997) puisqu'elle a été obtenue en régime homogène sur le même réacteur (Tableau II.3). Nous en avons déduit une valeur de vitesse de l'ordre de 10 à 20 cm s⁻¹. Comme la taille des bulles est de l'ordre de 5 mm, τ_0 est compris entre 0.025 et 0.05 s. En régime hétérogène, les profils de vitesse sont beaucoup plus pointus (Young et coll., 1991). Cependant la vitesse

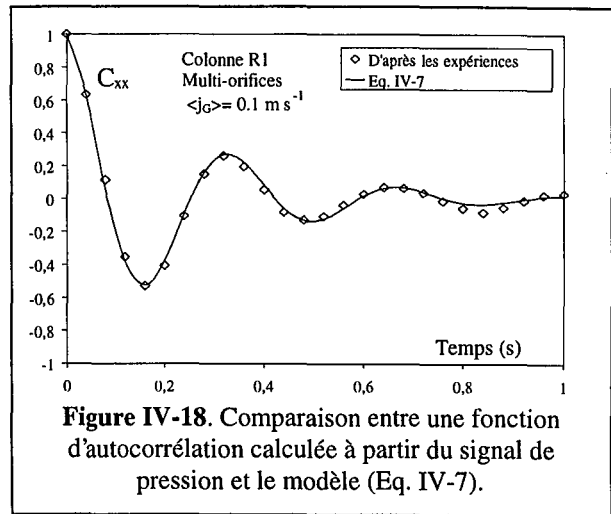


Figure IV-18. Comparaison entre une fonction d'autocorrélation calculée à partir du signal de pression et le modèle (Eq. IV-7).

interstitielle moyenne peut encore être utilisée en première approximation pour estimer la vitesse du liquide à proximité de la paroi. La vitesse v_{xy} est évaluée à partir de corrélations citées par Joshi et coll. (1990). On obtient alors des valeurs comprises entre 20 et 40 cm s^{-1} . Comme $D \approx 10$ cm, τ_0 prend une valeur de l'ordre de 0.25-0.5 s. Il semble donc qu'il y ait à nouveau un ordre de grandeur entre les valeurs attendues pour τ_0 en régime homogène et hétérogène avec le réacteur à gazosiphon. Ce paramètre peut donc également être utilisé pour déterminer le régime d'écoulement sur ce réacteur à boucle. Le tableau IV-1 résume les valeurs théoriques prédites pour τ_0 avec les deux réacteurs en régime homogène et hétérogène.

L'évolution de τ_0 avec le régime d'écoulement peut être interprétée a priori de la façon suivante. En régime homogène, le temps caractéristique est faible car il y a peu d'interactions entre les bulles. Les structures sont donc de petite taille et les signaux sont rapidement décorrélés. Lors de la transition, l'écoulement se structure avec l'apparition d'une macro-circulation du liquide et d'ensembles cohérents de bulles. Ceci induit des structures dont la taille est de plus en plus importante. Tant que les signaux proviennent de la même structure, ils présentent une certaine cohérence et τ_0 augmente au cours de la transition. Lorsque la circulation est établie et que la taille de structure se stabilise, τ_0 devrait rester à peu près constant.

Réacteur	Régime	τ_0 (s) : Valeur théorique	τ_0 (s) : Valeur calculée	f_0 (Hz)
Colonne à bulles R1	Homogène	0.05-0.1 (Eq.IV-6)	0.05	≈ 0
Colonne à bulles R1	Hétérogène	0.2-0.5 (Eq.IV-7)	0.25	2-5
Gazosiphon R2	Homogène	0.02-0.05 (Eq.IV-6)	0.02	≈ 0
Gazosiphon R2	Hétérogène	0.25-0.5 (Eq.IV-7)	0.4	2-5

Tableau IV-1. Valeurs théoriques et calculées de τ_0 et f_0 .

IV.3.8.2. Analyse des valeurs expérimentales de f_0 et τ_0

Les évolutions des paramètres f_0 et τ_0 sont reportées sur la figure IV-19 pour les quatre configurations. Nous allons les décrire successivement.

- (i) Colonne à bulles - Distributeur multi-orifices

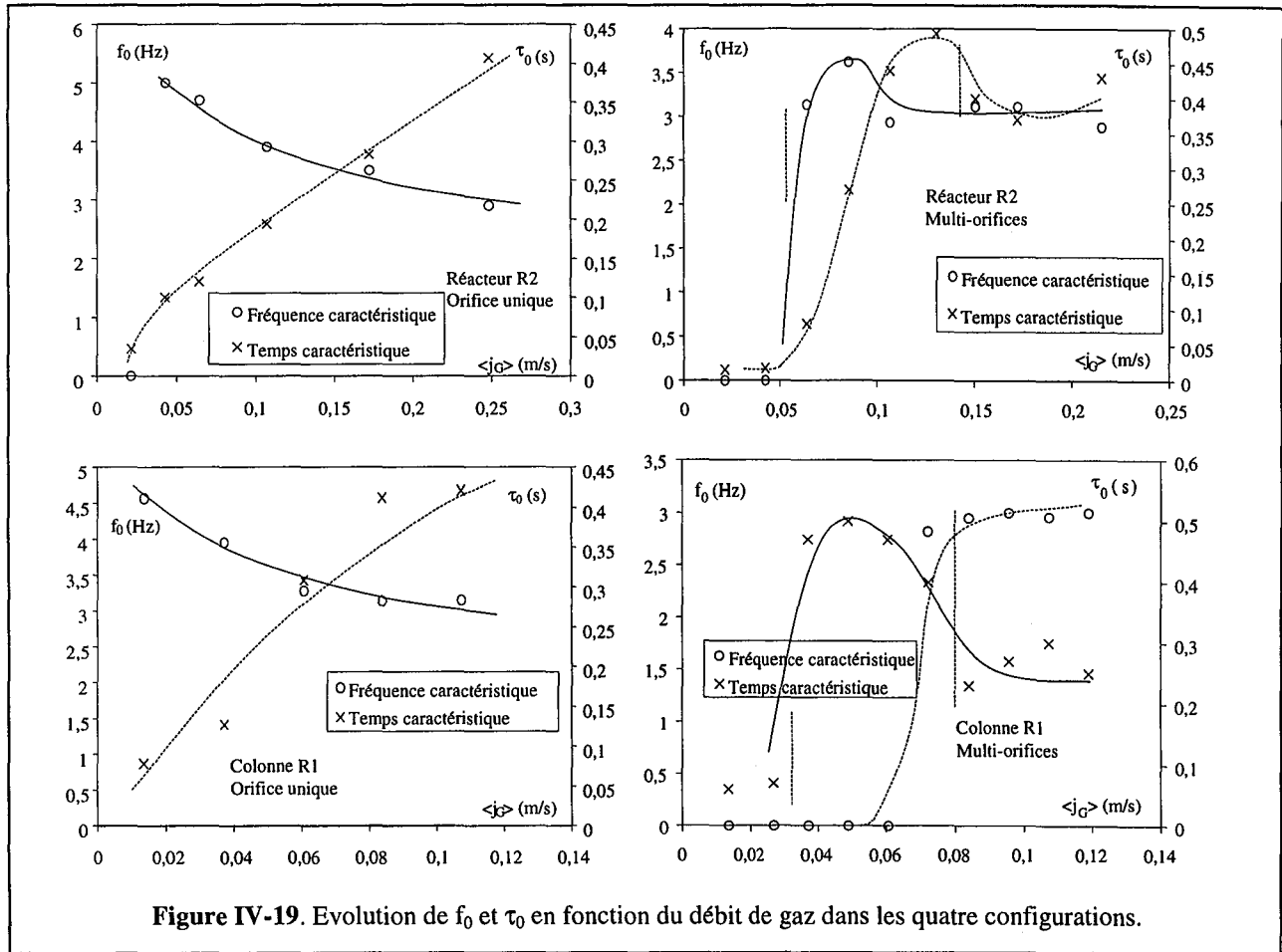
Dans cette configuration, la fréquence caractéristique f_0 est presque nulle aux faibles débits de gaz et prend des valeurs voisines de 3 Hz aux débits plus élevés. Ce résultat est en accord avec ceux fournis précédemment par l'analyse spectrale (IV.3.4). Le temps caractéristique est constant en régime homogène et vaut environs 0.04 s. En régime hétérogène, τ_0 est voisin de 0.3 s. Ces deux valeurs sont en bon accord avec celles prédites dans le paragraphe précédent. Elles sont comparées dans le tableau IV-1. Dans la région de transition, τ_0 croît rapidement et passe par un maximum vers 0.5 s avant de décroître vers 0.3 s. Ce comportement peut être expliqué de la façon suivante : nous avons vu précédemment que le passage de la région de transition au régime hétérogène entraîne une destruction de la structure de l'écoulement et une augmentation du nombre de degrés de liberté du système (IV.3.6). Ce résultat est en accord avec les travaux de Letzel et coll. (1997) et Chen et coll. (1994). Il n'est donc pas étonnant qu'une diminution sensible de τ_0 se produise lors du passage de la région de transition au régime hétérogène puisque l'écoulement est moins structuré, ce qui se traduit par une diminution du temps de cohérence des signaux de pression. A partir de ce comportement, les valeurs limites des vitesses de gaz à la transition peuvent être obtenues. Elles sont en bon accord avec celles déduites des méthodes précédentes (Figure IV-19).

- (ii) Réacteur à gazosiphon - Distributeur multi-orifices

Dans cette configuration, le comportement des deux paramètres présente une grande analogie avec celui observé sur la configuration précédente. La fréquence f_0 passe bien d'une valeur presque nulle à environ 3 Hz lors de la transition de régime. Le temps τ_0 vaut à peu près 0.03 s en régime homogène et 0.4 s en régime hétérogène, ce qui est en accord avec les valeurs prédites précédemment. Dans la région de transition, τ_0 croît rapidement avec le débit de gaz. Bien que moins visible que dans le cas de la configuration précédente, la présence d'un maximum est pressentie. L'interprétation est identique à celle donnée au paragraphe (i). Les valeurs des vitesses aux points de transition sont en bon accord avec celles obtenues par les autres méthodes.

- (iii) Colonne à bulles - Distributeur à orifice unique

Dans cette configuration, la fréquence f_0 n'est jamais proche de zéro, ce qui montre bien que le régime homogène n'existe pas. On observe d'ailleurs une diminution de cette fréquence qui passe de 5 Hz aux faibles débits de gaz à 3 Hz aux débits plus élevés. Excepté la valeur obtenue au plus faible débit de gaz, τ_0 est toujours supérieur à 0.1 s. Aucun maximum n'est observé. Le temps caractéristique τ_0 croît continûment avec le débit de gaz.



- (iv) Réacteur à gazosiphon - Distributeur à orifice unique

Les résultats sont similaires à ceux de la configuration précédente. La même évolution et les mêmes valeurs de la fréquence f_0 sont obtenues. L'évolution de τ_0 et son interprétation sont également identiques.

En conclusion, les valeurs des paramètres f_0 et τ_0 calculées à partir des points expérimentaux sont en accord avec les valeurs théoriques évaluées précédemment (Tableau IV-1). Les courbes de la

figure IV-19 montrent que ces paramètres permettent une bonne détermination des points de transition. La seule connaissance de la valeur de τ_0 permet déjà de savoir si l'écoulement est en régime homogène ou non puisqu'il est possible de prédire l'ordre de grandeur de τ_0 dans ce régime. Celle du couple (f_0, τ_0) peut également être utilisée a priori pour estimer quel est le régime d'écoulement, mais une détermination précise de la limite entre la région de transition et le régime hétérogène nécessite de connaître l'évolution de ces paramètres en fonction de la vitesse du gaz.

IV.3.9. Compléments à l'approche temporelle: estimation de la taille des structures

Jusqu'à présent, nous avons utilisé des corrélations ou des considérations théoriques pour prédire la valeur du temps caractéristique τ_0 , la comparer à la valeur calculée à partir des fonctions d'autocorrélations et en déduire le régime d'écoulement. Mais il est encore possible d'augmenter la quantité d'informations fournies par l'approche temporelle, bien que cela n'apporte rien de plus à l'identification du régime d'écoulement. Nous nous proposons d'estimer la dimension axiale D des structures de l'écoulement au voisinage de la paroi et de vérifier que l'on a bien $D \approx d_b$ en régime homogène et $D \approx D_c$ en régime hétérogène.

Pour pouvoir estimer D à partir de l'équation IV-8, il faut être capable de mesurer la vitesse du liquide à proximité de la paroi v_{xy} en plus du temps caractéristique τ_0 . Dans le cas du réacteur à gazosiphon, nous conserverons l'approximation $v_{xy} \approx \langle v_{Lm} \rangle$ près de la paroi. La vitesse interstitielle du liquide s'obtient simplement en appliquant la technique conductimétrique décrite dans le chapitre III (III.2.3). Dans la colonne à bulles, la mesure de v_{xy} est possible en l'assimilant à la vitesse de transit du signal de pression mesurée par intercorrélacion entre deux capteurs séparés par une distance supérieure à D (Drahoš et coll., 1991). Pour réaliser ces mesures, nous avons placé deux capteurs séparés par une distance de 10, 20 ou 30 cm. Cette méthode est cependant limitée et n'est pas applicable aux faibles et aux forts débits de gaz.

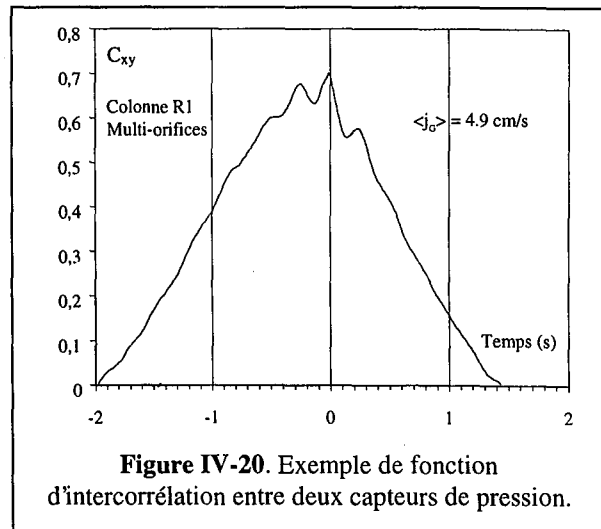


Figure IV-20. Exemple de fonction d'intercorrélacion entre deux capteurs de pression.

Comme cela est décrit dans l'annexe B, il y a deux méthodes pour estimer le temps moyen de transit du signal entre les capteurs : le calcul direct de la fonction d'intercorrélacion C_{xy} et la méthode qui déduit ce temps de déphasage de l'interspectre et de la fonction de cohérence. La première méthode est illustrée par la figure IV-20. La forme de la fonction d'intercorrélacion entre deux capteurs de pression a été décrite par Drahoš et coll. (1991) puis par Groen et coll. (1995). La courbe fait bien apparaître les trois pics observés par ces auteurs à $\tau < 0$, $\tau = 0$ et $\tau > 0$. Le pic à $\tau = 0$ représente les phénomènes qui se produisent simultanément devant les deux capteurs (coalescence, rupture, oscillations du niveau de la dispersion). Le pic à $\tau < 0$ est dû à la circulation descendante du liquide au voisinage de la paroi. Enfin, le pic à $\tau > 0$ est essentiellement dû au mouvement ascensionnel des bulles. Comme nous nous intéressons essentiellement au liquide, nous ne considérerons que le pic à $\tau < 0$.

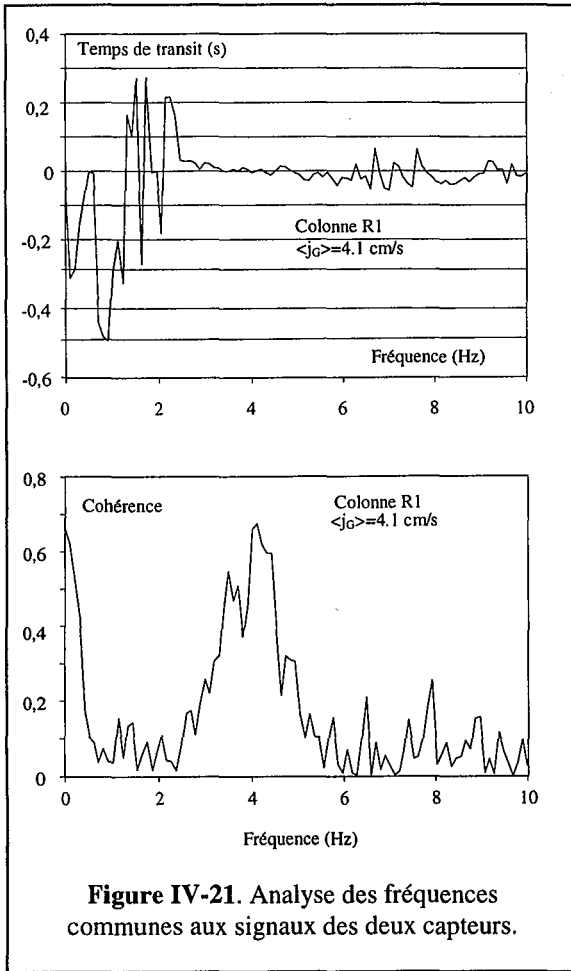


Figure IV-21. Analyse des fréquences communes aux signaux des deux capteurs.

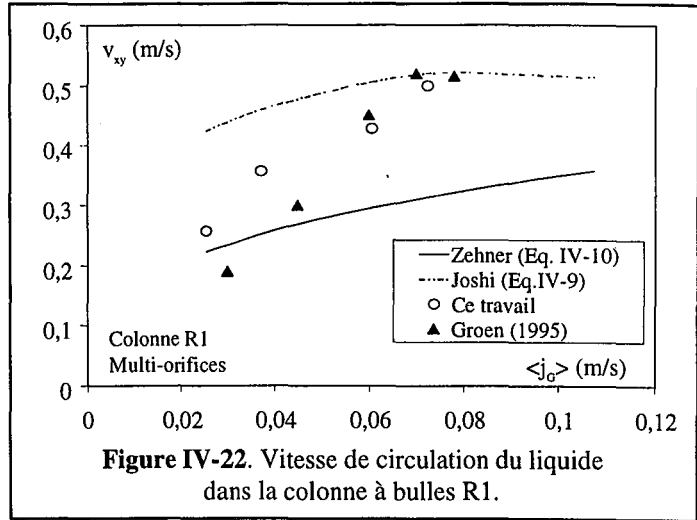


Figure IV-22. Vitesse de circulation du liquide dans la colonne à bulles R1.

La deuxième méthode fondée sur l'analyse de l'interspectre est cependant plus avantageuse car elle permet de distinguer toutes les fréquences où une cohérence apparaît entre les deux signaux. Elle est également plus précise et nous l'utiliserons préférentiellement. La figure IV-21 montre que la cohérence se situe dans les bandes de fréquences déjà décrites : vers 0.1 Hz et vers 4 Hz. Comme nous l'avons déjà dit, les fréquences de 3-5 Hz sont engendrées par l'apparition des structures. Elles correspondent toutefois à des temps de transit nuls, ce qui signifie que ce sont des phénomènes internes aux structures qui se produisent de la même façon devant les deux capteurs. En revanche, le mouvement descendant du liquide, qui se traduit par un pic dans les temps négatifs, apparaît dans les basses fréquences. La vitesse v_{xy} du liquide est alors obtenue à partir du déphasage temporel $\langle \tau \rangle$ entre les signaux et de la distance entre les capteurs d par la relation IV-11.

$$v_{xy} = \frac{d}{\langle \tau \rangle} \quad (\text{IV-11})$$

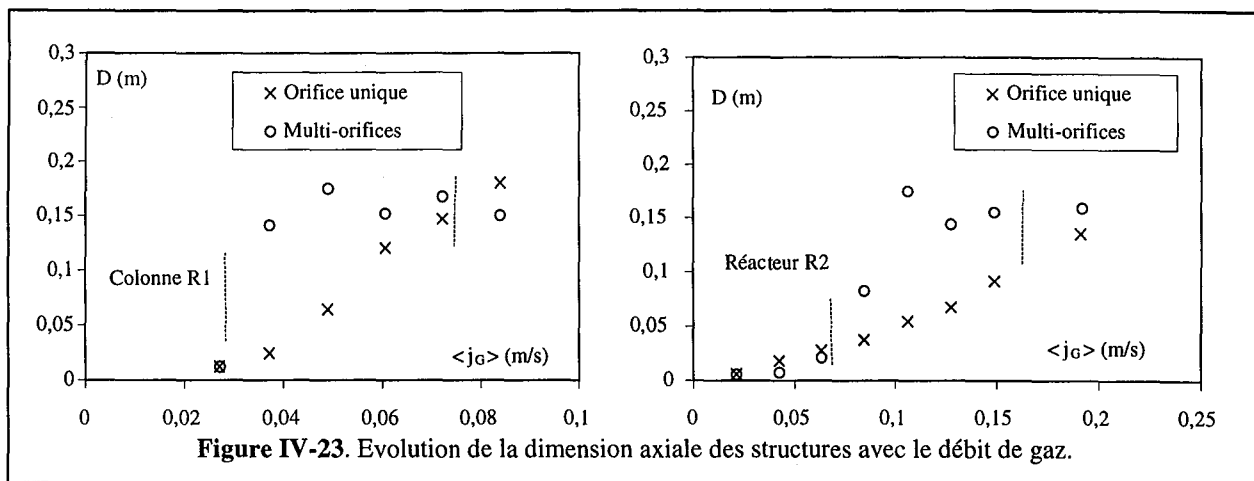
Les vitesses obtenues sont reportées sur la figure IV-22 et comparées aux valeurs calculées par les modèles de Joshi et Sharma (Eq. IV-9) et de Zehner (Eq. IV-10). Nous les avons également comparées aux valeurs expérimentales de Groen et coll. (1995) mesurées sur une colonne de 23 cm de diamètre. Nous pouvons donc en déduire une estimation de la dimension axiale des structures D à partir de l'équation IV-8.

Les courbes représentant l'évolution de la taille des structures en fonction du débit de gaz sont reportées sur la figure IV-23. On gardera à l'esprit qu'il s'agit d'une estimation de cette dimension car elle repose sur l'exploitation de plusieurs mesures, ce qui entraîne une perte de précision inévitable. Sur la figure IV-23, deux types de comportements sont observés en fonction du distributeur :

- Avec une distribution uniforme du gaz, D vaut approximativement 1 cm en régime homogène. Lors de la transition, D augmente rapidement et atteint une valeur de l'ordre de 15 cm en régime hétérogène. Le fait que D soit supérieur à D_c n'est pas contradictoire puisqu'il s'agit de la dimension axiale des structures. Globalement, les ordres de grandeur $D \approx d_b$ en régime

homogène et $D \approx D_c$ en régime hétérogène sont à peu près respectés si l'on tient compte de la précision des mesures et des hypothèses qui permettent d'obtenir D . Il apparaît également que D est plus élevé dans la zone de transition qu'en régime hétérogène établi, ce qui correspond qualitativement à un écoulement plus structuré pendant la transition, en accord avec les résultats des paragraphes IV.2.2.2 et IV.3.6. On constate d'ailleurs que les valeurs de D pendant la transition sont bien supérieures à celles observées avec le distributeur à orifice unique.

- Avec une distribution non-uniforme du gaz, l'augmentation de la taille de structure est progressive et il n'y a pas d'évolution brusque, ce qui traduit bien l'absence de véritable transition de régime. Cette taille varie entre 1 cm au plus faible débit de gaz et environ 10-15 cm aux débits de gaz plus élevés. Avec ce mode de distribution de gaz, il serait faux de conclure que $D \approx D_c$ parce que l'écoulement est toujours hétérogène. Il y a donc, aux faibles débits de gaz, un effet important du distributeur sur la répartition du gaz dans la colonne dont il faut tenir compte.



IV.4. Conclusions et Perspectives

En conclusion, il apparaît que les méthodes classiques de détermination du régime d'écoulement peuvent être avantageusement remplacées par les méthodes dynamiques récentes en utilisant des capteurs de pression. Les avantages de ces capteurs ont été décrits précédemment (IV.3.1). Les méthodes récentes ont montré leur supériorité parce qu'elles sont souvent plus précises et d'une utilisation plus générale, et parce qu'elles fournissent d'autres informations utiles à une meilleure compréhension de l'écoulement. Un tableau récapitulatif compare les avantages et limitations de toutes les méthodes mises en œuvre dans ce travail selon sept critères (Tableau IV-2). Les quatre premiers critères correspondent respectivement à l'aptitude de la technique considérée à détecter le passage homogène/transition (noté 1^{ère} transition dans le tableau) et le passage transition/hétérogène (ou 2^{ème} transition) sur R1 et R2. Les trois autres sont la simplicité de mise en œuvre, la rapidité des calculs et la quantité d'autres informations fournies par la méthode.

L'approche spectrale couplée à une analyse dans le domaine temporel a montré qu'elle est capable de déterminer précisément les points de transition entre les régimes. La connaissance de la DSP et des paramètres f_0 et τ_0 est d'ailleurs suffisante pour estimer approximativement le régime sans avoir besoin de faire varier le débit de gaz. De plus, elle est assez simple à mettre en œuvre et fournit de nombreuses informations quantitatives et qualitatives, sur la structure de l'écoulement.

Au niveau des régimes, il est apparu que l'écoulement dans la région de transition présente des caractéristiques différentes à la fois de celles du régime homogène et du régime hétérogène. Chen et

coll. (1994) avaient d'ailleurs considéré qu'il y avait trois régimes et non deux (Figure III-2). Nos résultats, en accord avec les leurs mais également avec ceux de Letzel et coll. (1997), ont montré que l'écoulement est plus structuré dans la région de transition que lorsque les deux régimes sont établis. Le passage de la transition au régime hétérogène se traduit par une brusque modification du comportement de l'écoulement, probablement liée à une altération de la structure de macro-circulation du liquide telle qu'elle est décrite par la plupart des modèles (Figure II-13) et qui est plutôt caractéristique de la zone de transition. Ce résultat sera confirmé par la suite par d'autres méthodes de mesures (V.1.3.3 et VI.1.3.4). Dans le cas d'une distribution non-uniforme du gaz, nous avons également montré qu'il existe deux variantes du régime hétérogène. Aux faibles débits de gaz, le jet gazeux n'occupe pas en permanence la totalité de la section du réacteur et une importante influence du distributeur existe dans la plus grande partie de la colonne. Aux débits plus élevés, la quantité de gaz injectée permet une aération totale et permanente de l'essentiel de la colonne, et le comportement de la dispersion ne dépend plus du distributeur. C'est cette dernière configuration qui correspond véritablement à ce qui est appelé couramment régime hétérogène. Il semble que la «transition» entre les deux variantes que nous venons de décrire dépende essentiellement :

- du rapport H_c/D_c : en effet, une aération totale est obtenue lorsque la largeur du jet gazeux atteint le diamètre de la colonne D_c ;
- de la vitesse du liquide : en effet, une vitesse élevée de liquide tend à détruire la structure du jet en augmentant la dispersion des bulles sur la section du réacteur, c'est pourquoi cette transition n'est pas observée sur le réacteur R2.

Méthode	Colonne R1 ⁽¹⁾		Réacteur R2 ⁽¹⁾		Simplicité ⁽²⁾	Rapidité ⁽³⁾	Autres informations fournies
	1 ^{ère}	2 ^{ème}	1 ^{ère}	2 ^{ème}			
Taux de Vide	=	+	-	-	+	+	-
Drift Flux (Wallis)	+	+	--	--	+	+	-
Drift Flux (Zuber)	--	--	+	+	+	+	C_0, C_1
Statistique	=	-	=	-	+	+	Moments
Spectrale	-	-	-	-	=	=	Fréquences caractéristiques
Temporelle	+	+	+	=	=	=	$f_0, \tau_0, \langle \tau \rangle, D$
Fractale	=	=	--	=	=	-	H, d_{FL}
Chaos	+	+	+	+	=	--	D_c et quelques autres grandeurs
Temps-fréquence	--	--	--	--	-	--	Instationnarité (qualitatif)

(1) + précise, = correcte, - peu précise, -- inadaptée

(2) + mise en œuvre très simple, = assez simple (programmation nécessaire), - complexe

(3) + calculs évident, = calculs un peu plus longs, - et -- calculs longs à très longs

Tableau IV-2. Tableau comparatif des avantages et inconvénients des méthodes employées pour la détermination du régime d'écoulement.

La comparaison entre colonne à bulles et réacteur à gazosiphon à recirculation externe fait apparaître une grande différence au niveau de l'effet du système distribution du gaz. Dans le réacteur à boucle, l'effet du distributeur est bien plus limité à cause de la vitesse de circulation d'ensemble du liquide qui contribue à la bonne distribution du gaz sur toute la section de l'écoulement. Cet effet est sans doute en grande partie responsable du fait que les transitions de régime sont moins marquées.

Dans la suite de ce travail, nous utiliserons les informations obtenues dans ce chapitre pour mettre en évidence l'influence du régime d'écoulement sur les valeurs locales des paramètres hydrodynamiques mesurées par sonde optique, sonde à réflexion d'ultrasons et surtout vélocimétrie laser Doppler. Nous verrons que toutes ces méthodes détectent également les transitions, bien que

leur emploi soit moins général que celui des capteurs de pression. Au niveau des perspectives, nous en retiendrons essentiellement une : utiliser les méthodes qui ont été mises en œuvre sur un système physico-chimique inhibiteur de coalescence, par exemple eau-pentanol ou eau-butanol. Cela permettra de confirmer leur applicabilité avec ces systèmes ainsi que l'existence d'un retard à la transition dû à la présence d'agents tensio-actifs (I.3.4). Des développements dans ce domaine sont en cours dans le cadre de la thèse de E. Camarasa.

CHAPITRE V

ETUDE EXPERIMENTALE ET SIMULATION NUMERIQUE DE L'HYDRODYNAMIQUE D'UNE COLONNE A BULLES

V. ETUDE EXPERIMENTALE ET SIMULATION NUMERIQUE DE L'HYDRODYNAMIQUE D'UNE COLONNE A BULLES

Dans ce chapitre, nous étudierons en détail l'hydrodynamique de la colonne à bulles R1 en mettant en œuvre toutes les méthodes que nous avons décrites dans le chapitre III. Pour la description détaillée du réacteur et des distributeurs, le lecteur se reportera au paragraphe III.1.1. Nous rappellerons seulement que R1 est un réacteur fermé au liquide qui peut être équipé de trois systèmes de distribution du gaz : un disque fritté de verre, un distributeur multi-orifices en forme de peigne et un distributeur à orifice unique qui est un simple tube. Les deux premiers distributeurs assurent une distribution à peu près uniforme du gaz sur toute la section de la colonne. Ils diffèrent cependant par la taille et la morphologie des bulles formées. En revanche, le troisième distributeur assure une distribution quasiment ponctuelle du gaz.

Dans la suite, nous décrirons le comportement des différents paramètres hydrodynamiques de R1, tant au niveau du réacteur qu'au niveau local. Nous interpréterons leurs évolutions et les comparerons à celles de la littérature. Comme nous disposons déjà depuis le chapitre IV de la description des différents régimes d'écoulement et des débits de gaz correspondant aux transitions de régime, nous relierons les tendances observées au régime d'écoulement ainsi qu'à l'influence du mode de distribution du gaz et du régime du distributeur (II.2.2.1.1). Enfin, nous tenterons de corrélérer ces tendances et d'estimer les paramètres qui n'ont pas pu être mesurés comme l'intercorrélacion temporelle des fluctuations de vitesse du liquide $v'_{Lax} v'_{Lrad}$.

Pour finir, nous disposerons d'une banque de données expérimentales suffisamment importante pour pouvoir la comparer aux résultats fournis par les simulations numériques réalisées avec le logiciel commercial FLUENT® avec lequel deux cas seront étudiés : celui d'une colonne totalement aérée et celui d'une colonne partiellement aérée qui correspondent respectivement à la colonne équipée du fritté et de l'orifice unique. Plusieurs modèles proposés par ce logiciel seront comparés de façon à obtenir le meilleur accord possible entre calculs et expériences. La capacité du code de calcul commercial FLUENT® à prédire l'écoulement local et ses limitations actuelles seront mises en évidence pour une colonne à bulles.

V.1. Etude Expérimentale

V.1.1. Etude qualitative (visuelle)

Dans ce paragraphe, nous décrirons de façon assez précise le comportement de la dispersion tel que nous pouvons l'observer au travers des parois de plexiglas de R1 avec les trois systèmes de distribution du gaz. Tout d'abord, il apparaît que la colonne peut être divisée en trois sections aux comportements hydrodynamiques bien distincts :

- Le voisinage du distributeur ;
- Le voisinage de la surface libre ;
- Le reste de la colonne que nous appellerons sein de la dispersion.

Dans la suite, nous les étudierons successivement. Nous rappelons cependant que ces observations ne concernent que les phénomènes qui se déroulent au voisinage de la paroi.

V.1.1.1. Voisinage du distributeur

Dans cette région, l'écoulement est totalement dominé par le distributeur. Trois comportements très différents sont observés en fonction du distributeur employé. Ils sont représentés schématiquement sur la figure V-1.

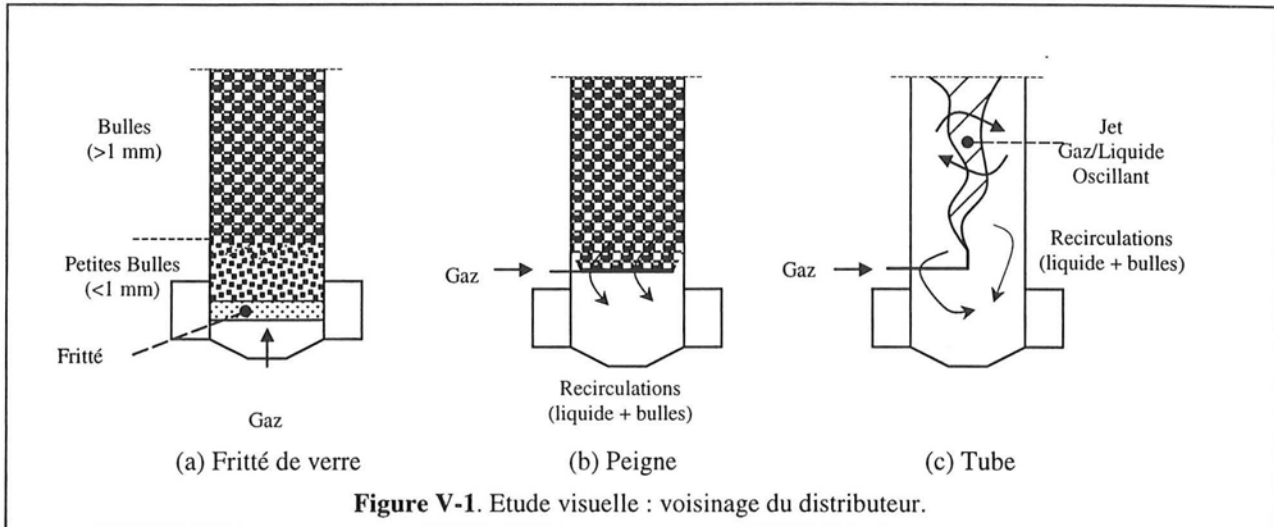


Figure V-1. Etude visuelle : voisinage du distributeur.

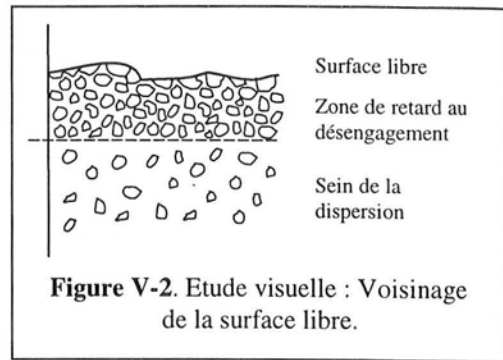
Avec le fritté, de très petites bulles sont formées à la sortie des pores (diamètre moyen : $15 \mu\text{m}$) sur toute la section de la colonne. Leur taille est bien inférieure au millimètre. Cela provient du fait que ce distributeur engendre des pertes de charges importantes. Ces petites bulles coalescent presque immédiatement dans une zone d'environ 5 cm juste au-dessus du fritté. Dans cette région, le taux de vide est donc très élevé. Au-delà, les bulles ont atteint une taille proche de celles rencontrées dans le sein de la dispersion. Ce n'est pas encore la taille d'équilibre, mais l'évolution de la taille des bulles n'est plus aussi rapide ensuite. Elle ne peut alors plus être observée visuellement (Figure V-1a).

Le comportement de la dispersion dans le voisinage du distributeur multi-orifices en forme de peigne diffère fortement de celui du fritté par le fait qu'il forme des bulles bien plus grosses en sortie d'orifice (diamètre : 1 mm). Aux faibles débits de gaz, leur taille est donc plus proche de celle des bulles observées dans le sein de la dispersion. Aux débits plus élevés, ce sont des jets gazeux qui jaillissent des orifices. Les bulles sont alors formées par la rupture de ces jets à quelques centimètres du distributeur. Une autre différence importante avec le fritté réside dans le fait qu'il y a du liquide au-dessous du distributeur. Dans cette zone, d'importantes recirculations de liquide chargé en bulles sont observées (Figure V-1b).

Quant au distributeur à orifice unique ou tube, il induit des comportements fondamentalement différents de ceux des deux autres distributeurs. Nous l'avons déjà décrit en partie dans le chapitre IV pour interpréter les fréquences caractéristiques du signal de pression (Figure IV-10). Le gaz est éjecté sous la forme d'un jet gazeux qui devient un jet gaz/liquide comportant des bulles avec une large distribution de tailles. Ce jet oscille en s'élargissant dans la colonne jusqu'à être assez large pour occuper en permanence la totalité de la section de la colonne (Figure V-1c). La distance du distributeur à laquelle cette situation se produit diminue évidemment lorsque le débit de gaz est augmenté. Il est également clair qu'elle dépend fortement du rapport H_c/D_c (IV.4). A titre d'illustration, on consultera les simulations réalisées dans ce cas par Schwarz et Turner (1988) et Webb et coll. (1992). A la différence des deux autres distributeurs, le taux de vide près de l'orifice unique semble inférieur à celui du sein de la dispersion. On notera également la présence d'une importante circulation de liquide chargé en bulles au-dessous du distributeur.

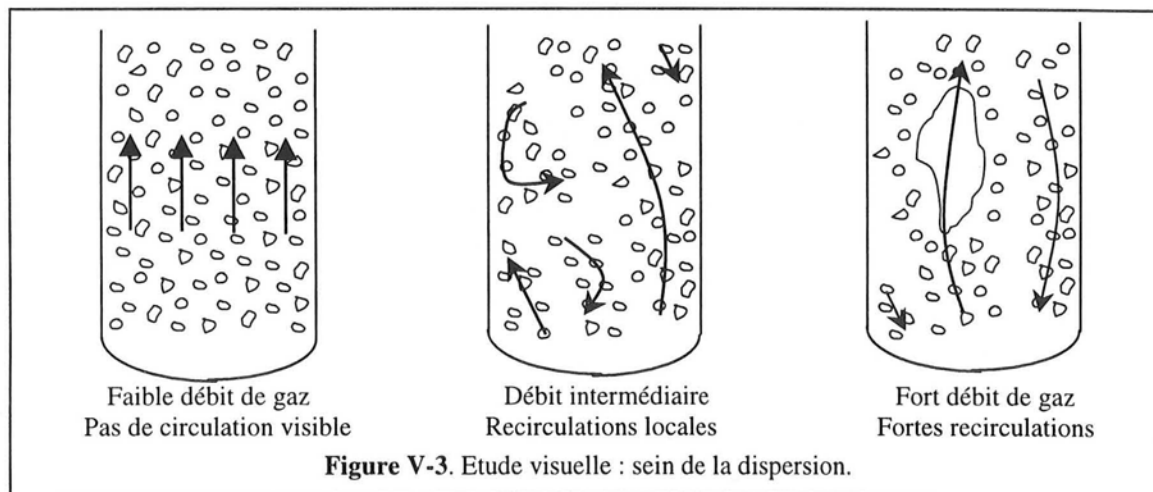
V.1.1.2. Voisinage de la surface libre

Dans cette région, l'écoulement ne dépend que très peu du distributeur. Un comportement à peu près identique est observé pour les trois systèmes de distribution. Globalement, on constate une difficulté au désengagement qui se traduit par une accumulation des bulles dans cette région. Les taux de vide y sont donc bien plus élevés que dans le sein de la dispersion. Dans tous les cas, des oscillations lentes (0.1 à 0.2 Hz) du niveau de la dispersion sont observées, même aux faibles débits de gaz. Aux débits plus élevés, ces oscillations peuvent prendre de l'amplitude bien que leur fréquence reste faible.



V.1.1.3. Sein de la dispersion

Dans le cas du tube, cette zone peut ne pas exister aux faibles débits de gaz puisque le distributeur a une influence importante sur la répartition du gaz assez loin du point d'injection (Figure V-1c). Nous considérerons en effet que le sein de la dispersion débute dans notre réacteur lorsqu'on a atteint une aération totale et permanente de toute la section de la colonne. Dans cette région, l'écoulement dépend moins directement du mode de distribution du gaz que dans le voisinage du distributeur, mais une légère influence peut subsister selon le régime d'écoulement. Trois situations sont donc observées et correspondent respectivement aux trois régimes décrits dans les chapitres II et IV. Ces comportements sont représentés sur la figure V-3. Nous rappellerons qu'à la différence de la figure II-1 qui représente une vue de l'intérieur d'une colonne étudiée par PIV (Chen et coll., 1994), la figure V-3 représente l'écoulement au voisinage de la paroi. Les trois situations observées peuvent être décrites de la façon suivante :



- Aux faibles débits de gaz, les bulles sont réparties de façon assez ordonnée sur la section de la colonne avec le fritté ou le peigne. Elles ont un mouvement ascendant uniforme. Ce comportement est caractéristique du régime homogène (Figure II-1). Cela montre la grande différence avec le tube où le jet oscillant décrit précédemment est observé (Figure V-1c).
- Aux débits plus élevés, des zones de recirculation avec des bulles descendantes ou stagnantes sont visibles près des parois. Ces zones ne sont pas stables dans l'espace et dans le temps. On peut ainsi voir au même point au cours du temps des bulles descendantes puis des bulles ascendantes. Ce comportement correspond à la région de transition avec le fritté et le peigne,

mais il est également observé avec l'orifice unique aux faibles débits de gaz à partir du moment où le jet occupe toute la section de la colonne.

- Aux débits de gaz très élevés, on note la présence de grosses bulles de gaz de plusieurs centimètres qui viennent parfois heurter les parois, en accord avec les résultats de la littérature (II.1.2). Elles provoquent de fortes accélérations de la dispersion qui pulsent l'écoulement. Il est probable que seulement une fraction de ces grosses bulles est visible, la plus grande partie se déplaçant préférentiellement au centre de la colonne. Les fortes accélérations qu'elles engendrent provoquent en réaction une importante recirculation du liquide et des petites bulles vers le bas. Comme dans le cas des débits intermédiaires, la position de ces zones de recirculation varie dans l'espace et dans le temps. Ce comportement est commun aux trois distributeurs. Il est en accord avec les résultats du chapitre IV qui mettent en évidence la présence de structures à partir des mesures de pression à la paroi.

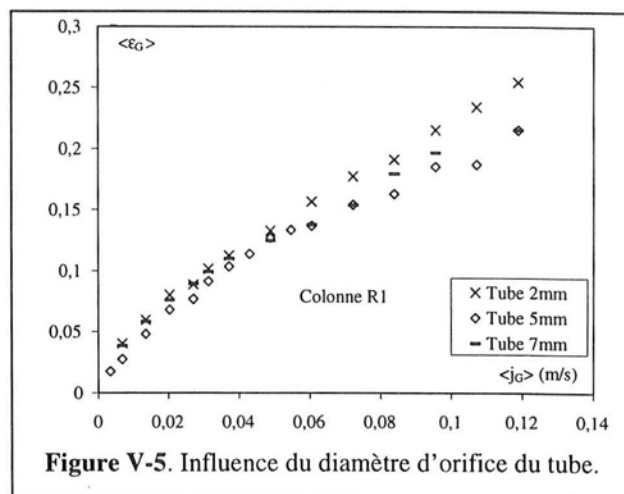
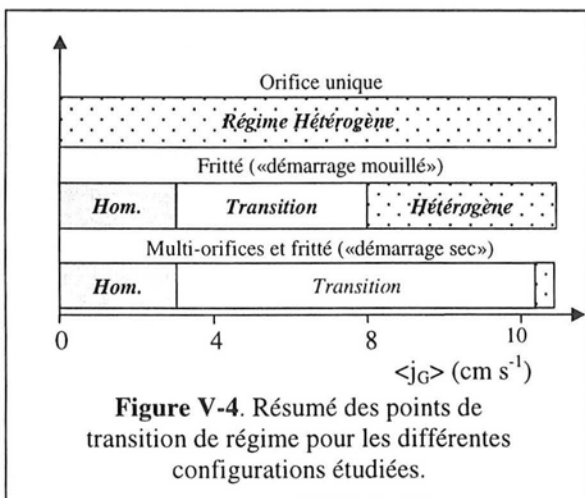
Nous allons comparer dans ce qui suit ces observations aux mesures globales et locales des paramètres hydrodynamiques.

V.1.2. Mesures des paramètres hydrodynamiques à l'échelle du réacteur

Dans ce paragraphe, nous appliquerons sur la colonne R1 la méthode manométrique qui fournit le taux de vide moyen en volume sur une section comprise entre deux capteurs et permet d'accéder au taux de vide moyen sur l'ensemble de la colonne. Nous appliquerons également la technique de désengagement dynamique du gaz (III.2.1.2) pour analyser qualitativement la structure de la phase gaz ainsi que la technique photographique (III.2.4) pour déterminer la distribution de la taille des bulles et leurs principaux paramètres de formes. En revanche, les transitions de régime obtenues avec les trois distributeurs ne seront pas abordées dans ce chapitre puisqu'elle ont été étudiées au chapitre IV. Les vitesses de gaz auxquelles se produisent les transitions sont cependant résumées sur la Figure V-4 pour les différentes configurations étudiées. La distinction entre «démarrage mouillé» et «sec» pour le fritté sera définie ultérieurement.

V.1.2.1. Mesure du taux de vide moyen en volume

Les courbes représentant l'évolution du taux de vide sur l'ensemble de la colonne en fonction du débit de gaz pour les trois systèmes de distribution ont déjà été étudiées dans le chapitre IV (Figure IV-1). Nous y ferons référence sans les reproduire dans le présent chapitre.



Avec le distributeur à orifice unique, nous constatons simplement que le taux de vide croît continûment en fonction du débit de gaz puisque l'écoulement est toujours en régime hétérogène. Son évolution peut être mise sous la forme d'une relation de type II-2, ce qui nous donne pour cette configuration :

$$\langle \varepsilon_G \rangle = 0.80 \cdot \langle j_G \rangle^{0.67} \quad (V-1)$$

L'exposant 0.67 est en accord avec les valeurs rencontrées dans la littérature (II.2.1.2). Mais cette évolution est également en bon accord avec la corrélation de Akita et Yoshida (1974) qui a aussi été obtenue avec un réacteur équipé d'un tube de 5 mm de diamètre (Tableau II-2). Dans notre réacteur avec le système eau/air, cette corrélation peut être mise sous la forme :

$$\frac{\langle \varepsilon_G \rangle}{[1 - \langle \varepsilon_G \rangle]^4} = \alpha \cdot \langle j_G \rangle \text{ avec } \alpha = 3.38 \quad (V-2)$$

Une régression sur les points expérimentaux fournit une valeur de 3.40 pour le paramètre α que l'on comparera avec satisfaction au 3.38 de l'équation V-2.

Avec l'orifice unique, nous noterons que les deux principaux paramètres qui peuvent influencer sur le taux de vide moyen sont :

- La position du tube dans la colonne, ce dernier pouvant être excentré ;
- Le diamètre de l'orifice du tube.

L'influence du premier paramètre n'a pas été étudiée. Celle du diamètre d'orifice a été abordée rapidement en comparant le taux de vide mesuré avec un tube de 5 mm de diamètre à ceux obtenus respectivement avec des orifices de 2 et de 7 mm. Les résultats sont représentés sur la figure V-5. Les courbes correspondant aux orifices de 5 et 7 mm sont très proches. En revanche, un écart plus important apparaît avec le tube de 2 mm qui donne des taux de vide plus élevés aux forts débits de gaz. L'influence du diamètre d'orifice est donc faible tant que celui-ci est supérieur à 2 mm. Ce résultat est en accord avec celui de Zahradnik et coll. (1997) qui trouvent une influence de la taille de l'orifice au-dessous de 1.6 mm.

Avec le fritté, le comportement de la courbe $\langle \varepsilon_G \rangle$ vs. $\langle j_G \rangle$ (Figure IV-1) fait apparaître les trois zones décrites dans le chapitre IV qui correspondent aux trois régimes d'écoulement successifs. En régime homogène, aux faibles débits de gaz, on note une variation à peu près linéaire de $\langle \varepsilon_G \rangle$ en fonction de $\langle j_G \rangle$. Par régression, on obtient dans cette région ($0-3 \text{ cm s}^{-1}$) pour le réacteur étudié :

$$\langle \varepsilon_G \rangle = 10 \cdot \langle j_G \rangle^{1.1} \quad (V-3)$$

Dans le cas du système eau/air, une valeur de 1.0 était attendue pour l'exposant (II.2.1.1). La valeur obtenue de 1.1 peut provenir du manque de précision sur les réglages du rotamètre aux faibles débits gazeux. Nous retiendrons cependant la relation V-3.

En régime homogène, il est possible de caractériser les interactions entre les bulles grâce à la relation II-4 et à la forme de la fonction ϕ (Eq.II-3) qui représente l'influence négative de ces interactions sur la vitesse d'ensemble des bulles. Celle-ci s'obtient en traçant la vitesse moyenne de la dispersion $\langle j_G \rangle / \langle \varepsilon_G \rangle$ en fonction de $\langle \varepsilon_G \rangle$ (Figure V-6). Le calcul de ϕ nécessite la connaissance de la vitesse terminale ascensionnelle des bulles $v_{b\infty}$ qui est obtenue par extrapolation à partir de la courbe précédente en faisant tendre $\langle \varepsilon_G \rangle$ vers 0. Pour le fritté, on obtient une valeur de 21.5 cm s^{-1} pour $v_{b\infty}$. Finalement, c'est la relation de Richardson et Zaki (1954) qui permet d'approcher le mieux les points expérimentaux. Celle-ci surestime cependant $\langle j_G \rangle / \langle \varepsilon_G \rangle$. Il semble donc que la grande quantité de bulles formées par le fritté

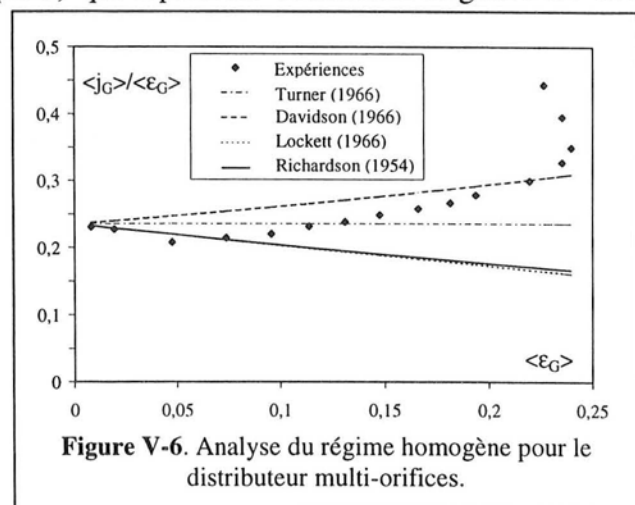


Figure V-6. Analyse du régime homogène pour le distributeur multi-orifices.

soit à l'origine de fortes interactions bulles/bulles.

Au-delà du régime homogène, la zone de transition est caractérisée par un maximum local de taux de vide. Le régime hétérogène est atteint lorsque la courbe passe par un minimum local et que $\langle \varepsilon_G \rangle$ croît à nouveau en fonction de $\langle j_G \rangle$. Nous ne disposons cependant pas d'un assez grand nombre de points expérimentaux en régime hétérogène établi pour obtenir une corrélation entre $\langle \varepsilon_G \rangle$ et $\langle j_G \rangle$. Toutefois, comme l'écoulement ne dépend plus du distributeur dans ce régime, il est possible d'appliquer la relation V-1 déterminée pour le tube. Sur l'ensemble du domaine de débits de gaz étudié (tous régimes), le taux de vide peut être obtenu par la relation polynomiale suivante :

$$\langle \varepsilon_G \rangle = 6.50 \cdot \langle j_G \rangle - 48.5 \cdot \langle j_G \rangle^2 + 105 \cdot \langle j_G \rangle^3 \quad (V-4)$$

Nous rappellerons cependant que ce type de relation ne doit pas être utilisé pour l'extrapolation aux vitesses supérieures.

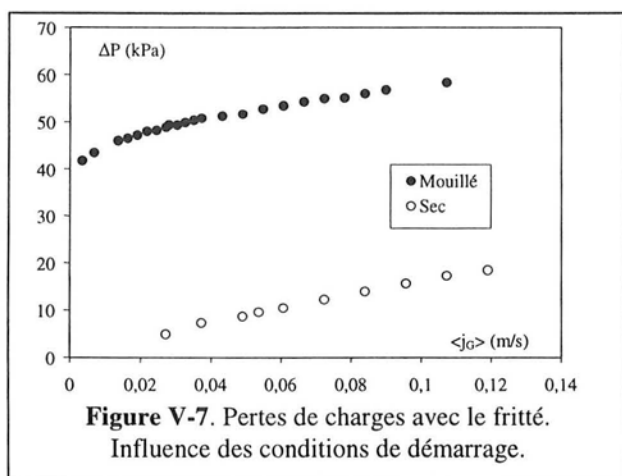


Figure V-7. Pertes de charges avec le fritté. Influence des conditions de démarrage.

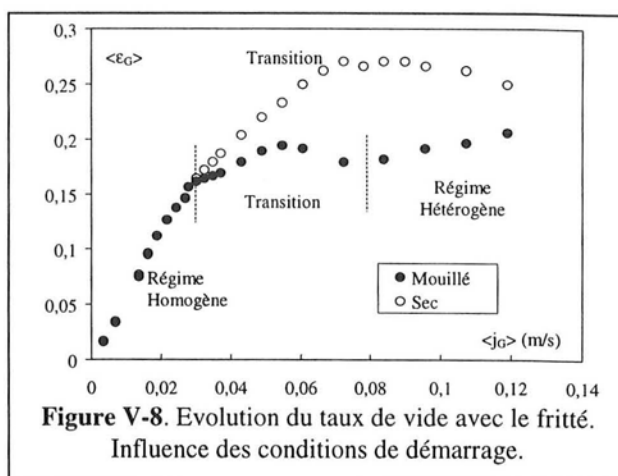


Figure V-8. Evolution du taux de vide avec le fritté. Influence des conditions de démarrage.

Un des principaux inconvénients des frittés est lié à la petite taille des pores qui se bouchent facilement. Prakash et Briens (1990) ont montré que l'écoulement obtenu avec un fritté est fortement influencé par les conditions de démarrage. On distingue le « démarrage à sec » où la colonne est alimentée en gaz avant l'introduction du liquide, et le « démarrage mouillé » où le gaz est introduit après avoir rempli la colonne de liquide. En effet la présence de liquide avant introduction du gaz bouche certains pores et diminue le nombre de pores « actifs ». Dans ce cas, les pertes de charges sont alors plus importantes car les vitesses de gaz sont plus élevées dans les pores auxquels le gaz a accès (Figure V-7). La taille des bulles formées est plus grande. Les taux de vide sont donc plus faibles que dans les conditions de démarrage à sec et les courbes expérimentales diffèrent assez fortement. Les transitions de régime se produisent également à de plus faibles débits de gaz lorsqu'une fraction des pores est obstruée par le liquide (Figure V-8). Toutefois, l'effet des conditions de démarrage est limité à quelques heures au bout desquelles le même comportement est obtenu selon Prakash et Briens (1990). Pendant la période transitoire dans le cas d'un démarrage mouillé, on utilisera l'équation suivante pour le taux de vide moyen :

$$\langle \varepsilon_G \rangle = 7.86 \cdot \langle j_G \rangle - 105 \cdot \langle j_G \rangle^2 + 449 \cdot \langle j_G \rangle^3 \quad (V-5)$$

Par la suite, la plupart des mesures locales seront réalisées avec un démarrage mouillé.

Avec le distributeur multi-orifices, un comportement similaire à celui du fritté est observé. En régime homogène, on obtient la relation suivante pour le réacteur étudié :

$$\langle \varepsilon_G \rangle = 10 \cdot \langle j_G \rangle^{1.02} \quad (V-6)$$

Les commentaires donnés pour le fritté restent donc valables. Dans ce régime, la fonction ϕ (Figure V-6) est représentée de façon équivalente par les relations de Richardson et Zaki (1954) et Lockett et Kirkpatrick (1975) qui sont reportées dans le tableau II-1. On obtient 23.5 cm s^{-1} pour v_{b00} . Les interactions bulles/bulles sont donc un peu moins importantes qu'avec le fritté.

En régime hétérogène établi, on peut estimer le taux de vide par la relation V-1, comme pour le fritté et le tube. Sur l'ensemble de la gamme de vitesse de gaz, on pourra utiliser l'expression :

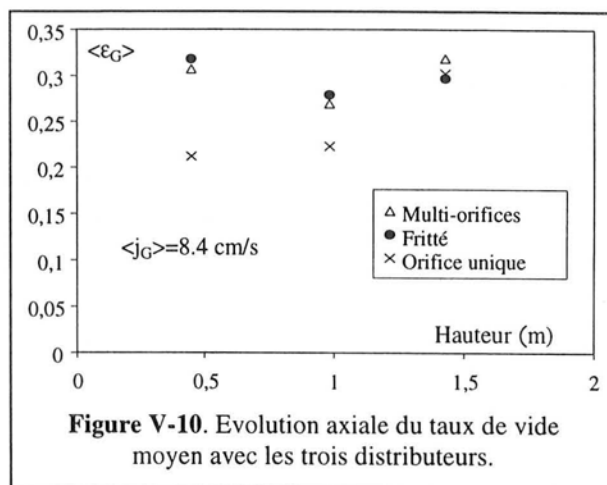
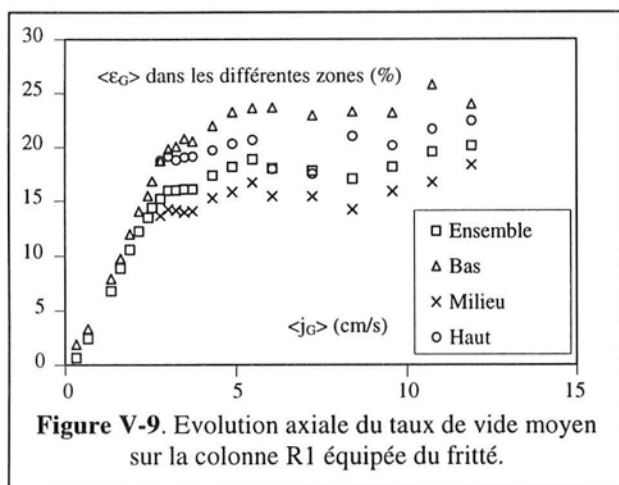
$$\langle \varepsilon_G \rangle = 3.75 \cdot \langle j_G \rangle - 1.5 \cdot \langle j_G \rangle^2 - 119 \cdot \langle j_G \rangle^3 \quad (V-7)$$

Nous retiendrons que les principales caractéristiques de ce distributeur qui ont une influence sur les taux de vide mesurés sont (II.2.1) :

- Le nombre et la répartition des orifices ;
- Le diamètre des orifices.

Ils ne seront cependant pas étudiés dans le présent travail.

Pour tous les distributeurs, nous avons analysé l'évolution axiale du taux de vide dans trois zones : basse, milieu et haute. Dans le cas du fritté, cette évolution dans les trois zones est comparée au taux de vide moyen global sur la figure V-9. On constate que le taux de vide est plus élevé près du distributeur et près de la surface libre que dans le sein de la dispersion. Ce résultat est en accord avec les observations visuelles du paragraphe précédent. Le comportement du peigne est similaire à celui observé pour le fritté. Ce n'est en revanche pas le cas avec le tube où le taux de vide est plus faible près du distributeur (Figure V-10), en accord avec les observations visuelles (V.1).



V.1.2.2. Etude du désengagement dynamique du gaz

La méthode de désengagement dynamique du gaz décrite au paragraphe III.2.1.2 a été mise en œuvre sur la colonne R1 pour analyser la structure de la phase gaz. En effet cette méthode permet de déterminer le nombre de classes de tailles de bulles ainsi qu'une estimation de leurs vitesses et leurs fractions respectives. Ces résultats sont toutefois peu précis dans notre réacteur et nous n'exploiterons que les tendances observées. Nous avons déjà montré qu'il n'y a qu'une seule classe de bulles en régime homogène, alors qu'il y en a deux en régime hétérogène (Figure III-9). Les courbes représentant l'évolution du taux de vide et des vitesses moyennes de chacune des classes de bulles sont représentées respectivement sur la figure V-11 pour le distributeur multi-orifices et V-12 pour l'orifice unique.

Avec le peigne, l'existence du régime homogène fait qu'il n'y a qu'une seule classe de bulles aux faibles débits de gaz alors qu'il en existe toujours deux avec le tube. Aux faibles valeurs de $\langle j_G \rangle$, la figure V-11b est en bon accord avec la figure V-6 qui prédit une diminution de la vitesse moyenne des bulles avec le débit de gaz dans ce régime à cause de la croissance des interactions bulles/bulles. Elle est visible jusqu'à $\langle j_G \rangle = 4 \text{ cm s}^{-1}$, c'est-à-dire jusqu'au début de la région de transition. A partir de ce point, les grosses bulles apparaissent. Leur vitesse estimée est de deux à quatre fois supérieure à celle des petites bulles et elle augmente avec $\langle j_G \rangle$. Les courbes de la figure V-11a sont en accord avec les résultats de Krishna et coll. (1991) puisque l'augmentation du taux de vide au-delà de 4 cm s^{-1} est essentiellement due aux grosses bulles. Le fait que des bulles puissent

atteindre 80 cm s^{-1} est cependant contesté par Deshpande et coll. (1995) qui ont montré que la méthode de désengagement dynamique surestime la vitesse des bulles en considérant abusivement que la circulation du liquide disparaît immédiatement après l'arrêt du gaz. Ces valeurs des vitesses des grosses bulles sont donc à considérer avec la plus grande prudence. Nos résultats sont cependant en accord avec ceux de Beinhauer (cité par Deckwer, 1992), de Schumpe et Grund (1986) et de Krishna et coll. (1991) représentés qualitativement sur la figure II-4. De même, Krishna et coll. (1999a) ont montré récemment que les grosses bulles peuvent avoir des vitesses bien supérieures à leur vitesse terminale ascensionnelle (Eq.II-16).

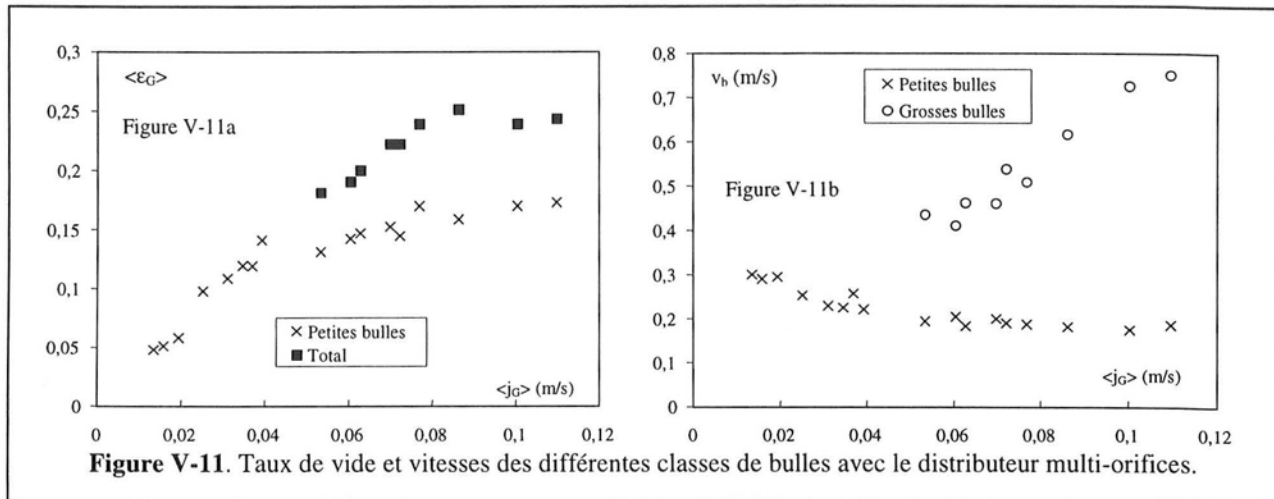


Figure V-11. Taux de vide et vitesses des différentes classes de bulles avec le distributeur multi-orifices.

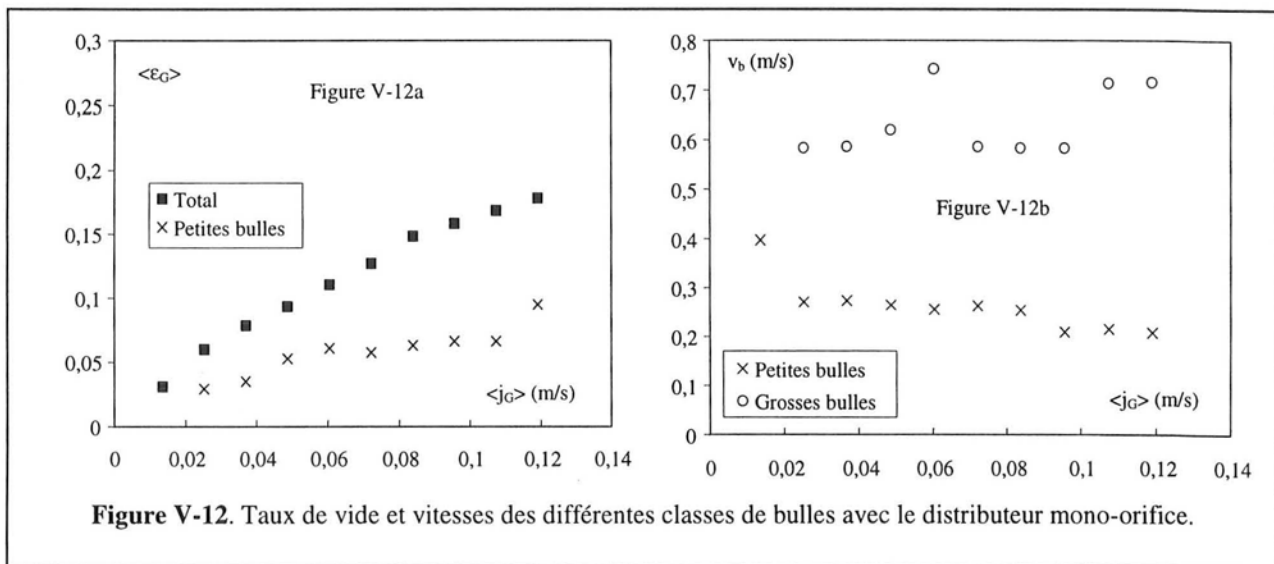


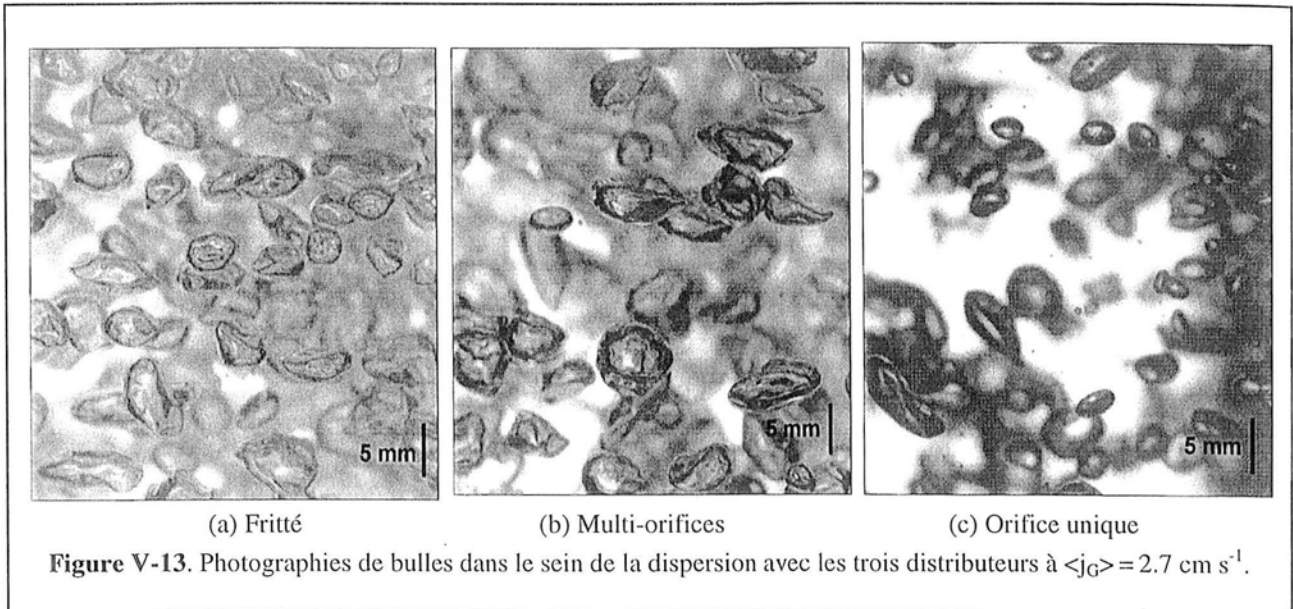
Figure V-12. Taux de vide et vitesses des différentes classes de bulles avec le distributeur mono-orifice.

Dans le cas de l'orifice unique, les grosses bulles ont des vitesses comprises entre 60 et 75 cm s^{-1} sur l'ensemble de la gamme de débits gazeux étudiés, tandis que les petites ont des vitesses comprises entre 20 et 30 cm s^{-1} qui décroissent en fonction de $\langle j_G \rangle$ comme pour le distributeur à multi-orifices (Figure V-12b). On notera que la proportion de grosses bulles (Figure V-12a) est bien plus importante qu'avec le peigne (Figure V-11a). Ceci peut être expliqué à partir de la formation des bulles par rupture du jet gazeux en sortie de l'orifice. Les bulles formées de cette façon ont en général une distribution de taille assez large (Figure II-6).

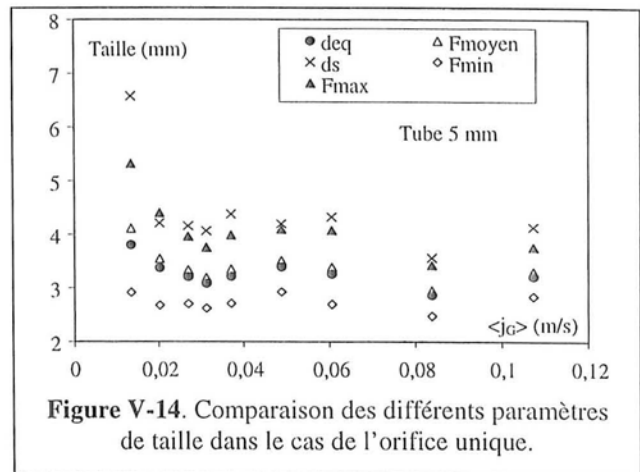
V.1.2.3. Etude de la taille et de la morphologie des bulles par photographie

Ces paramètres essentiels de la dispersion ont été étudiés par la méthode photographique couplée à l'analyse d'image (III.2.4) loin du distributeur. Une comparaison visuelle des bulles

observées avec les trois distributeurs est proposée sur la figure V-13 à un même débit de gaz. On remarque immédiatement que les bulles formées lorsque la colonne est équipée du fritté ont à peu près toutes la même taille. C'est également le cas avec le distributeur multi-orifices, mais elles sont alors plus grosses et moins nombreuses à cause de la taille des orifices, bien que ces photographies aient été réalisées à plus d'un mètre du distributeur. Avec l'orifice unique, on observe simultanément des bulles dont la taille est similaire à celles formées par les deux autres distributeurs et d'autres bien plus petites. On constate également que la répartition spatiale des bulles sur la photographie est bien moins uniforme que pour les deux autres distributeurs, ce qui confirme les observations visuelles (V.1.1). En revanche, nous n'avons jamais pu observer par photographie les grosses bulles décrites au paragraphe V.1.1.3 car elles ne passent que trop rarement près des parois.



Par la suite, nous allons analyser l'évolution des tailles et morphologies de bulles en fonction du débit de gaz utilisé. Pour étudier l'évolution de leur taille moyenne, nous disposons de plusieurs paramètres. Le plus simple est le diamètre moyen en nombre d_{eq} qui est la moyenne arithmétique des N diamètres équivalents en surface d_i fournis par le programme d'analyse d'image (Eq.II-7). Nous avons également défini dans le chapitre III les diamètres de Féret minimum F_{min} et maximum F_{max} qui correspondent à peu près à la plus petite et à la plus grande corde de la bulle. Il est encore possible d'utiliser la moyenne F_{moyen} de ces deux grandeurs ou le diamètre moyen en volume (diamètre de Sauter d_s , Eq.II-8) comme paramètre d'intérêt. Sur la figure V-14, nous avons représenté l'évolution de toutes ces grandeurs dans le cas de l'orifice unique. Il apparaît qu'elles présentent toutes la même évolution. C'est pourquoi nous avons choisi d'utiliser le diamètre d_{eq} comme paramètre de taille.



L'étude de la morphologie est plus délicate. Nous disposons de la circularité des bulles et de l'allongement (II.2.4). Il est cependant difficile de définir un allongement moyen ou une circularité moyenne pour chaque débit de gaz. En effet, ces paramètres dépendent fortement de la taille de la

bulle considérée. Comme nous l'avons vu précédemment sur les photos, les bulles ne sont pas sphériques mais plutôt aplaties et souvent déformées. Sur la figure V-15, on constate dans le cas du tube que plus les bulles sont grosses, moins elles sont circulaires et plus elles sont allongées. Cette remarque est bien sûr valable pour les autres distributeurs et correspond bien à l'évolution des morphologies décrites sur la figure I-5 et dans le paragraphe I.3.2.

Sur la figure V-16, nous avons représenté l'évolution du diamètre moyen d_{eq} et la densité de probabilité de taille de bulles pour les trois distributeurs. Nous rappellerons cependant que seules sont mesurées les bulles situées à proximité des parois et les distributions obtenues ne sont pas forcément représentatives des bulles qui circulent au centre de la colonne.

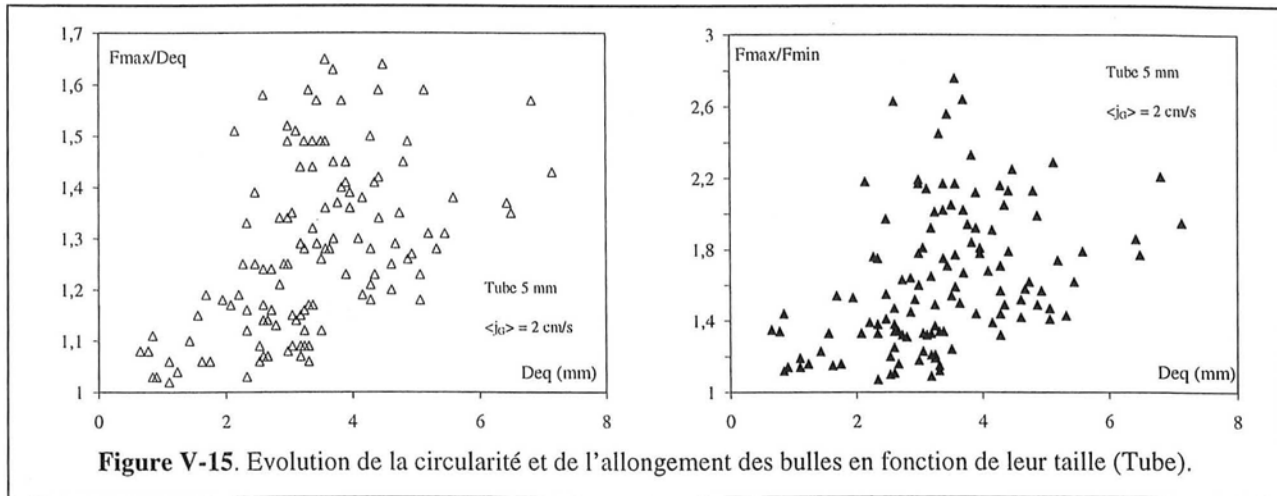


Figure V-15. Evolution de la circularité et de l'allongement des bulles en fonction de leur taille (Tube).

Avec le fritté, d_{eq} augmente lentement aux faibles débits de gaz, puis diminue au-delà de 3 cm s^{-1} . Nous avons également réalisé des photographies dans la région du distributeur pour pouvoir les comparer à celles du sein de la dispersion. On constate que la taille des bulles augmente continûment en fonction de la vitesse du gaz dans le voisinage du distributeur. Cette différence de comportement peut être expliquée de la façon suivante. Le distributeur fonctionne toujours en régime de bulles en chaînes comme cela a été dit au paragraphe II.2.2.1.1. La taille des bulles augmente donc avec $\langle j_G \rangle$. Tant que le régime homogène domine, l'influence du distributeur et la coalescence immédiate des bulles qui a été décrite précédemment (V.1.1.1) ont pour conséquence une augmentation de d_{eq} . A partir de la transition, la rupture commence à intervenir comme cela est illustré par la figure II-8. La taille des bulles dans le sein de la dispersion diminue donc (au moins dans la région de la paroi). Au niveau de la distribution des tailles, la diminution de la taille moyenne des bulles se traduit par le passage d'une distribution centrée vers 5 mm à une distribution centrée vers 3 mm par l'intermédiaire d'une gamme de $\langle j_G \rangle$ où existe une distribution bimodale de bulles comprenant simultanément les deux populations.

Avec le distributeur multi-orifices (Fig.V-16b), d_{eq} a le même comportement qu'avec le fritté. Il n'est pas possible d'analyser correctement les photographies dans la zone du distributeur car le régime de jet débute assez rapidement et les photographies ne peuvent alors plus être traitées de façon satisfaisante dans cette zone. Le régime de bulles en chaînes domine aux faibles débits de gaz. Les bulles formées au distributeur sont plus grosses qu'avec le fritté. On constate d'ailleurs que la taille de bulles est plus élevée dans le sein de la dispersion. Cette différence disparaît toutefois lors de la transition de régime (vers 3 cm s^{-1}) à cause de l'équilibre coalescence/rupture qui s'établit. En revanche, des comportements fort différents sont observés dans la région du distributeur. Le régime à bulles en chaîne est remplacé par une alternance de bulles et de jets de gaz vers une vitesse superficielle de 5 cm s^{-1} . Cela n'a toutefois plus beaucoup d'influence sur les bulles du sein de la dispersion. Enfin, le passage d'une population de taille de bulles dont la taille moyenne est 6 mm à

une autre dont la taille moyenne est 4 mm s'effectue de la même façon que pour le fritté, c'est-à-dire par l'existence aux débits de gaz intermédiaires d'une distribution bimodale de bulles.

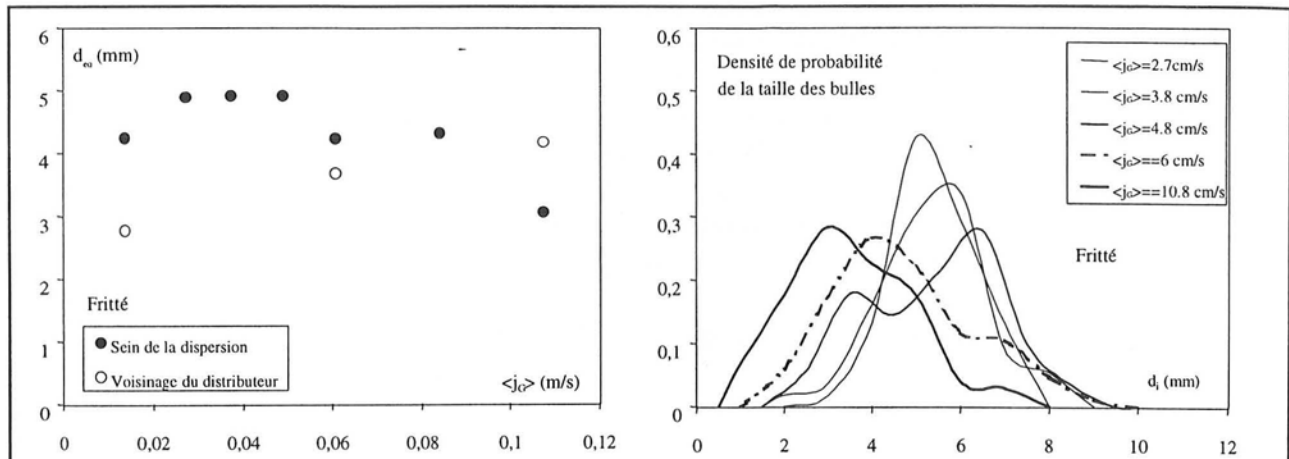


Figure V-16a. Evolution du diamètre équivalent moyen et de la distribution de tailles de bulles avec le fritté.

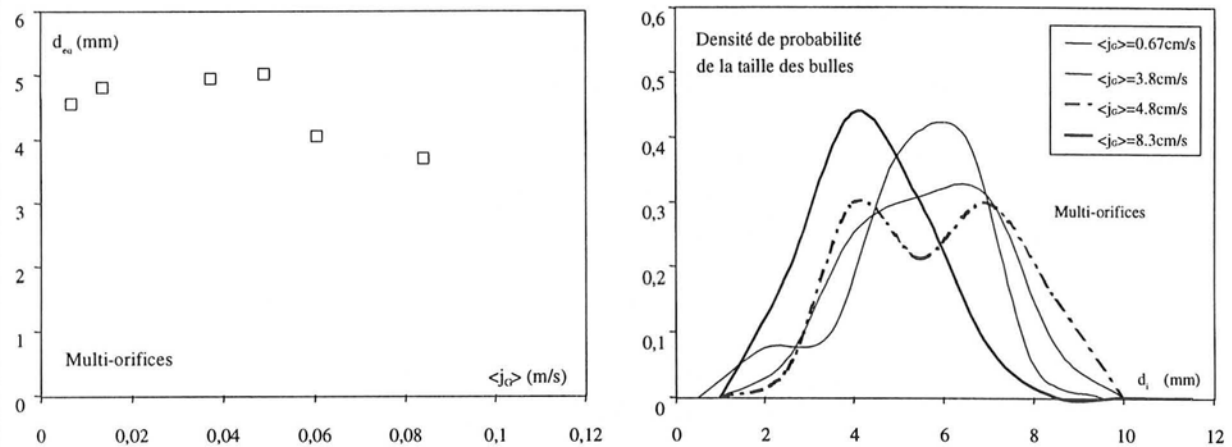


Figure V-16b. Evolution du diamètre équivalent moyen et de la distribution de tailles de bulles avec le distributeur multi-orifices.

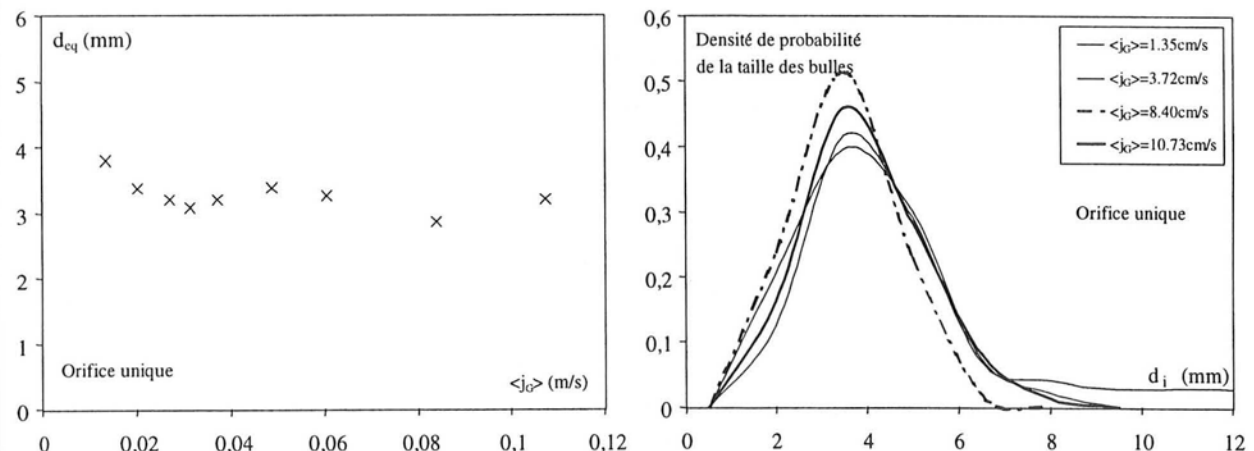


Figure V-16c. Evolution du diamètre équivalent moyen et de la distribution de tailles de bulles avec l'orifice unique.

Avec le distributeur à orifice unique, d_{eq} évolue différemment. On observe une diminution rapide jusqu'à 4 cm s^{-1} , puis d_{eq} reste à peu près constant aux débits de gaz plus élevés (Fig.V-16c). On constate d'ailleurs que les tailles de bulles obtenues avec les trois distributeurs sont presque identiques au-delà de 10 cm s^{-1} . Comme nous l'avons vu précédemment (V.1.1.1), l'influence du distributeur est beaucoup plus grande et plus étendue dans la colonne équipée avec le tube qu'avec les deux autres systèmes. Même aux plus faibles débits étudiés, le tube fonctionne déjà dans la région de transition entre le régime à bulles en chaîne et le régime de jet. L'équation II-13 prévoit que ce dernier est établi lorsque la vitesse superficielle du gaz est de 5 cm s^{-1} . La distribution des tailles de bulles alors formées au distributeur est large, mais centrée autour de la valeur qui correspond à l'équilibre entre coalescence et rupture. A partir de ce point, la circulation du liquide affecte peu la taille moyenne des bulles. La distribution des tailles est donc monomodale à tous les débits étudiés. Il est cependant probable que la valeur obtenue pour d_{eq} sous-estime la taille moyenne des bulles de la dispersion, les grosses bulles se déplaçant préférentiellement au centre de la colonne n'apparaissant pas sur les photographies.

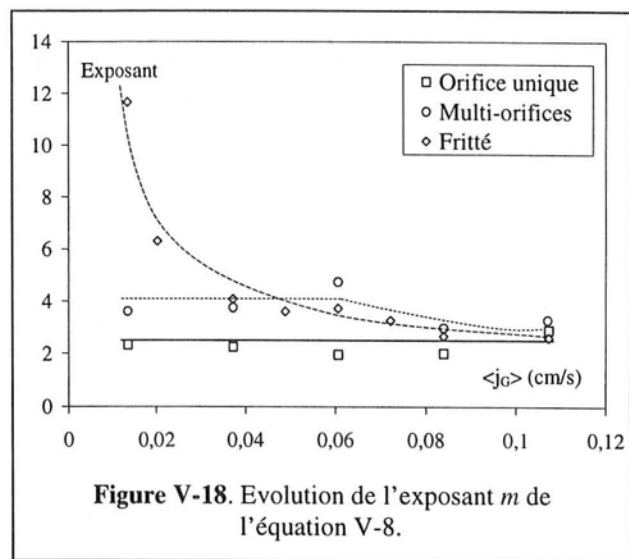
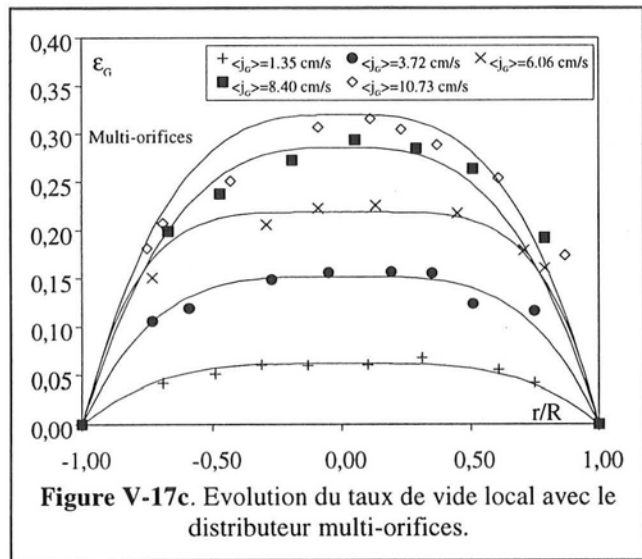
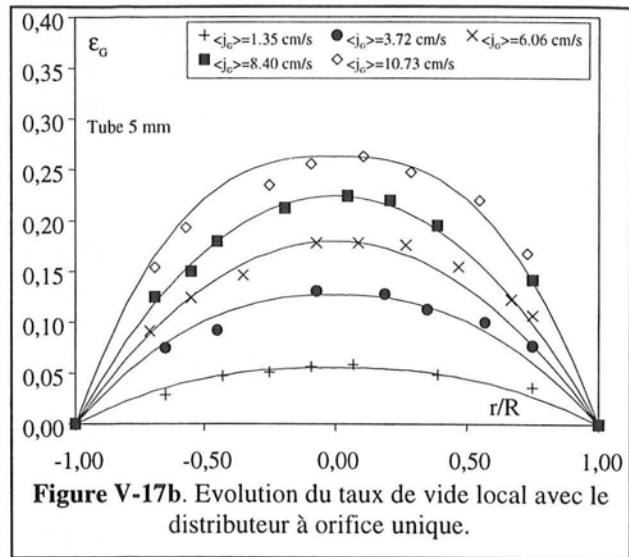
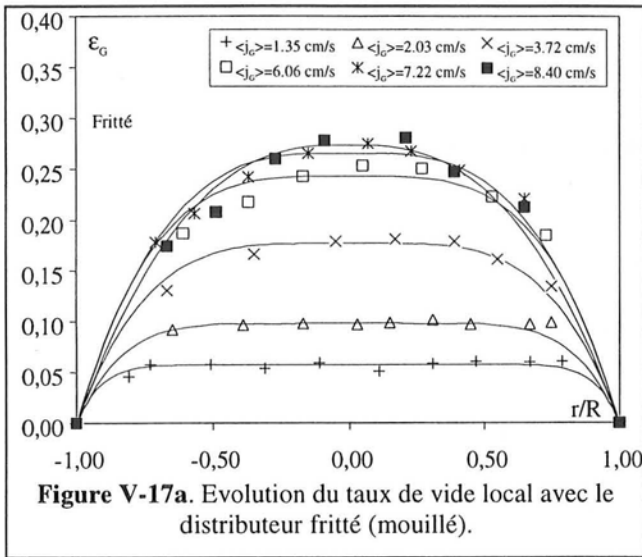
V.1.3. Mesures des paramètres hydrodynamiques à l'échelle locale

Pour décrire la phase gaz, nous avons réalisé des mesures de l'évolution radiale du taux de vide local et de la fréquence moyenne de passage des bulles avec la bi-sonde optique (III.2.5.1). En revanche, nous n'avons pas pu utiliser cette technique pour déterminer la vitesse axiale des bulles dans la colonne à cause des recirculations locales (III.2.5.1.2). C'est pourquoi nous avons mesuré cette grandeur ainsi que la distribution locale de ces vitesses avec la sonde à réflexion Doppler d'ultrasons (III.2.5.2). En revanche, aucune mesure de la vitesse radiale des bulles n'a été possible comme nous l'avons dit précédemment (III.2.5.2.2). Toutes les mesures locales au sein de la phase gaz ont été réalisées juste en dessous de la boîte rectangulaire au niveau de laquelle ont été obtenues les photographies et les mesures par vélocimétrie laser (Figure III-1).

Pour la description de la phase liquide, le vélocimètre laser 1D (III.2.6.4) nous a donné accès à l'évolution radiale de la vitesse du liquide et de ses fluctuations dans les directions axiale et orthoradiale. Il n'a en revanche pas été possible de mesurer la composante radiale (ce qui nécessiterait une deuxième tête optique) et l'intercorrélacion temporelle des fluctuations de vitesse du liquide $\overline{v'_{Lax} v'_{Lorth}}$ (ce qui nécessiterait au moins deux voies sur la même tête optique). Nous avons donc été amenés à modéliser le comportement de la phase liquide afin d'estimer ces grandeurs. Enfin, nous avons utilisé les mesures réalisées sur les deux phases pour évaluer la vitesse relative locale entre des bulles.

V.1.3.1. Evolution locale du taux de vide et de la fréquence de passage des bulles

L'évolution du taux de vide local en fonction de la vitesse superficielle du gaz pour les trois systèmes de distribution est représentée sur les figures V-17. Lorsque la colonne est équipée du fritté de verre, nous observons des profils très plats aux faibles débits de gaz. Le taux de vide augmente alors rapidement avec $\langle j_G \rangle$. En revanche, les profils deviennent presque paraboliques aux débits plus élevés à l'approche du régime hétérogène. Par contre, les valeurs du taux de vide local augmentent bien plus lentement en fonction de $\langle j_G \rangle$, en accord avec l'évolution du taux de vide moyen (Figure IV-1). Ces résultats sont également en accord avec l'interprétation des régimes d'écoulement du chapitre IV et les résultats de la littérature du chapitre II. Avec le distributeur multi-orifices, les mêmes tendances sont observées. Les profils de taux de vide aux faibles débits de gaz sont cependant moins plats, ce qui correspond à une distribution moins uniforme du gaz près du distributeur. Enfin, les profils de taux de vide sont encore beaucoup plus arrondis avec le distributeur à orifice unique même aux faibles débits de gaz, ce qui montre bien la présence du régime hétérogène à tous les débits étudiés.



Les comportements décrits précédemment peuvent être représentés par une relation du type :

$$\epsilon_G = \langle \epsilon_G \rangle \cdot \frac{m+2}{m} \cdot \left(1 - \left(\frac{r}{R_c}\right)^m\right) \quad (V-8)$$

En ajustant cette loi sur les profils expérimentaux, les paramètres m et $\langle \epsilon_G \rangle$ peuvent être déterminés. L'exposant m permet donc de quantifier le degré de courbure de la fonction $\epsilon_G(r)$. Les valeurs de cet exposant évaluées pour les trois distributeurs sont comparées sur la figure V-18. Elles sont en accord avec les observations précédentes.

Avec le fritté, m diminue rapidement lorsque $\langle j_G \rangle$ augmente. Celui-ci passe d'une valeur de 10-12 en régime homogène à environ 4 pendant la transition, puis à 2-3 en régime hétérogène. Avec le distributeur multi-orifices, les valeurs de m sont plus faibles. Elles restent à peu près constantes vers 4 en régime homogène et au début de la transition, puis diminuent lentement pour atteindre des valeurs comprises entre 2 et 3 (comme pour le fritté) aux débits de gaz plus élevés. Enfin, avec le distributeur à orifice unique, l'évolution de m est encore différente de celle des deux autres distributeurs puisque m reste à peu près constant et compris entre 2 et 3 pour tous les débits de gaz, ce qui confirme l'existence du régime hétérogène dans toute la gamme de vitesse de gaz étudiée. Aux débits de gaz élevés, on constate que le paramètre m a presque la même valeur pour tous les distributeurs, ce qui est en accord avec la figure IV-1 qui montre que le taux de vide moyen ne

dépend plus du distributeur en régime hétérogène. Pour compléter les résultats précédents, la valeur de $\langle \varepsilon_G \rangle$ obtenue par optimisation à partir de la relation V-8 peut être comparée à celle mesurée par la méthode manométrique. L'accord entre les deux valeurs est assez bon. Pour l'illustrer, un exemple de comparaison dans le cas du fritté est reporté en annexe (Figure G.V-1).

L'évolution locale de la fréquence moyenne de passage des bulles f_b est représentée sur les figures V-19a et V-19b, respectivement pour le fritté et l'orifice unique. Cette grandeur, qui est facile à mesurer puisqu'il s'agit simplement du nombre moyen de bulles passant par une pointe de la sonde optique par seconde (Eq.III-21), n'est que peu utilisée en Génie Chimique. Elle apporte cependant un certain nombre d'informations complémentaires au taux de vide local.

Avec l'orifice unique, on constate que les fréquences augmentent régulièrement avec le débit de gaz. Les profils radiaux obtenus sont plus plats que ceux du taux de vide local (Figure V-17b). Les fréquences maximales mesurées sont de l'ordre de 25 à 30 Hz pour $\langle j_G \rangle = 11 \text{ cm s}^{-1}$. Avec le fritté, on observe des profils très plats aux faibles débits de gaz (régime homogène) qui deviennent de plus en plus pointus dans la région de transition. Les fréquences de passage mesurées peuvent alors atteindre 50 à 60 Hz, ce qui est presque le double de ce qui est obtenu pour le tube. Cependant aux débits de gaz élevés, après la transition, les fréquences f_b chutent brusquement pour atteindre au maximum des valeurs de 30 Hz. Les profils redeviennent également plus plats. Si l'on suit l'évolution de f_b au centre de la colonne en fonction du débit de gaz, ces résultats se traduisent par les courbes caractéristiques de la figure V-20.

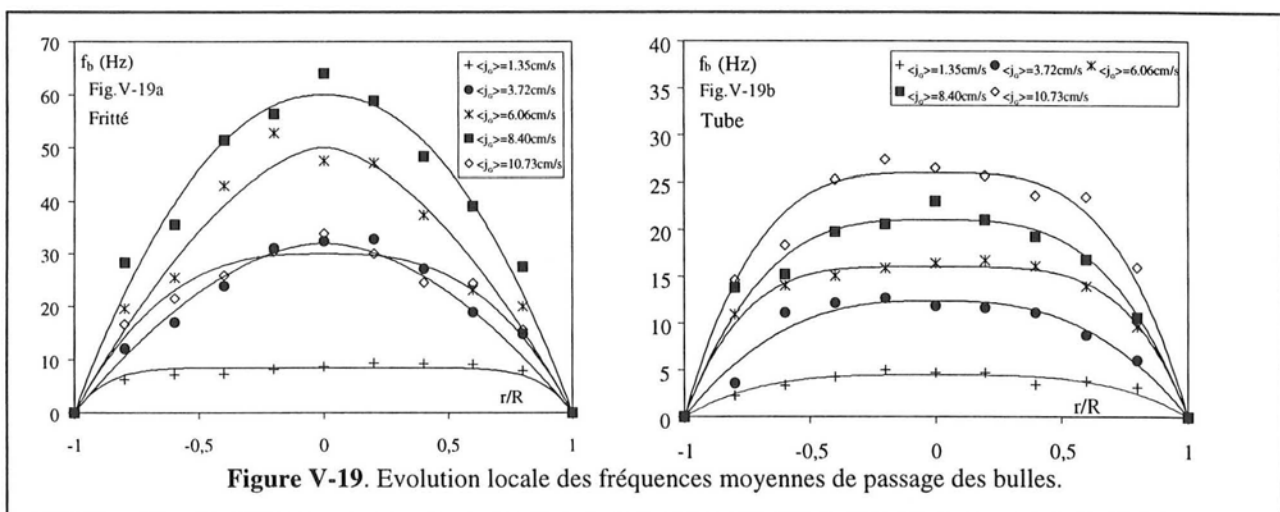


Figure V-19. Evolution locale des fréquences moyennes de passage des bulles.

Le comportement observé sur la figure V-20 semble plutôt surprenant. La quantité de gaz injectée augmente évidemment avec le débit de gaz. Pour que le nombre de bulles diminue, il faudrait par exemple que le diamètre moyen des bulles augmente. Ce n'est toutefois pas ce qui est observé à proximité des parois par la méthode photographique (V.1.2.3). Une explication possible repose sur la présence des grosses bulles formées par coalescence que nous avons observées précédemment (V.1.1.3). Ces bulles transportent une grande quantité de gaz mais sont très peu nombreuses, ce qui peut se traduire par une augmentation de la quantité de gaz transporté tout en ayant une diminution

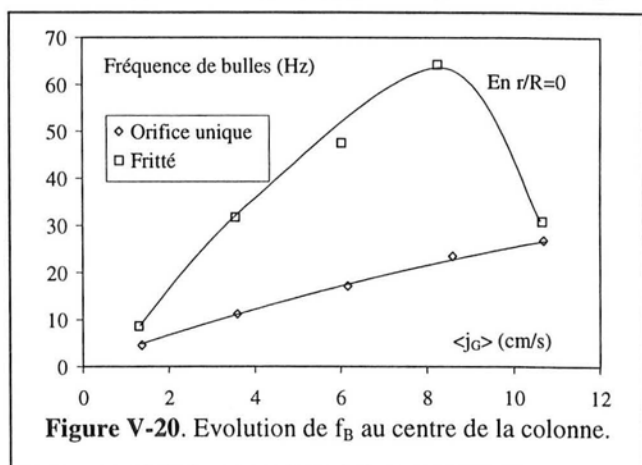


Figure V-20. Evolution de f_b au centre de la colonne.

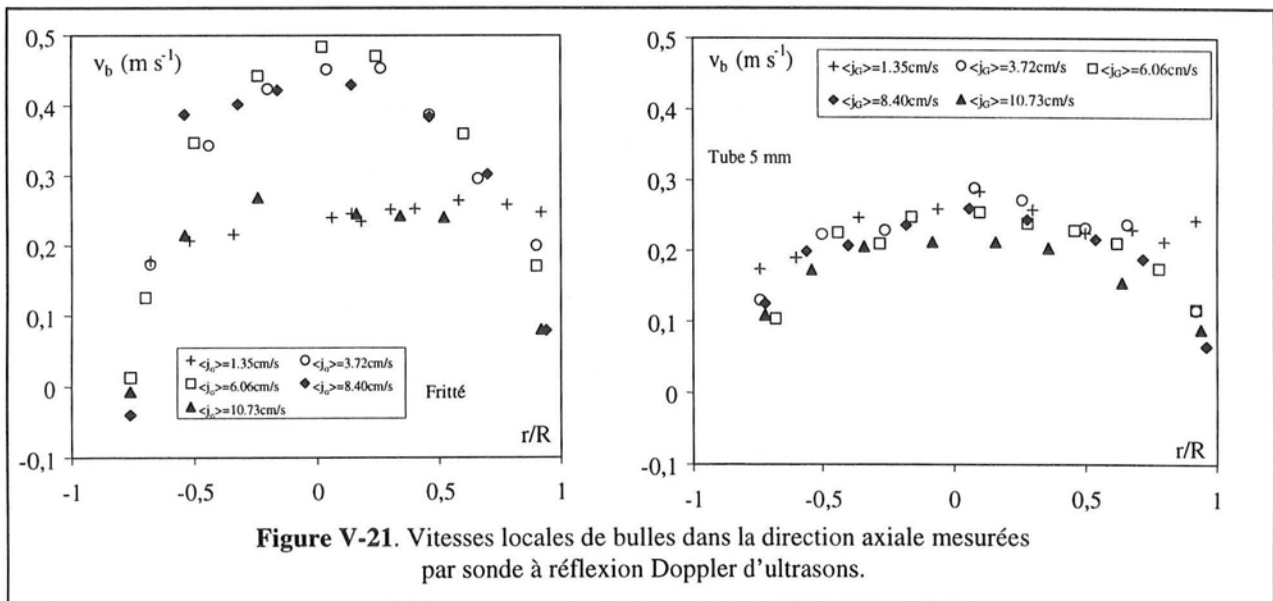
apparente du nombre de bulles. C'est cette explication simple qui semble a priori la plus réaliste.

Nous noterons également que la courbe de la figure V-20 correspondant au fritté est en accord avec les résultats de Ohki et Inoue (1970) et de Buchholz et coll. (1979) qui ont également observé, sans l'expliquer, une diminution de la fréquence moyenne de passage des bulles aux forts débits de gaz. Des résultats similaires à ceux du fritté ont été obtenus sur R1 avec le distributeur multi-orifices. Ces derniers sont toutefois un peu moins nets que sur le fritté. Ce phénomène semble donc caractéristique du passage de la région de transition au régime hétérogène établi dans les colonnes à bulles. Nous remarquerons qu'il se produit dans la même gamme de débits de gaz où nous avons observé une brusque diminution du temps caractéristique et de la dimension axiale de structure près de la paroi dans le chapitre IV. Il semble donc que le passage de grosses bulles soit à l'origine d'une destruction des structures qui apparaissent lors de la transition, ce qui est en accord avec les interprétations de Chen et coll. (1994).

En conclusion, la mesure de la fréquence moyenne de passage des bulles au centre de la colonne permet de détecter le passage de la région de transition au régime hétérogène. La figure V-20 illustre bien les importantes différences qui existent entre le régime homogène, la région de transition de régime et le régime hétérogène. Il apparaît donc clairement, comme nous l'avons déjà suggéré au chapitre IV, que la transition n'est pas un simple passage de l'écoulement homogène à l'hétérogène, mais qu'elle a des caractéristiques propres, très différentes de celles des deux autres régimes.

V.1.3.2. Mesure de la vitesse de bulles et de sa distribution

L'évolution des profils radiaux de la vitesse axiale des bulles a été représentée sur la figure V-21 pour le fritté et l'orifice unique (elles ont été mesurées avec la sonde à réflexion d'ultrasons, suite aux résultats du paragraphe III.2.5.4). Ces deux figures font apparaître des comportements très différents.



Avec l'orifice unique, la vitesse locale des bulles augmente peu avec le débit de gaz. La forme des profils est à peu près parabolique et ne dépend pas de $\langle j_G \rangle$. Avec le fritté, les profils de vitesse sont au contraire très plats aux faibles débits de gaz. Les vitesses augmentent ensuite rapidement avec $\langle j_G \rangle$ et les profils deviennent alors paraboliques avec des valeurs de près de 50 cm s^{-1} au centre de la colonne. Ce comportement est caractéristique de la transition. Si on augmente encore le flux gazeux au-delà de 10 cm s^{-1} , les vitesses chutent brusquement, comme cela a été observé

précédemment pour les fréquences de passage de bulles (Figure V-20). Ce comportement est bien illustré sur la figure V-22 qui représente l'évolution de la vitesse axiale des bulles au centre de la colonne pour le fritté et l'orifice unique. Comme la figure-20, la figure V-22 montre à la fois la grande différence de comportement de l'écoulement selon que la dispersion primaire du gaz est uniforme ou non-uniforme ainsi que l'influence du régime hydrodynamique. Elle confirme encore que le distributeur n'a plus d'influence sur les valeurs de la vitesse de bulles en régime hétérogène, ce qui est en accord avec toutes les observations précédentes.

La diminution de la vitesse locale des bulles alors que le débit de gaz augmente peut également paraître surprenante au premier abord. Ce comportement provient de l'élargissement de la distribution des vitesses et de la présence d'un grand nombre de bulles qui ont des vitesses négatives. En effet, la sonde à réflexion Doppler d'ultrasons permet de mesurer ces distributions. Nous reportons les courbes obtenues au centre de la colonne sur la figure V-23 à faible débit de gaz ($\langle j_G \rangle = 1.35 \text{ cm/s}$) et à débit de gaz plus élevé ($\langle j_G \rangle = 6.06 \text{ cm s}^{-1}$).

Nous noterons tout d'abord que, quel que soit le distributeur et le régime d'écoulement, la forme des distributions est toujours à peu près gaussienne, ce qui est en bon accord avec les résultats de Yao et coll. (1992). Avec le fritté, en régime homogène, la distribution des vitesses est un pic étroit centré sur sa moyenne sur toute la section de la colonne, ce qui est dû à l'uniformité de la distribution du gaz et de la taille des bulles. Au même débit de gaz, l'orifice unique produit un pic bien plus large à cause de la présence d'une distribution plus large de taille de bulles. En revanche, les vitesses moyennes sont à peu près les mêmes. Les deux pics ne font alors

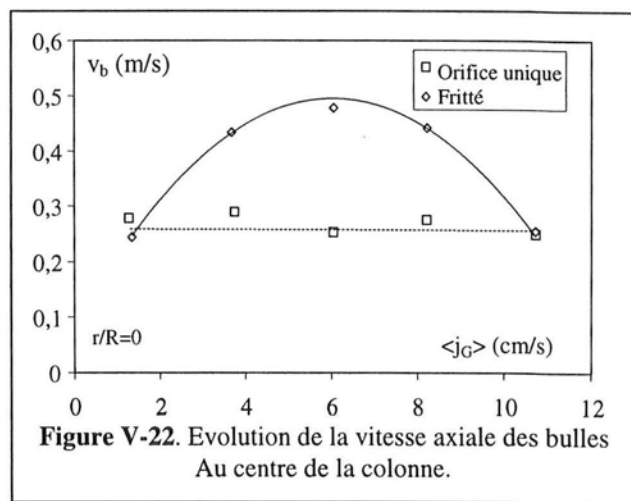


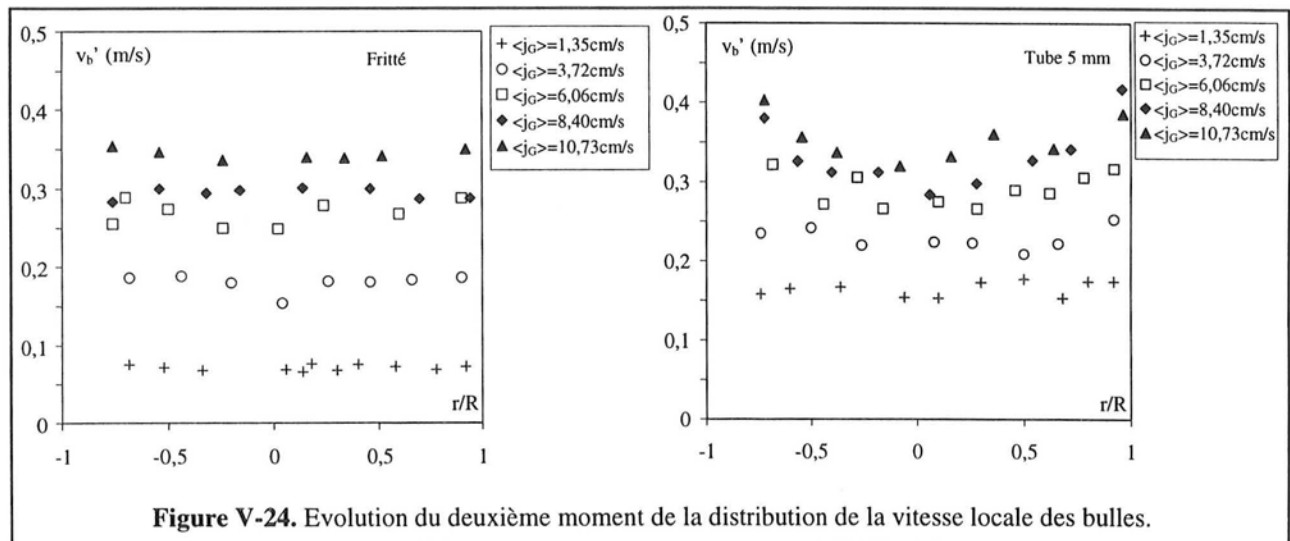
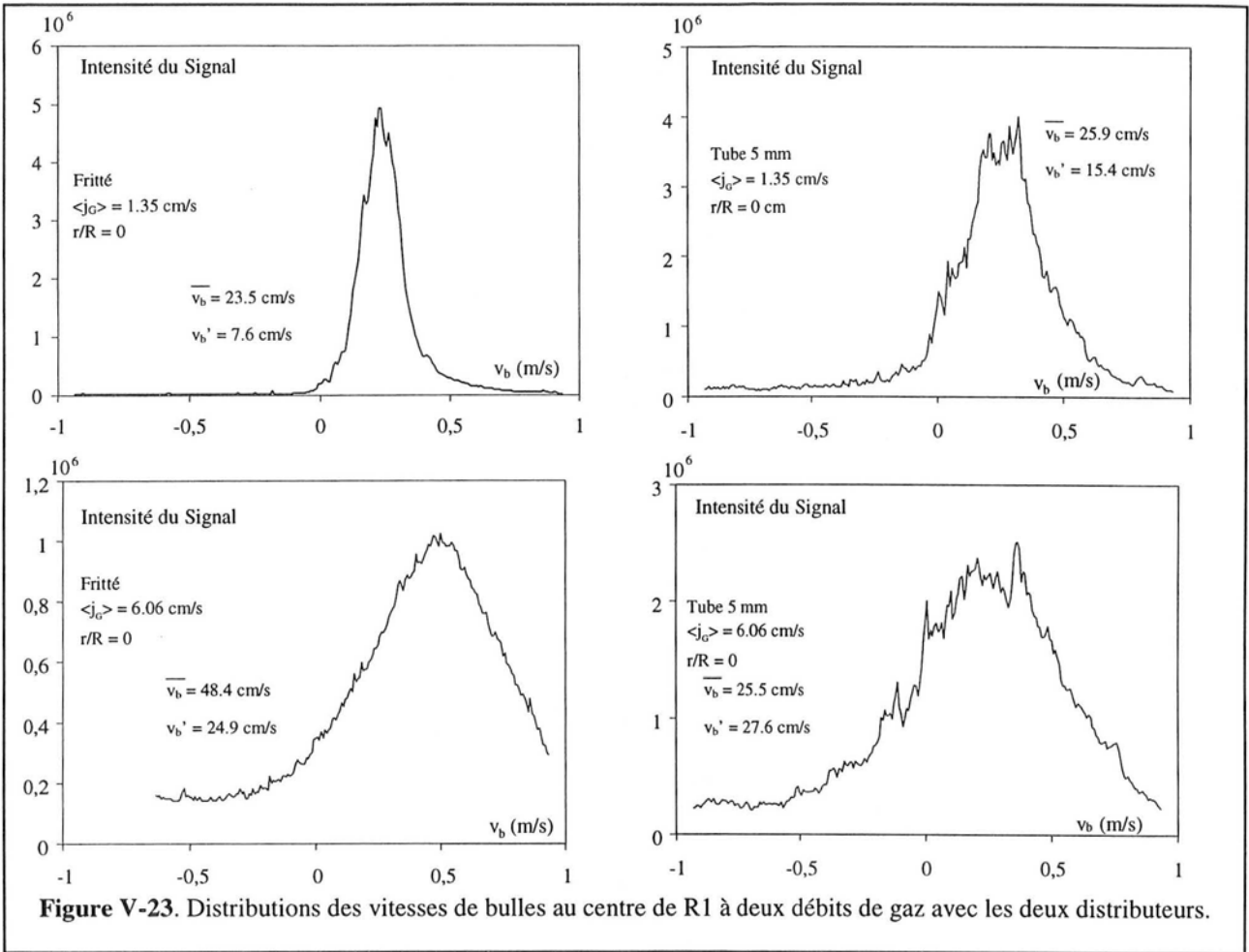
Figure V-22. Evolution de la vitesse axiale des bulles Au centre de la colonne.

apparaître que des vitesses positives. Lors de la transition avec le fritté, la distribution des vitesses s'élargit considérablement. Cela provient à la fois d'une modification de la distribution de taille de bulles et de l'apparition d'une circulation établie du liquide qui atteint des vitesses locales plus élevées. Avec le tube, le pic est encore plus large, plus irrégulier et plus étendu dans la gamme des valeurs négatives pour un même débit de gaz. C'est pourquoi la vitesse moyenne mesurée avec le tube reste plus faible que celle mesurée avec le fritté. Aux débits plus élevés, la distribution mesurée avec le tube s'élargit donc avec $\langle j_G \rangle$, mais sa moyenne reste toujours vers 25 cm s^{-1} . En revanche, pendant la transition avec le fritté, l'élargissement de la distribution au centre de la colonne se fait essentiellement vers les valeurs positives. On observe en conséquence une forte augmentation de $\overline{v_b}$ qui n'est pas visible en ce point pour le tube (Figure V-22). Par contre, lorsque le régime hétérogène est atteint, la distribution mesurée avec le fritté s'élargit brusquement, notamment vers les valeurs négatives de vitesse, et devient similaire à celle du tube. Globalement, nous retiendrons pour les distributions de la vitesse axiale des bulles au centre de la colonne R1 :

- Régime homogène : pic étroit, vitesse voisine de 25 cm s^{-1} ;
- Transition : pic large, essentiellement dans les valeurs positives ;
- Régime hétérogène : pic très large et très étendu dans les négatifs, moyenne vers 25 cm s^{-1} .

Ces résultats sont en accord avec les observations visuelles et sont confirmés par l'étude de l'évolution locale de l'écart-type v'_b de la distribution des vitesses (Figure V-24) qui permet de quantifier sa largeur (Annexe B). On rappellera que la connaissance de v'_b est ici une mesure

indirecte de la diversité des tailles et morphologies des bulles de la dispersion ainsi que de celle des fluctuations de la vitesse du liquide. Les résultats décrits précédemment au centre se retrouvent en observant l'évolution de v'_b à cette position en fonction de $\langle j_G \rangle$ et en comparant les courbes des deux distributeurs : d'abord, v'_b au centre est plus élevé avec le tube qu'avec le fritté aux faibles débits de gaz car le régime d'écoulement diffère; ensuite v'_b au centre augmente rapidement pendant la transition et moins vite en régime hétérogène; enfin, dans ce régime, v'_b ne dépend presque plus du distributeur.



A partir de la figure V-24, on constate en plus que la largeur du spectre des vitesses de bulles est à peu près constante sur toute la section de l'écoulement à débit fixé, excepté aux débits de gaz les plus élevés avec le tube. C'est toutefois dans ces dernières conditions que les erreurs de mesure sont les plus importantes et ce comportement ne se retrouve pas avec le fritté.

Nous concluons en disant que l'évolution observée avec le fritté peut s'expliquer comme pour l'évolution des fréquences de bulles en considérant l'apparition de grosses bulles entraînant dans leur sillage les plus petites à des vitesses élevées, puis provoquant un mouvement descendant de liquide et de petites bulles. Ces bulles détruisent la structure de l'écoulement établie aux débits de gaz intermédiaires, ce qui correspond à une diminution des vitesses de bulles.

V.1.3.3. Mesure de la vitesse locale et de la turbulence de la phase continue

Avec le vélocimètre laser (III.2.6.4), nous avons pu obtenir des mesures satisfaisantes jusqu'à un taux de vide d'un peu moins de 20%. Au-delà, les fréquences d'acquisition sont trop faibles à cause de l'opacité de la dispersion. Pour pouvoir étudier l'influence du régime d'écoulement et du distributeur sur les paramètres locaux de la phase liquide, nous avons utilisé un démarrage « mouillé » avec le fritté. Ce mode de démarrage permet en effet d'obtenir un passage en régime hétérogène établi à de plus faibles débits de gaz que pour un démarrage « sec ». Dans ces conditions, les mesures ont pu être réalisées avec les trois distributeurs jusqu'à une vitesse superficielle de gaz de 8.5 cm s^{-1} . Dans ce cas, le distributeur multi-orifices n'atteint jamais le régime hétérogène, tandis que l'orifice unique opère toujours dans ce régime. Seul le fritté passe successivement par les trois régimes (Figure V-4). Cette différence de comportement entre les trois distributeurs nous permet de disposer de mesures dans tous les régimes d'écoulement.

V.1.3.3.1. Etude de la vitesse moyenne dans la direction axiale

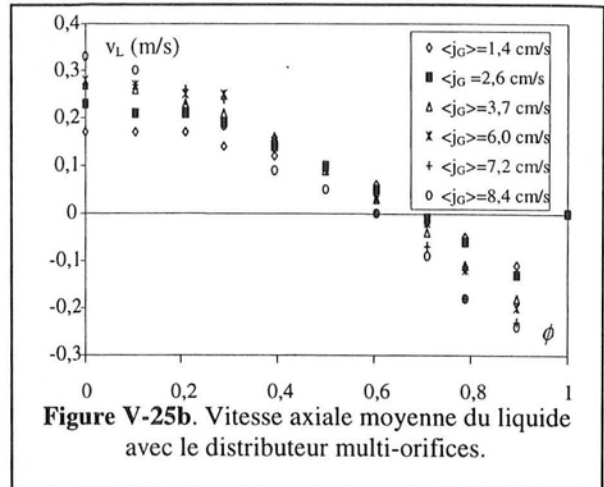
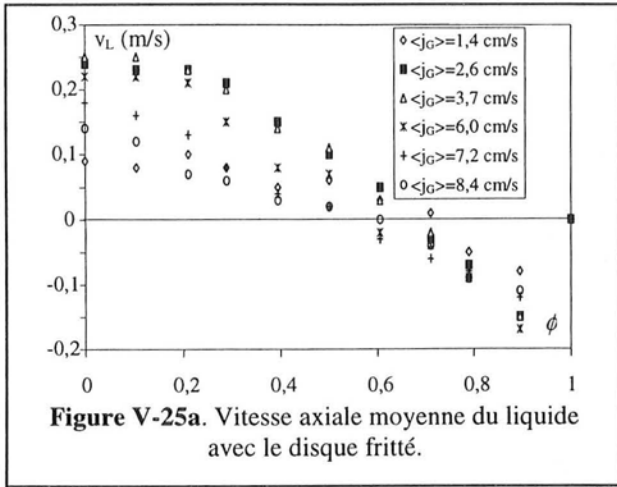
Les profils des valeurs moyennes des vitesses locales du liquide sont reportés sur les figures V-25. Ils font apparaître des valeurs positives au centre et négatives près des parois comme cela a été décrit précédemment (II.3.2). Pour obtenir une valeur plus précise du point d'inversion en s'affranchissant des erreurs de mesure lorsque la vitesse du liquide est très faible, il est possible d'ajuster une loi théorique sur les profils expérimentaux. Cette loi est de la forme :

$$v_L = v_{\max} \cdot \left(1 - c \cdot (r/R_c)^n\right) \quad (\text{V-9})$$

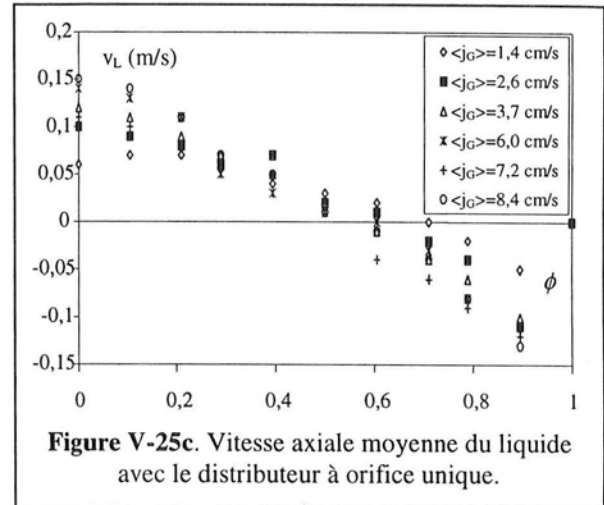
où c est un paramètre qui tient compte de la position du point d'inversion qui est situé à $r/R_c = (1/c)^{1/n}$. A partir des profils expérimentaux, on constate que le point d'inversion est situé entre $r/R_c = 0.67$ et $r/R_c = 0.73$ et qu'il se rapproche du centre lorsque $\langle j_g \rangle$ augmente pour les trois distributeurs. On comparera avec satisfaction ces valeurs avec la valeur théorique classique de 0.71.

Avec le fritté, on observe que les vitesses locales du liquide augmentent en valeur absolue aussi bien dans le centre que près de la paroi jusqu'à $\langle j_g \rangle = 6 \text{ cm s}^{-1}$. Ce comportement correspond au régime homogène et à la région de transition. Au-delà de ce débit de gaz, les vitesses locales diminuent. Ce résultat est similaire à ce qui a été vu précédemment pour les vitesses de bulles. Il est aussi en accord avec les mesures de Franz et coll. (1984) par anémométrie à film chaud. Il n'a en revanche pas été observé par Pavlov (1965) et Hills (1974) qui notent une croissance continue de v_L . Nous n'avons d'ailleurs pas observé aussi clairement ce phénomène avec le tube de Pavlov (III.2.6.2) puisque les vitesses semblaient plutôt devenir constantes. Cette comparaison montre la grande importance de la méthode utilisée pour la mesure de la vitesse de la phase liquide. Certaines techniques, comme le tube de Pavlov avec mesure visuelle, permettent d'estimer les vitesses mais n'en donnent pas une valeur précise car elles sont sensibles aux fluctuations (III.2.6.5) qui augmentent continûment avec le débit de gaz comme l'ont montré Franz et coll. (1984) et comme nous le montrerons par la suite (V.1.3.3.2). Pour obtenir une bonne description de la phase liquide,

l'utilisation de techniques précises est donc indispensable. En conclusion, il apparaît que le début du régime hétérogène est marqué par une diminution nette des valeurs de la moyenne temporelle de la vitesse locale moyenne du liquide similaire à la brusque diminution des vitesses locales et des fréquences de passage des bulles observée précédemment (Figures V-20 et V-22).



Avec le distributeur multi-orifices, la transition est située au-delà du débit de gaz le plus élevé que nous avons pu étudier. En accord avec les résultats précédents, nous observons seulement une augmentation continue des vitesses de liquide en fonction de la vitesse superficielles du gaz. Les vitesses maximales obtenues au centre sont alors plus élevées que celles mesurées avec le fritté. Enfin, avec l'orifice unique, les vitesses locales du liquide augmentent faiblement avec $\langle j_G \rangle$, mais leurs valeurs sont bien inférieures à celles observées pour le peigne. Pour $\langle j_G \rangle = 8.4 \text{ cm s}^{-1}$, elles sont d'ailleurs deux fois plus faibles. Les vitesses locales du liquide en régime hétérogène, sont donc inférieures à celles mesurées dans la transition, ce qui est en accord avec l'analyse des résultats obtenus avec le fritté. On constate d'ailleurs que lorsque $\langle j_G \rangle$ est supérieur à 7 cm s^{-1} , les valeurs mesurées pour le fritté et l'orifice unique deviennent très proches. Cela confirme que le distributeur n'a plus d'influence sur le comportement de la dispersion.



L'ensemble de ces résultats est bien résumé par la qui représente l'évolution de la vitesse moyenne au centre de la colonne en fonction de $\langle j_G \rangle$ avec les trois distributeurs de gaz. On notera la similitude avec les figures V-20 et V-22. Sur la figure V-26, nous avons également tracé la corrélation de Zehner (1982) qui fournit la vitesse au centre v_{Lc} . Ce dernier propose pour notre système :

$$\overline{v_{Lc}} = 0.73 \cdot \langle j_G \rangle^{1/3} \tag{V-10}$$

Parmi les corrélations de l'annexe D, celle-ci est en assez bon accord avec les résultats expérimentaux que nous avons obtenus avec le peigne. Nous noterons que, dans l'ensemble, la plupart des corrélations de cette annexe sont assez proches de ces résultats. C'est par exemple le cas de celle de Riquarts (1981). Nous avons également testé la corrélation de Joshi (1980) (Eq.II-27), mais cette dernière présente l'inconvénient de nécessiter la connaissance du taux de vide moyen, ce

qui la rend moins intéressante que celle de Zehner. Les écarts les plus importants sont au contraire obtenus avec les relations de Koide et coll. (1979) et de Ohki et Inoue (1970).

En revanche, toutes les corrélations de l'annexe D surestiment les vitesses au centre mesurées lorsque le distributeur à orifice unique est utilisé. Toutefois, la plupart de ces expressions prévoient une variation de la vitesse au centre en fonction de $\langle j_G \rangle$ selon une loi puissance avec un exposant compris entre 0.33 et 0.45. C'est également le cas de nos mesures puisqu'une régression donne la relation suivante avec le tube :

$$\overline{v_{Lc}} = 0.37 \cdot \langle j_G \rangle^{0.37} \quad (V-11)$$

En conclusion, l'équation V-10 s'applique plutôt au régime homogène et à la transition tandis que V-11 s'applique au régime hétérogène sur notre réacteur. En revanche aucune corrélation n'a pu prévoir le comportement du fritté lors du passage de la transition au régime hétérogène.

Nous avons également comparé pour le distributeur multi-orifices et l'orifice unique quelques-uns des profils obtenus avec des modèles analytiques de la littérature, sélectionnés parmi tous ceux que nous avons répertoriés dans l'annexe D. Une comparaison précise de tous les modèles de cette annexe est encore prématurée. La fiabilité de la technique de mesure par vélocimétrie laser peut encore être largement améliorée, notamment au niveau des fréquences d'acquisition, en jouant sur la qualité de l'ensemencement de façon à obtenir des mesures plus précises avec des temps d'acquisition plus courts (III.2.6.4). Nous nous contenterons donc ici d'une comparaison entre la forme des profils prédits et mesurés pour quelques modèles sélectionnés. Nous avons retenu les modèles de Joshi (1980), de Walter et Blanch (1983) et de Yang et coll. (1986). Pour les calculs, nous avons utilisé une valeur de 3 pour le paramètre n des modèles de Walter et Blanch et de Yang, ainsi qu'une valeur de 0.7 pour le point d'inversion.

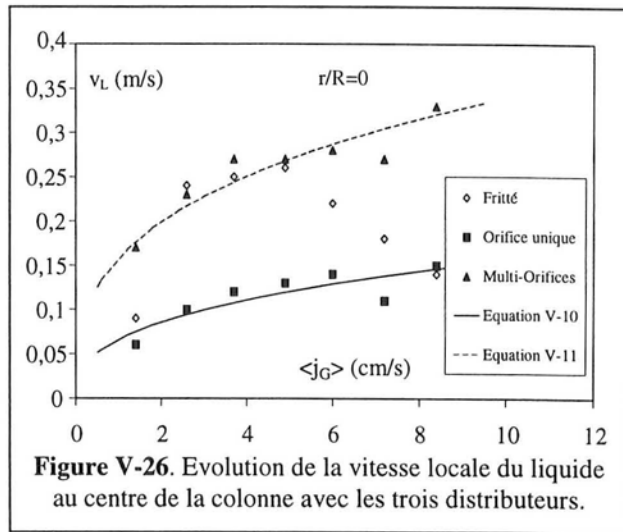


Figure V-26. Evolution de la vitesse locale du liquide au centre de la colonne avec les trois distributeurs.

Pour le peigne, nous avons constaté que c'est toujours le modèle de Walter et Blanch (1983) qui a donné le meilleur accord avec les points expérimentaux parmi les trois modèles sélectionnés. C'est aussi le cas avec le fritté, au moins aux faibles débits de gaz. Nous rappellerons que ces auteurs ont mis en œuvre des mesures par anémométrie à film chaud, ce qui n'est pas le cas des deux autres études. Enfin, c'est encore le modèle de Walter et Blanch qui a le mieux représenté les mesures obtenues avec le tube. Mais l'accord a toujours été notablement moins bon qu'avec le peigne ou le fritté (Figure G.V-2b). A titre d'exemple une comparaison entre profils expérimentaux et calculés est proposée en annexe (Figure G.V-2), respectivement avec le distributeur multi-orifices et l'orifice unique.

Pour conclure sur l'évolution de la vitesse axiale de la phase liquide, il apparaît que la région de transition de régime est caractérisée par une circulation moyenne établie du liquide avec des profils marqués. Ceux-ci sont engendrés par l'existence de vitesses instantanées du liquide essentiellement positives au centre et essentiellement négatives à la paroi. En revanche, le régime hétérogène est caractérisé par des profils plus plats et des vitesses moyennes moins élevées dans les deux zones. Or le régime hétérogène semble visuellement plus perturbé que la transition. Cela signifie nécessairement que, malgré l'existence de vitesses instantanées plus élevées, il y a une plus grande

compensation au niveau local entre les vitesses instantanées positives et négatives sur toute la section de la colonne et donc une plus grande uniformité de l'écoulement en moyenne temporelle. Ce phénomène peut être expliqué, comme nous le proposons, par l'alternance entre le passage des grosses bulles qui transportent le liquide vers le haut et de fortes recirculations du liquide et des petites bulles vers le bas. On notera d'ailleurs le bon accord entre ces résultats et les interprétations des trois régimes du chapitre IV ainsi qu'avec celles de Chen et coll. (1994) qui prévoient un écoulement « turbulent » très chaotique et une disparition de la structure établie de circulation aux débits de gaz élevés. On constatera également l'analogie de cette transition avec la transition laminaire-turbulent en écoulement monophasique puisque celle-ci s'accompagne également de profils plus plats et de vitesses moins élevées au centre de la colonne juste après la transition.

V.1.3.3.2. Analyse des fluctuations temporelles de vitesse dans la direction axiale

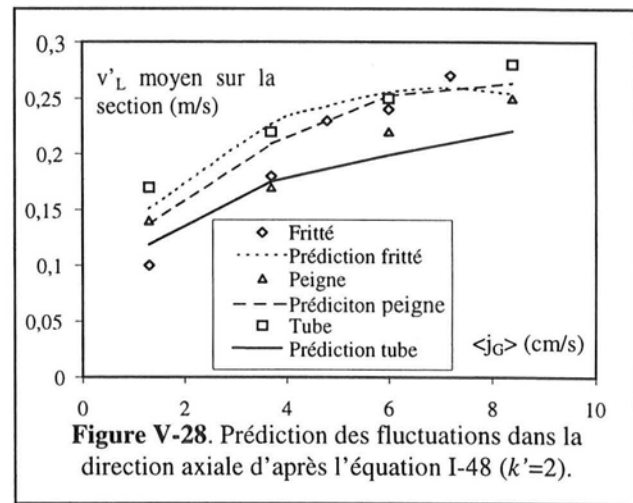
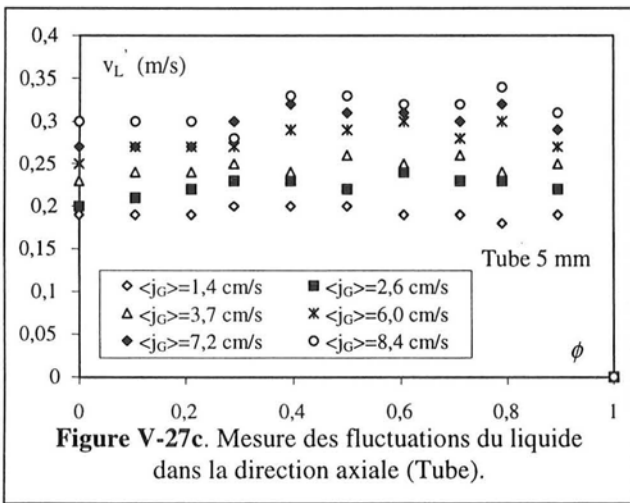
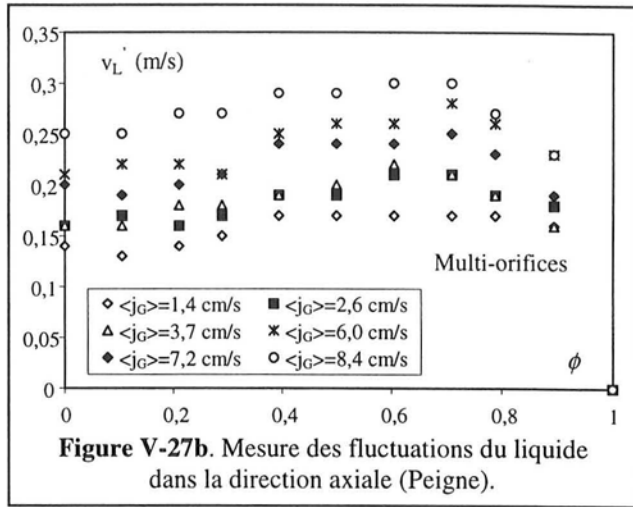
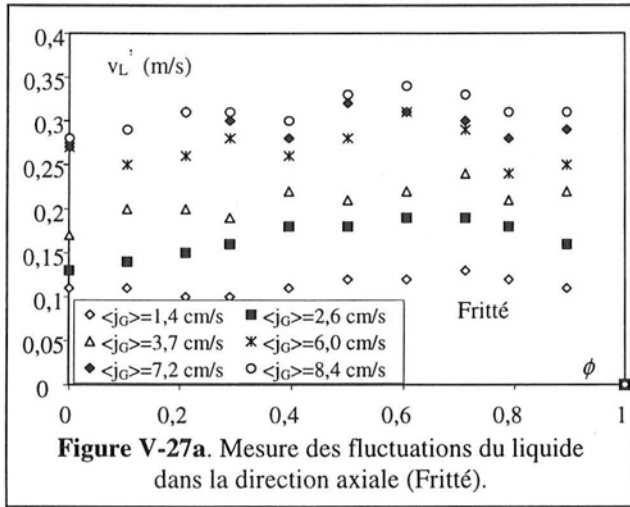
Tout d'abord, on notera que les distributions locales des vitesses sont à peu près gaussiennes pour tous les distributeurs, avec une légère traînée vers les vitesses positives (Figure G.III-1). Les conclusions du paragraphe précédent sont renforcées par les résultats concernant la vitesse quadratique moyenne des fluctuations de la vitesse du liquide selon la direction axiale que nous noterons v'_L pour simplifier au lieu de $(\overline{v_{Lax}^2})^{1/2}$. Les valeurs mesurées de v'_L sont reportées sur les figures V-27 pour les trois distributeurs. Sur les trois figures, les évolutions radiales de v'_L à débit de gaz fixé ont des comportements similaires. Les variations sont assez faibles avec un léger maximum local dans la zone du point d'inversion et un minimum local au centre de la colonne. Ces résultats sont en bon accord avec ceux de Franz et coll. (1984) et de Yao et coll. (1990).

Les distributeurs ont cependant des comportements différents en fonction du débit de gaz. Avec le fritté, v'_L est de l'ordre de 10 cm s^{-1} au plus faible débit. Sa valeur augmente avec $\langle j_G \rangle$, mais moins vite avec le début du régime hétérogène où une valeur de 30 à 35 cm s^{-1} est atteinte. Avec le distributeur multi-orifices, l'augmentation de l'intensité des fluctuations est moins rapide aux débits de gaz élevés car on n'atteint pas le régime hétérogène dans la gamme étudiée. Les valeurs maximales obtenues vont de 25 à 30 cm s^{-1} . Avec l'orifice unique, les fluctuations de vitesse aux faibles débits de gaz sont au contraire bien plus élevées (vers 20 cm s^{-1}) qu'avec le fritté et le peigne car on est déjà en régime hétérogène, mais elles augmentent ensuite moins vite en fonction de $\langle j_G \rangle$. Pour $\langle j_G \rangle = 8.4 \text{ cm/s}$, les valeurs obtenues pour le tube sont similaires à celles mesurées pour le fritté puisque l'écoulement est hétérogène avec les deux systèmes de distribution.

Si on utilise l'intensité I de fluctuations définie par $I = v'_L / \sqrt{v_{Lc}}$, I est voisine de 200% au centre de la colonne pour tout débit de gaz avec l'orifice unique. Avec le peigne, I est en revanche beaucoup plus faible puisqu'elle est de l'ordre de 75% pour tout débit de gaz. Enfin, avec le fritté, I varie de façon bien plus significative en fonction de $\langle j_G \rangle$. Elle vaut près de 100% aux faibles débits de gaz, diminue vers 75% pendant la transition et atteint plus de 150% en régime hétérogène. En conclusion, l'intensité des fluctuations est de l'ordre de 75% dans la région de transition alors qu'elle est d'environ 200% en régime hétérogène, ce qui explique pourquoi l'écoulement apparaît alors plus perturbé. Le passage des bulles est à l'origine des fluctuations de vitesse d'une telle amplitude. Celles-ci écartent le liquide qui les précède, le repoussant vers le bas. Une partie de ce liquide est alors capturée par le sillage de la bulle et se déplace avec elle à une vitesse bien plus élevée que la vitesse moyenne locale de la phase continue.

Nous disposons de plusieurs modèles pour prédire la valeur des fluctuations de vitesse. Tout d'abord, Joshi (1980) a proposé les relations II-28. Ces dernières prévoient des fluctuations isotropes quatre fois plus faibles que la vitesse au centre en régime hétérogène. Que ce soit en régime homogène ou hétérogène, les équations II-28 ne permettent pas de prédire correctement v'_L

et sous-estiment fortement les fluctuations. Nous avons également testé le modèle de Theofanous et Sullivan (1980) qui est fourni par l'équation I-48 dans le cas d'un débit de liquide nul en utilisant la valeur $k'=2$ recommandée par les auteurs pour la constante du modèle. Les résultats sont reportés sur la figure V-28. On constate sur cette figure que l'ordre de grandeur prédit dans les trois cas est correct. Les valeurs estimées sont cependant faibles pour le tube et s'éloignent des valeurs expérimentales lorsque le fritté passe en régime hétérogène à cause de la diminution du taux de vide. En conclusion, on retiendra que la relation I-48 de Theofanous permet de prédire correctement l'ordre de grandeur de v'_L en régime homogène et dans la région de transition, mais elle les sous-estime en régime hétérogène. Elle reste cependant la relation la plus précise que nous avons testé.



L'analyse des fréquences caractéristiques des fluctuations de vitesse fait apparaître à tous les débits et pour tous les distributeurs un pic dominant au-dessous de 1 Hz (Figure V-29). Il est cependant difficile d'identifier une évolution nette en fonction du débit de gaz ou du distributeur. L'existence de ce pic est confirmée par les travaux de Mudde et coll. (1997a). Ces derniers ont montré que ces basses fréquences sont liées au passage de grosses structures, mais que celles-ci arrivent de façon irrégulière et non périodique. On remarquera que les densités spectrales de puissance calculées à partir du signal de pression dans le chapitre IV avaient également mis en évidence une bande caractéristique au-dessous de 1 Hz. En revanche, le pic vers 3 Hz détecté à partir des fluctuations de pression (IV.3.4) est peu marqué sur le spectre obtenu à partir des fluctuations de vitesse.

Pour l'instant, il ne nous est pas encore possible d'étudier de façon convenable les fréquences supérieures à 10 Hz sur toute la section de la colonne. Pour réaliser une telle étude, un important travail doit encore être réalisé sur le choix et la qualité de l'ensemencement de façon à améliorer les taux d'acquisition.

V.1.3.3.3. Analyse de la vitesse orthoradiale moyenne et de ses fluctuations

Après rotation de 90° de la tête optique, nous avons également mesuré les vitesses du liquide dans la direction orthoradiale. Leurs valeurs sont très faibles et elles peuvent être considérées comme nulles compte tenu de la précision de nos mesures. Ce résultat est contraire à celui de Mudde et coll. (1997a) qui ont mis en évidence une légère rotation. Cette différence provient probablement du fait que leur colonne a un plus gros diamètre (23 cm). En revanche, nous avons obtenu des mesures satisfaisantes de la vitesse quadratique moyenne de fluctuations dans cette direction v'_{Lorth} . Elles sont représentées sur les figures V-30 pour les trois systèmes de distribution.

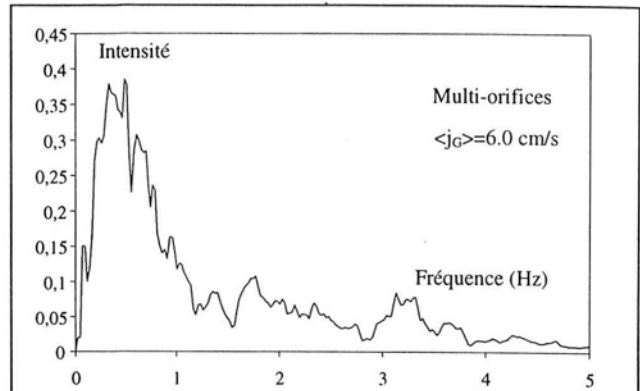


Figure V-29. Analyse spectrale des fluctuations de la vitesse axiale du liquide ($\langle j_G \rangle = 6,0 \text{ cm/s}$, $r/R = 0,8$).

Pour les trois distributeurs, les comportements sont à peu près identiques à ceux observés avec les fluctuations axiales au niveau de l'évolution en fonction des vitesses de gaz. Toutefois, les valeurs de v'_{Lorth} obtenues sont plus faibles que celles de v'_{Lax} , ce qui confirme la non-isotropie de la turbulence due au mouvement ascendant des bulles. Nous avons vu précédemment que la littérature prévoit un rapport de 4/3 à 3/2 entre v'_{Lax} et v'_{Lorth} (II.3.1.2). Avec le fritté, nous obtenons des rapports compris entre 1.2 et 1.5. Avec le peigne, les valeurs sont légèrement plus élevées, de 1.2 à 1.7. C'est en revanche avec le tube que les fluctuations sont les plus isotropes avec des valeurs comprises entre 1.1 et 1.4, les plus faibles étant obtenues au centre de la colonne. Nous noterons donc le bon accord avec la littérature. On remarquera que c'est en régime hétérogène que le rapport v'_{Lax}/v'_{Lorth} est le plus faible.

Comme nous ne pouvons pas mesurer les vitesses radiales, nous utiliserons l'hypothèse classique d'isotropie entre les directions radiale et orthoradiale. A partir des résultats précédents, nous supposerons donc que les vitesses radiales moyennes sont nulles et que les fluctuations dans la direction radiale ont la même intensité que dans la direction orthoradiale (Eq.II-18).

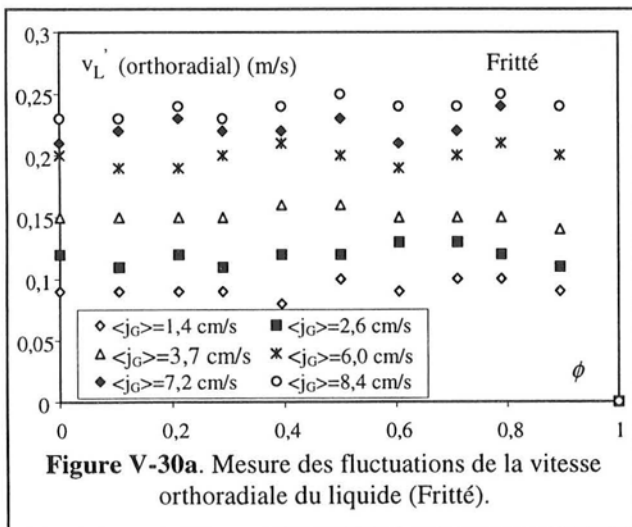


Figure V-30a. Mesure des fluctuations de la vitesse orthoradiale du liquide (Fritté).

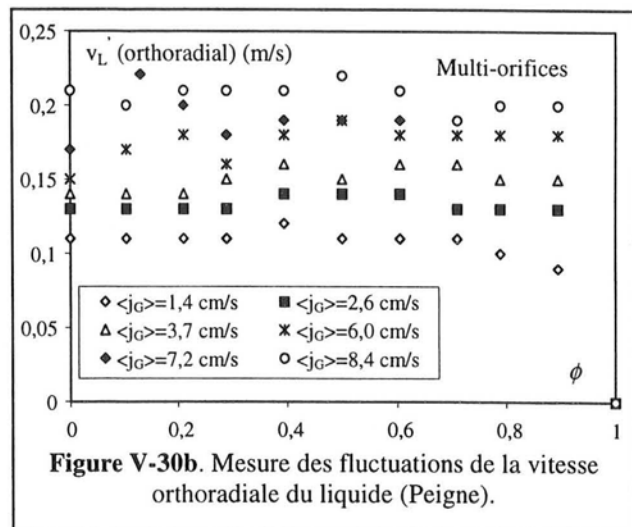
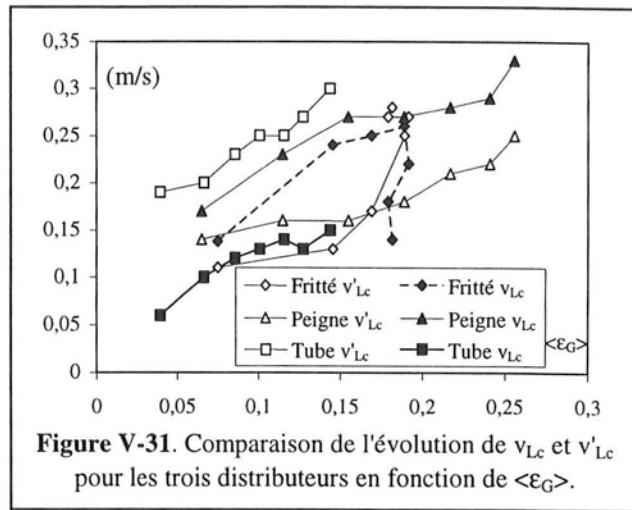
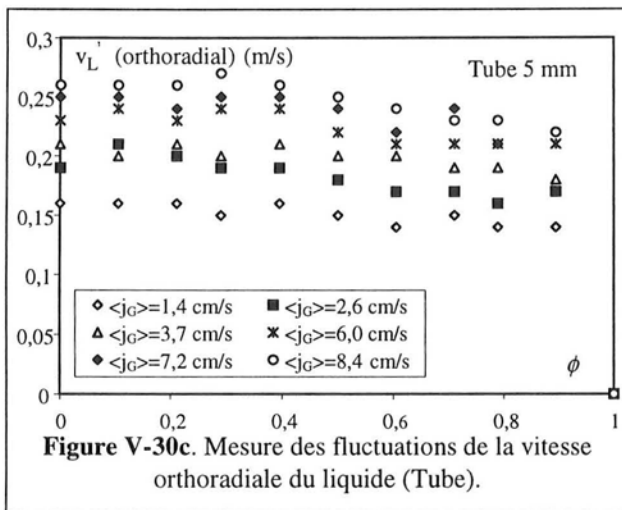


Figure V-30b. Mesure des fluctuations de la vitesse orthoradiale du liquide (Peigne).

V.1.3.3.4. Conclusions

Nous avons obtenu une description assez complète des vitesses et de leurs fluctuations temporelles de la phase dans les trois directions. La comparaison des trois systèmes de distribution du gaz nous a permis d'expliquer l'effet de la transition de régime sur ces différents paramètres. Nous disposons également de corrélations permettant d'estimer la vitesse au centre en régime homogène et dans la transition (Eq.V-10), en régime hétérogène (Eq.V-11) et de prédire les profils de vitesse (Walter et Blanch, 1983) ainsi que l'ordre de grandeur de v'_L . Toutefois, aucune corrélation simple ne peut encore nous permettre de prévoir le comportement de la dispersion lors du passage en régime hétérogène avec le fritté. On remarquera de plus qu'il manque encore un paramètre important dans notre description : l'intercorrélation temporelle des vitesses $v'_{Lax} v'_{Lrad}$ qui nous permettrait d'évaluer les contraintes de frottement tangentielles. C'est pourquoi nous allons tenter de les estimer dans la suite de ce chapitre à partir d'un modèle.



Pour conclure, nous insisterons sur la bonne cohérence de nos mesures locales en montrant la similitude des évolutions des profils de vitesse moyenne des bulles et de vitesse moyenne du liquide, soit en comparant les figures V-21 et V-25, soit en se reportant à la figure G.V-3 de l'annexe G dans le cas du fritté. Dans ce dernier cas, on observe bien des profils très plats en régime homogène, paraboliques pendant la transition, puis de nouveau plus plats en régime hétérogène pour les vitesses des deux phases. Cela montre bien le lien fort qui existe au niveau local entre le mouvement des bulles et celui de la phase continue.

Une autre représentation possible de l'évolution des caractéristiques de la phase continue consiste à tracer la vitesse moyenne du liquide au centre de la colonne ainsi que les fluctuations en ce point en fonction du taux de vide moyen (Figure V-31). Le taux de vide est en effet la caractéristique fondamentale de la dispersion. Cette représentation résume les différentes observations que nous avons faites sur le comportement de la dispersion avec les trois distributeurs. Elle met bien en évidence le fait qu'en régime homogène et lors de la transition, la vitesse moyenne au centre est supérieure à v'_L en ce point, alors que c'est le contraire en régime hétérogène. On comparera par exemple les évolutions de v_L et v'_L observées avec le fritté lorsque le régime hétérogène établi est atteint (taux de vide d'environ 17-18%) à celles des deux autres distributeurs

V.1.3.4. Estimation et prédiction des contraintes tangentielles

V.1.3.4.1. Description du modèle

Nous avons vu au chapitre II que de nombreux modèles ont été proposés pour représenter la phase liquide continue. Avec le système eau/air et les débits de gaz employés, des

fluctuations de vitesse de grande amplitude ont été observées dans la phase liquide. Nous proposons donc d'estimer la contrainte tangentielle τ et la contrainte à la paroi τ_p en représentant l'écoulement par un modèle fondé sur un bilan de quantité de mouvement en régime turbulent. De nombreuses variantes de ce type de modèle ont été proposées dans la littérature (II.3.2.3). Une variante des plus employées de ces équations se présente sous la forme suivante:

$$\rho_G \varepsilon_G \left[\frac{\partial \vec{v}_G}{\partial t} + (\vec{v}_G \cdot \vec{\nabla}) \vec{v}_G \right] = -\varepsilon_G \bar{\nabla} P + \bar{\nabla} (\varepsilon_G \bar{\tau}_G^\mu) + \bar{\nabla} (\varepsilon_G \bar{\tau}^t) + \rho_G \varepsilon_G \bar{g} - \bar{f}_L \quad (V-12a)$$

$$\rho_L \varepsilon_L \left[\frac{\partial \vec{v}_L}{\partial t} + (\vec{v}_L \cdot \vec{\nabla}) \vec{v}_L \right] = -\varepsilon_L \bar{\nabla} P + \bar{\nabla} (\varepsilon_L \bar{\tau}_L^\mu) + \bar{\nabla} (\varepsilon_L \bar{\tau}^t) + \rho_L \varepsilon_L \bar{g} + \bar{f}_L \quad (V-12b)$$

où $\bar{\tau}_G^\mu$ et $\bar{\tau}_L^\mu$ sont les contraintes tangentielles d'origine moléculaire dans la phase gaz et dans la phase liquide et $\bar{\tau}^t$ la contrainte due à la turbulence. Ce terme est considéré comme partagé entre les deux phases car nous avons vu que les fluctuations du liquide et du gaz sont fortement liées.

Par la suite, on considèrera qu'il existe un écoulement moyen stationnaire et établi. Les termes inertiels peuvent donc être négligés. Il est encore possible de négliger la densité de la phase gaz devant celle de la phase liquide ainsi que les frottements au sein de la phase gaz. En appliquant ces simplifications et en sommant les équations V-12, on obtient alors :

$$-\bar{\nabla} P + \bar{\nabla} \bar{\tau} + \rho_L (1 - \varepsilon_G) \cdot \bar{g} \approx 0 \text{ avec } \bar{\tau} = \bar{\tau}^t + \varepsilon_L \bar{\tau}_L^\mu \quad (V-13)$$

qui peut encore se simplifier en
$$-\frac{dP}{dz} + \frac{1}{r} \cdot \frac{d\tau}{dr} + \rho_L (1 - \varepsilon_G) \cdot \bar{g} \approx 0 \quad (V-14)$$

avec $-\frac{dP}{dz} = \text{cste} = \rho_L g \cdot p'$. On suppose que le taux de vide local peut se mettre sous la forme

$$\varepsilon_G = \langle \varepsilon_G \rangle \cdot \frac{m+2}{m} \cdot (1 - \phi^m) \quad (V-15)$$

où $\phi = r/R_c$. On peut alors intégrer l'équation V-14 selon r avec la condition $\tau = 0$ en $\phi = 0$ et obtenir la relation suivante :

$$\tau = \frac{\rho_L g R_c}{2} \cdot \phi \cdot \left(p' - 1 + \langle \varepsilon_G \rangle + \frac{2 \langle \varepsilon_G \rangle}{m} \cdot (1 - \phi^m) \right) \quad (V-16)$$

En $\phi = 1$, on a $\tau = \tau_p$ et $\varepsilon_L = 1$. On obtient donc successivement :

$$\tau_p = \frac{\rho_L g R_c}{2} \cdot (p' - 1 + \langle \varepsilon_G \rangle) \quad (V-17)$$

$$\tau = \tau_p \cdot \phi + \frac{\rho_L g R_c}{2} \cdot \phi \cdot \frac{2 \langle \varepsilon_G \rangle}{m} (1 - \phi^m) \quad (V-18)$$

On constate qu'on retrouve le cas limite monophasique où $\tau = \tau_p \cdot \phi$ lorsque $\langle \varepsilon_G \rangle$ est nul.

En colonne à bulles avec le système eau/air, on a inversion du sens du liquide approximativement pour $\phi \approx 0.7$. τ_p est donc négatif. L'écoulement peut alors être modélisé à partir de la figure V-32. Ce schéma est valable pour le système eau/air pour lequel la zone visqueuse d'épaisseur λ est très mince (II.3.2). Ce ne serait pas le cas avec un liquide visqueux (Figure II-9). Rice et Geary (1990) ont en effet estimé que λ est voisin de 0.98 dans le cas du système eau/air, alors qu'il vaut environ 0.85 en milieu fortement visqueux. En $\phi = \lambda$, on a nécessairement $\tau = 0$. Il en découle que :

$$\tau_p = -\frac{\rho_L g R_c}{2} \cdot \frac{2 \langle \epsilon_G \rangle}{m} (1 - \lambda^m) \quad (V-19)$$

$$\tau = \epsilon_L \tau_L^H + \tau^t = \frac{\rho_L g R_c}{2} \cdot \phi \cdot \frac{2 \langle \epsilon_G \rangle}{m} (\lambda^m - \phi^m) \quad (V-20)$$

Ce sont ces deux dernières équations que nous retiendrons pour estimer τ . Elles font apparaître trois paramètres: $\langle \epsilon_G \rangle$, m et λ .

V.1.3.4.2 Estimation simplifiée

Avec les relations précédentes, nous pouvons déjà estimer la contrainte de frottement tangentielle dans le sein de la dispersion en considérant que $\lambda \approx 1$. Nous avons représenté sur la figure V-33 l'évolution radiale de τ pour la colonne munie du fritté en fonction du débit de gaz. Sur cette figure, on constate que les valeurs de τ augmentent avec $\langle j_G \rangle$. Ce comportement est

commun aux trois distributeurs. Dans le cœur de l'écoulement, $\overline{v'_{Lax} \cdot v'_{Lrad}}$ peut donc se déduire de la relation suivante en négligeant les frottements d'origine moléculaire :

$$\tau \approx \tau^t \approx \rho_L \overline{v'_{Lax} \cdot v'_{Lrad}} \quad (V-21)$$

L'ordre de grandeur de ce terme peut être comparé aux fluctuations axiales en évaluant le rapport $\overline{v'_{Lax}{}^2} / \overline{v'_{Lax} \cdot v'_{Lrad}}$. A cause de la forte variation radiale de cette grandeur, nous avons choisi de représenter l'évolution de $\text{Min} \left[\frac{\overline{v'_{Lax}{}^2}}{\overline{v'_{Lax} \cdot v'_{Lrad}}} \right]$ avec les trois distributeurs en fonction du débit de gaz sur la figure V-34.

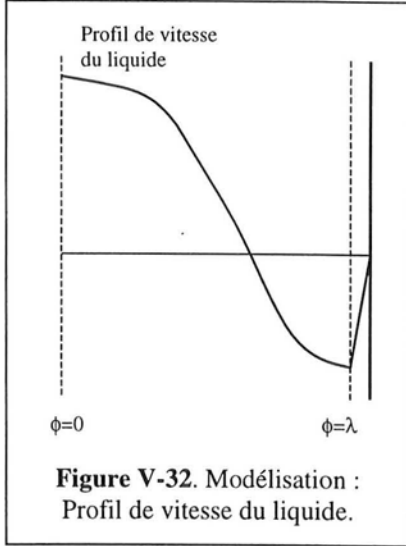


Figure V-32. Modélisation : Profil de vitesse du liquide.

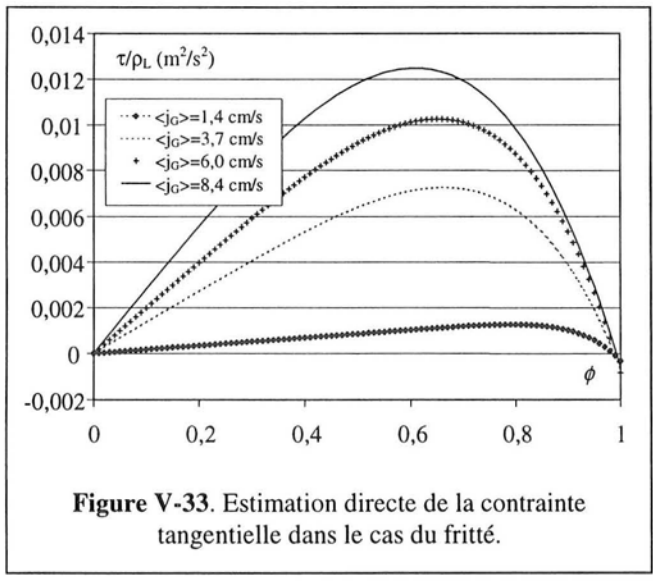


Figure V-33. Estimation directe de la contrainte tangentielle dans le cas du fritté.

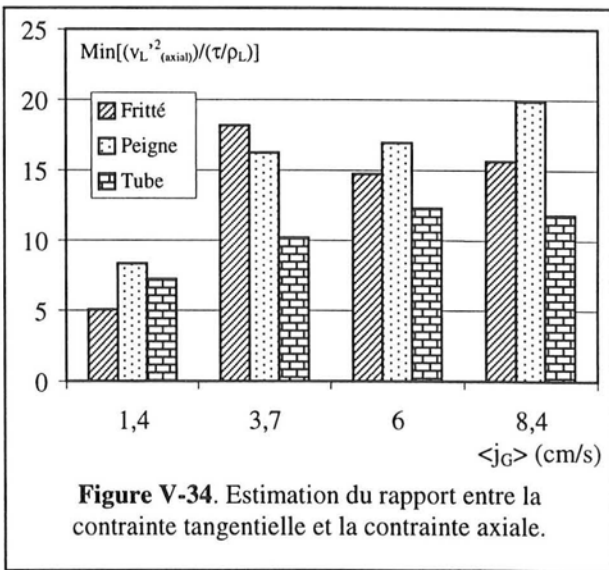


Figure V-34. Estimation du rapport entre la contrainte tangentielle et la contrainte axiale.

Cette figure montre que la contrainte tangentielle turbulente est inférieure d'à peu près un ordre de grandeur aux contraintes normales. Ce résultat est en accord avec les rares mesures de ce paramètre rencontrées dans la littérature (Mudde et coll., 1997a). De même, les ordres de grandeur estimés pour τ sont également en bon accord avec ceux mesurés par Menzel et coll. (1990). Il est alors possible d'évaluer l'évolution locale de la viscosité turbulente par la relation suivante :

$$\mu_t = R_c \cdot \tau^t \cdot \left(\frac{dv_L}{d\phi} \right)^{-1} \approx R_c \cdot \tau \cdot \left(\frac{dv_L}{d\phi} \right)^{-1} \quad (V-22)$$

Les valeurs obtenues par ce moyen sont toutefois peu précises à cause de l'erreur importante commise sur l'évaluation de la dérivée de la vitesse. Nous reportons cependant leur évolution pour le tube en fonction du débit de gaz sur la figure V-35. Les figures relatives à l'influence du distributeur à $\langle j_G \rangle$ fixé sont reportées dans l'annexe G (Figures G.V-4).

A partir de ces différentes figures, on constate que la viscosité turbulente n'est pas constante sur la section de la colonne mais présente un maximum. Ce comportement est en accord avec les résultats expérimentaux de Devanathan et coll. (1990). Les valeurs de μ_t augmentent avec le débit de gaz pour tous les distributeurs. Les figures G.V-4, nous permettent seulement de retrouver les interprétations que nous avons déjà données maintes fois sur l'effet du distributeur. On constate ainsi qu'aux faibles valeurs de $\langle j_G \rangle$, fritté et distributeur multi-orifices ont des comportements identiques, alors que les valeurs obtenues avec le tube sont deux fois plus élevées. En revanche, les courbes du fritté et du peigne diffèrent dès que $\langle j_G \rangle = 6 \text{ cm s}^{-1}$ et lorsque le régime hétérogène est atteint avec le fritté, celui-ci se comporte comme l'orifice unique.

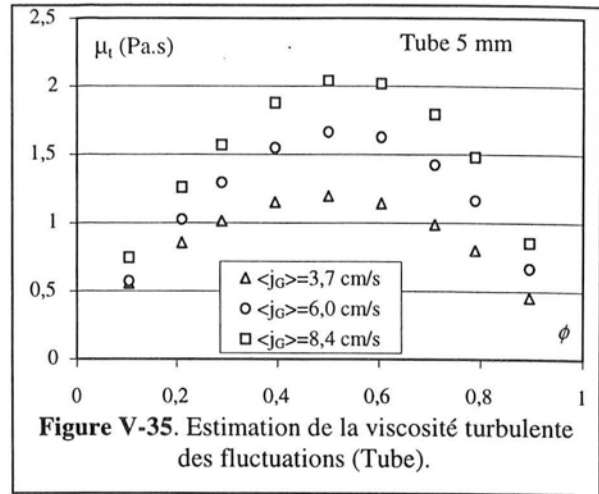


Figure V-35. Estimation de la viscosité turbulente des fluctuations (Tube).

Pour conclure sur les estimations de μ_t , on notera enfin que les valeurs des maxima de μ_t sur la section de la colonne sont de 500 à 2000 fois supérieures à la valeur de la viscosité dynamique de l'eau μ_L . Ces résultats sont en accord avec le graphique proposé par Kawase et Moo-Young (1989) qui prévoit une valeur de 1 à 2 Pa s.

V.1.3.4.3. Résolution complète

La résolution complète peut se poursuivre en posant un modèle de viscosité turbulente pour représenter la contrainte de frottement tangentielle. La couche mince près de la paroi est considérée en écoulement laminaire. Les contraintes tangentielles sont alors reliées aux profils de vitesse axiale dans la phase liquide par les relations suivantes (Eq.I-43) :

$$\tau = -\frac{\varepsilon_L \mu_L + \mu_t}{R_c} \cdot \frac{dv_L}{d\phi} \quad [0 \leq \phi \leq \lambda] \quad \text{et} \quad \tau = -\frac{\varepsilon_L \mu_L}{R_c} \cdot \frac{dv_L}{d\phi} \quad [\lambda \leq \phi \leq 1] \quad (V-23)$$

Les équations V-23 peuvent être combinées à l'équation V-20 pour obtenir le profil de vitesse du liquide. La résolution analytique de ce système est rarement possible. Nous resterons donc dans le cas général et une intégration numérique sera systématiquement employée. Elle n'est cependant possible qu'en utilisant la condition $v_L = 0$ à la paroi ($\phi = 1$) et en supposant la continuité de la vitesse en $\phi = \lambda$.

Notre modèle admet quatre paramètres $\langle \varepsilon_G \rangle$, m , λ et μ_t . Si nous considérons, comme c'est classiquement le cas, que $\langle \varepsilon_G \rangle$ et m peuvent être estimés a priori (Rice et Geary, 1990 ; Geary et Rice, 1992), il reste seulement deux paramètres λ et μ_t . Nous noterons que la connaissance de λ est synonyme de celle de τ_p puisque ces deux grandeurs sont reliées par la relation V-20. L'obtention de ces paramètres nécessite deux conditions :

- Disposer d'une représentation mathématique correcte de l'évolution radiale de μ_t ;
- Avoir d'autant d'équations que de paramètres pour pouvoir résoudre le système obtenu par optimisation.

Plusieurs représentations de la viscosité turbulente μ_t ont été proposées dans la littérature (Annexe D). Nous en retiendrons quatre qui sont reportées dans le tableau V-1 (Modèle 1 à 4). Pour tous ces modèles, le paramètre ajustable est le coefficient de proportionnalité k' qui ne doit pas dépendre du débit de gaz utilisé, mais peut être fonction du régime d'écoulement. Dans la suite de ce travail, nous comparerons ces quatre formulations.

Relation de clôture des modèles	
Modèle 1	$\mu_t = k' \quad (\text{Ueyama et Miyauchi, 1979})$
Modèle 2	$\mu_t = k'(1 - \varepsilon_G) \cdot \varepsilon_G \text{ ou } \mu_t = k' \varepsilon_G \quad (\text{Hills, 1974})$
Modèle 3	$\mu_t = \rho_L \frac{k' R_c}{6} \cdot \sqrt{\frac{\tau_p}{\rho_L}} \cdot (1 + 2\phi^2) \cdot (1 - \phi^2) \quad (\text{Menzel et coll., 1990})$
Modèle 4	$\mu_t = k' \rho_L (< j_G > g)^{1/3} \cdot L^{4/3} \cdot (1 - \phi^n)^{4/3} \quad (\text{Burns et Rice, 1997})$
Modèle 5	$l_m = k' \left(\frac{\varepsilon_G}{< \varepsilon_G >} \right) \quad (\text{Rice et Geary, 1990})$

Tableau V-1. Résumé des différentes variantes des modèles testés.

Il est cependant possible d'utiliser une autre approche fondée sur la longueur de mélange l_m (Eq.I-44). Dans ce cas, les paramètres du modèle sont λ et l_m qui remplace μ_t . On a alors :

$$\tau = -\frac{\varepsilon_L \mu_L}{R_c} \cdot \frac{dv_L}{d\phi} + \rho_L \frac{l_m^2}{R_c^2} \cdot \left(\frac{dv_L}{d\phi} \right)^2 \quad [0 \leq \phi \leq \lambda] \quad \text{et} \quad \tau = -\frac{\varepsilon_L \mu_L}{R_c} \cdot \frac{dv_L}{d\phi} \quad [\lambda \leq \phi \leq 1] \quad (\text{V-24})$$

Ce qui conduit à

$$\frac{dv_L}{d\phi} = -\frac{\sqrt{(\varepsilon_L v_L \cdot R_c)^2 + \frac{4 \cdot l_m^2 \cdot R_c^2 \cdot \tau}{\rho_L}} - \varepsilon_L v_L \cdot R_c}{2 \cdot l_m^2} \quad [0 \leq \phi \leq \lambda] \quad (\text{V-25})$$

avec les mêmes conditions aux limites que précédemment pour l'intégration.

Plusieurs formulations de la longueur de mélange ont également été proposées dans la littérature (Annexe D). Nous utiliserons uniquement une relation dérivée de Rice et Geary (1990) et Geary et Rice (1992) qui proposent une longueur de mélange proportionnelle au taux de vide local :

$$l_m = \frac{d_p}{k'^{1/3}} \cdot \left(\frac{\varepsilon_G}{< \varepsilon_G >} \right) \quad (\text{V-26})$$

où k' est un paramètre de forme des bulles. Nous testerons également l'équation V-26 qui correspond au Modèle 5 du tableau V-1.

Pour comparer les différents modèles, il est nécessaire de disposer des profils expérimentaux de vitesse. Les valeurs de la vitesse dans la direction axiale calculées à partir du modèle v_L^{calc} aux points de mesure ϕ_i peuvent être ajustées avec celles des points expérimentaux v_L^{exp} en minimisant pour chacun des débits de gaz la fonction objectif :

$$F(\lambda, \mu_t) = \sum_{\substack{i \text{ points} \\ \text{expérimentaux}}} [v_L^{\text{calc}}(\phi_i) - v_L^{\text{exp}}(\phi_i)]^2 \quad (\text{V-27})$$

De plus, les valeurs calculées doivent vérifier le bilan matière sur la phase liquide qui est sur la colonne à bulles R1 :

$$\int_0^1 \phi \cdot (\epsilon_L v_L) \cdot d\phi = 0 \quad (\text{V-28})$$

A partir des équations V-19 et V-20, il est donc possible d'évaluer λ et μ_t (ou l_m), de calculer le profil de vitesse ainsi que τ_p . Nous allons maintenant appliquer ce modèle et ses cinq variantes (Tableau V-1) à la colonne R1 équipée des trois systèmes de distribution.

Les résultats des optimisations font apparaître les points suivants :

- Les Modèles 2 et 3 ne permettent pas de bien représenter l'écoulement du liquide car k' varie en fonction du débit de gaz pour tous les distributeurs.
- Le Modèle 4 représente assez bien l'écoulement obtenu avec l'orifice unique. Avec $L=D_c$, on obtient $k'=0.16 \pm 0.01$. Ce n'est en revanche pas le cas avec le distributeur multi-orifices et avec le fritté.
- Le Modèle 5 représente bien l'écoulement avec le distributeur multi-orifices ($k'=0.0059 \pm 0.001$) et avec l'orifice unique ($k'=0.012 \pm 0.001$). de plus, les résultats obtenus avec le fritté sont cohérents avec les précédents. C'est donc ce modèle que nous retiendrons.

Sur la figure V-36, nous avons représenté dans le cas de l'orifice unique les profils de vitesse obtenus avec le modèle 4 et le modèle 5. Nous les comparons également au Modèle 1 qui correspond à une viscosité turbulente constante sur toute la section. On constate toutefois que le Modèle 1 représente mal les résultats expérimentaux au voisinage de la paroi, ce qui est logique puisque car la viscosité turbulente est alors largement surestimée dans cette région.

Sur les figures V-37, nous avons représenté les valeurs de la contrainte en paroi τ_p prédites par le Modèle 5 et les valeurs du coefficient k' du modèle. Cette constante est d'ailleurs la longueur de mélange moyenne $\langle l_m \rangle$ sur la section de la colonne. Si l'on compare les valeurs de $\langle l_m \rangle$ estimées à partir de la relation V-26 proposée par Geary et Rice (1992), on constate que $\langle l_m \rangle$ vaut 5 mm dans le cas du peigne et 1.2 cm dans le cas du tube. Ces valeurs ne correspondent certes pas exactement aux mesures de diamètre équivalent de bulles ou de diamètre de Féret maximum que nous avons obtenu par la méthode photographique (V.1.2.3), mais l'ordre de grandeur est respecté. Cette approche repose sur le fait que la turbulence est essentiellement induite par le sillage des bulles. Cette turbulence supplémentaire rentre en concurrence avec la turbulence classique. Geary et Rice (1992) ont d'ailleurs proposé de tenir compte des deux phénomènes à la fois. Toutefois, dans notre colonne de faible diamètre, il est facile de vérifier que la longueur de mélange prédite par le modèle de Geary et Rice (1992) [Annexe D] est identique à celle que nous avons estimée avec la formulation de Rice et Geary (1990). Notre écoulement est donc exclusivement dominé par la turbulence due aux bulles.

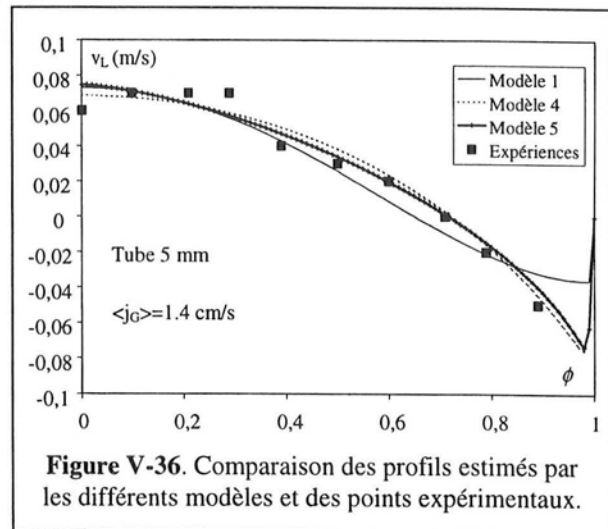
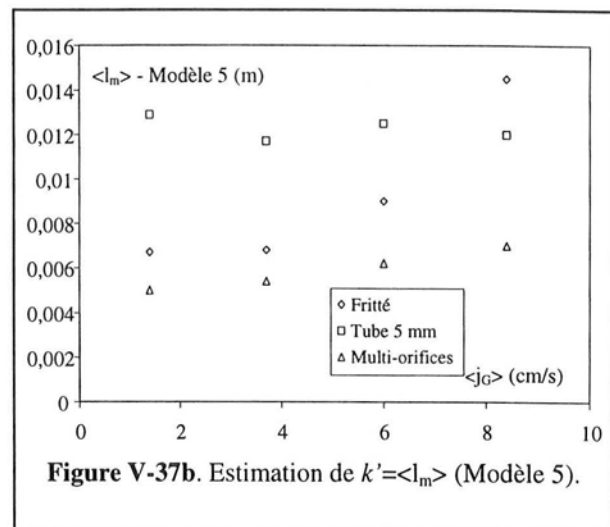
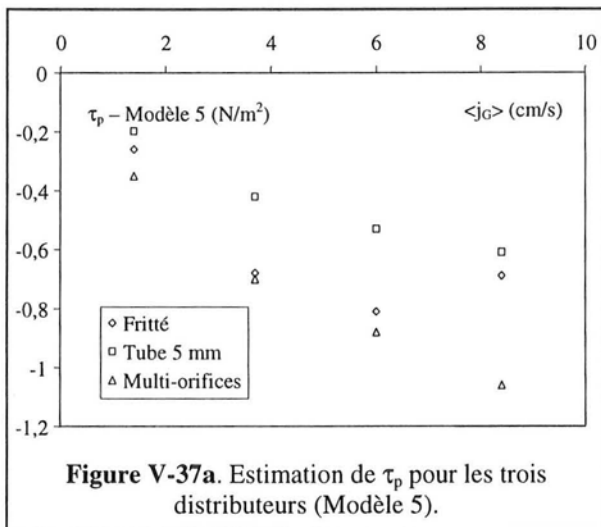


Figure V-36. Comparaison des profils estimés par les différents modèles et des points expérimentaux.

La figure V-37a montre que τ_p est plus élevé lorsque la colonne fonctionne en régime de transition ou en régime homogène (peigne) que lorsque l'écoulement est hétérogène (tube). Il est cependant difficile de conclure définitivement sur ce point puisque nous ne disposons pas de mesures de cette grandeur. Cet effet peut être induit par le modèle mathématique choisi pour représenter le comportement du fluide à la paroi. Toutefois, la vitesse locale descendante du liquide au voisinage de la paroi est plus faible en régime hétérogène que lors de la transition. Le comportement de τ_p est donc cohérent avec cette observation. Il est également en accord avec les évolutions des autres grandeurs locales étudiées précédemment lors du passage transition/régime hétérogène où on observe en général une diminution des valeurs moyennes et une augmentation de l'amplitude des fluctuations. En revanche, la longueur de mélange semble au contraire augmenter lorsque l'on passe en régime hétérogène. La valeur de $\langle l_m \rangle$ est quasiment multipliée par deux, sans doute à cause d'une modification de la taille ou de la morphologie des bulles et de leur sillages.



Le comportement observé avec le fritté sur les figures V-37 confirme les observations précédentes. Les valeurs de τ_p sont comprises entre celles obtenues pour le tube et le peigne. Aux faibles débits de gaz, elles sont voisines de celles du peigne puis diminuent pour se rapprocher de celles du tube lorsque $\langle j_G \rangle$ augmente. Un comportement similaire est observé pour $\langle l_m \rangle$ qui augmente progressivement de 6 mm à 1.2 cm avec le fritté.

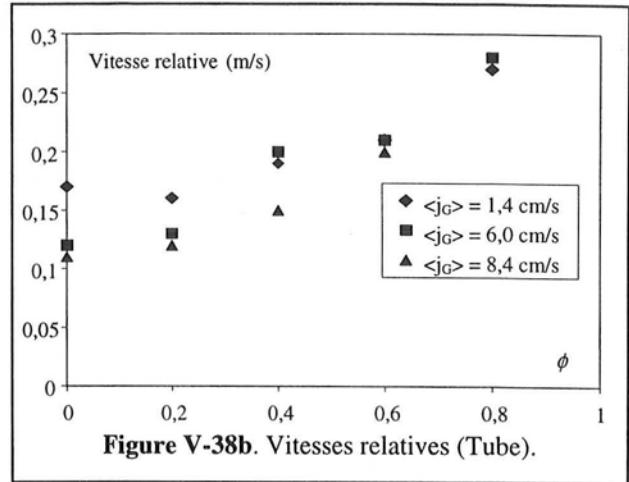
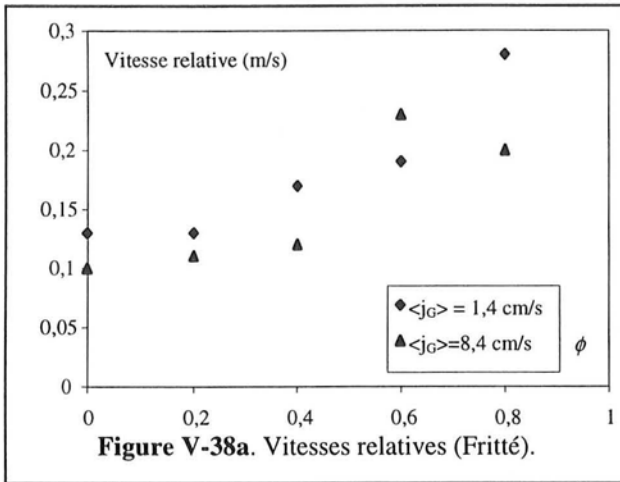
En conclusion, l'écoulement dans la colonne R1 est dominé par la turbulence due aux bulles quel que soit le distributeur. Celle-ci est bien représentée par un modèle de longueur de mélange fondé sur l'équation V-26. La valeur de $\langle l_m \rangle$ est donc reliée à la taille des bulles. Ce résultat est cohérent avec la forte amplitude des fluctuations de vitesse que nous avons mesurée et qui ne peut provenir que du passage des bulles.

V.1.3.5. Estimation des vitesses relatives

A partir de la mesure des vitesses locales de bulles par la sonde à réflexion Doppler d'ultrasons et des vitesses locales du liquide par vélocimétrie laser, il est possible d'estimer la vitesse relative locale de la phase gaz en soustrayant ces deux valeurs. Il faut cependant retenir que les valeurs obtenues par ce moyen sont peu précises. En effet il y a addition des incertitudes sur les deux mesures alors que v_{GL} peut être inférieur à la fois à v_b et à v_L . L'incertitude sur v_{GL} est donc très importante. Les résultats seront donc à considérer avec précaution.

Les valeurs calculées peuvent être comparées à la vitesse terminale ascensionnelle estimée par la relation I-34 à partir des diamètres moyens de bulles mesurés par la méthode photographique qui

fournit la fourchette suivante : 23 à 25 cm s^{-1} . Les courbes des figures V-38 sont semblables pour tous les distributeurs et montrent que de telles valeurs sont mesurées à proximité de la paroi. En revanche, les vitesses relatives décroissent vers le centre de la colonne et cette tendance semble s'amplifier avec l'augmentation du débit de gaz. Au centre, les vitesses relatives vont de 10 à 17 cm s^{-1} . Ces tendances sont en bon accord avec les mesures de Yao et coll. (1990). La possibilité d'une décroissance des vitesses relatives au centre de la colonne est également prédite par la corrélation de Grienberger et coll. (1992) qui prévoit une réduction de la traînée près des parois. Elle est aussi en accord avec les simulations de Ranade (1992). Bien que peu précises, nos valeurs semblent donc cohérentes.



V.1.4. Conclusions et perspectives

Dans cette partie, nous avons obtenu une description assez complète de l'hydrodynamique de la phase gaz et des bulles ainsi que de la phase liquide et de la turbulence avec les trois systèmes de distribution employés. Par la suite, nous allons pouvoir comparer ces valeurs aux résultats fournis par le code commercial FLUENT et les différents modèles qu'il propose pour représenter les colonnes à bulles.

La comparaison des trois distributeurs a montré l'énorme influence du système de distribution et de son degré d'uniformité sur le comportement de la dispersion. L'évolution des différents paramètres hydrodynamiques lors des passages homogène/transition et transition/hétérogène a été mise en évidence et a permis une meilleure compréhension des phénomènes au niveau local. Nous avons montré une diminution sensible de la vitesse locale du liquide lors du passage en régime hétérogène établi dans le cas d'une distribution primaire uniforme du gaz. Ce phénomène est lié à l'existence surprenante d'un écoulement plus uniforme en moyenne temporelle dans ce régime qui se traduit également par une diminution simultanée des vitesses moyennes locales des deux phases et des fréquences de passage des bulles. Cette plus grande uniformité moyenne ne doit pas cacher qu'en réalité, l'amplitude des fluctuations de vitesse est beaucoup plus élevée en régime hétérogène. Ces résultats sont en accord avec ceux de Chen et coll. (1994), mais la technique mise en jeu par ces auteurs est différente pour la phase liquide (PIV) et leur exploration de la phase gaz est plus limitée.

Nous avons également montré le lien étroit entre les fluctuations de la vitesse du liquide et la distribution de la vitesse locale des bulles. Ce lien se traduit par le fait que la turbulence est essentiellement engendrée par les bulles et peut être représentée par un modèle simple fondé sur une longueur de mélange. Le modèle considère que la longueur de mélange locale est proportionnelle au taux de vide local et à une constante dont la valeur est proche du diamètre de bulles. En conclusion,

le comportement de la colonne à bulles semble essentiellement dominé par les phénomènes se produisant à l'échelle des bulles.

Dans l'avenir, une amélioration de la technique de vélocimétrie laser en écoulement gaz/liquide devrait permettre une augmentation des taux d'acquisition et une meilleure analyse des fréquences caractéristiques de la turbulence. Le passage à un système 2D est requis pour pouvoir mesurer les termes non-diagonaux du tenseur de Reynolds et vérifier le modèle proposé pour représenter les contraintes tangentielles. Obtenir une mesure de τ_p peut également être un objectif important. La technique électrochimique pariétale (Annexe A) est toutefois difficile à mettre en œuvre dans les colonnes à bulles. La présence d'une inversion du sens du liquide nécessite l'emploi d'électrodes doubles, mais le problème essentiel est de disposer d'un système électrochimique qui n'affecte pas trop l'aptitude à la coalescence des bulles, comme nous l'avons vu dans le chapitre III. Elle a été mise en œuvre très récemment par Magaud (1999) en régime homogène, mais avec des vitesses superficielles de liquide importantes et une colonne rectangulaire. Une comparaison entre les résultats fournis par l'analyse des séries temporelles de τ_p et de la pression en paroi peut s'avérer bénéfique. D'autre part, il peut être intéressant d'étudier l'influence d'un débit de liquide $\langle j_L \rangle$ sur l'écoulement pour voir comment ce dernier évolue lorsque $\langle j_L \rangle$ est augmenté à $\langle j_G \rangle$ fixé. Il peut également être intéressant de coupler les mesures par vélocimétrie laser avec des mesures de dispersion axiale pour étudier l'influence de la circulation locale du liquide et de la turbulence sur la qualité du mélange. Toutefois, la colonne R1 dans sa configuration actuelle fait qu'il n'est pas possible d'adapter simplement des électrodes sans une modification profonde du système expérimental. C'est pourquoi cette étude n'a pas été réalisée dans le présent travail. Enfin, la mesure des paramètres hydrodynamiques locaux près du distributeur et de la surface libre est indispensable de façon à mieux comprendre les effets de bout. Nous ne disposons pour l'instant dans ce domaine que de la contribution de Reese et Fan (1994) par PIV dans la région du distributeur.

V.2. Applicabilité de l'approche CFD à la colonne R1

La partie simulation numérique est fondée sur l'utilisation du logiciel FLUENT[®] et sa version 4.51 qui a succédé à la 4.48 (Baba-Aïssa, 1998). Elle repose sur une approche de type Euler/Euler qui est la seule à pouvoir représenter des écoulements avec des taux de vide aussi élevés que ceux que nous avons obtenus expérimentalement. FLUENT 4.51 ne propose de toute façon comme approche alternative qu'une représentation Euler/Lagrange stationnaire très limitée (I.4.2.2). Dans un premier temps, nous décrirons rapidement le logiciel et ses modèles pour les écoulements polyphasiques. Pour plus d'information, le lecteur consultera l'annexe F, les manuels de FLUENT 4.4 et le « Update Manual » de la version 4.5. Nous simulerons ensuite le comportement d'une colonne à bulles partiellement aérée et d'une colonne à bulles totalement aérée qui correspondent respectivement au réacteur R1 équipé du tube et du fritté. Plus que l'accord entre les expériences et les valeurs calculées, nous chercherons à mettre en évidence les possibilités et les limitations du code de calcul commercial employé pour la simulation numérique de ce contacteur gaz/liquide. Nous nous efforcerons de montrer en quoi ce type d'approche peut être intéressant pour prédire le comportement de l'hydrodynamique de ces réacteurs en général.

V.2.1. Généralités sur le logiciel FLUENT

La version 4.51 du logiciel FLUENT permet de résoudre les équations de continuité et de quantité de mouvement qui régissent l'écoulement des systèmes polyphasiques gaz/liquide sur des maillages structurés. Il utilise la méthode de volumes finis et met en œuvre, selon le choix de l'utilisateur, l'algorithme SIMPLE, sa variante SIMPLEC ou le PISO (Annexe C). L'utilisation du PISO est toutefois déconseillée dans le cas des écoulements polyphasiques. Nous utiliserons donc essentiellement le SIMPLE. Nous n'effectuerons pas de comparaison SIMPLE / SIMPLEC. Celle-

ci pourra être réalisée ultérieurement. L'un des inconvénients du SIMPLE est qu'il nécessite de sous-relaxer fortement les vitesses et les pressions, ce qui entraîne souvent une convergence plus lente que le SIMPLER. En revanche, c'est l'algorithme le plus couramment employé. Pour l'inversion des matrices, nous avons utilisé l'algorithme FEA (Annexe F.1). Théoriquement, l'algorithme TDMA (Annexe F.1) est préférable dans le cas des systèmes où les deux phases sont fortement couplées, tandis que le FEA s'applique plutôt dans le cas où une phase influencerait fortement sur la seconde, la réciproque étant fautive. En pratique, nous avons obtenu plus fréquemment une divergence avec l'algorithme TDMA qu'avec le FEA. C'est donc ce dernier que nous avons utilisé systématiquement dans la suite.

Numériquement, l'inversion des matrices est réalisée soit par la méthode de *Gauss-Seidel*, soit par la méthode *multigrid* (Annexe C). Nous avons conservé les choix par défaut du logiciel qui utilise une méthode multigrid pour l'équation de correction de pression et la méthode de Gauss-Seidel pour les autres. Il s'agit dans ce dernier cas d'une méthode avec alternance de la direction de résolution entre chaque itération.

Pour les écoulements gaz/liquide, le couplage entre les phases est réalisé à partir des modèles classiques de la littérature et quatre formulations sont proposées. Ce sont principalement celles de Schiller et Naumann (1935) et de Schwarz et Turner (1988). Elles correspondent respectivement aux équations I-23 et I-24. Les deux autres sont des raffinements de la formulation de Schiller et Naumann et ils ne seront pas utilisés dans cette étude. Il est également possible de programmer sa propre formulation du coefficient de traînée via les *User Defined Subroutines* (Annexe F.4). Au niveau des pressions, le code suppose qu'il y a équilibre entre les phases et néglige les effets de tension superficielle (I.3.1.6).

La turbulence de la phase continue est prise en compte au moyen du modèle $k-\varepsilon$ dont les équations sont reportées dans l'annexe F.2 (Eq.F-3 et F-4). Il y a deux façons de tenir compte de la présence de la phase dispersée. La première consiste à calculer une équation de transport de l'énergie cinétique turbulente et de la dissipation de la phase dispersée. Ces équations sont formellement identiques aux relations F-3 et F-4 dans lesquelles il faut remplacer ε_L par ε_G . Toutefois, il est classiquement admis que la turbulence est une propriété propre à la phase continue et que l'influence de la phase dispersée se fait par des termes additionnels de production dans les équations F-7 et F-8 (Annexe F.3). Il est encore possible de tenir compte du terme additionnel dû à la turbulence dans l'équation de continuité en utilisant la formulation classique :

$$\frac{\partial(\rho_L \varepsilon_L)}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho_L \varepsilon_L \vec{v}_L) = \vec{\nabla} \cdot \left(\frac{\mu_t}{\sigma_t} \cdot \vec{\nabla} \varepsilon_L \right) \quad (V-29)$$

où $\sigma_t = 0.67$ par défaut. Ce terme peut être activé indépendamment du modèle $k-\varepsilon$ et des termes additionnels décrits précédemment. La valeur du paramètre σ_t est modifiable. La validité théorique de ce type d'écriture est cependant contestée. Il est également possible d'ajouter des termes sources aux équations de transport de k et ε via les *User Defined Subroutines*. De même, une formulation différente peut être implémentée pour estimer la viscosité turbulente μ_t (Annexe F.4). En revanche, il n'est pas possible d'utiliser des modèles qui ne supposent pas une turbulence isotrope, comme le RSM (Reynolds Stress Model) dont l'emploi est réservé aux écoulements monophasiques.

Enfin, il est possible d'activer séparément les forces additionnelles que sont la force de portance et la force de masse virtuelle depuis la version 4.51. Les formulations utilisées correspondent à l'équation I-27 pour la portance et I-28 pour la masse virtuelle. Le code impose $C_L = 0.5$ et $C_{mv} = 0.5$ (Drew et Lahey, 1993). En revanche, il n'est pas possible de modifier les valeurs de C_L et C_{mv} ou de la formulation des deux forces.

Nous voyons déjà apparaître la principale limitation des codes commerciaux de CFD qui est leur rigidité. En conséquence, il n'est pas possible de modifier certains paramètres parce qu'ils ne sont pas accessibles par les menus ou par l'intermédiaire des *User Subroutines*, par exemple C_L et C_{mv} . Cependant, le logiciel FLUENT présente une limitation encore plus importante qui vient de la difficulté à représenter correctement les surfaces libres en haut de nos réacteurs. Même dans le cas des simulations stationnaires, il n'est pas possible de fixer précisément la vitesse axiale de la phase liquide à 0 au niveau de la surface. Le choix de la condition aux limites en sortie est discuté en détail dans l'annexe F.6. Nous montrons qu'il n'y a pas de solution pleinement satisfaisante avec la version actuelle de FLUENT et nous avons dû nous résoudre à choisir celle qui s'approche le plus de la réalité physique bien qu'elle ne la représente pas de façon parfaite. Il faut dire d'ailleurs que la mauvaise gestion de la surface libre est bien souvent à l'origine de la divergence des calculs. Il s'agit déjà d'une limitation importante à l'utilisation de ce type de code pour les contacteurs gaz/liquide puisque seulement une solution approchée peut être obtenue.

V.2.2. Colonne partiellement aérée

Le but de cette étude est de modéliser le comportement de la colonne à bulles équipée de l'orifice unique et de dégager les principales tendances des différents modèles. Nous avons utilisé un maillage uniforme de 80×20 mailles (axial \times radial) qui exploite la symétrie cylindrique du système expérimental (2 m de haut, 10 cm de diamètre). Ce maillage a été obtenu directement sous FLUENT 4.51[®] (Figure V-39a). La condition de symétrie au centre de la colonne ($\partial/\partial r = 0$ en $r=0$) nécessite la définition de mailles de type SYMMETRY. En sortie du réacteur, nous avons utilisé une condition de type OUTLET ($\partial/\partial z = 0$ en $z = H_c$ pour toutes les variables sauf la pression) en tenant compte des remarques de l'annexe F.6. Aux parois (W-WALL), une condition de non-glissement est appliquée. Le tube de 5 mm a été représenté par une seule maille de type *velocity-INLET*. Trois vitesses superficielles de gaz ont été étudiées : $\langle j_G \rangle = 1.3, 3.7$ et 6 cm s^{-1} . Toutes les simulations réalisées dans ce chapitre sont stationnaires ($\partial/\partial t = 0$) et donnent accès aux champs moyens des paramètres hydrodynamiques locaux. Le diamètre moyen des bulles a été fixé en fonction des diamètres équivalents obtenus par photographie au paragraphe V.1.2.3. Comme conditions initiales, toutes les variables ont été initialisées à 0 partout, excepté la maille INLET.

Un problème important est celui du choix du coefficient de traînée. La technique photographique a montré que nous avons une distribution de taille de bulles comprenant essentiellement des bulles ellipsoïdales déformées avec quelques calottes sphériques. Comme nous l'avons dit (I.3.2.2), il n'existe aucune description générale de ce coefficient dans les écoulements à fort taux de vide. Nous utiliserons donc les modèles qui ont été obtenus à partir de l'étude d'une bulle isolée et qui sont déjà implémentés dans FLUENT. Nous comparerons ainsi le modèle de Schwarz et Turner (1988), très souvent recommandé pour les colonnes à bulles, à celui de Schiller et Naumann (1935) qui correspond plutôt à des sphères rigides.

V.2.2.1. Résultats préliminaires

Comme la convergence est difficile à obtenir avec la colonne à bulles, nous avons étudié en premier lieu le comportement de la colonne à des débits de gaz plus faibles de façon à comparer les différents modèles disponibles sous FLUENT. Pour une vitesse superficielle de gaz de 0.3 cm/s , nous avons réalisé des simulations avec cinq modèles qui sont respectivement :

- un modèle laminaire pur ;
- un modèle turbulent monophasique ($k-\varepsilon$ simple; Annexe F-2) ;
- un modèle turbulent ($k-\varepsilon$) qui tient compte la dispersion turbulente dans l'équation de continuité (Eq.V-29) ;

- un modèle turbulent ($k-\varepsilon$) qui prend en compte des termes additionnels de production de turbulence due aux bulles (Annexe F-3) ;
- un modèle turbulent ($k-\varepsilon$) qui tient compte de la force de portance (Eq.I-27).

En revanche, nous n'aborderons pas en détail l'influence de la force de masse virtuelle (Eq.I-28) qui est restée très faible dans tous les cas étudiés. Cette force joue un rôle important dans le cadre de simulations de l'écoulement en régime transitoire (Delnoij et coll., 1997) mais nos résultats montrent qu'elle n'a que peu d'influence sur la solution stationnaire.

Les résultats des calculs réalisés avec le modèle laminaire pur font apparaître des vitesses très élevées qui conduisent systématiquement à la divergence. La convergence n'est pas améliorée en augmentant artificiellement la viscosité du liquide (Sokholichin et Eigenberger, 1994), ce qui est en accord avec nos mesures puisque de fortes fluctuations des vitesses de la phase liquide sont observées même aux faibles débits de gaz.

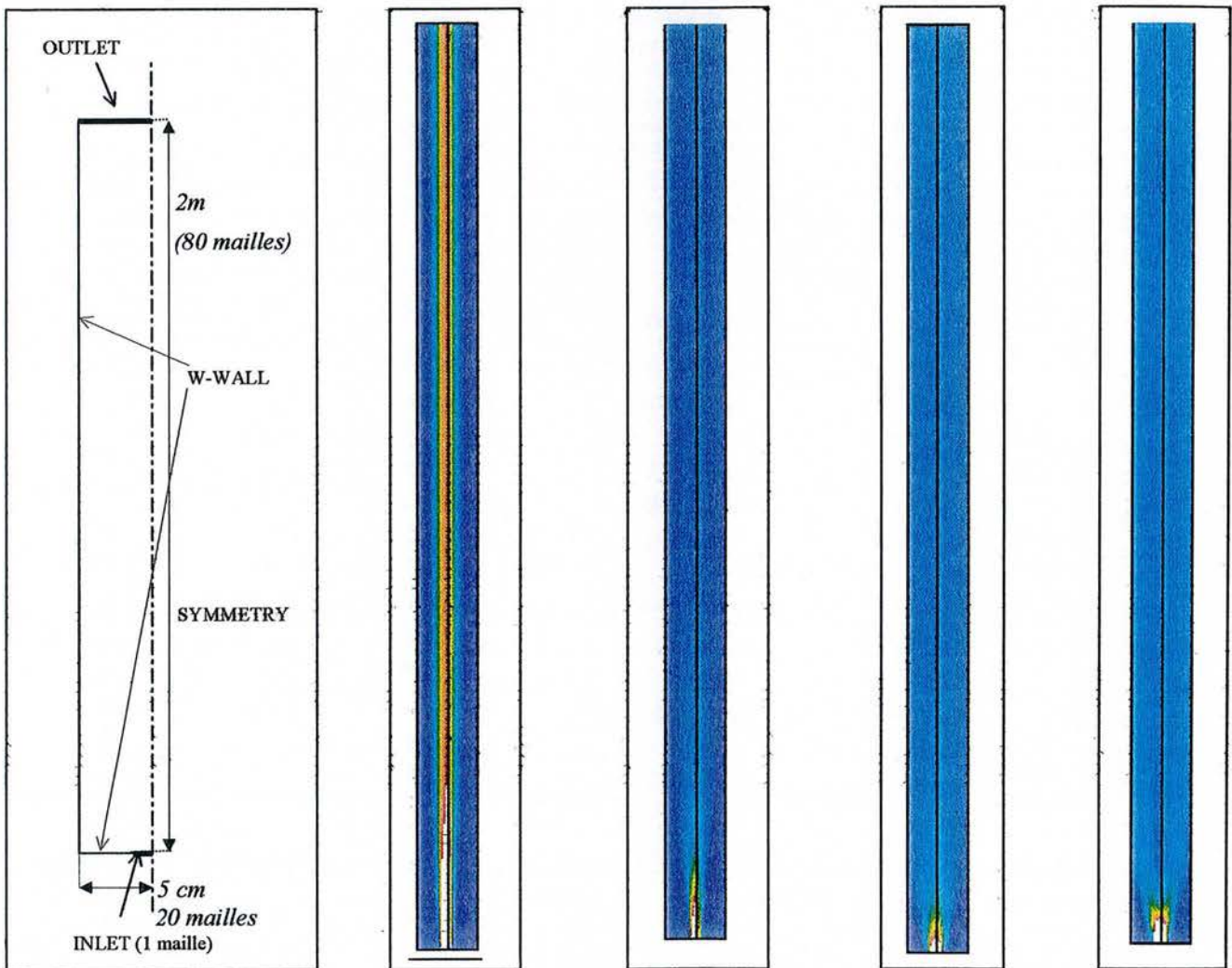


Figure V-39a. Maillage de la colonne R1

Figure V-39b. Taux de vide: Modèle $k-\varepsilon$ simple.

Figure V-39c. Taux de vide: Modèle $k-\varepsilon$ avec dispersion turbulente.

Figure V-39d. Taux de vide: Modèle $k-\varepsilon$ avec turbulence due aux bulles.

Figure V-39e. Taux de vide: Modèle $k-\varepsilon$ avec force de portance.

Si un modèle $k-\varepsilon$ simple est utilisé pour représenter la turbulence, les résultats montrent que la dispersion radiale du gaz est faible. Les calculs prévoient en effet que le gaz reste concentré vers le

centre de la colonne (Figure V-39b). Cette tendance est en fait indépendante du débit de gaz et provient directement des équations dans lesquelles aucun terme ne provoque une dispersion radiale du gaz. Ce résultat est contraire aux observations visuelles. En effet, même aux faibles débits de gaz, celui-ci a tendance à se répartir sur toute la section assez loin du distributeur.

En revanche, les trois autres modèles induisent une répartition spatiale du gaz plus conforme aux résultats expérimentaux. Tout d'abord, si l'on considère le terme de dispersion turbulente, on constate un élargissement de la distribution du gaz sur la section de la colonne (Figure V-39c). Celui-ci est encore plus important si l'on prend en compte la production supplémentaire de turbulence due aux bulles (Figure V-39d). En revanche, si l'on utilise une force additionnelle de portance, la figure V-39e montre clairement que le jet se scinde en deux dans le bas de la colonne. Ce comportement aboutit à la présence d'un pic de taux de vide dans la région de la paroi. A partir de ces résultats, on peut pressentir que les modèles $k-\varepsilon$ avec dispersion turbulente ou avec production supplémentaire de turbulence due aux bulles seront les plus adaptés pour représenter l'écoulement hétérogène qui caractérise la colonne équipée du distributeur à orifice unique.

Les simulations présentées sur la figure V-39 ont été réalisées avec le modèle de Schiller et Naumann (1935) (Eq.I-23). L'écart avec les résultats obtenus avec le modèle de Schwarz et Turner (1988) (Eq.I-24) est cependant assez faible. Il est toutefois apparu que la convergence est obtenue plus facilement avec le modèle de Schiller qu'avec celui de Schwarz. Cette différence reste pour l'instant inexplicée.

V.2.2.2. Résultats des simulations correspondant aux conditions expérimentales

Les résultats des simulations réalisées pour des valeurs de $\langle j_G \rangle$ de 1.3, 3.7 et 6 cm s^{-1} sont globalement similaires à ceux que nous venons de décrire pour un faible débit de gaz. Toutefois, la convergence est bien plus difficile à atteindre. En régime laminaire, il y a divergence quel que soit $\langle j_G \rangle$. C'est également le cas avec le modèle $k-\varepsilon$ simple sauf au débit de gaz le plus faible. Un jet gazeux similaire à celui de la figure V-39b a été obtenu. La répartition du gaz diffère donc fortement des résultats expérimentaux reportés sur la figure V-17b.

Les mêmes difficultés de convergence sont rencontrées pour les modèles $k-\varepsilon$ avec prise en compte de la force de portance, et $k-\varepsilon$ avec production supplémentaire de turbulence. Seuls les calculs au débit de gaz le plus faible ont pu être conduits à terme dans les deux cas. Avec la force de portance, les résultats font toujours apparaître un profil de taux de vide très plat avec des pics près des parois, ce qui est contraire aux résultats expérimentaux (Figure V-17b). Ce modèle ne permet donc pas de représenter correctement l'écoulement dans la colonne à bulles équipée de l'orifice unique. Avec la production de turbulence due aux bulles, la forme des profils calculés ressemble plus à celle des profils expérimentaux. Cependant, nous ne nous étendrons pas sur ce modèle compte tenu des problèmes de convergence car nous allons décrire dans ce qui suit le modèle qui a posé le moins de problèmes de convergence et qui a donné les meilleurs résultats.

En effet, le seul modèle pour lequel nous avons obtenu la convergence pour les trois débits étudiés est le modèle $k-\varepsilon$ avec dispersion turbulente dans l'équation de continuité. Les taux de vide moyens calculés dans les trois cas sur l'ensemble du réacteur sont comparés aux valeurs expérimentales dans le tableau V-2. L'accord entre expériences et simulations est assez bon pour les débits les plus faibles, mais les résultats diffèrent fortement pour $\langle j_G \rangle = 6 \text{ cm s}^{-1}$. L'écart s'accroît d'ailleurs avec le débit de gaz. A partir des valeurs calculées, on constate que le modèle prédit une augmentation à peu près linéaire du taux de vide moyen selon $\langle j_G \rangle$. Cela provient vraisemblablement du fait que le modèle ne tient pas compte des phénomènes de coalescence et de rupture qui modifient les tailles de bulles en régime hétérogène. Il est donc cohérent que nos

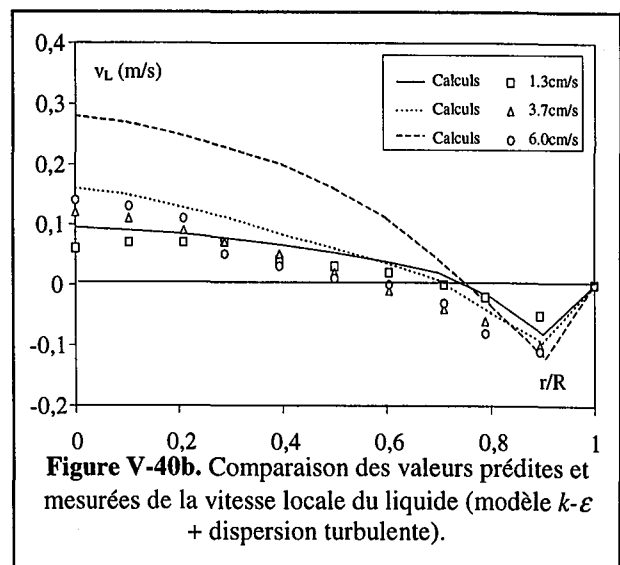
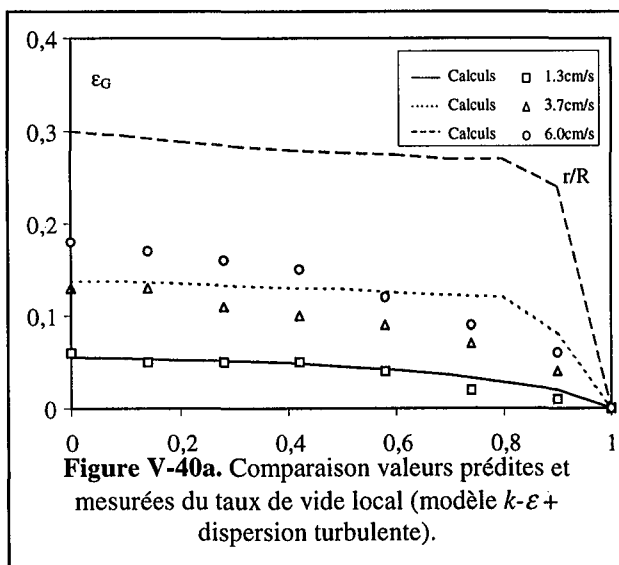
résultats ne coïncident avec les valeurs expérimentales qu'aux plus faibles vitesses superficielles de gaz.

A l'échelle locale, les figures V-40 comparent les valeurs mesurées du taux de vide et de la vitesse du liquide aux valeurs calculées avec le modèle $k-\epsilon$ avec dispersion turbulente. Pour le taux de vide local (Figure V-40a), les mêmes tendances que pour le taux de vide moyen sont observées. Il y a un très bon accord pour $\langle j_G \rangle = 1.3 \text{ cm s}^{-1}$, un assez bon accord pour $\langle j_G \rangle = 3.7 \text{ cm s}^{-1}$ et un écart important pour $\langle j_G \rangle = 6.0 \text{ cm s}^{-1}$. Globalement, les profils calculés sont bien plus plats que les profils expérimentaux. Il apparaît donc que la dispersion radiale du gaz est surestimée par le modèle. L'utilisation de la relation $v_t/D_t \approx 0.67$ pour évaluer le coefficient de dispersion turbulente D_t ne permet pas une estimation correcte, soit parce que cette relation n'est pas valable à nos débits de gaz, soit parce que v_t est surestimée par le modèle $k-\epsilon$. Nous avons comparé ces valeurs de μ_t à celles obtenues avec le modèle analytique avec $\mu_t = \text{cste}$ et calculées à partir des profils expérimentaux de vitesse (Figure V-35). Les valeurs approximatives issues des deux modèles sont reportées dans le tableau V-2. A partir de ces résultats, on constate que le modèle $k-\epsilon$ sous-estime plutôt v_t et la seconde hypothèse peut être rejetée. La relation $v_t/D_t \approx 0.67$ n'est donc pas valable et on a en réalité $v_t > 0.67 \cdot D_t$.

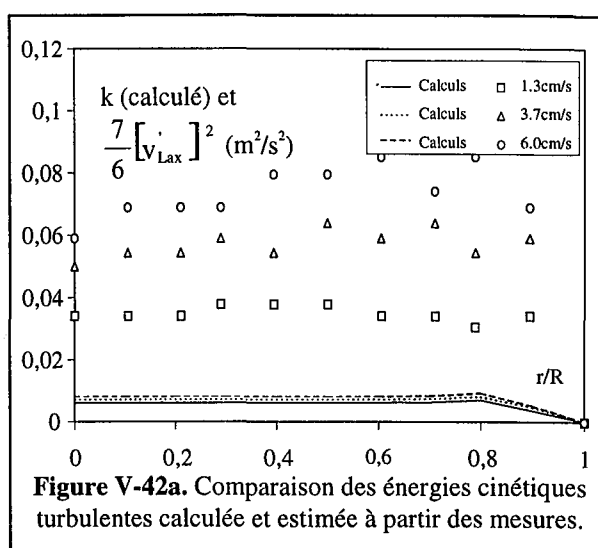
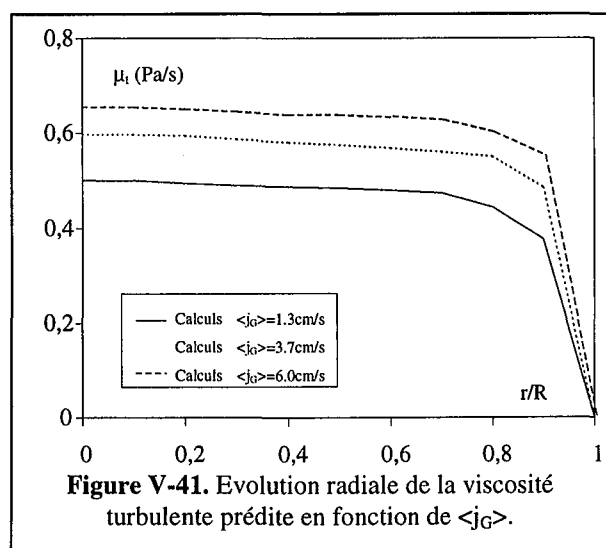
	Taux de vide calculé ($k-\epsilon$ avec dispersion)	Taux de vide mesuré Méthode manométrique	Viscosité turbulente (Modèle $k-\epsilon$ + dispersion)	Viscosité turbulente (Modèle analytique : $\mu_t = \text{cste}$)
$\langle j_G \rangle = 1.3 \text{ cm/s}$	0.055	0.047	$\approx 0.5 \text{ Pa s}$	$\approx 0.5-1 \text{ Pa s}$
$\langle j_G \rangle = 3.7 \text{ cm/s}$	0.135	0.103	$\approx 0.6 \text{ Pa s}$	$\approx 1-1.5 \text{ Pa s}$
$\langle j_G \rangle = 6.0 \text{ cm/s}$	0.256	0.136	$\approx 0.65 \text{ Pa s}$	$\approx 1-2 \text{ Pa s}$

Tableau V-2. Comparaison des taux de vide calculés (FLUENT) et mesurés - comparaison des viscosités turbulentes calculées avec FLUENT et avec le modèle analytique.

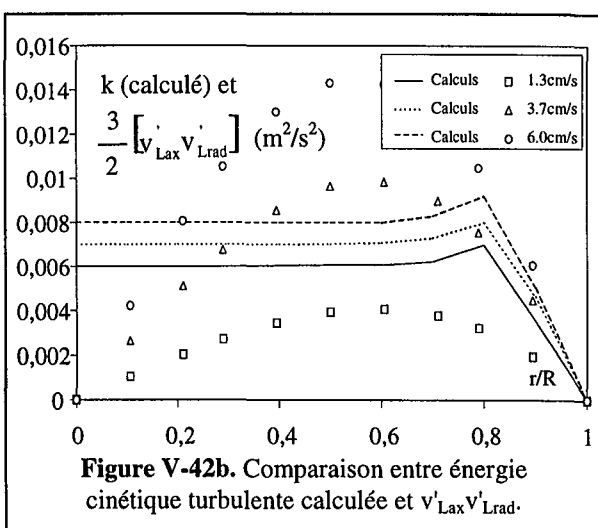
Pour les vitesses locales de la phase liquide (Figure V-40b), le modèle surestime globalement les vitesses obtenues. La comparaison expériences/calculs en fonction de $\langle j_G \rangle$ donnée pour le taux de vide local peut être reprise intégralement. Les écarts proviennent essentiellement du fait que la viscosité turbulente est sous-estimée par le modèle $k-\epsilon$. Les valeurs prédites pour μ_t sont reportées sur la figure V-41 et le tableau V-2 où elles sont comparées aux valeurs calculées à partir du Modèle 1 du tableau V-1 ($\mu_t = \text{cste}$). On constate d'ailleurs dans le tableau V-2 que le modèle $k-\epsilon$ sous-estime la viscosité turbulente d'autant plus que $\langle j_G \rangle$ est élevée, ce qui explique la croissance de l'écart entre simulations et expériences.



Une comparaison des vitesses locales du gaz montrerait que le modèle surestime les vitesses calculées. Les valeurs de C_D sont donc sous-estimées par les deux formulations que nous avons utilisées (Schwarz et Schiller). Il est clair que ces dernières représentent mal le comportement de la dispersion avec ses interactions bulles/bulles.



Pour achever les comparaisons au niveau local des paramètres calculés avec les mesures expérimentales, nous proposons de comparer l'énergie cinétique turbulente k (Eq.I-18) calculée par FLUENT avec celle estimée à partir des mesures des fluctuations de la vitesse locale du liquide. Comme les valeurs de $\overline{v_L^2}$ sont à peu près constantes sur la section de la colonne dans les deux directions où nous avons pu les mesurer (Figures V-27c et V-30c), nous obtenons l'estimation suivante à partir de la relation I-9 et de l'approximation II-18 (qui est acceptable à partir des résultats du paragraphe V.1.3.3.3) :



$$\frac{1}{2} \cdot [\overline{v_{Lax}^2} + \overline{v_{Lrad}^2} + \overline{v_{Lorth}^2}] \approx \frac{1}{2} \cdot [\overline{v_{Lax}^2} + 2 \cdot (\frac{2}{3} \cdot \overline{v_{Lax}^2})] \approx \frac{7}{6} \cdot \overline{v_{Lax}^2} \quad (V-30)$$

Les résultats sont représentés sur la figure V-42a. Ils montrent que le modèle $k-\epsilon$ sous-estime d'un facteur 10 l'énergie cinétique turbulente. L'amplitude des fluctuations de vitesses est donc largement sous-estimée par le modèle. Un autre problème lié à l'utilisation du modèle $k-\epsilon$ provient du fait qu'il suppose une turbulence isotrope, soit $\overline{v_{Lax}^2} \approx \overline{v_{Ltan}^2} \approx \overline{v_{Lax} v_{Lrad}}$. Or nous avons montré que $\overline{v_{Lax} v_{Lrad}}$ est inférieur d'au moins un facteur 10 à $\overline{v_{Lax}^2}$ (V.1.3.4). Le modèle $k-\epsilon$ n'est donc pas bien adapté pour représenter la turbulence dans la dispersion. Malheureusement, FLUENT ne permet pas d'utiliser des modèles avec anisotropie de la turbulence (Modèle RSM ou *Reynolds Shear Model*) dans le cas des écoulements polyphasiques. C'est pourquoi nous comparerons également l'énergie cinétique calculée k avec la grandeur suivante définie par analogie avec l'équation I-9

$$\frac{3}{2} \cdot \overline{v_{Lax} v_{Lrad}} \quad (V-31)$$

Celle-ci est estimée à partir des calculs réalisés au paragraphe V.1.3.4.2. Comme le montre la figure V-42b, les écarts entre expériences et calculs sont bien plus faibles, notamment aux débits de gaz

peu élevés. Cela explique pourquoi les profils de vitesse locale du liquide calculés par FLUENT sont en assez bon accord avec les résultats expérimentaux dans ces mêmes conditions (Figure V-40b).

V.2.2.3. Conclusions, perspectives et limitations pour la colonne partiellement aérée

En conclusion, l'utilisation du code commercial FLUENT est délicate avec notre réacteur car elle nécessite de nombreuses hypothèses sur la turbulence, la taille des bulles et les conditions aux limites en sortie. Nous avons montré que le modèle $k-\varepsilon$ avec dispersion turbulente est celui qui donne le meilleur accord expériences/calculs pour le distributeur à orifice unique. Un bon accord est en effet obtenu pour des valeurs de $\langle j_G \rangle$ inférieures à 4 cm s^{-1} pour les taux de vide local et global et pour la vitesse locale du liquide. En revanche, le modèle surestime la vitesse locale du gaz et sa dispersion radiale pour toutes les valeurs de $\langle j_G \rangle$. De même, il sous-estime toujours l'énergie cinétique turbulente. Aux débits de gaz supérieurs à 4 cm/s , le modèle s'éloigne considérablement des résultats expérimentaux. En conclusion, ce modèle n'est pas pleinement satisfaisant même aux faibles débits de gaz. En effet un modèle prenant bien en compte tous les phénomènes devrait représenter correctement l'écoulement pour tout $\langle j_G \rangle$ étant donné que la colonne opère toujours dans le même régime. Il semble cependant que l'ajout d'une dispersion supplémentaire permet de prendre en compte en partie les phénomènes propres au régime hétérogène, au moins aux faibles débits de gaz. Il est probable que l'essentiel des écarts expériences/simulations provient de la mauvaise formulation de la force de traînée et de la turbulence du liquide. Trois types de limitations de l'approche CFD ont été mis en évidence au cours de cette étude. Ce sont des limitations dues :

- à la représentation Euler/Euler qui ne permet pas de prendre en compte la présence d'une distribution de taille de bulles et qui suppose les bulles sphériques;
- au manque de souplesse des codes commerciaux : FLUENT ne permet pas par exemple d'implémenter des modèles de turbulence de type longueur de mélange (comme nous avons utilisé au paragraphe V.1.3.4.3) ou d'utiliser un modèle avec turbulence non-isotrope;
- au manque de données expérimentales : nous avons imposé $\mu_t = \text{cste}$ (Annexe F.4) en utilisant les valeurs obtenues précédemment à partir des résultats expérimentaux (Figure V-35), mais les calculs ont systématiquement abouti à une divergence due à la région du distributeur. Ce résultat n'est pas surprenant. En effet, les résultats du paragraphe V.1.3.4 concernent uniquement le sein de la dispersion et ne représentent pas l'écoulement dans les régions du distributeur et de la surface libre. Des études expérimentales dans ces régions sont donc nécessaires pour prendre en compte autant que possible les effets de bout. Ces études font malheureusement encore défaut dans la littérature.

Avec la version actuelle du code FLUENT, les perspectives sont limitées à une étude paramétrique en fonction du rapport v_t/D_t et du coefficient de traînée. Ces paramètres pourront être ajustés de façon à optimiser l'accord expérience/calcul. L'utilisation de maillages 3D est possible, mais les temps de calculs dans ce cas sont encore prohibitifs compte tenu des moyens dont nous disposons actuellement. En fait, une amélioration significative nécessitera une version plus évoluée du code avec laquelle il sera possible d'utiliser des modèles de turbulence non-isotrope. Nous espérons que les résultats obtenus dans ce chapitre concernant le sein de l'écoulement contribueront à améliorer la compréhension et la modélisation de ce phénomène dans les colonnes à bulles.

V.2.3. Colonne totalement aérée

V.2.3.1. Exploitation des résultats

Le but de cette étude est de modéliser le comportement de la colonne à bulles équipée du fritté. Nous avons repris le maillage décrit au début du paragraphe précédent et avons modifié la

condition aux limites en $z=0$ de façon à pouvoir obtenir une aération uniforme du réacteur. Comme précédemment, nous avons réalisé uniquement des simulations stationnaires. De façon analogue, toutes les variables ont été initialisées à 0 sauf en $z=0$. Dans la suite, nous comparerons les cinq modèles décrits au paragraphe V.2.1.1.

D'une façon générale, il est apparu que la convergence est beaucoup plus difficile à obtenir avec FLUENT dans le cas d'une aération uniforme que dans celui d'une aération partielle. Nous ne présenterons d'ailleurs que les résultats calculés pour les trois vitesses superficielles suivantes : $1,3 \text{ cm s}^{-1}$, $2,6 \text{ cm s}^{-1}$ et $3,7 \text{ cm s}^{-1}$ pour lesquels la convergence a pu être obtenue.

Sur les cinq modèles utilisés, seuls les calculs mettant en jeu un modèle $k-\varepsilon$ simple ou avec dispersion turbulente ont pu converger. En revanche, les simulations laminaires pures, turbulentes avec force de portance ou avec production additionnelle de turbulence ont systématiquement divergé, même au plus faible débit de gaz et quelles que soient les valeurs employées pour les paramètres de sous-relaxation. Dans la suite, seuls les deux premiers modèles seront comparés. Nous ne proposons en revanche pas de comparaison «visuelle» des modèles comme sur la figure V-39. Dans le cas d'une aération uniforme, il n'y a pas de différence aussi marquée entre les modèles et la répartition du gaz est à peu près identique dans tous les cas.

Pour les deux modèles, une étude préliminaire a consisté à comparer les formulations du coefficient de traînée proposées par Schiller (1935) et Schwarz (1988). Il est apparu, comme précédemment, que toutes deux donnent des résultats équivalents, mais la convergence a encore été obtenue plus facilement avec le modèle de Schiller sans que cela puisse être expliqué.

Une comparaison entre le taux de vide moyen en volume mesuré et calculé avec FLUENT est proposée dans le tableau V-3 pour les trois débits étudiés et les deux modèles considérés. Il apparaît clairement que l'ajout d'un terme de dispersion turbulente dans l'équation de continuité se traduit par un taux de vide plus élevé. Il est cependant difficile de déterminer à partir de ce tableau lequel des deux modèles proposés représente le mieux nos résultats expérimentaux car les valeurs mesurées sont souvent comprises entre celles fournies par les deux modèles.

	Taux de vide calculé ($k-\varepsilon$ simple)	Taux de vide calculé ($k-\varepsilon$ avec dispersion)	Taux de vide mesuré
$\langle j_G \rangle = 1,3 \text{ cm/s}$	0,06	0,07	0,07
$\langle j_G \rangle = 2,6 \text{ cm/s}$	0,09	0,10	0,11
$\langle j_G \rangle = 3,7 \text{ cm/s}$	0,15	0,18	0,16

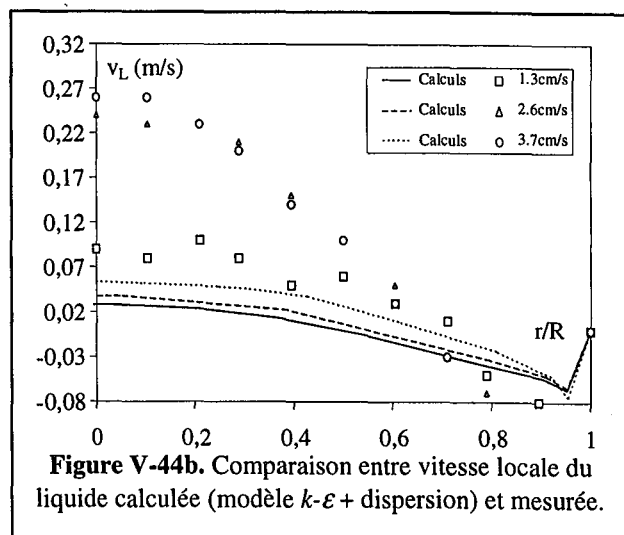
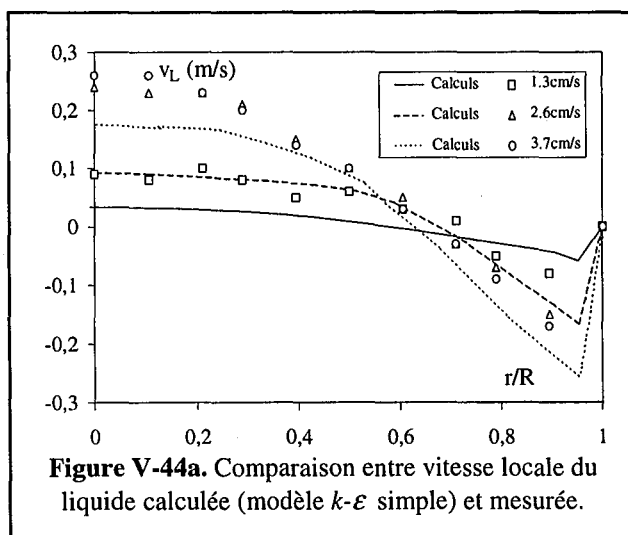
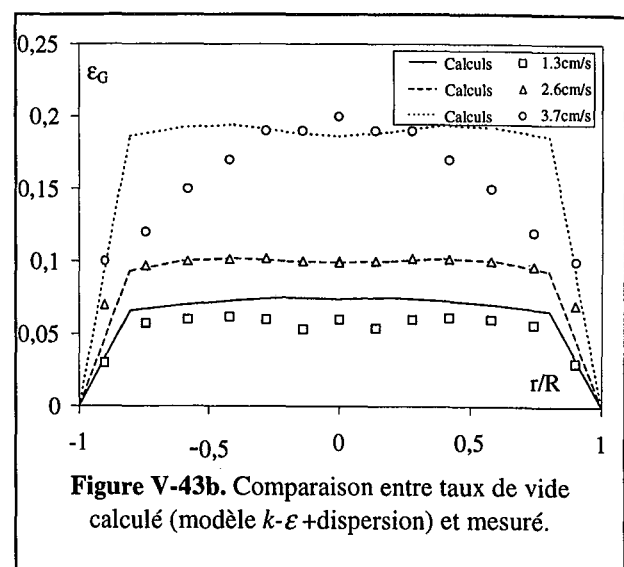
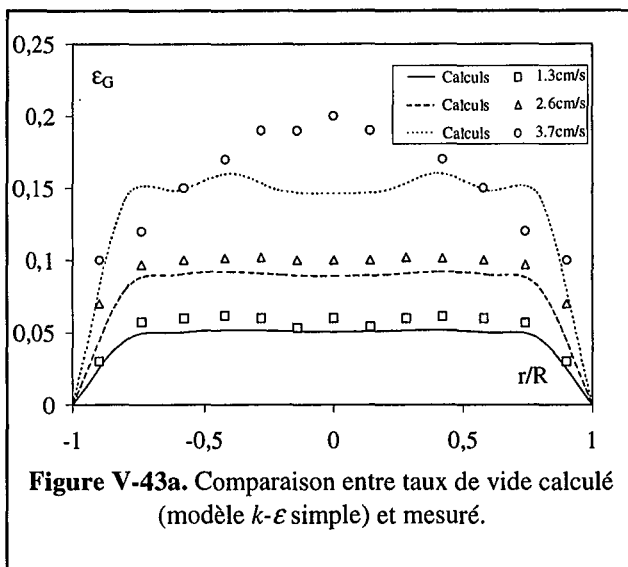
Tableau V-3. Comparaison des taux de vide calculés (FLUENT) et mesurés.

Ce bon accord entre les taux de vide moyens se retrouve à l'échelle locale comme le montrent les figures V-43 qui comparent les profils radiaux de taux de vide calculés et mesurés par sonde optique. On voit clairement que la prise en compte de la dispersion turbulente conduit à des taux de vide plus élevés. Pour les deux modèles, les profils obtenus par simulation sont plats à tous les débits de gaz étudiés. C'est également le cas des profils expérimentaux jusqu'à $\langle j_G \rangle = 2,6 \text{ cm s}^{-1}$, mais le début de la transition se traduit par un profil expérimental plus arrondi pour $\langle j_G \rangle = 3,7 \text{ cm/s}$. Les deux figures V-43 montrent donc qu'aucun des deux modèles ne semble susceptible de prendre en compte les phénomènes se produisant lors de la transition de régime.

Bien que les figures V-43 aient montré que les deux modèles fournissaient des résultats similaires sur le taux de vide local, une différence fondamentale les sépare au niveau de la vitesse locale du liquide. Les profils calculés sont comparés aux profils expérimentaux sur les figures V-44.

Or, il apparaît clairement (Figure V-44b) que le modèle $k-\varepsilon$ avec dispersion turbulente sous-estime très largement la vitesse puisque la valeur calculée est proche de 6 cm s^{-1} au centre de la colonne pour $\langle j_G \rangle = 3.7 \text{ cm/s}$ alors que la valeur expérimentale est supérieure à 25 cm s^{-1} . L'accord expériences/simulations dans le cas du modèle $k-\varepsilon$ simple est également assez mauvais, mais les vitesses obtenues par simulation sont nettement plus élevées.

Globalement, aucun des deux modèles ne représente donc correctement la circulation locale du liquide, mais le modèle $k-\varepsilon$ simple est celui qui est le plus proche des résultats expérimentaux. Il est vrai que les phénomènes se produisant aux très faibles débits de gaz sont assez complexes lorsque la colonne est équipée du fritté. En effet, on passe d'un régime homogène sans circulation de liquide qui a un domaine d'existence assez réduit à une transition avec une recirculation beaucoup plus importante du liquide. Les résultats expérimentaux illustrent bien cette tendance. En revanche, il est clair qu'aucun des deux modèles proposés par FLUENT n'est capable de prendre en compte ces phénomènes complexes.

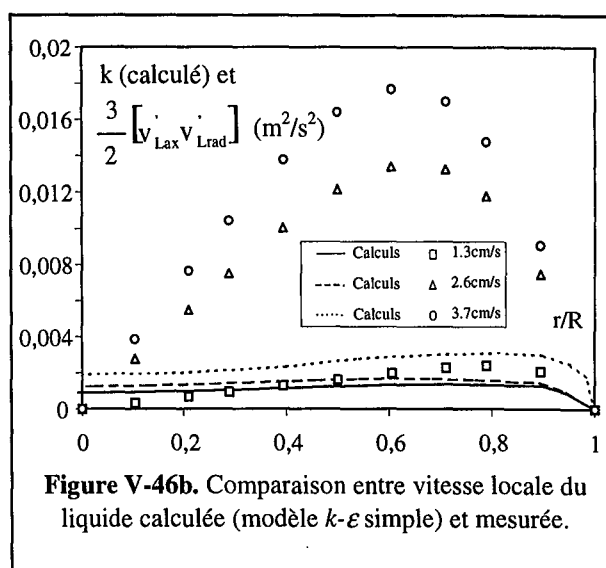
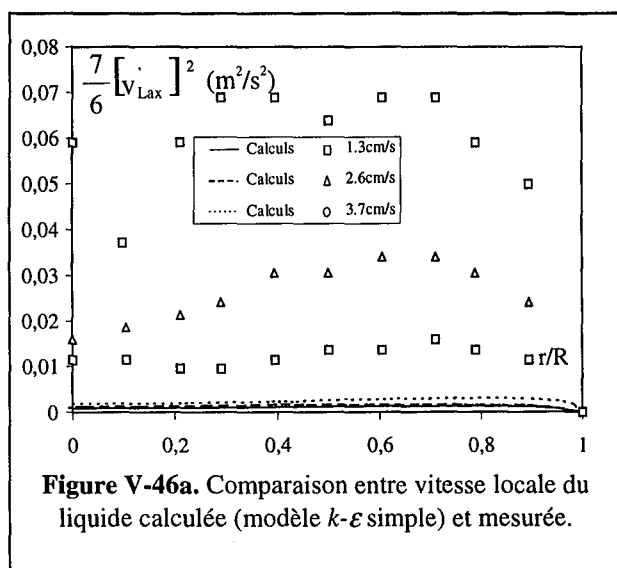
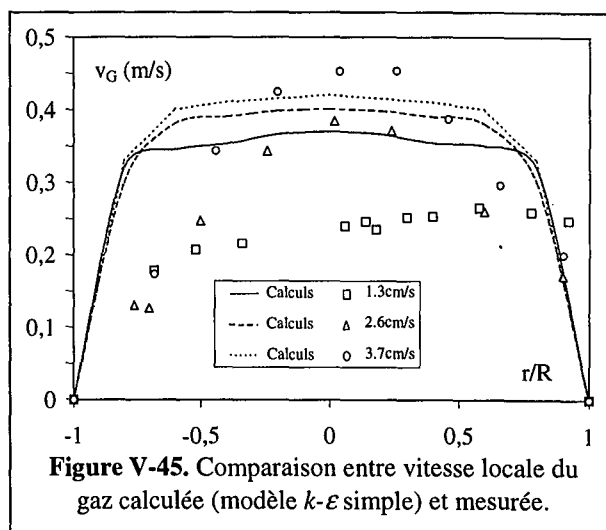


Les résultats obtenus à la fois pour le taux de vide et les vitesses locales du liquide montrent que les modèles prédisent un écoulement avec des caractéristiques assez proches de celles attendues pour le régime homogène. Les profils de taux de vide sont par exemple très plats pour tout $\langle j_G \rangle$. Cette tendance est confirmée par la figure V-45 qui représente le profil de la vitesse locale du gaz

calculée avec le modèle $k-\epsilon$ simple. Nous ne représenterons pas les résultats obtenus avec le modèle $k-\epsilon$ avec dispersion turbulente car les profils ont la même forme et les valeurs numériques obtenues sont très proches.

La figure V-45 montre également que l'accord expériences/simulations pour la vitesse de gaz n'est pas très bon. De façon surprenante, on constate qu'au plus faible débit de gaz, les profils expérimentaux et calculés sont plats, mais que les valeurs issues de la simulation surestiment fortement les vitesses locales du gaz. En revanche aux débits plus élevés, l'accord expériences/simulations est meilleur au niveau des valeurs numériques, mais la forme des profils est alors assez différente. Ces résultats proviennent de la mauvaise formulation de du coefficient de traînée. Il est d'ailleurs possible de plus que celui-ci évolue avec $\langle j_G \rangle$ puisque nous avons vu que les distributions de taille de bulles et la taille moyenne obtenues par la méthode photographique sont très affectées par le débit de gaz lorsque la colonne est équipée du fritté (Figure V-16a).

Comme dans la section V.2.1, l'écart entre les calculs et les mesures provient en grande partie de la mauvaise formulation de la turbulence. Nous avons également comparé sur les figures V-46 l'énergie cinétique turbulente calculée avec le modèle $k-\epsilon$ simple, l'énergie cinétique turbulente estimée par l'équation V-30 et la grandeur définie par l'équation V-31. Les deux figures montrent clairement que le modèle $k-\epsilon$ simple ne permet pas de bien représenter les fluctuations de vitesse et la turbulence, même aux faibles débits de gaz. Les résultats obtenus avec le modèle $k-\epsilon$ avec dispersion ne sont pas représentés, car encore plus éloignés des valeurs issues de l'expérience. Un modèle de turbulence isotrope n'est pas adapté à nos écoulements et, comme nous l'avons déjà dit, le code FLUENT ne nous permet malheureusement pas pour l'instant de mettre en œuvre des modèles avec turbulence anisotrope pour les écoulements polyphasiques.



V.2.3.2. Conclusions, perspectives et limitations pour la colonne totalement aérée

En conclusion, les simulations d'une colonne totalement aérée nous ont montré que le code employé représente assez mal les résultats expérimentaux. Seulement deux modèles ont pu être utilisés de façon satisfaisante et le modèle $k-\varepsilon$ simple semble être celui qui donne le meilleur accord entre expériences et simulations. Ce résultat, bien que contraire à celui obtenu précédemment sur la colonne partiellement aérée, n'est pas contradictoire tant les caractéristiques des deux écoulements sont différentes. Il semble que l'ajout d'une dispersion turbulente trop élevée conduise dans le cas d'une aération totale à un écoulement plus homogène en empêchant la formation de la structure de recirculation attendue lors de la transition. De toute façon, nos résultats montrent qu'aucun des deux modèles n'a réussi à représenter correctement la turbulence dans la dispersion et aucun modèle disponible sous FLUENT 4.51 n'en paraît capable. Il semble de plus que la mauvaise prise en compte de la condition en sortie du réacteur (Annexe F.6) soit plus pénalisante dans le cas d'une aération totale que d'une aération partielle.

Les limitations de l'approche CFD que nous avons rencontrées sont identiques à celles citées précédemment au paragraphe V.2.2.3 et concernent respectivement l'approche Euler/Euler, le manque de souplesse des codes commerciaux et le manque de données expérimentales. Parmi les limitations liées à la représentation Euler/Euler, il semble que le fait que ces modèles ne prédisent pas la transition de régime soit essentiellement lié à l'impossibilité de considérer les interactions entre les bulles, leur morphologie réelle et la coalescence. Avec la version actuelle du code, il est encore possible, en travaillant à des débits de gaz plus faibles que ceux utilisés dans cette étude, de comparer les modèles $k-\varepsilon$ simple et avec dispersion turbulente. Nous ne disposons en effet dans cette étude que d'un seul débit qui puisse être considéré comme réellement en pur régime homogène. Il n'est donc pas certain, à partir de nos seuls résultats, que le modèle $k-\varepsilon$ simple soit supérieur au modèle $k-\varepsilon$ avec dispersion aux faibles débits de gaz. Le choix de la prise en compte de la dispersion de gaz n'est de toute façon pas définitivement tranché dans ces conditions, mais une comparaison avec la littérature tendrait à prouver que le modèle $k-\varepsilon$ simple est celui qui représente le mieux l'écoulement homogène (Pfleger et coll., 1999). Il en est de même pour la valeur du rapport v_t/D_t . Enfin, il est encore possible avec le code actuel d'améliorer la formulation de la force de traînée. Toutefois, des améliorations significatives nécessiteront, à notre avis, une nouvelle version du code FLUENT permettant d'implémenter un plus grand nombre et une plus grande variété de modèles, notamment pour la turbulence.

V.2.4. Application de l'approche CFD à une colonne à bulles : conclusion et perspectives

Sans reprendre ce qui vient d'être dit, il apparaît clairement que l'approche CFD, bien que prometteuse reste limitée. Le développement d'un code maison étant très difficile pour des non-spécialistes de méthodes numériques, l'utilisation d'un code commercial reste le plus souvent la seule solution. Elle donne notamment la possibilité d'utiliser un maillage et de représenter des géométries complexes, alors que les codes maison sont souvent limités à des géométries simples. En revanche, ces codes manquent encore de souplesse et implémentent un faible nombre de modèles dans le cas des écoulements polyphasiques alors que leurs performances et leur fiabilité sont largement reconnues dans le domaine des écoulements monophasiques incompressibles et compressibles. L'utilisation de tels codes pour le dimensionnement des colonnes à bulles est à terme nécessaire, voire indispensable, puisque l'écoulement dans ces réacteurs est dominé par les phénomènes à l'échelle locale. Mais pour l'instant, elle reste un peu prématurée tant les codes et modèles sont encore mal adaptés pour la description de tels écoulements.



CHAPITRE VI

ETUDE EXPERIMENTALE ET SIMULATION NUMERIQUE DE L'HYDRODYNAMIQUE D'UN REACTEUR A GAZOSIPHON

VI. ETUDE EXPERIMENTALE ET SIMULATION NUMERIQUE DE L'HYDRODYNAMIQUE D'UN REACTEUR A GAZOSIPHON

Dans ce chapitre, nous étudierons en détail l'hydrodynamique du réacteur à gazosiphon à circulation externe R3 (III.1.1) représenté sur la figure III-3. Ce réacteur est équipé d'un distributeur multi-orifices en forme de peigne muni de 50 trous uniformément répartis. Ce système de distribution permet d'obtenir successivement les trois régimes d'écoulement tels que nous les avons décrits dans le chapitre IV. Contrairement au chapitre V, l'influence du distributeur n'est pas étudiée ici car elle fait l'objet de travaux parallèles dans le cadre de la thèse en cours de N.Bendjaballah. Cette influence est toutefois bien plus faible que sur la colonne à bulles, comme nous l'avons déjà montré dans le chapitre IV sur le réacteur R2. En revanche, le réacteur R3 est muni d'une vanne dans la descente qui permet de modifier les pertes de charge et donc la force motrice de la circulation du liquide.

Dans la suite, nous nous intéresserons aux transitions de régime avant de décrire l'évolution des paramètres hydrodynamiques globaux et locaux en fonction du débit de gaz et du degré d'ouverture de la vanne. Trois positions de la vanne ont été étudiées : vanne ouverte à 100% à 70% et à 30%. L'évolution des paramètres hydrodynamiques globaux en fonction des pertes de charges engendrées par une vanne dans la descente fait également l'objet de travaux parallèles (Bendjaballah et coll., 1999). Pour des raisons de simplicité, le pourcentage d'ouverture de la vanne sera noté POV au cours de ce chapitre. La grande taille du réacteur (6 m de hauteur) nous a permis d'étudier également l'influence de la position axiale sur les paramètres locaux. Les mesures ont donc été réalisées à deux positions axiales différentes : au niveau de la troisième (position basse ou PB : $z = 1.85$ m) et de la cinquième bride (position haute ou PH : $z = 4$ m) de la montée. Ces deux points sont assez éloignés de la jonction descente/montée et du séparateur gaz/liquide pour ne pas faire apparaître des effets de bouts, tout en étant distants de 2.15 m. Comme dans le chapitre précédent, les évolutions des différents paramètres seront reliées au régime d'écoulement et comparées aux tendances décrites dans la littérature.

Les valeurs expérimentales obtenues seront également comparées aux simulations réalisées avec le logiciel FLUENT. Nous ne reprendrons pas ici les généralités concernant l'utilisation de ce logiciel (V.2.1). La capacité des modèles proposés par ce code commercial à prédire l'écoulement local et ses limitations actuelles seront mises en évidence pour le réacteur étudié.

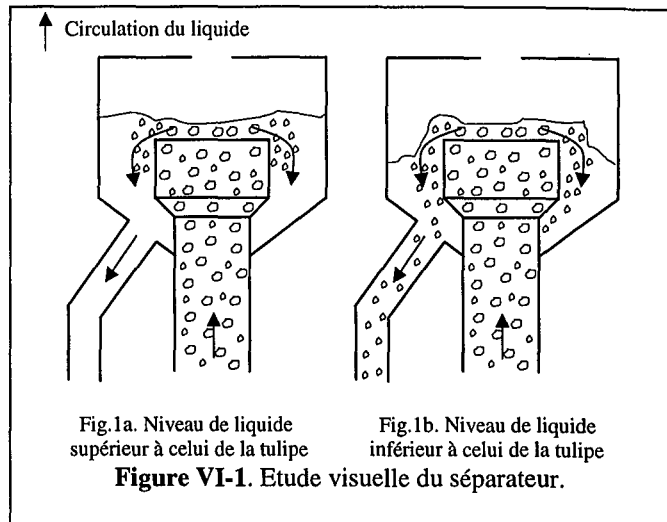
VI.1. Etude Expérimentale

VI.1.1. Etude visuelle

Dans le cas du réacteur à gazosiphon, nous allons décrire séparément les quatre sections qui le composent : la montée, le séparateur gaz/liquide, la descente et la jonction descente/montée. La descente et le séparateur seront cependant traités dans le même paragraphe car l'écoulement dans la descente dépend essentiellement de la qualité du désengagement du gaz qui se produit au sein du séparateur.

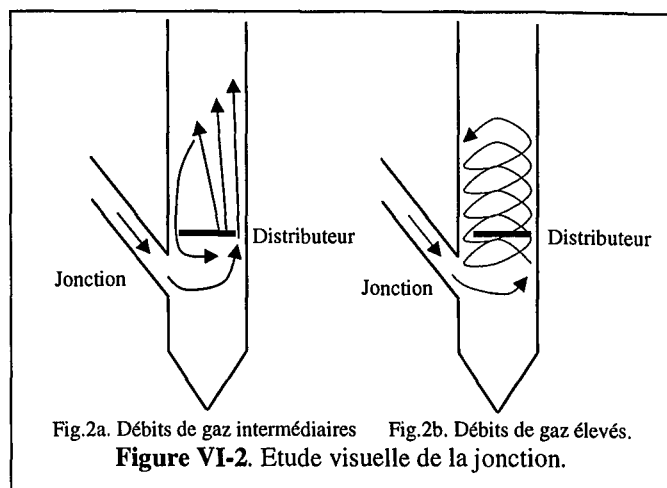
VI.1.1.1. Etude du séparateur gaz/liquide et la descente

Le comportement de la dispersion au sein du séparateur gaz/liquide est fortement influencé par la hauteur initiale du liquide. Lorsque celle-ci est supérieure ou égale à celle du sommet de la tulipe, le désengagement du gaz est total dans le cas du système eau/air (Figure VI-1a). La connaissance précise de la hauteur initiale du liquide n'a alors que peu d'importance. Dans le cas contraire, des bulles sont entraînées dans la descente (Figure VI-1b). Au cours de cette étude, nous nous placerons toujours dans une situation de désaération totale de la descente. Nous noterons cependant que la condition que nous venons d'énoncer ne serait pas valable en présence d'un système inhibiteur de coalescence où il y a presque toujours recirculation des bulles. En effet, celles-ci ont alors une taille moyenne de 500 μm et sont donc plus facilement entraînées par le liquide. Les différents régimes de recirculation des bulles ont d'ailleurs été étudiés récemment par van Benthum et coll. (1999). Dans le cas d'une désaération totale, la descente est caractérisée par un écoulement monophasique turbulent. Même au plus faible débit de gaz utilisé, le nombre de Reynolds est en effet d'environ 4000.



VI.1.1.2. Etude de la jonction

La géométrie de la jonction entraîne l'existence d'un écoulement asymétrique au bas de la colonne, d'autant plus marqué que la vitesse du liquide est élevée. Le liquide est alors « plaqué » contre la paroi opposée à la jonction (Figure VI-2a). Les bulles qui sortent des orifices du distributeur se déplacent préférentiellement dans cette zone. Sur la paroi opposée, on observe une zone de recirculation du liquide. L'écoulement s'uniformise à une distance comprise entre 50 cm et 1 m de la jonction. Aux débits de gaz très élevés, un écoulement hélicoïdal apparaît (Figure VI-2b). Le mouvement rotationnel est visible jusqu'à environ un mètre de haut dans le bas de la montée. Il n'est cependant jamais observé dans la gamme de débits de gaz étudiés lorsque le POV est de 30%. Les vitesses du liquide sont alors trop faibles.



VI.1.1.3. Etude de la montée

Au-delà de la zone que nous venons de décrire (qui correspond au bas de la montée) les trois schémas de la figure V-3 et les analyses du paragraphe V.1.1.3 restent valables à quelques nuances près puisque notre colonne est équipée d'un dispositif qui assure une distribution uniforme du gaz. Aux faibles débits de gaz, en régime homogène, aucune recirculation locale du liquide n'est apparente. L'écoulement est faiblement perturbé et semble très uniforme. Par rapport à la colonne à bulles, les bulles apparaissent plus espacées et semblent donc moins interagir entre elles. Il n'y a

pas de différence apparente entre les écoulements obtenus avec un POV de 100 et de 70%. Avec un POV de 30%, l'écoulement semble en revanche beaucoup plus proche de celui de la colonne à bulles. Aux débits plus élevés, de petites zones de recirculation sont observées près des parois. Elles sont cependant plus réduites qu'en colonne à bulles, mais deviennent plus visibles lorsque la vanne est partiellement fermée, notamment pour un POV de 30%. Aux débits de gaz élevés, de grosses bulles se forment comme cela a été décrit au paragraphe V.1.1.3. Les différences de comportement de la dispersion en fonction du POV sont alors moins visibles.

VI.1.2. Mesures des paramètres hydrodynamiques à l'échelle du réacteur

Nous nous intéresserons dans un premier temps aux transitions de régime. En effet, le réacteur R3 n'a pas été étudié dans le chapitre IV. Nous étudierons ensuite le taux de vide moyen et cette caractéristique propre aux réacteurs à gazosiphon qu'est la vitesse de circulation d'ensemble du liquide. Enfin, nous utiliserons également la méthode photographique pour mesurer les distributions de taille de bulles et les paramètres de forme.

VI.1.2.1. Régimes d'écoulement et transitions

Pour les réacteurs à gazosiphon, nous avons montré que la méthode de Zuber et Findlay (1965) permettait de déterminer correctement les points de transition (Figure IV-3). Comme dans le chapitre IV, nous distinguons trois régimes d'écoulement qui correspondent respectivement au régime homogène, à la zone de transition et au régime hétérogène. Bien que les points de transition soient situés à des valeurs de $\langle j_{Gm} \rangle + \langle j_{Lm} \rangle$ différentes en fonction du POV choisi, nous avons constaté que cette différence provient essentiellement de la modification de la vitesse de circulation du liquide. Les débits de gaz auxquels se produisent les transitions ne sont en revanche pas affectés par le POV à la précision près de nos mesures. Les valeurs des pentes qui correspondent au coefficient de distribution C_0 , de même que les limites entre les régimes, sont reportées dans le tableau VI-1 pour les trois POV.

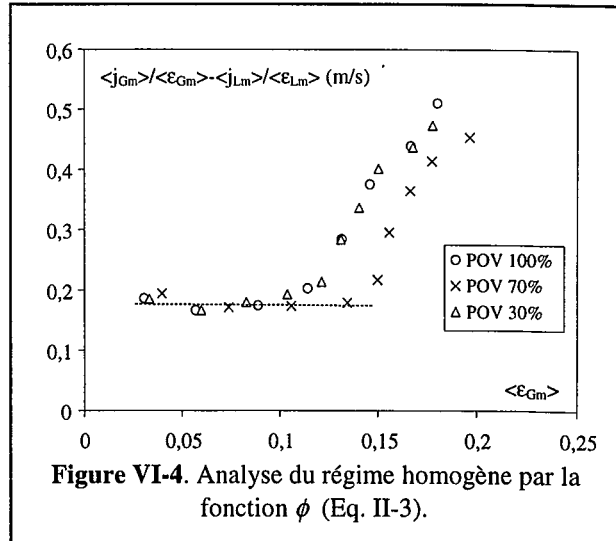
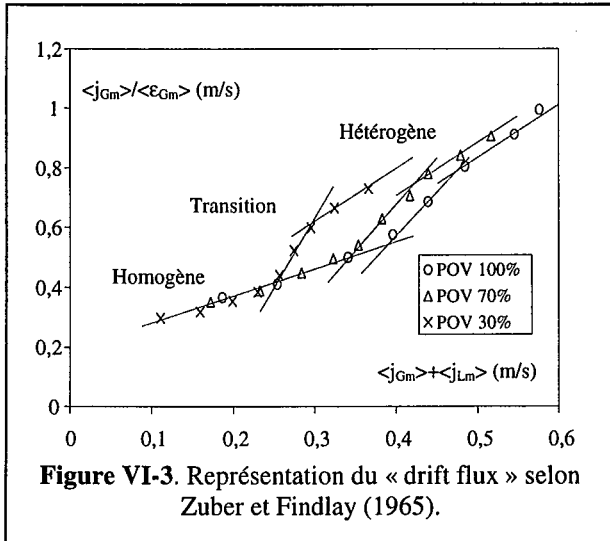
Les valeurs attendues de C_0 sont 1.08 en régime homogène et 1.52 en régime hétérogène (IV.2.2.2). Nos résultats sont qualitativement en accord avec ces valeurs, excepté en régime hétérogène dans le cas d'un POV de 100%. Mais comme nous ne disposons que de trois points en régime hétérogène établi, une seule erreur de mesure est susceptible de fausser fortement l'estimation de C_0 et nous ne tiendrons pas compte de cette valeur. Comme dans le cas de la colonne à bulles R1, on constate que l'écoulement présente une plus grande non-uniformité dans la région de transition qu'en régime hétérogène puisque C_0 est maximal pendant la transition. En régime homogène, l'uniformité des propriétés est en revanche bien confirmée par une valeur de C_0 voisine de 1.

	Ouverture 100%	Ouverture 70%	Ouverture 30%	Limites entre régimes ($cm\ s^{-1}$)
Régime Homogène	$C_0 = 0.99$	$C_0 = 0.96$	$C_0 = 0.95$	$\langle j_{Gm} \rangle < 5.9$
Transition	$C_0 = 2.15$	$C_0 = 2.3$	$C_0 = 4.05$	$5.9 < \langle j_{Gm} \rangle < 10$
Régime Hétérogène	" $C_0 = 2.02$ "	$C_0 = 1.60$	$C_0 = 1.57$	$\langle j_{Gm} \rangle > 10$

Tableau VI-1. Transitions de régimes et valeurs du coefficient de distribution C_0 du modèle de Zuber et coll. (1965).

En régime homogène, il est encore possible de caractériser les interactions entre les bulles grâce à la relation II-4 et à la forme choisie pour la fonction ϕ (Eq.II-3), comme cela a déjà été fait sur la colonne à bulles R1 (V.1.2.1). La courbe $\langle j_{Gm} \rangle / \langle \epsilon_{Gm} \rangle - \langle j_{Lm} \rangle / \langle \epsilon_{Lm} \rangle$ vs. $\langle \epsilon_{Gm} \rangle$ est représentée sur la figure VI-4. Globalement, c'est la relation de Turner (1966) du tableau II-1 qui

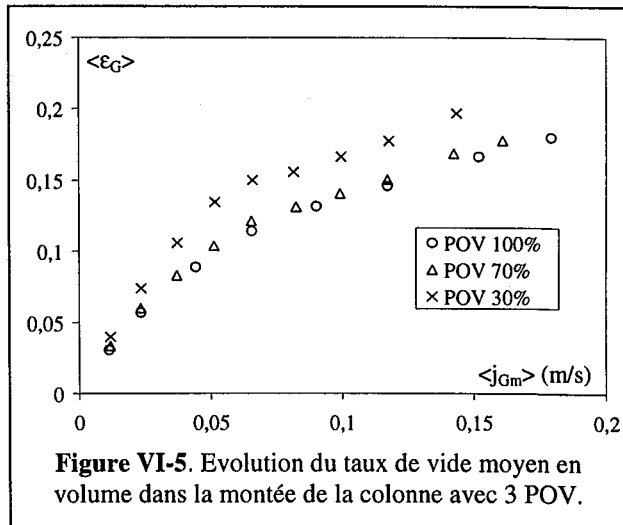
correspond le mieux aux comportements observés avec les trois POV. Ce résultat montre que les interactions bulles/bulles sont bien moins importantes dans le réacteur à gazoiphon que dans la colonne à bulles. Ceci s'explique simplement par le fait que les taux de vide et la teneur en bulles sont plus faibles à cause de la plus forte circulation du liquide.



VI.1.2.2. Mesure du taux de vide moyen en volume

Les taux de vide moyen dans la montée et la descente peuvent être mesurés par la méthode manométrique (III.1.1). Dans notre cas, la désaération complète au niveau du séparateur fait que nous ne mesurerons que le taux de vide dans la montée. Ce dernier est représenté sur la figure VI-5 pour les trois positions de la vanne. On constate que les taux de vide mesurés avec une ouverture totale et un POV de 70% sont sensiblement identiques. En revanche, ceux obtenus avec un POV de 30% sont notablement plus élevés. En effet, la fermeture de la vanne provoque une augmentation des pertes de charge dans la descente. La vitesse de circulation du liquide diminue donc, ce qui provoque mécaniquement une augmentation du taux de vide puisque celui-ci correspond à la fraction de volume occupé par le gaz.

Comme nous l'avons montré au chapitre IV, les courbes de taux de vide sont difficilement exploitables pour analyser le régime d'écoulement. On notera cependant que cette remarque est moins vraie pour la courbe correspondant à un POV égal à 30%. Sur cette courbe, on voit clairement une sorte de plateau entre deux régions où le taux de vide augmente plus rapidement avec $\langle j_G \rangle$. Cette évolution de la forme des courbes était prévisible. Plus la vanne est fermée, plus le comportement du réacteur se rapproche de celui de la colonne à bulles fermée au liquide et plus la forme de la courbe du taux de vide se rapproche de celle observée sur la figure IV-1 pour le distributeur multi-orifices. Cependant, le fait que les transitions soient moins visibles dans les autres cas ne signifie pas qu'elles n'ont pas lieu à peu près au même débit de gaz puisque c'est ce que nous avons montré au paragraphe précédent.



L'évolution du taux de vide moyen en volume dans la montée d'un réacteur à gazosiphon se met classiquement sous la forme

$$\langle \epsilon_{Gm} \rangle = k' \cdot \langle j_{Gm} \rangle^\alpha \tag{VI-1}$$

La constante k' dépend des propriétés physico-chimiques du système et de la géométrie du réacteur, alors que l'exposant α dépend essentiellement du régime d'écoulement. Celui-ci prend classiquement une valeur voisine de 0.7 en régime homogène selon Siegel et coll. (1986) et 0.55 pour les débits plus élevés selon Joshi et coll. (1990), ces derniers ne distinguant pas transition et régime hétérogène. Comme nous ne disposons que de peu de points en régime hétérogène, nous appliquerons la même hypothèse. Les résultats que nous obtenons à partir de régressions sur les points expérimentaux sont en bon accord avec les valeurs de la littérature. Ils sont reportés dans le tableau VI-2. On vérifie ainsi que la valeur de l'exposant ne dépend pas du POV. En revanche, le POV modifie fortement la constante de proportionnalité qui dépend donc bien de la géométrie du réacteur. Nos résultats sont également en accord avec les précédents travaux de Dhaouadi (1997) qui obtenait un exposant de 0.9 en régime homogène et de 0.5 en régime hétérogène.

	Ouverture 100%	Ouverture 70%	Ouverture 30%
Hom.	$\langle \epsilon_{Gm} \rangle = 0.88 \cdot (\langle j_{Gm} \rangle)^{0.75}$	$\langle \epsilon_{Gm} \rangle = 0.95 \cdot (\langle j_{Gm} \rangle)^{0.75}$	$\langle \epsilon_{Gm} \rangle = 1.33 \cdot (\langle j_{Gm} \rangle)^{0.78}$
THét.	$\langle \epsilon_{Gm} \rangle = 0.39 \cdot (\langle j_{Gm} \rangle)^{0.46}$	$\langle \epsilon_{Gm} \rangle = 0.44 \cdot (\langle j_{Gm} \rangle)^{0.50}$	$\langle \epsilon_{Gm} \rangle = 0.48 \cdot (\langle j_{Gm} \rangle)^{0.46}$

Tableau VI-2. Corrélation du taux de vide moyen dans la montée en fonction du régime d'écoulement (Hom.=Homogène ; THét.=Transition + Hétérogène) et du POV.

Nous avons également étudié l'influence de la position axiale sur le taux de vide moyen en décomposant la montée en plusieurs sections. Celle-ci est assez importante dans un réacteur de grande taille. La diminution de pression statique avec la position axiale n'est alors plus négligeable. Il faut donc tenir compte de l'expansion du gaz qui en découle le long de la montée et qui se traduit par une augmentation du taux de vide avec l'altitude. Ce comportement est illustré par la figure VI-6. Cette variation est souvent représentée en première approximation par une loi de croissance linéaire.

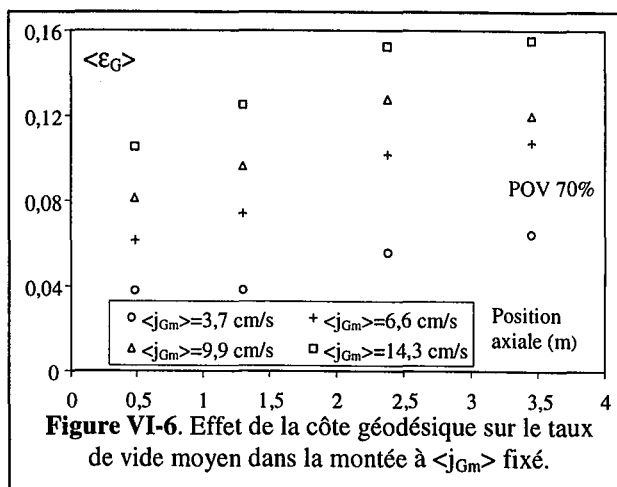


Figure VI-6. Effet de la côte géodésique sur le taux de vide moyen dans la montée à $\langle j_{Gm} \rangle$ fixé.

VI.1.2.3. Mesure de la vitesse de circulation d'ensemble du liquide

Dans un réacteur à gazosiphon, la vitesse de circulation du liquide $\langle j_{Lm} \rangle$ n'est pas une variable indépendante car elle est liée à la différence de pression hydrostatique entre la montée et la descente. Elle dépend donc du débit de gaz $\langle j_{Gm} \rangle$ et des taux de vide $\langle \epsilon_{Gm} \rangle$ et $\langle \epsilon_{Gd} \rangle$. L'évolution de la vitesse moyenne de circulation du liquide dans la montée en fonction du débit de gaz est reportée sur la figure VI-7. Celle-ci a été mesurée par la technique de traçage conductimétrique décrite au paragraphe III.2.3. Par rapport à la figure VI-5 qui représente le taux de vide moyen dans la montée, une différence plus nette est observée sur $\langle j_{Lm} \rangle$ en fonction du pourcentage d'ouverture de la vanne. Les écarts obtenus entre une ouverture totale de la vanne et un POV de 70% sont cependant faibles, de l'ordre de 3 cm s⁻¹. Ils ne sont vraisemblablement pas assez importants pour modifier sensiblement le taux de vide (Figure VI-5). Lorsque le POV n'est que de 30%, la vitesse moyenne

du liquide est en revanche bien plus faible : il y a une diminution de 40 à 50% de sa valeur par rapport à celle obtenue avec une ouverture totale (Figure VI-5), ce qui explique la forte modification du taux de vide et des propriétés de la dispersion en général.

Comme pour le taux de vide, nous avons corrélé les évolutions de $\langle j_{Lm} \rangle$ vs. $\langle j_{Gm} \rangle$ en fonction du régime d'écoulement et du POV. Celles-ci sont reportées dans le tableau VI-3.

	Ouverture 100%	Ouverture 70%	Ouverture 30%
Hom.	$\langle j_{Lm} \rangle = 0.90 \cdot (\langle j_{Gm} \rangle)^{0.36}$	$\langle j_{Lm} \rangle = 0.75 \cdot (\langle j_{Gm} \rangle)^{0.34}$	$\langle j_{Lm} \rangle = 0.55 \cdot (\langle j_{Gm} \rangle)^{0.38}$
THét.	$\langle j_{Lm} \rangle = 0.57 \cdot (\langle j_{Gm} \rangle)^{0.20}$	$\langle j_{Lm} \rangle = 0.53 \cdot (\langle j_{Gm} \rangle)^{0.22}$	$\langle j_{Lm} \rangle = 0.32 \cdot (\langle j_{Gm} \rangle)^{0.20}$

Tableau VI-3. Corrélation de la vitesse moyenne de circulation du liquide dans la montée $\langle j_{Lm} \rangle$ en fonction du régime d'écoulement (Hom.=Homogène ; THét.=Transition+Hétérogène) et du POV.

On constate, comme précédemment pour le taux de vide, que l'exposant est peu sensible au POV. La littérature prévoit pour ce paramètre une valeur comprise entre 0.33 et 0.4. Dhaouadi (1997) propose 0.37. Nous retrouvons approximativement ces valeurs en régime homogène. En revanche, l'exposant est plus faible et vaut à peu près 0.2 aux débits de gaz plus élevés. La vitesse de circulation du liquide augmente donc moins vite lors de la transition et au début du régime hétérogène qu'en régime homogène en fonction de $\langle j_{Gm} \rangle$. A titre de complément, nous reportons en annexe (Figure G.VI-1) les évolutions de la vitesse interstitielle du liquide dans la montée et de la vitesse du liquide dans la descente en fonction de $\langle j_{Gm} \rangle$.

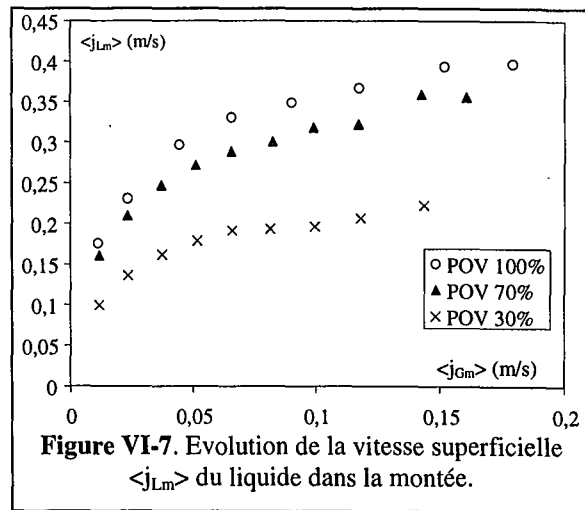


Figure VI-7. Evolution de la vitesse superficielle $\langle j_{Lm} \rangle$ du liquide dans la montée.

VI.1.2.4. Etude de la taille et de la morphologie des bulles par photographie

Comme dans la colonne à bulles, nous avons étudié la taille et la morphologie des bulles par la technique photographique couplée à l'analyse d'image. Un exemple de photographie est proposé en annexe sur la figure G.VI-3. L'évolution des différentes dimensions caractéristiques à une hauteur d'environ 4 m dans la montée est reportée sur la figure VI-8. Cette étude est cependant limitée à une vitesse superficielle de gaz de 7 cm s^{-1} , ce qui correspond au régime homogène et au tout début de la transition (Tableau VI-1). Au-delà de cette valeur, la vitesse élevée et la forte teneur en bulles de la dispersion rendent difficile l'exploitation des photos.

Sur la figure VI-8, on constate que les paramètres de taille qui avaient été définis au paragraphe V.1.2.3 (diamètre moyen équivalent en surface d_{eq} , diamètre de Sauter d_s , diamètre de Féret moyen F_{moyen} , minimum F_{min} et maximum F_{max}) ont tous le même comportement. Il n'y a donc pas d'évolution significative de la taille des bulles et de la morphologie en fonction du débit de gaz. De même, il n'y a pas d'évolution visible de ces paramètres en fonction de la position axiale dans la montée. Cela est sans doute dû en grande partie au fait que les deux boîtes rectangulaires ne sont placées qu'à environ 1.5 m l'une de l'autre. Globalement, on remarquera que les valeurs de d_{eq} obtenues dans la gamme de débits étudiée sont supérieures à celles mesurées dans la colonne à bulles. Nous avons également constaté que la modification du POV n'entraîne pas une évolution

significative des tailles moyenne de bulles, même avec un POV de 30%, si ce n'est une très légère augmentation de d_{eq} . Cela provient vraisemblablement du fait que nos valeurs sont presque toutes situées en régime homogène. Les comportements décrits précédemment sont également bien illustrés par l'évolution des distributions de taille de bulles. C'est pourquoi nous avons représenté sur la figure VI-9 les distributions correspondant aux conditions de la figure VI-8. Cette figure montre que ces dernières sont toujours mono-modales et peu sensibles à l'augmentation du débit de gaz.

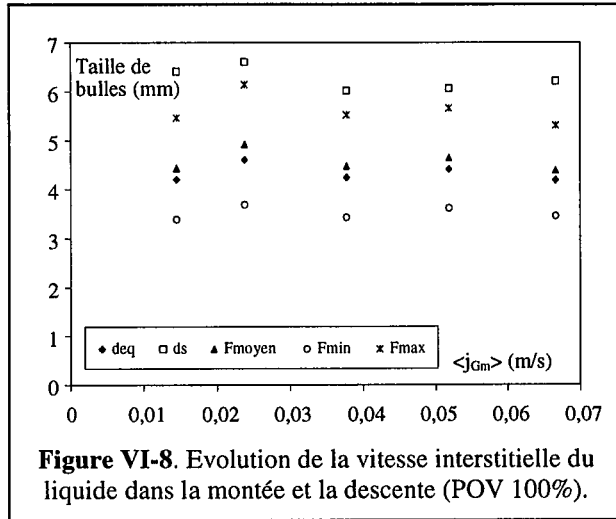


Figure VI-8. Evolution de la vitesse interstitielle du liquide dans la montée et la descente (POV 100%).

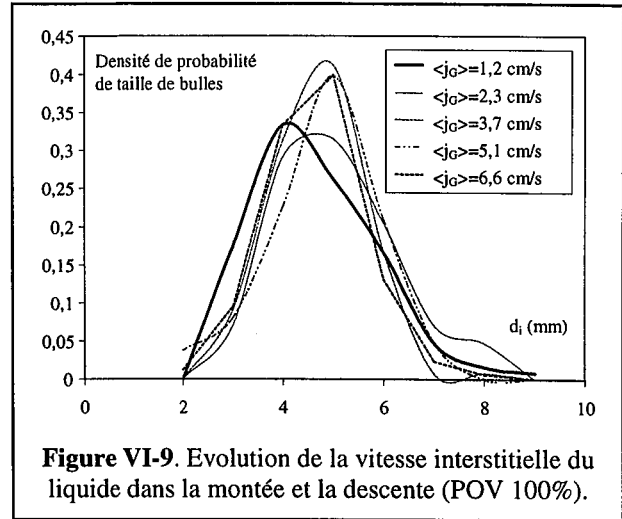


Figure VI-9. Evolution de la vitesse interstitielle du liquide dans la montée et la descente (POV 100%).

VI.1.2.5. Comparaison avec la colonne à bulles R1

Sur la figure VI-5, nous avons observé des taux de vide plus faibles que dans la colonne à bulles R1 à $\langle j_G \rangle$ constant, ainsi que l'absence du maximum qui caractérise le comportement de $\langle \epsilon_G \rangle$ dans R1 lorsqu'elle est équipée du distributeur multi-orifices. La diminution des taux de vide s'explique simplement par la présence d'un mouvement d'ensemble du liquide. En effet, toute augmentation de la quantité de liquide recirculée réduit le volume occupé par le gaz dans la montée et entraîne une diminution de $\langle \epsilon_{Gm} \rangle$. Ce comportement peut également être montré à partir de la relation suivante qui relie les débits de gaz et de liquide au taux de vide moyen :

$$\langle \epsilon_{Gm} \rangle = \frac{\langle j_{Gm} \rangle}{K \cdot \langle j_{Lm} \rangle + \langle j_{Gm} \rangle} \quad (VI-2)$$

En supposant en première approximation que le coefficient de glissement K reste à peu près constant, une augmentation de $\langle j_{Lm} \rangle$ à $\langle j_{Gm} \rangle$ fixé implique une diminution de $\langle \epsilon_{Gm} \rangle$. L'absence de maximum s'explique également par la présence de la recirculation du liquide. Dans la région de transition, $\langle \epsilon_{Gm} \rangle$ devrait passer par un maximum puis diminuer. Or une diminution de $\langle \epsilon_{Gm} \rangle$ aurait pour effet de réduire la force motrice de circulation. Cela aurait pour conséquence une diminution de $\langle j_{Lm} \rangle$ puisque la différence de pression hydrostatique entre les deux sections diminuerait également. Toutefois une diminution de la valeur de $\langle j_{Lm} \rangle$ à $\langle j_{Gm} \rangle$ fixé provoquerait simultanément une augmentation de $\langle \epsilon_{Gm} \rangle$ d'après la relation VI-2. En conclusion, pendant la transition et le début du régime hétérogène, $\langle \epsilon_{Gm} \rangle$ et $\langle j_{Lm} \rangle$ restent à peu près constants parce que « l'effet gazosiphon » compense les modifications des paramètres hydrodynamiques engendrées par le changement de régime. Cet effet n'existe pas en colonne à bulles, même en présence d'un débit liquide car ce dernier n'est pas fonction de $\langle j_G \rangle$. Cet équilibre entre l'effet gazosiphon d'une part et les effets liés aux transitions de régime se retrouvera au niveau local comme nous allons le montrer par la suite.

VI.1.3. Mesures des paramètres hydrodynamiques à l'échelle locale

Les mesures locales au sein de la phase gaz ont été réalisées vers le milieu de la colonne au niveau de la bride 3 et de la bride 5 (Figure III-3) de la montée. Les zones de mesure sont donc situées à plus de 1.5 mètre du distributeur pour la plus basse et à environ un mètre de l'entrée du séparateur pour la plus haute afin d'éviter les effets de bout. Nous avons utilisé la bi-sonde optique (III.2.5.1) pour mesurer l'évolution radiale du taux de vide local, de la fréquence moyenne de passage des bulles, de la vitesse moyenne des bulles et de leur dimension dans la direction axiale. La fiabilité des mesures de vitesse et de taille de bulles est cependant douteuse lorsque le régime hétérogène est atteint pour des valeurs de $\langle j_G \rangle$ supérieures à 10 cm s^{-1} comme nous l'avons montré dans le chapitre III (Figure III-27). Nous avons donc préféré la sonde à réflexion Doppler d'ultrasons (III.2.5.2) pour la mesure de la vitesse locale des bulles car celle-ci donne en plus accès aux distributions des vitesses.

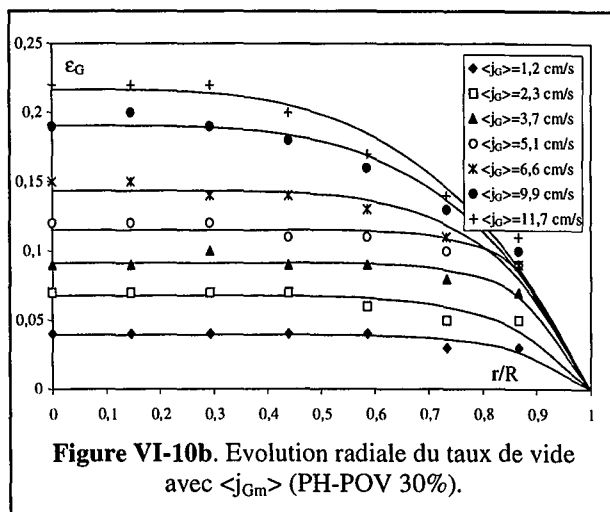
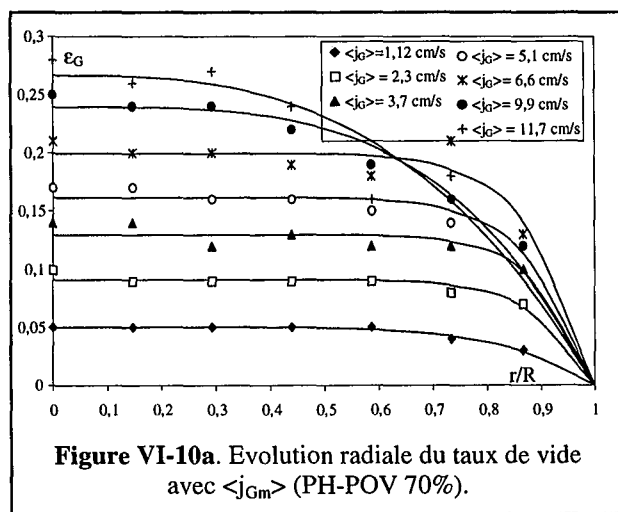
Dans la phase liquide, nous avons utilisé le vélocimètre laser Doppler (III.2.6.4) pour mesurer les vitesses locales et leurs fluctuations temporelles dans les directions axiales et tangentielles au niveau des boîtes de visualisation. Celles-ci sont également disposées de façon à éviter les effets de bout. La contrainte de frottement tangentielle a ensuite été estimée en utilisant un modèle similaire à celui qui a été décrit pour la colonne à bulles (V.1.3.4). Enfin, la vitesse relative locale des bulles a été estimée à partir des mesures locales de vitesse dans les deux phases.

VI.1.3.1. Evolution locale du taux de vide et de la fréquence de passage des bulles

Les évolutions radiales du taux de vide local au niveau de la bride 5 (PH) sont reportées sur les figures VI-10 pour un POV de 30% et de 70%. En revanche, nous ne tracerons pas les profils mesurés avec une ouverture totale de la vanne, les courbes obtenues étant presque identiques à celles mesurées avec un POV de 70%. L'influence de la position axiale étant assez faible comme nous le verrons par la suite, les profils obtenus au niveau de la bride 3 (PB) sont reportés en annexe (Figure G.VI-3)..

Sur l'ensemble des six configurations étudiées (2 positions axiales \times 3 POV), des comportements similaires peuvent être mis en évidence. Les profils sont plats en régime homogène, alors qu'ils sont bien plus pointus aux débits de gaz plus élevés qui correspondent à la région de transition et au début du régime hétérogène. L'évolution des profils concorde bien avec celle obtenue pour le distributeur multi-orifices sur la colonne R1. Cette tendance est confirmée en ajustant la relation VI-3 sur les profils expérimentaux en optimisant $\langle \epsilon_G \rangle$ et m , comme au chapitre précédent.

$$\epsilon_G = \langle \epsilon_G \rangle \cdot \frac{m+2}{m} \cdot \left(1 - \left(\frac{r}{R_c}\right)^m\right) \quad (\text{VI-3})$$



L'évolution des valeurs de l'exposant m est représentée sur la figure VI-11. Des valeurs de 6 à 14 sont obtenues en régime homogène. La transition est toujours caractérisée par une diminution de l'exposant et donc des profils plus raides. Ceux-ci restent cependant assez plats avec des valeurs supérieures à 4. Enfin, en régime hétérogène des valeurs comprises entre 3 et 4 sont obtenues. Globalement, les profils sont donc plus plats que sur la colonne R1 où l'exposant est toujours inférieur à 3 en régime hétérogène. Il est en revanche difficile de voir une influence claire du POV et de la position axiale sur l'exposant. Cette valeur dépend donc essentiellement du régime d'écoulement. Pour vérifier ces résultats, nous avons également comparé les taux de vide moyens obtenus par le modèle et les valeurs mesurées par la méthode manométrique dans la zone considérée. Un très bon accord est obtenu, comme cela est illustré à titre d'exemple en annexe par la figure G.VI-4 pour la position haute et un POV de 70%.

Les influences de la position axiale et du POV sur le taux de vide local peuvent être étudiées respectivement à partir des figures V-12 et V-13. Celle de la position axiale est assez faible, les deux points de mesure n'étant séparés que de 2 m. Il est toutefois visible sur les points expérimentaux que l'expansion du gaz se traduit bien par une légère augmentation des valeurs locales du taux de vide. Celle du POV est plus importante comme le montre la figure V-16 et des écarts significatifs sont obtenus lorsqu'on passe d'un POV de 70% à 30%. Cette figure confirme également que la forme des profils n'est pas altérée par le POV. Ce résultat était attendu puisque les transitions de régime ne dépendent pas du POV.

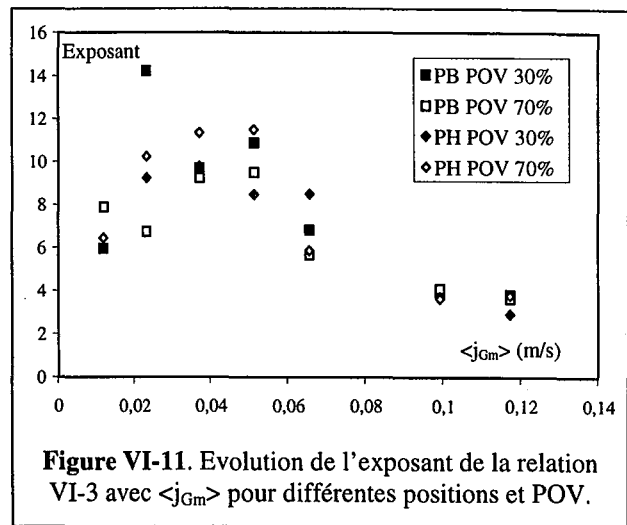


Figure VI-11. Evolution de l'exposant de la relation VI-3 avec $\langle j_{Gm} \rangle$ pour différentes positions et POV.

L'étude des fréquences de bulles est moins significative qu'en colonne à bulles. Les valeurs obtenues sont à peu près identiques pour les trois POV et les deux positions axiales. C'est pourquoi nous ne représenterons que le cas PH-POV 70% sur la figure VI-14. Le fait que les fréquences des bulles ne soient pas affectées par la position axiale était prévisible. En effet, les deux points de mesure sont loin du distributeur. Les phénomènes de coalescence et de rupture ne modifient donc pas de façon significative le nombre de bulles entre les deux points de mesure. L'expansion du gaz se traduit donc simplement par une légère augmentation de la taille de bulles.

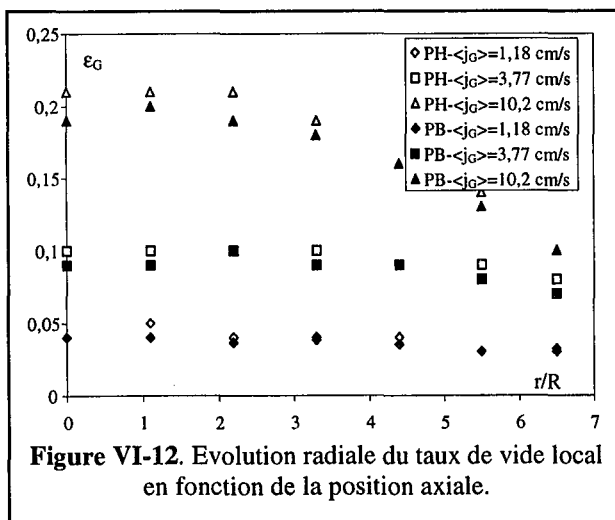


Figure VI-12. Evolution radiale du taux de vide local en fonction de la position axiale.

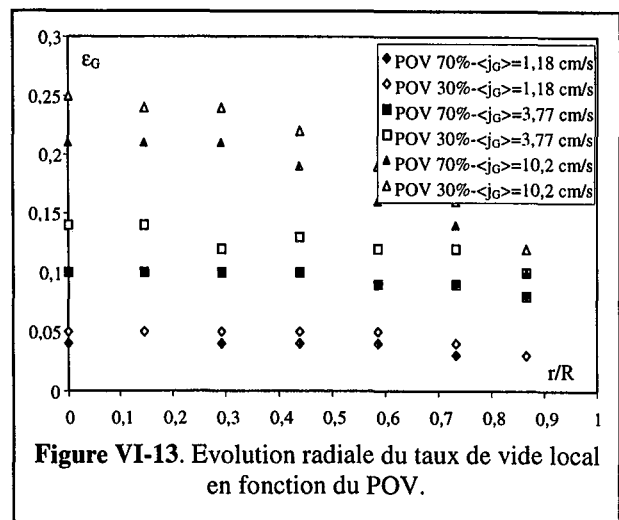


Figure VI-13. Evolution radiale du taux de vide local en fonction du POV.

Contrairement à ce qui est observé sur le taux de vide, le POV ne semble pas avoir d'influence sur le nombre de bulles. Le taux de vide étant lié à la fréquence de passage des bulles, à leur vitesse et à leur taille, la diminution du taux de vide au niveau local lorsqu'on passe le POV de 30% à 70% ne peut donc s'accompagner que d'une augmentation de la vitesse des bulles ou d'une diminution de leur taille puisque les fréquences de passage évoluent peu avec le POV. Comme la taille semble être peu sensible à une modification du POV au moins en régime homogène (VI.1.1.4), nous pouvons déjà suggérer que ce comportement provient essentiellement d'une modification de la vitesse des bulles. Nous le vérifierons par la suite.

Contrairement à la colonne à bulles R1 (V.1.3.1), la brusque diminution de la fréquence de bulles lors du passage en régime hétérogène établi n'apparaît pas avec le réacteur à gazosiphon (Figure VI-15). On notera cependant sur cette figure une augmentation plus faible des fréquences locales des bulles en régime hétérogène. Pour R1, le comportement observé provenait essentiellement de la brusque diminution des vitesses locales des bulles et du liquide lors de cette transition (V.1.3.2 et V.1.3.3). Or, nous avons montré pour R3 à l'échelle du réacteur que les effets de la transition sont compensés par l'effet gazosiphon (VI.1.2.5). En effet, la vitesse absolue des bulles est la somme de deux termes : la vitesse relative locale de la bulle et la vitesse moyenne locale du liquide qui porte la bulle. Dans R3, la vitesse locale du liquide n'est plus seulement due au passage des bulles, mais aussi à la circulation d'ensemble du liquide. Or, la vitesse de circulation du liquide évolue lentement dans la zone de transition et en régime hétérogène (VI.1.2.3). Si l'on considère que les profils de vitesse de liquide sont alors moins affectés par le passage en régime hétérogène qu'en colonne à bulles, il en découle que les vitesses et les fréquences de bulles le sont également. Cette hypothèse sera vérifiée par la suite. En conclusion, nous retiendrons que la détermination de l'établissement du régime hétérogène à partir de l'évolution des fréquences de bulles doit être réservée aux colonnes à bulles.

VI.1.3.2. Mesure de la vitesse de bulles et de sa distribution

Les profils de vitesse obtenus avec la sonde à réflexion Doppler d'ultrasons au niveau de la bride 5 (PH) sont reportés pour deux POV sur les figures VI-16. Ces deux figures font apparaître des comportements similaires. Tout d'abord, on peut remarquer que les profils sont assez plats. L'ajustement par une loi puissance, comme cela a été fait pour le taux de vide avec l'équation VI-3, donnerait des valeurs de 4 à 8 pour l'exposant.

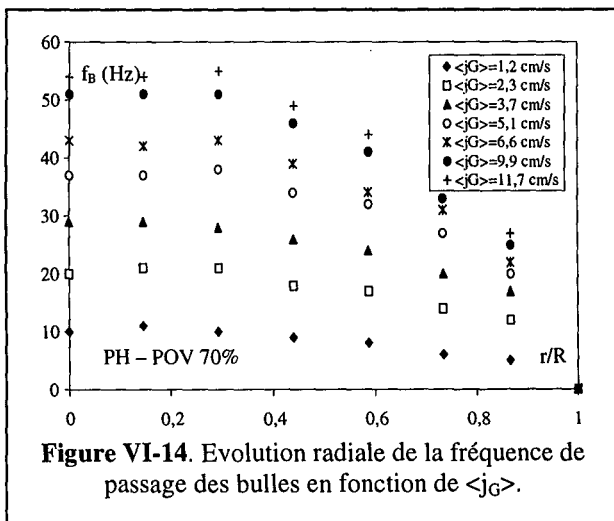


Figure VI-14. Evolution radiale de la fréquence de passage des bulles en fonction de $\langle j_G \rangle$.

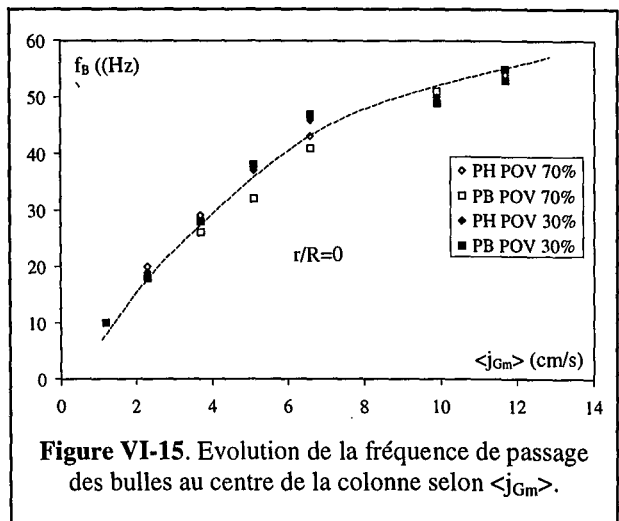


Figure VI-15. Evolution de la fréquence de passage des bulles au centre de la colonne selon $\langle j_{Gm} \rangle$.

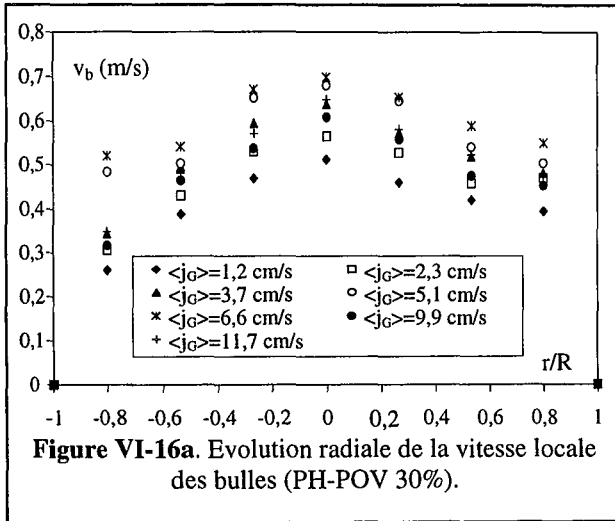


Figure VI-16a. Evolution radiale de la vitesse locale des bulles (PH-POV 30%).

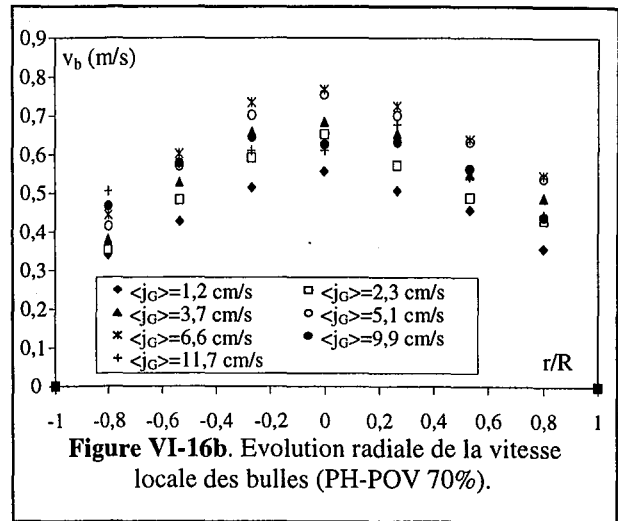


Figure VI-16b. Evolution radiale de la vitesse locale des bulles (PH-POV 70%).

L'influence du POV est mise en évidence en comparant l'évolution de la vitesse au centre de la colonne pour un POV de 30% et de 70% (Figure VI-17). Nous n'avons pas représenté le cas de l'ouverture totale car les résultats sont similaires à ceux obtenus avec un POV de 70%. Les vitesses mesurées dans cette dernière configuration sont supérieures de près de 10 cm s^{-1} à celles obtenues avec un POV de 30%. Cet écart peut être expliqué essentiellement par la diminution de la vitesse du liquide. Il semble être plus faible en régime hétérogène, mais il est difficile de savoir si cette tendance n'est pas créée artificiellement par la moins bonne précision des mesures dans ce régime due à la forte teneur en bulles de la dispersion. La position axiale n'a en revanche aucune influence significative sur les valeurs de la vitesse locale de bulles (Figure VI-18).

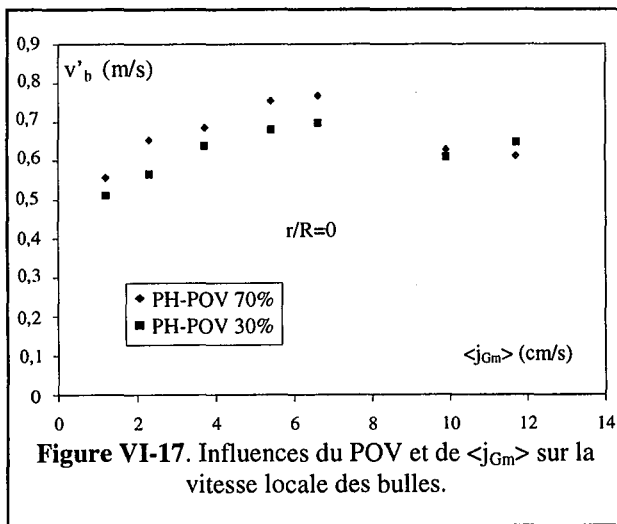


Figure VI-17. Influences du POV et de $\langle j_{Gm} \rangle$ sur la vitesse locale des bulles.

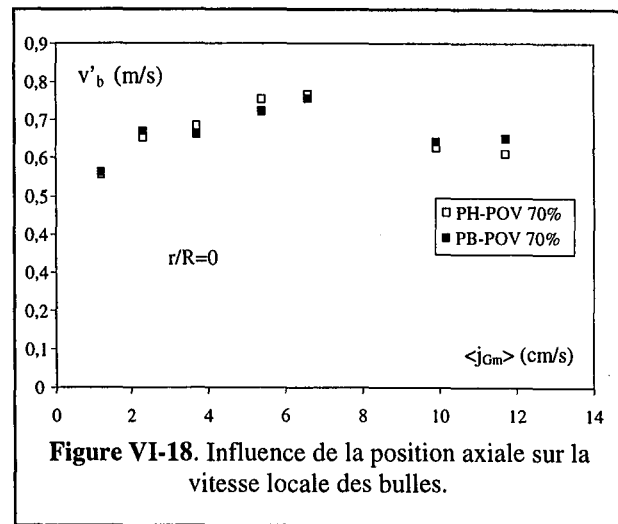


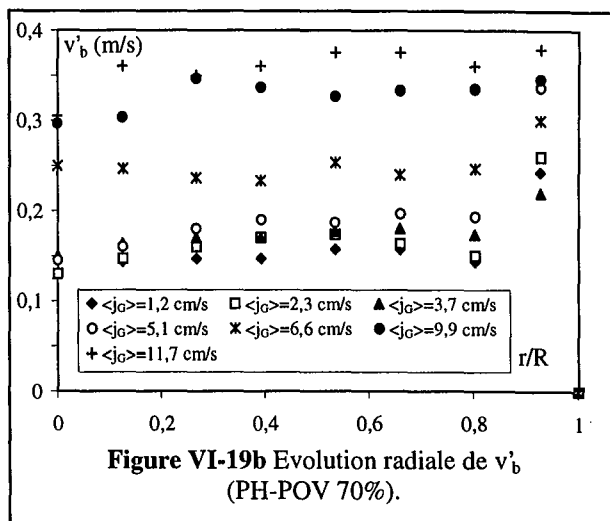
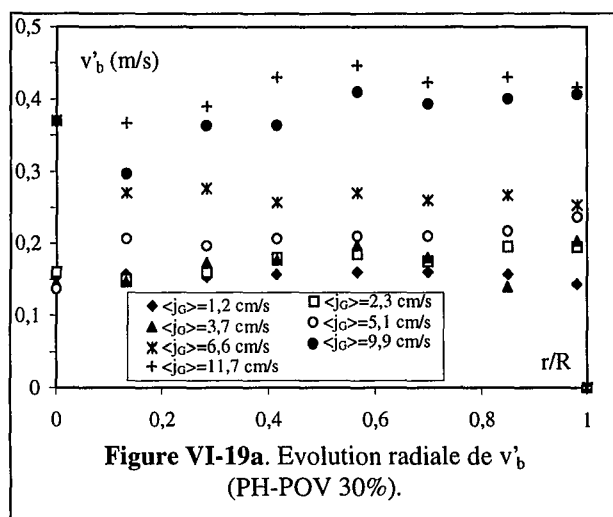
Figure VI-18. Influence de la position axiale sur la vitesse locale des bulles.

L'évolution de la vitesse de bulles au centre de la colonne en fonction du débit de gaz montre une diminution de la vitesse moyenne lors du passage en régime hétérogène bien plus faible que celle observée sur la colonne R1 avec le distributeur multi-orifices et le fritté (V.1.3.2). Les figures VI-17 et VI-18 illustrent bien ce comportement. Son origine est identique à celle que nous avons décrite pour R1. Elle provient essentiellement de l'élargissement des pics (toujours à peu près gaussiens) de la distribution des vitesses locales lors de la transition (Figure V-23) qui découle de la formation de grosses bulles. Pour R1, la vitesse au centre est alors divisée par 2 et passe de 50 cm s^{-1} à 25 cm s^{-1} (Figure V-23), alors qu'elle ne diminue que d'environ 10 à 15 cm s^{-1} pour R3. Ainsi, à cause du mouvement d'ensemble du liquide qui supporte le mouvement relatif des bulles, la diminution de la vitesse locale des bulles n'est que de 10% et a donc une influence bien plus limitée sur le comportement de la dispersion. Cela explique pourquoi toutes les propriétés locales de la

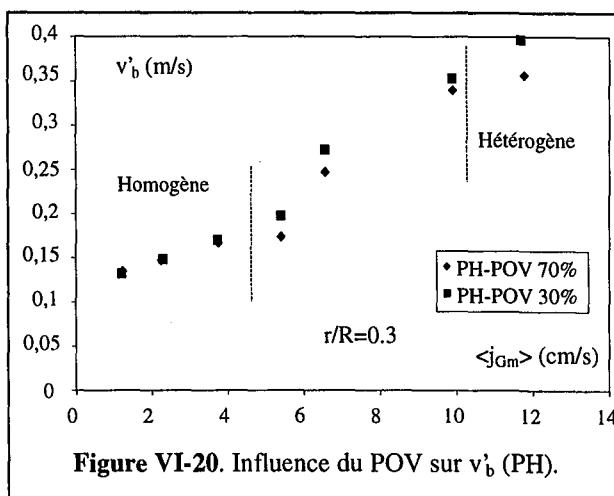
phase gaz (dont fréquence de passage et taux de vide) sont moins affectées par les transitions de régime que sur la colonne à bulles.

L'étude de l'écart-type de la distribution des vitesses locales de bulles v'_b montre que ce paramètre est à peu près constant sur toute la section de la colonne, avec une légère diminution vers le centre. En comparant les figures VI-19a et VI-19b, on remarque que les valeurs de v'_b augmentent légèrement lorsqu'on passe d'un POV de 70% à un POV de 30%. On constate également que si v'_b augmente peu en régime homogène, la transition de régime est caractérisée par un fort accroissement de v'_b . En revanche, lorsque le régime hétérogène est atteint, une légère augmentation de v'_b est encore observée, mais celle-ci semble bien moins rapide que dans la zone de transition. Des résultats similaires avaient déjà été obtenus avec la colonne à bulles (V.1.3.2)

Ces tendances sont confirmées par la figure VI-20 qui compare les valeurs de v'_b en $r/R_c=0.3$ pour deux POV différents. L'écart entre les deux courbes semble augmenter avec $\langle j_{Gm} \rangle$, surtout au moment de la transition de régime, ce qui confirme que l'élargissement de la distribution des vitesses locales de bulles se produit essentiellement au cours de la transition sur R3 comme sur R1. On notera cependant que les écarts entre les deux POV restent assez faibles. En conséquence, le POV a une influence assez réduite sur la largeur de la distribution des vitesses de bulles. Nous noterons de plus qu'il n'y a aucune influence significative de la position axiale sur v'_b , comme cela est déjà le cas pour la vitesse moyenne.



En comparant les résultats que nous avons obtenus sur R1 et R3, il apparaît que les valeurs de v'_b mesurées avec les deux POV sont voisines de celles obtenues précédemment avec R1. Cela provient vraisemblablement du fait que les tailles et morphologies des bulles sont assez proches dans les trois cas pour ne pas affecter de façon significative la forme de la distribution des vitesses. En revanche, les vitesses moyennes sont bien plus élevées dans R3 que dans R1 (au moins d'un facteur 2) à cause du mouvement d'ensemble de la phase continue. En conséquence, l'importance relative des perturbations engendrées par le passage des bulles est divisée par deux entre R1 et R3, ce qui explique pourquoi on observe visuellement un



écoulement plus calme, même en régime hétérogène. Cela explique aussi pourquoi l'influence des recirculations locales que le passage des grosses bulles engendre est plus réduite : la présence d'une vitesse d'ensemble non nulle de la phase continue diminue fortement le nombre de bulles qui ont des vitesses négatives. En conclusion, on retiendra que l'écoulement en colonne à bulles est essentiellement contrôlé par les fluctuations temporelles des grandeurs locales, alors que l'effet de ces fluctuations est fortement contrebalancé par l'écoulement moyen dans un réacteur à gazosiphon.

VI.1.3.3. Mesure de l'évolution locale de la taille des bulles

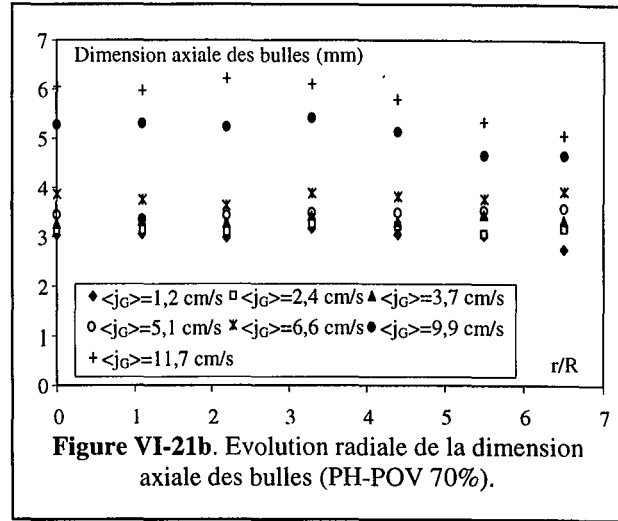
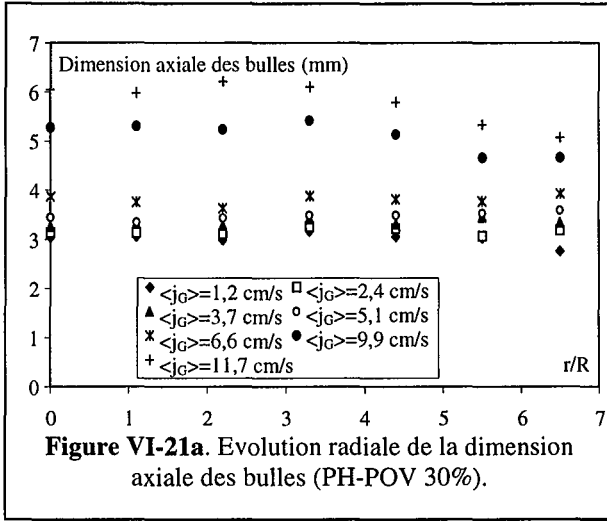
La dimension axiale des bulles a été estimée au moyen de la bi-sonde optique (III.2.5.1). Les courbes obtenues au niveau de la bride 5 (PH) pour deux POV sont reportées sur les figures VI-21. En revanche, nous ne représenterons pas l'influence de la position axiale tant celle-ci n'est pas significative sur nos points expérimentaux malgré l'expansion du gaz due à la diminution de pression statique pour une position axiale plus élevée. En fait, les écarts sont faibles. Ils ne sont de même pas détectables par la méthode photographique (VI.1.2.4). En effet, une augmentation en valeur relative du taux de vide de 10% ne se traduirait pour des bulles sphériques que par une augmentation relative de 3% du diamètre des bulles puisque le taux de vide est proportionnel au volume de gaz et donc à d_b^3 .

Tout d'abord, il semble que la taille des bulles à débit de gaz fixé est à peu près uniforme sur toute la section de la colonne en régime homogène. L'influence du POV semble également assez faible si l'on compare les figures VI-21a et VI-21b. L'évolution de la taille de bulles avec le débit de gaz doit cependant être analysée avec précaution. En régime homogène, nos résultats sont confortés par le bon accord avec la méthode photographique (III.2.5.5). Sur les figures VI-21, il semblerait à première vue que la taille des bulles augmente fortement lors du passage en régime hétérogène. En pratique, une évolution aussi nette peut être mise en doute. La détermination de la taille de bulles nécessite la connaissance de la vitesse locale des bulles v_b . Or nous avons vu au chapitre III (Figure III-27) que les valeurs fournies par la sonde optique et la sonde à réflexion Doppler d'ultrasons diffèrent sensiblement en régime hétérogène (III.2.5.4). Ce comportement a été expliqué par le fait que les sondes optiques ne permettent pas de mesurer les recirculations et les bulles qui n'ont pas un mouvement purement vertical, ce qui conduit à une surestimation de v_b . Si nous considérons les valeurs de la sonde à ultrasons comme plus fiables, v_b est surestimé de près de 20 cm s^{-1} par la sonde optique, soit une surestimation de 25%. En première approximation, on peut considérer que la dimension axiale des bulles est également surestimée de 25%, ce qui conduit à des valeurs de 3.75 à 4.5 mm au lieu des valeurs de 5 à 6 mm des figures VI-21. Nous retiendrons donc qu'il est raisonnable de supposer une augmentation de la taille locale des bulles en régime hétérogène, mais que celle-ci est bien plus faible que celle donnée par les figures VI-21a et VI-21b. Comme nous avons montré précédemment que la taille et la fréquence de passage des bulles ne dépendent que peu du POV, ces résultats confirment que la réduction du taux de vide local lorsqu'on augmente le POV est essentiellement liée à une modification de la vitesse locale des bulles.

VI.1.3.4. Mesure de la vitesse locale et de la turbulence de la phase continue (montée)

Nous avons réalisé des mesures de la vitesse locale du liquide par vélocimétrie laser (III.2.6.4) au niveau de la boîte de visualisation haute de la montée pour un POV de 30% et de 70%. La faible distance entre les deux boîtes de visualisation (1.5 m) ne permet pas de mesurer des écarts suffisants. Les mesures sont possibles avec les deux POV jusqu'à un taux de vide d'environ 15%, ce qui correspond à une vitesse superficielle du gaz de 12 cm s^{-1} dans le cas le plus défavorable (POV 30%). Dans ces conditions, nous avons pu étudier le comportement de la dispersion en régime homogène et dans la région de transition. En revanche, le régime hétérogène n'étant atteint que pour $\langle j_G \rangle = 10 \text{ cm s}^{-1}$, nous ne disposons pas d'assez d'informations pour pouvoir décrire de

façon sûre la phase liquide dans ce régime. L'écoulement dans la descente n'a pas été étudié en détail. En effet, il est purement monophasique et toujours en régime turbulent. Les profils de vitesse sont donc plats. L'intensité relative de la turbulence y est faible, entre 5 et 10%. Une étude détaillée n'aurait donc présenté qu'un intérêt limité.

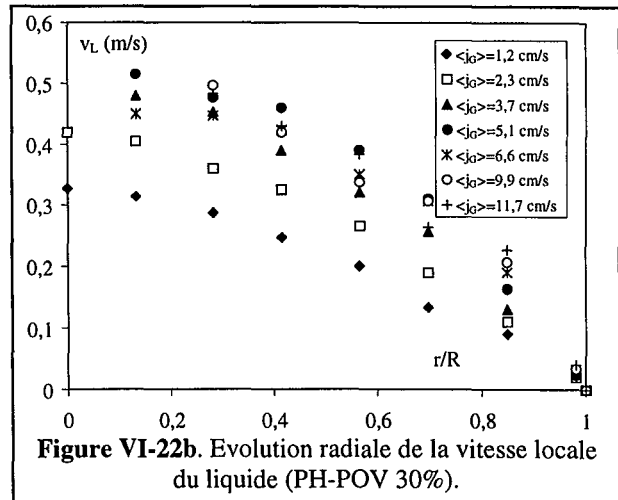
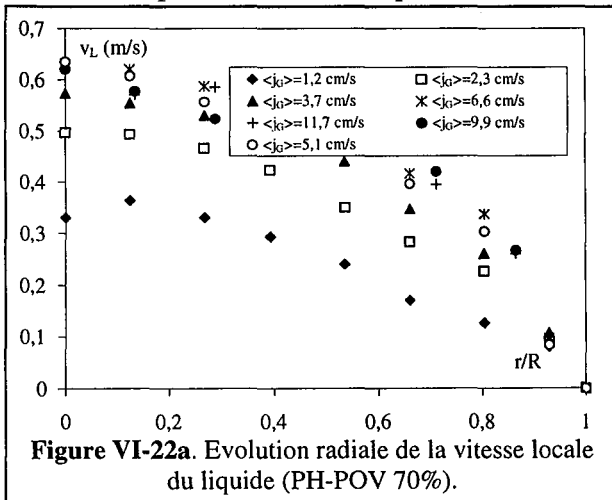


VI.1.3.4.1. Etude de la vitesse moyenne dans la direction axiale dans la montée

Les profils de la vitesse locale du liquide dans la direction axiale avec un POV de 70% et de 30% sont représentés sur les figures VI-22. Si on ajuste sur ces profils une loi du type VI-4, on obtient un exposant compris entre 1.5 et 3, souvent inférieur à 2. Les profils sont donc assez pointus.

$$v_L = v_{\max} \cdot \left(1 - (r/R_c)^n\right) \quad (\text{VI-4})$$

En fonction de $\langle j_{Gm} \rangle$, on constate une évolution assez rapide aux faibles débits de gaz qui est ralentie lorsque $\langle j_{Gm} \rangle$ atteint 5 cm s^{-1} , c'est-à-dire dans la région de transition. Ce comportement est en accord avec l'évolution de la vitesse moyenne du liquide $\langle j_{Lm} \rangle$ et du taux de vide $\langle \varepsilon_{Gm} \rangle$ (Figures VI-5 et VI-7). En effet, ces deux grandeurs augmentent très lentement lors de la transition. Ce comportement est confirmé par la figure VI-23 qui représente l'évolution de la vitesse locale du liquide au centre de la colonne pour les deux POV. La vitesse au centre est à peu près constante lorsque $\langle j_{Gm} \rangle$ est compris entre 5 et 10 cm s^{-1} . Elle devrait cependant augmenter à nouveau en régime hétérogène. Une légère augmentation de la vitesse du liquide au centre semble d'ailleurs se produire lorsque $\langle j_{Gm} \rangle = 11,7 \text{ cm s}^{-1}$, mais des mesures à des débits de gaz plus élevés seraient nécessaires pour confirmer ce point.



La prédiction du profil de vitesse dans les réacteurs à gazosiphon a été moins étudiée qu'en colonne à bulles. Les profils sont cependant plus simples puisqu'il n'y a pas de vitesses négatives. En première approximation, nous recommandons la relation :

$$v_L = \frac{2 \cdot \langle j_{Lm} \rangle}{\langle \varepsilon_{Lm} \rangle} \cdot \left(1 - \left(\frac{r}{R_c} \right)^2 \right) \quad (\text{VI-5})$$

Avec un POV de 70%, la comparaison entre les profils prédits et les valeurs expérimentales est représentée sur la figure VI-24 pour deux débits de gaz. Dans ce cas, les écarts entre la formule VI-4 et les expériences sont de $\pm 20\%$. Les écarts relatifs les plus importants sont obtenus pour un POV de 30% lorsque $\langle j_{Gm} \rangle$ est inférieur à 5 cm s^{-1} . Ils peuvent alors dépasser 30%. Faute de mieux, nous nous contenterons cependant de cette relation.

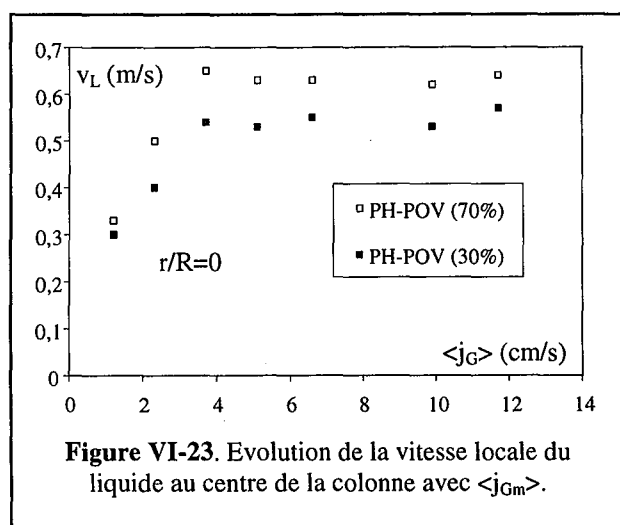


Figure VI-23. Evolution de la vitesse locale du liquide au centre de la colonne avec $\langle j_{Gm} \rangle$.

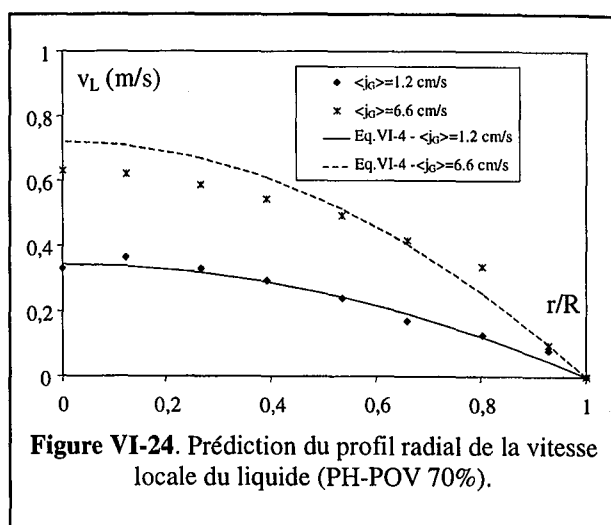


Figure VI-24. Prédiction du profil radial de la vitesse locale du liquide (PH-POV 70%).

En conclusion, le comportement de la vitesse locale dans le réacteur R3 diffère totalement de celui de la colonne R1. En effet on avait observé une évolution très rapide des valeurs locales de la vitesse du liquide dans la zone de transition sur R1, alors que celles-ci sont à peu près constantes avec R3 dans ce même régime d'écoulement. Cette différence fondamentale provient du fait que l'écoulement moyen du liquide dans R3 est dominé par la circulation d'ensemble du liquide et l'effet gazosiphon, alors que celui de la colonne à bulles est engendré par le mouvement et les propriétés locales des bulles. La diminution des vitesses locales du liquide lors du passage en régime hétérogène établi n'est pas observée. Ce résultat est en accord avec ceux correspondants aux fréquences de passage et aux vitesses locales de bulles.

VI.1.3.4.2. Analyse des fluctuations temporelles de vitesse dans la direction axiale

Les fluctuations temporelles de vitesse dans la direction axiale ont un comportement nettement différent de celui de la composante moyenne en fonction de $\langle j_G \rangle$. Sur les figures VI-25, on constate tout d'abord qu'à débit de gaz fixé, la vitesse quadratique moyenne de fluctuations v'_L est à peu près constante sur toute la section de la colonne. En fonction de $\langle j_{Gm} \rangle$, on observe une croissance très faible des valeurs de v'_L tant que la vitesse superficielle du gaz est inférieure à 5 cm s^{-1} . Pour tous ces débits, v'_L vaut à peu près 15 cm s^{-1} et il n'y a presque aucune influence du POV. Dans la zone de transition, on note en revanche une augmentation bien plus rapide de v'_L . L'influence du POV reste faible. Ces comportements sont confirmés par la figure VI-26 qui représente l'évolution de v'_L en fonction de $\langle j_{Gm} \rangle$ à une position radiale fixée. On notera donc que les fluctuations varient peu lorsque la vitesse moyenne du liquide et le taux de vide évoluent rapidement, alors qu'elles augmentent rapidement lorsque les vitesses moyennes et les taux de vide évoluent très peu. Ce comportement est en bon accord avec l'évolution de v_b (VI.1.3.2). Il est vrai

que ces deux paramètres sont fortement couplés puisque la vitesse absolue instantanée des bulles dépend de la vitesse instantanée du liquide qui la supporte.

Nos résultats montrent que les valeurs de v'_L obtenues sur R3 sont très voisines de celles que nous avons mesurées sur la colonne à bulles R1 équipée du distributeur multi-orifices. Ce comportement peut être expliqué par le fait que les fluctuations de vitesse sur R1 et R3 ont vraisemblablement la même origine. Elles proviennent essentiellement du passage des bulles qui est fonction de leur taille et de leur morphologie. Comme ces deux paramètres diffèrent peu entre R1 et R3, les valeurs de v'_L sont donc semblables sur les deux réacteurs. En revanche, les caractéristiques des bulles sont fortement liées au régime d'écoulement, ce qui explique la nette différence de comportement dans la région de transition commune aux deux réacteurs. La comparaison des résultats obtenus dans R1 et R3 tend donc à prouver que la turbulence au sein du liquide provient essentiellement du passage des bulles, tandis que la turbulence produite par la circulation du liquide reste négligeable puisqu'une modification du POV n'a pas modifié sensiblement les valeurs de v'_L . L'effet gazosiphon contrôle donc l'évolution des champs moyens de vitesse, autant pour le liquide que pour les bulles, mais les fluctuations restent fortement liées à l'écoulement local.

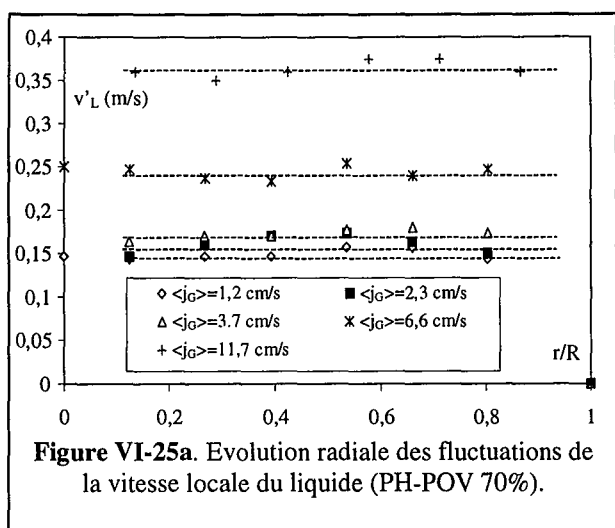


Figure VI-25a. Evolution radiale des fluctuations de la vitesse locale du liquide (PH-POV 70%).

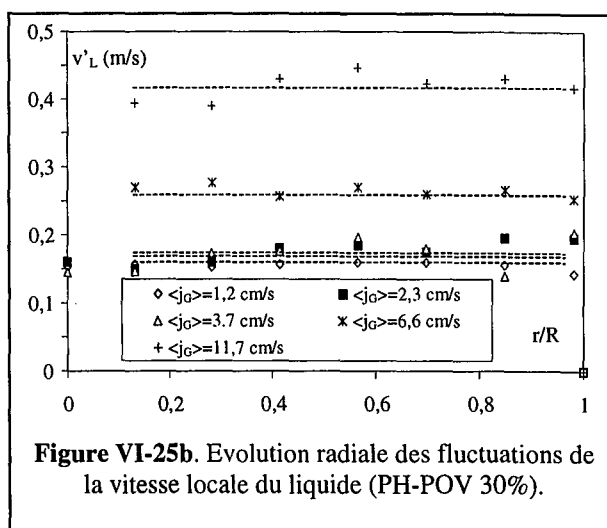


Figure VI-25b. Evolution radiale des fluctuations de la vitesse locale du liquide (PH-POV 30%).

Cette analyse est confirmée en utilisant l'intensité normée des fluctuations que nous définirons par rapport à la vitesse au centre pour conserver l'analogie avec R1 (V.1.3.3.2). En régime homogène et pendant la transition, l'intensité est de l'ordre de 30 à 40%, alors qu'elle vaut entre 50 et 75% au début du régime hétérogène (c'est-à-dire pour $\langle j_{Gm} \rangle$ supérieur ou égal à 9.9 cm s^{-1}). On comparera ces valeurs aux 75-100% en régime homogène et 150-200% en régime hétérogène qui avaient été mesurés sur R1. L'importance relative des fluctuations de vitesse par rapport à l'écoulement moyen est donc fortement amoindrie par la circulation du liquide, bien que leurs valeurs absolues restent pratiquement inchangées.

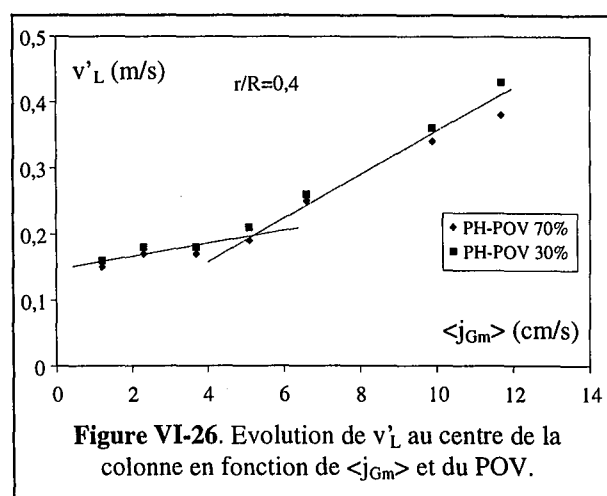


Figure VI-26. Evolution de v'_L au centre de la colonne en fonction de $\langle j_{Gm} \rangle$ et du POV.

La relation de Theofanous et Sullivan (1980) ne fournit pas une bonne représentation de l'évolution des fluctuations en fonction de $\langle j_{Gm} \rangle$. En effet l'équation I-48 prévoit une variation rapide de v'_L en fonction du taux de vide. Les valeurs prédites pour v'_L augmentent donc

rapidement en régime homogène et peu en régime hétérogène, alors que c'est le contraire qui est observé expérimentalement. On constate cependant que l'ordre de grandeur prédit est assez proche des valeurs expérimentales dans la région de transition et la relation de Theofanous et Sullivan peut donc être utilisée lorsque $\langle j_{Gm} \rangle$ est compris entre 5 et 10 cm s^{-1} . En revanche, cette relation surestime fortement les valeurs de v'_L en régime homogène.

Pour finir, on notera que les distributions locales des vitesses sont à peu près gaussiennes avec une légère déviation vers les vitesses positives (Figure G.III-1), comme cela avait déjà été observé pour la colonne R1 (V.1.3.3). De même, l'analyse des fréquences caractéristiques de la turbulence aux basses fréquences fait apparaître un pic entre 0 et 1 Hz, comme cela avait été observé pour R1 sur la figure V-29. Les spectres de fréquence sont d'ailleurs similaires. Les mêmes limitations que sur R1 ont été rencontrées pour l'analyse au-delà de 10 Hz (V.1.3.3.2).

VI.1.3.4.3. Analyse de la moyenne et des fluctuations de la vitesse orthoradiale

Les valeurs moyennes de la vitesse dans la direction orthoradiale dépendent fortement du POV. En effet pour un POV de 30%, aucune tendance claire ne peut être mise en évidence pour la composante moyenne de la vitesse orthoradiale du liquide. Comme les valeurs mesurées sont faibles, nous considérerons donc que cette vitesse est nulle sur toute la section de la colonne compte tenu de la précision de nos mesures. En revanche, avec un POV de 70%, un mouvement rotationnel est clairement mis en évidence sur la figure VI-27 avec des vitesses de l'ordre de 5 cm/s près des parois. Ce dernier avait été observé visuellement (Figure VI-2) aux débits de gaz élevés en bas de la montée près de la jonction descente/montée et semblait s'atténuer le long de la montée. Les mesures locales à plus de 3 m de la jonction montrent que cette rotation existe dans la montée à une bien plus grande distance de la jonction que ce que l'observation visuelle ne le laisserait supposer.

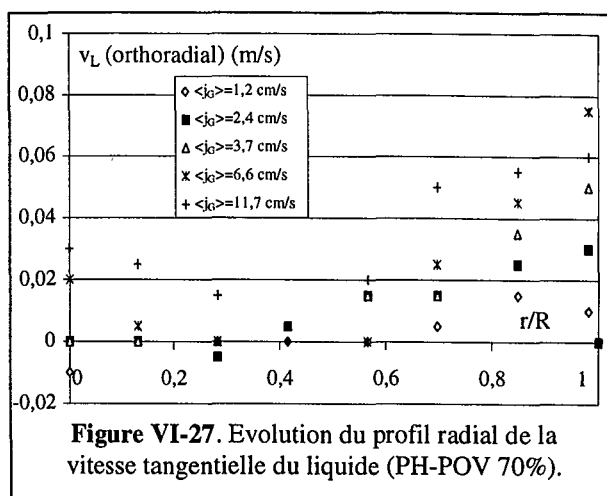


Figure VI-27. Evolution du profil radial de la vitesse tangentielle du liquide (PH-POV 70%).

La figure VI-28 montre l'évolution radiale de la vitesse quadratique moyenne de fluctuations dans la direction orthoradiale en fonction de $\langle j_{Gm} \rangle$ pour un POV de 30%. En revanche, nous ne représenterons pas v'_L pour un POV de 70% et de 100% tant les profils obtenus sont qualitativement similaires à ceux de la figure VI-28. Comme pour la colonne à bulles R1, l'amplitude des fluctuations dans la direction orthoradiale est plus faible que celle mesurée dans la direction axiale. Leur rapport est compris entre 1.5 et 1.7 en régime homogène, entre 1.3 et 1.5 dans la région de transition, et entre 1.2 et 1.4 au début du régime hétérogène. La turbulence n'est pas isotrope à cause de la direction préférentielle du mouvement des bulles. Comme pour la colonne à bulles, on constate que l'écoulement est plus proche de l'isotropie en régime hétérogène qu'en écoulement homogène.

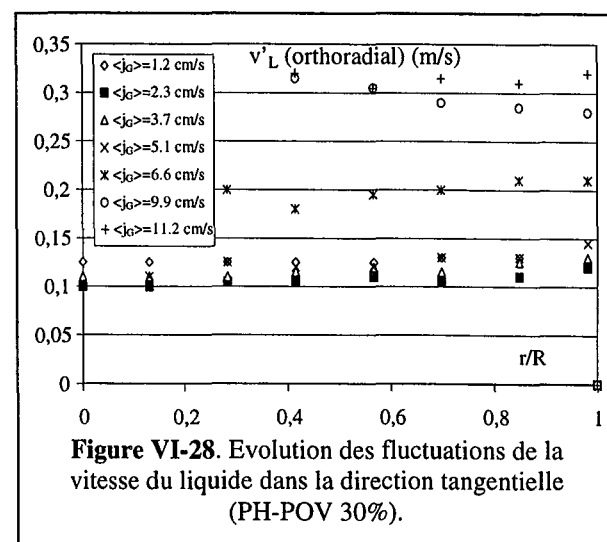


Figure VI-28. Evolution des fluctuations de la vitesse du liquide dans la direction tangentielle (PH-POV 30%).

Pour compléter la description des vitesses moyennes et de leurs fluctuations locales, nous supposons en première approximation, comme au chapitre V, que les vitesses moyennes radiales sont nulles dans le sein de la dispersion et que les fluctuations dans les directions radiale et orthoradiale ont la même amplitude.

VI.1.3.4.4. Estimation et prédiction des contraintes de frottement tangentielles

Pour évaluer les contraintes tangentielles, nous reprendrons le modèle décrit au paragraphe V.1.3.4 avec quelques modifications. Tout d'abord, il n'y a pas de point d'inversion. Nous utiliserons donc directement la formule V-18 que nous rappelons ici :

$$\tau = \left[\tau_p + \frac{\rho_L g R_c}{2} \cdot \frac{2 \langle \varepsilon_G \rangle}{m} (1 - \phi^m) \right] \cdot \phi \tag{VI-6}$$

où $\phi = r/R_c$. Nous considérerons encore qu'il existe une couche laminaire d'épaisseur λ près de la paroi. En revanche, la contrainte tangentielle en paroi n'est plus nulle en $\phi = \lambda$. Dans ce cas, il est préférable de considérer que $\lambda \approx 1$ et que la vitesse à la paroi est égale à la vitesse de frottement v_p . Nous estimerons v_p à partir des mesures de vitesse. La vitesse de frottement est reliée à la contrainte en paroi par la relation suivante :

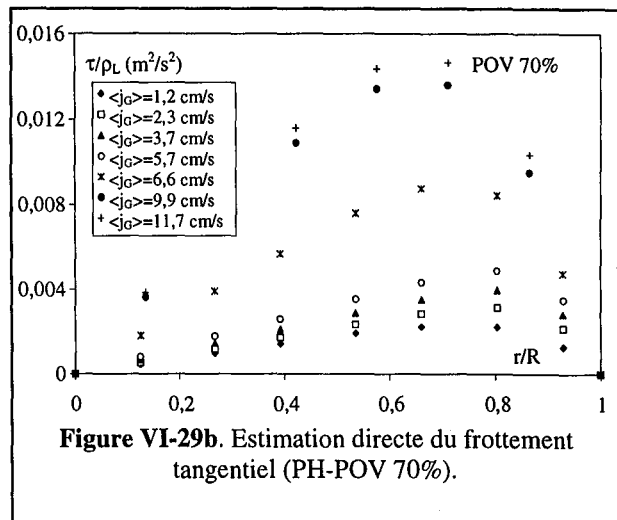
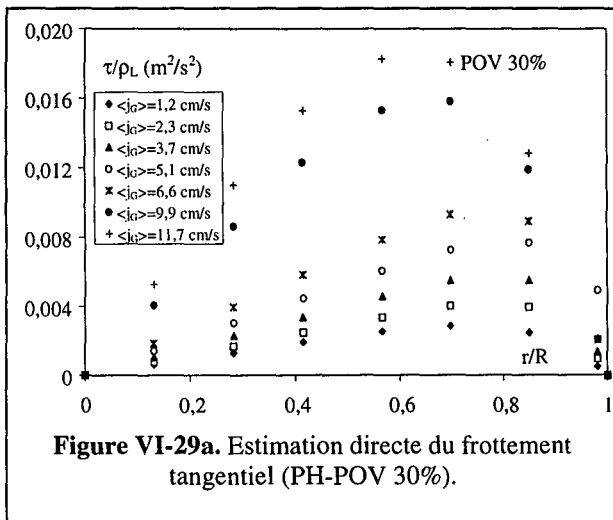
$$\tau_p = \rho_L \cdot v_p^2 \tag{VI-7}$$

Etant donné que nous avons montré au chapitre V que la turbulence est essentiellement due aux bulles, nous testerons uniquement deux modèles fondés sur une longueur de mélange et dérivés du Modèle 1 du tableau V-1. Le Modèle 1 de ce chapitre sera donc identique au Modèle 1 du chapitre V. Toutefois, comme le diamètre de colonne est plus grand que celui de R1, nous utiliserons également la variante proposée par Geary et Rice (1992) qui tient également compte de la turbulence rencontrée en écoulement monophasique :

$$l_m = \text{Max} \left[k' \cdot \frac{\varepsilon_G}{\langle \varepsilon_G \rangle}; R_c \cdot (0.14 - 0.08 \cdot \phi^2 - 0.06 \cdot \phi^4) \right] \text{ (Modèle2)} \tag{VI-8}$$

où $k' = \langle l_{mb} \rangle$ qui est cette fois la longueur de mélange moyenne sur toute la section du terme représentant la turbulence due aux bulles. Les deux expressions correspondant aux Modèles 1 et 2 sont injectées successivement dans la relation VI-9 :

$$\tau = -\frac{\varepsilon_L \mu_L}{R_c} \cdot \frac{dv_L}{d\phi} + \rho_L \frac{l_m^2}{R_c^2} \cdot \left(\frac{dv_L}{d\phi} \right)^2 \tag{VI-9}$$



avec la condition à la limite $v_L = v_p$ en $\phi = 1$. L'ajustement du paramètre k' est réalisé par optimisation avec la même fonction objectif qu'au chapitre V (Eq.V-28), mais avec la contrainte

$$2 \cdot \int_0^1 \phi \cdot (\epsilon_L v_L) \cdot d\phi = \langle j_{Lm} \rangle \quad (\text{VI-10})$$

L'estimation de τ_p s'effectue à partir de mesures locales de vitesse réalisées à proximité de la paroi à une distance de 6 mm de celle-ci. Les vitesses mesurées sont faibles et varient entre 1 à 3 cm s⁻¹ du plus faible au plus fort débit de gaz utilisé. On peut donc estimer que v_p est inférieur à 1 cm s⁻¹, ce qui signifie que τ_p est de l'ordre de 0.1 N m⁻². Si l'on trace τ/ρ_L à partir de la relation VI-6 et des valeurs expérimentales de $\langle \epsilon_G \rangle$, m et $\langle j_{Lm} \rangle$ en négligeant τ_p/ρ_L , on constate sur les figures VI-29 que le fait de négliger un terme d'environ 1.10⁻⁴ m² s⁻¹ influe peu sur les courbes obtenues, que ce soit pour un POV de 70% ou de 30%.

Les estimations de τ sont supérieures à celles qui avaient été obtenues sur la colonne R1 (Figure V-32). On note également une influence assez nette du POV. La contrainte tangentielle estimée avec un POV de 30% est supérieure à celle obtenue avec un POV de 70%. Ce comportement s'explique par le fait que τ dépend essentiellement de trois paramètres : m , $\langle \epsilon_G \rangle$ et R_c . Le paramètre m a des valeurs semblables sur R1 et R3 et ne dépend que peu du POV. En revanche, le taux de vide est fortement lié au débit de gaz et à la géométrie du réacteur (V.1.3.1). La diminution de τ lors du passage d'un POV de 30% à un POV de 70% provient donc de la diminution du taux de vide due à l'augmentation de la vitesse de circulation du liquide. Cela peut être expliqué par le fait que la présence d'un taux de vide plus faible réduit les frottements engendrés par le passage des bulles. On devrait donc avoir des valeurs de τ plus élevées dans la colonne à bulles s'il n'y avait un effet d'échelle qui intervient via R_c . Le passage d'un diamètre de 10 cm (R1) à 15 cm (R3) se traduit par une augmentation de τ . Ce résultat met bien en évidence l'importance des effets d'échelle sur la contrainte de frottement tangentielle. Mudde et coll. (1997) ont également noté cet effet en comparant les valeurs de $\overline{v'_{Lax} v'_{Lorth}}$ mesurées par leur vélocimètre laser 2D dans une colonne à bulles de 15 cm de diamètre à celles mesurées par Menzel et coll. (1990) dans une colonne de 60 cm de diamètre par anémométrie à film chaud.

L'ordre de grandeur des contraintes de frottement tangentielles peut être comparé à celui des contraintes normales comme cela a été fait au chapitre V (Figure V-33) en traçant le rapport $\text{Min} \left[\overline{v'^2_{Lax}} / \left| \overline{v'_{Lax} v'_{Lrad}} \right| \right]$ en fonction de $\langle j_{Gm} \rangle$ et du POV à partir de la relation

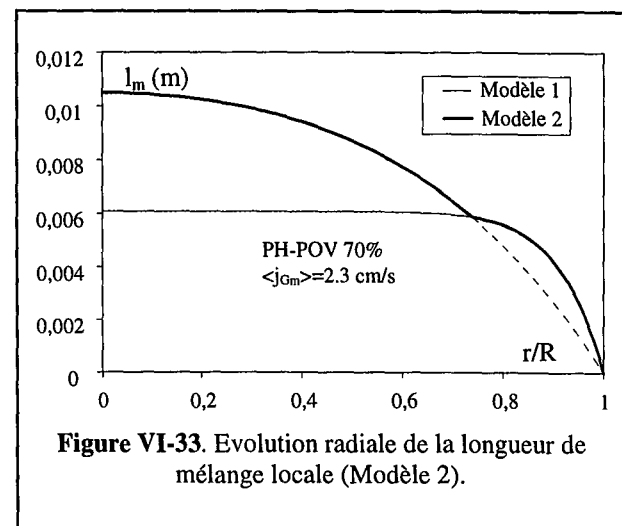
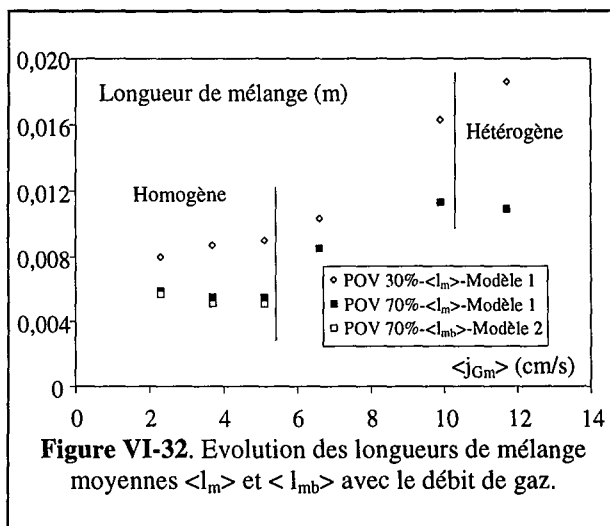
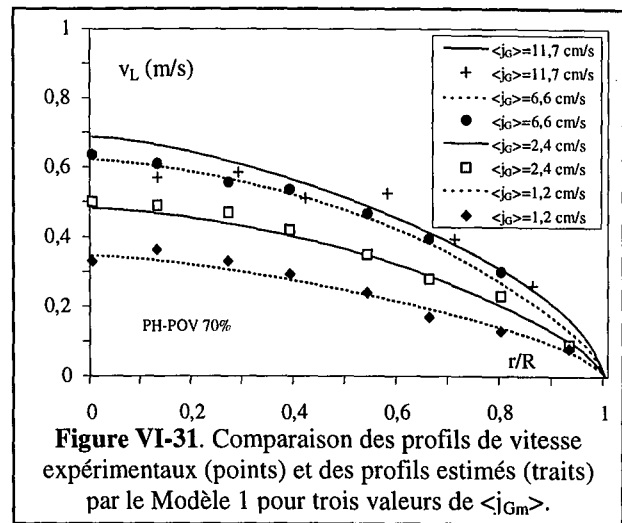
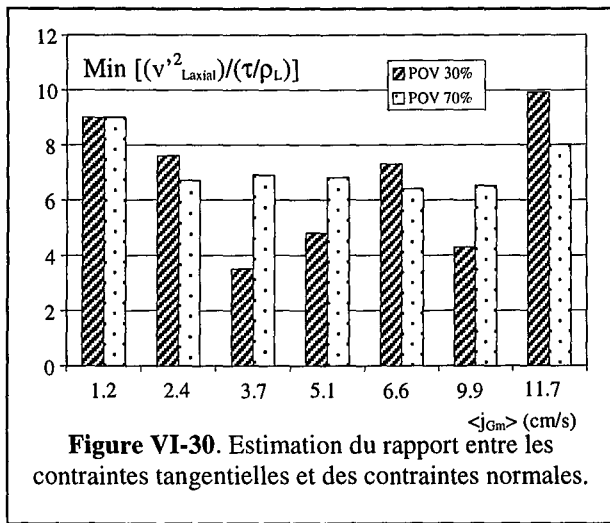
$$\tau \approx \overline{v'_{Lax} v'_{Lrad}} \quad (\text{VI-11})$$

Les résultats sont représentés sur la figure VI-30. Ils font apparaître que $\overline{v'^2_{Lax}}$ est supérieur d'un facteur 5 à 10 à $\overline{v'_{Lax} v'_{Ltan}}$. Ce rapport est cependant plus faible que celui obtenu sur R1 puisqu'il était compris entre 10 et 20 pour ce réacteur. Ce résultat était prévisible. En effet, nous avons montré précédemment que les valeurs de $\overline{v'^2_{Lax}}$ sont à peu près identiques sur R1 et R3 à $\langle j_G \rangle$ fixé, alors que celles de τ sont plus élevées sur R3 que sur R1.

Les profils de vitesse estimés par le Modèle 1 sont comparés aux valeurs expérimentales sur la figure VI-31. Un excellent accord est obtenu sauf au débit de gaz le plus élevé. Dans ce cas, l'écart peut provenir de la faible précision des mesures due à la grande opacité de la dispersion et aux faibles taux d'acquisition qui en sont la conséquence. Il reste cependant acceptable.

Sur la figure VI-32, nous avons représenté l'évolution de la longueur de mélange moyenne optimisée dans le cadre du Modèle 1 en fonction du débit de gaz et du POV. Avec un POV de 70%,

$\langle l_m \rangle$ vaut entre 5 et 6 mm en régime homogène et augmente jusqu'à 1.2 cm au début du régime hétérogène. Ce comportement est identique à ce qui est observé sur la colonne R1 avec le distributeur multi-orifices. Avec un POV de 30%, la même évolution est observée, mais les valeurs de $\langle l_m \rangle$ sont globalement plus élevées : 8-9 mm en régime homogène et près de 16 mm au début du régime hétérogène. L'écart entre les valeurs de $\langle l_m \rangle$ obtenues avec les deux POV étudiés est difficile à expliquer. Une première interprétation consiste à considérer que le ralentissement du mouvement d'ensemble du liquide modifie la morphologie des bulles ou celle de leur sillage. Mais il est également possible que le modèle proposé soit trop simple pour prendre en compte tous les phénomènes.



Sur la figure VI-32, nous avons également représenté les valeurs de $\langle l_{mb} \rangle$ obtenues dans le cadre du Modèle 2 seulement dans le cas où celui-ci se distingue du Modèle 1, c'est-à-dire pour un POV de 70% et de faibles débits de gaz. L'évolution de la longueur de mélange locale est alors illustrée par la figure VI-33. Selon le Modèle 2, la turbulence due aux bulles domine près des parois, alors que la turbulence classique est prépondérante au centre de la colonne. Les deux modèles donnent des paramètres optimisés assez semblables : $\langle l_{mb} \rangle$ (Modèle 2) et $\langle l_m \rangle$ (Modèle 1) sont quasiment identiques comme cela est démontré par la figure VI-32. Au niveau des profils de vitesse, le Modèle 2 n'améliore pas l'ajustement des profils expérimentaux. Il fournit des vitesses de liquide plus faibles que le Modèle 1 au centre de la colonne. Mais l'écart maximal obtenu entre les deux modèles en ce point n'est que de quelques cm s^{-1} . Cela est dû au fait que, près du centre de la

colonne, le cisaillement est faible. Ainsi une modification même importante de la longueur de mélange n'influe que modérément sur les valeurs locales de la vitesse du liquide.

En conclusion, nous conserverons le Modèle 1 pour estimer la turbulence dans le réacteur R3, le Modèle 2 n'apportant pas d'amélioration significative. La turbulence dans le réacteur R3 est donc essentiellement engendrée par le passage des bulles, comme dans la colonne R1. Elle dépend donc fortement du régime d'écoulement. Toutefois la présence d'une circulation d'ensemble du liquide semble avoir une influence puisque $\langle l_m \rangle$ dépend du POV.

VI.1.3.5. Relation entre mesures locales et coefficient de dispersion axiale du liquide

Les valeurs du coefficient de dispersion axiale de la phase liquide dans la montée D_{ax} estimées à partir des mesures de DTS réalisées par E. Camarasa¹ peuvent être comparées à l'évolution des vitesses moyennes locales et des fluctuations temporelles de la vitesse du liquide. Nous rappelons que le calcul de D_{ax} est fondé sur le modèle de la figure III-15 dans lequel la descente est considérée comme un réacteur piston et le séparateur comme un réacteur parfaitement agité. La dispersion axiale dans la montée a deux origines principales :

- Le transport convectif dû à la présence d'un profil radial de vitesse ;
- Le transport turbulent qui provient de la présence des fluctuations axiales de vitesse ;

Il faut encore ajouter que la dispersion radiale due aux fluctuations radiales de vitesse joue également un rôle sur D_{ax} étant donné qu'elle est négligée par le modèle.

Les valeurs expérimentales de D_{ax} ont été représentées en fonction de $\langle j_{Gm} \rangle$ sur la figure VI-34 pour un POV de 70%. Avec un POV de 30%, la même évolution est observée et des valeurs assez proches des précédentes sont mesurées pour D_{ax} . L'influence du POV est donc assez faible, bien que les valeurs de D_{ax} semblent un peu plus élevées à 30% qu'à 70%. On constate sur la figure VI-34 que le coefficient de dispersion axiale dans la phase liquide augmente faiblement en régime homogène et beaucoup plus rapidement dans la région de transition. En conséquence, on peut remarquer que D_{ax} augmente peu lorsque le taux de vide et la vitesse de circulation d'ensemble du liquide croissent rapidement avec $\langle j_{Gm} \rangle$, alors que D_{ax} augmente fortement lorsque taux de vide et vitesse du liquide sont à peu près constants. Il semble donc que la dispersion axiale soit faiblement influencée par le transport convectif. En revanche, on constate que l'évolution de D_{ax} sur la figure VI-34 est similaire à celle des fluctuations de la vitesse du liquide (Figure VI-25) qui, comme D_{ax} , dépendent assez peu du POV. Si nous cherchons à relier D_{ax} et v'_{Lax} par une relation du type

$$D_{ax} = k_1 \cdot v'_{Lax} \quad (VI-12)$$

nous constatons que le paramètre k_1 est à peu près constant pour tout $\langle j_{Gm} \rangle$ et que $k_1 \approx D_c$. Sur la figure VI-34, nous comparons la relation VI-12 et les valeurs expérimentales de D_{ax} pour un POV de 70%. Un aussi bon accord est obtenu avec un POV de 30%.

$$D_{ax} = D_c \cdot v'_{Lax} \quad (VI-13)$$

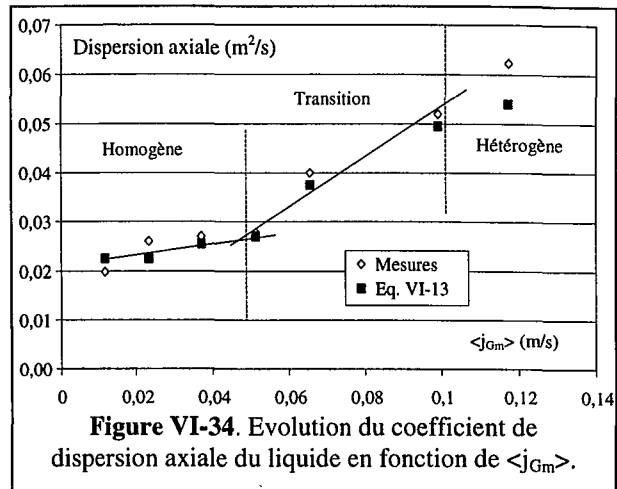


Figure VI-34. Evolution du coefficient de dispersion axiale du liquide en fonction de $\langle j_{Gm} \rangle$.

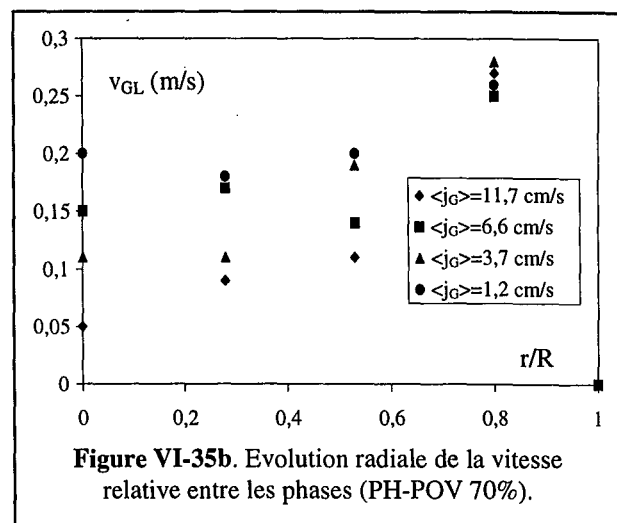
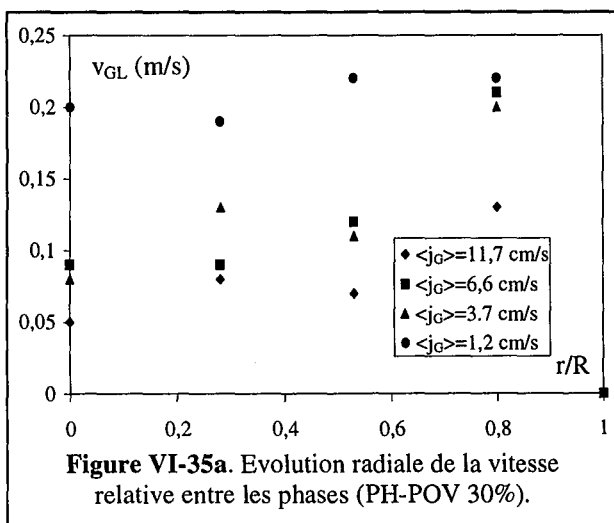
¹ E. Camarasa, Rapport interne (1998).

Il n'est cependant pas possible de conclure que la relation VI-12 est générale pour les réacteurs à gazosiphon à circulation externe et ne résulte pas d'une coïncidence entre les valeurs de k_i et D_c . Des travaux complémentaires avec des colonnes de plus gros diamètres sont donc indispensables. Pourtant, il est très probable que la relation VI-12 donne une bonne approximation de D_{ax} puisque les résultats classiques de la littérature montrent que la relation entre D_{ax} et le diamètre de colonne peut se mettre sous la forme

$$D_{ax} \propto D_c^n \quad (VI-14)$$

avec n compris entre 1 et 1.5. Ceci se confirme en comparant les valeurs du coefficient de dispersion axiale issues des expériences sur R2 et R3. Nous obtenons une valeur de n comprise entre 1.1 et 1.3 alors que la relation VI-12 prévoit $n \approx 1$ si l'on admet que v'_{Lax} dépend peu de D_c puisque l'amplitude des fluctuations de vitesse est essentiellement due au passage des bulles.

En conclusion, il apparaît clairement que la dispersion axiale est fortement liée aux fluctuations de la vitesse de la phase liquide, elles-mêmes induites par le passage des bulles. Ce résultat est en accord avec le travail de Schmidt et coll. (1992) qui montre que le mélange est essentiel provoqué par le sillage des bulles. Le coefficient de dispersion axiale dépend donc fortement du régime d'écoulement qui affecte le comportement et les caractéristiques des bulles. Cependant, il ne faudrait pas conclure prématurément que le transport convectif n'a pas d'influence sur la dispersion. Cette influence est réduite dans le cas d'un réacteur à gazosiphon parce que la forme des profils de vitesse évolue peu avec $\langle j_G \rangle$ et le POV. De plus l'influence du POV est faible parce que la vanne ne modifie pas directement la géométrie de la montée et ne déplace pas les transitions de régime. En revanche, une estimation du coefficient de dispersion axiale sur la colonne à bulles R1 avec les corrélations de l'annexe D donne des valeurs de D_{ax} supérieures à celles mesurées sur R3. Or les valeurs de v'_{Lax} sont quasiment identiques sur les deux réacteurs pour un même $\langle j_G \rangle$. En conséquence, la présence d'un profil avec des vitesses moyennes partout positives joue un rôle fondamental sur la réduction de la dispersion axiale lorsqu'on passe d'une colonne à bulles à un réacteur à gazosiphon externe. En revanche, l'évolution de D_{ax} en fonction de $\langle j_G \rangle$ à géométrie de réacteur fixée semble essentiellement due au mouvement local du liquide engendré par le passage des bulles.



VI.1.3.6. Estimation des vitesses relatives

Comme dans le chapitre V, nous avons évalué la vitesse de glissement entre les phases v_{GL} à partir des mesures locales de vitesse de bulles par sonde à réflexion Doppler d'ultrasons et des mesures de la vitesse locale du liquide par vélocimétrie laser. Les réserves concernant la précision des vitesses relatives ont déjà été faites précédemment (V.1.3.5). La vitesse terminale

ascensionnelle des bulles peut être estimée à 23-25 cm s⁻¹ à partir de la relation I-34. L'évolution des vitesses relatives est identique à celle que nous avons reportée pour R1. Elle est représentée sur les figures VI-35 pour un POV de 30% et de 70% en fonction de $\langle j_{Gm} \rangle$ et de la position par rapport au centre de la colonne. On constate que plus on s'approche du centre de la colonne, plus les valeurs de v_{GL} diminuent, cette diminution s'accroissant avec $\langle j_{Gm} \rangle$. Ce comportement est identique à celui observé précédemment sur R1. En revanche, l'influence du POV sur v_{GL} est faible. Ce résultat est cohérent avec les précédents puisque les vitesses relatives dépendent essentiellement de la taille et de la morphologie des bulles qui sont peu affectées par le POV. On notera également le bon accord entre ces tendances et celles reportées dans les travaux de Young et coll. (1991).

VI.1.4. Conclusions et perspectives

Comme dans le chapitre V, nous avons obtenu une description assez complète de l'hydrodynamique de la phase gaz et des bulles ainsi que de la phase liquide et de la turbulence avec le réacteur à gazosiphon à circulation externe R3 pour plusieurs pourcentages d'ouverture de la vanne de régulation (POV). Ces données expérimentales pourront donc être comparées à celles fournies par le code FLUENT et les différents modèles que nous choisirons pour représenter la dispersion gaz/liquide. Il a été montré que l'influence de la position axiale dans la colonne est faible, même avec une montée de 6 m si l'on excepte les effets de bout. La diminution du POV, qui peut être interprétée comme l'ajout de frottements supplémentaires induits par une modification de la géométrie a en revanche une grande influence sur les paramètres globaux $\langle j_{Lm} \rangle$ et $\langle \varepsilon_{Gm} \rangle$ au travers de la force motrice de circulation du liquide qu'est l'effet gazosiphon. En revanche, le POV affecte peu les transitions de régime, les fluctuations locales de la vitesse de liquide, la largeur de la distribution de vitesse des bulles ainsi que la vitesse relative entre les phases qui sont des paramètres fortement liés aux caractéristiques propres des bulles. De même, les contraintes tangentielles et la dispersion axiale sont essentiellement engendrés par le passage des bulles, mais semblent également assez sensibles aux effets d'échelle. Enfin, la turbulence peut encore être représentée en première approximation par un modèle de longueur de mélange identique à celui mis en œuvre dans la colonne à bulles.

Les perspectives sont voisines de celles que nous avons décrites pour la colonne à bulles R1. Nous préconisons donc de se concentrer sur les points suivants :

- une amélioration de la technique de vélocimétrie laser pour accéder de façon plus approfondie au régime hétérogène et pouvoir analyser les hautes fréquences de la turbulence ;
- le passage à un système laser à deux dimensions pour avoir une mesure directe de τ et vérifier le modèle que nous avons utilisé ;
- la mesure directe de la contrainte de frottement tangentielle en paroi par la technique électrochimique pariétale (Annexe A) malgré les difficultés déjà énoncées (V.1.4). On consultera à cet effet le travail de Magaud (1999) ;
- l'étude de l'influence des effets de bouts et de distribution, notamment celle de la région proche de la jonction descente/montée, qui semblent jouer un rôle important sur le comportement de la dispersion dans toute la montée.

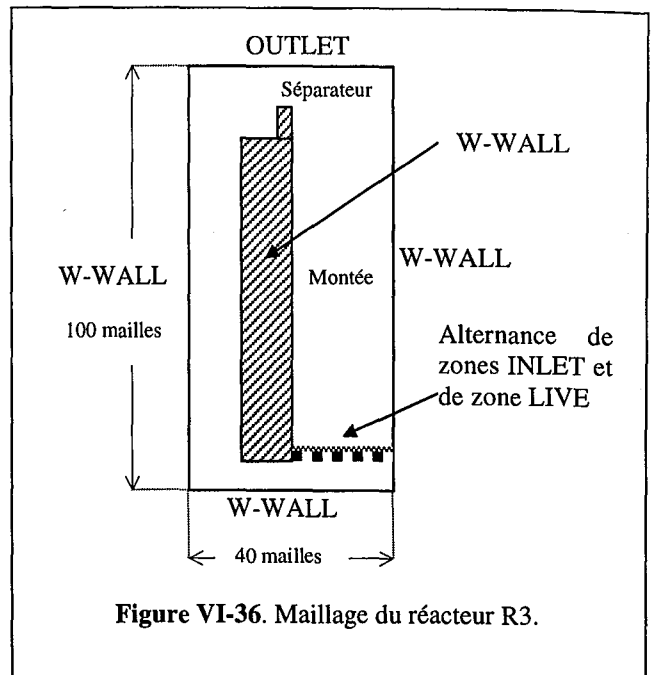
A cette liste, il convient d'ajouter qu'il est souhaitable d'étudier l'effet du diamètre de colonne qui semble avoir une influence directe sur les contraintes tangentielles et sur la dispersion axiale.

VI.2. Applicabilité de l'approche CFD au réacteur R2

Nous avons réalisé des simulations numériques de l'écoulement dans le réacteur à gazosiphon à recirculation externe pour plusieurs débits de gaz uniquement dans le cas d'une ouverture totale à

cause de la durée des simulations. Une approche Euler/Euler identique à celle du paragraphe V.2 a été mise en œuvre.

A la différence de la colonne à bulles simple, la représentation du réacteur à gazosiphon est plus problématique car le réacteur n'est pas symétrique. Deux voies sont envisageables. La première, la plus rigoureuse, consiste à dessiner le plus précisément possible le réacteur avec les logiciels Geomesh® ou Gambit® qui permettent de mailler les géométries complexes. Nous savons cependant depuis les travaux de Baba-Aïssa (1998) que des problèmes apparaissent au niveau du maillage avec ce type d'approche lorsqu'il y a présence de zones obliques. En effet, FLUENT® 4.51 ne peut utiliser que des maillages structurés. Le raccordement du maillage des zones obliques à ceux de la montée et de la descente (Figure III-4) est une source importante de divergence si l'on n'utilise pas un nombre suffisant de nœuds qui est, malheureusement, difficilement compatible avec la taille de nos bulles et des temps de calculs acceptables. Cette voie ne peut donc être appliquée sans difficulté que dans le cas de réacteurs rectangulaires avec jonctions horizontales, comme cela est illustré par Baba-Aïssa. Pour l'instant, il est donc difficile d'étudier les écoulements gaz/liquide dans les géométries complexes avec FLUENT. Il s'agit d'une limitation supplémentaire à celles que nous avons déjà énoncées dans le chapitre V concernant les modèles et les conditions aux limites.



Pour pouvoir néanmoins mettre à l'essai le logiciel et l'approche numérique, nous avons simulé le comportement d'un réacteur équivalent, équipé de jonctions horizontales, que nous avons représenté par un maillage cartésien 2D comme cela est illustré sur la figure VI-36. Nous avons utilisé un maillage de 100×40 mailles (axial×radial). Les 40 mailles sont réparties de la façon suivante : 20 pour la montée, 10 pour la descente et 10 pour la zone interstitielle entre la montée et la descente. Le maillage a été adapté de façon à ce que la taille des différentes sections soit approximativement respectée sans engendrer une trop forte non-uniformité qui aurait pu nuire à la convergence. Nous comparerons les tendances et les évolutions observées pour les paramètres hydrodynamiques calculés avec ce réacteur équivalent à celles mesurées sur R3. Il est clair qu'un maillage 3D aurait été plus adapté, toutefois les temps de calculs sont encore trop longs pour pouvoir réaliser une étude comparative mettant en œuvre un grand nombre de modèles.

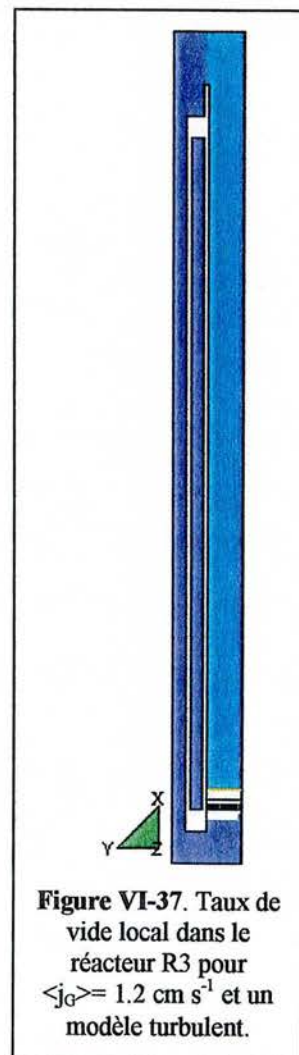
Les différents types de conditions aux limites utilisés sont représentés sur la figure VI-36. Aux parois (W-WALL), une condition de non-glissement est appliquée. En sortie du réacteur, nous avons choisi pour la surface libre une condition de type OUTLET qui correspond à des gradients $\partial/\partial z$ (direction axiale) nuls pour toutes les variables sauf pour la pression, mais en tenant compte des remarques de l'annexe F-6. Le distributeur est représenté par une condition de type *velocity-INLET*. Pour permettre le passage du liquide tout en représentant la forme en peigne du distributeur, nous avons utilisé une alternance de cellules de type INLET (dans lesquelles le gaz est introduit et la vitesse du liquide est nulle) et de cellules vides LIVE (où les vitesses du gaz et du liquide sont calculées à partir des équations du modèle).

Il est clair que notre maillage est assez grossier si on le compare par exemple à celui employé par Sokolichin et Eigenberger (1994). Ces derniers utilisent un maillage de 75×25 pour une colonne de 200×50 cm. Notre système expérimental nécessiterait donc un très grand nombre de mailles. Toutefois, la taille du maillage reste limitée par d'autres facteurs qui sont la capacité mémoire de l'ordinateur et le temps nécessaire au calcul dû à la puissance du processeur. C'est d'ailleurs essentiellement ce dernier paramètre qui nous oblige à limiter la taille des maillages employés dans cette étude. En effet FLUENT[®] pour Windows[®] NT reste pour l'instant un logiciel orienté mono-processeur qui ne peut effectuer des calculs parallèles même sur une machine multi-processeurs. Cette limitation est extrêmement pénalisante pour les simulations des systèmes polyphasiques. Nous conserverons donc un maillage de 100×40 , étant donné que les simulations avec des maillages 100×50 et 120×40 ont donné des résultats voisins.

Quatre débits de gaz seront étudiés. Ils correspondent respectivement à des vitesses superficielles de gaz dans la montée de 1.2, 3.7, 6.6 et 11.7 cm s^{-1} pour lesquelles nous disposons de résultats expérimentaux. Pour toutes les configurations et modèles calculés dans ce chapitre, le diamètre de bulles a été estimé à partir des mesures par sonde optique du paragraphe VI.1.3.3. Par la suite, nous nous proposons, comme nous l'avons fait précédemment dans le chapitre V, de comparer les valeurs expérimentales des paramètres hydrodynamiques globaux et locaux à celles obtenues par le calcul dans les mêmes conditions pour différents modèles proposés par FLUENT, de façon à déterminer quel est celui qui correspond le mieux aux tendances que nous avons observées au paragraphe VI.1.

Pour réaliser les simulations, nous avons utilisé comme conditions initiales un taux de vide local et des vitesses locales des phases égaux à zéro partout, excepté pour les cellules de type INLET. Cette condition est cependant trop abrupte et conduit systématiquement à une divergence rapide. Pour pouvoir simuler l'écoulement, nous avons été obligés d'utiliser des simulations pseudo-transitoires (Annexe C). En effet, il est préférable de conserver le terme en $\partial/\partial t$ dans les équations tant que la recirculation du liquide n'est pas établie. Les pas de temps utilisés pour les quatre débits de gaz sont respectivement 0.01, 0.005, 0.0025 et 0.0025 s du débit le plus faible au plus élevé. Globalement, on retiendra comme règle générale que plus le débit de gaz est important, plus le pas de temps choisi doit être faible. Les résultats obtenus peuvent ensuite être utilisés comme conditions initiales pour les simulations stationnaires.

Le premier critère permettant de juger l'accord avec les résultats expérimentaux est la présence ou l'absence de gaz dans la descente. A titre d'illustration, nous avons représenté sur la figure VI-37 l'évolution du taux de vide dans le cas d'une descente totalement désaérée. Dans le cas contraire, la convergence est plus difficile à atteindre et repasser à des simulations stationnaires devient très délicat. C'est pourquoi il est nécessaire de déterminer si l'entraînement du gaz n'est pas induit par l'utilisation d'un pas de temps trop grand. Pour tester ce point, nous avons appliqué la technique suivante : des simulations dans des conditions identiques ont été réalisées en divisant le pas de temps par 2 puis par 5. Dans la plupart des cas, l'entraînement du gaz disparaît. Le choix du pas de temps est donc primordial. En revanche, lorsque la recirculation du gaz dans la descente est indépendante du pas de temps choisi, le test permet de conclure que le modèle utilisé prédit vraisemblablement une recirculation du gaz.



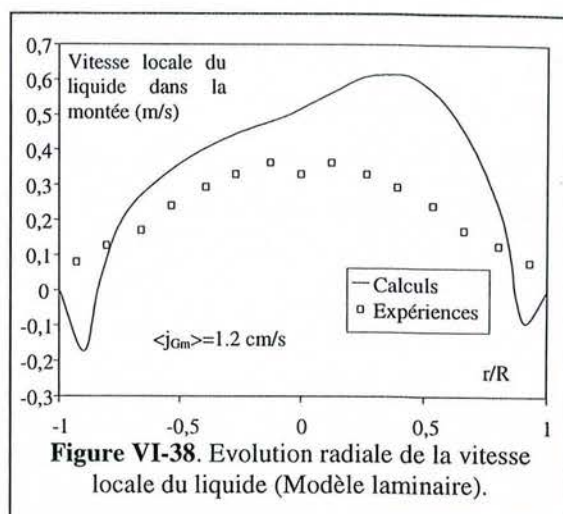
Globalement, on retiendra qu'à la différence du chapitre V, la convergence des calculs a été obtenue plus facilement et plus fréquemment pour la plupart des configurations et modèles testés. C'est pourquoi nous avons choisi de les présenter successivement. De plus, les hypothèses sur la condition à la limite en sortie semblent moins pénalisantes.

VI.2.1. Modèle laminaire

VI.2.1.1. Modèle simple

Le choix d'une représentation de l'écoulement par un modèle laminaire peut être contesté sur plusieurs points. Le premier était déjà valable dans le cas de la colonne à bulles : il y a de fortes fluctuations de la vitesse du liquide, même aux plus faibles débits de gaz. Le second est propre aux réacteurs à gazosiphon : la vitesse moyenne de recirculation du liquide dans la descente est déjà comprise entre 40 et 50 cm s^{-1} lorsque $\langle j_{Gm} \rangle$ est égal à 1.2 cm s^{-1} , ce qui correspond à un nombre de Reynolds compris entre 3200 et 4000. On est donc déjà à la limite entre régime laminaire et régime turbulent. De ce fait, nous avons réalisé des simulations seulement dans le cas où $\langle j_{Gm} \rangle = 1.2 \text{ cm s}^{-1}$.

Les résultats montrent que dans ce cas précis, il y a déjà un désaccord important entre les valeurs prédites et les valeurs expérimentales. Ce constat est illustré par la figure VI-38 qui compare les vitesses locales du liquide à la position haute dans la montée. Le modèle prévoit des vitesses de liquide très élevées au centre et des vitesses négatives près de la paroi, alors qu'aucune vitesse moyenne négative n'a été mesurée sur le réacteur R3. Nous ne représenterons pas les vitesses locales de bulles, mais le modèle surestime leurs valeurs de 20 à 30 cm s^{-1} . La représentation laminaire n'est donc pas capable de décrire correctement l'écoulement local aux faibles débits de gaz. Une solution pour réduire les vitesses locales consisterait à augmenter artificiellement la viscosité de la phase liquide en considérant que la présence de la phase dispersée modifie les propriétés de la phase liquide comme cela a été utilisé par Sokolichin et Eigenberger (1994). Nous avons déjà critiqué ce type d'hypothèse dans le cas des colonnes à bulles (II.4.2). De plus, pour le réacteur R3, il n'y a aucune raison de modifier la viscosité dans la descente qui n'est pas aérée. Nous n'utiliserons donc pas cette hypothèse, mais essaierons ensuite de mettre en œuvre des modèles mixtes avec une viscosité différente dans le liquide clair et dans le sein de la dispersion.



L'importance de la vision multi-échelle est mise ici en évidence. Malgré le profond désaccord au niveau local, les résultats à l'échelle du réacteur sont cependant assez proches des résultats expérimentaux (taux de vide moyen : calculé 0.02 / mesuré 0.03; vitesse du liquide dans la descente : calculée 70 cm s^{-1} / mesurée 60 cm s^{-1}). Malheureusement, cela est très insuffisant.

Sur la figure VI-37, on constate une dissymétrie assez nette du profil calculé de vitesse de liquide. Cette dissymétrie se retrouve sur tous les profils radiaux des paramètres de l'écoulement. En fait, elle n'est pas liée à l'emploi d'un modèle laminaire et nous retrouverons le même comportement pour tous les modèles que nous utiliserons par la suite. Deux origines sont envisageables pour expliquer ce phénomène : la première est la simplification de la géométrie qui ne tient pas compte de la symétrie cylindrique de la colonne assez loin de la jonction descente/montée; la seconde est liée à l'utilisation d'un maillage qui n'est pas assez fin pour que la dissymétrie due à la géométrie de la jonction disparaisse dans la montée. Il est probable que c'est une combinaison de ces deux raisons qui est à l'origine de ce phénomène.

la jonction disparaît dans la montée. Il est probable que c'est une combinaison de ces deux raisons qui est à l'origine de ce phénomène.

VI.2.1.2. Modèles mixtes

Aux débits de gaz plus élevés, la descente est toujours en régime turbulent. On ne peut donc plus utiliser un modèle laminaire simple. Il est alors envisageable d'appliquer un modèle laminaire dans la montée et turbulent dans la descente ou d'utiliser un modèle laminaire avec une viscosité différente dans la zone aérée et dans la zone sans gaz. Nous avons testé les deux cas suivants:

- un modèle totalement laminaire avec viscosité moléculaire de l'eau $\mu_L=10^{-3}$ Pa s dans la zone non aérée et $100 \mu_L$ dans la zone aérée (Sokolichin et Eigenberger, 1994) (Annexe F-4).
- un modèle turbulent dans la descente et la jonction et un modèle laminaire dans la montée ($\mu_L=10^{-3}$ Pa.s) (Annexe F-4).

Malheureusement, l'utilisation de tels modèles a conduit systématiquement à la divergence de l'algorithme. Cette dernière est vraisemblablement due aux gradients de viscosité induits par nos deux représentations. Nous avons donc abandonné cette voie. Cependant, d'autres modèles mixtes peuvent être testés et cette étude nous a permis de montrer des possibilités rarement employées du logiciel FLUENT.

VI.2.2. Modèle turbulent : utilisation du modèle $k-\varepsilon$

Pour comparer les différentes approches qui considèrent que la phase liquide est peut être représentée par un modèle turbulent de type $k-\varepsilon$, nous prendrons comme référence l'écoulement calculé dans les conditions suivantes :

- Modèle $k-\varepsilon$ simple (sans terme additionnel dû à la phase dispersée et sans coefficient de diffusion turbulente dans l'équation de continuité) ;
- Modèle de Schwarz et Turner (1988) pour le coefficient de traînée ;
- Pas de force latérale ou de force de masse virtuelle.

Nous allons maintenant décrire les résultats fournis par ce modèle et les comparer aux résultats expérimentaux obtenus au niveau de la position haute PH avant de les confronter aux résultats des simulations mettant en jeu les autres variantes du modèle $k-\varepsilon$. A titre d'illustration, nous avons représenté sur la figure VI-39 le champ des vitesses au voisinage de PH

Pour la comparaison expériences/calculs, nous proposons de se placer à trois valeurs de $\langle j_{Gm} \rangle$ pour lesquelles la convergence a été obtenue (1.2, 3.7 et 11.7 cm s^{-1}) et d'analyser successivement les paramètres hydrodynamiques globaux et locaux.

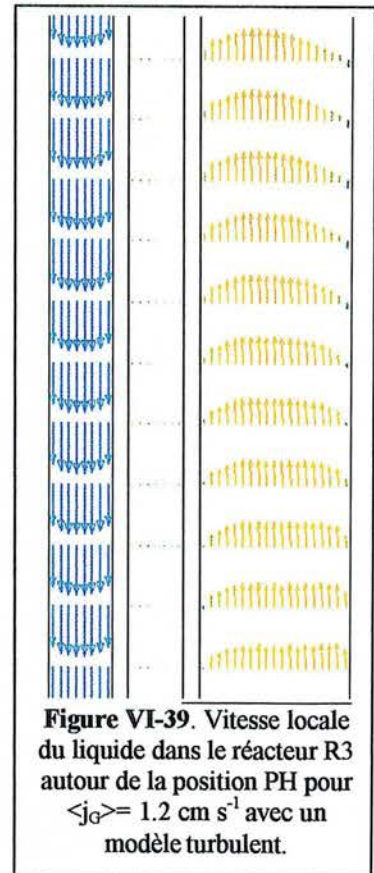


Figure VI-39. Vitesse locale du liquide dans le réacteur R3 autour de la position PH pour $\langle j_G \rangle = 1.2 \text{ cm s}^{-1}$ avec un modèle turbulent.

A l'échelle du réacteur, les observations suivantes ont été faites. Dans tous les cas, le modèle utilisé ne prévoit aucune recirculation de gaz dans la descente. La comparaison du taux de vide moyen dans la montée calculé par intégration avec et le taux de vide moyen mesuré montre que le modèle donne des valeurs plus faibles que les résultats expérimentaux (Tableau VI-4). Ces écarts peuvent toutefois provenir de la différence entre la géométrie utilisée pour les simulations et la géométrie réelle. Ils s'accroissent cependant avec $\langle j_{Gm} \rangle$. Le modèle surestime en revanche les

homogène entre la vitesse prédite et la valeur expérimentale si l'on considère les approximations sur la géométrie du réacteur.

	C_D Schwarz (1988)		C_D Schiller (1935)		Force de portance		Expériences	
	$\langle \varepsilon_{Gm} \rangle$	$\langle v_{Ld} \rangle$ m/s	$\langle \varepsilon_{Gm} \rangle$	$\langle v_{Ld} \rangle$ m/s	$\langle \varepsilon_{Gm} \rangle$	$\langle v_{Ld} \rangle$ m/s	$\langle \varepsilon_{Gm} \rangle$	$\langle v_{Ld} \rangle$ m/s
$\langle j_G \rangle = 1.2 \text{ cm s}^{-1}$	0.02	-0.64	0.015	-0.63	0.016	-0.65	0.03	-0.62
$\langle j_G \rangle = 3.7 \text{ cm s}^{-1}$	0.045	-1.11	0.04	-1.1	0.045	-1.01	0.075	-0.9
$\langle j_G \rangle = 6.6 \text{ cm s}^{-1}$	0.07	-1.33	0.06	-1.27	Gaz	Gaz	0.113	-1.16
$\langle j_G \rangle = 11.7 \text{ cm s}^{-1}$	0.095	-1.54	0.09	-1.52	Gaz	Gaz	0.144	-1.3

Tableau VI-4. Comparaison des grandeurs moyennes expérimentales et calculées par les différents modèles utilisés.

A l'échelle locale, les tendances observées sont similaires. Pour le taux de vide (Figure VI-40a), la forme des profils prédits pour $\langle j_{Gm} \rangle$ inférieur à 5 cm s^{-1} est assez plate, comme celle des profils expérimentaux, mais le taux de vide est un peu sous-estimé par le modèle. En revanche, les profils prédits restent plats aux débits de gaz plus élevés, ce qui est contraire aux observations expérimentales. Pour les vitesses locales de gaz ou de liquide (Figure VI-40b et 40c), les profils calculés sont dissymétriques comme cela a été dit précédemment, mais les écarts restent peu importants aux faibles débits de gaz. En revanche, le modèle ne prévoit pas le fait que les vitesses augmentent moins vite lors de la transition et les écarts avec les valeurs expérimentales sont très importants pour $\langle j_{Gm} \rangle = 11.7 \text{ cm s}^{-1}$.

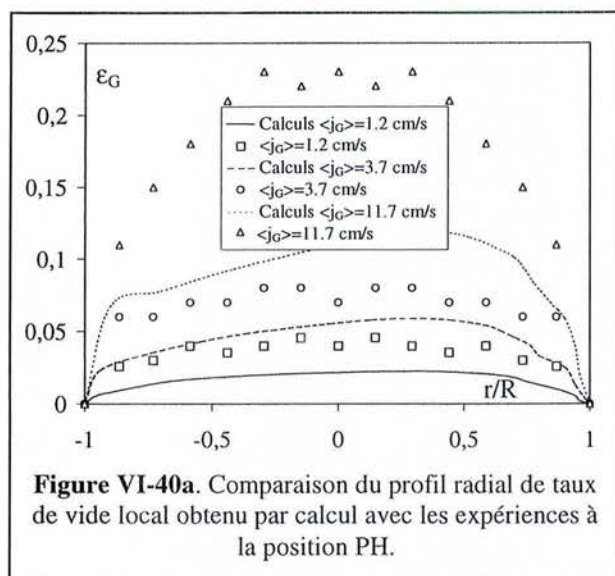


Figure VI-40a. Comparaison du profil radial de taux de vide local obtenu par calcul avec les expériences à la position PH.

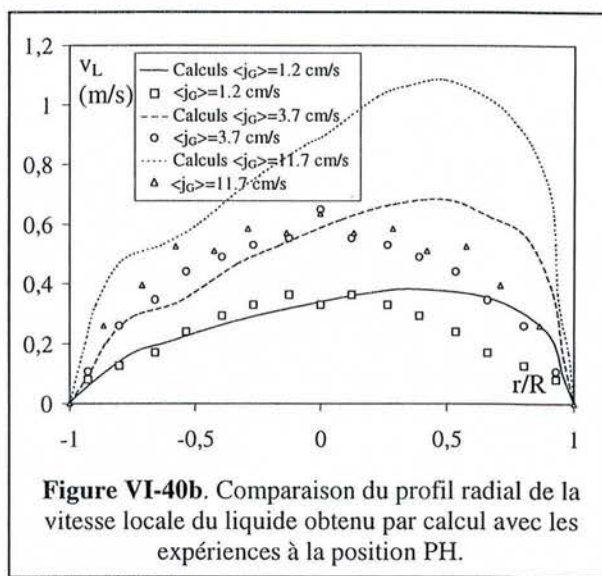


Figure VI-40b. Comparaison du profil radial de la vitesse locale du liquide obtenu par calcul avec les expériences à la position PH.

Comme nous l'avons déjà montré pour la colonne à bulles (V.2), l'un des principaux problèmes du modèle $k-\varepsilon$ réside dans le fait qu'il est fondé sur une hypothèse de turbulence isotrope. Sur les figures VI-41, nous proposons de comparer l'énergie cinétique turbulente k (Eq.I-49) d'une part avec $7/6 \cdot v_{Lax}^2$ et d'autre part avec $3/2 \cdot v_{Lax} v_{Lrad}$ (V.2.1.2). Les deux figures montrent les écarts importants qui étaient prévisibles à la suite de l'étude expérimentale qui avait mis en évidence une turbulence non-isotrope qu'il n'est pas possible de modéliser avec FLUENT 4.51.

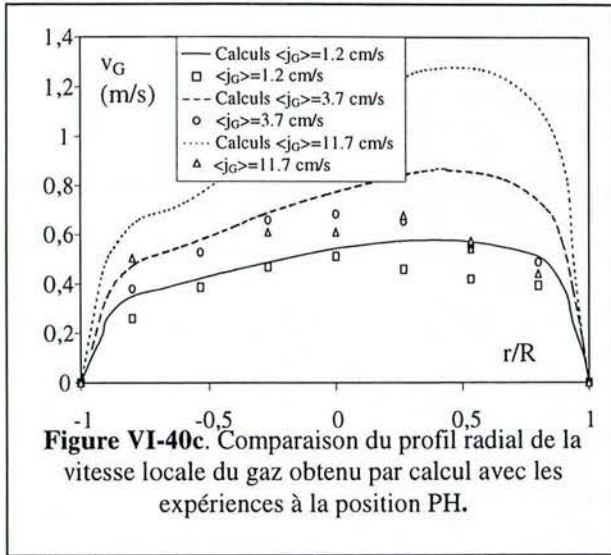


Figure VI-40c. Comparaison du profil radial de la vitesse locale du gaz obtenu par calcul avec les expériences à la position PH.

En conclusion, il apparaît que le modèle $k-\varepsilon$ simple peut être utilisé en première approximation pour calculer l'écoulement aux faibles débits de gaz car les tendances obtenues avec le réacteur équivalent pour les taux de vide et les vitesses du liquide sont à peu près similaires à celles des résultats expérimentaux. La représentation de la turbulence est en revanche assez mauvaise, comme cela était déjà le cas avec la colonne à bulles. De plus, le modèle est incapable de prédire le comportement de l'écoulement lors de la transition et notamment le fait que les profils moyens de vitesse de liquide augmentent peu alors que l'intensité des fluctuations augmente rapidement.

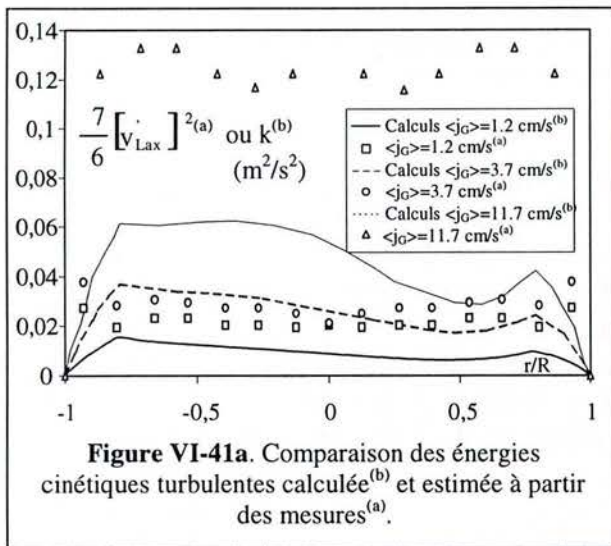


Figure VI-41a. Comparaison des énergies cinétiques turbulentes calculée^(b) et estimée à partir des mesures^(a).

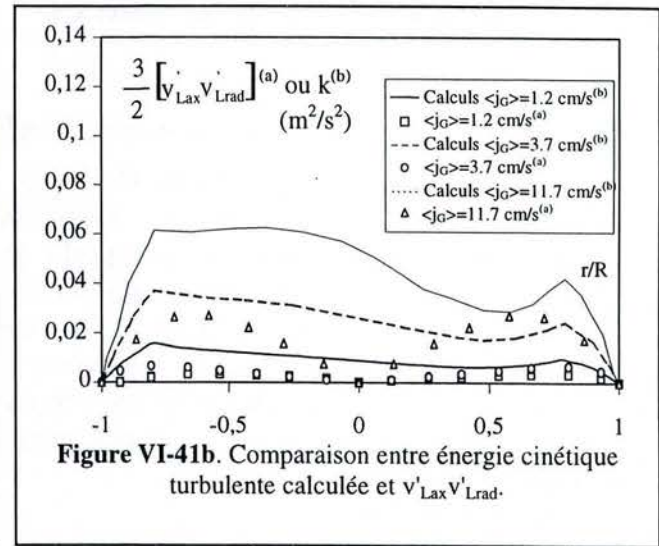


Figure VI-41b. Comparaison entre énergie cinétique turbulente calculée et $v'_{Lax}v'_{Lrad}$.

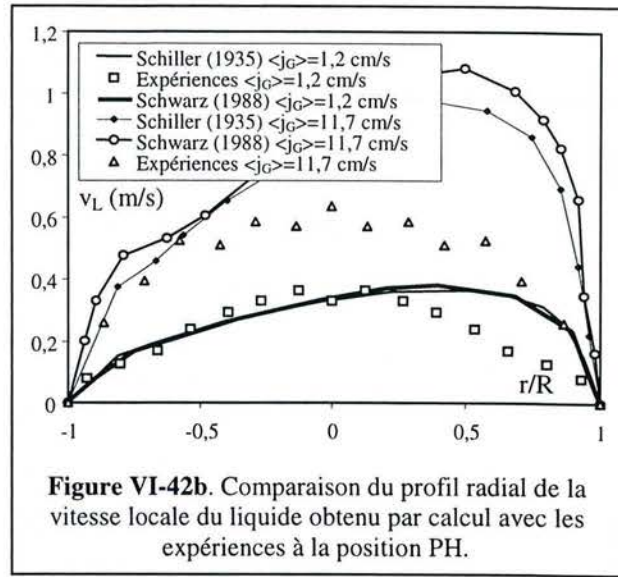
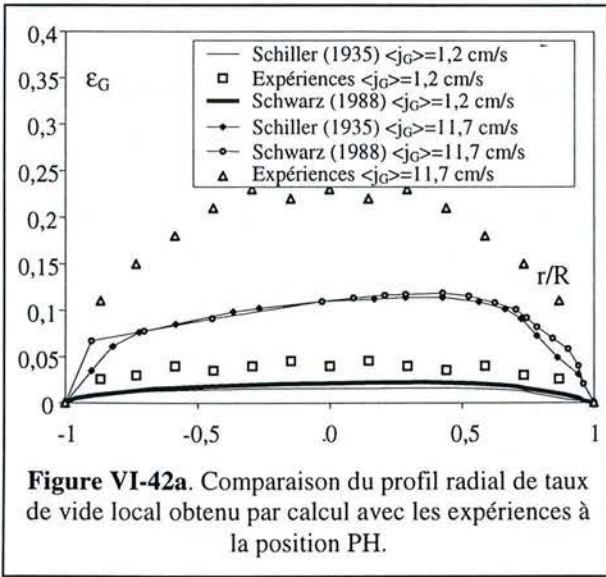
VI.2.2.1. Influence de la formulation du coefficient de traînée

Nous comparerons dans ce paragraphe les résultats obtenus avec les modèles de Schiller et Naumann (Eq.I-23) et de Schwarz et Turner (Eq.I-24). Les écarts entre les deux modèles sont faibles. Les paramètres globaux sont cependant un peu moins élevés avec le modèle de Schiller qu'avec celui de Schwarz (Tableau VI-4). C'est notamment le cas de la vitesse du liquide dans la descente. Les profils radiaux de taux de vide et de vitesse locale du liquide obtenus pour les deux formulations sont comparés sur les figures VI-42. La différence entre les deux modèles est très faible. En fait, nous retiendrons que tous deux fournissent des résultats à peu près équivalents et nous conserverons le modèle de Schwarz dans la suite de cette étude.

VI.2.2.2. Ajout de la force de portance

L'ajout de la force de portance modifiée (Eq.I-27) assez peu les valeurs prédites pour les paramètres globaux de l'écoulement aux faibles débits de gaz (Tableau VI-4). En revanche, un effet important sur l'écoulement local est mis en évidence. En effet, ce modèle prévoit un déplacement des bulles vers la paroi qui conduit à des profils de taux de vide local très plats au centre et à un pic de ε_G près de ladite paroi comme cela avait été observé pour la colonne à bulles. Un exemple de résultat est reporté dans l'annexe (Figure G.VI-5). Un pic similaire est d'ailleurs observé sur les vitesses locales du liquide. Ce modèle représente donc assez mal les propriétés locales de

l'écoulement. Enfin, aux débits de gaz plus élevés, le modèle prévoit une recirculation des bulles dans la descente, ce qui est encore contraire aux résultats expérimentaux.



VI.2.2.3. Ajout de la force de masse virtuelle

La force de masse virtuelle (Eq.I-28) ne devrait que peu intervenir puisque nous recherchons une solution stationnaire. Toutefois, celle-ci peut modifier substantiellement la condition initiale que nous utilisons puisqu'elle est obtenue par des simulations dynamiques. En pratique, les simulations utilisant une condition initiale calculée avec la force de masse virtuelle ont conduit exactement aux mêmes résultats qu'en l'absence de cette force, que l'on prenne en compte ou non la force de portance. Résultat surprenant, il est apparu que même les résultats dynamiques étaient globalement peu affectés par la force de masse virtuelle alors que les travaux de Delnoij et coll. (1997) pouvaient laisser supposer une grande influence de cette force dans les régions du distributeur et du séparateur.

VI.2.2.4. Variantes du modèle $k-\epsilon$ simple

Nous avons mis en œuvre les deux variantes du modèle $k-\epsilon$ simple décrites pour la colonne à bulles, la première consistant à ajouter le terme additionnel de dispersion turbulente dans l'équation de continuité, la seconde prenant en compte des termes de production supplémentaire de turbulence due aux bulles. Les deux modèles n'ont cependant pas permis d'améliorer les résultats obtenus précédemment. Avec la seconde variante, les simulations dynamiques ont conduit systématiquement à une divergence pour tous les pas de temps utilisés. Quant à la première variante, elle entraîne l'apparition systématique d'une recirculation du gaz. Même aux débits de gaz les plus faibles, le taux de vide est proche de 5% dans la descente. Ce résultat provient vraisemblablement de la mauvaise représentation de la turbulence. Les calculs montrent que le modèle $k-\epsilon$ surestime fortement les valeurs μ_t , d'autant plus que le débit de gaz est élevé. Or notre modèle utilise un coefficient de dispersion turbulent égal à $\mu_t/0.67$. Par conséquent, le terme additionnel qui représente la dispersion des bulles est largement surestimé. Les calculs prévoient donc une dispersion radiale du gaz beaucoup trop importante, notamment dans le séparateur, ce qui conduit à prédire l'entraînement des bulles dans la descente. Dans ces conditions, il est préférable de ne pas tenir compte de la dispersion turbulente tant qu'une meilleure formulation de la turbulence n'est pas possible.

VI.2.3. Calcul du coefficient de dispersion axiale

Comme nous disposons de valeurs du coefficient de dispersion axiale dans la montée issues de mesures de DTS, nous avons simulé le transport d'un traceur passif dans la montée (Annexe F-5) en nous inspirant du travail de Cockx (1997). Pour réaliser ces calculs, l'hydrodynamique de l'écoulement sans traceur a été calculée en utilisant le modèle $k-\varepsilon$ simple puisque c'est celui qui a fourni le meilleur accord avec les résultats expérimentaux. Le seuil de diffusion numérique a été ensuite évalué (Cockx, 1997). Après avoir résolu l'écoulement, une concentration de traceur a été «patchée» juste en aval du distributeur, puis le comportement dynamique de la colonne a été simulé en enregistrant les fichiers toutes les 0.1 s. A partir de ces fichiers, l'évolution temporelle de la concentration moyenne du traceur sur une section de la colonne a été obtenue en plusieurs points de la montée (Figure VI-43). Ces courbes $C(t)$ nous ont permis d'évaluer le coefficient de dispersion axiale dans la montée comme s'il s'agissait de points expérimentaux (III.2.3). Toutefois, le calcul n'a été effectué qu'aux faibles débits de gaz puisqu'un accord acceptable entre expériences et simulations n'a pu être obtenu que dans ces conditions. Pour $\langle j_{Gm} \rangle = 1.2 \text{ cm s}^{-1}$, la valeur calculée de D_{ax} est de $0.035 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$. On comparera avec satisfaction cette valeur à celle issue des expériences qui est $0.022 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$. Ce résultat est toutefois qualitatif car Cockx (1997) a montré qu'un maillage 2D ne permettait pas d'obtenir des valeurs précises de D_{ax} et qu'un maillage 3D était nécessaire.

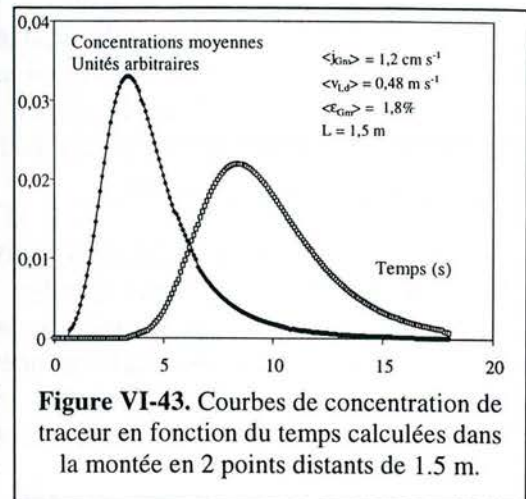


Figure VI-43. Courbes de concentration de traceur en fonction du temps calculées dans la montée en 2 points distants de 1.5 m.

VI.2.4. Conclusions et Perspectives

Les résultats ont montré qu'une représentation Euler/Euler avec un modèle $k-\varepsilon$ simple pour la turbulence et sans force supplémentaire peut estimer en première approximation les vitesses des phases et le taux de vide local, ainsi que le taux de vide moyen et la vitesse d'ensemble du liquide dans le réacteur à gazosiphon en régime homogène. Etant donné que nous avons dû simplifier la géométrie du réacteur et que la taille de l'installation ne nous permet que l'utilisation d'un maillage assez grossier, l'accord entre tendances fournies par les calculs et les expériences est assez satisfaisant aux faibles débits de gaz. En revanche, la représentation locale de la turbulence est mauvaise, exactement comme dans le cas de la colonne à bulles. De même, aucun modèle n'a réussi à représenter les phénomènes se produisant lors de la transition. Il est probable que le changement de régime se traduit par une modification de la taille des bulles et des paramètres ajustables des équations qui ne sont pas pris en compte par le modèle. Nos résultats sont cohérents avec ceux obtenus avec les simulations du chapitre V concernant la colonne totalement aérée. Il est probable que le début de la transition peut être pris en compte par un ajout de dispersion turbulente, mais les formulations actuelles de la turbulence et de ce coefficient de dispersion sont loin d'être satisfaisantes.

Les limitations de cette approche sont les mêmes que celles énoncées au paragraphe V.2.1.3. Elles concernent les modèles Euler/Euler, les codes commerciaux et le manque de données expérimentales. Concernant le code FLUENT, nous pouvons ajouter pour ce réacteur que l'impossibilité d'utiliser un maillage non-structuré est un handicap important dans le cas étudié. Nous concluons donc, comme pour la colonne à bulles, que de nombreux développements sont encore nécessaires pour que les codes commerciaux de type FLUENT® soient susceptibles de décrire correctement l'écoulement dans les réacteurs à circulation induite par le gaz. On remarquera

cependant que, de façon surprenante, la convergence a été obtenue plus facilement pour le réacteur à boucle que pour la colonne à bulles. Cela provient vraisemblablement du fait qu'il n'y a pas inversion du sens de circulation du liquide près de la paroi dans le cas du réacteur à gazosiphon. La mise en œuvre de l'approche CFD semble donc plus facile tant que la géométrie du système étudié reste simple. Toutefois, une application immédiate du code FLUENT pour le dimensionnement des réacteurs à gazosiphon semble exclue même dans ces conditions compte tenu des autres limitations que nous avons mises en évidence.

Nous distinguerons enfin les perspectives à court et à moyen terme. Elles sont assez proches de celles fournies pour la colonne à bulles au chapitre V. A court terme, il est possible en régime homogène aux faibles taux de vide de combler un manque de la littérature dans le domaine des réacteurs à gazosiphon en réalisant une étude paramétrique à partir des nombreux paramètres ajustables qui apparaissent dans les modèles. Nous recommandons, comme précédemment, d'étudier en premier lieu le coefficient de traînée et le coefficient de dispersion turbulente.

A moyen terme, les versions futures du code FLUENT et des autres logiciels commerciaux devraient faire disparaître les limitations rencontrées dans les versions actuelles de ces codes et permettre une représentation plus fidèle de la géométrie du réacteur ainsi que l'implémentation de modèles de turbulence non-isotrope. Les progrès constants des méthodes de mesure et le nombre de travaux en cours devraient également mettre fin aux limitations dues au manque de données. Toutefois, une bonne représentation de la turbulence reste, à notre avis, une étape fondamentale dans l'amélioration des prédictions fournies par les modèles Euler/Euler des codes de CFD.

Enfin à long terme, les résultats fournis par ces codes devront encore être combinés avec ceux obtenus grâce à des modèles se plaçant à d'autres échelles, capables de tenir compte d'une part de l'écoulement moyen, et d'autre part du nombre, de la taille et de la morphologie des bulles, ce que ne sont pas capables de faire les modèles Euler/Euler. Ce type d'approche a été proposé récemment et semble une voie à explorer pour le réacteur que nous venons d'étudier.

CONCLUSION GENERALE

-

PERSPECTIVES

CONCLUSION GENERALE - PERSPECTIVES

Au cours de ce travail, plusieurs techniques de mesure adaptées aux écoulements gaz/liquide ont été acquises : des capteurs piézo-résistifs affleurants et sensibles pour la mesure de la pression statique à la paroi, une bi-sonde optique locale équipée d'un traitement du signal récent pour la description locale de la phase gaz et un vélocimètre laser Doppler pour la description fine de la phase liquide. Plusieurs autres techniques ont été développées localement : la méthode du tube de « Pavlov » décrite par Hills (1974), une technique électrochimique fondée sur la mesure du coefficient de transfert de matière sur une micro-électrode pour la mesure de la vitesse locale du liquide, la technique de désengagement dynamique du gaz pour l'analyse de la structure de la phase gaz, ainsi que de nombreuses méthodes de traitement du signal des fluctuations de pression mesurées par un capteur piézo-résistif pour l'identification du régime d'écoulement et la détection des points de transition.

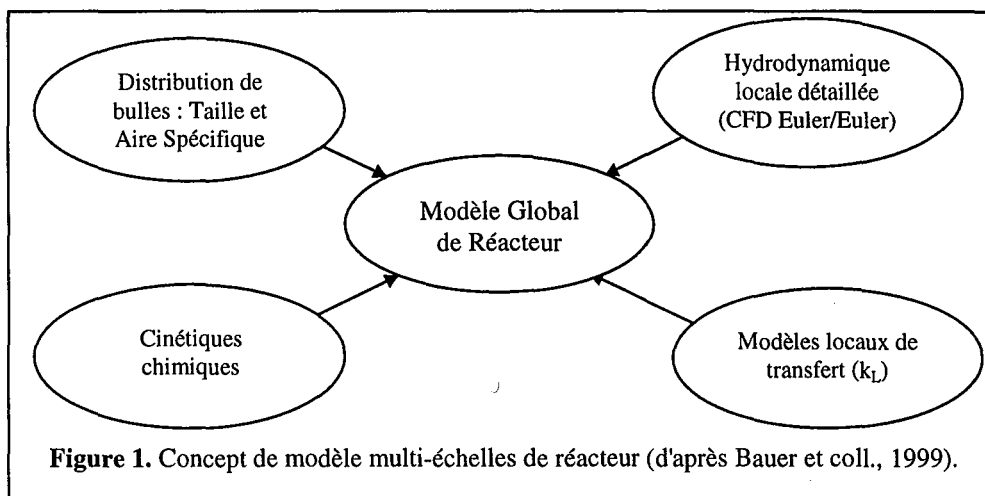
Les possibilités et limitations des différentes méthodes de mesure ont été mises en évidence. Pour un même paramètre hydrodynamique, les réponses fournies par les différentes techniques ont été comparées. Il ressort de ce travail que, quel que soit le paramètre mesuré, il n'existe pas de méthode universelle qui serait efficace pour toutes les conditions opératoires possibles. Au contraire, toutes les techniques présentent des limitations en fonction du débit de gaz, du taux de vide ou du régime d'écoulement. En conclusion, nous retiendrons que toute étude expérimentale d'un écoulement gaz/liquide nécessite le choix des méthodes de mesure adaptées aux conditions expérimentales et une étude préalable de leurs limitations. Nous pensons qu'il est même souhaitable de disposer de plusieurs méthodes pour un même paramètre si l'on veut avoir une «vision» correcte de l'écoulement.

Grâce aux méthodes que nous avons développées ou acquises, nous avons pu analyser en détail l'hydrodynamique, aussi bien à l'échelle locale qu'à l'échelle globale, de deux familles de réacteurs : une colonne à bulles fermée au liquide et un réacteur à gazosiphon à circulation externe. Elles nous ont permis de décrire les régimes d'écoulement, les transitions et obtenir des informations qualitatives et quantitatives sur l'écoulement dans chaque régime : les fréquences, temps et échelles spatiales caractéristiques, le degré d'instationnarité ainsi que le degré d'uniformité de l'écoulement. De même, nous avons pu ainsi déterminer les taux de vide moyen et local, la fréquence moyenne de passage, la distribution de vitesse locale, la taille et la morphologie des bulles, ainsi que les composantes moyenne et fluctuante de la vitesse locale du liquide sur les deux réacteurs. En revanche, les contraintes tangentielles de frottement, qui ne pouvaient être mesurées, ont dû être estimées à partir d'un modèle simple.

Sur la colonne à bulles, l'influence du mode de distribution du gaz et notamment de l'uniformité de la distribution primaire des bulles a été étudiée en détail. L'effet déterminant du distributeur sur les transitions de régime et l'hydrodynamique a été mis en évidence, notamment au niveau des vitesses locales des deux phases et des propriétés des bulles. Il est apparu clairement que les paramètres hydrodynamiques, aussi bien globaux que locaux, sont essentiellement contrôlés par les phénomènes à l'échelle locale et notamment par le passage des bulles qui est à l'origine de la structure de l'écoulement et qui détermine l'intensité des fluctuations temporelles des grandeurs locales. Ainsi, les champs moyens ne sont obtenus qu'en moyennant des valeurs instantanées qui peuvent être deux à trois fois plus élevées que les valeurs moyennes.

L'étude du réacteur à gazosiphon nous a permis de mettre en lumière les différences existant entre ce réacteur et la colonne à bulles. Tout d'abord, nous avons montré que l'influence du mode de distribution du gaz est bien plus réduite que pour la colonne à bulles. De plus, un effet important de la géométrie du réacteur (représentée par une modification de l'ouverture de la vanne de régulation) a été mis en évidence sur les paramètres globaux et sur les champs moyens. En revanche, nous avons constaté que l'effet de la géométrie est faible sur les transitions de régime, les tailles de bulles et les fluctuations de la vitesse du liquide qui restent essentiellement liées aux phénomènes à l'échelle locale. Pour le réacteur à gazosiphon, la structure de l'écoulement dépend de deux phénomènes : d'une part l'effet gazosiphon à l'échelle globale qui engendre le mouvement d'ensemble et d'autre part le passage des bulles à l'échelle locale qui produit les fluctuations temporelles des paramètres hydrodynamiques. L'influence simultanée des deux échelles se retrouve d'ailleurs dans le coefficient de dispersion axiale qui a été relié quantitativement au diamètre de colonne et aux fluctuations de la vitesse axiale du liquide.

Ces résultats nous ont montré qu'une prédiction correcte des performances d'un réacteur à circulation induite par le gaz nécessite une approche qui tienne compte de l'hydrodynamique locale. L'utilisation de l'approche Mécanique des Fluides Numérique ou CFD est donc indispensable à terme. Etant donné que la réalisation d'un code maison est une tâche ardue et que celui-ci est souvent limité à une géométrie simple, l'utilisation de logiciels commerciaux de mécanique des fluides semble être un choix judicieux, notamment dans le cas des géométries complexes. Nous avons cependant fait apparaître, en utilisant un de ces codes commerciaux (FLUENT[®] 4.51), qu'un bon accord entre les grandeurs calculées et mesurées n'est obtenu au mieux qu'aux faibles débits de gaz avec les différents modèles proposés par le logiciel pour les deux réacteurs étudiés. L'utilisation de l'approche CFD pour dimensionner les réacteurs à circulation induite par le gaz semble donc prématurée et une importante phase de mise au point reste nécessaire, notamment pour implémenter des modèles spécifiques adaptés aux écoulements gaz/liquide à faible vitesse de liquide.



En résumé, l'approche CFD souffre encore de trop nombreuses limitations que nous avons classées en trois catégories selon leur origine et qui proviennent respectivement :

- du code et des moyens de calculs utilisés ;
- du manque de données expérimentales ;
- de l'emploi d'un modèle Euler/Euler.

Les perspectives que nous envisagerons pour poursuivre ce travail ont pour but de venir à bout de ces trois limitations. Pour celles dues au code et aux moyens de calculs, l'accroissement constant de la mémoire disponible et de la puissance de calcul des ordinateurs, ainsi que le développement

continu de nouvelles versions des codes commerciaux de plus en plus souples et implémentant un plus grand nombre de modèles devrait résoudre en grande partie le problème. C'est pourquoi nous insisterons essentiellement sur les solutions permettant de venir à bout des deux autres limitations.

Pour combler le manque de données expérimentales, il est possible d'agir sur deux fronts. Tout d'abord, il est indispensable de continuer le développement de la métrologie, en améliorant la précision et la fiabilité des méthodes de mesure, en étendant leurs champs d'application et en comparant les résultats fournis par plusieurs techniques. A titre d'illustration, nous citerons le cas de la vélocimétrie laser, dont la précision peut encore être améliorée en optimisant l'ensemencement, qui peut être étendue aux systèmes inhibiteurs de coalescence en utilisant des particules fluorescentes et dont les résultats peuvent être comparés à ceux de la PIV. En second lieu, il est indispensable de réaliser des mesures non plus seulement dans le sein de la dispersion, mais encore dans la région du distributeur et près de la surface libre de façon à mieux connaître les effets de bout encore mal compris et mal représentés dans le cadre de l'approche CFD.

Enfin, les limitations dues au modèle Euler/Euler doivent aussi être dépassées. Nous ne les avons d'ailleurs que peu abordées dans cette étude. En effet le modèle utilisé ne tient pas compte de la présence d'une distribution de taille de bulles, des phénomènes de coalescence et des interactions bulles/bulles. La taille de bulles est donc postulée a priori et reste constante dans tout le réacteur. Bien qu'il soit possible de prendre en compte plusieurs classes de bulles, l'ajout d'une classe est équivalent au niveau du temps de calcul à l'ajout d'une phase supplémentaire. Seuls ont été mis en œuvre à ce jour des modèles à deux classes (Krishna et coll., 1999b), mais les tailles des bulles des deux classes restent encore des paramètres d'entrée du modèle et la coalescence n'est pas prise en compte. Une autre voie très intéressante a été proposée récemment (Bauer et Eigenberger, 1999) et semble plus prometteuse. Elle consiste à intégrer une modélisation de l'hydrodynamique locale par un modèle Euler/Euler dans le cadre d'une approche multi-échelles qui combine un modèle de type Euler/Euler, un modèle de zones à l'échelle du réacteur, des bilans de population sur les bulles de façon à déterminer leurs tailles et les aires interfaciales, et des modèles microscopiques de transfert (Figure 1). De façon similaire, une approche multi-échelle est en cours de développement à l'université de Twente aux Pays-Bas (Delnoij et coll., 1997 ; Delnoij et coll., 1999) qui dispose maintenant d'un système performant de PIV et d'un ensemble de codes de calculs aux différentes échelles (VOF 2D, Euler/Lagrange 2D et 3D et Euler/Euler) et avec laquelle nous avons des collaborations en cours. C'est cette voie que nous jugeons la plus intéressante et la plus prometteuse à long terme pour obtenir une prédiction correcte des performances des réacteurs à circulation induite par le gaz. Nous en recommandons le développement.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

BIBLIOGRAPHIE

- Abel,R. and Resch,F.J. (1978).** "A method for the Analysis of Hot-Film Anemometer Signals in Two-Phase Flows", *International Journal of Multiphase Flow*, **4**, pp.523-533.
- Abou-Arab,T.W. (1993).** "Turbulence Models for Two-phase Flows", In "*Encyclopedia of Fluid Mechanics*", Chap. 30, pp.863-907, N.Chereisinoff, Gulf Publishing Eds., Houston, USA.
- Abou-el-Hassan,M.E. (1983).** "A Generalized Bubble Rise Velocity Correlation", *Chemical Engineering Communications*, **22**, pp.243-250.
- Abry,F. (1994).** "Transformée en ondelettes – Analyse multirésolution et signaux de pression en turbulence", *Thèse de doctorat de l'université Claude Bernard*, Lyon France.
- Adrian,R.J. and Yao,C.S. (1987).** "Power Spectra of fluid Velocities measured by laser Doppler Velocimetry", *Experiments in Fluids*, **5**, pp.17-26.
- Akita,K. and Yoshida,F. (1973).** "Gas Hold-Up and Volumetric Mass-transfer Coefficient in Bubbles Columns", *Industrial Engineering Chemical Process Design and Development*, **12**, pp.76-80.
- Akita,K. and Yoshida,F. (1974).** "Bubble Size, Interfacial Area and Liquid-Phase Mass Transfer in Bubble Columns", *Industrial Engineering Chemical Process Design and Development*, **13**, pp.84-91.
- Anderson,K.G. and Rice,R.G. (1989).** "Local Turbulence Model for predicting Circulation Rates in Bubble Columns", *AIChE Journal*, **35**, pp.514-518.
- Anderson,G.H. and Mantzouranis,B.G. (1980).** "Two Phase Flow Phenomena, Part II: Liquid Entrainment", *Chemical Engineering Science*, **12**, pp.233-242.
- Andrew,S.P.S. (1960).** "Frothing in Two-component liquid Mixtures", In "*Proceedings of the International Symposium of Distillation*", Rottenburg, pp.73-78, Institution of Chemical Engineers, London.
- Auger,F. Flandrin,P. Gonçalves,P. et Lemoine,O. (1995).** "Documentation du *Time-Frequency Toolbox for use with MATLAB*", CNRS (France), Rice University (USA).
- Auton,T.R. (1987).** "The lift Force on a spherical Body in a rotational Flow", *Journal of Fluid Mechanics*, **183**, pp.199-218.
- Baba-Aïssa,C. (1998).** "Modélisation et Simulation Numérique des Ecoulements diphasiques au sein des Réacteurs Chimiques. Application aux Colonnes à Bulles", *Thèse de Doctorat de l'INPL*, Nancy, France.
- Bakshi,B.R. Zhong,H. Jiang,P. and Fan,L.S. (1995).** "Analysis of Flow in Gas-Liquid Bubble Columns using Multi-resolution Methods", *Transactions of the Institution of Chemical Engineers*, **73**, pp.608-614.
- Baird,M.H. and Rice,R.G. (1975).** "Axial dispersion in large unbaffled columns", *The Chemical Engineering Journal*, **9**, pp.171-174.
- Bauer,M. and Eigenberger, G. (1999).** "A concept for Multi-Scale Modeling of Bubble Columns and Loop Reactors", *Chemical Engineering Science*, **54**, pp.5109-5117.
- Baur,L. (1995).** "Contributions expérimentales sur les Ecoulements à Bulles en Rotation", *Thèse de doctorat de l'INPL*, Nancy, France.
- Becker,S. Sokolichin,A. and Eigenberger,G. (1994).** "Gas-Liquid Flow in Bubble Columns and Loop Reactors : Part II. Comparison of detailed Experiments and Flow Simulations", *Chemical Engineering Science*, **49**, pp.5747-5762.
- Bello,R.A. Robinson,C.W. and Moo-Young,M. (1984).** "Liquid Circulation and Mixing Characteristics of Airlift Contactors.", *Canadian Journal of Chemical Engineering*, **62**, pp.573-577.
- Bendjballah,N., Dhaouadi,H. Poncin,S. Midoux,N. Hornut,J.M. and Wild,G. (1999).** "Hydrodynamics and flow regimes in an external loop airlift reactor", *Chemical Engineering Science*, **54**, pp.5211-5221.
- Berghmans,J. (1973).** "Stability of Gas Bubbles Rising in Inviscid Fluids", *Chemical Engineering Science*, **28**, pp.2005-2012.
- Bernemann,K. (1989).** "Zur Fluidodynamik und zum Vermischungsverhalten der flüssigen Phase in Blasensäulen mit längsangeströmten Rohrbündeln", *Ph.D. Thesis*, University Dortmund, Germany.

- Bhavaraju,S.M. Russell,T.W.F. and Blanch,H.W. (1978).** "The Design of Gas Sparged Devices for Viscous Liquid Systems", *AIChE Journal*, **24**, pp.454-466.
- Börner,T. Martin,W.,W. and Leutheusser,H.J. (1984).** "Comparative Measurements in bubbly Two-phase Flows using Laser-Doppler and Hot-Film Anemometry", *Chemical Engineering Communications*, **28**, pp.29-43.
- Boisson,N. and Malin,M.R. (1996).** "Numerical Prediction of Two-phase Flow in Bubble Columns", *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, **23**, pp.1289-1310.
- Bosio,H.A. and Malnes,D. (1968).** "Water Velocity Measurements in Air-Water Mixture", Euromech. Colloquium Mo.7, Grenoble, France.
- Boussinesq,J. (1898).** "Théorie de l'écoulement tourbillonnant et tumultueux des liquides", *Académie des Sciences, Paris*, **122**, pp.1298.
- Briens,L.A. Briens,C.L. Margraris,A. and Hay,J. (1997).** "Minimum Liquid Fluidisation in Gas-Liquid-Solid Fluidized Beds of low-density Particles", *Chemical Engineering Science*, **52**, pp.4231-4238.
- Bröring,S. Fischer,J. Korte,T. Sollinger,S. and Lübbert,A. (1991).** "Flow Structure of the Dispersed Gas Phase in Real Multiphase Chemical Reactors investigated by a new Ultrasound-Doppler Technique", *The Canadian Journal of Chemical Engineering*, **69**, pp.1247-1256.
- Buchholz,R. Adler,I. Schügerl,K. (1979).** "Investigation of the Structure of the two-phase Flow Model-Media in Bubble-Column Bioreactors", *European Journal of Applied Microbiology and Biotechnology*, **7**, pp.135-145.
- Buchholz,R. Zakrezewski,W. and Schügerl,K. (1981).** "Techniques for determining the Properties of Bubbles in Bubble Columns", *International Chemical Engineering*, **21**, pp.180.
- Burgess,J.M. and Calderbank,P.H. (1975).** "The Measurement of Bubbles Parameters in two-phase Dispersions", *Chemical Engineering Science*, **30**, pp.743-750.
- Burns,L.F. and Rice,R.G. (1997).** "Circulation in Bubble Columns", *AIChE Journal*, **43**, pp.1390-1401.
- Calderbank,P.H. (1967).** "Gas Absorption from Bubbles", *The Chemical Engineer*, **45**, p.CE209.
- Carbtree,J.R. and Bridgewater,J. (1969).** "Chain bubbling in Viscous Liquids", *Chemical Engineering Science*, **24**, p.1755.
- Camarasa,E. Carvalho,E. Meleiro,L.A.M. Domingues,A. Maciel Filho,R. Wild,G. Poncin,S. Midoux,N. and Bouillard,J. (1999).** "Development of a complete model for an airlift reactor", *accepté à ESCAPE-2000 (Florence, It.)*.
- Celik,I. and Wang,Y.Z. (1994).** "Numerical Simulation of Circulation of gas-liquid Column Reactors – Isothermal, Bubbly, Laminar Flow", *International Journal of Multiphase Flow*, **20**, pp.1053-1070.
- Chaouki,J. Larachi,F. Dudukovic,M.P. (1999).** "Non-invasive Tomographic and Velocimetric Monitoring of Multiphase Flow", *Industrial and Engineering Chemistry and Research*, **36**, pp.4476-4503.
- Chaudhari,R.V. and Hofmann,H. (1994).** "Coalescence of Gas Bubbles in Liquids", *Reviews in Chemical Engineering*, **10**, pp.131-190.
- Chen,J.J.J. Jamialahmadi,M. and Li,S.M. (1989).** "Effect of liquid Depth Circulation in Bubble Columns: a visual Study", *Transactions of the Institution of Chemical Engineers*, **67**, pp.203-207.
- Chen,R.C. and Fan,L.S. (1992).** "Particle Image Velocimetry for characterizing the Flow Structure in Three-Dimensional Gas-Liquid-Solid Fluidized Beds", *Chemical Engineering Science*, **47**, pp.3615-3622.
- Chen,J. Kemoun,A. Al-Dahhan,M. Dudukovic,M.P. Lee,D.J. and Fan,L.S. (1999).** "Comparative hydrodynamic study in a bubble column using CARPT, computed tomography and particle image velocimetry", *Chemical Engineering Science*, **54**, pp.2199-2207.
- Chen,R.C. Reese,J. and Fan,L.S. (1994).** "Flow Structure in a 3-D Bubble column and Three-Phase Fluidized Bed", *AIChE Journal*, **40**, pp.1093-1104.
- Cheremisinoff N.P. (1986).** "Instrumentation for Complex Fluid Flows", Technomic Publishing Company, Lancaster, Pennsylvania, USA.
- Chisti,M.Y. and Moo-Young,M. (1988).** "Liquid Circulation in ALR", *Chemical Engineering Science*, **43**, pp.451-457.
- Choi,H.C. and Lee,W.K. (1989).** "Comparison of Probe Methods for Measurement of Bubble Properties", *Chemical Engineering Communications*, **93**, pp.35-47.

- Clark, N.N. Atkinson, C.M. and Flemmer, R.L.C. (1987). "Turbulent circulation in Bubble Columns", *AIChE Journal*, **33**, pp.515-518.
- Clift, R. Grace, F.J. and Weber, M.E. (1978). *"Bubbles, Drops and Particles"*, Academic Press, London.
- Cockx, A. (1997). "Modélisation de Contacteurs Gaz/Liquide : Application de la Mécanique des Fluides Numérique aux Airlifts", *Thèse de doctorat de l'INSA-Toulouse*, France.
- Cockx, A. Liné, A. Roustan, M. Do-Quang, Z. and Lazanova, V. (1997). "Numerical Simulation and Physical Modeling of the Hydrodynamics in an internal Air-Lift Loop Reactor", *Chemical Engineering Science*, **52**, pp.3787-3793.
- Cockx, A. Do-Quang, Z. Liné, A. and Roustan, M. (1999). "Use of the CFD for simulating Hydrodynamics and Mass Transfer in industrial Ozonation Towers", *Chemical Engineering Science*, **54**, pp.5091-5100.
- Colella, D. Vinci, D. Bagatin, R. Masi, M. and Abu Bakr, E. (1999). "A study of Coalescence and Breakage Mechanisms in three different Bubble Columns", *Chemical Engineering Science*, **54**, pp.4767-4777.
- Cook, T.L. and Harlow, F.H. (1984). "Virtual Mass in Multiphase Flow", *International Journal of Multiphase Flow*, **10**, pp. 691-696.
- Daly, J.G. Patel, S.A. and Bukur, D.B. (1992). "Measurement of Gas Holdups and Sauter mean Bubble Diameters in Bubble Column Reactors by Dynamic Gas Disengagement Method", *Chemical Engineering Science*, **47**, pp.3647-3654.
- Davidson, J.F. and Harrison, D. (1966). "The Behaviour of continuous Bubbling fluidised Beds", *Chemical Engineering Science*, **21**, pp.731-738.
- Deckwer, W.D. (1992). *"Bubble Columns Reactors"*, Wiley & Sons Ltd. Eds., Chichester, England.
- Deckwer, W.D. Burckhart, R. and Zoll, G. (1974). "Mixing and mass transfer in tall bubble columns", *Chemical Engineering Science*, **29**, p.2177.
- Delhaye, J.M. (1969). *"Hot-Film Anemometry, in Two-phase Flow Instrumentation"*, Ed. B.W.Letourneau & E.A.Bergles, pp.58-69, ASME, New York.
- Delnoij, E. Kuipers, J.A.M. and van Swaaij, W.P.M. (1997). "Computational Fluid Dynamics Applied to Gas-Liquid Contactors", *Chemical Engineering Science*, **52**, pp.3623-3638.
- Delnoij, E., Kuipers, J.A.M. van Swaaij, W.P.M. (1999). "A 3D CFD Model for gas-liquid Bubble Columns", *Chemical Engineering Science*, **54**, pp.2217-2226.
- Del Pozzo, M. (1992). "Transfert de matière et chaleur liquide-particule en lit fluidisé gaz/liquide/solide", *Doctorat de l'INPL*, Nancy, France.
- Deshpande, N.S. Dinkar, M. and Joshi, J.B. (1990). "Disengagement of the Gas Phase in Bubble Columns", *International Journal of Multiphase Flow*, **21**, pp.1191-1201.
- Devanathan, N. Moslemian, D. and Dudukovic, M.P. (1990). "Flow Mapping in Bubble Columns using CARPT", *Chemical Engineering Science*, **45**, pp.2285-2291.
- Dhaouadi, H. (1997). "Etude d'un Réacteur à gazosiphon à Recirculation externe", *Thèse de doctorat de l'INPL*, Nancy, France.
- Drahoš, J. and Čermák, J. (1989). "Diagnostics of Gas-Liquid Flow Patterns in Chemical Engineering Systems", *Chemical Engineering Science*, **26**, pp.147-164.
- Drahoš, J. Bradka, F. and Puncochár, M. (1992). "Fractal Behavior of Pressure Fluctuations in a Bubble Column", *Chemical Engineering Science*, **47**, pp.4069-4075.
- Drahoš, J. Zahradník, J. Puncochár, M. Fialová, M. and Bradka, F. (1991). "Effect of Operating Conditions on the Characteristics of Pressure Fluctuations in a Bubble Column", *Chemical Engineering and Processing*, **29**, pp.107-115.
- Drew, D.A. and Lahey, R.T. (1993). "Analytical modeling of Multiphase Flow", In *"Particulate Two-Phase Flow"*, **16**, 509-566, M.C.Rocco, Butterworth-Heinemann Eds., Stoneham, USA.
- Dukler, A.E. and Taitel, Y. (1986). "Flow Pattern transitions in Gas-Liquid Systems: Measurement and Modeling", In *"Multiphase Science and Technology"*, **2**, G.F.Hewitt, J.M.Delhaye and N.Zuber, Eds. Hemisphere Publishing Corporation.
- Essadki, H. Nikov, I. and Delmas, H. (1997). "Electrochemical Probe for Bubble Size Prediction in a Bubble Column", *Experimental Thermal and Fluid Science*, **14**, pp.243-250.
- Feder, J. (1988). *"Fractals"*, Plenum Press Publishing Corporation, New-York, USA.

- Field,R.W. and Davidson,J.F. (1980).** "Axial Dispersion in Bubble Columns", *Transactions of the Institution of Chemical Engineers*, **58**, pp.228-236.
- Finlayson,B.A. (1972).** "The Method of the Weighted Residuals and Variational Principles with application in fluid mechanics, heat and mass transfer.", Academic Press Ed., New York, USA.
- Fletcher,C.A.J. (1991a).** "Computational Techniques for Fluid Dynamics 1 : Fundamental and General Techniques.", 2nd Edition, Springer Verlag Ed., Berlin, Allemagne.
- Fletcher,C.A.J. (1991b).** "Computational Techniques for Fluid Dynamics 2 : Specific Techniques for Different Flow Categories.", 2nd Edition, Springer Verlag Ed., Berlin, Allemagne.
- Franz,K. Börner,T. Kantorek,H.J. and Buchholz,R. (1984).** "Flow Structures in Bubble Columns", *German Chemical Engineering*, **7**, pp.365-374.
- Freedman,W. and Davidson,J.F. (1969).** "Holdup and liquid Circulation in Bubble Columns", *Transactions of the Institution of Chemical Engineers*, **47**, pp.T251-T262.
- Galaup,J.P. (1975).** "Contribution à l'étude des Méthodes de Mesure en Ecoulement Diphasique", *Thèse de Docteur-Ingénieur*, Univ. Médicale et Scientifique de Grenoble, INPG.
- Gasche,H.E. Edinger,Ch. Koempel,H. and Hofmann,H. (1991).** "Bubble Behavior and Flow Structure of Bubble Columns", *Chemical Engineering and Processing*, **29**, pp.523-533.
- Geary,N.W. and Rice,R.G. (1992).** "Circulation and Scale-Up in Bubble Columns", *AIChE Journal*, **38**, pp.76-82.
- Genenger,B. and Lohrengel,B. (1992).** "Measuring Device for gas/liquid Flow", *Chemical Engineering and Processing*, **31**, pp.87-96.
- Gharat,S.D. Joshi, J.B. (1992).** "Transport Phenomena in Bubble Column Reactors. I: Flow Pattern", **48**, pp.141-151.
- Glasgow,L.A. Hua,J. Yiin,T.Y. and Erickson,L.E. (1992).** "Acoustic Studies of Interfacial Effects in Airlift Reactors", *Chemical Engineering Communications*, **113**, pp.155-181.
- Godbole,S.P. Schumpe,A. and Shah,Y.T. (1984).** "A simple digital sensor for Dynamic gas Holdup Measurements in Bubble Columns", *Industrial Engineering and Chemical Fundamentals*, **30**, pp.213-220.
- Grace,J.R. and Wairegi,T. (1993).** "Properties and Characteristics of drops and Bubbles", in *Encyclopedia of Fluid Mechanics*, pp.43-56, N.Cheremisnoff, Gulf Publishing Eds., Houston, USA.
- Gradeck,M. and Lebouché,M. (1998).** "Wall Shear Measurements inside corrugated Channels using the electrochemical Technique", *Experiments in fluids*, **24**, pp.17-26.
- Grevet,J.H. Szekely,J. and El-Kaddah,N. (1982).** "An experimental and theoretical Study of Gas Bubble driven Circulation Systems", *International Journal of Heat and Mass Transfer*, **25**, pp.487-497.
- Grevskott,S. Shaenaes,B.B. Dudukovic,D.D. Hjarbo,K.W. and Svendsen,H.F. (1996).** "Liquid Circulation, Bubble Size Distributions and Solid Movement in Two and Three-Phase Bubble Columns", *Chemical Engineering Science*, **51**, pp.1703-1713.
- Grienberger,J. and Hofmann,H. (1992).** "Investigations and modeling of Bubble Columns", *Chemical Engineering Science*, **47**, pp.2215-2221.
- Groen,J.S. Mudde,R.F. and Van den Akker,H.E.A. (1995).** "Time Dependant Behavior of the Flow in a Bubble Column", *Transactions of the Institution of Chemical Engineers*, **73**, pp.615-621.
- Groen,J.S. Mudde,R.F. and van den Akker,H.E.A. (1999).** "On the application of LDA to bubbly flow in the wobbling regime", *Experiments in Fluids*, **27**, pp.435-439.
- Grossman,S. and Procaccia,I. (1984).** "Unified Theory of Relative Turbulent Diffusion", *Physic. Review*, **A29**, pp.1358-1365.
- Hadamard,M.J. (1911).** C.R. Hebdomadaire des Séances de l'Académie des Sciences, Paris, **152**, pp.1735-1738.
- Hainke,M. Rübiger,N. Onken,U. (1997).** "Application of the Electrodiffusion Method in Multi-phase Systems", Soc. Chem. Eng., Japan. 4th Japanese/German Symp., Bubble Columns, Kyoto, Preprints, pp.262-268.
- Hashiba,N. and Kojima,E. (1997).** "Measurements of liquid Circulation in concentric Airlift Reactors by Cross-Correlation Method", *Journal of Chemical Engineering of Japan*, **30**, pp.23-29.
- Heijnen,J.J. and Van't Riet,K. (1984).** "Mass and Heat Transfer Phenomena in Low Viscosity Bubble Column Reactors", *The Chemical Engineering Journal*, **28**, pp.B21-B42.

- Herringe,R.A. and Davis,M.R. (1974).** "Detection of instantaneous Phase Change in gas/liquid Mixtures", *Journal of Physics Experiments*, **7**, pp.807-812.
- Hetsroni,G. (1982).** "*Handbook of Multiphase Systems*", G.Hetsroni, McGraw-Hill Eds., New-York, USA.
- Hewitt,G.F. (1982).** "Overall measurements", Chap.10, pp.13-110, In "*Handbook of Multiphase Systems*", G.Hetsroni, McGraw-Hill Eds., New York, USA.
- Hilgert,W. and Hofmann,H. (1986).** "Characterization of Gas Phase Flow in Bubble Columns at Low Superficial velocities with the Aid of Ultrasonic Doppler Technique", *German Chemical Engineering*, **9**, pp.180-190.
- Hills,J.H. (1974).** "Radial non-Uniformity of Velocity and Voidage in a Bubble Column", *Transactions of the Institution of Chemical Engineers*, **52**, pp.1-7.
- Hills,J.H. (1976).** "The operation of Bubble Column at high Throughputs", *Chemical Engineering Journal*, **12**, pp.89-99.
- Hirt,C.W. and Nichols,B.D. (1981).** "Volume of Fluid (VOF) Method for the Dynamics of free Boundaries", *Journal of Computational Physics*, **39**, pp.201-225.
- Hoomans,B.P.B. Kuipers,J.A.M Briels,W.J. and van Swaaij,W.P.M. (1996).** "Discrete Particle Simulation of Bubble and Slug Formation in a Two-dimensional Gas-fluidised Bed: a hard Sphere Approach", *Chemical Engineering Science*, **51**, p.99.
- Hsu,Y.F. Simon,F and Graham,R.W. (1963).** "Application of Hot-Wire Anemometry for two-Phase Flow Measurements such as Void Fraction and Slip Velocity", In "*Multiphase Flow Symposium*", Ed. N.J. Lipstein, pp.26-34, ASME, New York.
- Hughmark,G.A. (1963).** "Pressure Drop in horizontal and vertical Cocurrent gas-liquid Flow", *Industrial Engineering Chemical Fundamentals*, **2**, p.345-321.
- Hurst,H.E. (1951).** "Methods of using long-term storage in reservoirs", *Transactions of the ASCE*, **116**, p.770.
- Hyndman,C. and Guy,C. (1995).** "Gas Phase Hydrodynamics in Bubble Columns", *Transactions of the Institution of Chemical Engineers*, **73**, Part A, pp.302-307.
- Hyndman,C. Larachi,F. and Guy,C. (1995).** "Understanding gas-phase Hydrodynamics in Bubble Columns: a convective Model based on kinetic Theory", *Chemical Engineering Science*, **52**, pp.63-77.
- Issa,R.I. (1986).** "Solution of Implicitly Discretized Fluid Flow Equations by Operator Splitting", *Journal of Computational Physics*, **62**, pp.42-65.
- Jakobsen,H.A. Sannaes,B.H. Grevskott,S. and Svendsen,H.F. (1997).** "Modeling of Vertical Bubble-Driven Flows", *Industrial Engineering Chemistry and Research*, **36**, pp.4052-4074.
- Jamialahmadi M. and Müller-Steinhagen H. (1993).** Gas Hold-up in Bubble Column Reactors, in Encyclopedia of Fluid Mechanics, Suppl. C, Chap.11, pp.387-407, N.Cheremisnoff, Gulf Publishing Eds., Houston, USA.
- Jamialahmadi,M. and Müller-Steinhagen,H. (1989).** "Bubble Formation and Coalescence in Bubble Columns", *Chemie Ingenieur Technik*, **61**, pp.715-718.
- Jamialahmadi,M. and Müller-Steinhagen,H. (1992).** "Effect of Alcohol, organic Acid and Potassium Chloride Concentrations on Bubble size, Bubble rise Velocity and Gas Hold-Up in Bubble Columns", *The Chemical Engineering Journal*, **50**, pp.47-56.
- Jamialahmadi,M. Branch,C. and Müller-Steinhagen,H. (1992).** "Terminal Bubble Rise Velocity in Liquids", *Transaction of the Institution of Chemical Engineers*, **72A**, pp.119-122.
- Johansen,S.T. and Boysan,F. (1988).** "Fluid Dynamics in Bubble stirred Ladles: Part II. Mathematical Modeling.", *Metallurgical Transactions*, **19B**, p.755.
- Jones O.C. (1983).** "Two-Phase Flow Measurement Techniques in Gas-Liquid Systems", Chap.10, pp.479-558, In "*Fluid Mechanics Measurement*", R.J.Goldstein, Springer Verlag Eds., Berlin, Germany.
- Joshi,J.B. and Sharma,M.M. (1979).** "A circulation Cell Model for Bubbles Columns", *Transactions of the Institution of Chemical Engineers*, **57**, pp.244-251.
- Joshi,J.B. (1980).** "Axial Mixing in Multiphase Reactors: A unified Correlation", *Transactions of the Institution of Chemical Engineers*, **58**, pp.155-165.

- Joshi, J.B. (1983). "Solid-liquid fluidised Beds: some design aspects", *Chemical Engineering research and Design*, **61**, pp.143-161.
- Joshi, J.B. Ranade, V.V. Gharat, S.D. and Lele, S.S. (1990). "Sparged Loop reactors", *The Canadian Journal of Chemical Engineering*, **68**, pp.705-741.
- Kantak, M.V. Shetty, S.A. Kelkar, B.G. (1994). "Liquid Phase Backmixing in Bubble Column Reactors", *Chemical Engineering Communications*, **127**, pp.23-34.
- Kashinsky, O.N. Randin, V.V. Timkin, L.S. and Yerycheva, O.N. (1994). "Direction-specific characteristics of a three-component electrodiffusional velocity probe", *Journal of applied Electrochemistry*, **24**, pp.694-696.
- Kato, Y. and Nishiwaki, A. (1972). "Longitudinal Dispersion Coefficient of a liquid in a Bubble Column", *International Chemical Engineering*, **12**, pp.182-187.
- Kawase, Y. and Moo-Young, M. (1986). "Liquid Phase Mixing in Bubble Columns", *Chemical Engineering Journal*, **69**, pp.55-58.
- Kawase, Y. and Moo-Young, M. (1989). "Turbulence Intensity in Bubble Columns", *The Chemical Engineering Journal*, **40**, pp.55-58.
- Kelkar, B.G. Godbole, S.P. Honath, M.F. Shah, Y.T. Carr, N.L. and Deckwer, W.D. (1983). "Effect of Addition of Alcohols on Gas Holdup and Backmixing in Bubble Columns", *AIChE Journal*, **29**, pp.361-367.
- Kikuchi, R. Yano, T. Tsutsumi, A. Yoshida, K. Puncochar, M. and Drahoš, J. (1997). "Diagnosis of Chaotic Dynamics of bubble motion in a Bubble column", *Chemical Engineering Science*, **52**, pp.3741-3745.
- King, S. (1914). *Proceedings of the Royal Society*, London, G-B. **90**, pp.563-570.
- Koide, K. Iwamoto, S. Takasaka, Y. Matsuura, S. Takahashi, E. Kimura, M. and Kubota, H. (1984). "Liquid Circulation, gas Holdup and Pressure Drop in Bubble Columns with draught Tube", *Journal of Chemical Engineering of Japan*, **17**, pp.611-618.
- Koide, K. Kimura, M. Nitta, H. and Kawabata, H. (1988). "Liquid Circulation in Bubble Column with Draught Tube", *Journal of Chemical Engineering of Japan*, **21**, pp.393-399.
- Koide, K. Mooroka, S. Ueyama, A. Matura, F. Yamashita, S. Iwamoto, Y. Kato, H. Inoue, M. Shigeta, M. Suzuki, S. and Akhenata, T. (1979). "Behavior of Bubbles in large Scale Bubble Columns", *Journal of Chemical Engineering of Japan*, **12**, pp.98-104.
- Kojima, E. Unno, H. Sato, Y. Chida, T. Imai, H. Endo, K. Inoue, I. Kobayashi, J. Kaji, H. Nakanishi, H. and Yamamoto, K. (1980). "Liquid Phase Velocity in a 5.5m Diameter Bubble Column", *Journal of Chemical Engineering of Japan*, **13**, pp.16-21.
- Krishna, R. Wilkinson, P.M. van Dierendonck, L.L. (1991). "Design Parameters Estimation for Scale-Up of High-Pressure Bubble Columns", *AIChE Journal*, **40**, pp.2491-2496.
- Krishna, R. Urseanu, M.I. van Baten, J.M. Ellenberger, J. (1999a). "Rise velocity of a swarm of large Bubbles in Liquids", *Chemical Engineering Science*, **54**, pp.171-183.
- Krishna, R. Urseanu, M.I. van Baten, J.M. Ellenberger, J. (1999b). "Influence of Scale on the Hydrodynamics of Bubble Columns operating in the churn-turbulent Regime: Experiments vs. Eulerian Simulations", *Chemical Engineering Science*, **54**, pp.4903-4911.
- Kumar, A. Degaleesan, T.E. Laddha, G.S. and Hölscher, H.E. (1976). "Bubble Swarm Characteristics in Bubble Columns", *Canadian Journal of Chemical Engineering*, **54**, pp.503-508.
- Kumar, S.B. Devanathan, N. Moslemian, D. and Duduković, M.P. (1994). "Effect of Scale on liquid circulation in Bubble Columns", *Chemical Engineering Science*, **49**, pp.5637-5652.
- Kumar, S.B. Vanderheyden, W.B. Devanathan, B. and Padial, N.T. (1995). "Numerical Simulation and Experimental Verification of the Gas-Liquid Flow in a Bubble Column", *AIChE Symposium Series*, **305**, pp.11-19.
- Kumar, S.B. Moslemian, D. Dudukovic, M.P. (1997). "Gas Holdup Measurement in Bubble Columns using Computed Tomography", *AIChE Journal*, **43**, pp.1414-1425.
- Lain, S., Bröder, D. and Sommerfeld, M. (1999). "Experimental and numerical Studies of the Hydrodynamics in a Bubble Column", *Chemical Engineering Science*, **54**, pp.4913-4920.
- Lance, M. and Bataille, J. (1991). "Turbulence in the liquid phase of a uniform bubbly air-water flow", *Journal of Fluid. Mechanics*, **222**, pp.95-118.

- Lapin, A. and Lübbert, A. (1994). "Numerical Simulation of the Dynamics of Two-phase gas-liquid Flows in Bubble Columns", *Chemical Engineering Science*, **49**, pp.3661-3674.
- Latifi, M.A., Midoux, N., Storck, A. and Gence, J.N. (1989). "The Use of Micro-Electrodes in the Study of Flow Regimes in a Packed Bed Reactor with a Single Phase Liquid Flow", *Chemical Engineering Science*, **44**, pp.2501-2508.
- Latifi, M.A., Rode, S., Midoux, N. and Storck, A. (1992). "The Use of Micro-Electrodes in the Study of Flow Regimes in a Trickle-Bed Reactor", *Chemical Engineering Science*, **47**, pp.1955-1961.
- Lauder, B.E. and Spalding, D.B. (1974). "The numerical Computation of Turbulent Flow", *Computer Method in Applied Mechanics and Engineering*, **3**, pp.269-289.
- Leavell, W.H. and Shahroki, F. (1979). "Non-stationary Signal Correlation", *Report NUREG-CP-0006*, U.S. Nuclear regulatory Commission.
- Lebouché, M. et Martin, M. (1975). "Convection forcée autour du cylindre; sensibilité aux pulsations de l'écoulement externe", *International Journal of Heat and Mass Transfer*, **18**, pp.1161-1175.
- Lee, Y.H., Kim, B.G., Kelkar, B.G. and Weinberger, C.B. (1985). "A simple digital sensor for Dynamic gas Holdup Measurements in Bubble Columns", *Industrial Engineering and Chemical Fundamentals*, **24**, pp.105-107.
- Letzel, H.M., Schouten, J.C., Krishna, R. and van den Bleek, C.M. (1997). "Characterization of Regimes and Transitions in Bubble Columns by Chaos Analysis of Pressure Signals", *Chemical Engineering Science*, **52**, pp.4447-4459.
- Levenspiel, O. and Fitzgerald, T.J. (1983). "A Warning on the Misuse of the Dispersion Model", *Chemical Engineering Science*, p.lIII.
- Lin, J.S., Chen, M.M. and Chao, B.T. (1985). "A Novel Radioactive Particle Radioactive tracking Facility for Measurement of Solid Motion in Gas Fluidized Beds", *AIChE Journal*, **31**, pp.244-251.
- Lin, T.J., Reese, J., Hong, T. and Fan, L.S. (1996). "Quantitative Analysis and Computation of Two-Dimensional Bubble Columns", *AIChE Journal*, **42**, pp.301-318.
- Lin, T.J., Tsuchiya, K. and Fan, L.S. (1998). "Bubble Flow Characteristics in Bubble Columns at elevated Pressure and Temperature", *AIChE Journal*, **44**, pp.545-559.
- Liu, T.J. and Bankoff, S.G. (1993a). "Structure of air-water bubbly Flow in a vertical Pipe. I. Liquid mean Velocity and Turbulence Measurements", *International Journal of Heat and Mass Transfer*, **36**, 1049-1060.
- Liu, T.J. and Bankoff, S.G. (1993b). "Structure of air-water bubbly Flow in a vertical Pipe. II. Void fraction, bubble Velocity and bubble Size Distribution", *International Journal of Heat and Mass Transfer*, **36**, 1061-1093.
- Liu, Z.C. and Adrian, R. (1993). Simultaneous Imaging of the Velocity Fields of Two Phases, In *Particulate Two-Phase Flow*, **2**, 31-58, M.C.Rocco, Butterworth-Heinemann Eds., Stoneham, USA.
- Lockett, M.J. and Kirkpatrick, R.D. (1975). "Ideal Bubbly Flow and actual Flow in Bubble Columns.", *Transactions of the Institution of Chemical Engineers*, **53**, pp.267-273.
- Lopez de Bertodano, M., Lee, S.J., Lahey, R.T. and Drew, D.A. (1990). "The Prediction of two-phase Turbulence and phase Distribution phenomena using a Reynolds stress Model", *Transactions of the ASME*, **112**, pp.107-113.
- Lübbert, A., Korte, T. and Schügerl, K. (1983). "Ultrasonic Doppler Measurements of Bubble Velocities in Bubble Columns", In *Proceedings of the IUTAM Congress*, pp.479-494, Nancy, France.
- Lübbert, A. and Larson, B. (1987). "A new Method for Measuring local Velocities of the continuous liquid Phase in strongly aerated Gas-Liquid Multiphase Reactor", *Chemical Engineering Technology*, **10**, pp.27-32.
- Lübbert, A. and Larson, B. (1990a). "Detailed Investigation of the multiphase Flow in an Airlift Reactor", *Chemical Engineering Science*, **45**, pp.3047-3053.
- Lübbert, A., Larson, B., Wan, L.W. and Bröring, S. (1990b). "Local Mixing of Airlift Multiphase chemical Reactors", *I.Chem.E.Symposium Series*, **21**, pp.203-213.
- Luewisutthichat, W., Tsutsumi, A. and Yoshida, K. (1997). "Chaotic Hydrodynamics of Continuous Single-Bubble Flow Systems", *Chemical Engineering Science*, **21**, pp.3685-3691.
- Luo, H. and Svendsen, H.F. (1991). "Turbulent Circulation in Bubble Columns from eddy Viscosity Distributions of single-phase Pipe Flow", *The Canadian Journal of Chemical Engineering*, **69**, pp.1389-1394.

- Maezawa,A. Muramatsu,S. Uchida,S. and Okamura,S. (1993).** "Measurement of Gas Hold-up in Three-Phase Systems by Ultrasonic Technique", *Chemical Engineering Technology*, **16**, pp.260-262.
- Magaud,F. (1999).** "Contribution Expérimentale sur l'étude d'écoulements à bulles de type Contacteurs Gaz/liquide", *Thèse de doctorat de l'INPL*, Nancy, France.
- Malnes,D. (1966).** "Slip Ratios and Friction Factors in Bubbly Flow Regimes in Vertical Tubes", KR-110, Kjeller, Norway.
- Maneval,J.E. Powell,R.L. McCarthy,M.J. and MacCarthy,K.L. (1993).** "Magnetic Resonance Imaging of Multiphase Systems", In *Particulate "Two-Phase Flow"*, **4**, pp.128-168, M.C. Rocco, Butterworth-Heinemann Eds., Stoneham, USA.
- Marié,J.L. and Lance,M. (1983).** "Turbulence Measurements in Two-Phase Bubbly Flows using LDA", In *Proceedings of the IUTAM Congress*, pp.142-148-985, Nancy, France.
- Marrucci,G. (1969).** "A Theory of Coalescence", *Chemical Engineering Science*, **24**, pp.975-985.
- Max,J. (1972).** "Méthodes et Techniques de Traitement du signal et Applications aux Mesures physiques", Tome I, Masson et C^{ie} Editeurs, Paris, France.
- Meese,E.A. (1998).** "SMBLIB v1.1-A Fortran 90 Library for Sparse Matrix Calculations", *MTF-Report 1998:170(A)*, Trondheim, Norvège.
- Mendelson,H.D. (1967).** "The Prediction of Bubble terminal Velocities from Wave Theory", *AIChE Journal*, **13**, pp.63-67.
- Menzel,T. In der Weide,T. Staudacher,O.Wein,O. and Onken,U. (1990).** "Reynolds Shear Stress for Modeling of Bubble Column Reactors", *Industrial Engineering Chemistry and Research*, **29**, pp.988-994.
- Merchuk,J.C. (1993).** "Hydrodynamics and Hold-Up in Air-Lift Reactors", In *"Encyclopedia of Fluid Mechanics"*, Chap. 49, pp.1495-1511, N.Cheremisinoff, Gulf Publishing Eds., Houston, USA.
- Mersmann,A. (1978).** "Design and Scale-Up of Bubble Spray Columns", *German Chemical Engineering*, **1**, pp.1-11.
- Mersmann,A. von Morgenstern,I.B. und Deixler,A. (1983).** "Deformation, Stabilität und Geschwindigkeit fluidier Partikel", *Chemie Ingenieur Technik*, **55**, pp.865-867.
- Midoux,N. (1988).** "Mécanique et Rhéologie des Fluides", Ed. Tec&Doc-lavoisier, Paris.
- Millies,M. and Mewes,D. (1994).** "Calculation of Circulating Flows in Bubble Columns", *Chemical Engineering Science*, **50**, pp.2093-2106.
- Mitchell,J.E. and Hanratty,T.H. (1966).** "A Study of Turbulence at a Wall using an electrochemical Wall Shear-Stress meter". *Journal of Fluid Mechanics*, **26**, pp.199.
- Miyauchi,T. Shyu,C.N. (1970).** "Flow of Fluid in gas Bubble Columns", *Kagaku Kogaku*, **34**, p.958.
- Molerus,O. and Kurtin,M. (1984).** "Hydrodynamics of Bubble Columns in the uniform bubbling Regime", *Chemical Engineering Science*, **40**, pp.647-653.
- Mudde,R.F. Groen,J.S. and van den Akker,H.E.A. (1997a).** "Liquid Velocity field in a Bubble Column: LDA Experiments", *Chemical Engineering Science*, **52**, pp. 4217-4224.
- Mudde,R.F. Lee,D.J. Reese,J. and Fan,L.S. (1997b).** "Role of Coherent Structures on Reynolds Stresses in a 2-D Bubble Column", *AIChE Journal*, **43**, pp.913-926.
- Mudde,R.F. and Simonin,O. (1999).** "Two- and three-dimensional Simulations of a Bubble Column using a two-fluid model", **54**, pp.5061-5069.
- Naderifar, A. (1995).** "Etude expérimentale locale et globale du Transfert de Matière liquide/solide à la paroi d'un réacteur à Lit Fixe", *Thèse de Doctorat de l'INPL*, Nancy, France.
- Nakoryakov,V.E. Kashinsky,O.N. Burdukov,A.P. and Odnoral,V.P. (1981).** "Local Characteristics of upward gas-liquid flows", *International Journal of Multiphase Flow*, **7**, pp.63-81.
- Nakoryakov,V.E. Kashinsky,O.N. Kozmenko,S.K. (1983).** "Electrochemical Methods for measuring turbulent Characteristics of gas-liquid Flows", In *"Proceedings of the IUTAM Congress"*, pp.696-721, Nancy, France.
- Neti,S. and Mohamed,O.E.E. (1990).** "Numerical Simulation of turbulent Two-phase Flow", *International Journal of Heat and Fluid Flow*, **11**, pp. 204-212.

- Nikuradse, J. (1932).** "Gesetzmässigkeit der turbulenten Strömung in glatten Rohren", *Forsch. Arb. Ing. -Wes.*, **7**, p.63.
- Nottenkämper, R. Steiff, A. and Weinspach, P.M. (1983).** "Experimental Investigation of Hydrodynamics of Bubble Columns", *German Chemical Engineering*, **6**, pp.147-155.
- Ohba, K. and Yuhara, T. (1979).** "Velocity Measurements of both Phases in two-phase Flow using a Laser-Doppler Velocimeter", In *Proceedings of IMEKO Symposium on Flow Measurement and Industry Control*, Tokyo, Japan, November.
- Ohki, Y. and Inoue, H. (1970).** "Longitudinal mixing of the liquid bubble phase in bubble columns", *Chemical Engineering Science*, **25**, pp.1-16.
- Okada, K. Shibano, S. and Akagi, Y. (1993).** "Turbulent Properties in Bubble-Flow Region in External-Loop Airlift Bubble Columns", *Chemical Engineering Japan*, **26**, pp.637-643.
- Openheim, A.V. and Schafer, R.W. (1975).** *Digital Signal Processing*, Prentice-Hall Inc., New York, USA.
- Otake, T. Tone, S. Nakao, K. and Mitsuhashi, Y. (1977).** "Coalescence and Breakup of Bubbles in Liquids", *Chemical Engineering Science*, **32**, pp.377-383.
- Pannek, S. Pauli, J. and Onken, U. (1994).** "Determination of local hydrodynamic parameters in bubble columns by the electrodiffusion method with oxygen as depolarizer", *Journal of applied Electrochemistry*, **24**, pp.666-669.
- Patankar, S.V. (1980).** *Numerical Heat Transfer and Fluid Flow*, Hemisphere Publishing Ed., New York, USA.
- Patel, S.A. Daly, J.G. and Bukur, D.B. (1989).** "Holdup and Interfacial Area Measurements using Dynamic Gas Disengagement", *AIChE Journal*, **35**, pp.931-942.
- Pauli, J. Onken, U. and Sobolik, V. (1991).** "Electrodiffusional direction-specific probe for measuring local velocity of aerated aqueous systems", *Journal of applied Electrochemistry*, **21**, pp.1073-1076.
- Pavlov, V.P. (1965).** "Tsirkulyatsiya zhidkosti v barbotazhnom apparate periodicheskogo deistviya". *Khim. Prom.*, **9**, pp.689-700.
- Pfleger, D. Gomes, S. Gilbert, N. and Wagner, H.-G. (1999).** "Hydrodynamic Simulations of laboratory Scale Bubble Columns fundamental Studies of the Eulerian-Eulerian modelling Approach", *Chemical Engineering Science*, **54**, pp.5091-5099.
- Ponter, A.B. and Surati, A.I. (1997).** "Bubble Emissions from Submerged Orifices—A critical Review", *Chemical Engineering Technology*, **20**, pp.85-89.
- Prakash, A. and Briens, C.L. (1990).** "Porous Gas Distributors in Bubble Columns. Effect of Liquid Presence on Distributor Pressure Drop. Effect of Start-Up Procedure on Distributor Performance", *The Canadian Journal of Chemical Engineering*, **68**, pp.204-210.
- Prandtl, L. (1925).** "Über die ausgebildete Turbulenz", *Z. Angew. Math. Mech.*, **5**, pp.136.
- Prince, M.J. and Blanch, H.W. (1990).** "Transition Electrolyte Concentrations for Bubble Coalescence", *AIChE Journal*, **36**, pp.1425-1429.
- Py, B. et Gosse, J. (1969).** "Sur la réalisation d'une sonde polarographique pariétale sensible à la vitesse et à la direction de l'écoulement", *C.R. Hebd. Scéanc. Sci. Acad. Sci.*, Paris **269A**, p.401.
- Ranade, V., V. (1992).** "Flow in Bubble Columns: some Numerical Experiments", *Chemical Engineering Science*, **47**, pp.1857-1899.
- Ranade, V., V. (1995).** "Computational Fluid Dynamics for Reactor Engineering", *Reviews in Chemical Engineering*, **11**, pp.229-289.
- Ranade, V.V. (1997).** "Modeling of turbulent Flow in a Bubble Column Reactor", *Transactions of the institution of Chemical Engineers*, **75A**, pp.14-23.
- Reese, J. and Fan, L.-S. (1994).** "Transient Flow in the Entrance Region of a Bubble Column using Particle Image Velocimetry", *Chemical Engineering Science*, **49**, pp.5623-5636.
- Reilly, I.G., Scott, D.S. de Bruijn, T.J.W. and MacIntyre, D. (1994).** "The role of Gas Phase Momentum in Determining Gas Holdup and Hydrodynamic in Bubble Column Operations", *The Canadian Journal of Chemical Engineering*, **72**, pp.3-12.
- Reimann, J. Kusterer, H. and John, H. (1983).** "Two-Phase Mass flow Measurements with Pitot Tubes and Density Measurements in air-water mixture", In *Proceedings of the IUTAM Congress*, Nancy, France, pp.625-650.

- Reiss, P.H. and Hanratty, T.J. (1962) "An experimental Study of the unsteady nature of the viscous Sublayer", *AIChE Journal*, **8**, p.245.
- Reith, T. Renken, S. and Israël, B.A. (1968). "Gas hold-up and axial Mixing in the fluid Phase of a Bubble Column", **23**, pp.619-629.
- Rice, L.F. and Geary, N.W. (1992). "Prediction of Liquid Circulation in Viscous Bubble Columns", *AIChE Journal*, **36**, pp.1339-1347.
- Richardson, J.P. and Zaki, W.N. (1954). "Sedimentation and Fluidisation. Part I.", *Transactions of the Institution of Chemical Engineers*, **21**, pp.35-53.
- Rietema, K. and Ottengraph, S.P.P. (1970). "Laminar liquid Circulation and Bubble Street Formation in a gas-liquid System", *Transaction of the Institution of Chemical Engineers*, **48**, p.T54.
- Riquarts, H.P. (1981). "A physical Model for axial Mixing of the liquid Phase for heterogeneous flow Regime in Bubble Columns", **4**, pp.18-23.
- Rivkind, V.Y. Ryskin, G.M. and Fishbein, G.A. (1976). "Flow around a Spherical Drop at Intermediate Reynolds Numbers", *Appl. Math. Mech.*, **40**, pp.687-691.
- Rustermeyer, U. Pauli, J. Menzel, Th. Buchholz, R. and Onken, U. (1989). "Liquid-phase Mixing Model for Hydrodynamics of Bubble Columns", *Chemical Engineering and Processing*, **26**, pp.165-172.
- Saatdjian, E. (1993). "Phénomènes de Transport et leur résolution numérique.", Ed. Polytechnica, Paris, France.
- Saberi, S. Shakourzadeh, K. Bastoul, D. and Militzer, J. (1995). "Bubble Size and Velocity Measurement in Gas-Liquid Systems: Application of Fiber Optic Technique to Pilot Plant Scale", *The Canadian Journal of Chemical Engineering*, **73**, pp.253-257.
- Sanyal, J. Vásquez, S. Roy, S. Duduković, M.P. (1999). "Numerical Simulation of gas-liquid dynamics in cylindrical Bubble Columns", *Chemical Engineering Science*, **54**, pp.5071-5083.
- Sarrafi, A. Jamialahmadi, M. Müller-Steinhagen, H. and Smith, J.M. (1999). "Gas Hold-up in Homogeneous and Heterogeneous Gas-Liquid Bubble Column Reactors", *The Canadian Journal of Chemical Engineering*, **77**, pp.11-21.
- Sato, Y. Sadatomi, M. and Sekoguchi, K. (1981). "Momentum and Heat Transfer in Two-phase Bubble Flow", *International Journal of Multiphase Flow*, **7**, pp.167-177.
- Schiller, L. and Naumann, Z. (1998). *Zeitung der VDI*, **77**, p.318.
- Schlüter, S. Steiff, A. and Weinspach, P.-M. (1992). "Modeling and Simulation of Bubble Column Reactors", *Chemical Engineering and Processing*, **31**, pp.97-117.
- Schmidt, J. Nassar, R. and Lübbert, A. (1992). "Local Dispersion in the liquid Phase of Gas-Liquid Reactors", *Chemical Engineering Science*, **47**, pp.203-213.
- Schon, J.P. Comte-Bellot, G. and Charnay, G. (1996). "Anémomètres à fil ou à film chaud", *Traité Mesure et Contrôle, Techniques de l'Ingénieur*, **R-2272**, pp.1-7.
- Schuh, M.J. Schuler, C.A. and Humphrey, J.A.C. (1989). "Numerical Calculation of Particle-Laden Gas Flows Past Tubes", *AIChE Journal*, **35**, pp.466-480.
- Schumpe, A. and Grund, G. (1986). "The gas Disengagement Technique for studying Gas Holdup Structure in Bubble Columns", *The Canadian Journal of Chemical Engineering*, **64**, pp.891-896.
- Schwarz, M.P. and Turner, W.J. (1988). "Applicability of the standard $k-\epsilon$ Turbulence Model to gas-stirred Reactors", *Applied Mathematical Modelling*, **12**, pp.273-279.
- Serizawa, A. Katuoka, I. and Michiyoshi, I. (1975). "Turbulence Structure of air-water bubbly Flow", *International Journal of Multiphase Flow*, **2**, pp. 221-259.
- Siegel, M.H. Merchuk, J.C. and Schügerl, K. (1986). "Airlift Reactor Analysis: Interrelationship between Riser, Downcomer and Gas-Liquid Separator.", *AIChE Journal*, **32**, pp. 1585-1596.
- Shah, Y.T. Joseph, S. Smith, D.N. and Ruether, J.A. (1985). "Two-Bubble Class Model for Churn-Turbulent Bubble-Column Reactor", *Industrial Engineering Chemical Processing Design and Development*, **24**, pp.1096-1104.
- Shah, Y.T. Kelkar, B.G. Godbole, S.P. and Deckwer, W.D. (1982). "Design parameters Estimation for Bubble Columns Reactors", *AIChE Journal*, **28**, pp.353-379.

- Sheng, Y.Y. and Irons, G.A. (1991).** "A combined laser Doppler Anemometry and electrical probe diagnostic for bubbly Two-phase Flow", *International Journal of Multiphase Flow*, **17**, pp.585-598.
- Shetty, S.A. Kantak, M.V. and Kelkar, B.G. (1992).** "Gas-Phase Backmixing in Bubble-Column Reactors", *AIChE Journal*, **38**, pp.1013-1026.
- Shnip, A.I. Kolatkar, R.V. Swamy, D. and Joshi, J.B. (1992).** "Criteria for the Transition from the Homogeneous to the Heterogeneous Regime in Two-dimensional Bubble Column Reactors", *International Journal of Multiphase Flow*, **18**, pp.705-726.
- Siegel, M.H. Merchuk, J.C. and Schügerl, K. (1986).** "Airlift reactor Analysis: Interrelationship between Riser, Downcomer and gas/liquid separator", *AIChE Journal*, **32**, pp.1565-1596.
- Simonin, C. and Viollet, P.L. (1990).** "Prediction of Oxygen Droplet Pulverisation in a Compressible Subsonic Hydrogen Flow", *Numerical Methods for Multiphase Flow*, **91**, pp.65-85.
- Sokolichin, A. and Eigenberger, G. (1994).** "Gas-Liquid Flow in Bubble Columns and Loop Reactors : Part I. Detailed Modeling and numerical Simulation", *Chemical Engineering Science*, **49**, pp.5747-5762.
- Sokolichin, A. and Eigenberger, G. (1999).** "Applicability of the standard $k-\varepsilon$ turbulence model to the dynamic simulation of bubble columns: Part I. Detailed numerical simulations. ", *Chemical Engineering Science*, **54**, pp.2274-2284.
- Sokolichin, A. Eigenberger, G. Lapin, A. and Lübbert, A. (1997).** "Dynamic numerical Simulations of gas-liquid Two-phase Flows Euler/Euler versus Euler/Lagrange", *Chemical Engineering Science*, **52**, pp.611-626.
- Souhar, M. and Cognet, G. (1983).** "Wall Shear Measurements by electrochemical Probes in Two-Phase Flow – Bubble and Slug Regime", In "*Proceedings of the IUTAM Congress*", pp.724-744, Nancy, France.
- Spalding, D.B. (1980).** "Numerical Computation of multi-phase Fluid Flow and Heat Transfer", In *Recent Advances in Numerical Methods in Fluids*, **1**, pp.139-167, C. Taylor and K. Morgan Eds., Pineridge Press, Swansea.
- Sriram, K. and Mann, R. (1977).** "Dynamic gas Disengagement: a new Technique for assessing the Behaviour of Bubble Columns", *Chemical Engineering Science*, **32**, pp.571-580.
- Stone, H.L. (1968).** "Iterative Solutions of Implicit Approximation of Multidimensionnal Differential Equations", *SIAM Journal of Numerical Analysis*, **5**, pp.538-558.
- Stravs, A.A. Wahl, J. von Stockar, U. and Reilly, P.J. (1987).** "Development of an Ultrasonic Pulse Reflection Method for measuring relative Size Distributions of Air Bubbles in aqueous Solutions", *Chemical Engineering Science*, **42**, pp.1677-1688.
- Sun, T-Y. and Faeth, G.M. (1986).** "Structure of turbulent bubbly Jets", *International Journal of Multiphase Flow*, **12**, pp.99-126.
- Svendsen, H.F. Jakobsen, H.A. and Torvik, R. (1992).** "Local Flow Structures in Internal Loop and Bubble Column Reactors", *Chemical Engineering Science*, **47**, pp.3297-3304.
- Tchen, C.M. (1947).** "Mean value and correlation problems corrected with the motion of small particles suspended in a turbulent fluid", *PhD Thesis*, TU Delft, Netherlands.
- Thakre, S.S. and Joshi, J.B. (1999).** "CFD Simulation of Bubble Column reactors: Importance of the drag Force Formulation", *Chemical Engineering Science*, **54**, pp.5055-5060.
- Theofanous, T.G. and Sullivan, J. (1982).** "Turbulence in Two-phase dispersed Flows", *Journal of Fluid Mechanics*, **116**, pp.343-362.
- Thimmapuram, P.R., Rao, N.S. and Saxena, S.C. (1992).** "Characterization of Hydrodynamic Regimes in Bubble Column", *Chemical Engineering Science*, **47**, pp.3355-3362.
- Todtenhaupt, E.K. (1971).** "Blasen Grössenverteilung in technischen Begasungsapparaten", *Chemie Ingenieur Technik*, **43**, p.336-342.
- Tomiyama, A. Zun, I; Sou, A. Sakaguchi, T. (1993).** "Numerical Analysis of Bubble motion with the VOF method", *Nuclear Engineering and Design*, **141**, pp.69-92.
- Torvik, R. and Svendsen, H.F. (1990).** "Modeling of Slurry Reactors. A fundamental Approach", *Chemical Engineering Science*, **45**, pp.2325-2332.
- Towell, G.D. and Ackermann, G.H. (1972).** "Axial mixing of liquid and gas in large bubble reactors", In "*Proceedings of the 5th European Conference on Chemical Reaction Engineering*", Amsterdam, B 3, p.1.

- Tricot, C. Quiniou, J.F. Wehbi, D. Roques-Carmes, M. et Dubuc, B. (1988).** "Evaluation de la dimension fractale d'un graphe", *Revue de Physique Appliquée*, **23**, pp.111-124.
- Tsuchiya, K. Irahara, Y. Tsubone, T. and Tomida, T. (1997),** "Time-Frequency Analysis of Local Fluctuations Induced by Bubble Flow", Soc. Chem. Eng., Japan. 4th Japanese/German Symp., Bubble Columns, Kyoto, Preprints, pp.197-203.
- Tsuge, H. (1993).** "Hydrodynamics of Bubble Formation from submerged Orifices", In *Encyclopedia of Fluid Mechanics*, Chap.11, pp.387-407, N.Cheremisinoff, Gulf Publishing Eds., Houston, USA.
- Turner, J.C.R. (1966).** "On Bubble Flow in Liquids and Fluidised Beds", *AIChE Journal*, **25**, pp.387-407.
- Tzeng, J.-W. Chen, R.C. and Fan, L.S. (1993).** "Visualisation of Flow Characteristics in a 2-D Bubble Column and Three-Phase Fluidized Bed", *AIChE Journal*, **39**, pp.733-743, M.C.Rocco, Eds. Butterworth-Heinemann, Stoneham, USA.
- Ueyama, K. and Miyauchi, T. (1979).** "Properties of Recirculating Turbulent Two-phase Flow in gas Bubble Columns", *AIChE Journal*, **25**, pp.258-266.
- Ulbrecht, J.J. Kawase, Y. and Auyeng, K.F. (1985).** "More on Mixing of Viscous Liquids in Bubble Columns", *Chemical Engineering Communications*, **35**, pp.175-191.
- Van Benthum, W.A.J. van der Lans, R.G.J.M. van Loorsdrecht, M.C.M. and Heijnen, J.J. (1999).** "Bubble Recirculation Regimes in an internal-loop Airlift Reactor", *Chemical Engineering Science*, **54**, pp.3995-4006.
- Van den Akker, H.E.A. and Rietema, K. (1982).** "Comments on paper by Joshi and Sharma (1979)", *Transactions of the Institution of Chemical Engineers*, **57**, pp.1255-1256.
- Van den Bleek, C.M. and Schouten, J.C. (1993).** "Deterministic Chaos: a new Tool for fluidised bed Design and Operation", *The Chemical Engineering Journal*, **53**, pp.75-87.
- Van Doormal, J.P. and Raithby, G.D. (1984).** "Enhancement of the SIMPLE Method for predicting incompressible Flows", *Numerical Heat Transfer*, **7**, pp.147-163.
- Villermaux, J. (1993).** "Génie de la Réaction Chimique: Conception et fonctionnement des réacteurs.", 2nd édition, Ed. Tec&Doc-Lavoisier, Paris.
- Wachi, S. Morikawa, H. and Ueyama, K. (1987).** "Gas hold-up and axial Dispersion in a co-current Bubble Column", *Journal of Chemical Engineering of Japan*, **20**, pp.309.
- Wallis, G.B. (1969).** "One-dimensional Two-phase Flow", Ed. McGraw-Hill, New York.
- Walter, J.F. and Blanch, W. (1983).** "Liquid Circulation Patterns and their effect on gas Hold-Up and Axial Mixing in Bubble Columns", *Chemical Engineering Communications*, **19**, pp.243-262.
- Wang, S.K. Lee, S.J. Jones, O.C. and Lahey, R.T. (1987).** "3D Turbulence Structure of Turbulence and Phase Distribution Measurements in bubbly Two-phase Flows", *International Journal of Multiphase Flow*, **13**, pp. 327-343.
- Webb, C. Que, F. and Senior, P.R (1992).** "Dynamic Simulation of Gas-Liquid Dispersion Behavior in a 2-D Bubble Column using a Graphics Mini-Computer", *Chemical Engineering Science*, **47**, pp.3305-3312.
- Whalley, P.B and Davidson, J.F. (1974).** "Liquid Circulation in Bubble Columns", *Institution of Chemical Engineers Symposium Series*, **38**, p.1-29.
- Wilkinson, P.M. and van Dierendonck, L.L. (1990).** "Pressure and gas Density Effects on Bubble Break-Up and Gas Hold-Up in Bubble Columns", *Chemical Engineering Science*, **45**, pp.2309-2315.
- Wilkinson, P.M. Spek, A.P. and van Dierendonck, L.L. (1992).** "Design Parameters Estimation for Scale-Up of High-Pressure Bubble Columns", *AIChE Journal*, **38**, pp.544-554.
- Yang Z., Rustermeier U., Buchholz R. and Onken U. (1986).** "Profile of Liquid Flow in Bubble Columns", *Chemical Engineering Communications*, **49**, pp.51-67.
- Yang, Y.B. Devanathan, N. and Dudukovic, M.P. (1993).** "Liquid Backmixing in Bubble Columns via Computer-Automated Radioactive Particulate Tracking", *Experiments in Fluids*, **16**, pp.1-9.
- Yao, B.P. Zheng, C. Gasche, H.E. and Hofmann H. (1991).** "Bubble Behavior and Flow Structure of Bubble Columns", *Chemical Engineering and Processing*, **29**, pp.523-533.
- Young, M.A. Carbonell, G.R. and Ollis, D.F. (1991).** "Airlift Bioreactors: Analysis of the local Two-Phase Hydrodynamics", *AIChE Journal*, **37**, pp.403-428.

- Yutani,N. Fan,L.T. and Too,J.R. (1983).** "Behavior of particles in Liquid-Solids Fluidized Bed", *AIChE Journal.*, **29**, pp.101-106.
- Zahradník,J. Fialová,M. Ruzicka.,M. Drahoš,J. Kaštánek,F. and Thomas,N.H. (1997).** "Duality of the gas-liquid Flow Regimes in Bubble Column Reactors", *Chemical Engineering Science*, **52**, pp.3811-3826.
- Zakrzewski,W. Lippert,J. Lübbert,A. abd Schügerl,K. (1981).** "Bubble Behavior and Flow Structure in Bubble Columns", *Chemie Ingenieur Technik*, **53**, p.135.
- Zehner,P. (1980).** "Lecture at the annual Meeting of Process Engineers", 1st-3rd October 1980, Strasbourg, France.
- Zehner,P. (1982).** "Impuls-, Stoff- und Wärmetransport in Blasensäulen", *Chemie Ingenieur Technik*, **54**, p.248.
- Zuber,N. and Findlay,J.A. (1965).** "Average Volumetric Concentration in Two-Phase Flow Systems", *International Journal of Heat transfer*, **87C**, pp.453-468.

INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE LORRAINE - INPL
Ecole Nationale Supérieure des Industries Chimiques - ENSIC
Laboratoire des Sciences du Génie Chimique - LSGC

THESE

Présentée pour obtenir le grade de

DOCTEUR de l'INPL

Discipline: Génie des Procédés

Par

Christophe VIAL

Ingénieur ENSIC

ANNEXES

Sujet :

**APPORT DE LA MECANIQUE DES FLUIDES A L'ETUDE
DES CONTACTEURS GAZ/LIQUIDE : EXPERIENCE ET
SIMULATION NUMERIQUE**

Soutenue publiquement le 18 janvier 2000

Table des Matières

ANNEXE A - Etude bibliographique : Méthodes de mesure

A.1. Régime d'écoulement	1
A.1.1. Méthodes Classiques (Voir chapitre IV)	1
A.1.2. Méthodes dynamiques (Voir chapitre IV)	1
A.2. Pression et Pertes de Charge	1
A.3. Taux de Vide	2
A.3.1. Taux de vide moyen	2
A.3.2. Taux de Vide Local	4
A.3.3. Conclusion	7
A.4. Vitesses de Bulles	7
A.4.1. Méthodes de visualisation	7
A.4.2. Sondes locales	8
A.4.3. Méthode de Désengagement Dynamique du Gaz	9
A.4.4. Sonde Doppler à Réflexion d'Ultrasons (Voir chapitre III)	11
A.4.5. Conclusion	11
A.5. Morphologie et Taille de Bulles	11
A.5.1. Méthodes de Visualisation	12
A.5.2. Sondes locales	13
A.5.3. Méthode de Désengagement Dynamique du Gaz	14
A.5.4. Conclusion	14
A.6. Vitesse locale de la phase Liquide	15
A.6.1. Sondes de pression différentielle	16
A.6.2. Moulinet	18
A.6.3. Méthodes locales de traçage	18
A.6.4. Anémométrie thermique	21
A.6.5. Technique Electrochimique	24
A.6.6. Vélocimétrie Laser à effet Doppler	26
A.6.7. Trajectographie Radioactive	26
A.6.8. Méthodes de Visualisation	27
A.6.9. Conclusion	28
A.7. Vitesse moyenne du liquide	29
A.8. Contraintes de frottement en paroi	29
A.9. Conclusion générale	31

ANNEXE B - Traitement du signal

ANNEXE C - Traitement numérique des équations

ANNEXE D - Principales Corrélations concernant la Phase Liquide

ANNEXE E - Récapitulatif des principaux Modèles utilisés pour décrire l'écoulement dans les Colonnes a Bulles

ANNEXE F - Compléments concernant l'utilisation de Fluent® 4.51

ANNEXE G - Illustrations et autres compléments aux chapitres I à VI

ANNEXE A

METHODES DE MESURE

Dans le premier chapitre, nous avons présenté les différents paramètres hydrodynamiques qu'il est nécessaire de connaître afin de comprendre et modéliser le comportement des réacteurs à agitation pneumatique. Ce sont essentiellement :

- Le régime d'écoulement ;
- Le taux de vide ;
- La taille et la morphologie des bulles ;
- La vitesse des bulles
- La vitesse de la phase continue et ses fluctuations.

Nous allons maintenant décrire les méthodes de mesure permettant d'accéder expérimentalement à ces grandeurs que nous avons rencontrées dans la littérature. Pour chaque méthode, nous décrirons en détail son principe, nous citerons les principaux travaux dans lesquels elle a été mise en œuvre, nous définirons dans quel domaine elle est applicable et insisterons fortement sur ses principales limitations.

A.1. Régime d'écoulement

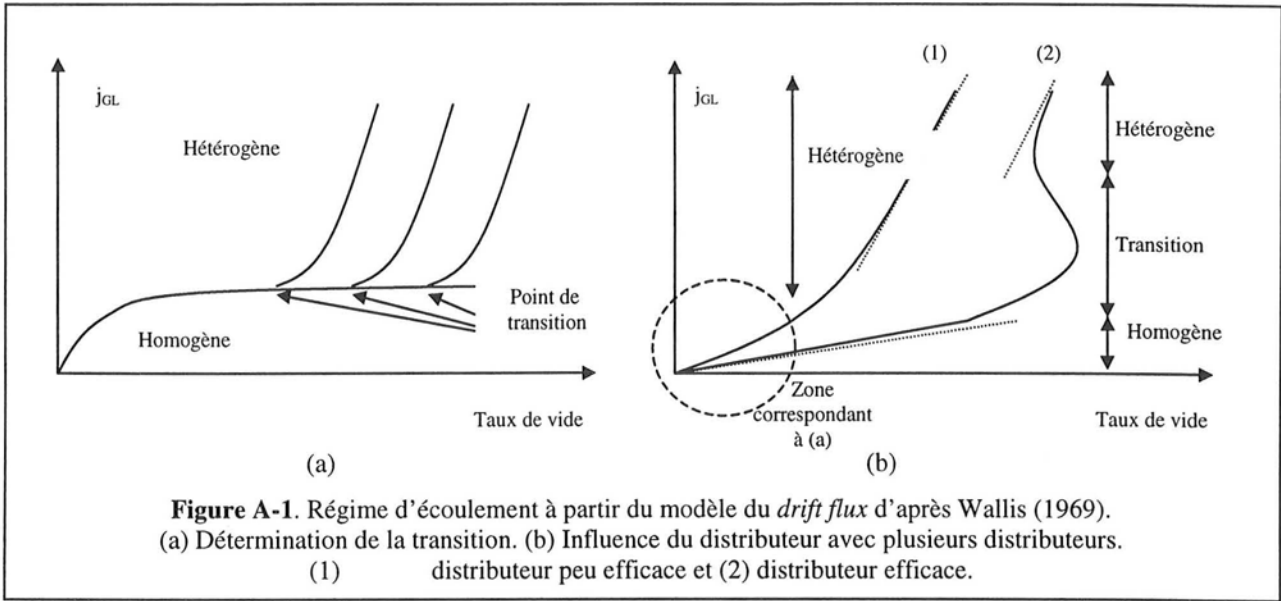
Comme nous l'avons déjà dit, la connaissance du régime d'écoulement est primordiale dans toute étude concernant les colonnes à bulles car la transition correspond à une modification fondamentale du comportement du système étudié tant au plan macroscopique que microscopique. Il est donc impératif de disposer de méthodes capables de déterminer quel est le régime d'écoulement ainsi que la position du point de transition. Mais nous nous intéresserons également à celles qui donnent des renseignements sur les fréquences et les échelles caractéristiques de l'écoulement et permettent de caractériser les phénomènes propres à chaque régime.

Historiquement, la notion de régime est liée à l'observation visuelle ou photographique (classique, rapide ou RX) de la topologie de l'écoulement. Nous n'aborderons toutefois pas ces méthodes qui présentent l'inconvénient majeur d'être trop subjectives pour déterminer clairement une transition dans le cas des régimes homogènes et hétérogènes. Nous restreindrons donc les paragraphes suivants à la description de deux types méthodes : les méthodes "*classiques*" propres aux écoulements à bulles décrites notamment par Wallis (1969) et les méthodes "*dynamiques*", plus générales, fondées sur l'étude de fluctuations dynamiques d'un signal.

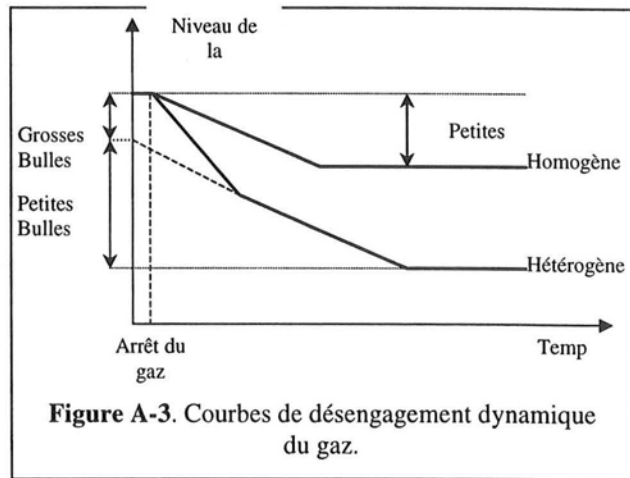
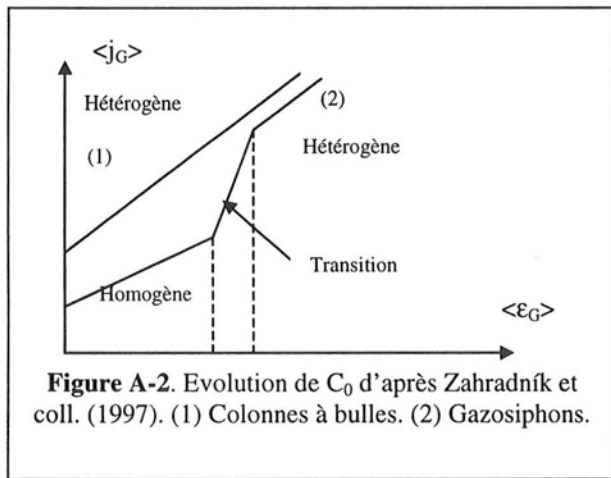
A.1.1. Méthodes Classiques

Les méthodes classiques permettent à la fois la détermination du point de transition et du régime. Elles nécessitent la mesure d'un paramètre macroscopique fortement lié à la structure de l'écoulement et à la distribution des phases. Un changement de régime se traduit en général par une modification significative de son comportement. Dans le cas des réacteurs à agitation pneumatique, c'est le taux de vide moyen en volume qui est utilisé. La méthode la plus simple consiste à étudier son évolution en fonction du débit gazeux. On peut alors avoir plusieurs cas de figure en fonction du distributeur de gaz utilisé. En colonne à bulles, la courbe présente une pente caractéristique différente d'un régime à l'autre. Pour les gázosiphons, cette méthode est plus difficilement

applicable, les phénomènes liés à la transition étant moins marqués qu'en colonne à bulles à cause de l'effet stabilisateur de la recirculation du liquide (Figure A-1).



On peut également utiliser le concept de *drift flux* pour déterminer la transition en traçant le flux de dispersion $\langle j_{GL} \rangle$ en fonction du taux de vide moyen comme cela est présenté à la figure A-2, ou étudier la variation du coefficient C_0 en fonction du taux de vide. Ce dernier est proche de 1 en régime homogène et peut atteindre 2 en régime hétérogène. Cette approche est recommandée pour les réacteurs à boucles mais ne donne pas de résultats satisfaisants avec les colonnes à bulles.



Une autre technique utilisable est le *désengagement dynamique du gaz*. L'évolution du désengagement du gaz au cours du temps, après arrêt de l'alimentation en gaz, permet de déterminer la présence d'une classe (régime homogène) ou de deux classes de bulles (régime hétérogène). La figure A-3 montre le type de courbes obtenues par cette approche. Cette méthode donne d'excellents résultats en colonnes à bulles mais n'est pas applicable aux gazosiphons puisque l'arrêt du gaz interrompt la recirculation du liquide.

A.1.2. Méthodes dynamiques

Un ensemble de méthodes très utilisées en mécanique des écoulements polyphasiques pour déterminer le régime d'écoulement consiste à étudier non plus la variation d'un paramètre mais de ses fluctuations au cours du temps. Elles peuvent également permettre de caractériser les

phénomènes propres à chaque régime. A partir du signal obtenu, plusieurs types d'approches sont possibles :

- Une approche statistique :
Elle consiste à observer la forme de l'histogramme des événements et à évaluer les moments de la distribution ainsi que la fonction d'autocorrélation. La structure de l'histogramme est fondamentale pour distinguer les écoulements à bulles dispersées des autres régimes en mécanique des fluides. En revanche, elle est inadéquate pour distinguer les régimes homogènes et hétérogènes. Les études utilisant les moments sont limitées en général à l'évaluation de la variance et n'ont pas apporté de conclusion définitive sur la détermination du point de transition.
- Une approche paramétrique :
Elle consiste à déterminer un modèle prédictif par identification paramétrique. L'ordre du modèle fournit une information sur la nature du régime selon Drahoš et Čermák (1989).
- Une approche spectrale par transformée de Fourier :
Elle ne permet pas de déterminer précisément la transition mais renseigne sur les fréquences caractéristiques des phénomènes observés. La répartition des pics permet également de distinguer les différents régimes comme l'ont montré Drahoš et Čermák (1989).
- Une analyse fractale de la série temporelle :
Cette méthode consiste à analyser la géométrie de la série temporelle pour en obtenir sa dimension fractale d (Drahoš et coll., 1992). Cette dernière peut être évaluée par les techniques classiques de comptage des boîtes ou par la méthode développée spécifiquement par Hurst (1951) pour le traitement des signaux dépendants du temps. Elle permet de déterminer le régime et met en évidence la présence éventuelle de phénomènes à longue dépendance (effet mémoire). D'autres techniques d'évaluation de d sont parfois utilisées comme la méthode des variations décrite par Tricot et coll. 1988 et celle du $V_{\text{statistic}}$ de Briens et coll. (1997).
- Une approche temps-fréquence :
Cette méthode correspond à l'analyse spectrale de signaux instationnaires. En effet les techniques de mesure (telles que la PIV (A.6.8)) ont mis en évidence l'instationnarité des phénomènes aux petites échelles de temps dans les colonnes à bulles. Il est donc judicieux d'analyser les signaux obtenus par analyse temps-fréquence (par exemple par transformée de Fourier à court-terme) ou par analyse temps-échelle (ondelettes). Ces méthodes ont été rarement employées si on excepte les travaux de Bakshi et coll. (1995) et de Tsuchiya et coll. (1997).
- Une approche basée sur les théories du chaos :
Cette dernière permet de caractériser les phénomènes non-linéaires mis en jeu dans les systèmes de type colonne à bulles et notamment les transitions de régime qui en résultent. Elle fournit également des outils permettant de caractériser quantitativement l'écoulement tels que la dimension de corrélation, l'entropie de Kolmogoroff et les exposants de Lyapunov qui ont été utilisés par Kikuchi et coll. (1997) ainsi que par Letzel et coll. (1997).

Les signaux les plus utilisés sont les fluctuations de pression obtenues à partir de capteurs piézo-résistifs ou piézo-capacitifs placés à la paroi. Elles sont simples à obtenir, les capteurs sont peu coûteux et présentent l'énorme avantage de pouvoir être utilisés industriellement. Toutefois le caractère intégral de l'information contenue dans le signal de pression rend son interprétation délicate. Dans les colonnes à bulles, de nombreuses études ont mis en jeu ce type de capteurs. Nous citerons, parmi les plus récents, les travaux de Drahoš et coll. (1991) et de Groen et coll. (1995). Enfin Letzel et coll. (1997) ont combiné des capteurs de pression avec une ligne de fluide intrusive pour déterminer les fluctuations de pression au sein de l'écoulement.

Une autre méthode d'identification consiste à utiliser les fluctuations du frottement pariétal mesuré par la technique électrochimique (A.8). Elle a été abondamment employée en conduite mais à notre connaissance jamais en colonne à bulles. D'autres signaux peuvent encore être utilisés : ce sont par exemple les fluctuations de taux de vide le long d'une corde obtenues par une méthode d'absorption (Kikuchi et coll., 1997), les fluctuations de température (Thimmapuram et coll., 1992) et les signaux acoustiques (Glasgow et coll., 1992).

A.1.3. Conclusion

Bien que nous ayons décrit un grand nombre de méthodes permettant de connaître le régime hydrodynamique, aucune d'elle n'est une méthode absolue et le choix devra donc se faire en fonction du système étudié. Une comparaison entre plusieurs méthodes est d'ailleurs souhaitable. De plus il faut noter que la notion de point de transition est elle-même contestable. En effet sa position est très sensible à des paramètres qui ne sont pas pris en compte, par exemple la teneur en impuretés du liquide. Il est donc préférable de parler de zone de transition. A titre d'exemple pour illustrer la difficulté de l'étude de la transition de régime, Prakash et Briens (1990) ont analysé l'influence des conditions initiales de mouillage pour un distributeur de type fritté sur les caractéristiques de l'écoulement en colonnes à bulles.

A.2. Pression et Pertes de Charges

La mesure des pertes de charge ne présente que peu d'intérêt dans les colonnes à bulles puisque l'écoulement est dominé par la gravité et que les frottements peuvent être négligés. Les mesures de pression statique seront alors utilisées à d'autres fins : la détermination du taux de vide moyen en volume (A.3) et du régime d'écoulement (A.1.2). Les pertes de charge par frottements jouent en revanche un rôle fondamental dans les gazosiphons puisqu'ils déterminent alors la vitesse de circulation du liquide. Négligeables dans la montée, elles interviennent de façon importante dans les zones de jonction et de séparation et parfois dans la descente. Ainsi dans le cas d'un gazosiphon à recirculation externe, les pertes de charge sont fortement liés à la géométrie de la jonction et du séparateur, ainsi qu'au rapport des sections de la montée et de la descente (Dhaouadi, 1997).

La mesure de la pression peut se faire par de simples manomètres à liquide tels que des tubes piézométriques lorsque ceux-ci sont préalablement remplis de liquide pour éviter l'entrée de bulles. Cependant lorsque les fluctuations du niveau deviennent importantes dans le tube, l'entrée de bulles est favorisée par un effet de pompage. Il est alors nécessaire de prévoir un système de purge pour éliminer le gaz. Pour plus d'information sur ces techniques, on consultera Hewitt (1982). Il est cependant préférable afin d'obtenir des mesures précises d'utiliser des transmetteurs de pression. Ces derniers peuvent être classés en deux catégories :

- Les piézorésistifs qui ont à la fois la meilleure précision (0.01% de la gamme) et les temps de réponse les plus rapides (2 μ s), sont cependant limités dans le domaine des faibles pressions (minimum 100 mbars relatifs). De plus ils ne peuvent pas être employés si la température du milieu est supérieure à 160°C. Enfin ils sont moins stables que les piézocapacitifs mais ont l'avantage d'être disponibles sous forme de capteurs affleurants aux parois.
- Les piézocapacitifs ont une gamme d'utilisation plus large, notamment aux faibles pressions, mais ont une précision moindre (0.1% de la gamme). Leur temps de réponse est de l'ordre de 20 μ s. Ils peuvent de plus être employés jusqu'à 370°C.

Des capteurs différentiels de pression sont également disponibles. Ils peuvent être utilisés pour mesurer les fluctuations mais ont comme principal inconvénient, comme les manomètres à liquide, de nécessiter des lignes de fluide qui doivent être munies d'un système de purge pour éliminer les bulles.

A.3. Taux de Vide

Le taux de vide étant un paramètre essentiel de l'écoulement, il existe un très grand nombre de techniques permettant de l'évaluer. Afin d'établir une classification, nous séparerons les méthodes donnant accès à un taux de vide moyen (en volume ou selon une corde) des méthodes qui mesurent une valeur locale.

A.3.1. Taux de vide moyen

Le taux de vide moyen en volume est défini comme le rapport du volume de gaz présent dans la colonne sur le volume total de la dispersion.

$$\langle \varepsilon_G \rangle = \frac{V_G}{V_C} \quad (\text{A-1})$$

Deux méthodes simples permettent d'obtenir cette information dans les colonnes à bulles et les gazosiphons (III.3.1) et (III.3.2). Il est également possible de mesurer le taux de vide moyen le long d'une corde par les méthodes d'absorption (III.3.3).

A.3.1.1. Méthode Volumétrique

Elle nécessite la mesure de la hauteur H_L du liquide non aéré et de la hauteur H_D de la dispersion. Le taux de vide moyen sur la totalité du réacteur est alors obtenu par la formule suivante :

$$\langle \varepsilon_G \rangle = \frac{H_d - H_0}{H_d} \quad (\text{A-2})$$

A.3.1.2. Méthode Manométrique

Elle repose sur des mesures de pression statique par tube piézométrique ou transmetteur en deux points du réacteur séparés par une hauteur ΔH . Dans les colonnes à bulles, les pertes de charge par frottements sont négligeables et comme $\rho_G \ll \rho_L$, on a alors

$$\langle \varepsilon_G \rangle = \frac{\rho_L}{\rho_L - \rho_G} \left(1 - \frac{\Delta h}{\Delta H} \right) \approx 1 - \frac{\Delta h}{\Delta H} \quad (\text{A-3})$$

où Δh est la différence de charge de pesanteur entre ces deux points. On notera que le taux de vide obtenu est une valeur moyenne sur la portion de colonne de hauteur ΔH comprise entre les deux prises de pression.

A.3.1.3. Méthodes par Absorption de Radiation

Ces méthodes reposent sur la mesure de l'atténuation de l'intensité d'une radiation électromagnétique monochromatique lors de la traversée de l'écoulement qui suit la loi théorique de Beer-Lambert :

$$I = I_0 \exp(-\alpha \cdot x) \quad (\text{A-4})$$

où I_0 est l'intensité du faisceau incident, I l'intensité mesurée en sortie du système après avoir traversé une corde de longueur x , et α le coefficient d'absorption du milieu. Dans le cas d'un écoulement gaz/liquide, les coefficients d'absorption des deux phases (respectivement α_G et α_L) diffèrent considérablement. La loi de Beer-Lambert permet d'écrire le long de la corde :

$$I = I_0 \exp(-\alpha_L (1 - \langle \varepsilon \rangle)x - \alpha_G \langle \varepsilon \rangle x) \quad (\text{A-5})$$

On en déduit l'expression du taux de vide moyen le long d'une corde :

$$\langle \varepsilon_G \rangle = \frac{\ln I - \ln I_L}{\ln I_G - \ln I_L} \quad (\text{A-6})$$

où I_L (respectivement I_G) représente l'intensité mesurée lorsque l'écoulement est purement liquide (respectivement gazeux).

Comme les systèmes à bulles sont opaques, il n'est pas possible d'utiliser une lumière visible comme radiation, excepté lorsque le taux de vide est inférieur à 2 ou 3% et le système est de faible épaisseur comme dans l'étude de Kikuchi et coll. (1997). Les radiations les plus fréquemment employées sont donc les rayons X et les rayons γ . Toutefois les rayonnements γ ainsi que des faisceaux de neutrons sont également utilisés mais de façon moins fréquente.

La combinaison de plusieurs faisceaux afin d'obtenir une connaissance du taux de vide local est déjà décrite par Hetsroni (1982). Elle a abouti aux méthodes tomographiques (tomographie RX, γ , voire ultrasons). Nous ne décrivons pas ces méthodes qui sont rarement employées dans le domaine du génie chimique. En effet la présence de sources radioactives et d'émissions de rayonnements interdit leur emploi pour des raisons de sécurité dans les industries chimiques qui sont rarement équipés des protections nécessaires. On notera que le principal avantage de ces techniques est qu'elles sont non intrusives. Elles sont de plus assez précises et bien adaptées aux écoulements lents comme ceux des colonnes à bulles et gazosiphons (Chaouki et coll., 1999). En revanche, elles nécessitent des algorithmes de reconstruction complexes (Kumar et coll., 1997). Leurs principales limitations résident dans les résolutions temporelles et spatiales qui sont souvent assez faibles. Ces différentes méthodes sont reportées dans le tableau suivant. Pour chacune d'entre elle, nous fournissons des informations concernant la qualité des résolutions spatiales et temporelle ainsi que les principaux types de réacteurs auxquels elles ont été appliquées jusqu'à présent.

A.3.2. Taux de Vide Local

Ces méthodes nécessitent des capteurs locaux qui peuvent être de deux types :

- des sondes optiques ;
- des sondes conductimétriques.

A.3.2.1. Sonde Optique locale

Les sondes optiques (Figure A-4) permettent de déterminer le taux de vide dans les colonnes à bulles et donnent également accès à la fréquence de passage des bulles. Elles sont sensibles à la différence entre les indices de réfraction de deux phases. A l'interface de deux milieux homogènes isotropes, la loi de Snell permet d'écrire :

$$n_1 \cdot \sin(\theta_1) = n_2 \cdot \sin(\theta_2) \quad (\text{A-7})$$

où n_1 et n_2 sont les indices de réfraction respectifs des deux milieux et θ_1 et θ_2 les angles d'incidence et de réfraction du faisceau. Prenons l'exemple d'une sonde avec un matériau d'indice 1.5, la loi de Snell permet de montrer que le faisceau sera réfléchi si n_1 est supérieur à 1.3 et sera transmis par réfraction dans le cas contraire. Sachant que l'eau et l'air ont des indices de réfraction respectifs de 1.33 et de 1, le faisceau lumineux se comportera

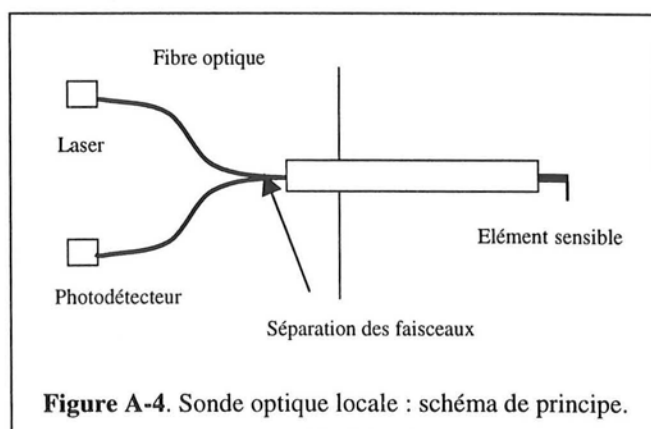
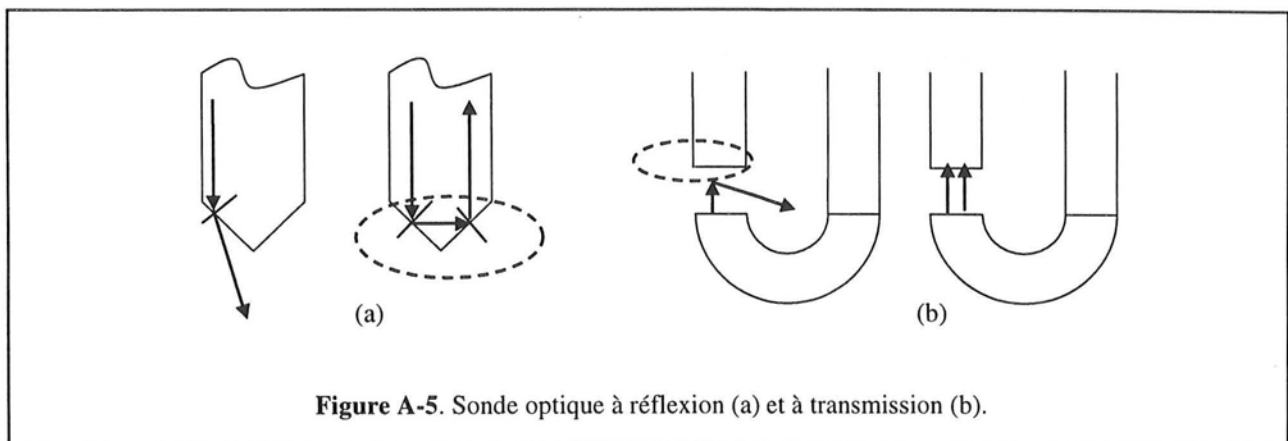


Figure A-4. Sonde optique locale : schéma de principe.

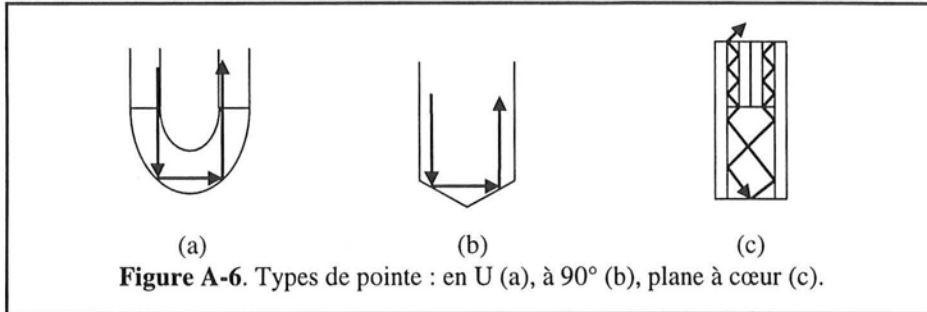
différemment suivant la phase entourant la pointe de la sonde. Deux types de sondes ont été employées : les sondes à réflexion et les sondes à transmission (Figure A-5). Dans le premier cas, le signal est diffusé dans la phase liquide et réfléchi vers la pointe de la sonde lors du passage d'une bulle. Dans le second, un signal lumineux est transmis entre deux extrémités de fibres optiques se faisant face lorsque les deux pointes sont dans la phase liquide. Il est en revanche interrompu par le passage d'une bulle.

Méthode de Mesure	Résolution spatiale	Résolution temporelle	Applications dans le domaine du Génie Chimique
Tomographie de transmission RX	1 mm	Moyenne	Lits fixes Lits fluidisés
Tomographie de transmission $R\gamma$	5 mm	Moyenne	Colonnes à bulles Lits fluidisés
Radiographie RX	4 mm	Faible	Lits fluidisés Fluidisation rapide
Tomographie de transmission de neutrons	0.05 mm	Faible	Milieus poreux
Tomographie d'émission de positrons	8 mm	Moyenne	Milieus poreux Réacteurs mécaniquement agités
Imagerie RMN	0.1 mm	Moyenne	-
Tomographie résistive ou capacitive	1 cm	Bonne	Lits fixes Colonnes à bulles
Tomographie optique visible	1 mm	Moyenne	-
Tomographie par micro-ondes	$\lambda/20$ (λ longueur d'onde)	Dépend de la taille du réacteur	-
Tomographie ultrasonore	1 mm	Faible	Réacteurs à solide suspendu

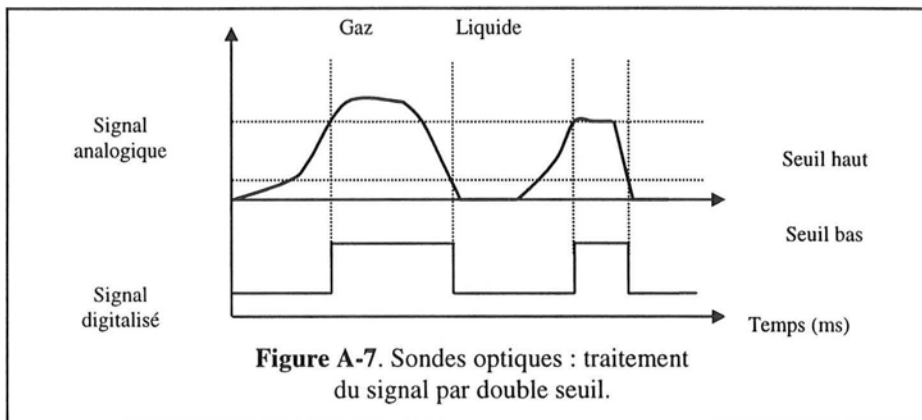
Tableau A.1. Résumé des principales caractéristiques et applications des méthodes tomographiques et radiographiques (d'après Chaouki et coll., 1997).



Choi et Lee (1989) ont montré dans une étude comparative la supériorité des sondes à réflexion sur les sondes à transmission. Dans la suite, nous ne traiterons donc plus que des sondes à réflexion. En pratique le système optique comporte un système de génération du faisceau (laser faible puissance, photodiode, lampe...), une fibre optique avec une pointe de géométrie déterminée (Figure A-6) et un système de réception du faisceau avec photomultiplicateur capable de convertir le signal lumineux en signal analogique (Figure A-7).



Ce signal analogique est traité par une méthode à simple ou à deux seuils (A-7) pour obtenir un signal logique. La valeur haute correspond alors à la présence de gaz et la valeur basse à celle du liquide. Le taux de vide s'obtient simplement à partir de sa définition en effectuant le rapport du temps de présence de la phase gaz sur le temps total de la mesure.



Dans les colonnes à bulles, les sondes optiques ont été très fréquemment employées à cause de leur simplicité. Comme les sondes conductimétriques, elles nécessitent une calibration préalable avec réglage du zéro électrique (gaz), de la valeur haute (liquide) et des seuils. Elles donnent des résultats fiables, reproductibles et sont insensibles aux phénomènes électrochimiques et aux couplages rencontrés avec les sondes conductimétriques. Elles sont de plus utilisables dans des milieux non conducteurs. Il est de plus possible de miniaturiser les pointes jusqu'à une taille de 50 microns et ainsi de réduire la perturbation de l'écoulement due à l'introduction de la sonde. Les sondes optiques permettent enfin d'atteindre des fréquences d'acquisition élevées (jusqu'à 10 MHz).

L'utilisation des sondes optiques est limitée par la fragilité des fibres. Elles ne sont en conséquence utilisées le plus souvent qu'au niveau du laboratoire. Enfin les bulles de petite taille (typiquement moins de 500 microns) aux interfaces rigides sont repoussées par la pointe des sondes et ne peuvent être prises en compte par cette technique. La mesure du taux de vide est donc fiable tant que la fraction de la rétention de la phase gaz correspondant aux petites bulles reste faible. L'emploi de ces sondes est donc limité si le système étudié est inhibiteur de coalescence.

Cependant les sondes optiques locales sont un instrument fondamental pour l'étude des écoulements gaz/liquide. Saberi et coll. (1995) ont recensé les travaux les plus récents utilisant les sondes optiques pour étudier le comportement des colonnes à bulles.

A.3.2.2. Sonde Conductimétrique locale

Les sondes conductimétriques (ou sondes résistives) donnent accès à la rétention locale de la phase gaz en utilisant la différence de conductivité entre les deux phases comme discriminant. Il est évidemment nécessaire que la phase liquide soit un milieu conducteur. De nombreux systèmes ont été proposés dans la littérature et diffèrent par la géométrie des sondes et le traitement du signal. Ils comportent nécessairement deux électrodes. La première, dont l'élément sensible est un fil en acier ou platine, est en général en forme de pointe dont l'extrémité peut être de très petite taille (20 microns). Elle peut être orientée face à l'écoulement ou perpendiculairement. La seconde, dont la fonction est de fermer le circuit, peut être une plaque de métal collée à la paroi, une sonde identique à la précédente ou encore le corps métallique protégeant l'élément sensible de la première électrode. Lorsqu'une différence de potentiel est appliquée entre les deux sondes, le signal de sortie est alors un courant qui peut être converti en tension par une résistance (Figure A-8) et qui dépend de la conductivité du milieu entre les électrodes.

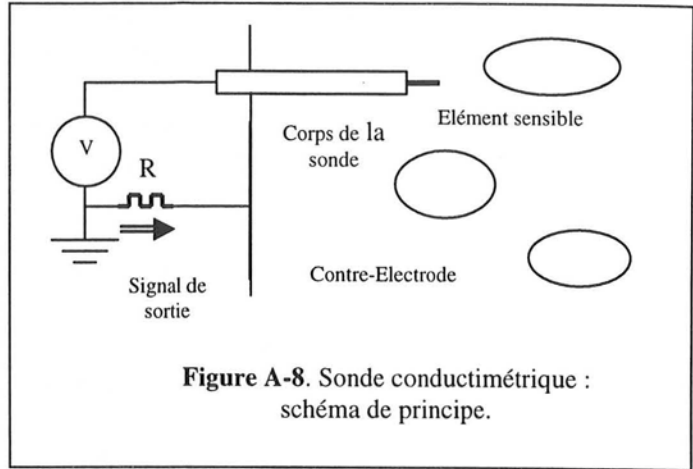


Figure A-8. Sonde conductimétrique : schéma de principe.

Si on travaille en courant continu, la différence de potentiel imposée doit être faible pour limiter les phénomènes électrochimiques parasites à la pointe de la sonde. Il est préférable de travailler en courant alternatif, mais la fréquence du courant doit alors être sensiblement différente de celle des phénomènes observés. En général elle est choisie de façon à être très supérieure à celle des phénomènes, sauf dans le cas des écoulements à très hautes vitesses. Les changements de phase sont ensuite obtenus par modulation d'amplitude. Le traitement du signal analogique permet d'évaluer le taux de vide local par une méthode de seuillage (Figure A-7), ainsi que la fréquence de passage des bulles par comptage. Le taux de vide s'obtient en faisant le rapport du temps de présence de la pointe dans la phase gaz sur la durée totale de la mesure. Les sondes conductimétriques sont de construction et d'emploi simples. Elles présentent également l'avantage d'être bien plus robustes que les sondes optiques. Cependant la mesure dépend fortement de l'état de surface, de la mouillabilité du matériau et des contaminations dues aux phénomènes électrochimiques. Le système doit donc être fréquemment recalibré. Enfin la pointe de la sonde repousse les bulles de petite taille à cause de la rigidité de l'interface gaz/liquide. La plus petite taille mesurable est de 600 microns pour un élément sensible de 40 microns d'après Buchholz et coll. (1981), ce qui limite fortement l'utilisation de ce type de sonde dans les milieux inhibiteurs de coalescence. Enfin la technique conductimétrique est fortement concurrencée par les sonde optiques locales, moins sensibles à l'état de surface et qui fournissent des mesures plus stables dans le temps ainsi que des fréquences d'acquisition supérieures.

Une variante de la sonde conductimétrique est la sonde à ondes radios décrite par Jones (1983) qui utilise deux fils isolés électriquement du liquide et fonctionnant comme des antennes. Le premier, relié à un générateur haute fréquence joue le rôle d'émetteur. Le second sert d'antenne réceptrice. Le signal est obtenu de la même façon que précédemment, car le passage d'une bulle

entre les deux fils provoque une chute de la puissance rayonnée reçue par le récepteur, ce qui permet de détecter le passage des bulles.

A.3.3. Conclusion

Dans les paragraphes précédents, nous nous sommes contentés de décrire les méthodes les plus couramment rencontrées dans le domaine du génie chimique pour mesurer spécifiquement le taux de vide. De nombreuses autres méthodes permettent d'accéder à cette grandeur. Ainsi le *désengagement dynamique du gaz* donne accès à la valeur moyenne du taux de vide sur la colonne, bien que son intérêt principal soit la mesure de la distribution des vitesses de bulles. Cette technique sera décrite ultérieurement (A.4.3). De même *l'anémométrie thermique* (A.6.4), utilisée pour mesurer les vitesses locales du liquide et la turbulence, permet la mesure de la rétention locale du gaz.

D'autres techniques spécifiques peuvent également être employées tout en étant d'un usage bien moins fréquent que les précédentes. Ce sont par exemple les *techniques ultrasonores* qui reposent sur la mesure de la différence entre le temps de transit d'un faisceau d'ultrasons en présence et en absence de bulles et permettent la mesure du taux de vide dans les systèmes gaz/liquide/solide selon Maezawa et coll. (1993). Des méthodes basées sur les micro-ondes et rayonnements électromagnétiques sont également utilisables d'après Cheremisinoff (1986). De même les méthodes basées sur la reconstruction d'image à partir de mesures en plusieurs points que sont *l'holographie à ultrasons* ou la *tomographie capacitive* sont extrêmement performantes puisqu'elles donnent une vision spatiale de la distribution du taux de vide (Chaouki et coll., 1999). Elles restent encore peu répandues à cause de la complexité de leur mise en œuvre.

A.4. Vitesses de Bulles

La connaissance des vitesses de bulles est assez simple tant qu'on se contente de la valeur moyenne de la vitesse ascensionnelle. Il existe également des méthodes permettant d'obtenir la distribution des vitesses mais les résultats dépendent alors grandement du traitement du signal choisi. En revanche la détermination des autres composantes moyennes et éventuellement de leurs fluctuations est bien plus problématique.

A.4.1. Méthodes de visualisation

Les méthodes de visualisation telles que la photographie rapide ou l'enregistrement par caméra permettent d'évaluer la vitesse des bulles. Elles sont cependant limitées par la fréquence des flashes ou la vitesse d'acquisition de la caméra ainsi que par l'opacité du milieu en écoulement à bulles. Plus récemment, la *vélocimétrie par images de particules* avec éclairage laser a été utilisée avec succès dans les écoulements polyphasiques pour obtenir simultanément la vitesse des bulles et celle de la phase liquide. Pour cette raison, cette méthode sera décrite dans la partie de cet exposé traitant de la mesure des vitesses de la phase liquide (A.6.8), le principe étant rigoureusement le même pour les deux phases.

A.4.2. Sondes locales

Deux méthodes sont envisageables à partir des sondes locales que nous avons décrites précédemment (A.3.2). Il faut cependant noter que ce n'est pas la vitesse des bulles qui est véritablement mesurée mais celle de l'interface gaz/liquide, les deux vitesses étant généralement assimilées.

La première méthode consiste à utiliser une seule sonde et à analyser la durée des temps de montée t_m (Figure A-9). En effet pour une bulle, le produit vitesse-temps de montée $v_b \times t_m$ est constant et ne dépend que des caractéristiques de la sonde. Après étalonnage, il est donc possible de connaître la vitesse de toutes les bulles détectées. Toutefois une fréquence d'acquisition de 1 MHz est requise afin de connaître précisément t_m , ce qui limite fortement l'utilisation de cette méthode.

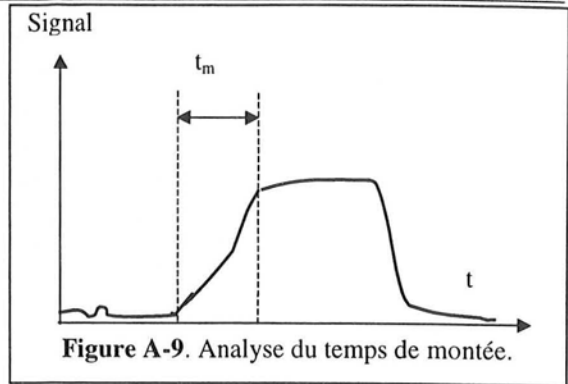


Figure A-9. Analyse du temps de montée.

La seconde consiste à coupler deux sondes locales. Le couplage le plus simple consiste à associer deux sondes placées successivement dans le sens de l'écoulement. Plusieurs configurations sont envisageables comme le montre la figure A-10.

La technique repose sur la mesure du temps mis par les bulles détectées par la première sonde pour atteindre la deuxième. La distance d entre les pointes étant connue, il est alors possible de déterminer la vitesse des bulles. Un traitement du signal est cependant nécessaire pour éliminer les signaux dus aux bulles qui ne rencontrent qu'une seule des deux sondes.

Deux méthodes sont envisageables. La première est basée sur le calcul de la fonction d'intercorrélation des signaux des deux sondes. Son maximum correspond au temps de passage le plus probable t_p mis par les bulles pour aller d'une pointe à l'autre. La vitesse moyenne des bulles se déduit par la formule simple :

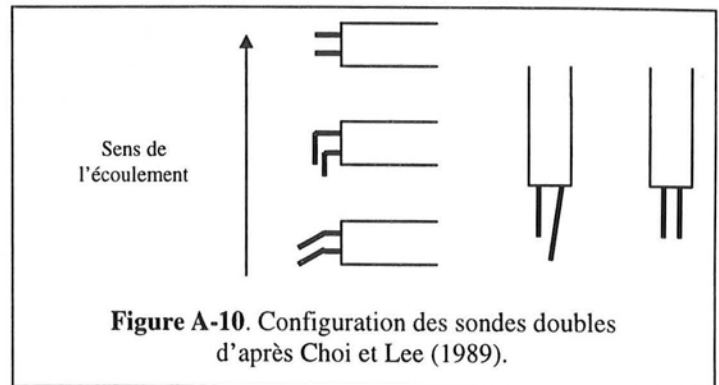


Figure A-10. Configuration des sondes doubles d'après Choi et Lee (1989).

$$v_b = \frac{d}{t_p} \quad (\text{A-8})$$

Cette méthode présente l'avantage de ne pas nécessiter de traitement particulier car les erreurs sont distribuées à peu près uniformément et n'influent pas sur la position du pic. Il faut cependant noter que la vitesse la plus probable peut différer de la vitesse moyenne des bulles. Cet écart peut atteindre 5% d'après Liu et Bankoff (1993b). Une autre méthode consiste à évaluer le temps de transit pour chaque bulle et à en déduire la vitesse par la formule A-9. La vitesse moyenne ainsi que les fluctuations de vitesse s'obtiennent alors à partir d'un traitement statistique des données. Dans ce cas, un traitement conditionnel est nécessaire de façon à éliminer les signaux des bulles qui ne sont détectées que par une seule sonde. Un exemple de traitement est décrit par Baur (1995).

Les limitations de ces techniques de mesures sont globalement les mêmes que pour la détermination du taux de vide. Il faut cependant y ajouter les points suivants. Tout d'abord, les sondes locales ne fournissent qu'une seule composante des vitesses de bulles : la vitesse ascensionnelle. De plus elles ne sont applicables que dans un écoulement structuré. Il faut également noter que la limitation de la technique à des tailles de bulles supérieures à 500 microns est plus pénalisante dans le cas des vitesses que dans celui du taux de vide. Enfin la présence des sondes modifie les vitesses des bulles. La première retarde en général le passage de la bulle et peut éventuellement modifier sa trajectoire lors de la percée de l'interface par la pointe.

En revanche un avantage important des sondes locales est qu'elles permettent de déterminer la dimension caractéristique des bulles dans la direction verticale. Sous certaines hypothèses, il est possible d'obtenir un diamètre équivalent mais cette évaluation est délicate car les sondes fournissent une distribution de cordes et non de diamètres. Enfin la détermination du diamètre de bulles nécessite de postuler a priori leur morphologie. En pratique, on se contente de l'hypothèse de sphéricité bien qu'elle soit rarement vérifiée. En effet la morphologie des bulles est trop mal connue et trop variable au sein de l'écoulement pour qu'un modèle plus sophistiqué ne soit nécessaire. Herringue et Davis (1974) ont relié les distributions de cordes $g(x)$ et de diamètres $F(x)$ dans le cas de bulles sphériques sans vitesses radiales. Ils ont obtenu la relation suivante :

$$f(x) = \frac{1}{2} \left(g(x) - x \cdot \frac{dg(x)}{dx} \right) \quad (\text{A-10})$$

Le calcul de f est cependant délicat puisqu'il résulte de la différenciation d'une fonction déterminée expérimentalement avec un pas assez large, ce qui peut conduire à des erreurs importantes. En revanche le diamètre moyen s'obtient assez facilement par :

$$\bar{d} = \frac{3}{2} \int x \cdot g(x) \cdot dx \quad (\text{A-11})$$

De nombreux auteurs ont comparé les résultats des sondes locales avec la technique photographique, comme par exemple Buchholz et coll. (1981) ou avec celle de désengagement dynamique du gaz comme Shah et coll. (1985). Choi et Lee (1989) ont étudié l'influence de la géométrie des sondes sur les résultats.

Malgré les limitations précédemment énoncées, les sondes conductimétriques et les sondes optiques locales sont des instruments de base pour la détermination de la vitesse et de la dimension des bulles dans le sein de l'écoulement pour les milieux coalescents et les bulles de taille supérieure à 500 microns.

A.4.3. Méthode de Désengagement Dynamique du Gaz

La technique de désengagement dynamique du gaz (DGD) a été introduite par Sriram et Mann (1977). Elle consiste à étudier le comportement du désengagement des bulles après arrêt de l'alimentation en gaz. Cette étude peut se faire à partir de la mesure de l'évolution du niveau de la dispersion gaz/liquide par enregistrement vidéo (Sriram et Mann, 1977), grâce à un flotteur (Lee et coll., 1985), ou encore avec de capteurs de pression (Daly et coll., 1992). Ces derniers permettent d'appliquer la DGD aux milieux opaques et de s'affranchir des erreurs dues à l'incertitude sur la mesure des niveaux.

La DGD ne permet pas la mesure locale des vitesses de bulles, mais donne accès à la distribution des vitesses sur l'ensemble de la colonne. Son utilisation implique que les hypothèses suivantes soient vérifiées :

1. La répartition spatiale du taux de vide ne doit pas être perturbée par l'arrêt du gaz.
2. Elle doit être uniforme sur toute la hauteur de la colonne.

Ces deux hypothèses peuvent être erronées dans plusieurs cas. Par exemple lorsque le liquide est promoteur de coalescence, la taille des bulles varie alors fortement dans la région du distributeur. De même pour une colonne de grande taille, l'expansion volumique du gaz provoque une non-uniformité axiale du taux de vide. Celle-ci peut également exister pour des colonnes de taille plus petite dans le cas d'une mauvaise distribution du gaz. La DGD est donc essentiellement applicable aux milieux faiblement coalescents. On notera les travaux de Kelkar et coll., 1983 avec des solutions alcooliques, ainsi que ceux de Godbole et coll.(1984) avec des systèmes à base de

carboxyméthylcellulose (CMC). Elle fournit cependant des résultats acceptables avec le système eau-air selon Schumpe et Grund (1986).

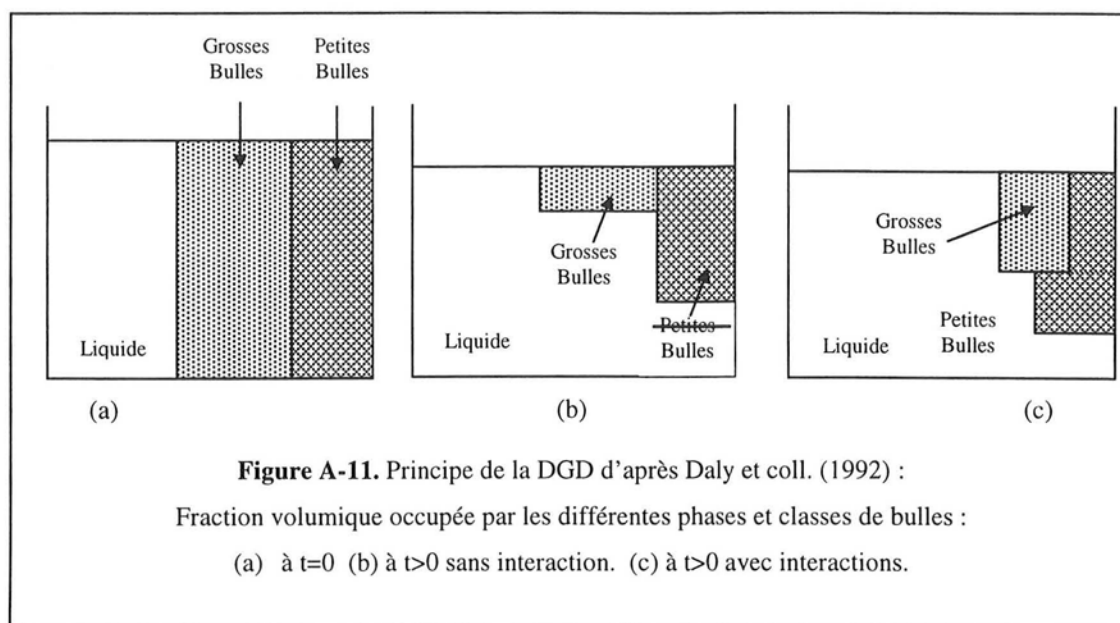
L'approche originelle présentée par Sriram et Mann (1977) suppose une distribution continue du diamètre des bulles. De nombreux auteurs ont supposé en revanche que l'écoulement biphasique, caractérisé par une distribution bimodale de bulles, pouvait être représenté à partir d'un modèle à deux classes. A partir de cette hypothèse, ils ont considéré que le désengagement des bulles les plus petites est plus long que lorsque celui des grosses et continue après que ce dernier se soit achevé. Ce phénomène est dû à la différence de vitesse terminale ascensionnelle entre les petites et les grosses bulles. Patel et coll. (1989) ont généralisé cette théorie pour les distributions multimodales à partir de modèles multiclasses en prenant en compte deux types de processus :

1. Le désengagement à vitesse constante.
2. Le désengagement avec interactions.

Le premier processus correspond à un désengagement simultané et indépendant des différentes classes de bulles. Le second suppose l'existence d'interactions entre ces classes, les bulles les plus grosses retardant le désengagement des bulles plus petites. La figure A-10 schématise simplement le comportement du milieu dans les deux cas. Les auteurs ont discrétisé les équations obtenues dans les deux cas pour N classes de bulles. Par la suite, Daly et coll. (1992) ont appliqué avec succès les résultats du premier modèle au système eau-air.

La vitesse de désengagement peut être mesurée à partir de la courbe de diminution de pression $P=f(t)$ qui dépend de la vitesse ascensionnelle des bulles. La figure A-3 illustre le comportement du désengagement observé par la DGD. En effet lorsqu'une classe de bulles s'est totalement désengagée, on observe une rupture de pente qui correspond à la diminution de vitesse ascensionnelle des bulles lorsqu'on a des bulles de plus petite tailles. La connaissance simultanée des pentes et des temps relatifs au désengagement de chaque classe fournit pour chacune la fraction de gaz qu'elle représente et sa vitesse ascensionnelle moyenne. Grâce à la dépendance entre vitesse terminale ascensionnelle et diamètre, il est possible d'estimer le diamètre moyen des bulles pour chaque classe.

Les limitations de cette technique sont nombreuses et ont été étudiées par Lee et coll. (1985) ainsi que par Schumpe et Grund (1986). Tout d'abord les fluctuations du niveau de la dispersion induisent d'importantes erreurs sur le calcul des pentes. L'influence de l'écoulement descendant du liquide qui retarde le désengagement du gaz n'est pas pris en compte par la théorie. L'instant d'arrêt du gaz est mal connu. En effet la vitesse du gaz ne devient pas instantanément nulle du fait de la quantité de gaz présente dans le distributeur, notamment en présence d'une chambre de mélange. De plus le désengagement n'est correct que si la colonne se trouvait en régime permanent. L'obtention de l'état stationnaire peut nécessiter un temps assez long entre deux mesures. Enfin la méthode n'est pas applicable aux réacteurs à boucle, car le désengagement est couplé au ralentissement du liquide. Il faut également noter que la théorie multimodale de Patel et coll. (1989) n'est applicable que dans le cas d'un désengagement de longue durée pour des réacteurs de taille importante. Pour les réacteurs de laboratoire, il n'est pas possible de distinguer plus de deux classes de bulles.



Néanmoins, la DGD est une technique simple, facile à mettre en œuvre et peu coûteuse. Elle permet d'obtenir le taux de vide moyen, bien qu'en général cette information soit utilisée pour valider les résultats par comparaison avec des techniques plus classiques (A.3). Elle fournit de plus les fractions de gaz, les vitesses ascensionnelles ainsi qu'une estimation des diamètres des bulles pour chacune des classes. Il s'agit donc d'une méthode très intéressante car elle est également utilisable à l'échelle industrielle.

A.4.4. Sonde Doppler à Réflexion d'Ultrasons

Une onde ultrasonore est une vibration mécanique de fréquence élevée mettant en mouvement les molécules autour de leur position d'équilibre et se propageant dans les milieux élastiques. Les fréquences employées sont comprises entre 200 kHz et 5 MHz. La méthode repose sur la différence de comportement des ultrasons dans différents milieux (gaz, liquide, solide). L'importante différence d'impédance acoustique entre le liquide et le gaz fait que les bulles sont d'excellents réflecteurs des ultrasons. La technique consiste à envoyer une onde ultrasonore continue dans la dispersion grâce à un transmetteur. Un récepteur est placé de façon à mesurer l'onde réfléchi. Comme les bulles sont en mouvement avec une vitesse v_b , la fréquence du faisceau incident f_i est modulée par effet Doppler et on obtient alors une onde de fréquence f_R telle que :

$$f_D = f_i - f_R = \frac{2 \cdot f_i \cdot \cos \theta \cdot v_b}{c} \quad (\text{A-12})$$

où c est la célérité de l'onde dans le liquide et θ l'angle d'incidence (Figure A-12). La distribution des vitesses des bulles est donc proportionnelle à celle de f_D qui peut être obtenue par transformée de Fourier.

Pratiquement, les transmetteurs utilisés en émission et réception sont des quartz et la fréquence employée est de 4 MHz, ce qui permet de réduire la taille du volume de mesure sans trop favoriser l'absorption de l'onde. Les fréquences Doppler f_D sont typiquement inférieures à 4 kHz. Des systèmes de ce type ont été utilisés par Lübbert et coll. (1983) qui l'ont validé dans des écoulements de type bouchons ainsi que par Hilgert et Hofmann (1986).

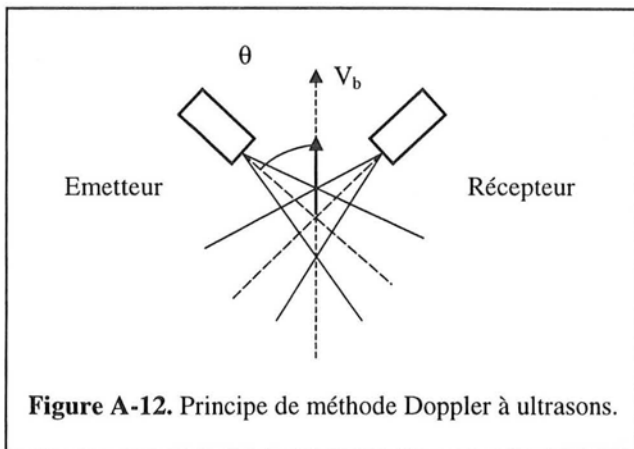


Figure A-12. Principe de méthode Doppler à ultrasons.

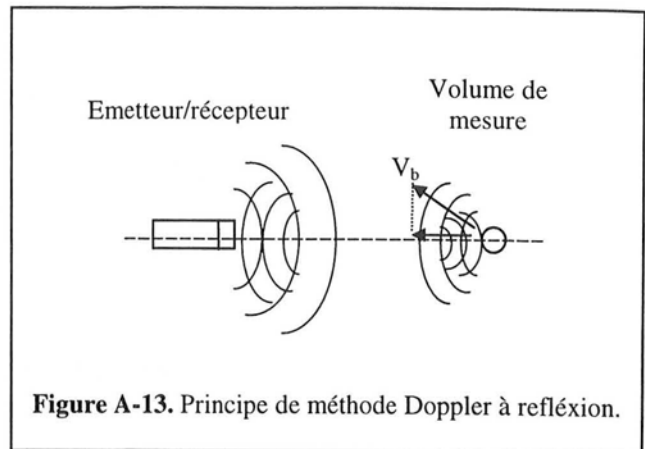


Figure A-13. Principe de méthode Doppler à réflexion.

Le problème de cette technique est lié à la taille du volume de mesure de l'ordre du centimètre. En effet il est impératif qu'une seule bulle soit présente dans ce volume au moment de la mesure. Pour le résoudre, Bröring et coll. (1991) ont développé une méthode à une seule sonde (Figure A-13). Celle-ci présente l'inconvénient par rapport à la précédente d'être intrusive, mais le volume de mesure n'est pas directement en contact avec la sonde qui sert à la fois d'émetteur et de récepteur avec un fonctionnement cyclique. L'onde ultrasonore n'est plus continue mais produite sous forme d'impulsions. La distance entre la sonde et le volume de mesure est un paramètre choisi par l'utilisateur. Elle est comprise en général entre 2 et 5 cm de façon à limiter simultanément l'influence de la sonde sur l'écoulement et l'effet néfaste de l'absorption de la puissance ultrasonore par le liquide. Comme la célérité des ultrasons dans le milieu est connue, le temps de transit de l'onde lors d'un aller-retour est parfaitement défini. L'électronique ajuste alors les cycles émission/réception pour qu'après chaque impulsion, la durée de la fenêtre de réception soit centrée autour du temps de transit (Figure A-14). La taille du volume de mesure dépend de la durée de la fenêtre et peut être réduite à 4 ou 5 mm. La fréquence d'échantillonnage est celle des impulsions, au minimum 10 kHz (plus du double de f_D). La transformée de Fourier est effectuée en temps réel.

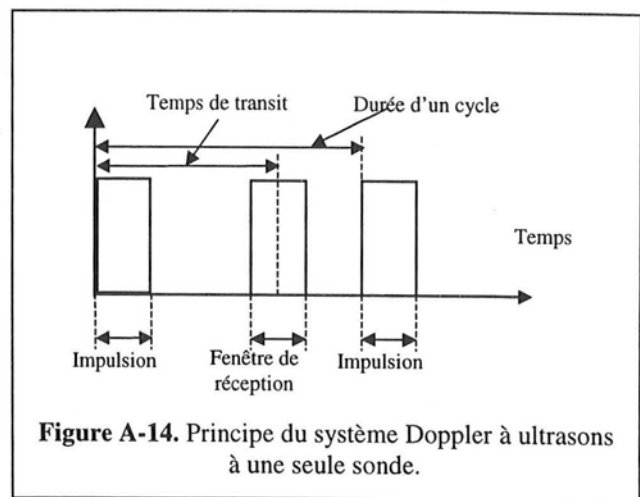


Figure A-14. Principe du système Doppler à ultrasons à une seule sonde.

Les avantages de ce système sont nombreux :

- La méthode est simple d'emploi. Les sondes sont robustes ;
- Elle ne nécessite pas d'étalonnage ;
- Il est possible d'obtenir plusieurs composantes des vitesses par rotation de la sonde ainsi que leur signe ;
- La méthode donne accès à la distribution des vitesses et aux fluctuations ;
- Il n'y a pas de limitation due à l'opacité du milieu aux ondes électromagnétiques est moins pénalisante que pour les méthodes optiques, mais elle existe néanmoins aux forts taux de vide.

Les principaux inconvénients sont :

- La taille de la tête de la sonde qui mesure un centimètre et perturbe l'écoulement.
- La méthode est limitée à de faibles vitesses, couvrant cependant le domaine de nos réacteurs.

- L'utilisation de la sonde en milieu triphasique est délicate lorsque les vitesses des bulles et des particules sont proches. On n'observe en général qu'un seul pic résultant des vitesses des deux phases dispersées.

Il faut noter que des systèmes non intrusifs multicanaux à une sonde basés sur la réflexion des ultrasons permettent maintenant d'obtenir directement des profils de vitesse du liquide en monophasique. Bien qu'aucune étude n'y fasse jusqu'à présent référence pour obtenir celui du gaz en colonne à bulles, son utilisation ne devrait pas poser de problème particulier. La principale limitation de ce système reste l'opacité du milieu aux ultrasons aux forts taux de vide.

A.4.5. Conclusion

Outre les méthodes précédemment décrites et la Vélocimétrie par Image de particules (A.6.8), il est également possible d'utiliser la Vélocimétrie Laser à effet Doppler pour déterminer les vitesses des bulles lorsque la taille de celles-ci est inférieure à une centaine de microns comme l'ont montré Ohba et Yuhara (1979). Ce domaine de tailles est cependant rarement atteint dans le domaine des colonnes à bulles. Cette méthode est en revanche applicable à la mesure des vitesses de la phase liquide (A.6.6). Le tableau suivant résume les différentes méthodes, leur domaine d'application et leur principale limitation.

A.5. Morphologie et Taille de Bulles

La mesure de la taille des bulles ainsi que la connaissance de leurs morphologies sont plus délicates qu'on pourrait le supposer. Le choix de la méthode dépend a priori de la quantité d'information que l'on veut obtenir. Souvent une dimension moyenne peut suffire alors que parfois la connaissance de la distribution des tailles s'impose. Dans tous les cas, la morphologie des bulles est difficile à connaître et à quantifier dès que celles-ci ne sont plus sphériques.

<i>Méthode de Mesure</i>	<i>Mesure locale ou globale</i>	<i>Type de résultats</i>	<i>Nombre de Composantes</i>	<i>Gamme de tailles mm</i>	<i>Principale Limitation</i>
PIV	Dans un plan. Traitement local possible	Distribution Spatiale et Temporelle (BF)	Deux	>0.1	Opacité
Sondes Optiques	Ponctuelle	Distribution Temporelle	Une	>0.6	Fragilité
Sondes Résistives	Ponctuelle	Distribution Temporelle	Une	>0.5	Milieu Conducteur
Désengagement	Globale sur le Réacteur	Moyenne Spatiale	Une	0.3-2	Milieu peu Coalescent
Sonde à Réflexion D'Ultrasons	Ponctuelle	Distribution Temporelle	Jusqu'à trois	>0.1	Vitesses inférieures à $1m.s^{-1}$
Vélocimétrie Laser Doppler	Ponctuelle	Distribution Temporelle	Jusqu'à trois	<0.1	Milieu peu Coalescent

Tableau A.2. Résumé des méthodes permettant la mesure de la vitesse des bulles.

A.5.1. Méthodes de Visualisation

Les méthodes de visualisation que sont la photographie et la cinéphotographie ont été abondamment utilisées pour décrire les tailles des bulles. Elles nécessitent un réacteur et un milieu transparents. Dans le cas particulier des colonnes cylindriques, il est nécessaire de disposer soit d'une fenêtre plane, soit d'une cuve rectangulaire entourant la colonne remplie avec le même liquide de façon à minimiser les phénomènes de distorsion optiques dus à la courbure de la colonne. Bien que très simple a priori, la technique photographique est d'un emploi délicat. Elle requiert une mise au point précise, et notamment le réglage de l'ouverture et de la vitesse d'obturation. En général l'ajout d'une lentille additionnelle est indispensable pour pouvoir se placer suffisamment près de la colonne. La position de l'éclairage est également un facteur déterminant sur la qualité des résultats obtenus. L'éclairage avant peut conduire à des réflexions parasites. Il est préférable d'utiliser un éclairage radial ou arrière.

La technique présente l'inconvénient de sous-estimer les tailles des grosses bulles dans le cas des distributions larges. En effet la vraie distribution n'est obtenue que si toutes les bulles ont le même temps de séjour dans le plan focal. Comme les grosses bulles ont des vitesses plus élevées que les petites, cette condition n'est jamais parfaitement remplie. Une autre limitation réside dans le fait que la technique photographique donne accès à la distribution des tailles de bulles près de la paroi. Cette dernière peut être sensiblement différente de la distribution au centre dans le cas du régime hétérogène. Il est de toute façon évident que l'acquisition d'une information tridimensionnelle sur un support bidimensionnel s'accompagne nécessairement de la perte d'une partie de cette information puisqu'on obtient des diamètres équivalents en surface et non en volume. Enfin le dernier inconvénient de cette méthode est la difficulté de l'analyse des images. Akita et Yoshida (1974) utilisaient un traitement fastidieux puisqu'il était nécessaire de mesurer manuellement plusieurs centaines de bulles pour avoir une distribution correcte. Plus récemment, des traitements informatiques ont permis une certaine automatisation de l'analyse. Toutefois le problème de seuillage des niveaux de gris, qui permet de distinguer les bulles de la phase continue, reste délicat à cause du faible écart entre les niveaux de gris respectifs des bulles et de la phase liquide. Une analyse automatique peut également être mise en défaut lors du chevauchement de plusieurs bulles sur les photos.

La technique photographique a été assez bien décrite par Buchholz et coll. (1981) qui l'a comparée avec succès à une sonde conductimétrique et à une sonde électro-optique. Elle présente l'avantage de fournir la distribution des tailles de bulles et pas seulement une valeur moyenne. De même elle reste la méthode la plus efficace pour déterminer la morphologie des bulles au sein de l'écoulement.

A.5.2. Sondes locales

Nous avons vu précédemment que les sondes conductimétriques et les sondes optiques locales à deux pointes permettent de déterminer le diamètre moyen ainsi que la distribution des tailles de bulles. Une des limitations les plus importantes de ce type de sondes est qu'elles ne permettent pas de connaître la morphologie des bulles, généralement supposées sphériques. Le problème réside dans le fait que traitement des signaux obtenus nécessite de postuler a priori la morphologie des bulles. Pour palier en partie cet inconvénient, des sondes à pointes multiples ont été développées de façon à obtenir plusieurs dimensions caractéristiques. Nous citerons, à titre d'exemple, la sonde à cinq pointes de Burgess et Calderbank (1975).

Un autre type de sonde locale est connu sous le nom de sonde de suction isocinétique ou sonde électro-optique (Figure A-15). Développée par Todtenhaupt (1971), elle a été utilisée, entre autres, par Buchholz et coll. (1981) qui l'ont comparée aux sondes conductimétriques et optiques locales,

et plus récemment par Geneger et Lohrengel (1992). Elle est constituée d'un capillaire qui permet un échantillonnage continu à vitesse constante de l'écoulement gaz/liquide grâce au maintien d'une légère dépression. Dans le tube, les bulles prennent la forme de bouchons et passent devant deux ensembles de lampes et phototransistors disposés comme sur la figure suivante. Les signaux obtenus résultent du passage des bouchons qui diffusent la lumière et réduisent l'intensité lumineuse reçue par les phototransistors.

Le volume de la bulle peut alors être évalué par la formule suivante :

$$V_b = h \cdot A_0 \frac{\Delta t_1}{\Delta t_{12}} \quad (\text{A-13})$$

où h est une constante déterminée lors de l'étalonnage et A_0 la section droite du capillaire.

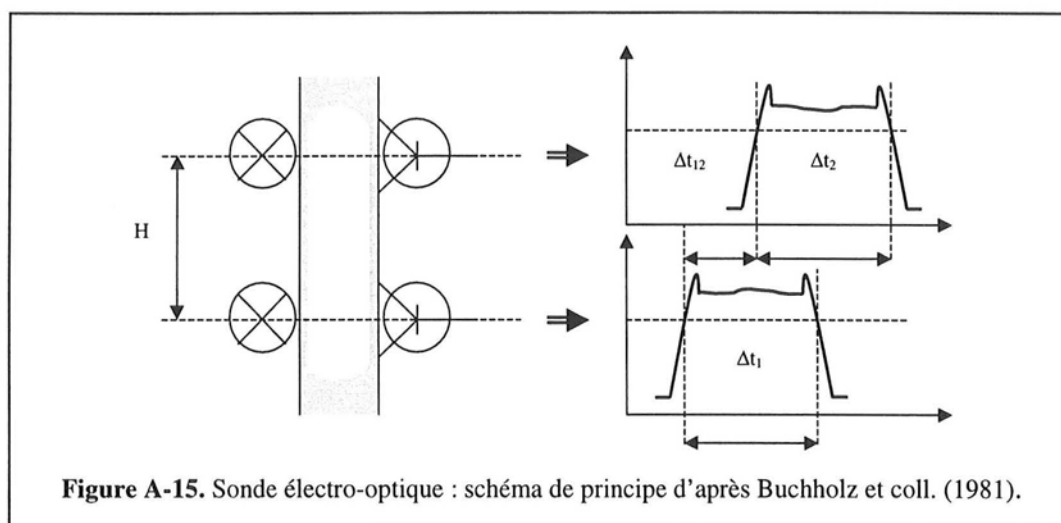


Figure A-15. Sonde électro-optique : schéma de principe d'après Buchholz et coll. (1981).

Les problèmes liés à l'utilisation de cette méthode sont résumés de la façon suivante :

- La méthode est intrusive et nécessite un étalonnage avec des bulles de taille connue.
- Le volume est calculé en fonction de la longueur du bouchon. Aucune information sur la morphologie des bulles ne peut être obtenue par cette méthode.
- La gamme de diamètres de bulles mesurable dépend de la taille du capillaire. Les bulles trop petites pour former des bouchons ne sont pas détectées par la méthode qui n'est applicable que si la distribution des tailles de bulles n'est pas trop large.
- Lorsque la densité de bulles devient trop importante, les bulles coalescent dans le tube. D'après Buchholz et coll. (1981), la vitesse superficielle de gaz maximale pour laquelle il est possible d'obtenir des résultats valables est d'environ $5 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$.
- La vitesse de suction et la dépression doivent être contrôlées précisément. Une aspiration trop rapide peut conduire à la rupture des bulles dans le capillaire, tandis qu'une aspiration trop lente risque de provoquer leur coalescence.

La sonde isocinétique présente donc d'importantes limitations et son utilisation est restreinte aux faibles débits gazeux. Les sondes locales de type conductimétrique ou optique sont généralement jugées plus fiables.

A.5.3. Méthode de Désengagement Dynamique du Gaz

La méthode de désengagement dynamique du gaz a été décrite précédemment dans le cadre de la mesure des vitesses de bulles. Il est possible, comme nous l'avons déjà noté, de relier la vitesse terminale ascensionnelle des bulles avec leur diamètre et donc d'utiliser la DGD comme

méthode de mesure du diamètre de bulles. Toutefois plusieurs restrictions doivent être apportées à cette méthode. Tout d'abord la vitesse mesurée n'est pas exactement la vitesse terminale ascensionnelle des bulles. Ensuite le calcul du diamètre nécessite l'emploi de corrélations qui donnent des résultats sensiblement différents. En effet la courbe diamètre/vitesse présente une zone à peu près plate pour des bulles ayant une taille comprise entre 1 à 10 mm. Pour ces tailles de bulles, les plus fréquemment rencontrées dans les milieux inhibiteurs de coalescence, il est donc difficile d'obtenir une valeur précise du diamètre moyen des bulles à partir de leur vitesse ascensionnelle. Cette méthode est applicable pour les colonnes de grande taille, pour lesquelles le désengagement est assez long, et pour les bulles de petite taille en milieu inhibiteur de coalescence.

A.5.4. Conclusion

La mesure de la taille caractéristique des bulles est donc délicate. Nous avons décrit les techniques les plus employées dans le domaine des colonnes à bulles. Dans le cas des faibles taux de vide et pour des bulles de petite taille, il est possible d'utiliser une technique d'atténuation d'un faisceau optique. En effet lorsqu'une bulle croise le faisceau, la lumière est diffusée et l'intensité lumineuse en sortie peut être reliée à l'intensité incidente par la formule

$$I = I_0 \exp\left(-\frac{3 \langle \varepsilon_G \rangle}{2d_{32}} x\right) \quad (\text{A-14})$$

où d_{32} est le diamètre de Sauter que nous avons défini précédemment et x la distance parcourue par le faisceau dans la dispersion. Cette méthode présente cependant l'inconvénient de nécessiter la connaissance du taux de vide. Elle devient assez vite inapplicable dès que le taux de vide augmente à cause de l'opacité croissante de la dispersion. Une variante de cette technique basée sur un faisceau d'ultrasons a été proposée par Stravs et coll. (1987). Elle nécessite la mesure de l'intensité du faisceau réfléchi par les bulles et permet, par un traitement sophistiqué, d'obtenir la distribution des tailles de bulles. En revanche cette méthode présente l'inconvénient d'être fortement intrusive puisque le générateur d'ultrasons doit être placé au sein de l'écoulement. Il existe encore de nombreuses *méthodes optiques* permettant d'obtenir les tailles de bulles ainsi que leur distribution, mais elles sont en général limitées à des tailles de quelques centaines de microns. Pour plus d'informations sur ces techniques, on consultera l'ouvrage de Cheremisinoff (1986). Une *méthode électrochimique* basée sur la mesure des gradients du coefficient de transfert de matière sur une sphère a été proposée par Essadki, Nikov et Delmas (1997).

Très récemment est apparue une technique de mesure granulométrique par *Anémométrie phase Doppler*. Cette méthode repose sur la Vélométrie laser à effet Doppler (A.6.6) mais nécessite l'emploi de deux à quatre détecteurs autour du système. La mesure du déphasage temporel entre les bouffées Doppler observées par les différents détecteurs permet d'obtenir la dimension de la particule à partir des théories de Lorentz-Mie. Jusqu'à présent, nous n'avons pas trouvé de mise en œuvre de cette méthode dans le domaine des colonnes à bulles. Elle est employée en général pour caractériser des particules solides ou des gouttelettes dont la taille est inférieure à la centaine de microns. Des applications aux écoulements gaz/liquide sont en cours et des particules de l'ordre du millimètre peuvent être mesurées en agrandissant la taille du volume de mesure et la distance entre les franges d'interférence comme cela se fait en vélocimétrie laser. Les principales limitations de cette méthode sont donc l'opacité de la dispersion et la gamme de diamètres mesurable.

Pour conclure, nous résumerons les principales caractéristiques de méthodes précédemment décrites dans le tableau page suivante.

Méthode de Mesure	Comptage Individuel	Mesure Locale/Globale	Type de Distribution	Morphologie	Gamme de Mesure mm	Principale Limitation
Visualisation	Oui	Globale sur le Volume visualisé	Distribution Spatiale	Oui	>0.1	Opacité
Sondes Optiques	Oui	Ponctuelle	Distribution Temporelle	Modèle	>0.6	Fragilité
Sondes Résistives	Oui	Ponctuelle	Distribution Temporelle	Modèle	>0.5	Milieu Conducteur
Sonde Electro-optique	Oui	Ponctuelle	Distribution Temporelle	Non	0.5-10 - plusieurs tubes -	Faible débit de gaz
Désengagement	Non	Globale sur le réacteur	Moyenne Spatiale	Non	0.3-2	Milieu peu Coalescent
Déphasage Doppler	Oui	Ponctuelle	Distribution Temporelle	Modèle	<1	Opacité

Tableau A.3. Résumé des méthodes permettant la mesure de la dimension des bulles.

A.6. Vitesse locale de la phase Liquide

La description du comportement de la phase liquide nécessite la connaissance locale des trois composantes de vitesse et de leurs fluctuations. En effet on sait maintenant que les fluctuations ne sont pas isotropes et que les valeurs moyennes des vitesses sont très différentes de leurs valeurs instantanées. La détermination de ces paramètres est délicate et nécessite des techniques et des traitements sophistiqués qui permettent de séparer la vitesse du liquide de celle des bulles. De nombreuses méthodes ont été employées mais elles présentent toutes d'importantes limitations. Actuellement les plus prometteuses sont de deux types :

- Celles capables de donner des valeurs instantanées et locales de la vitesse avec des fréquences d'acquisition élevées.
- Celles qui donnent des valeurs locales et instantanées des vitesses dans un plan ou un volume et qui permettent ainsi de mettre en évidence les structures de l'écoulement (bien que ce soit en général au détriment de la fréquence d'acquisition).

Dans cette partie, nous allons donc présenter les différentes techniques de mesure pouvant être utilisées dans les colonnes à bulles et les réacteurs dérivés.

A.6.1. Sondes de pression différentielle

Le principe de fonctionnement de ces sondes repose sur la conservation de la charge le long d'un filet de fluide et l'application de l'équation de Bernouilli. Pour un fluide monophasique, la différence entre la pression totale et la pression statique en un point du fluide est donnée par l'expression suivante :

$$\Delta P = \frac{1}{2} \rho v^2 \quad (\text{A-15})$$

où ρ est la masse volumique et v la vitesse locale du fluide. ΔP est également appelé « pression dynamique ». La sonde la plus couramment utilisée est le tube de Pitot. Il existe d'autres types de

sondes plus perfectionnés telles que les sondes cylindriques à trois trous, les sondes sphériques à cinq trous, les sondes de Pitot-Venturi.

Dans les écoulements gaz/liquide, l'adaptation de cette technique très simple est cependant assez délicate. Les premiers travaux sur le sujet sont apparus dans les années 60, essentiellement dans les conduites. Anderson et Mantzouranis (1980) ont montré que la pression dynamique pouvait se mettre sous la forme :

$$\Delta P = \frac{1}{2} (\rho_G \epsilon_G v_G^2 + J \cdot \rho_L (1 - \epsilon_G) v_L^2) \quad (\text{A-16})$$

où J est un paramètre compris entre 1 et 2 qui tient compte de l'échange de quantité de mouvement entre les deux phases. J vaut 1 dans le cas où la phase dispersée suit parfaitement les lignes de courant de la phase continue au voisinage de la sonde. Il tend en revanche vers 2 plus la sonde perturbe l'écoulement.

Dans la suite de ce paragraphe, nous ne nous intéresserons qu'aux études traitant des écoulements à bulles à co-courant ascendant. Il est de plus nécessaire de distinguer les études en conduite et celles en colonne à bulles. Dans les conduites, la plupart des auteurs utilisent des tubes de Pitot et négligent la vitesse de glissement devant les vitesses des phases, ce qui revient à considérer un écoulement homogène. On a donc :

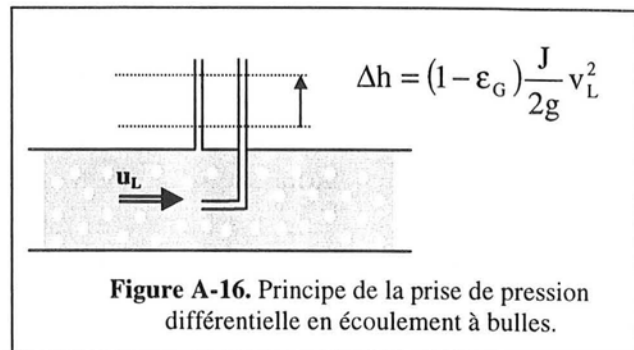


Figure A-16. Principe de la prise de pression différentielle en écoulement à bulles.

$$\Delta P = \frac{1}{2} (\rho_G \epsilon_G + J \cdot \rho_L (1 - \epsilon_g)) \cdot v^2 \quad (\text{A-17})$$

Malnes (1966) a montré que dans le cas des écoulements à bulles J est proche de 1. Par la suite, Bosio et Malnes (1968) ont proposé une autre expression de J dépendant du taux de vide dans le même cas :

$$J = \frac{1 - 0.5 \epsilon_G^2}{1 - \epsilon_G} \quad (\text{A-18})$$

La vitesse est donc parfaitement déterminée par la connaissance de ΔP et de ϵ_G qui doit être mesuré par une autre technique, par exemple par une mesure d'absorption de rayons γ (Reimann et coll., 1983).

Dans les colonnes à bulles, l'hypothèse de l'homogénéité de l'écoulement n'est plus valable du fait des faibles vitesses superficielles de gaz utilisées dans ces réacteurs. Tant que le taux de vide reste faible, il est toutefois possible de négliger l'inertie du gaz devant celle du liquide (Figure A-16). On a alors :

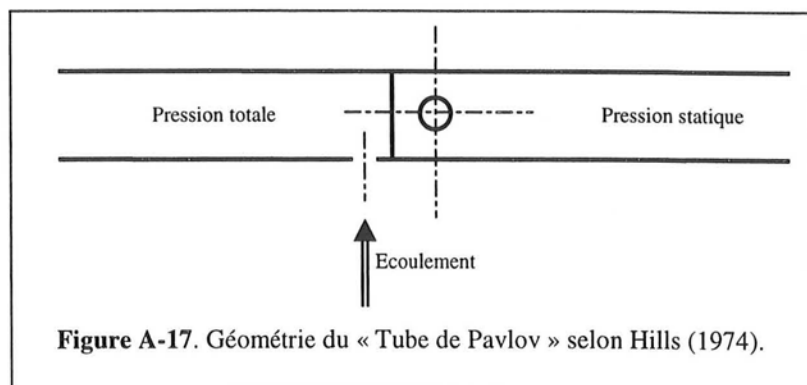


Figure A-17. Géométrie du « Tube de Pavlov » selon Hills (1974).

$$v_L = \sqrt{\frac{2}{J} \cdot \frac{\Delta P}{\rho_L(1-\varepsilon_G)}} = k' \sqrt{\frac{\Delta P}{\rho_L(1-\varepsilon_G)}} \quad (\text{A-19})$$

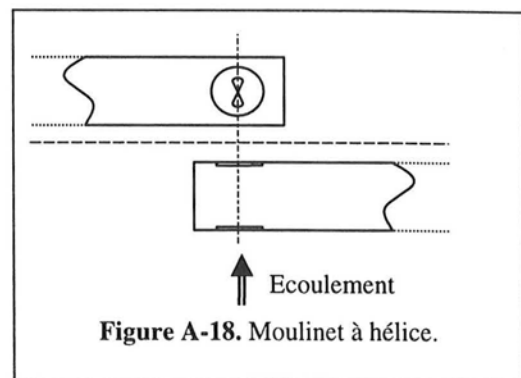
Pour ce type d'écoulement, Pavlov (1965) a proposé de modifier la géométrie du tube de Pitot pour éviter l'entrée de bulles dans le tube (Fig. A-17) lorsque les tubes de Pitot classiques nécessitent une purge périodique du gaz pour éviter son accumulation dans les lignes. Cette géométrie est connue sous le nom de « tube de Pavlov » et a été utilisé par Hills (1974) pour mesurer des profils de vitesse en colonne à bulle fermée au liquide et proposer un modèle de circulation basé sur un bilan de quantité de mouvement. Le principe de construction est simple. Le tube, placé horizontalement dans la colonne, est séparé en deux chambres, chacune étant munie d'un orifice et reliée à un tube piézométrique. L'un des orifices fait face à l'écoulement et mesure la pression totale, tandis que le second est placé à 90° du premier et mesure la pression statique. L'obtention du facteur correctif k' nécessite un étalonnage. Pavlov (1965) a proposé $k'=1.35$, tandis que pour Hills (1974) $k'=1.11$. Cette technique présente toutefois un grand nombre d'inconvénients :

- Elle est fortement intrusive, le tube ayant un diamètre de l'ordre de 5 mm.
- Elle nécessite un étalonnage en liquide seul qui est peu précis aux faibles vitesses à cause des effets de viscosité.
- Elle nécessite d'être couplée à une technique de mesure du taux de vide local.
- Elle est sensible à l'orientation du tube qui doit être connue précisément.
- Elle ne peut être employée dans des systèmes chargés en solide.
- Sa réponse en fréquence est mauvaise.
- La dynamique des vitesses mesurées est limitée par la dénivelée de fluide qui n'est que de 5 mm à 30 cm s⁻¹ et varie avec le carré de la vitesse. Cet inconvénient peut être en partie surmonté par l'emploi d'un manomètre à tubes inclinés.
- Hills (1974) a noté une déviation systématique des valeurs mesurées dans le sens d'une surestimation des vitesses.

Cependant les tubes de Pavlov et plus généralement les sondes de pression différentielle sont de construction et d'emploi simple, tout en permettant une mesure locale de la vitesse de liquide dans les écoulements à bulles, ce qui justifie leur utilisation tant que l'on n'a besoin ni d'une grande précision, ni de la turbulence. Le principe de Pavlov a d'ailleurs été récemment repris par Burns et Rice (1997) qui ont couplé les sondes de pression avec des anémomètres à film chaud.

A.6.2. Moulinet

Les moulinets (Figure A-18) sont principalement utilisés pour mesurer la vitesse du courant dans des canaux ouverts. Le déplacement du liquide provoque la rotation d'un mobile qui est en général une hélice radiale profilée pour réduire au maximum les frottements. La rotation est traduite en impulsions électriques par un capteur à effet Hall. Le comptage des impulsions pendant la durée de la mesure permet de déterminer la vitesse du liquide à l'emplacement du moulinet. L'emploi de deux capteurs à effet Hall placés à 90° permet d'obtenir le sens de la vitesse en plus de sa valeur. Ces appareils sont toutefois d'un emploi beaucoup moins courant que leurs équivalents en phase gaz que sont les anémomètres mécaniques.



Dans les colonnes à bulles, leur utilisation a été décrite pour la première fois par Zehner (1980). Elle est basée sur l'hypothèse que l'inertie de la phase gaz est négligeable devant celle de la phase

liquide à cause de la différence des masses volumiques. Les moulinets ont ensuite été employés par Nottenkämper et coll. (1983) puis par Becker et coll. (1994) pour valider les résultats de simulations numériques. Ils présentent l'avantage d'être d'un coût relativement faible et d'être très simples d'emploi. Ils ont cependant d'importants inconvénients :

- Leur encombrement est important. Le diamètre minimal de la sonde est d'environ 2 cm, ce qui restreint leur utilisation aux colonnes de grands diamètres.
- Ils ne peuvent être utilisés dans des systèmes chargés en solides ou des écoulements à bulles ou gouttes rapides à cause de la fragilité de l'hélice.
- Leur réponse en fréquence ne permet pas de mesurer les fluctuations de la composante de vitesse mesurée.
- Leur gamme de mesure est limitée aux vitesses supérieures à 10 cm.s⁻¹.

A.6.3. Méthodes locales de traçage

Ces méthodes nécessitent l'emploi d'une technique capable de mesurer un paramètre local de l'écoulement tel que le pH, la résistivité, la capacitance, la température ou la conductivité thermique. Le plus souvent elles nécessitent un point d'injection et deux capteurs séparés par une distance d connue le long de l'écoulement. Si les variations du paramètre mesuré voyagent à la même vitesse que le fluide, le décalage de temps t_M mis par une perturbation pour aller de la première à la deuxième sonde permet d'accéder à la vitesse par la formule :

$$v_L = \frac{d}{t_M} \quad (\text{A-20})$$

Le temps de transit t_M peut être évalué à partir de l'intercorrélation des signaux des deux capteurs. On évalue alors la grandeur R_{12}

$$R_{12}(\tau) = \frac{\int_0^T f_1(t) \cdot f_2(t + \tau) dt}{\int_0^T f_1^2(t) dt} \quad (\text{A-21})$$

où $f_1(t)$ est la grandeur mesurée par la première sonde au temps t et $f_2(t)$ la grandeur mesurée en aval au temps $t + \tau$. L'intégrale doit être évaluée sur un temps T assez long pour que R_{12} ne dépende plus de sa valeur. La courbe obtenue atteint son maximum en $\tau = t_M$ qui est le temps de transit le plus probable entre les deux points de mesure. Cette méthode est valable uniquement si l'écoulement est stationnaire. Pour les écoulements instationnaires, un algorithme d'intercorrélation particulier décrit par Leavell et coll. (1979) doit être employé.

Un des inconvénients majeurs de ces techniques est qu'elles ne permettent la mesure que d'une seule composante de la vitesse. Cette dernière n'est égale à la vitesse locale que si l'écoulement est sensiblement homogène. Lorsque la vitesse de glissement n'est pas nulle, la vitesse mesurée est comprise entre les vitesses des deux phases et l'interprétation est difficile. A titre de complément sur les avantages et inconvénients des méthodes de traçage locales, on consultera l'article de Hsu et coll. (1963).

Dans les colonnes à bulles, deux de ces méthodes ont été utilisées pour la mesure des vitesses de la phase liquide : il s'agit respectivement d'un traçage salin et d'un traçage thermique.

A.6.3.1. Traçage salin

Un électrolyte est injecté et la conductivité de la solution mesurée en un point voisin. Ce type de technique a été permis à Yang et coll. (1986) de déterminer le point d'inversion de la vitesse

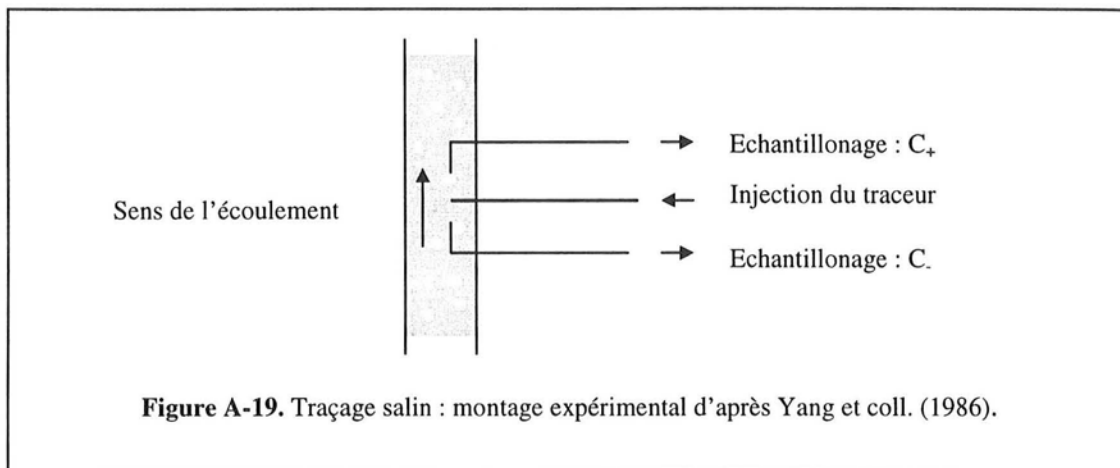
du liquide. Leur montage (figure A-19) nécessite un point d'injection et deux d'échantillonnages, l'un en amont et l'autre en aval de l'injection à une distance de 60 à 90 mm. Les trois tubes sont placés sur une même verticale et peuvent être déplacés simultanément pour obtenir le profil radial des vitesses. Le traceur est injecté en continu et son débit doit être faible devant celui du liquide dans la colonne pour ne pas perturber l'écoulement. La vitesse d'échantillonnage est contrôlée par un système de vannes. La vitesse de liquide est obtenue en supposant que l'équation de Klinkenberg peut être appliquée localement au niveau du point d'injection. On a alors :

$$\frac{C_+(r)}{C_-(r)} = \exp\left(\frac{v_L d}{D_{ax}}\right) \quad (A-22)$$

où C_+ et C_- sont les concentrations en traceur aux distances $+d$ et $-d$ du point d'injection et D_{ax} le coefficient de dispersion axiale. Au point d'inversion, on a :

$$C_+(r) = C_-(r) \quad (A-23)$$

Cette méthode présente l'avantage d'être très simple, mais l'application de l'équation A-22 suppose. Il n'existe à notre connaissance aucune validation de cette méthode dans la littérature.

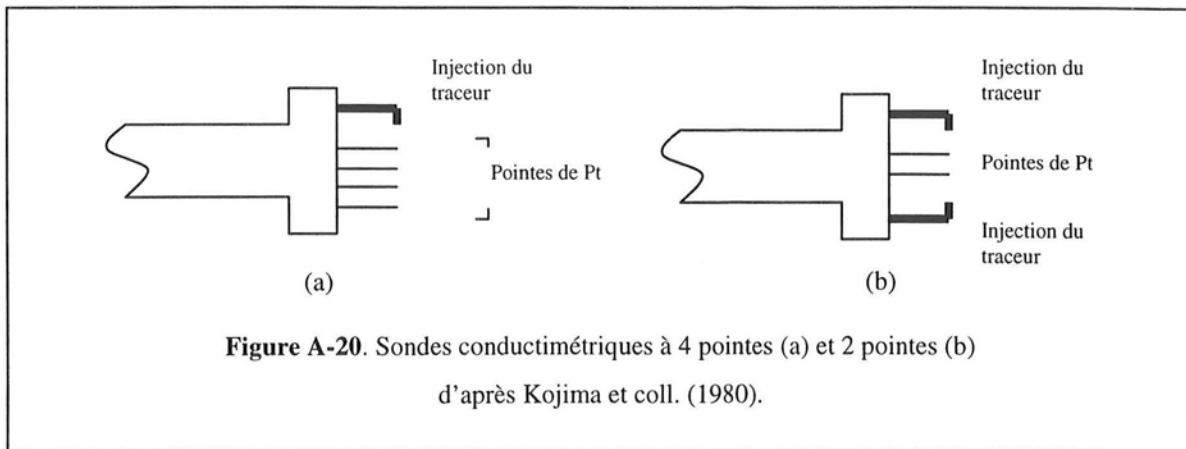


Une deuxième technique de traçage salin utilisée par Koide et coll. (1979) puis par Kojima et coll. (1980) nécessite l'emploi d'une sonde comportant un point d'injection et de deux (sonde de type T) à quatre électrodes (sonde de type F). Ces dernières, en formes de pointes, sont constituées d'un fil de platine de 500 microns entouré de résine et distantes d'environ 20 mm les unes des autres. Un courant continu est appliqué entre les pointes et une contre-électrode de surface très supérieure à celle des pointes. Lorsque le traceur passe entre une électrode et la contre-électrode, la variation de la conductivité du liquide provoque une variation de la différence de potentiel. Cette dernière est enregistrée pour chaque électrode. La vitesse locale du liquide est déduite des temps de transit entre les pointes. Des schémas de ces sondes sont proposés à la figure A-20.

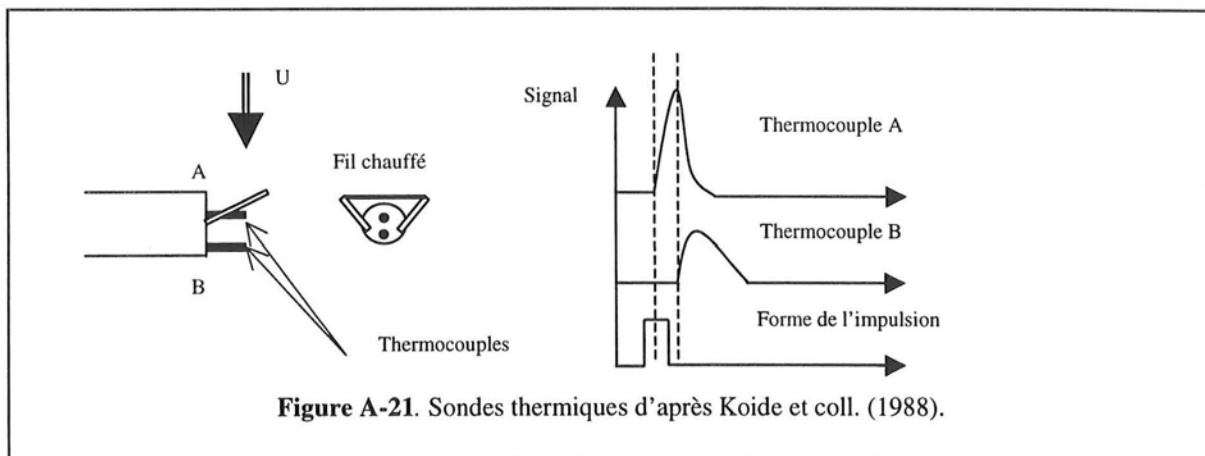
A.6.3.2. Traçage thermique

Cette technique consiste à substituer au traceur physique un marquage thermique des éléments du fluide. Deux types de marquage peuvent être distingués. Le premier correspond à un chauffage du fluide pendant une courte durée tel que proposé par Koide et coll. (1988) et nécessite deux capteurs de température (thermocouples) en aval. Le marquage thermique est effectué par un fil métallique chauffé par effet Joule. Le temps de transit de l'échauffement entre les capteurs séparés d'une distance d permet d'évaluer la vitesse du fluide par la formule

$$v_L = k' \frac{d}{t_M} \quad (\text{A-24})$$



où k' est un facteur de correction obtenu par étalonnage en liquide seul. Sa valeur est de 1.16 pour l'eau. Ce système a été utilisé par les auteurs pour mesurer le débit de recirculation dans un gazosiphon interne (figure A-21).



Le second type de marquage thermique, proposé par Lübbert et Larson (1987), nécessite un chauffage continu du fluide et permet une automatisation de cette technique. Ce dernier est obtenu par des impulsions de courant de haute fréquence sous forme de séquences binaires pseudo-aléatoires de longueur constante réalisées à partir d'un microcontrôleur (Figure A-22). Le courant haute fréquence chauffe le fluide par effet Joule entre les bornes de deux fils disposés à une faible distance l'un de l'autre (Figure A-23). La tension étant imposée par l'utilisateur, la puissance dissipée dépend de la résistivité du fluide qui peut être augmentée par ajout d'électrolytes. L'absence de fil permet de plus d'éviter les phénomènes de couplage capacitifs. Un autre avantage de cette méthode est de ne nécessiter qu'un seul capteur de température qui est ici un capteur de chaleur rapide à infrarouge. La réponse du capteur n'est pas directement la fonction de transfert du système mais peut être déduite par intercorrélation des signaux d'entrée et de sortie. En effet la séquence binaire pseudo-aléatoire peut en première approximation être considérée comme un bruit blanc. Elle est donc équivalente à un Dirac du point de vue de la transformée de Fourier. On a donc :

$$F(uu) \equiv 1 \quad (\text{A-25})$$

L'intercorrélation des signaux est obtenue par transformée de Fourier inverse de l'interspectre de puissance. On a alors :

$$C_{yu} = F^{-1}[F(yu)] \tag{A-26}$$

Soit h la fonction de transfert du système, on peut écrire :

$$C_{yu} = F^{-1}[F(h) \cdot F(uu)] \tag{A-27}$$

En injectant A-25 dans A-28, on déduit que :

$$C_{yu} \equiv h \tag{A-28}$$

L'interprétation de la fonction de transfert ainsi obtenue est cependant plus complexe que dans les méthodes précédentes. Lübbert et Larson (1990a) ont détaillé un modèle basé sur les théories de dispersion d'un nuage de particules. La densité de probabilité lorsque les particules sont normalement distribuées le long d'un axe Ox et que le centre de gravité du nuage se déplace à la vitesse constante v peut être décrit par l'expression mathématique suivante

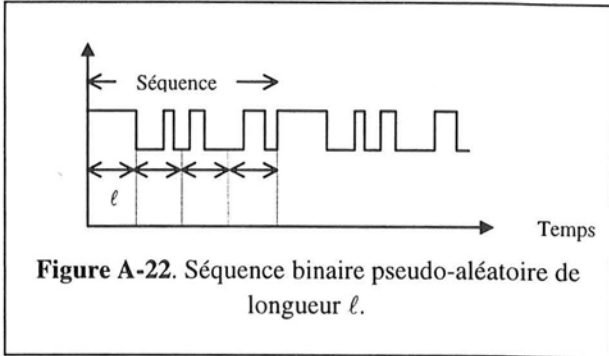


Figure A-22. Séquence binaire pseudo-aléatoire de longueur l .

$$p(x, t) = \frac{N}{s} \exp \left[-\frac{(x - vt)^2}{2s^2} \right] \tag{A-29}$$

où s est l'écart type qui caractérise la dimension radiale du nuage. Si les lignes de courant entre les points de chauffage et de détection sont à peu près rectilignes, on peut poser la relation simple :

$$s = s_0 \cdot t^z \tag{A-30}$$

Lorsque le phénomène dominant à l'échelle du système de mesure est la diffusion, alors

$$s = \sqrt{2D} \cdot t^{1/2} \tag{A-31}$$

où D est un coefficient de diffusion généralisé. Mais d'autres mécanismes de mélange local peuvent intervenir, tels que les processus de convection (Levenspiel et Fitzgerald, 1983) et la turbulence (Grossman et Procaccia, 1984). Dans ces deux cas, nous obtenons respectivement les relations A-32 et A-33 :

$$s = s_0 \cdot t \tag{A-32}$$

$$s = s_0 \cdot t^{3/2+w} \tag{A-33}$$

Dans A-34, w est un paramètre positif qui tient compte de l'anisotropie de la turbulence. Si la turbulence isotrope, w est nul.

Ce système a été utilisé par Lübbert et Larson (1990a) et Lübbert et coll. (1990b) pour l'étude des gazosiphons, puis par Schmidt et coll. (1992) pour mesurer la dispersion locale au voisinage des bulles.

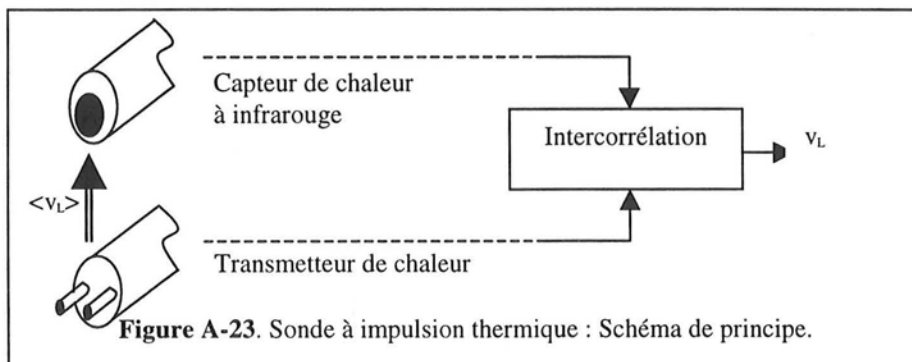


Figure A-23. Sonde à impulsion thermique : Schéma de principe.

A.6.4. Anémométrie thermique

Le principe des anémomètres thermiques consiste à chauffer par effet Joule un élément (fil ou film) dont la résistance varie avec la température. Cet élément, placé dans un écoulement de fluide, est refroidi par convection. La température du capteur dépend à la fois des propriétés physiques du fluide, de sa vitesse ainsi que des caractéristiques physiques et géométriques du capteur. L'analyse dimensionnelle permet de montrer que pour un fil le nombre de Nusselt est fonction au plus de huit paramètres :

$$Nu = f \left(Re, Pr, Gr, Ma, \frac{L}{d}, \frac{T_m - T_0}{T_0}, \varphi, \theta \right) \quad (A-34)$$

Ce sont les nombres de Reynolds de Prandtl, de Grashoff, et de Mach, ainsi que des dimensions géométriques (rapport longueur sur diamètre) et de l'orientation de la sonde dans l'écoulement (angles θ et φ). L'expression fait également apparaître le coefficient de surchauffe

$$\frac{T_m - T_0}{T_0} \quad (A-35)$$

où T_m est la température moyenne du fluide et T_0 la température de référence. On remarquera que le nombre de Grashoff qui représente la convection naturelle n'a une influence aux faibles vitesses, tandis que le nombre de Mach ne sera pris en considération que dans les écoulements rapides de gaz. Si la résistance du fil varie avec la température, il est alors possible de déterminer la valeur instantanée de la vitesse du fluide, puisque le flux de chaleur dissipé par effet Joule est connu. L'anémométrie thermique permet donc d'accéder non seulement à la vitesse moyenne mais également à ses fluctuations. La variation de la résistance du capteur peut en général être représentée par la loi suivante en fonction du coefficient de surchauffe :

$$R = R_{T_0} \left[1 + \alpha \cdot \left(\frac{T_m - T_0}{T_0} \right) \right] \quad (A-36)$$

Pour un élément cylindrique plongé un fluide incompressible en convection forcée, une relation simple a été proposée par King (1914) :

$$Nu = A + B \sqrt{Re_{eff}} \quad (A-37)$$

$$Re_{eff} = \frac{\rho U_{eff} d}{\mu}$$

où U_{eff} la vitesse effective du fluide. En première approximation, U_{eff} est la composante de vitesse normale au fil. Toutefois il est apparu que la composante tangentielle devait être prise en compte. Notons respectivement U_N , U_T et U_B les composantes normale (dans le plan des broches), tangentielle et binormale de la vitesse. On a alors :

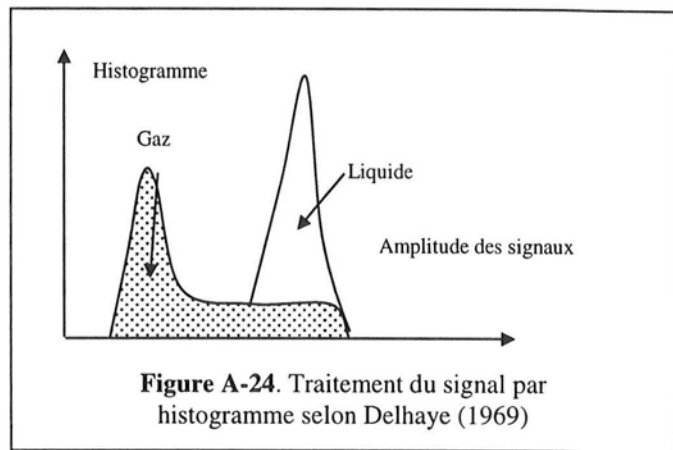
$$U_{eff}^2 = U_N^2 + p^2 U_T^2 + q^2 U_B^2 \quad (A-38)$$

En général q est presque nul tandis que p est compris entre 0 et 0.2. Il existe de nombreuses expressions où A et B sont exprimés en fonction du nombre de Prandtl. Il est cependant préférable d'étalonner le capteur plutôt que d'utiliser une de ces formules. Dans le cas d'un fil droit unique, la sensibilité du fil à la composante normale ne permet de déterminer ni le sens, ni la direction de l'écoulement dans un plan perpendiculaire au film. Finalement le Nusselt étant proportionnel au flux de chaleur, on a :

$$\frac{RI^2}{R - R_{T_0}} = a + b \sqrt{U_{eff}} \quad (A-39)$$

Historiquement, le premier montage utilisé pour la mesure de la caractéristique turbulence est l'anémomètre à « intensité constante ». Le courant traversant le fil est dans ce cas est maintenu par une résistance élevée montée en série avec la résistance du fil. Ce montage, en raison de son inertie thermique, a été progressivement supplanté par le montage à « température constante ». Pour maintenir constante la température (donc la résistance) de l'élément sensible, ce dernier doit être placé dans un pont de Wheatstone équilibré par un circuit de contre-réaction. L'intensité du courant nécessaire à l'équilibrage du pont constitue le signal utilisé pour obtenir la valeur de la vitesse. Un autre point important de l'anémométrie thermique réside dans le choix de la géométrie de l'élément sensible qui peut être de deux types : fil ou film. Les fils, en platine rhodié ou iridié, ont un diamètre compris entre 0.5 et 5 microns et sont essentiellement utilisés pour les mesures dans les gaz. Ils sont en revanche trop fragiles pour être employés dans les liquides et les gaz chargés d'où l'emploi des films. Ces derniers sont déposés sur un matériau dur (par exemple le quartz) et recouverts par une mince couche d'alumine ou de quartz pour éviter l'érosion du métal et les phénomènes électrochimiques. Il existe de nombreuses géométries de sondes à films : cylindrique, conique, sphérique ou encore à plusieurs segments. Pour mesurer simultanément deux composantes de vitesse et les termes croisés du tenseur de Reynolds, il est nécessaire de mettre en œuvre des sondes à deux fils en X avec un angle de 45° ou des sondes à films segmentées (Figure A-27). Des sondes à plus de trois fils ont également été développées mais restent d'un intérêt limité (Schon et coll., 1996). Les principaux critères pour le choix de la géométrie ont été résumés par Cheremisinoff (1986).

Dans les écoulements gaz/liquide, l'anémométrie thermique peut-être utilisée pour mesurer simultanément la rétention locale de la phase gaz ainsi que la vitesse instantanée et la turbulence de la phase liquide. Il est cependant nécessaire de séparer les signaux dus au passage des bulles de ceux engendrés par la phase liquide, ce qui est heureusement possible grâce à l'importante différence entre les coefficients de transfert de chaleur des deux phases. Un traitement du signal simple a été proposé par Delhaye (1969) et Galaup (1975) à partir de l'analyse



de la densité de probabilité des signaux. En première approximation, le taux de vide est égal au rapport de l'aire hachurée sur la figure A-24 sur l'aire totale. La vitesse du liquide et la *rms* sont ensuite évaluées à partir de la partie non hachurée de l'histogramme et de la courbe d'étalonnage obtenue en liquide seul. D'autres traitements ont été proposés, utilisant des seuils sur les hauteurs des pics (Abel et Resch, 1978) ou des conditions sur les valeurs des pentes (Liu et Bankoff, 1993a). Galaup (1975) a montré qu'il existait un parfait accord entre les valeurs de taux de vide obtenues par des sondes optiques locales (A.3.2.1), des sondes résistives (A.3.2.2) et un anémomètre fil chaud. Dans le domaine des colonnes à bulles, il y a cependant peu d'études publiées ayant mis en œuvre les anémomètres thermiques. Les plus importantes sont reportées dans le tableau A.4.

En résumé, on retiendra que l'anémométrie thermique présente de nombreux avantages qui peuvent être résumés de la façon suivante. La technique permet des mesures précises et reproductibles des valeurs moyennes et des fluctuations d'une à trois composantes du vecteur vitesse jusqu'à des fréquences d'une centaine de kHz. Il est cependant nécessaire d'avoir un élément sensible par composante. Les éléments sensibles sont de petite taille (par exemple : cylindre de 5 μm de diamètre et 2 mm de long). Il est possible de réaliser des mesures aussi bien

dans les gaz que les liquides, en écoulement subsonique que supersonique et pour la plupart des conditions opératoires (température, composition, etc...).

<i>Référence</i>	<i>Type de Réacteur</i>	<i>Type de Sonde</i>
Walter et Blanch (1983)	CB fermée au Liquide	Film Conique
Franz et coll. (1984)	CB fermée au Liquide	Film Bi-segmentée
Torvik et Svendsen (1990)	SCB à solide suspendu	Inconnu
Menzel et coll. (1990)	CB et Gazosiphon	Film Tri-segmentée
Yao et coll. (1991)	CB fermée au liquide	Inconnu
Young et coll. (1991)	Gazosiphon (Externe)	Film Conique
Okada et coll. (1993)	Gazosiphon (Externe)	Film Conique

Tableau A.4. Mesures en Colonnes à bulles par Anémométrie thermique.

La méthode est toutefois limitée en de nombreux points. La technique reste intrusive malgré la miniaturisation des sondes. Elle nécessite un étalonnage préalable, dû à la non-linéarité de la relation A-37. Les fils et dans une moindre mesure les films sont extrêmement fragiles et sont sensibles au vieillissement et à la contamination de la surface. Nous noterons que des sondes bi-segmentées, bien adaptées à la mesure simultanée de deux composantes en colonne à bulles, sont maintenant commercialisées. Ce n'est en revanche pas encore le cas pour les sondes tri-segmentées dont la fabrication reste artisanale. De plus l'interprétation des mesures est délicate lors d'un changement d'état physique (variation de température, changement d'état). Cependant elle constitue toujours la méthode de référence dans de nombreux laboratoires de mécanique des fluides. On notera que la réalisation de mesures en colonne à bulles où l'écoulement est fortement turbulent avec possibilité d'inversion du sens de la vitesse nécessite l'emploi de sondes particulières.

A.6.5. Technique Electrochimique

La technique électrochimique repose sur des fondements théoriques identiques à ceux de l'anémométrie thermique. En effet ces deux méthodes permettent d'effectuer des mesures locales de grandeurs vectorielles ou tensorielles, telles que la vitesse ou le tenseur de Reynolds, à partir de la mesure d'une grandeur scalaire : la température dans le cas de l'anémométrie thermique et la concentration d'un produit dans le cas de l'électrochimie. En l'absence de réaction chimique, l'analogie entre les phénomènes de transport de matière et de chaleur provient de la similitude formelle entre les équations de conservation de ces deux extensités. Les possibilités des techniques électrochimiques sont donc sensiblement voisines de celles basées sur le transfert de chaleur et ont été décrites par Reiss et Hanratty (1962) et Mitchell et Hanratty (1966). Le principe de la méthode repose sur la mise en œuvre d'une réaction électrochimique dont la vitesse est contrôlée par le transfert de matière. Elle nécessite une électrode de travail qui va réaliser la mesure et une contre-électrode dont la surface est très supérieure à celle de l'électrode de travail afin de ne pas limiter la réaction. C'est le système à « deux électrodes ». On utilise parfois le système « à trois électrodes » avec une électrode de référence (le plus souvent au calomel saturé) en plus des deux précédentes. Le matériau qui constitue les électrodes est un métal inattaquable (platine, or ou argent). La méthode nécessite la présence d'un couple oxydo-réducteur en faible concentration et suffisamment rapide vis-à-vis de la vitesse d'apport de la matière. On applique une polarisation suffisante afin de se placer sur le plateau de diffusion de la courbe intensité-potentiel du couple dont la hauteur qui

correspondent à la densité de courant limite i_L (figure A-25) est proportionnelle à la concentration en électrolytes.

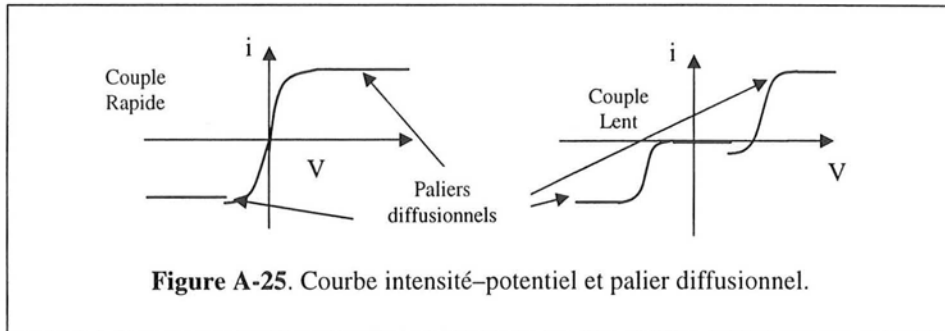


Figure A-25. Courbe intensité-potential et palier diffusionnel.

Lorsque l'électromigration des ions due au champs électrique est neutralisée par l'ajout d'un électrolyte support, le transport de matière vers l'électrode ne dépend que des phénomènes de convection et diffusion et la densité de courant limite s'exprime simplement en fonction du coefficient de transfert de matière : où C_e est la concentration en électrolyte dans le sein de la solution (Figure A-26).

Le couple redox rapide le plus employé pour cette technique est le système ferricyanure/ferrocyanure ($\text{Fe}(\text{CN})_6^{3-}/\text{Fe}(\text{CN})_6^{4-}$) en milieu basique (NaOH) ou neutre (KCl et plus récemment K_2SO_4). K_2SO_4 , KCl et NaOH jouent le rôle d'électrolytes support. Lorsque cela est possible, il est préférable de se placer en milieu basique afin de minimiser la photolyse du ferricyanure en ferrocyanure (réduction) et ferriaquapentacyanure (substitution). L'électrode de travail est alors utilisée en cathode où l'on réduit le $\text{Fe}(\text{CN})_6^{3-}$. On rencontre également en milieu gaz/liquide le système O_2/OH^- en milieu neutre (K_2SO_4) avec une électrode en or ou en argent. L'emploi de ce système pose cependant des problèmes liés à la stabilité du palier diffusionnel.

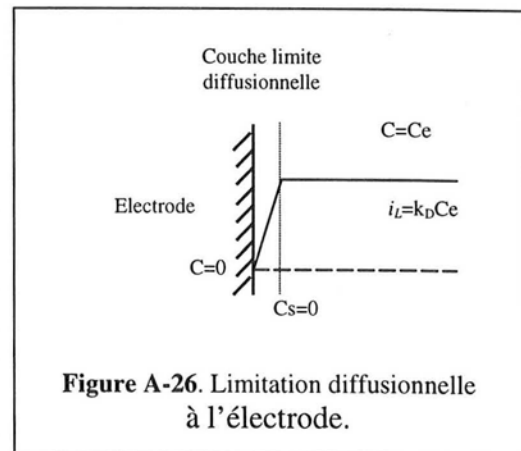


Figure A-26. Limitation diffusionnelle à l'électrode.

Plusieurs géométries de sondes ont été proposées et sont décrites sur la figure suivante. Les sondes de type « *blunt nose* » et leur variante bidimensionnelle en V ont été proposées par Nakoryakov et coll. (1981) pour les écoulements gaz/liquide en conduite. Elles présentent la particularité de devoir être placées face à la composante de vitesse que l'on veut mesurer, ce qui les distingue des sondes de parois qui seront décrites par la suite (A.8). Nakoryakov, Kashinsky et Kozmenko (1983) ont étudié leur réponse en fréquence en fonction de la taille du capteur et de la vitesse du fluide. Ils ont montré que les sondes « *blunt nose* » présentent l'avantage d'avoir une sensibilité angulaire faible. En revanche, il est nécessaire de miniaturiser l'élément sensible afin d'obtenir une réponse convenable aux faibles vitesses. Les auteurs ont d'ailleurs utilisé des capteurs de 40 microns afin de pouvoir mesurer les fluctuations de vitesse. La vitesse moyenne est reliée au courant obtenu par la relation

$$I = a + b \cdot \sqrt{v_L} \quad (\text{A-40})$$

qui ne peut être appliquée qu'après avoir éliminé les signaux générés par le passage des bulles. Les valeurs des coefficients a et b sont obtenues par étalonnage dans un écoulement monophasique. Koide et coll. (1984) ont utilisé ce type de sondes dans un gazosiphon à recirculation interne afin d'évaluer les vitesses locales et le débit de recirculation.

Dans le cas des sondes en V, la relation A-40 reste valable, mais I représente alors la somme des intensités des courants des deux pointes et v_L le module de la vitesse dans le plan du capteur. La différence des intensités permet de déduire les valeurs des deux composantes des vitesses dans ce même plan. Une variante conique à trois pointes de ce type de sondes qui permet d'obtenir toutes les composantes du vecteur vitesse a été proposée par Kashinsky et coll. (1993).

Les sondes sphériques ont été peu utilisées dans les écoulements gaz/liquide. En revanche les sondes tri-segmentées, développées par Pauli, Onken et Sobolik (1991) et Panek et coll. (1994), ont été employées pour réaliser des mesures de vitesse locale dans les fermenteurs. Le module de la vitesse est obtenu à partir de la somme des courants et la relation A-40. Les trois composantes sont déduites par étalonnage du capteur dans un écoulement connu en fonction de son orientation. En revanche, les auteurs ne donnent aucune information sur la mesure éventuelle des fluctuations de vitesse avec ce système.

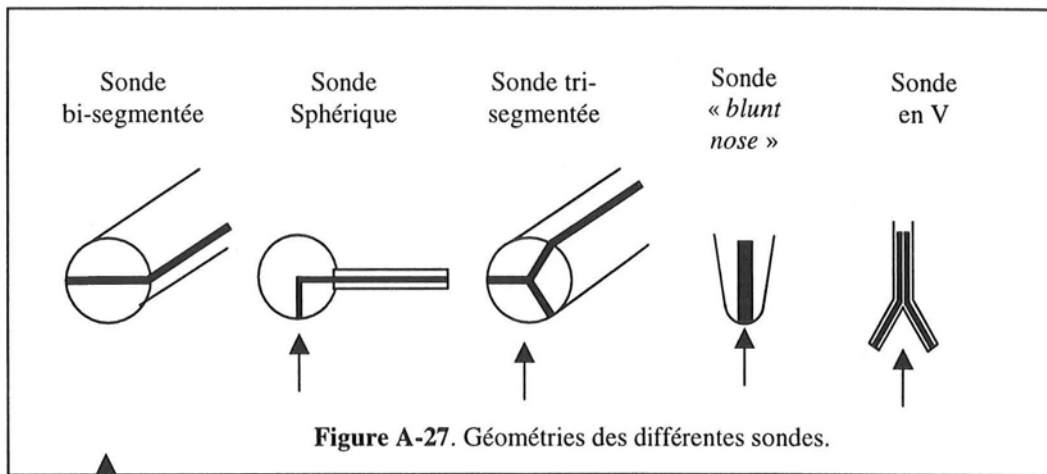


Figure A-27. Géométries des différentes sondes.

Le montage électrique dans le cas d'un capteur monocomposante est décrit sur la figure suivante. Il est extrêmement simple et s'étend sans difficulté aux sondes multicomposantes. Il met en jeu une alimentation stabilisée en tension et une conversion courant/tension avec un gain d'environ 10^6 fixé par la valeur de la résistance R . Le signal de sortie V_s (Figure A-28) est alors donné par l'expression suivante :

$$V_s = V_e + RI \quad (\text{A-41})$$

où V_e est la tension de polarisation.

Les méthodes électrochimiques ont l'avantage d'être simples, peu coûteuses et très précises pour des vitesses supérieures à 5 cm s^{-1} . Au-dessous de cette valeur, la relation A-40 n'est plus valable à cause des effets de convection libre des ions. Elles présentent cependant de sérieux inconvénients liés à la présence de l'électrolyte support qui modifie les propriétés physico-chimiques du système étudié. Le couple $\text{Fe}(\text{CN})_6^{3-}/\text{Fe}(\text{CN})_6^{4-}$ nécessite une concentration minimale d'électrolyte support de l'ordre de 0.1 mol l^{-1} et ne peut être employé que pour étudier un système inhibiteur de coalescence. Le couple O_2/OH^- peut être mis en jeu avec des

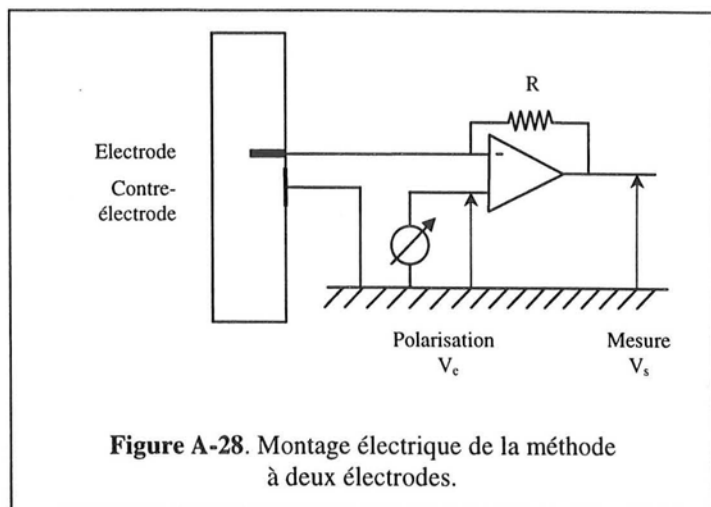


Figure A-28. Montage électrique de la méthode à deux électrodes.

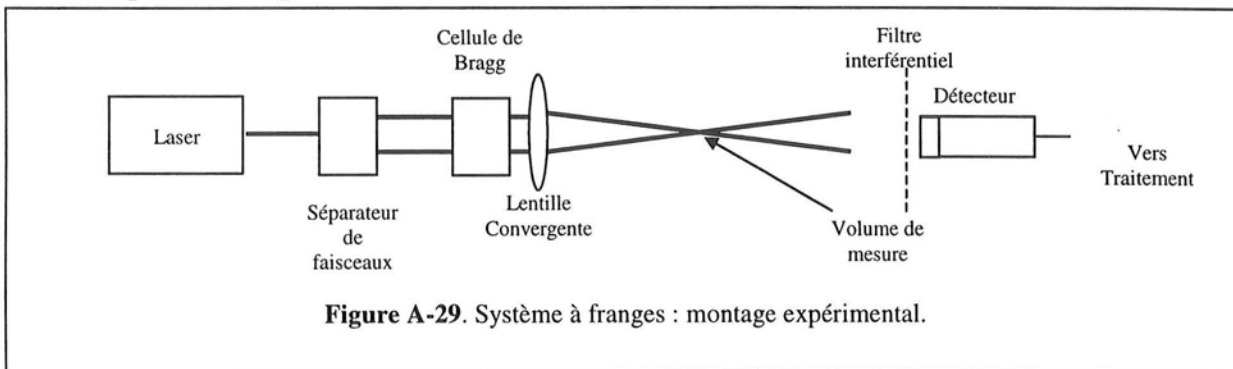
concentrations plus faibles de K_2SO_4 , de l'ordre de 0.01 mol l^{-1} , qui permettent de conserver l'aptitude à la coalescence du système. Toutefois l'irrégularité du plateau diffusionnel avec une électrode de platine limite la gamme des vitesses mesurables à 1 m s^{-1} au maximum. En revanche une électrode en or stabilise le plateau, mais ne permet pas de mesure fiable au-dessous de 0.8 m s^{-1} . L'utilisation d'une électrode en argent semble un compromis acceptable, sans toutefois résoudre totalement les problèmes précédents. Enfin un des principaux inconvénients des méthodes électrochimiques est leur faible réponse en fréquence qui limite leur utilisation aux faibles taux de vide.

A.6.6. Vélocimétrie Laser à effet Doppler

La vélocimétrie laser est une technique optique de mesure des vitesses locales et instantanées des fluides qui ne nécessite l'introduction d'aucune sonde matérielle. Le principe est le suivant : de petites particules, capables de suivre les filets de fluide de l'écoulement même en présence de fortes accélérations, traversent successivement des zones sombres et éclairées équidistantes. Le flux lumineux diffusé par les particules est modulé par effet Doppler à une fréquence proportionnelle à leur vitesse de déplacement. Plusieurs systèmes ont été utilisés. Le plus ancien, dit à *faisceau de référence*, ne présente plus qu'un intérêt académique. D'autres comme le système à *barrière optique* ne sont utilisés que dans certaines applications en aérodynamique. Le seul que nous décrirons est le système *différentiel* ou à *franges* qui est le plus employé dans le domaine de l'hydraulique (Figure A-29).

Un système de vélocimétrie laser base comporte :

- Une source laser qui permet d'obtenir un faisceau monochromatique gaussien avec des propriétés de cohérence spatiale et temporelle.
- Un diviseur de faisceau qui permet de séparer le faisceau en deux faisceaux synchrones d'égale intensité.
- Une optique de convergence qui permet de les faire croiser en un point appelé volume de mesure.
- Un photodétecteur.
- Un dispositif d'acquisition et de traitement du signal.



D'autres composants permettent d'améliorer les performances : un dispositif de décalage de fréquence (ou cellule de Bragg) afin de déterminer le signe de la vitesse, des filtres séparateurs de couleurs afin de mesurer simultanément plusieurs composantes de la vitesse.

Au niveau du volume de mesure, la combinaison des fréquences modulées des deux faisceaux conduit à la relation suivante :

$$f_D = f - f_0 = \frac{2 \cdot V \cdot \sin(\theta)}{\lambda_0} \quad (\text{A-42})$$

où λ_0 est la longueur d'onde des faisceaux, f_0 leur fréquence et f_D la fréquence Doppler (Figure A-30). Cette fréquence est diffusée dans tout l'espace et ne dépend pas de la direction d'observation. En revanche l'intensité est fonction de cette direction.

Une autre façon d'expliquer la mesure des vitesses par vélocimétrie laser est donnée par le principe d'interférence de deux faisceaux cohérents en un point. Elle présente l'avantage d'être simple mais est bien moins rigoureuse que la précédente. Le schéma d'interférence est décrit sur la figure suivante et fait apparaître alternativement des franges sombres et éclairées (Figure A-31). La distance interfrange est alors :

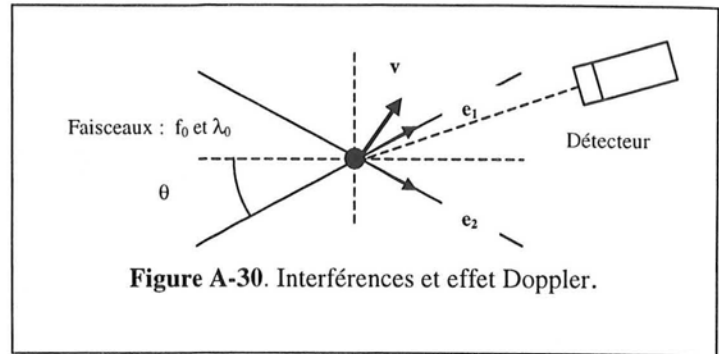


Figure A-30. Interférences et effet Doppler.

$$\Delta = \frac{\lambda_0}{2 \cdot \sin(\theta)} \quad (\text{A-43})$$

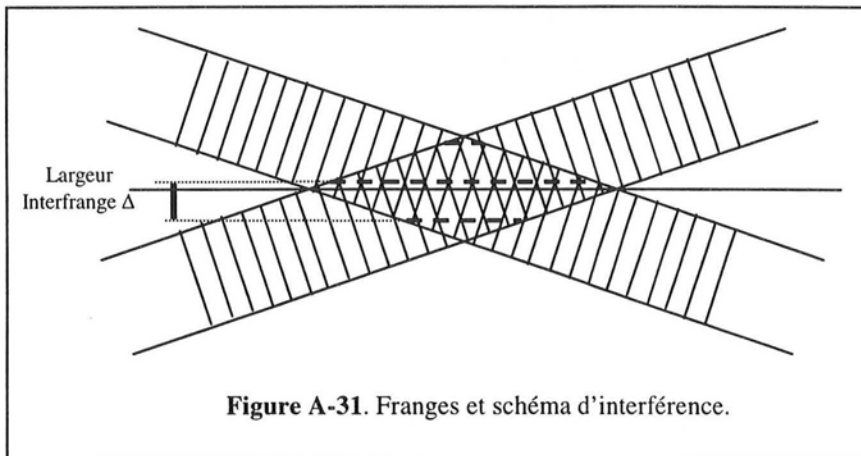


Figure A-31. Franges et schéma d'interférence.

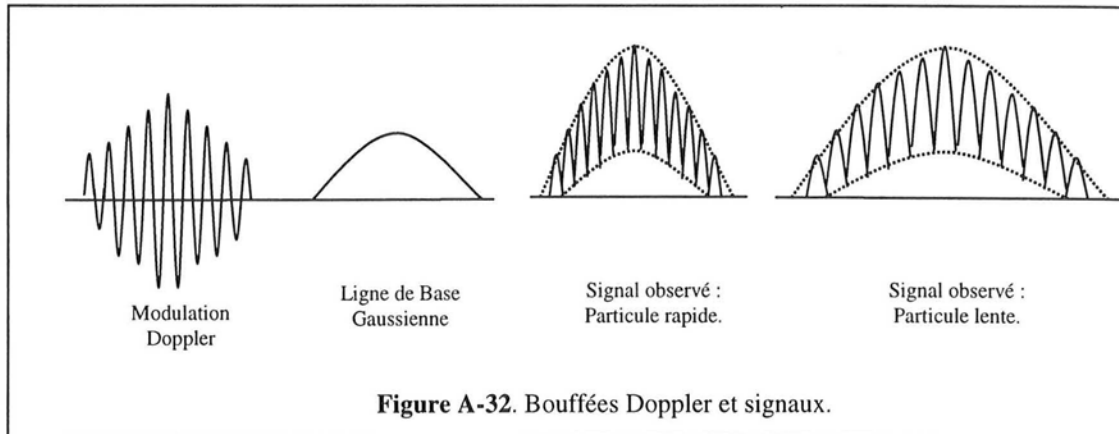
La particule ne diffuse de la lumière que lorsqu'elle traverse une frange éclairée. La fréquence diffusée est alors :

$$f_D = \frac{V \cdot \sin(\theta)}{\Delta} = \frac{2 \cdot V \cdot \sin(\theta)}{\lambda_0} \quad (\text{A-44})$$

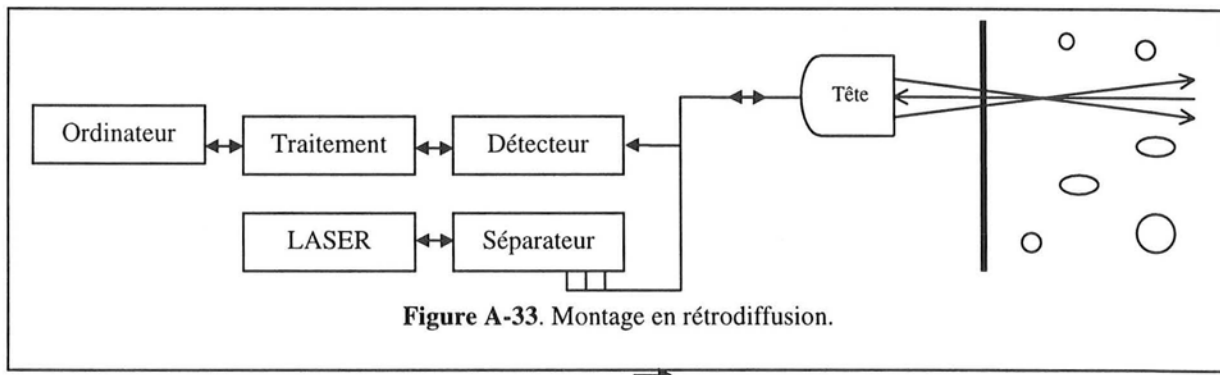
où $V \sin(\theta)$ est la composante de vitesse orthogonale aux franges. On retrouve bien la formule A-42. Les signaux sont donc des bouffées Doppler dont la durée et la fréquence caractéristique dépendent de la vitesse de passage du traceur. On obtient les signaux suivants qui correspondent à une modulation Doppler sur laquelle est surimposée une variation gaussienne de la ligne de base.

Ce système présente cependant l'inconvénient de ne donner accès qu'au module de la vitesse. L'ambiguïté sur le signe est levée en provoquant un léger décalage de fréquence entre les deux faisceaux incidents qui entraîne un défilement des franges à vitesse connue. Suivant le sens de passage, la particule module positivement ou négativement la fréquence de défilement. Après soustraction de celle-ci, on obtient finalement la fréquence Doppler et son signe. La méthode la plus employée met en jeu est modulateur acousto-optique connu sous le nom de cellule de Bragg.

Plusieurs systèmes de traitement ont également été mis en œuvre. Les plus anciens, suiveurs de fréquence et compteurs, ont été progressivement abandonnés devant ceux réalisant une transformée de Fourier en temps réel.



Plusieurs modes de travail sont envisageables en fonction de la position du photodétecteur. On peut travailler en mode avant, lorsque le laser et le détecteur sont sur des faces opposées ou en rétrodiffusion. Ce mode est souvent imposé par les contraintes géométriques du système. Les intensités mesurées sont toutefois de 30 à 100 fois plus faibles. Des têtes optiques émettrices-réceptrices sont maintenant disponibles et actuellement la rétrodiffusion est utilisée sans difficulté. Les lasers employés sont le plus souvent des Ar⁺ qui permettent d'obtenir des puissances suffisantes au niveau du volume de mesure avec de une à trois couleurs (vert, bleu, violet) pour mesurer simultanément plusieurs composantes de la vitesse. Un tel système est représenté sur la figure A-33.



La vélocimétrie laser est une méthode qui présente de nombreux avantages :

- Elle est utilisable dans les gaz comme dans les liquides.
- Elle est non intrusive.
- Elle permet une mesure très locale des vitesses sur plusieurs composantes avec une très grande dynamique (du cm s^{-1} au supersonique).
- Les fréquences d'acquisition sont élevées, ce qui permet des mesures instantanées et la détermination des propriétés de la turbulence et notamment celle des termes croisés.
- C'est une méthode précise et reproductible, qui ne nécessite pas d'étalonnage (on parle de méthode absolue).

Les principaux inconvénients sont liés à la non-régularité de l'échantillonnage (Adrian et Yao, 1987) qui dépend de l'ensemencement et aux limitations de la méthode dans les milieux opaques. Celle-ci joue un rôle critique dans le cas des systèmes gaz/liquide à bulles, car les bulles se

comportent comme des réflecteurs et empêchent la formation du volume de mesure. L'atténuation de l'intensité du faisceau transmis a été calculée par Ohba (1976)

$$\frac{I}{I_0} = \exp\left(-\frac{3}{2} \cdot \frac{L}{d_b} \langle \varepsilon_G \rangle\right) \quad (\text{A-45})$$

où L est la distance parcourue par le faisceau dans la dispersion.

Deux cas doivent être distingués : celui des très petites bulles (la centaine de microns) qui jouent alors le rôle de traceurs (Shao et coll., 1997), et celui des bulles plus grosses que le volume de mesure (plusieurs millimètres). Dans le premier cas, c'est la vitesse des bulles qui est mesurée. Dans le second, c'est la vitesse des bulles. Pour mesurer la vitesse du liquide, de nombreuses études ont cherché à déterminer dans quel domaine la vélocimétrie était utilisable. Marié et Lance (1983) ont montré qu'il est limité par deux paramètres : le taux de vide moyen et la taille de la colonne qui permettent d'évaluer le facteur d'intermittence des faisceaux (durée pendant laquelle le faisceau est coupé par les bulles sur la durée totale de la mesure). Selon les auteurs, la mesure est possible tant que ce facteur est inférieur à la valeur critique de 90%, ce qui correspond à un taux de vide de 16% dans une colonne de 10 cm de diamètre. Le traitement des mesures nécessite l'élimination des signaux dus aux bulles. Une méthode de l'histogramme (Figure A-24) est valable pour les vitesses supérieures à 1 m s^{-1} , mais pas pour les faibles vitesses pour lesquelles les pics des deux phases sont confondus. Boerner et coll. ont proposé de discriminer les signaux à partir de la hauteur de la ligne de base des bouffées Doppler. Leur traitement est validé jusqu'à des taux de vide de 8%. Sheng et Irons (1991) lui ont substitué un traitement statistique basé sur la forme de l'histogramme.

Toutes les études citées précédemment ont été réalisées en mode avant. Seulement récemment, l'utilisation de la rétrodiffusion avec une seule tête optique a permis d'atteindre des taux de vide de 20% en colonne à bulles selon Mudde et coll. (1997a) dans des colonnes de 15 et 23 cm. En effet il apparaît que l'intensité réfléchie est moins sensible au passage des bulles que l'intensité transmise en mode avant et se manifeste par des zones sans signal. Les auteurs ont par conséquent appliqué un traitement identique à celui effectué pour un liquide pur et obtenu des résultats en accord avec ceux de la littérature ayant mis en jeu d'autres techniques.

Globalement, l'utilisation de la vélocimétrie laser en écoulement gaz/liquide est encore loin d'être pleinement reconnue car seuls les systèmes récents permettent de dépasser la limite des 10% en gaz. Elle reste limitée aux taux de vide inférieurs à 20% dans des systèmes de petite taille et son applicabilité est fonction de la géométrie des bulles. Toutefois les récents progrès montrent qu'elle est applicable dans les colonnes à bulles au moins en régime homogène et son emploi semble prometteur.

A.6.7. Trajectographie Radioactive

Les techniques trajectographiques par suivi d'une particule unique présentent la particularité de donner accès aux trajectoires et aux variables lagrangiennes. Elles offrent de plus une vision spatiale de l'écoulement. Enfin elles ont l'avantage d'être non-intrusives. Le principe de ces méthodes repose sur le suivi du déplacement d'une particule dans un réacteur pendant une durée assez longue pour qu'elle ait eu le temps de voyager dans la totalité du volume. La méthode la plus simple est basée sur un suivi optique par deux caméras placées à 90° . Les films obtenus sont ensuite traités pour reconstituer les trajectoires. La technique optique est toutefois inapplicable dans les réacteurs gaz/liquide à cause de l'opacité de la dispersion. C'est pourquoi Devanathan et coll. (1990) ont adapté aux colonnes à bulles une méthode mise au point pour l'étude des lits fluidisés

gaz-solide par Lin et coll. (1985) qui utilise le suivi d'une particule radioactive émettant une radiation γ d'énergie constante. Cette méthode a également été étendue aux réacteurs triphasiques par Grevskott et coll. (1996). La position de la particule est repérée par un ensemble de 8 à 32 détecteurs de radiations localisés autour de la colonne. L'intensité des rayons γ qui parviennent à chaque détecteur décroît lorsque la distance particule/détecteur augmente et une relation de calibration obtenue en plaçant la source à des distances connues du détecteur est nécessaire. La position de la particule est donc connue à partir de la combinaison des signaux des détecteurs et des relations de calibration. La redondance des informations permet d'augmenter la précision de la méthode. Les vitesses instantanées sont alors évaluées par dérivation à partir des positions successives de la particule (Yang et coll., 1993). Il est également possible à partir des mesures instantanées d'obtenir des informations eulériennes. Le réacteur est alors divisé en 8000 à 12000 zones en fonction de sa hauteur et de son diamètre. Les moyennes temporelles des vitesses sont calculées par compartiment. En admettant l'ergodisme des signaux, les valeurs obtenues sont alors les vitesses au sens eulérien (Yang et coll., 1993). La particule utilisée est une sphère de polypropylène de 2.4 mm contenant un cylindre de Scandium activé en Sc^{46} (1 mm de diamètre et 0.7 mm de long). Sa densité est 1.01. Sa position est suivie pendant au moins 5 heures avec une fréquence d'acquisition de 33 à 50 Hz. Malgré le grand nombre d'informations fournies par la CARPT, cette méthode reste d'un emploi peu fréquent. Elle est en effet très lourde et coûteuse, et nécessite des détecteurs de rayons γ peu répandus dans les laboratoires de génie chimique.

A.6.8. Méthodes de Visualisation

Les méthodes d'imagerie qui permettent de visualiser et mesurer quantitativement le mouvement des particules dans les systèmes polyphasiques reposent en général sur un suivi optique et dérivent des techniques classiques que sont la photographie rapide et la cinématographie. La principale différence avec ces anciennes techniques réside dans la grande quantité d'informations qui peuvent être acquises et digitalisées par des caméras numériques puis traitées par les moyens informatiques actuels. La *Vélocimétrie par Image de Particules*, plus connue sous le nom de PIV (Figure A-34), est née à la fin des années 80 et a été appliquée avec succès aux écoulements à bulles pour mesurer simultanément les vitesses des bulles et du liquide si ce dernier estensemencé de particules suivant parfaitement l'écoulement (souvent des billes de 10 à 20 microns). On distingue parfois la PTV (*Particle Tracking Velocimetry*) qui diffère de la PIV par la quantité de particules utilisée pour l'ensemencement. Dans le cas de la PIV, les concentrations sont élevées et on suit le mouvement de groupes de particules. La PTV peut en revanche être définie comme la variante à faible concentration de solide de la PIV. C'est cette technique qui est employée pour les écoulements gaz/liquide. Elle présente pour principal inconvénient de fournir un faible nombre de mesures instantanées dans la phase liquide, mais permet de suivre individuellement le mouvement de chaque particule. On peut ainsi obtenir en plus des vitesses instantanées des phases, le taux de vide, les tailles de bulles et les accélérations lagrangiennes. Les différentes variantes et applications de la technique ont été décrites par Liu et Adrian (1993).

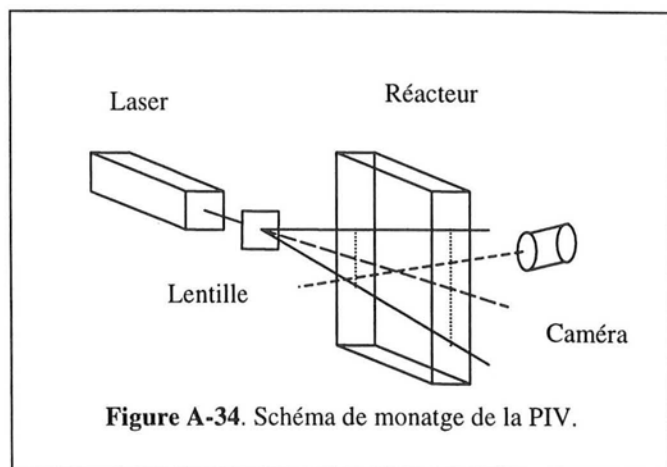


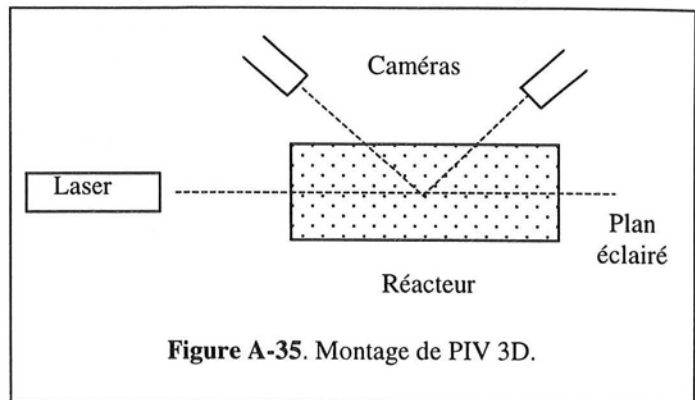
Figure A-34. Schéma de montage de la PIV.

Dans le domaine des colonnes à bulles, la PIV a été employée par Chen et Fan (1992), Tzeng et coll. (1993) et Lin et coll. (1996). Le principe de la méthode est décrit par Chen et Fan (1992). Le

système expérimental est constitué de trois grandes parties : un éclairage par un laser pulsé, une caméra CCD pour l'acquisition des images et un traitement d'image. Le laser doit transmettre une énergie importante pendant une durée de pulse la plus courte possible, c'est pourquoi ce sont les lasers Nd :Yag qui sont le plus souvent utilisés. Il est équipé d'une lentille cylindrique qui permet de former un faisceau plan. La caméra est alors placée à 90° de ce plan et permet d'acquérir deux images tous les $1/30^{\text{ème}}$ de secondes. Le traitement consiste dans un premier temps à discriminer les phases à partir des niveaux de gris. Il est alors possible d'obtenir la distribution des tailles de bulles. Les portions d'images sont ensuite séparées et les vitesses des bulles et de la phase liquide (en fait du traceur solide) sont obtenues par des techniques d'intercorrélation.

Les limitations de la PIV ont principalement deux origines : la faible fréquence d'acquisition qui ne permet pas d'obtenir les spectres de turbulence et l'opacité des systèmes à bulles qui limite son utilisation aux taux de vide inférieurs à 10%.

Il faut également que les particules restent dans le plan éclairé entre deux acquisitions, ce qui limite les applications à des écoulements bidimensionnels. Des systèmes 3D sont cependant en cours de développement. Certains sont d'ailleurs commercialisés depuis peu et utilisent deux caméras placées à 90° (Figure A-35). Des systèmes destinés spécifiquement aux mesures en écoulement à bulles ont également été proposés récemment.



Il faut retenir que la PIV fournit, à la différence des techniques locales comme la vélocimétrie laser Doppler, des informations spatiales telles que les formes et tailles des structures de l'écoulement qui sont indispensables pour valider les codes de calculs (Delnoij et coll., 1997). C'est ce qui explique son énorme succès actuel.

Enfin il faut noter que les techniques optiques ne représentent qu'une partie des méthodes de visualisation pour l'étude des systèmes polyphasiques. Il est en effet possible de rattacher à ce groupe de méthodes les techniques tomographiques (notamment avec les rayons X) et l'imagerie RMN (Maneval et coll., 1993). Ces dernières sont bien plus rarement employées que la PIV, mais permettent de réaliser des mesures en milieu opaque.

A.6.9. Conclusion

Les méthodes permettant d'accéder à la connaissance des paramètres caractéristiques de la phase continue sont plus rares et moins bien établies que celles relatives à la phase gaz. Il n'existe d'ailleurs pas pour l'instant de méthode de référence. En effet la validité des résultats fournis par les tubes de Pitot et les moulinets est contestée. Les méthodes de traçage donnent des valeurs comprises entre les vitesses des deux phases. Les techniques optiques, comme la vélocimétrie laser ou la PIV, sont limitées aux faibles taux de vide. Quant à l'anémométrie à fil chaud, le traitement du signal varie grandement selon les auteurs. Nous retiendrons donc que la mesure de la vitesse locale du liquide est délicate bien que les valeurs moyennes des vitesses soient globalement en accord pour toutes les techniques décrites. En revanche les valeurs des fluctuations sont très différentes en fonction de la méthode choisie. Aucune conclusion définitive n'a été apportée jusqu'à présent. Pour conclure, nous proposerons donc page suivante un tableau récapitulatif (A-4) décrivant les avantages et limitations propres à chaque méthode.

A.7. Vitesse moyenne du liquide

Dans le cas des réacteurs à gazosiphon, il est nécessaire de connaître la vitesse de circulation du liquide dans le réacteur. Une première façon d'accéder à cette grandeur consiste à mesurer le profil de vitesse avec une des techniques que nous avons décrites précédemment. Il suffit alors d'intégrer le profil sur la section obtenu pour calculer la vitesse moyenne. Une seconde méthode consiste à mesurer directement la vitesse moyenne. Cela est assez simple dans les réacteurs à boucle lorsque le liquide recircule dans une jambe séparée et sans entraîner trop de gaz. Il est alors possible d'utiliser les systèmes classiquement employés pour la mesure des débits dans les écoulements monophasiques. Nous n'insisterons pas sur ces systèmes. Nous retiendrons simplement les deux facteurs qui peuvent limiter l'utilisation de ces techniques. Le premier concerne l'emploi des systèmes à orifice déprimogène (comme un Venturi). Ceux-ci sont à en effet proscrire car ils modifient la répartition des pertes de charge et donc le fonctionnement du réacteur. La deuxième concerne la présence, même réduite, de bulles dans la descente. L'influence de ces bulles dépend fortement du système de mesure utilisé. Par exemple, dans le cas d'un débitmètre à ultrasons qui utilise la mesure du temps de transit d'un faisceau ultrasonore pour accéder à la vitesse du liquide, il est connu que la présence de bulles ou d'un solide modifie le temps de transit de ce faisceau. Les valeurs fournies par ce type d'appareil peuvent donc être rapidement erronées, notamment si on utilise un système inhibiteur de coalescence. La mesure directe de la vitesse moyenne du liquide alors devenir délicate. Il est donc nécessaire de bien connaître les limitations de son système de mesure avant de le mettre en œuvre.

A.8. Frottement Pariétal

Dans les colonnes à bulles, les frottements aux parois peuvent être négligés devant le frottement interfacial et les forces de gravité. La mesure des fluctuations du frottement pariétal peut être utilisée pour la détermination du régime d'écoulement (A.1.2), bien que les capteurs de pression soient préférés. Dans les réacteurs à gazosiphons, il peut être intéressant de mesurer les frottements dans la descente. Le principe de la méthode électrochimique a été décrit précédemment (A.6.5). Le montage électrique et les solutions électrolytiques employées sont identiques. La principale différence avec la mesure des vitesses réside dans la géométrie des sondes employées. Nous en distinguerons trois principales représentées sur la figure suivante. Ce sont les sondes rectangulaires, simples ou doubles, et les sondes circulaires entourées par une paroi inerte. Les sondes rectangulaires simples permettent de déterminer la valeur absolue de la composante du gradient pariétal de vitesse qui lui est perpendiculaire. Dans le cas des sondes doubles, on a nécessairement $e \ll \ell$ et on peut en plus obtenir le signe de cette composante. En revanche les sondes circulaires fournissent le module du gradient pariétal (Figure A-36).

La méthode repose sur le fait que le nombre de Schmidt est très grand (supérieur à 1000), ce qui implique que l'épaisseur de la couche limite diffusionnelle Δ est inférieure à celle de la couche limite visqueuse. Dans la couche diffusionnelle, on peut utiliser une forme simplifiée du champs des vitesses :

$$U_x = S_x x \quad \text{où} \quad S_x = \left. \frac{\partial U_x}{\partial x} \right|_{x=0} \quad (A-46)$$

$$U_z = S_z z \quad \text{où} \quad S_z = \left. \frac{\partial U_z}{\partial z} \right|_{z=0}$$

En injectant ces expressions dans l'équation de transport, on obtient la valeur théorique du coefficient de transfert de matière à la surface de l'électrode et donc du courant. Celle-ci dépend des

conditions aux limites choisies et Lebouché et Martin (1975) ont résumé les différents résultats de la littérature. Pour les sondes simples, le plus utilisé est celui de Py et Gosse (1969) pour lequel :

$$I = k_L \cdot A_e \cdot F \cdot C_o$$

$$I = 0.807 \cdot C_o \cdot F \cdot A_e \cdot \left[\frac{S \cdot D_L^2}{l} \right]^{1/3} \quad (\text{A-47})$$

où C_o est la concentration de l'électrolyte, D_L son coefficient de diffusion, F le nombre de Faraday et A_e l'aire de l'électrode. Dans le cas d'une sonde circulaire de diamètre d , l'expression reste valable si on remplace l par $0.82d$. Pour les sondes rectangulaires doubles, Souhar et Cognet (1983) ont utilisé la relation suivante :

$$I_1 - I_2 = 0.21 \cdot C_o \cdot F \cdot A \cdot \left[\frac{S \cdot D_L^2}{l} \right]^{1/3} \quad (\text{A-48})$$

Le signe de S est donc obtenu à partir de la différence des courants entre les deux électrodes. Le frottement pariétal s'obtient dans tous les cas en posant :

$$\tau_p = \mu_L S \quad (\text{A-49})$$

Globalement, on retiendra que :

$$\tau_p \propto I^3 \quad (\text{A-50})$$

	<i>Tube Pitot</i>	<i>Moulinet</i>	<i>Inter-Corrélation</i>	<i>Fil/Film Chaud</i>	<i>Electrochimie</i>	<i>Vélocimétrie Laser</i>	<i>CARPT</i>	<i>PIV</i>
<i>Fréquence</i>	Hz	10Hz	-	kHz	10Hz	kHz	30 Hz	30 Hz
<i>Perturbation</i>	Grande	Grande	Moyenne	Faible	Faible	Aucune	Aucune	Aucune
<i>Dynamique De mesure</i>	>0.1m/s <1m/s	>0.1m/s <10m/s	>0.1m/s <1m/s	Toute la gamme	>0.1 m/s	Toute la gamme	<10m/s	<10m/s
<i>Composantes</i>	1	1	1	1 à 3	1 à 3	1 à 3	3	2 à 3
<i>Sens</i>	Non	Non	Non	Oui	Non	Oui	Oui	Oui
<i>Précision</i>	Faible	Moyenne	Faible	Bonne	Bonne	Bonne	Bonne	Bonne
<i>Visualisation</i>	Locale	Locale	Locale	Locale	Locale	Locale	3D	2 /3D
<i>Coût</i>	Faible	Moyen	Faible/Moyen	Moyen	Faible	Elevé	Elevé	Elevé
<i>Facilité</i>	Simple	Simple	Simple	Moyen	Moyen	Difficile	Difficile	Moyen
<i>Principale Limitation</i>	Taille	Taille	Pas de valeur instantanée	Fragilité	Milieu Conducteur	Opacité	Rayons γ	Opacité

Tableau A.5. Comparaison des méthodes de mesure de la vitesse du liquide.

Pour les systèmes gaz/liquide, cette méthode a été utilisée par Souhar et Cognet (1983) ainsi que par Nakoryakov, Kashinsky et Kozmenko (1983) dans les conduites à la fois pour mesurer les pertes de charge et pour discriminer les régimes d'écoulement. Un de ses principaux avantages est que la fonction de transfert est connue, ce qui permet de corriger les densités spectrales de l'énergie et de reconstituer le spectre de puissance au-delà de la fréquence de coupure du système. Des tables de facteurs de correction ont été récemment publiées par Gradeck et Lebouché (1998).

Les inconvénients de la méthode sont identiques à ceux que nous avons décrits précédemment pour la mesure directe des vitesses et sont engendrés par la présence d'électrolytes qui modifient les propriétés physiques du milieu.

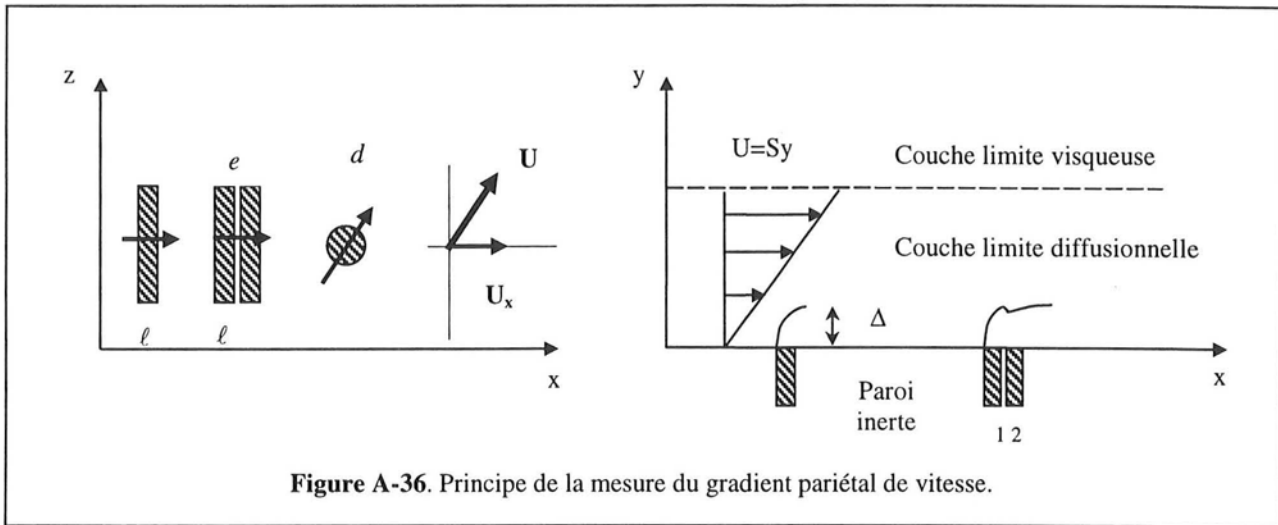


Figure A-36. Principe de la mesure du gradient pariétal de vitesse.

A.9. Conclusion générale

Malgré le grand nombre de méthodes que nous avons décrit, il apparaît que le capteur idéal qui fournirait l'évolution instantanée d'un paramètre local sur un volume avec une fréquence d'acquisition élevée et une grande précision n'existe pas. Les techniques de mesure sont en évolution constante, comme le prouve le développement récent de la PIV. Dans les milieux polyphasiques, c'est un sujet de recherche actuel. La transposition des méthodes applicables à un écoulement monophasique vers le polyphasique est souvent délicate, lorsqu'elle est possible, et elle nécessite en général un traitement complexe du signal. Parfois, comme c'est le cas pour les vitesses de la phase liquide, il n'existe pas de méthode qui peut être considérée comme la méthode de référence. C'est pourquoi la détermination des paramètres locaux des réacteurs gaz/liquide et leur modélisation ne pourra se réaliser sans le développement et la validation de techniques de mesure.

ANNEXE B

TRAITEMENT DU SIGNAL

Dans cette annexe, nous décrirons plus en détail les aspects théoriques des traitements que nous avons développés et appliqués aux signaux fluctuants de pression dans le chapitre IV. Nous aborderons successivement le traitement statistique des données, l'analyse spectrale, les méthodes héritées de la géométrie fractale et des théories du chaos déterministe ainsi que l'analyse temps-fréquence et temps-échelle des signaux instationnaires. Chacune de ces notions sera décrite brièvement. Il ne s'agit pas là de donner pour chacune d'elle un cours complet (des références seront fournies à cet effet) mais seulement quelques idées simples et claires permettant d'en saisir les fondements ainsi que les principales caractéristiques.

B.1. Traitement statistique des données

Dans ce paragraphe, nous décrirons brièvement des notions telles que l'*ergodisme* et la *stationnarité* et nous définirons les concepts de distribution, de moment et de fonction de corrélation. A titre de complément, le lecteur pourra consulter les ouvrages de Max (1972) et de Cherebinisoff (1986).

B.1.1. Ergodisme

Soit $x(t)$ une fonction du temps qui correspond à la mesure d'une grandeur physique caractéristique d'un système. Le système est dit *ergodique* si $x(t)$ passe tôt ou tard infiniment près de toutes les valeurs possibles pour la grandeur physique mesurée lorsque le système évolue librement. La conséquence de l'ergodisme est qu'il y a équivalence entre les mesures temporelles de la grandeur pendant une période T assez longue et des mesures hypothétiques réalisées par un très grand nombre de capteurs au même instant t . Si $x(t)$ a été mesurée sur N points avec la fréquence d'échantillonnage f_e ($T=N \times f_e$), il y a donc identité entre les grandeurs statistiques de la fonction $x(t)$ dépendant du temps et celles de l'ensemble $\{x_i\}$ des valeurs mesurées de $x(t)$. Physiquement, il n'y a aucun moyen simple de vérifier cette hypothèse. En pratique, on la considèrera comme toujours vérifiée et on la contrôlera a posteriori à partir des résultats obtenus.

B.1.2. Distribution et moments

Soit $P(a)$, la probabilité que $x(t)$ soit inférieur ou égal à a . On appelle *fonction de distribution de probabilité* la fonction qui à toute valeur a que peut prendre $x(t)$ associe sa probabilité $P(a)$. En général, on considère plutôt la *fonction de densité de probabilité* $p(a)$ qui est définie comme la probabilité que $x(t)$ ait une valeur comprise entre a et $a+\Delta a$ et qui vérifie la propriété suivante :

$$\sum_i p(a_i) = 1 \quad (\text{B-1})$$

Il est alors possible de définir les moments qui permettent de caractériser la distribution de la probabilité. Le premier moment est appelé moyenne et peut être évalué par l'expression suivante :

$$\mu = \sum_i a_i \cdot p(a_i) \quad (\text{B-2})$$

On dit qu'une grandeur x est *centrée* si sa moyenne est nulle. Le second moment est en général évalué par rapport à la moyenne (moment centré). Il est appelé *variance* et noté σ^2 .

$$\sigma^2 = \sum_i (a_i - \mu)^2 \cdot p(a_i) \quad (\text{B-3})$$

L'écart-type σ est défini comme la racine carrée de la variance. D'après le théorème central limite, les distributions des phénomènes aléatoires continus suivent souvent une *loi normale* ou *gaussienne* lorsque le nombre de mesures est suffisamment grand. La loi normale est définie par :

$$p(x) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}\right) \quad -\infty < x < +\infty \quad (\text{B-4})$$

Les moments peuvent être connus approximativement par les grandeurs d'échantillonnage. On peut ainsi définir la moyenne et la variance d'échantillonnage.

$$\bar{x} = \frac{1}{N} \sum_i x_i \quad (\text{B-5})$$

$$s^2 = \frac{1}{N-1} \sum_i (x_i - \mu)^2$$

Lorsque le nombre de mesures est élevé, \bar{x} tend vers μ et s tend vers σ et on pourra se contenter des valeurs d'échantillonnage. Par exemple pour 10000 points, on a :

$$\mu - \frac{s}{50} \leq \bar{x} \leq \mu + \frac{s}{50} \quad (\text{B-6})$$

Les moments d'ordre supérieurs sont en revanche connus avec peu de précision. On peut cependant utiliser qualitativement le troisième moment centré ou *asymétrie* et le quatrième ou *kurtosis*. Ces grandeurs d'échantillonnage sont définies par les relations suivantes :

$$CA = \frac{n}{(n-1) \cdot (n-2)} \sum_i \left(\frac{x_i - \bar{x}}{s}\right)^3 \quad (\text{B-7})$$

$$Ku = \frac{n \cdot (n+1)}{(n-1) \cdot (n-2) \cdot (n-3)} \sum_i \left(\frac{x_i - \bar{x}}{s}\right)^4 - \frac{3 \cdot (n-1)^2}{(n-2) \cdot (n-3)}$$

Le coefficient d'asymétrie CA représente le degré d'asymétrie de la distribution autour de la moyenne. Une valeur positive (respectivement négative) correspond à la présence d'une distribution avec une traînée qui s'étend vers les valeurs supérieures (respectivement inférieures) à la moyenne. Une distribution gaussienne a un coefficient d'asymétrie nul. La valeur du coefficient d'asymétrie peut être considérée comme fiable lorsqu'elle est plusieurs fois supérieure à $\sqrt{15/N}$. La kurtosis Ku est également un facteur de forme de la distribution. Une valeur positive signifie que la distribution est plus étroite qu'une distribution gaussienne alors qu'une négative correspond à une distribution plus large. Pour une distribution à peu près gaussienne, une valeur de la kurtosis est significative lorsqu'elle est supérieure à $\sqrt{96/N}$.

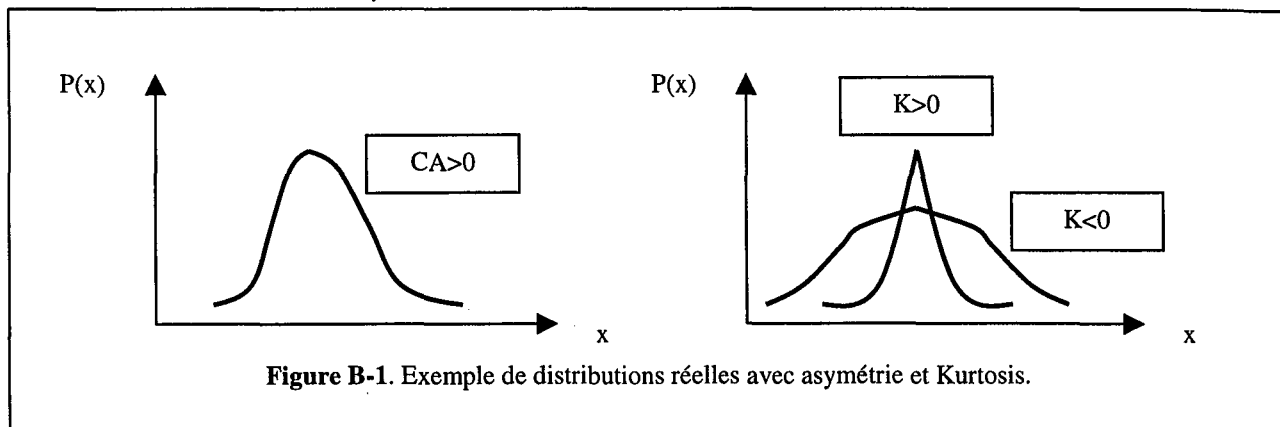


Figure B-1. Exemple de distributions réelles avec asymétrie et Kurtosis.

B.1.3. Stationnarité

Pour un grand nombre de phénomènes, on peut admettre que les distributions de probabilité et leurs moments ne dépendent pas de l'instant considéré. Les processus dont les caractéristiques sont indépendantes de l'instant des observations sont dits *stationnaires*. En général, on se contente de la stationnarité du second ordre lorsque seuls les moments du premier et du second ordre sont indépendants de l'instant des observations. Comme pour l'ergodisme, la stationnarité est souvent admise et vérifiée a posteriori.

B.1.4. Autocorrélation et Intercorrélation

Considérons maintenant que le processus mesuré par l'intermédiaire de la grandeur $x(t)$ est stationnaire et ergodique. Il est possible de calculer la fonction d'*autocorrélation* du signal par l'expression suivante qui est indépendante de l'instant initial de l'intégration.

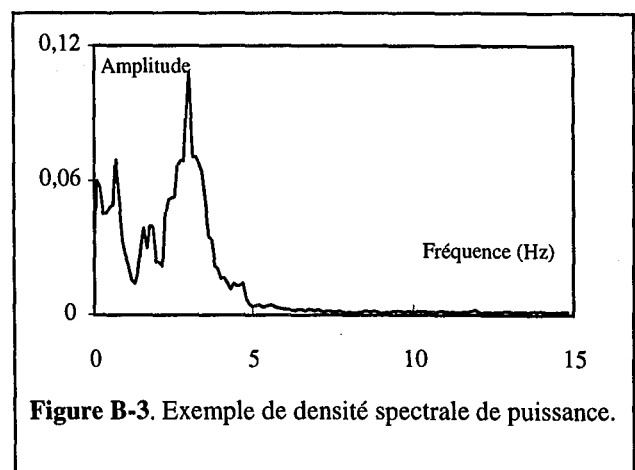
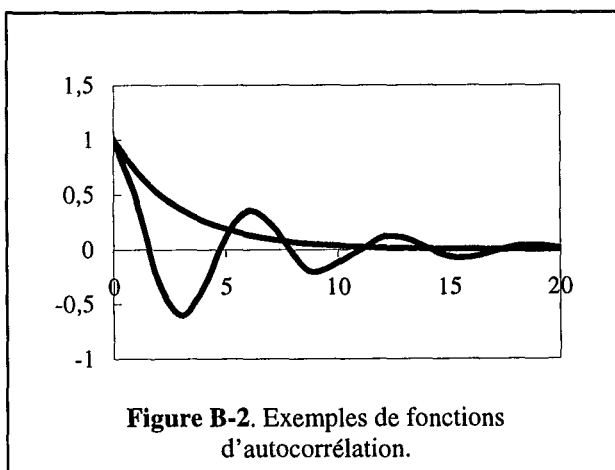
$$C_{xx}(\tau) = \frac{1}{T} \int_0^T x(t) \cdot x(t - \tau) \cdot d\tau \quad (\text{B-8})$$

En fait, il ne s'agit que d'une estimation de la vraie fonction de corrélation qui nécessiterait une intégration jusqu'à l'infini. Cette fonction fournit une information intéressante sur la mémoire du processus. En effet, elle relie la valeur de x à l'instant t avec sa valeur à $t - \tau$ et montre qualitativement comment la fonction au temps t est influencée par ce qui s'est passé un instant τ auparavant. Elle permet par exemple de mettre en évidence des périodicités cachées.

Soit $y(t)$ la mesure d'un second processus obtenue en même temps que $x(t)$. On définit la fonction d'*intercorrélation* des deux processus par :

$$C_{xy}(\tau) = \frac{1}{T} \int_0^T x(t) \cdot y(t - \tau) \cdot d\tau \quad (\text{B-9})$$

Cette fonction permet de savoir si les deux processus sont indépendants ou s'il existe une dépendance (on dit que les processus sont corrélés). Dans ce dernier cas, on peut également déterminer le déphasage temporel entre les deux processus.



Comme nous le verrons dans le paragraphe suivant, il existe une autre méthode pour calculer les fonctions d'auto et d'intercorrélation.

B.2. Analyse spectrale

Pour tout signal, il est possible de considérer sa représentation dans l'espace des temps et celle dans l'espace des fréquences. Les deux représentations sont reliées par la transformée de Fourier F .

$$X(f) = F(x(t)) = \int_{-\infty}^{+\infty} x(t) \cdot \exp(-i \cdot 2\pi \cdot f \cdot t) \cdot dt \quad (\text{B-10})$$

Nous ne décrivons ni les conditions d'existence, ni les nombreuses propriétés de cette transformation et le lecteur se référera aux ouvrages de référence.

En pratique ce n'est pas la transformée de Fourier du signal qui nous intéresse mais la *densité spectrale de puissance* ou *DSP*. Toute transmission d'un signal est liée à une transmission d'énergie. La puissance d'un signal réel stationnaire est définie par :

$$P_x(t) = \lim_{T \rightarrow \infty} \left(\frac{1}{T} \int_0^T [x(t)]^2 \cdot dt \right) \quad (\text{B-11})$$

C'est la répartition spectrale S_{xx} de cette puissance qui est évaluée. Elle peut être calculée par la transformée de Fourier du carré du signal

$$S_{xx}(f) = |F([x(t)]^2)| \quad (\text{B-12})$$

mais on l'obtient également en effectuant directement la transformée de Fourier de la fonction d'autocorrélation :

$$S_{xx}(f) = |F(C_{xx})| \quad (\text{B-13})$$

En pratique, c'est la première méthode qui est utilisée et on évalue souvent la fonction d'autocorrélation par la transformation inverse de la transformée de Fourier plutôt que par la relation B-8. Il est alors possible de déterminer la fréquence moyenne des phénomènes et sa variance spectrale :

$$\begin{aligned} \bar{f} &= \frac{\sum f_i \cdot S_{xx}(f_i)}{\sum S_{xx}(f_i)} \\ \sigma_f^2 &= \frac{\sum (f_i - \bar{f})^2 \cdot S_{xx}(f_i)}{\sum S_{xx}(f_i)} \end{aligned} \quad (\text{B-14})$$

Nous pouvons également définir, comme nous l'avons fait pour les fonctions de corrélation, la *densité de puissance d'interaction* de deux signaux $x(t)$ et $y(t)$ ou *interspectre* qui est le module de la transformée de Fourier du produit $x(t) \cdot y(t)$.

$$S_{xy} = |F([x(t) \cdot y(t)])| \quad (\text{B-15})$$

Par analogie avec la relation B-13, on peut calculer la fonction d'intercorrélation C_{xy} (Eq.B-9) par la transformation inverse de la transformée de Fourier à partir de S_{xy} . S_{xy} permet de mettre en évidence les fréquences communes aux deux signaux, mais on préfère en général utiliser la fonction de cohérence pour déterminer les fréquences pour lesquelles les signaux sont cohérents. Cette dernière est définie par

$$\gamma_{xy}^2(f) = \frac{S_{xy}^2(f)}{S_{xx}(f) \cdot S_{yy}(f)} \quad (\text{B-16})$$

et présente l'avantage d'être comprise entre 0 et 1. Les signaux ne sont pas corrélés lorsque γ_{xy} est proche de 0. Inversement, une forte corrélation est obtenue lorsque γ_{xy} est proche de 1. Nous avons déjà vu au paragraphe précédent que le temps de transit entre deux signaux peut être déterminé à partir de leur fonction d'intercorrélation. Il est également possible dans la zone de cohérence de

calculer le déphasage temporel à partir du déphasage angulaire de θ_{xy} de $F(x(t).y(t))$ obtenu en posant :

$$F(x(t) \cdot y(t)) = A \cdot e^{i\theta_{xy}} \quad (\text{B-17})$$

Le temps de transit τ entre les deux signaux peut être évalué par la relation suivante :

$$\theta_{xy}(f) = -2\pi f \cdot \tau \quad (\text{B-18})$$

Pour conclure, nous retiendrons que la transformée de Fourier ne peut donner des informations que sur les fréquences inférieures à la moitié de la fréquence d'échantillonnage. Pour compléter les informations précédentes, nous conseillons l'ouvrage de Max (1972).

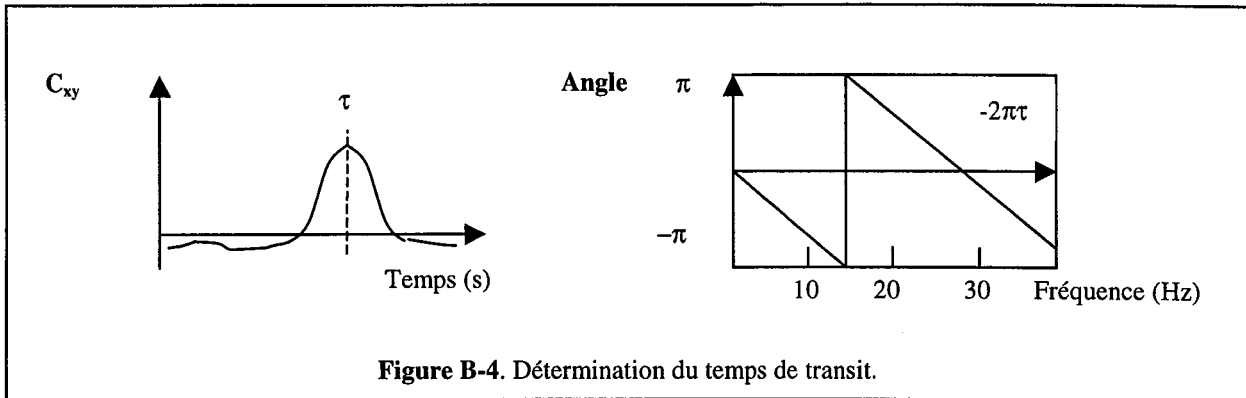


Figure B-4. Détermination du temps de transit.

B.3. Dimension fractale des séries temporelles

Nous ne décrivons pas ici les principes fondamentaux de la géométrie fractale. Le lecteur se référera à l'ouvrage de Feder (1988). Nous retiendrons simplement qu'il est possible d'analyser le graphe de la fonction $x(t)$ comme une courbe et de lui appliquer les méthodes de détermination de la dimension fractale comme s'il s'agissait d'un graphe.

Une courbe fractale est caractérisée par le fait qu'elle est continue mais non dérivable et qu'il n'est pas possible de mesurer sa longueur comme on le fait classiquement en géométrie différentielle. Elle peut en revanche être caractérisée par sa dimension fractale ou dimension de Hausdorff. Dans le cas d'une courbe *auto-similaire*, il est possible de reconstituer la totalité de la courbe à partir d'un motif élémentaire par changement d'échelle en définissant un facteur d'échelle r . Ce dernier peut être obtenu par la relation

$$r(n) = \left(\frac{1}{n}\right)^{1/d} \quad (\text{B-19})$$

où d est la dimension de Hausdorff. Dans le cas des séries temporelles, l'existence d'échelles spatiales et temporelles se traduit par des relations du type :

$$f(\lambda \cdot t) = \lambda^\alpha \cdot f(t) \quad (\text{B-20})$$

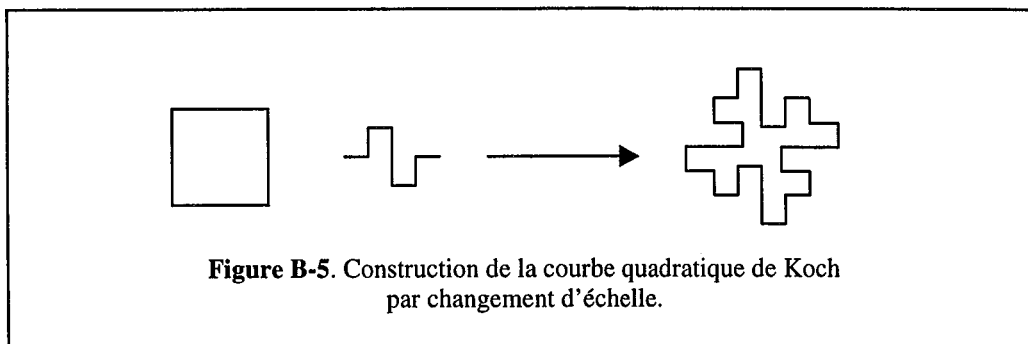


Figure B-5. Construction de la courbe quadratique de Koch par changement d'échelle.

Dans ce cas, les courbes ne sont plus auto-similaires puisque les facteurs d'échelles selon t et f ne sont plus identiques. On parle alors de courbes *auto-affines* mais on peut encore définir leur dimension fractale (il en existe malheureusement plusieurs mais nous n'entrerons pas dans ces détails).

Il est donc possible d'appliquer les méthodes classiques de détermination de la dimension fractale aux séries temporelles. La méthode la plus connue est celle du *comptage des boîtes à pas continu*. Elle est cependant instable dans le cas des courbes réelles (Tricot et coll., 1988). Une autre méthode simple est celle du *spectre de puissance* qui consiste à mesurer la pente de la densité spectrale de puissance du signal. Cette dernière est théoriquement reliée à la dimension fractale mais elle ne permet pas en pratique une détermination précise de cette grandeur. Tricot et coll. (1988) recommandent l'utilisation de la *méthode de variation* qui consiste à évaluer l'expression suivante

$$V(t^+, \varepsilon) = \sup_{|t^+ - t'^+| < \varepsilon} (x(t^+)) - \inf_{|t^+ - t'^+| < \varepsilon} (x(t'^+)) \quad (\text{B-21})$$

appelée ε -oscillation de la fonction x en t^+ (t^+ est un temps normé compris entre 0 et 1). On démontre que (Tricot et coll., 1988) :

$$\lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \left[\log \left(\int_0^1 V(t^+, \varepsilon) \cdot dt^+ / \varepsilon^2 \right) / \log (1/\varepsilon^2) \right] = d \quad (\text{B-22})$$

Une autre méthode, encore plus largement employée, est celle de Hurst (1951). A la différence de toutes celles que nous venons de citer, il s'agit d'une méthode empirique fondée sur un très grand nombre d'observations sur des séries temporelles. Considérons la moyenne de $x(t)$ sur une section quelconque du signal de numéro k durant une observation de durée τ :

$$\bar{x}_k |_\tau = \frac{1}{\tau} \sum_{t=1}^{\tau} x(t) \quad (\text{B-23})$$

L'écart à la moyenne accumulé pendant la durée $t < \tau$, s'obtient alors par la relation :

$$X_k(t, \tau) = \sum_{u=1}^t (x(u) - \bar{x}_k |_\tau) \quad (\text{B-24})$$

Nous pouvons également définir l'amplitude entre les écarts maximum et minimum :

$$R_k(\tau) = \max_{1 < t < \tau} (X_k(t, \tau)) - \min_{1 < t < \tau} (X_k(t, \tau)) \quad (\text{B-25})$$

Soit S l'écart-type des observations pendant la durée τ ,

$$S_k(\tau) = \frac{1}{\tau} \sum_{t=1}^{\tau} (x(t) - \bar{x}_k |_\tau)^2 \quad (\text{B-26})$$

On obtient alors sur la totalité du signal le rapport R/S à partir de chacune des N sections :

$$\frac{R}{S}(\tau) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \frac{R_k(\tau)}{S_k(\tau)} \quad (\text{B-27})$$

Hurst a montré que le rapport R/S suit la relation empirique suivante

$$\frac{R}{S}(\tau) = \left(\frac{\tau}{2} \right)^H \quad (\text{B-28})$$

où H est l'exposant de Hurst qui est relié à la dimension fractale d dans le cas des courbes auto-affines par :

$$d = 2 - H \quad (\text{B-29})$$

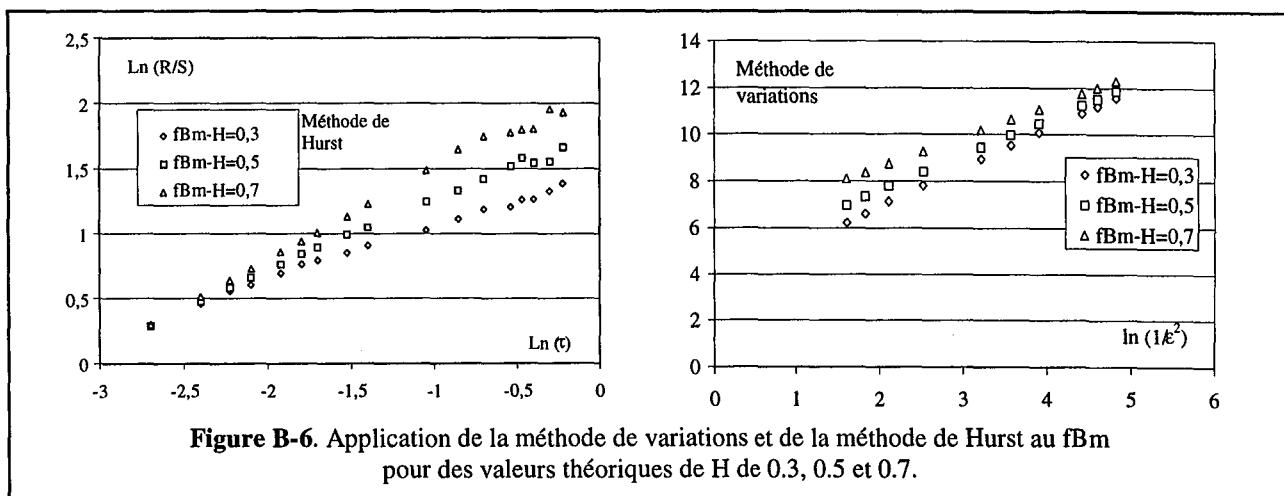
H est compris entre 0 et 1 et permet de mettre en évidence les phénomènes de longue dépendance ou effets mémoire positifs. On parle également de phénomènes persistants. Ce comportement correspond à $H > 0.5$. Les phénomènes anti-persistants avec $H < 0.5$ ont un effet mémoire négatif (le processus à l'instant t tend à avoir un comportement qui s'oppose à son passé). Dans le cas où $H = 0.5$, il n'y a pas de corrélation entre le passé et le futur et le phénomène est purement aléatoire.

L'analyse de Hurst pose cependant un certain nombre de problèmes (Feder, 1988).

- Tout d'abord elle ne repose encore à ce jour sur aucun fondement théorique.
- Parfois, plusieurs pentes correspondant à des valeurs de H différentes sont obtenues. Cela peut être causé par la présence de plusieurs phénomènes se manifestant à des échelles différentes.
- Enfin, la détermination de la persistance est délicate lorsque H est voisin de 0.5. En effet, même pour des phénomènes purement aléatoires, la valeur $H = 0.5$ n'est obtenue que pour des séries exceptionnellement longues. Des valeurs de H proches de 0.5 ne permettent donc pas de distinguer la présence éventuelle d'un effet mémoire.

Elle reste cependant un outil intéressant permettant de quantifier des aspects jusqu'à-là ignorés du signal.

Pour vérifier les programmes réalisés pour calculer la dimension fractale par la méthode de variation ou le coefficient de Hurst, on utilise classiquement le concept de *mouvement brownien fractionnaire* ou *fBm* qui permet de donner à une série de données un caractère persistant ou anti-persistant. Nous ne décrivons pas en détail la procédure de génération d'un fBm dont l'exposant de Hurst est connu et le lecteur se reportera à l'ouvrage de Feder (1988). Nous avons généré trois signaux de 10000 points en utilisant trois valeurs suivantes pour H : 0.3, 0.5 et 0.7, respectivement pour avoir un signal anti-persistant, un signal aléatoire et un signal persistant. H est calculé en appliquant les deux programmes et les résultats obtenus sont comparés aux valeurs théoriques précédentes dans le tableau B-1. Les résultats fournis par les deux programmes sont également illustrés par la figure B-6. Cette procédure de test nous montre que la méthode de variations est plus précise que celle de Hurst dans le cas d'un fBm. De plus, la précision des deux méthodes diminue lorsque H est inférieur à 0.5.



<i>fBm</i> : <i>H</i> théorique	Méthode de Hurst	Variations: $d_{FL} = 2-H$
$H=0.3$	$H=0.43$	$H=0.35$
$H=0.5$	$H=0.54$	$H=0.49$
$H=0.7$	$H=0.68$	$H=0.69$

Tableau B-1. Comparaison des résultats des programmes d'analyse fractale appliqués au *fBm* théorique.

B.4. Analyse par les théories du Chaos déterministe

Un système chaotique est un système déterministe (c'est-à-dire non-aléatoire, il est donc possible de le représenter par des équations différentielles), non-linéaire et extrêmement sensible à ses conditions initiales (Van den Bleek et Schouten, 1993). Deux conditions initiales très proches peuvent au bout d'un certain temps conduire à des comportements très différents car les différences initiales s'accroissent exponentiellement avec le temps. La vitesse à laquelle elles s'accroissent est alors une caractéristique fondamentale du système. Les deux cas limites correspondent à un système complètement ordonné pour lequel cette vitesse est nulle et à un système stochastique pour lequel elle est infinie. Plusieurs grandeurs permettent de quantifier cette vitesse (Letzel et coll., 1997) : la dimension de corrélation, l'entropie de Kolmogoroff, les exposants de Lyapunov... Par la suite, nous nous limiterons aux deux premières de ces grandeurs.

Pour un système donné, il est possible de représenter ses différents états dans un espace à m dimensions où m est le nombre de degrés de liberté du système, chaque degré étant associé à une variable d'état. Cependant, il a été démontré qu'il est possible de reconstituer un attracteur de dimension m à partir de la série temporelle d'une seule variable en utilisant ses valeurs avec un délai de temps Δt de sorte que les coordonnées d'un état X_i dans l'espace à m dimensions sont de la forme $(x(t), x(t+\Delta t), x(t+2\Delta t), \dots, x(t+(m-1)\Delta t))$.

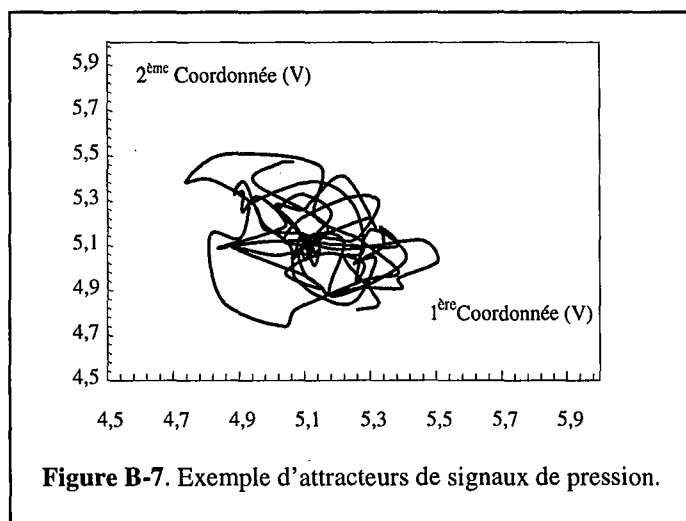


Figure B-7. Exemple d'attracteurs de signaux de pression.

La répartition spatiale de l'attracteur dans cet espace et sa nature fractale sont caractérisées par la dimension de corrélation D_K qui peut être évaluée à partir de la somme ou intégrale de corrélation $C_d(r)$ définie par

$$C_d(r) = \lim_{N \rightarrow \infty} \left[\frac{1}{N^2} \sum_{\substack{i,j \\ i \neq j}}^N \text{He}(r - \|X_i - X_j\|) \right] \quad (B-30)$$

où $He(x)$ est la fonction de Heaviside ($He(x)=0$ si $x<0$ et sinon $He(x)=1$). Pour un système chaotique déterministe, on a

$$C_d(r) \propto r^{D_K} \quad (B-31)$$

L'entropie de Kolmogoroff K est en revanche un moyen de quantifier la vitesse d'accroissement des différences de conditions initiales et donc la prédictibilité du système. Elle représente la vitesse à laquelle les orbites de l'attracteur se séparent et s'exprime en $\text{bit} \cdot \text{s}^{-1}$. Elle est nulle si le système est bien ordonné, infinie s'il est stochastique et strictement positive s'il est chaotique déterministe. Elle peut être évaluée à partir de la somme $C'_d(r)$:

$$C'_d(r) = \lim_{N \rightarrow \infty} \left[\frac{1}{N^2} \sum_{\substack{i,j \\ i \neq j \\ j+m < N \\ i+M < N}} \text{He} \left(r - \left[(X_i - X_j)^2 + (X_{i+1} - X_{j+1})^2 + \dots + (X_{i+m} - X_{j+m})^2 \right]^{1/2} \right) \right] \quad (B-32)$$

On a alors :

$$C'_d(r) \propto \exp[-D_K \cdot K] \quad (B-33)$$

B.5. Analyse temps-fréquence des signaux instationnaires

Dans le cas des signaux instationnaires, la transformée de Fourier n'est pas adaptée à l'analyse puisqu'elle projète le signal sur des fonctions (exponentielles complexes) qui n'ont pas une localisation temporelle précise (Auger, 1995). Pour introduire une dépendance temporelle dans la transformée de Fourier, il suffit d'utiliser une fenêtrage étroit du signal autour du temps t . C'est la *transformée de Fourier à court-terme* (STFT) qui peut être évaluée par la formule suivante :

$$X(f, t, w) = \text{STFT}(f, t, x(t), w) = \int_{-\infty}^{+\infty} x(u) \cdot w(u-t) \cdot \exp(-i \cdot 2\pi \cdot f \cdot u) \cdot du \quad (B-34)$$

C'est la représentation *temps-fréquence* la plus simple. Elle dépend fortement du choix de la fonction fenêtrage w qui doit vérifier un certain nombre de propriétés. Il en existe de nombreuses, parmi lesquelles les fenêtres de *Hamming*, *Hanning*...

Un autre type de représentation est la représentation *temps-échelle* qui est définie par la relation suivante (il s'agit en fait de la définition de la transformation continue) :

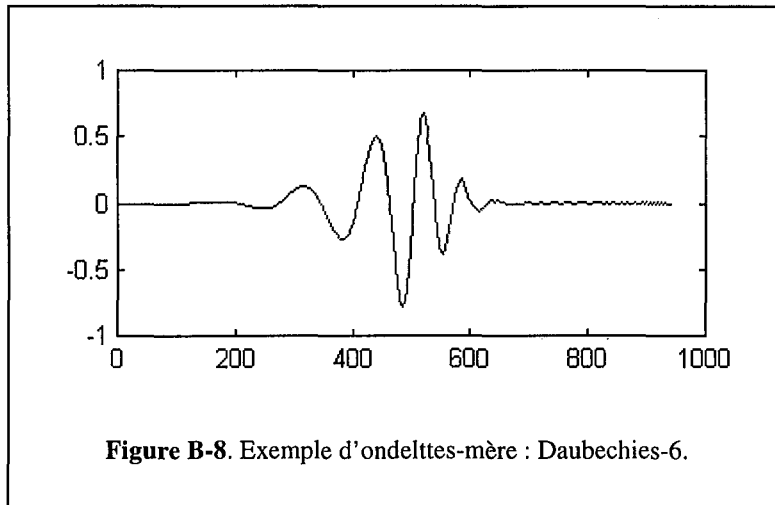
$$X(a, t, \psi) = \text{CWT}(a, t, x, \psi) = \int_{-\infty}^{+\infty} x(u) \cdot \psi_{t,a}(u) \cdot du \quad (B-35)$$

On n'utilise donc plus une projection sur une base d'exponentielles complexes, mais sur une famille de fonctions $\psi_{t,a}$ (où a est le facteur d'échelle) qui se déduit d'une fonction mère ψ et qui vérifie la relation :

$$\psi_{t,a}(u) = \frac{1}{\sqrt{|a|}} \cdot \psi\left(\frac{u-t}{a}\right) \quad (B-36)$$

La fonction ψ est appelée *ondelette-mère*. C'est un filtre passe-bande, oscillant et à support temporel limité. Les $\psi_{t,a}$ sont donc des filtres de même forme que ψ , mais translatés en temps d'une durée t et dilatés en fréquence d'un facteur a . A la différence de la STFT qui utilise un fenêtrage constant, la transformée en ondelettes donne accès à une analyse des hautes fréquences avec une localisation temporelle élevée et une résolution fréquentielle pauvre. Au contraire, les basses

fréquences peuvent être scrutées avec une très forte résolution fréquentielle, mais la localisation temporelle des événements est imprécise. On obtient ainsi un pavage non-uniforme du plan temps-fréquence que l'on peut adapter au signal à étudier en fonction du choix de l'ondelette-mère (Morlet, Meyer, Daubechies, spline cubique ...).



C'est cette grande liberté dans la représentation du signal qui est à l'origine de l'engouement récent pour les ondelettes alors que les deux types représentations contiennent exactement la même information (mais présentée sous une forme différente).

Nous retiendrons finalement que la transformée de Fourier à court terme est covariante par translation en temps et en fréquence, ce qui signifie que pour $x(t)$ et $y(t)$ définis par

$$y(t) = x(t - t_0) \cdot \exp(i \cdot 2\pi \cdot f_0 \cdot t) \quad (\text{B-37})$$

on a :

$$\text{STFT}(f, t, y) = \text{STFT}(f - f_0, t - t_0, x) \quad (\text{B-38})$$

La transformée en ondelettes est en revanche covariante par translation en temps et dilatation en échelle.

$$y(t) = \frac{1}{\sqrt{a_0}} \cdot x\left(\frac{t - t_0}{a_0}\right) \quad (\text{B-39})$$

induit

$$\text{CWT}(a, t, y) = \text{CWT}\left(\frac{a}{a_0}, t - t_0, x\right) \quad (\text{B-40})$$

Deux applications simples des analyses temps-fréquence/temps-échelle sont possibles dans le domaine du génie chimique. La première est l'*analyse multirésolution* qui met en œuvre les ondelettes. Elle consiste à décomposer le signal en soustrayant successivement les composantes des échelles les plus basses. On peut ainsi mettre en évidence les phénomènes propres à chaque échelle. Il est également possible de détecter les *intermittences* du signal (Bakshi, 1995). Enfin, il est également possible de reconstruire un signal pour lequel certains phénomènes ont été « gommés », par exemple les intermittences (Abry, 1994).

La seconde est l'estimation de la répartition dans le plan temps-fréquence de l'énergie du signal. A cet effet, on peut utiliser la STFT afin d'obtenir le *spectrogramme* du signal (ou la transformée par ondelette pour obtenir son *scalogramme*). Il existe également un certain nombre de transformées qui fournissent directement la répartition des énergies (par exemple celle de Wigner-Ville) mais

celles-ci font apparaître un grand nombre d'interactions entre les fréquences. De nombreuses variantes de ces transformations permettent de minimiser ces interactions sans toutefois les éliminer complètement (Auger, 1995).

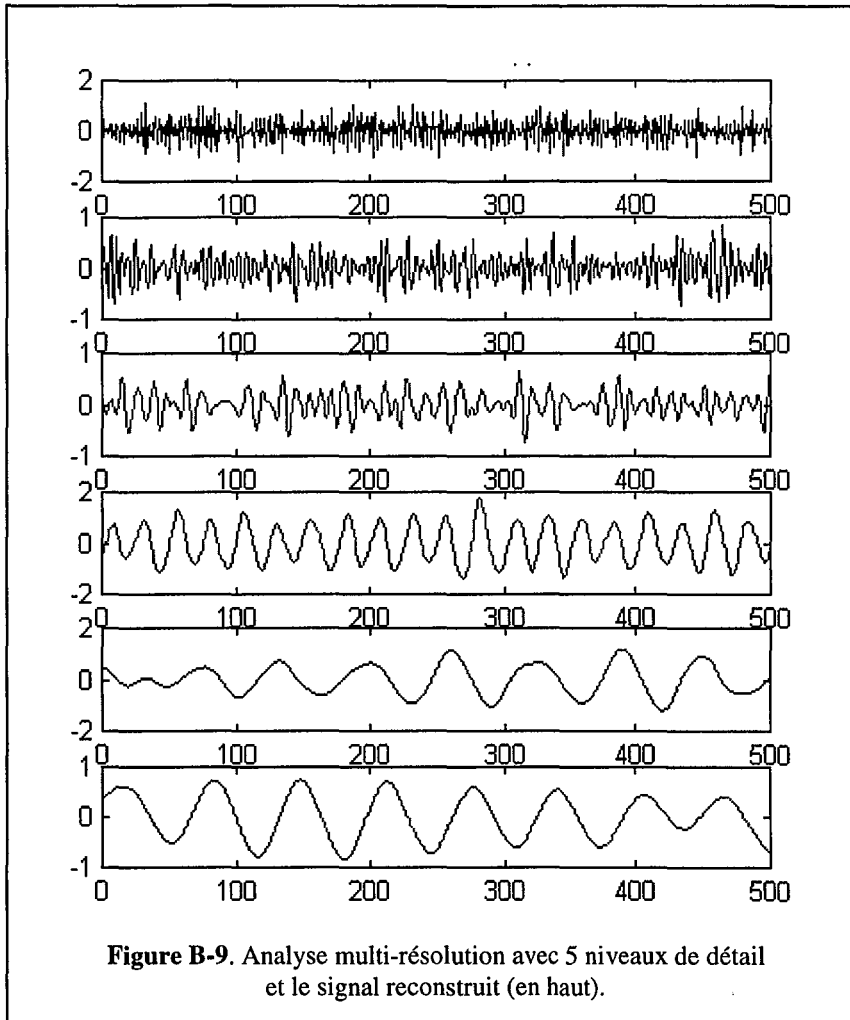
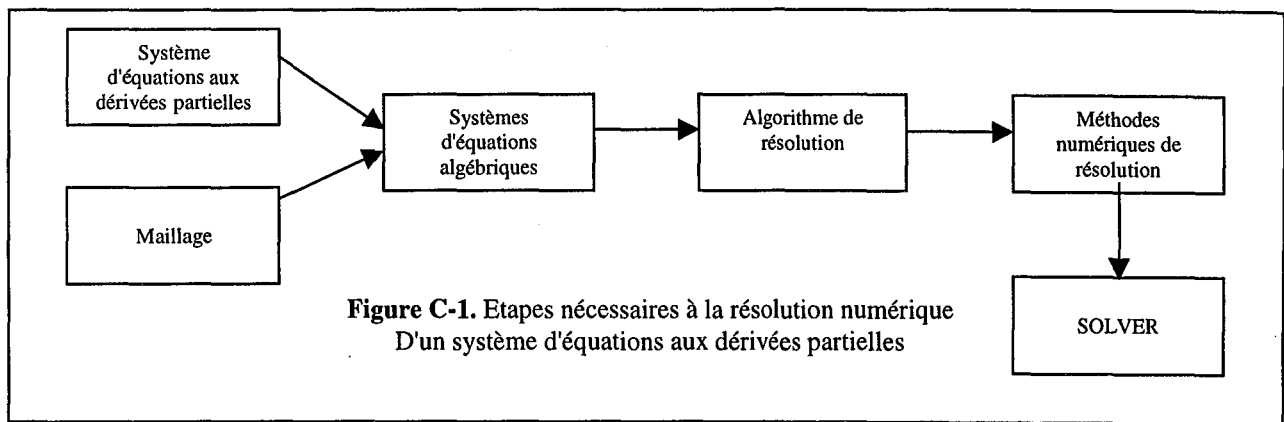


Figure B-9. Analyse multi-résolution avec 5 niveaux de détail et le signal reconstruit (en haut).

ANNEXE C

TRAITEMENT NUMERIQUE DES EQUATIONS

Une fois posées les différentes équations de conservation et leurs conditions aux limites, il est nécessaire de les résoudre numériquement, la résolution analytique n'étant possible que dans les cas les plus simples. Le but de la présente annexe est de décrire rapidement les différentes étapes de la résolution que sont la définition d'un maillage adapté, le choix d'un schéma de discrétisation des dérivées, d'un algorithme de résolution ainsi que des méthodes permettant de résoudre numériquement les systèmes algébriques obtenus (Figure C-1). La grande variété de techniques mises en jeu fait que nous nous contenterons ici de les citer (ainsi que les principales références qui leur sont associées) sans pouvoir donner pour chacune une description complète.



C.1. Généralités

Soit u , une fonction réelle de deux variables indépendantes x et y deux fois dérivables sur son intervalle de définition. Considérons l'équation aux dérivées partielles du second ordre suivante:

$$a \cdot \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + b \cdot \frac{\partial^2 u}{\partial x \partial y} + c \cdot \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} = 0 \quad (C-1)$$

où a , b et c sont des constantes. La solution générale de cette équation est:

$$u = f(x + my) \quad (C-2)$$

où f est une fonction de x et de y , et m une constante. En introduisant l'expression C-2 dans C-1, on obtient une condition sur m qui est une équation du second degré :

$$a \cdot m^2 + b \cdot m + c = 0 \quad (C-3)$$

Si le discriminant $\Delta = b^2 - 4 \cdot a \cdot c$ est strictement positif, l'équation est dite hyperbolique. S'il est strictement négatif, elle est dite elliptique. Enfin, s'il est nul, l'équation est dite parabolique. Un exemple typique d'équation hyperbolique est l'équation d'onde :

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = c^2 \cdot \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \quad (C-4)$$

Les équations elliptiques les plus fréquemment rencontrées sont l'équation de Poisson

$$\Delta u = \rho(x, y, z, t) \quad (C-5)$$

ainsi que l'équation de Laplace, cas particulier de la précédente lorsque $\rho = 0$. Les équations de transport en régime transitoire présentent en revanche un caractère parabolique. La principale méthode de détermination du «caractère» de l'équation est connue sous le nom de *méthode des caractéristiques*. Sa formulation générale permet de déterminer le caractère des systèmes d'équations. Elle peut également être étendue pour les fonctions de plus de deux variables mais le caractère des équations joue alors un rôle moins important (Fletcher, 1991a).

Un autre point qui influe fortement sur la résolution des systèmes d'équations aux dérivées partielles est la forme des conditions aux limites. Celles-ci sont de trois types (Fletcher, 1991a) :

- ❖ Les conditions de Dirichlet de la forme $u|_{x=0} = g(y, z, t)$;
- ❖ Les conditions de Neumann où on ne connaît plus u mais son gradient $\left. \frac{\partial u}{\partial x} \right|_{x=0} = g(y, z, t)$;
- ❖ Les conditions mixtes ou de Robin de la forme $\left. \frac{\partial u}{\partial x} \right|_{x=0} + k \cdot u = g(y, z, t)$.

Le traitement des conditions de Dirichlet est évident lorsque la fonction g est connue analytiquement. Un exemple de ce type de conditions en CFD correspond à la condition de non-glissement à la paroi. Le traitement des conditions de Neumann et de Robin peut en revanche introduire des erreurs considérables dans la résolution. Les conditions de Neumann sont également fréquemment rencontrées, par exemple pour une condition de sortie où $g=0$. En revanche les conditions mixtes sont rares en mécanique des fluides mais sont fréquemment rencontrées en transfert convectif de chaleur ou de matière.

Enfin, un dernier point qui peut modifier le schéma de résolution choisi concerne la dépendance temporelle du problème que l'on doit résoudre. Deux catégories peuvent être distinguées : ceux pour lesquels seule une solution stationnaire est désirée et ceux pour lesquels il est nécessaire de prédire le comportement du système au cours du temps :

- ❖ Dans le premier cas, les termes des équations en $\partial/\partial t$ peuvent être annulés de façon à rechercher directement la solution stationnaire. Les conditions initiales doivent être aussi proches que possible de la solution finale afin de réduire le temps de calcul;
- ❖ Dans le second, les simulations sont qualifiées de *dynamiques*. Les conditions initiales doivent alors représenter fidèlement la situation réelle et les premiers instants du calcul jouent un rôle essentiel sur la valeur des résultats obtenus.

En pratique, cette distinction entre problèmes dynamiques et stationnaires s'est de plus en plus atténuée. La solution d'un problème stationnaire est souvent obtenue plus facilement en utilisant une méthode *pseudo-transitoire* qui consiste à construire un problème instationnaire équivalent, puis à faire évoluer sa solution transitoire jusqu'à l'obtention de l'état stationnaire. Un exemple est fourni par l'équation de Laplace

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} = 0 \quad (C-6)$$

qui peut être résolue à partir de l'équation équivalente

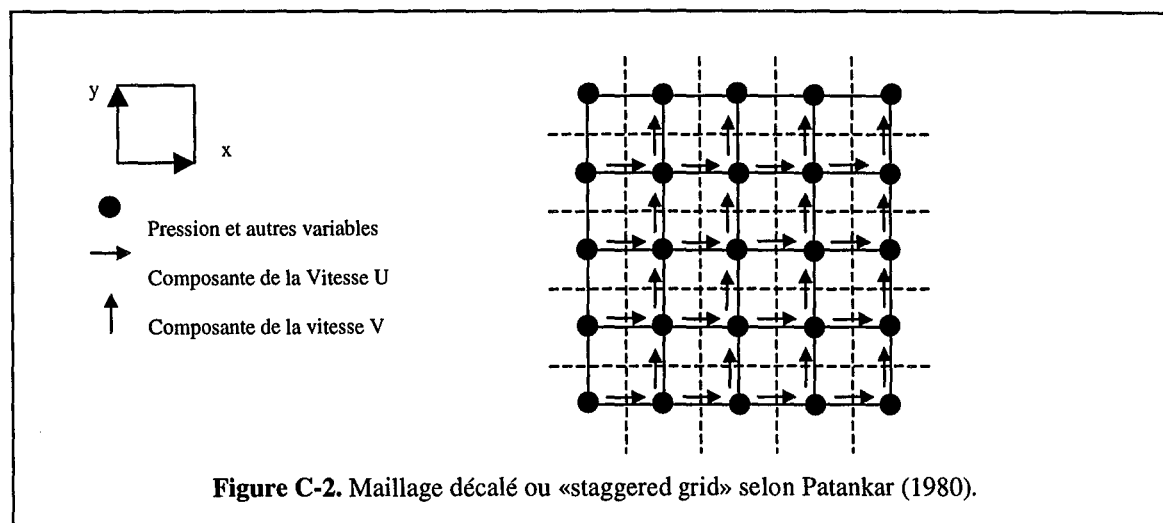
$$\frac{\partial u}{\partial t} = \alpha \cdot \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) \quad (C-7)$$

Ces méthodes ont souvent une convergence plus lente que les méthodes purement stationnaires, mais elles sont plus stables. L'utilisation d'un pas de temps adaptatif permet d'optimiser la vitesse de convergence.

C.2. Définition du maillage

Avant de pouvoir discrétiser les équations aux dérivées partielles, il est nécessaire de mailler la géométrie étudiée. Deux grandes familles de maillages peuvent être distinguées : il s'agit des maillages structurés et des maillages non-structurés. Un exemple de maillage structuré correspond par exemple à un pavage rectangulaire d'un plan en coordonnées cartésiennes avec des éléments de surface $\Delta x \Delta y$. Chaque élément de surface est appelé *maille* et les points d'intersection des lignes du maillage sont appelés *nœuds*. En général, il est indispensable d'avoir un maillage plus fin dans les zones de forts gradients, comme c'est le cas aux parois. On peut alors définir deux zones et utiliser deux maillages avec des tailles différentes, mais il faudra alors les raccorder par des conditions aux limites supplémentaires. Une solution plus élégante consiste à utiliser un maillage continu à pas variable ou non uniforme, par exemple dont le pas se réduit à proximité des parois. Les principaux avantages des maillages structurés (uniformes ou non-uniformes) sont qu'ils sont faciles à définir lorsque la géométrie est simple (rectangulaire, cylindrique ou sphérique) et qu'ils peuvent être utilisés avec la plupart des algorithmes et des méthodes numériques de résolution. Les maillages non-structurés mettent en jeu des mailles de forme géométrique autre que les rectangles, par exemple des triangles de taille variable. Ils sont fortement liés à la méthode des éléments finis et leur traitement réclame une capacité mémoire bien plus importante que pour les autres méthodes. Ils présentent en revanche l'avantage de s'adapter à toutes les géométries, même complexes et nécessitent moins de nœuds que les maillages structurés pour obtenir une solution de précision équivalente. En conséquence, les maillages non-structurés sont maintenant largement utilisés pour résoudre les équations de Navier-Stokes dans le cas des écoulements monophasiques. En revanche, ils sont encore peu employés dans le cas des écoulements polyphasiques et nous nous limiterons aux maillages structurés dans la suite de cette annexe.

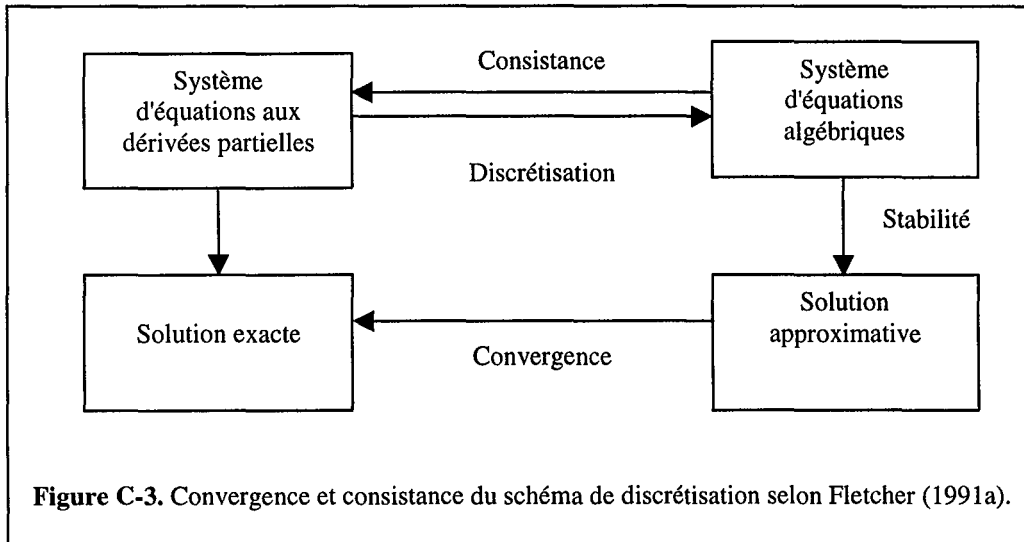
Dans le cas des équations de Navier-Stokes, qui ont la particularité de faire apparaître un couplage vitesse-pression, une forme particulière de maillage appelé «maillage décalé» ou *staggered grid* (Figure C-2) est largement employée. Elle consiste à utiliser un premier maillage pour les vitesses et un second pour les pressions et les autres variables du problème de façon à éviter l'existence de solutions oscillantes mathématiquement acceptables mais physiquement aberrantes (Patankar, 1980). Dans la suite, nous considérerons implicitement un maillage structuré de ce type (qui peut être non-uniforme) dès qu'il sera question des équations de Navier-Stokes.



Un dernier point important concernant le maillage reste encore à prendre en considération : le nombre de nœuds. S'il est trop faible, l'algorithme peut conduire soit à une divergence du calcul, soit à des solutions peu précises qui ne font pas apparaître les structures fines de l'écoulement. S'il est trop important, les temps de calcul sont prohibitifs. Le nombre de nœuds doit donc résulter d'un compromis. Dans le cas d'une simulation pseudo-transitoire, la solution obtenue avec un maillage grossier peut être avantageusement utilisée comme condition initiale pour des simulations mettant en jeu un maillage plus fin.

C.3. Discrétisation des dérivées.

Discrétiser consiste à traduire un système d'équations aux dérivées partielles en un système d'équations algébriques ou d'équations différentielles ordinaires. Deux grandes familles de méthodes permettent d'obtenir ce résultat : les *différences finies* et les *méthodes des résidus pondérés* (Fletcher, 1991a). Il existe pour chacune de nombreux schémas de discrétisation. Deux notions permettent de quantifier leur aptitude à résoudre correctement les équations considérées : la *stabilité* et la *consistance*. La stabilité du schéma peut être déterminée à partir de la méthode proposée par von Neumann qui consiste à introduire une perturbation dans la solution. Si celle-ci s'amplifie, le schéma est instable. Lorsqu'elle s'amortit, quels que soient la taille de mailles et le pas de temps, on dit que le schéma est inconditionnellement stable. La stabilité assure l'existence d'une solution pour le système algébrique mais ne garantit pas qu'il s'agit d'une solution du système d'équations aux dérivées partielles. Il faut pour cela que le schéma choisi approche effectivement le système initial. On dit alors qu'il est consistant. La consistance implique la réversibilité du processus de discrétisation. Ainsi, à partir du système algébrique discrétisé, on doit pouvoir retrouver les équations initiales en faisant tendre Δt et Δx vers 0. La consistance seule est insuffisante pour assurer la convergence : un schéma peut être consistant et conduire à une divergence. La convergence (qui est obtenue lorsque la solution du système algébrique est une bonne approximation de la solution exacte) nécessite simultanément la stabilité et la consistance du schéma de discrétisation (Figure C-3).



C.3.1. Méthode des différences finies

La méthode des différences finies est fondée sur une approximation des dérivées spatiales et temporelles à partir des séries de Taylor. L'approximation choisie dépend du degré de précision désiré. Les différences avant et arrière sont peu précises et il est préférable d'employer des formules symétriques à trois points. L'emploi de formules d'ordre supérieur (5 points et plus) ne se justifie que pour des maillages suffisamment fins (Fletcher, 1991a).

Le schéma le plus simple est connu sous le nom de FTCS (*Forward Time Centered Space*). Dans sa version *explicite*, l'équation suivante

$$\frac{\partial u}{\partial t} = \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \quad (C-8)$$

devient

$$\frac{u_i^{n+1} - u_i^n}{\Delta t} = \frac{u_{i+1}^n - 2u_i^n + u_{i-1}^n}{\Delta x^2} \quad (C-9)$$

où l'indice indique le nœud et l'exposant l'intervalle de temps. La variable u au temps $n+1$ s'exprime donc aisément en fonction de ses valeurs au temps précédent. Il existe d'autres schémas explicites, notamment ceux de *Lax-Wendroff* et *Dufort-Frankel*. Cependant, les schémas explicites présentent généralement un domaine réduit de stabilité, excepté celui de *Lax-Wendroff* qui est inconditionnellement stable pour l'équation C-8. La variante *implicite* du schéma FTCS correspond à l'équation

$$\frac{u_i^{n+1} - u_i^n}{\Delta t} = \frac{u_{i+1}^{n+1} - 2u_i^{n+1} + u_{i-1}^{n+1}}{\Delta x^2} \quad (C-10)$$

Ce schéma est inconditionnellement stable pour l'équation considérée. En réalité, la discrétisation des équations est un art plus qu'une science exacte et les schémas semi-implicites donnent souvent de meilleurs résultats que les schémas implicites. Ainsi le schéma de *Crank-Nicholson* est certainement le plus efficace pour résoudre l'équation C-8. On obtient une équation algébrique de la forme

$$\frac{u_i^{n+1} - u_i^n}{\Delta t} = \frac{u_{i+1}^n - 2u_i^n + u_{i-1}^n}{2(\Delta x^2)} + \frac{u_{i+1}^{n+1} - 2u_i^{n+1} + u_{i-1}^{n+1}}{2(\Delta x^2)} \quad (C-11)$$

Tous les schémas précédents peuvent être étendus sans difficulté pour des équations à deux variables d'espace. Le schéma de *Crank-Nicholson* est le cas particulier de méthodes bien plus générales connues sous le nom de *méthodes à plusieurs étapes* (classiquement deux, parfois trois). Un exemple 2D simple de ces méthodes appliqué à l'équation

$$\frac{\partial u}{\partial t} = \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \quad (C-12)$$

est la méthode des *directions alternées* (ADI) qui consiste à travailler implicitement dans la direction x et explicitement selon y sur un demi-pas de temps, puis explicitement selon x et implicitement selon y au cours du second demi-pas (Saadtjian, 1993). On obtient alors successivement

$$\frac{u_i^{n+1/2} - u_i^n}{\Delta t/2} = \frac{u_{i+1}^{n+1/2} - 2u_i^{n+1/2} + u_{i-1}^{n+1/2}}{\Delta x^2} + \frac{u_{i+1}^n - 2u_i^n + u_{i-1}^n}{\Delta y^2} \quad (C-13)$$

$$\frac{u_i^{n+1} - u_i^{n+1/2}}{\Delta t/2} = \frac{u_{i+1}^{n+1/2} - 2u_i^{n+1/2} + u_{i-1}^{n+1/2}}{\Delta x^2} + \frac{u_{i+1}^{n+1} - 2u_i^{n+1} + u_{i-1}^{n+1}}{\Delta y^2} \quad (C-14)$$

Le cas des équations présentant un terme convectif doit également être traité de façon particulière. La dérivée première du terme convectif s'accommode difficilement du schéma FTCS qui conduit à des instabilités. Celles-ci peuvent être éliminées en appliquant un schéma *upwind* à deux points qui correspond à une différence arrière. Ce schéma a cependant l'inconvénient d'ajouter de la diffusion (ou viscosité) numérique, c'est-à-dire une erreur d'origine numérique qui peut être représentée analytiquement sous la forme d'un terme diffusif supplémentaire. Son origine a été

bien décrite par Patankar (1980). Une façon de la minimiser consiste en l'utilisation de schémas upwind d'ordre supérieur (Sokolichin et coll., 1997).

C.3.2. Méthodes des résidus pondérés

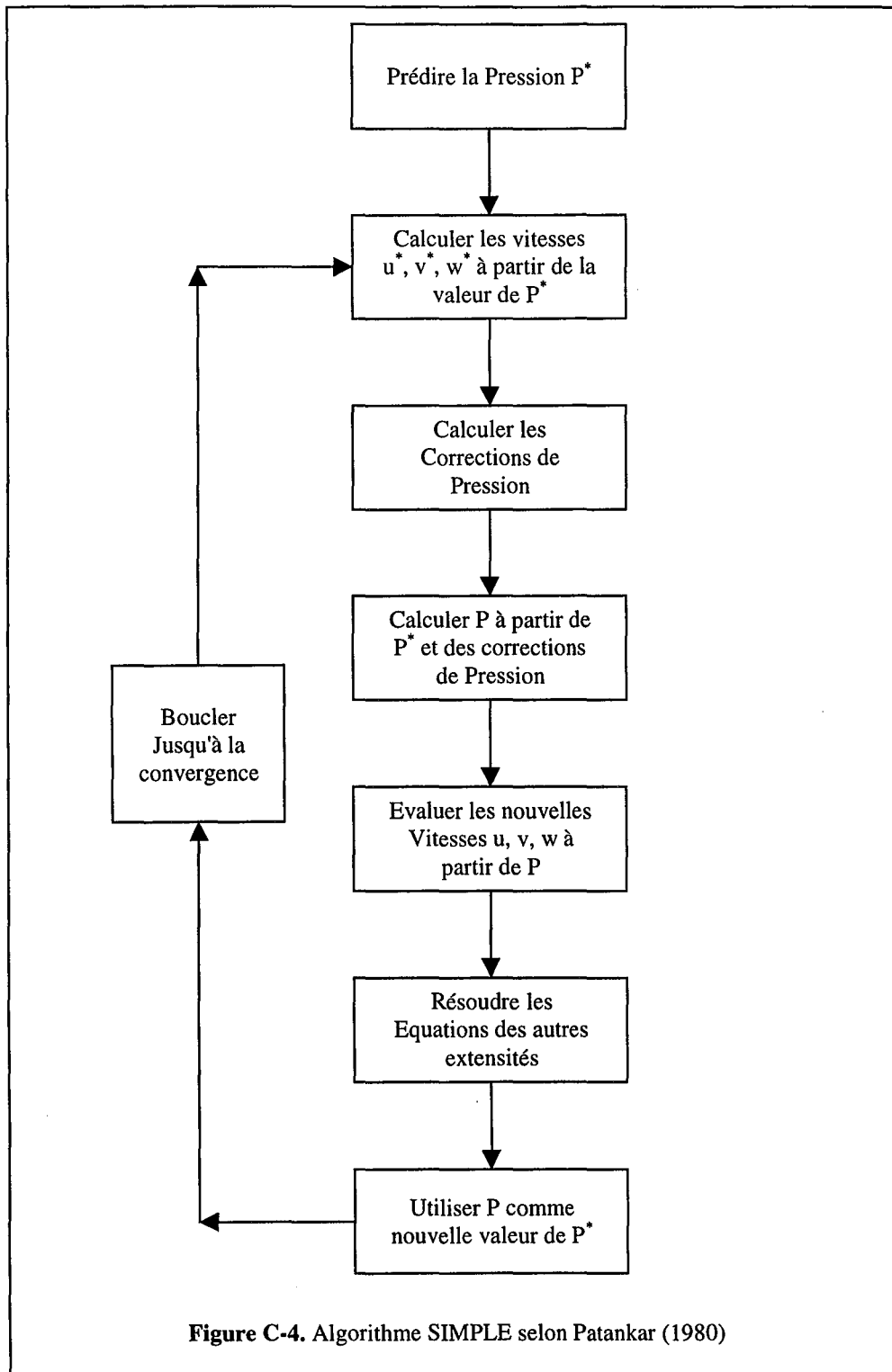
Ces méthodes ont été bien décrites par Finlayson (1972). Elles diffèrent sensiblement de la méthode des différences finies puisqu'elles supposent l'existence d'une solution analytique de la forme

$$S = \sum_{i=1}^J a_i(t) \cdot \phi_i(t) \quad (C-15)$$

où les coefficients a sont des inconnues tandis que les ϕ_i sont des fonctions connues analytiquement. J doit être assez grand pour que S puisse être une bonne approximation de la solution exacte du système d'équations aux dérivées partielles. On constate que la solution approximative est alors connue en tout point de l'espace alors que dans le cas des différences finies, on ne connaissait que ses valeurs aux nœuds du maillage. Les fonctions ϕ peuvent être des polynômes ou des fonctions trigonométriques. Pour les études stationnaires, le problème peut être ramené à un système d'équations algébriques tandis que pour les problèmes dépendants du temps, on obtient des systèmes d'équations différentielles ordinaires en fonction en temps. Les coefficients a sont déterminés après minimisation des résidus sur le domaine d'intégration. Les différentes méthodes fondées sur les résidus pondérés diffèrent selon le choix des fonctions utilisées pour estimer les résidus. Ce sont :

- ❖ La méthode des *sous-domaines* qui est à la base de celle des *volumes finis* ;
- ❖ La méthode des *collocations* et notamment la variante des *collocations orthogonales* qui peut être utilisée pour résoudre de nombreux problèmes classiques du génie chimique (Finlayson, 1972) ;
- ❖ La méthode des moindres carrés ;
- ❖ La méthode de *Galerkin*, la plus précise, qui peut être utilisée comme base pour expliquer les méthodes spectrales et la méthode des éléments finis.

Les *méthodes spectrales* produisent des solutions extrêmement précises tant que celles-ci ne présentent pas de gradients trop importants (Fletcher, 1991a). La méthode des *éléments finis* est de loin la plus performante. Elle est maintenant largement utilisée pour prédire les écoulements monophasiques. Son principal avantage est de pouvoir travailler simplement avec les maillages non-structurés. Son implémentation est cependant bien plus délicate que celle des volumes finis et ses performances pour prédire les écoulements polyphasiques ne sont pas encore totalement connues. C'est pourquoi la méthode des volumes finis reste pour l'instant le meilleur compromis pour la simulation des réacteurs gaz/liquide (Ranade, 1995). C'est donc la seule que nous décrirons. La méthode des volumes finis diffère de la méthode des sous-domaines par le fait qu'elle ne nécessite pas l'introduction explicite de la fonction d'approximation S . Nous ne décrirons pas en détail l'obtention des équations discrétisées qui est fournie de façon assez complète par Patankar (1980). Nous nous bornerons à signaler que la procédure correspond à une intégration des équations aux dérivées partielles sur un volume élémentaire (alors que les différences finies sont une estimation mathématique de dérivées), ce qui assure la conservation des propriétés (masse...) et permet de discrétiser simplement les géométries complexes (Fletcher, 1991a). L'implémentation de la méthode des volumes finis reste cependant assez proche de celle des différences finies bien qu'elles correspondent à des concepts différents. Le traitement des dérivées secondes réclame une attention particulière, de même que celui des termes convectifs qui nécessite des schémas particuliers (upwind, loi de puissance...) décrits par Patankar (1980), voire des schémas plus récents décrits par Fletcher (1991b) tels que les schémas QUICK, QUICKEST, TVD...



C.4. Algorithmes de résolution

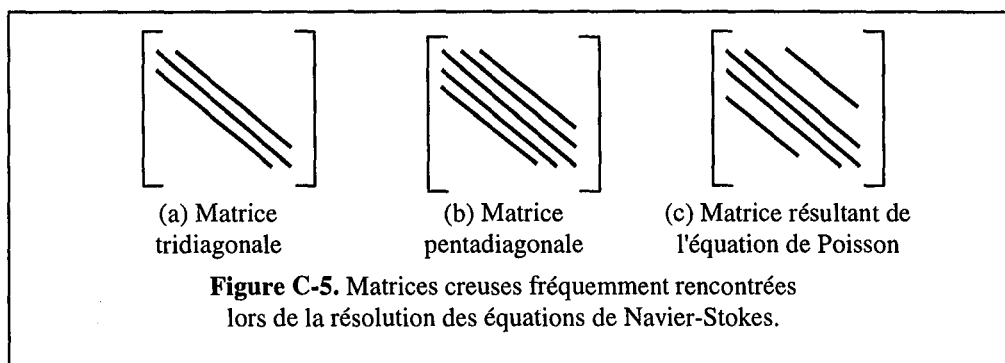
La résolution des équations de Navier-Stokes est rendue très délicate par le couplage intime entre les vitesses et les pressions. La première possibilité consiste à modifier ces équations en utilisant la formulation ω - Ψ (Chap.I). Celle-ci permet, pour les problèmes 2D, de remplacer un problème à trois inconnues (u , v et P) par un problème à deux inconnues (ω et Ψ). Sa stabilité est cependant bien plus limitée que la formulation en variables de base et elle doit être utilisée avec la plus grande prudence dès que le problème est complexe. L'algorithme le plus employé, fondé sur la méthode des

volumes finis, a été proposé par Patankar (1980) sous le nom de SIMPLE (*Semi-Implicit Pressure Linked Equations*) et décrit par la figure C-4. Il en existe de nombreuses variantes : SIMPLER ou *Revised SIMPLE* (Patanekar,1980), SIMPLEST (Spalding, 1980) et SIMPLEC ou *Consistent SIMPLE* (van Doormal et Raithby, 1984).

Il s'agit d'un algorithme itératif qui consiste à évaluer alternativement les corrections de pression et de vitesse par rapport à un état initial jusqu'à la convergence. A l'origine, le SIMPLE était destiné aux problèmes purement stationnaires. Il donne cependant d'excellents résultats pour les problèmes transitoires. En général, le SIMPLER et le SIMPLEC permettent d'obtenir une convergence plus rapide bien que l'effort de calcul soit plus important, mais le gain dépend fortement du problème et de ses conditions aux limites. Plus récemment, d'autres algorithmes ont été proposés tels que les méthodes CELS (Galpin et coll., 1985) ou PISO (Issa et coll., 1986). Pour les écoulements monophasiques, tous ces algorithmes sont fortement concurrencés par ceux liés à la méthode des éléments finis. Pour les écoulements gaz/liquide, les modèles Euler/Euler nécessitent un traitement particulier dû au couplage entre les phases par le taux de vide. Spalding (1978) a proposé à cet effet la procédure IPSA (*Interphase Slip Algorithm*) qui est encore la plus employée. Il existe cependant d'autres procédures dans la littérature comme par exemple la PEA (*Partial Elimination Algorithm*) ou la FEA (*Full Elimination Algorithm*).

C.5. Méthode de résolution des équations algébriques

Le choix d'un algorithme permet de mettre en forme les équations algébriques semi-implicites. La résolution pratique des systèmes obtenus (en général après linéarisation) se ramène à une suite d'inversion de matrices dont la plupart sont *creuses* (c'est-à-dire qu'elles contiennent essentiellement des 0). De nombreuses techniques numériques sont disponibles afin de réaliser ces opérations mais les techniques générales applicables aux matrices *denses* (ou non creuses) telles que la *méthode de Gauss* ou la *décomposition LU de Crout*, sont à proscrire car trop coûteuses en temps de calcul. Il est souvent préférable de décomposer la résolution par des méthodes de type ADI de façon à se ramener à des matrices tridiagonales (Figure C-5a) ou pentadiagonales (Figure C-5b) pour pouvoir utiliser l'algorithme de Thomas (Saadtjian, 1993) pour afin de résoudre les équations paraboliques.



La résolution de l'équation de Poisson (Figure C-5c) nécessite en revanche le plus souvent l'emploi des méthodes itératives (Jacobi, Gauss-Seidel, sous-relaxation successive ou SOR). La SOR étant la plus performante des méthodes précédemment citée tout en restant assez simple à programmer, elle est de loin la plus communément employée (Saadtjian, 1993). Des techniques d'accélération existent (Fletcher, 1991a) car la résolution des équations elliptiques est souvent l'étape la plus coûteuse en temps de calcul. Des techniques encore plus rapides, telle que la *Strongly Implicit Procedure* (SIP) de Stone (1968), peuvent également être utilisées mais elles sont bien plus complexes à mettre en œuvre. Cette méthode consiste à décomposer la matrice de départ en une matrice triangulaire supérieure et une triangulaire inférieure, toutes les deux étant creuses (à la différence de l'algorithme de Crout qui fournit des matrices denses). Une version plus performante

de cette technique a été proposée par Schneider et Zedan (1981). Elle est connue sous le nom de *Modified SIP* ou *MSI*.

L'intérêt des méthodes du sous-espace de Krylov (*Gradients biconjugués*, *TFQMR* ou *Quasi-Minimum Residual*, *GMRES* ou *Generalised Minimum Residual*) appliquées aux matrices creuses a été récemment mise en évidence. Ces dernières nécessitent cependant un préconditionnement de la matrice de départ. Meese (1998) a montré qu'une décomposition LU incomplète où L et U sont des matrices creuses constitue un préconditionnement efficace pour résoudre les équations de Navier-Stokes en monophasique.

Une dernière classe de méthodes numériques, encore plus efficace que les précédentes, est connue sous le nom de méthodes *multigrid*. Celles-ci sont cependant beaucoup plus difficiles à mettre en œuvre. Une introduction simple à ces méthodes peut être consultée dans les *Numerical Recipes in Fortran* (2nd Edition, Cambridge University Press, New York, USA).

C.6. Conclusions

La résolution numérique des équations de Navier-Stokes est encore un problème délicat, engendré par le couplage intime entre pression et vitesse. Dans le cas des écoulements monophasiques, il est maintenant bien connu, quoique l'on soit toujours à la recherche de méthodes de résolution plus performantes permettant de minimiser le temps de calcul. Dans le domaine des écoulements polyphasiques, il demeure en revanche un important chantier de la recherche actuelle, tant au niveau des schémas de discrétisation et des algorithmes que des méthodes numériques de résolution. Ainsi, dans le cadre des modèles de type Euler/Euler, il semble pour l'instant que l'utilisation de schémas de discrétisation de type TVD (*Total Variation Diminishing*) soit nécessaire afin d'éviter la modification des résultats par les effets de la diffusion numérique (Sokolichin et coll., 1997). En revanche, une comparaison de l'efficacité des différents algorithmes et méthodes de calcul est encore loin d'être achevée (Ranade, 1995). L'écriture d'un code permettant de décrire les écoulements gaz/liquide à bulles, notamment à cause du couplage des phases, est donc une tâche extrêmement ardue qui nécessite une très bonne connaissance des méthodes numériques, de leurs mécanismes et de leurs limitations.



ANNEXE D

PRINCIPALES CORRELATIONS CONCERNANT LA PHASE LIQUIDE

	Viscosité turbulente et longueur de mélange
Miyauchi et Shyu (1970)	$v_t = 0.0199 \cdot D_c^{1.8}$
Ueyama et Miyauchi (1979)	$v_t = 0.0322 \cdot D_c^{1.7}$
Miyauchi et coll. (1981)	$v_t = 0.0345 \cdot D_c^{1.5} \cdot \langle j_G \rangle^{1/6}$
Riquarts (1981)	$\frac{D_c \cdot \langle j_G \rangle}{v_t} = 90.9 \cdot \left(\frac{D_c \cdot \langle j_G \rangle}{v_L} \right)^{-1/8} \cdot D_c^{3/2}$
Kawase et Moo-Young (1989)	$v_t = 0.0345 \cdot D_c^{1.5} \cdot \langle j_G \rangle^{1/6}$
Menzel et coll. (1990)	$v_t = \frac{1.13 \cdot R_c}{6} \cdot \sqrt{\frac{\tau_p}{\rho_L}} \cdot (1 - \phi^2) \cdot (1 + 2\phi^2) \quad (\text{eau/air})$ $v_t = \frac{1.8 \cdot R_c}{6} \cdot \sqrt{\frac{\tau_p}{\rho_L}} \cdot (1 - \phi^2) \cdot (1 + 2\phi^2) \quad (\text{milieu visqueux})$
Burns et Rice (1997)	$v_t = 2.51 \cdot (g \cdot \langle j_G \rangle)^{1/3} \cdot d_b^{4/3} \cdot (1 - \phi^2)^{4/3} \quad (\text{Homogène})$ $v_t = 0.0242 \cdot (g \cdot \langle j_G \rangle)^{1/3} \cdot D_c^{4/3} \cdot (1 - \phi^2)^{4/3} \quad (\text{Hétérogène})$
Joshi (1983)	$l_m = 0.08 \cdot D_c$
Kawase et Tokugana (1991)	$l_m = 0.045 \cdot \langle j_G \rangle^{-0.38} \cdot D_c$
Rice et Geary (1990)	$l_m = d_b \cdot \frac{\varepsilon_G}{\langle \varepsilon_G \rangle}$
Geary et Rice (1992)	$l_m = \max \left[\frac{d_b}{\alpha^{1/3}} \cdot \frac{\varepsilon_G}{\langle \varepsilon_G \rangle}; R_c \cdot (0.14 - 0.08 \cdot \phi^2 - 0.06 \cdot \phi^4) \right]$
Kumar et coll. (1994)	$l_m = \frac{b_0 \cdot (1 - \phi)}{(\phi + b_1)^{b_2}} + b_3 \cdot (1 - \phi)^{b_4}$

Tableau D-1. Corrélations permettant de prédire la viscosité turbulente ou la longueur de mélange.

Vitesse locale du liquide au centre de la colonne	
Ohki et Inoue (1970)	$\overline{v_{Lc}} = 1.9 \cdot \langle j_G \rangle$
Ueyama et Miyauchi (1979)	$\overline{v_{Lc}} = \frac{D_c^2 \cdot g \cdot \langle \epsilon_G \rangle}{192 \cdot v_t} \cdot \frac{4 - 3 \cdot \langle \epsilon_G \rangle}{1 - \langle \epsilon_G \rangle} + \frac{\langle j_L \rangle}{1 - \langle \epsilon_G \rangle}$
Koide et coll. (1979)	$\overline{v_{Lc}} = 6.8 \cdot \sqrt{\langle j_G \rangle} \cdot D_c^{0.28}$
Joshi (1980)	$\overline{v_{Lc}} = 1.4 \cdot \left[g D_c \left(\langle j_G \rangle - \langle \epsilon_G \rangle \cdot \langle v_{GL} \rangle \pm \frac{\langle \epsilon_G \rangle}{1 - \langle \epsilon_G \rangle} \langle j_L \rangle \right) \right]^{1/3}$
Riquarts (1981)	$\overline{v_{Lc}} = 0.21 \cdot \sqrt{D_c \cdot g} \cdot \left(\frac{\langle j_G \rangle^3}{v_L \cdot g} \right)^{1/8}$
Zehner (1982)	$\overline{v_{Lc}} = 0.737 \cdot (g \cdot D_c)^{1/3} \cdot \langle j_G \rangle^{1/3}$
Nottenkämper et coll. (1983)	$\overline{v_{Lc}} = \langle j_L \rangle + 0.66 \cdot D_c^{0.69} + 1.1 \cdot \langle j_G \rangle^{1/3}$
Ulbrecht et coll. (1985)	$\overline{v_{Lc}} = 3.34 \cdot \langle j_G \rangle^{0.46} \cdot g^{0.23} \cdot D_c^{0.15} \cdot v_L^{0.08}$
Kawase et Moo-Young (1986)	$\overline{v_{Lc}} = 0.787 \cdot (g \cdot D_c)^{1/3} \cdot \langle j_G \rangle^{1/3}$
Bernemann (1989)	$\overline{v_{Lc}} = 0.227 \cdot \langle j_G \rangle^{0.4} \cdot D_c^{0.46} \cdot v_L^{-0.18}$

Tableau D-2. Corrélations permettant de prédire la vitesse locale du liquide au centre de la colonne.

Profils radiaux normés de la vitesse locale du liquide	
Ueyama et Miyauchi (1979)	$\frac{\overline{v_L}}{\overline{v_{Lc}}} = \left(\overline{v_L} + \left \overline{v_L}(\phi=1) \right \right) \cdot (1 - \phi^2)^2 - \left \overline{v_L}(\phi=1) \right $ <p>Pour $\overline{v_{Lc}}$, voir tableau D-2. Pour v_t, voir tableau D-1.</p> $\overline{v_L}(\phi=1) = \frac{D_c^2 \cdot g \cdot \langle \epsilon_G \rangle}{192 \cdot v_t} \cdot \frac{1 - 2 \cdot \langle \epsilon_G \rangle}{1 - \langle \epsilon_G \rangle} + \frac{\langle j_L \rangle}{1 - \langle \epsilon_G \rangle}$
Riquarts (1981)	$\frac{\overline{v_L}}{\overline{v_{Lc}}} = 1 - 0.5 \cdot \phi^2 - 3 \cdot \phi^4 \quad (\phi \leq 0.7)$ $\frac{\overline{v_L}}{\overline{v_{Lc}}} = -234 + 1166 \cdot \phi - 2142 \cdot \phi^2 - 1723 \cdot \phi^3 - 514 \cdot \phi^4$ <p>(0.7 ≤ φ ≤ 0.9)</p> <p>Pour $\overline{v_{Lc}}$, voir tableau D-2.</p>
Nottenkämper et coll. (1983)	$\frac{\overline{v_L}}{\overline{v_{Lc}}} = (1 - \phi^2)^{(1.184 + 0.385 \cdot \langle j_G \rangle)} + \frac{1 - (1 - \phi^2)^{(1.184 + 0.385 \cdot \langle j_G \rangle)}}{1 - (0.49 - \langle j_L \rangle)^{(1.184 + 0.385 \cdot \langle j_G \rangle)}}$ <p>Pour $\overline{v_{Lc}}$, voir tableau D-2.</p>
Walter et Blanch (1983)	$\frac{\overline{v_L}}{\overline{v_{Lc}}} = 1 - \frac{\phi^2}{\phi_0^2} + \left[\frac{(1 - 2 \cdot \phi_0^2) \cdot (m + 4)}{(4 - (m + 4) \cdot \phi_0^2)^2} \right] \left(\phi^{m+2} - \phi_0^m \phi^2 \right)$ <p style="text-align: right;">(Ecoulement turbulent)</p>

Suite de ce tableau page suivante

Walter et Blanch (1983)	$\frac{\overline{v_L}}{v_{Lc}} = 1 - \phi^2 + \frac{m+4}{4} (\phi^{m+2} - \phi^2) \quad (\text{Ecoulement laminaire})$
Joshi (1983)	$\overline{v_L}(\phi) = \left[1 - \frac{3}{2} \cdot \phi \right] \cdot \overline{v_{Lc}} + \overline{v_L}(\phi) \Big _{\text{sans gaz}}$
Ulbrecht et coll. (1985)	$\frac{\overline{v_L}}{v_{Lc}} = -1.373 \cdot \phi^2 - 0.98 \cdot \text{Ln}(\phi) + 0.323$ Pour $\overline{v_{Lc}}$, voir tableau D-2.
Kawase et Moo-Young (1986)	$\frac{\overline{v_L}}{v_{Lc}} = 1 - 2 \cdot \phi^2$
Yang et coll. (1986)	$\frac{\overline{v_L}}{v_{Lc}} = 1 - \frac{\phi^2}{\phi_0^2} + \frac{(2 - \phi_0^{-2}) \cdot (m+4)}{((m+4) \cdot \phi_0^m - 4)} \cdot (\phi^{m+2} - \phi_0^m \phi^2) + \langle j_L \rangle$ (formule corrigée à partir des hypothèses de la publication)
Wachi et coll. (1987)	$\overline{v_L} = \frac{\tau_p \cdot R_c}{2 \cdot v_t \cdot \rho_L} \cdot (1 - \phi^2) + \frac{g \cdot R_c^2 \cdot \langle \epsilon_G \rangle}{8 \cdot v_t} \cdot (1 - \phi^2)^2 + \overline{v_L}(\phi=1)$ $\overline{v_L}(\phi=1) = \frac{\langle j_L \rangle}{1 - \langle \epsilon_G \rangle} - \frac{\tau_p \cdot R_c}{12 \cdot v_t \cdot \rho_L} \cdot \frac{3 - 4 \cdot \langle \epsilon_G \rangle}{1 - \langle \epsilon_G \rangle}$ $- \frac{g \cdot R_c^2 \cdot \langle j_G \rangle}{8 \cdot v_t} \cdot \frac{2 - 3 \cdot \langle \epsilon_G \rangle}{1 - \langle \epsilon_G \rangle}$
Bernemann (1989)	$\frac{\overline{v_L}}{v_{Lc}} = -0.72 \cdot \text{Ln}(1 - 0.75 \cdot \phi^2) - 2 \cdot \phi^2 + 1$ Pour $\overline{v_{Lc}}$, voir tableau D-2.
Gharat et Joshi (1992)	$\frac{\overline{v_L}}{v_{Lc}} = a_0 + a_1 \cdot [\exp(\phi)]^b + a_2 \cdot [\exp(\phi)]^{2b}$ $a_0 = 2.156 - 0.175 \cdot b^2 + 0.024 \cdot b^3$ $a_1 = -1.03 - 0.137 \cdot b^2 - 0.019 \cdot b^3$ $a_2 = 0.09 - 0.14 \cdot mb + 0.001924 \cdot b^3$ $b = 11.01 \cdot D_c^{0.34} \cdot \langle j_G \rangle^{0.61}$

Tableau D-3. Corrélations permettant de prédire le profil radial de la vitesse locale du liquide.

	Coefficient de Dispersion Axiale (Phase liquide)
Reith et coll. (1968)	$D_{ax} = \frac{(2 \cdot \langle j_G \rangle + v_{b_{\infty}}) \cdot D_c}{3}$
Ohki et Inoue (1970)	$D_{ax} = 75.4 \cdot D_c^2 \cdot \langle j_G \rangle^{1.2} + 17000 \cdot d_0 \text{ (régime homogène)}$ $D_{ax} = \frac{0.14 \cdot D_c}{(1 - \langle \epsilon_G \rangle)^2} \text{ (régime hétérogène)}$
Kato et Nishiwaki (1972)	$D_{ax} = \frac{D_c^{3/2} \cdot g^{1/2}}{13} \cdot \left(1 + 6.5 \cdot \left(\frac{\langle j_G \rangle}{\sqrt{g \cdot D_c}} \right)^{0.8} \right)$
Towell et Ackerman (1972)	$D_{ax} = 1.23 \cdot D_c^{3/2} \cdot \sqrt{\langle j_G \rangle}$
Badura (1974)	$D_{ax} = 0.692 \cdot D_c^{1.4} \cdot \langle j_G \rangle^{1/3}$
Deckwer (1974)	$D_{ax} = 0.678 \cdot D_c^{1.4} \cdot \langle j_G \rangle^{1/3}$
Baird et Rice (1975)	$D_{ax} = 0.35 \cdot D_c^{4/3} \cdot (g \langle j_G \rangle)^{1/3} \text{ (Hétérogène)}$
Field et Davidson (1980)	$D_{ax} = 0.9 \cdot D_c^{3/2} \cdot [H_c \cdot (\langle j_G \rangle - \langle \epsilon_G \rangle \cdot v_s)]^{1/3}$ $v_s = 0.164 \cdot (1 - \langle \epsilon_G \rangle)^{1.39} \cdot (1 + 2.55 \cdot \langle \epsilon_G \rangle^3)$
Joshi (1980)	$D_{ax} = 0.33 \cdot D_c \cdot \left[1.31 \cdot (g \cdot D_c \cdot (\langle j_G \rangle - \langle \epsilon_G \rangle \cdot \langle v_{GL} \rangle))^{1/3} \right]$
Miyauchi (1981)	$D_{ax} = D_c^{3/2} \cdot \langle j_G \rangle^{1/4} \cdot \left(0.291 + \frac{0.341}{\left(1 - 0.54 \langle j_G \rangle^{1/2} \right)^2} \right)$
Riquarts (1981)	$D_{ax} = 0.68 \cdot g^{3/8} \cdot D_c^{3/2} \cdot \langle j_G \rangle^{3/8} \cdot v_L^{-1/8}$
Zehner (1982)	$D_{ax} = 0.368 \cdot g^{1/3} \cdot D_c^{4/3} \cdot \langle j_G \rangle^{1/3}$
Walter et Blanch (1983)	$D_{ax} = 0.606 \cdot D_c \cdot V_1$ $V_1 = \left(\frac{\langle j_G \rangle \cdot g \cdot H_c}{4 + 70 \cdot \left(\frac{V_1 \cdot D_c}{v_L} \right)^{-1/4} \cdot \frac{H_c}{D_c}} \right)^{1/3}$
Kawase et Moo-Young (1986)	$D_{ax} = 0.343 \cdot g^{1/3} \cdot D_c^{4/3} \cdot \langle j_G \rangle^{1/3}$
Bernemann (1989)	$D_{ax} = 0.208 \cdot D_c^{1.48} \cdot \langle j_G \rangle^{0.4} \cdot v_L^{-0.12}$
Kantak (1994)	$D_{ax} = 0.632 \cdot D_c^{5/4} \cdot \frac{\langle j_G \rangle}{\langle \epsilon_G \rangle}$

Tableau D-4. Corrélations permettant de prédire le coefficient de dispersion axiale de la phase liquide.

ANNEXE E

RECAPITULATIF DES PRINCIPAUX MODELES UTILISES POUR DECRIRE L'ÉCOULEMENT DANS LES COLONNES A BULLES

Abréviations utilisées dans le tableau :

Dyn : Simulations Dynamiques
 MA : Modèle fournissant une équation algébrique
 MN : Modèle nécessitant une résolution Numérique
 St : Simulations Stationnaires

Référence	Description de la phase liquide	Description de la phase gaz	Autres remarques
Carbtree et coll. (1969)	Laminaire	Mesure/Corrélation	MA - Milieux visqueux Aération partielle
Freedman et Davidson (1969)	Modèle ω - ψ (laminaire)	Mesure/Corrélation	MN $H_c/D_c=1$
Miyauchi et Shyu (1970)	Viscosité turbulente	Mesure/Corrélation	MN : équation du mouvement
Rietema et coll. (1970)	Laminaire	Bilan d'énergie	MA - Milieux visqueux Aération totale
Hills (1974)	$\mu_t=f(D_c)$	Mesure/Corrélation	MN : équation du mouvement
Whalley et Davidson (1974)	Modèle ω - ψ (laminaire)	Bilan d'énergie	MN $H_c/D_c=1$
Joshi et Sharma (1979)	Modèle ω - ψ (laminaire)	Corrélation + Bilan d'énergie	Modèle phénoménologique ($D \approx D_c$) et MN
Ueyama et Miyauchi (1979)	$\mu_t=f(D_c)$	Mesure/Corrélation	MN : équation du mouvement
Van den Aker et coll. (1979)	Modèle phénoménologique	-	Modèle phénoménologique ($D \approx D_c$)
Joshi (1980)	Modèle ω - ψ (laminaire)	Corrélation + Bilan d'énergie	Modèle phénoménologique ($D \approx D_c$) et MN
Riquarts (1981)	$\mu_t=f(D_c, <j_G>)$	Mesure/Corrélation	MA
Zehner (1980, 1982)	Analyse de la force traînée	Bilan matière	MN $D \approx D_c$
Grevet et coll. (1982)	Euler (k- ϵ)	Lagrangien	CFD - 2D - St
Ulbrecht et coll. (1983)	Laminaire	Mesure/Corrélation	MA Modèle de zone
Walter et Blanch (1983)	$\mu_t=f(D_c, <j_G>)$	Mesure/Corrélation	MA
Yang et coll. (1986)	$\mu_t=f(D_c)$	Mesure/Corrélation	MA
Clark et coll. (1987)	Longueur de mélange $f(r/R)$	Mesure/Corrélation	MN : équation du mouvement
Johansen et coll. (1988)	Euler	Lagrange	CFD - 2D - St Lift, masse virtuelle, Basset

Référence	Description de la phase liquide	Description de la phase gaz	Autres remarques
Schwarz et Turner (1988)	Euler (k-ε)	Euler	CFD – 2D – St Dispersion turbulente
Anderson et Rice (1989)	Turbulent (von Karman)	Mesure/Corrélation	MN : équation du mouvement
Gasche et coll. (1989)	Euler (k-ε)	Euler	CFD – 2D – St Masse virtuelle, Basset
Kawase et coll. (1989)	$\mu_t=f(D_c, \langle j_G \rangle)$	Mesure/Corrélation	MN : équation du mouvement
Menzel et coll. (1990)	$\mu_t=f(D_c, \tau_p, r/R)$	Mesure/Corrélation	MN : équation du mouvement
Rice et Geary (1990)	Longueur de mélange (d_b, ϵ_G)	Mesure/Corrélation	MN : Modèle de zone
Torvik et Svendsen (1990)	Euler (k-ε)	Euler	CFD – 2D – St Lift
Luo et Svendsen (1991)	$\mu_t=f(D_c, \tau_p, r/R)$	Mesure/Corrélation	MN : μ_t avec modèle de Menzel et coll. (1990)
Geary et Rice (1992)	Longueur de mélange (d_b, ϵ_G)	Mesure ou Corrélation	MN : Modèle de zone
Grienberger et Hoffman (1992)	Euler (k-ε modifié)	Euler	CFD – 2D – St Lift et turbulence dans le gaz
Ranade (1992)	Euler (k-ε)	Euler simplifié	CFD – 2D – St
Svendsen et coll. (1992)	Euler (k-ε)	Euler	CFD – 2D – St Lift et masse virtuelle
Webb et coll. (1992)	Euler (k-ε)	Lagrange	CFD – 2D – Dyn
Celik et Wang (1994)	Euler (laminaire)	Euler	CFD – 2D – St
Kumar et coll. (1994)	Longueur de mélange (r/R)	Mesure/Corrélation	MN
Lapin et Lübbert (1994)	Euler (laminaire)	Lagrange	CFD – 2D – Dyn
Millies et Mewes (1994)	Longueur de mélange	Modèle de perturbations	MN
Sokolichin et coll. (1994)	Euler (laminaire)	Lagrange	CFD – 2D – St et Dyn Lift et masse virtuelle
Kumar et coll. (1995)	Euler (k-ε)	Euler	CFD – 2D – CFDLIB – St Lift et masse virtuelle
Boisson et Malin (1996)	Euler (k-ε)	Euler	CFD – 2D- PHOENICS – St Lift et masse virtuelle
Grevskott et coll. (1996)	Euler (k-ε)	Euler	CFD – 2D – St Lift et masse virtuelle
Burns et Rice (1997)	$\mu_t=f(d_b, D_c, \langle j_G \rangle, r/R)$	Mesure/Corrélation	MN : Modèle de zone
Cockx et coll. (1997)	Euler (k-ε)	Euler (Simonin, 1990)	CFD – ASTRID – 2D/3D – St
Delnoij et coll. (1997)	Euler (laminaire)	Lagrange	CFD – 2D – Dyn Lift et masse virtuelle
Delnoij et coll. (1997)	Euler (laminaire)	VOF	CFD – 2D – Dyn Interaction bulle/bulle
Ranade (1997)	Euler (k-ε)	Euler	CFD – 2D – St Forces radiale et axiale
Sokolichin et coll. (1997)	Euler (laminaire et k-ε)	Euler et Lagrange	CFD – 2D – Dyn
Baba-Aïssa (1998)	Euler (k-ε)	Euler (Simonin, 1990)	CFD – FLUENT – 2D/3D – Dyn et St

Annexe E : Récapitulatif des principaux Modèles utilisés pour décrire l'Écoulement dans les Colonnes à Bulles

Référence	Description de la phase liquide	Description de la phase gaz	Autres remarques
Cockx et coll. (1999)	Euler (k-ε)	Euler (Simonin, 1990)	CFD – ASTRID – 2D/3D – St
Delnoij et coll. (1999)	Euler (laminaire)	Lagrange	CFD – 3D – Dyn Lift et masse virtuelle
Krishna et coll. (1999)	Euler (k-ε)	Euler	CFD – CFX – 2D – St 2 classes de bulles
Lain et coll. (1999)	Euler (k-ε)	Euler	CFD – CFX - 2D – Dyn Lift et masse virtuelle
Mudde et Simonin (1999)	Euler (k-ε)	Euler (Simonin, 1990)	CFD – ASTRID – 2D – Dyn
Pfleger et coll. (1999)	Euler (k-ε)	Euler	CFD – CFX – 3D – Dyn
Sanyal et coll (1999)	Euler (k-ε)	Euler (Simonin, 1990)	CFD – FLUENT – 2D – Dyn
Sokolichin et coll. (1999)	Euler (k-ε)	Euler	CFD – 3D – Dyn
Thakre et Joshi (1999)	Euler (Turbulent: bilan d'énergie)	Euler	CFD – 2D – St Lift et masse virtuelle

ANNEXE F

COMPLEMENTS CONCERNANT L'UTILISATION DE FLUENT® 4.51

F.1. Algorithme d'inversion des matrices

Deux algorithmes d'inversion des matrices provenant de la discrétisation des équations de quantité de mouvement sont proposés par FLUENT dans le cas des systèmes à plusieurs phases :

- Le FEA (Full Elimination Algorithm) qui se met sous la forme :

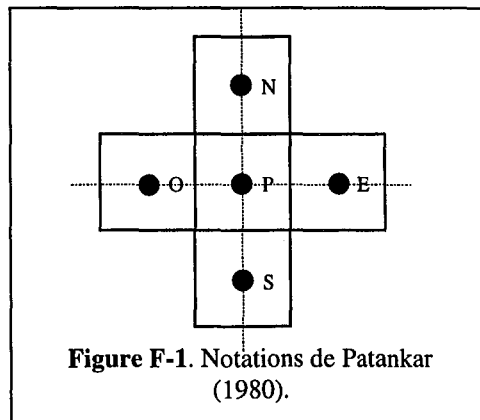
$$\begin{bmatrix} a_{P,L} + K_{GL} & -K_{GL} \\ -K_{GL} & a_{P,G} + K_{GL} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \overrightarrow{v_{P,L}^{new}} \\ \overrightarrow{v_{P,G}^{new}} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \sum_{i=N,S,E,O} a_{i,L} \cdot \overrightarrow{v_{i,L}^{old}} + \overrightarrow{b_{P,L}} \\ \sum_{i=N,S,E,O} a_{i,G} \cdot \overrightarrow{v_{i,G}^{old}} + \overrightarrow{b_{P,G}} \end{bmatrix} \quad (F-1)$$

où L et G représentent respectivement la phase liquide et la phase gaz ; N, S, E, O, P sont les notations de Patankar (1980) que nous avons reporté sur la figure F-1 ; $a_{i,j}$ le coefficient qui pondère la vitesse de la phase j à la position i ; et $b_{p,j}$ le terme source de l'équation de la phase j à la position P considérée.

- Le TDMA (Tri-Diagonal Matrix Algorithm) qui repose sur la résolution de matrices tri-diagonales par bloc :

$$\begin{bmatrix} a_{P,L} + K_{GL} & -K_{GL} \\ -K_{GL} & a_{P,G} + K_{GL} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \overrightarrow{v_{P,L}^{new}} \\ \overrightarrow{v_{P,G}^{new}} \end{bmatrix} = \sum_{i=N,S,E,O} \begin{bmatrix} a_{i,L} & 0 \\ 0 & a_{i,G} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \overrightarrow{v_{i,L}^{old}} \\ \overrightarrow{v_{i,G}^{old}} \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} \overrightarrow{b_{P,L}} \\ \overrightarrow{b_{P,G}} \end{bmatrix} \quad (F-2)$$

Les mêmes notations sont utilisées.



F.2. Equations du modèle $k-\varepsilon$

Les équations du modèle sont respectivement pour k et ε :

$$\frac{\partial(\rho_L \varepsilon_L \cdot k)}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho_L \varepsilon_L \overrightarrow{v_L} \cdot k) = \vec{\nabla} \cdot \left[\left(\mu_L + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \cdot \varepsilon_L \cdot \vec{\nabla} k \right] + (P^* - \rho_L \varepsilon) \cdot \varepsilon_L \quad (F-3)$$

$$\frac{\partial(\rho_L \varepsilon_L \cdot \varepsilon)}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho_L \varepsilon_L \vec{v}_L \cdot \varepsilon) = \vec{\nabla} \cdot \left[\left(\mu_L + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \cdot \varepsilon_L \cdot \vec{\nabla} \varepsilon \right] + \left(C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} P^* - \rho_L C_{\varepsilon 2} \frac{\varepsilon^2}{k} \right) \cdot \varepsilon_L \quad (F-4)$$

que l'on complète par les relations suivantes :

$$P^* = 2\nu_t \left[\left(\frac{\partial v_{Li}}{\partial x_i} \right)^2 + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial v_{Lj}}{\partial x_j} + \frac{\partial v_{Lj}}{\partial x_i} \right) \right] \quad (F-5)$$

$$\nu_t = C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (F-6)$$

Les paramètres du modèle sont $C_\mu = 0.09$, $\sigma_k = 1$, $\sigma_\varepsilon = 1.3$, $C_{\varepsilon 1} = 1.44$, $C_{\varepsilon 2} = 1.92$. Leurs valeurs sont modifiables via le logiciel.

F.3. Prise en compte de la phase dispersée dans le modèle $k-\varepsilon$

La turbulence est prise en compte par deux termes additionnels qui sont ajoutés aux équations précédentes. Dans le logiciel, ces termes se mettent sous la forme :

$$\rho_L \varepsilon_L \Pi_{LG} \quad \text{dans F-3} \quad (F-7)$$

$$\rho_L \varepsilon_L \left(C_{3\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} \Pi_{LG} \right) \quad \text{dans F-4} \quad (F-8)$$

La constante $C_{3\varepsilon}$ vaut 1.2 par défaut et Π_{LG} est évalué par la relation suivante

$$\Pi_{LG} = \frac{3 C_D \varepsilon_G \|\vec{v}_G - \vec{v}_L\|}{4 d_p \varepsilon_L} \left[k_{LG} - 2k_G + (\vec{v}_G - \vec{v}_L) \cdot \vec{v}_{disp} \right] \quad (F-9)$$

où k_G est l'énergie cinétique turbulente de la phase dispersée, k_{LG} la covariance des énergies cinétiques turbulentes des deux phases et \vec{v}_{disp} une vitesse définie par :

$$\vec{v}_{disp} = - \left[\frac{D_{LG}^t}{\sigma_t \varepsilon_G} \cdot \vec{\nabla} \varepsilon_G + \frac{D_{LG}^t}{\sigma_t \varepsilon_L} \cdot \vec{\nabla} \varepsilon_L \right] \quad (F-10)$$

Les valeurs de k_G , k_{LG} et D_{LG}^t sont déterminées à partir du modèle de Simonin (1990) et de la théorie de Tchen (1947) sur la dispersion des particules dans une turbulence homogène. Ce modèle peut être mis sous la forme suivante :

$$\eta_r = \frac{9 \cdot \rho_L C_D \cdot \|\vec{v}_G - \vec{v}_L\| \cdot C_\mu \cdot \frac{k}{\varepsilon}}{8 \cdot \rho_G d_p \cdot \left(\frac{\rho_G}{\rho_L} + \frac{1}{2} \right) \sqrt{1 + (1.8 - 1.35 \cdot \cos^2(\theta)) \cdot \|\vec{v}_G - \vec{v}_L\|^2 \cdot \frac{3}{2k}}} \quad (F-11)$$

puis successivement

$$k_G = k \cdot \left(\frac{b^2 + \eta_r}{1 + \eta_r} \right), \quad k_{GL} = 2k_G \cdot \left(\frac{b + \eta_r}{1 + \eta_r} \right) \quad (F-12)$$

$$D_{LG}^t = \frac{1}{2} k_{GL} \cdot \frac{C_\mu \cdot \frac{k}{\varepsilon}}{\sqrt{1 + (1.8 - 1.35 \cdot \cos^2(\theta)) \cdot \|\vec{v}_G - \vec{v}_L\|^2 \cdot \frac{3}{2k}}} \quad (F-13)$$

$$b = \frac{3}{\left(1 + 2 \frac{\rho_G}{\rho_L}\right)} \quad (\text{F-14})$$

où θ est l'angle entre les vecteurs \vec{v}_G et $\vec{v}_G - \vec{v}_L$.

Un terme supplémentaire est également ajouté au bilan de quantité de mouvement pour tenir compte de l'influence des fluctuations du coefficient de traînée. Il est représenté de la façon suivante :

$$\frac{3}{4} \cdot C_D \cdot \frac{\varepsilon_G \rho_L}{d_p} \left\| \vec{v}_G - \vec{v}_L \right\| \cdot \vec{v}_{\text{disp}} \quad (\text{F-15})$$

où v_{disp} est défini par l'équation F-10. Tous les termes définis par les équations F-7, F-8 et F-15 peuvent être activés indépendamment du modèle $k-\varepsilon$ classique. La valeur du paramètre C_{3e} est modifiable via les menus.

F.4. Implémentation de nouveaux modèles via les User Subroutines

Pour implémenter de nouveaux modèles, il est cependant nécessaire de recompiler l'exécutable *fluent451.exe* avec l'ABSoft® Fortran et les bibliothèques du Microsoft® C++ en utilisant *nmake* (makefile fourni). Les nouvelles possibilités seront alors incluses dans la nouvelle version de l'exécutable. Pour modifier les modèles qui entrent en jeu lors de la simulation des colonnes à bulles, nous fournissons le nom des procédures Fortran 77 qui sont accessibles à l'utilisateur :

- *urstrm.f* Termes sources des équations de vitesse des deux phases ;
- *usrexm.f* Coefficient de traînée ;
- *usrmu.f* Viscosité moléculaire ;
- *usrmut.f* Viscosité turbulente.

L'ajout de termes sources supplémentaires (*urstrm.f*) doit impérativement se faire sous une forme linéarisée en fonction de la variable d'intérêt. Par exemple, pour une vitesse U , le terme source S s'écrit $S=A+BU$ avec la condition de stabilité classique $B < 0$ (Patankar, 1980).

Pour utiliser un modèle mixte qui tient compte de la présence de gaz, on peut modifier les sous-routines *usrmu.f* et *usrmut.f* en incluant le fichier MPVOF.INC. Celui-ci donne accès au tableau VOF contenant les valeurs du taux de vide local en tout point du maillage et permet de déterminer s'il y a présence de gaz dans une maille. Si l'on veut en revanche appliquer un modèle différent dans la descente et dans le reste du réacteur, il suffit d'inclure simplement une condition sur les numéros de maille.

F.5. Equation de transport d'un traceur passif A

Fluent® 4.51 utilise la formulation suivante où C_A est la concentration locale en traceur A :

$$\frac{\partial C_A}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho_L \varepsilon_L \vec{v}_L \cdot C_A) = \vec{\nabla} \cdot \left[\varepsilon_L \cdot \left(D_A + \frac{\mu_t}{Sc_t} \right) \cdot \vec{\nabla} C \right] \quad (\text{F-16})$$

En général, le coefficient de diffusion moléculaire D_A est négligeable devant le transport turbulent. Pour le nombre de Schmidt turbulent, on utilise $Sc_t = 0.7$.

F.6. Problème de la condition de limite en sortie de réacteur

Dans les trois configurations que nous avons à étudier et qui sont respectivement une colonne à bulles totalement aérée, une colonne à bulles partiellement aérée et un réacteur à gazosiphon à recirculation externe, nous avons en haut du réacteur une surface libre. Les conditions aux limites en ces points doivent donc tenir compte du fait que le gaz traverse cette surface alors que le liquide ne sort pas puisque toutes nos configurations sont fermées au liquide. Dans le cas de simulations stationnaires ou pseudo-dynamiques (Annexec C), ces conditions sur les vitesses peuvent se mettre sous la forme suivante :

- Pour la phase liquide : une condition sur la vitesse dans la direction axiale $v_L = 0$ qui empêche la sortie du liquide;
- Pour la phase gaz, une condition de continuité classique en sortie avec $\partial v_G / \partial z = 0$.

Toutefois, FLUENT® 4.51 (de même que la version précédente FLUENT® 4.48 et que les modèles polyphasiques simplifiés de la version FLUENT® 5) ne permet pas d'appliquer des conditions aux limites différentes sur les deux phases. Si on utilise une condition sur les vitesses (INLET-velocity) avec $v_L = 0$, il faudrait également fournir un profil de vitesse pour le gaz alors que nous ne le connaissons pas a priori. En revanche, si on applique une condition de sortie $\partial/\partial z = 0$ pour toutes les variables sauf la pression (OUTLET), celle-ci est valable pour les deux phases et du liquide va s'échapper en haut de la colonne. En conclusion, aucune des conditions aux limites proposées par les différentes versions de FLUENT ne convient.

Une autre solution (proposée par FLUENT®) consisterait à utiliser, en plus d'une condition de type OUTLET ou INLET-pressure en haut de colonne, une condition initiale qui ferait apparaître une zone ne contenant que du gaz en haut du réacteur. Malheureusement, ce type de condition a conduit systématiquement à une divergence des calculs, que l'on mette en œuvre des simulations stationnaires ou pseudo-dynamiques. Cela vient très probablement du fait qu'il n'y a pas de traitement particulier pour prendre en compte les phénomènes spécifiques au niveau de la surface libre même avec cette condition initiale.

Parmi les deux choix restants (INLET-velocity et OUTLET), la seule condition que nous pouvons utiliser est la condition de type OUTLET puisque le profil de vitesse du gaz en sortie est inconnu. Comme il y a alors sortie de liquide sans aucune entrée, la colonne se vide progressivement et le calcul diverge systématiquement. Pour pouvoir atteindre la convergence, il est donc nécessaire d'ajouter un débit de liquide en entrée en bas de colonne. Ce dernier permet, au moins pendant les premiers instants du calcul, de compenser la sortie de liquide en haut du réacteur. Les essais réalisés avec la colonne à bulles montrent que ce débit peut être très faible et correspondre par exemple à une vitesse superficielle d'environ 1 mm/s, soit un ordre de grandeur de moins que le plus petit débit de gaz utilisé. Cela est important puisqu'il est bien connu que l'ajout d'une alimentation de liquide avec un aussi faible débit modifie peu l'hydrodynamique d'une colonne à bulles (Deckwer, 1992). De même, les travaux précédents de Dhaouadi (1997) ont fourni des résultats similaires sur le réacteur à gazosiphon à boucle externe. C'est donc cette solution que nous avons retenue, faute de mieux.

En pratique, les solutions calculées avec l'ajout d'une alimentation de liquide et la condition de type OUTLET peuvent être assez proches de celles qui seraient obtenues avec la condition mixte $v_L = 0$ et $\partial v_G / \partial z = 0$. En effet, il semble que la condition de type OUTLET fait que l'écoulement tend à s'uniformiser lorsqu'on est assez loin du distributeur. Cela est possible puisque nous avons dans tous les cas étudiés des rapports H/D_c élevés. En conséquence, lorsque la convergence est obtenue, nous avons un débit de liquide sortant très faible en haut du réacteur (puisqu'il est égal au débit d'entrée) et des vitesses axiales de liquide en général assez faibles en valeur absolue (de l'ordre du mm/s, voire du cm/s pour le réacteur à gazosiphon) pour la raison décrite précédemment (Figure F-1). Les valeurs des vitesses calculées en haut du réacteur peuvent donc constituer une approximation de la condition $v_L = 0$ si on les compare à celles de la région du distributeur et du sein de la dispersion. Cela doit cependant être vérifié a posteriori à la fin de chaque calcul. Toutefois, lorsque ce n'est pas le cas, il est très rare que la convergence soit obtenue.

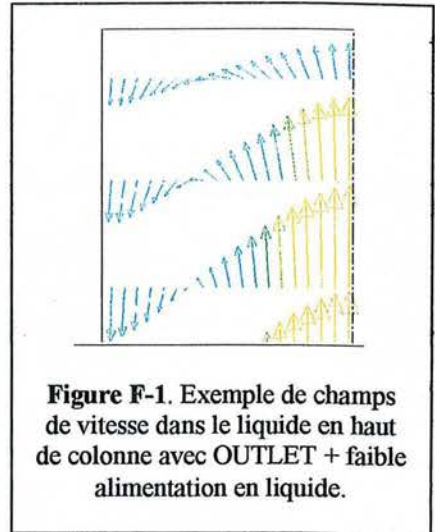


Figure F-1. Exemple de champs de vitesse dans le liquide en haut de colonne avec OUTLET + faible alimentation en liquide.

Il est cependant clair que la méthode proposée (OUTLET + faible alimentation en liquide) ne permet pas de remplacer exactement la vraie condition aux limites en haut du réacteur. C'est toutefois la plus satisfaisante que nous ayons trouvée avec la version actuelle du code FLUENT et elle semble a posteriori en donner une bonne approximation dans la plupart des cas qui ont convergé. Il est vrai que cela est globalement insuffisant. Il faut donc espérer que les prochaines versions de FLUENT auront éliminé cette lacune du code actuel, autrement il sera préférable de se tourner vers un autre code commercial capable de distinguer les conditions aux limites sur chaque phase pour la simulation numérique des écoulements polyphasiques dans les contacteurs gaz/liquide de type colonne à bulles.

ANNEXE G

ILLUSTRATIONS ET AUTRES COMPLEMENTS AUX CHAPITRES I A VI

G.1. Compléments au Chapitre I

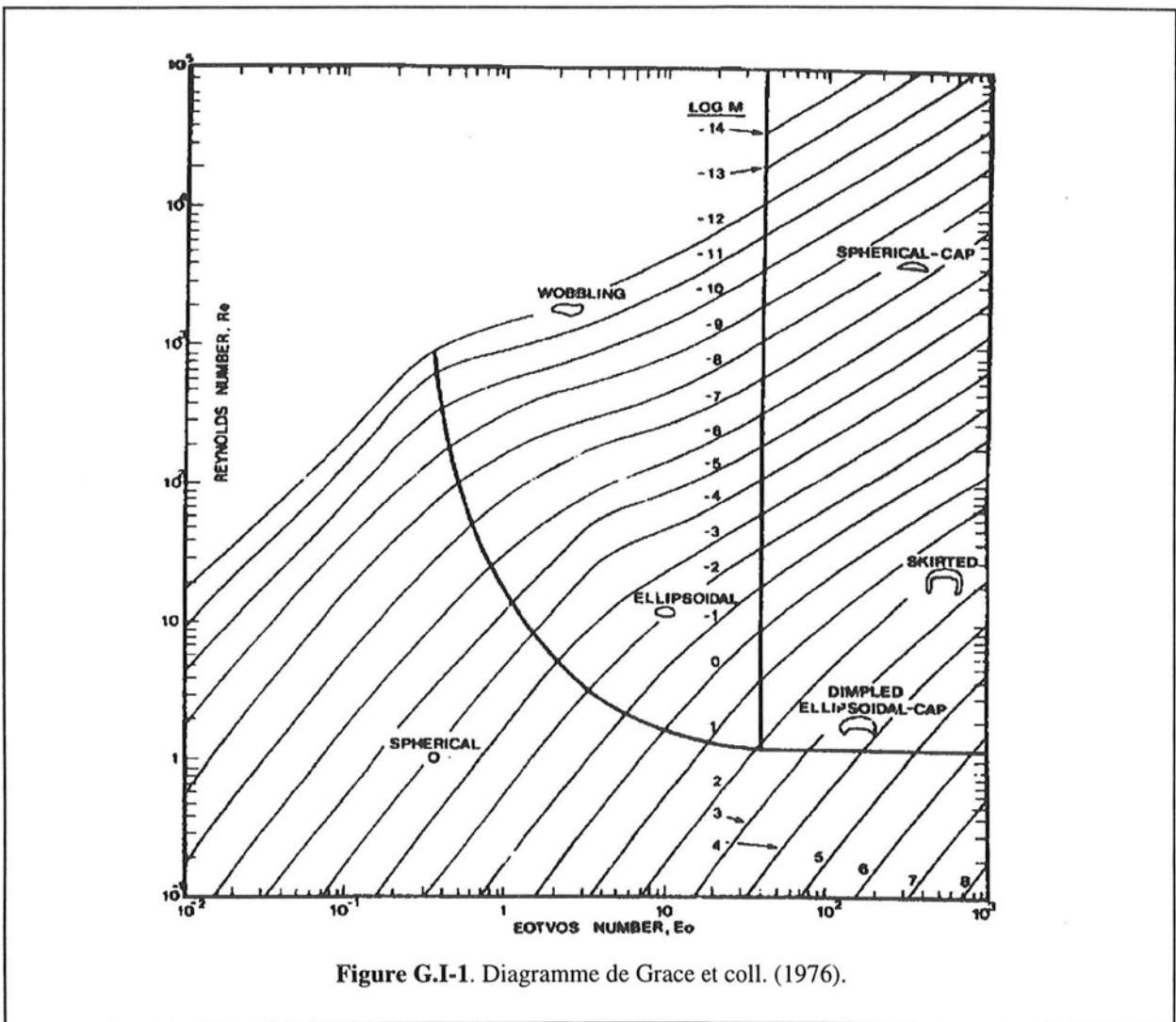
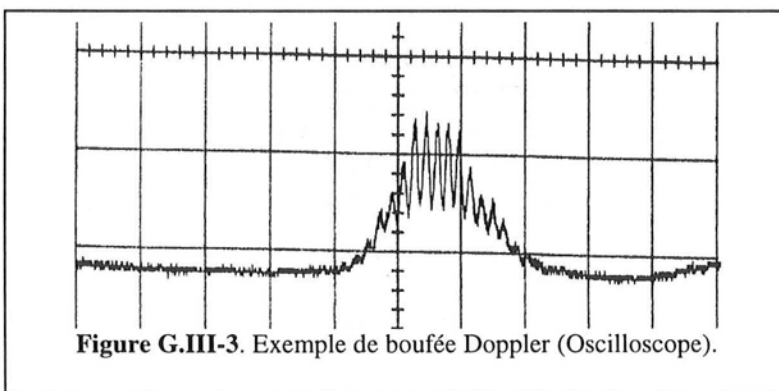
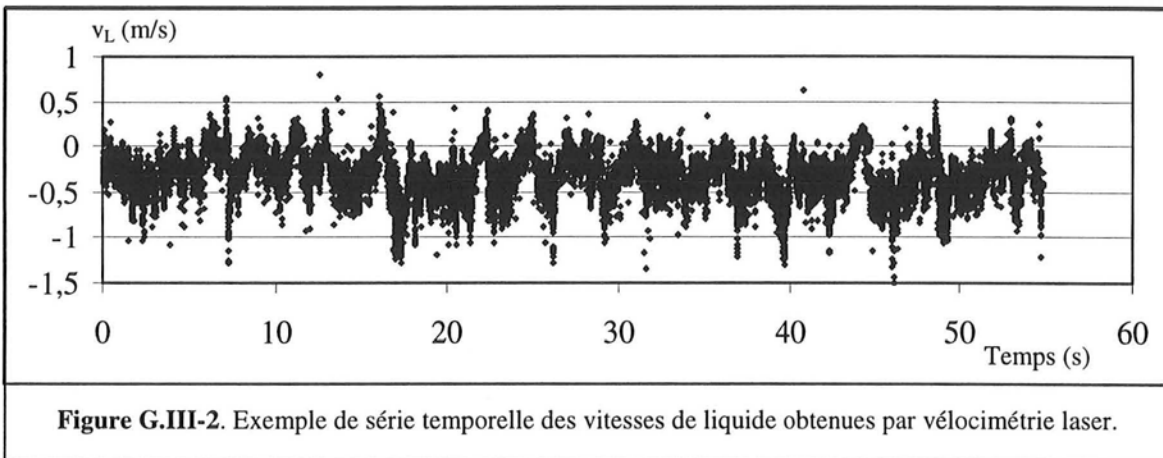
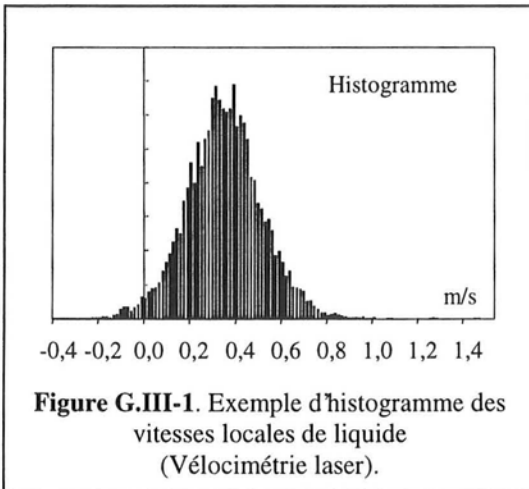
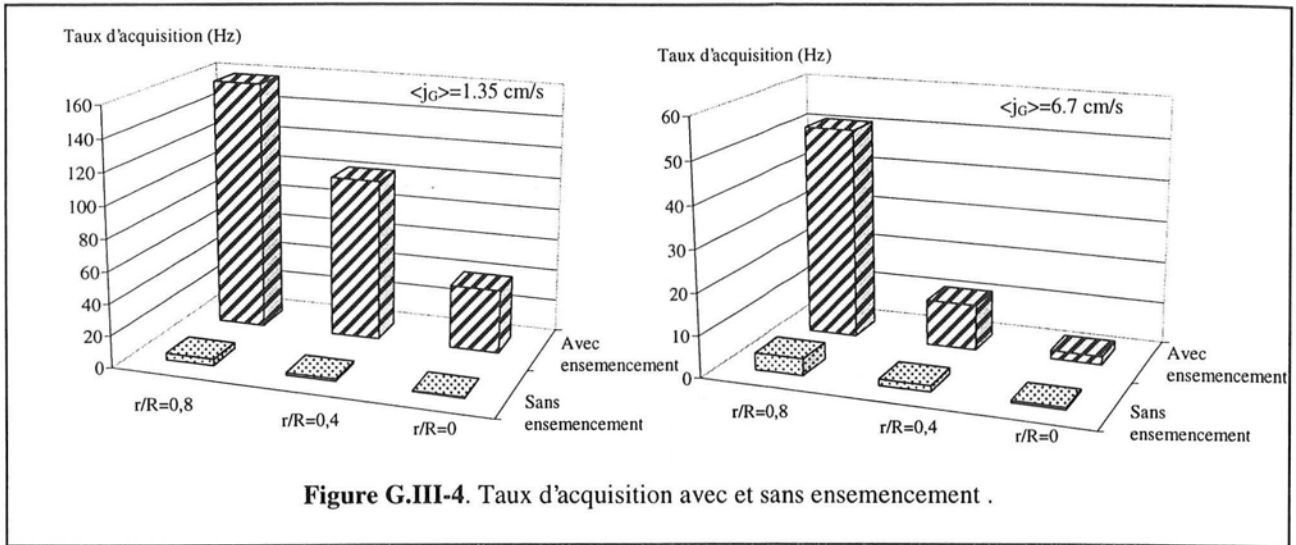


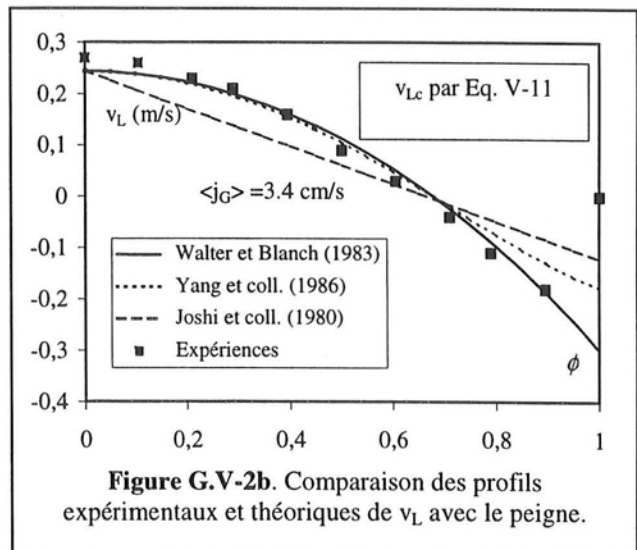
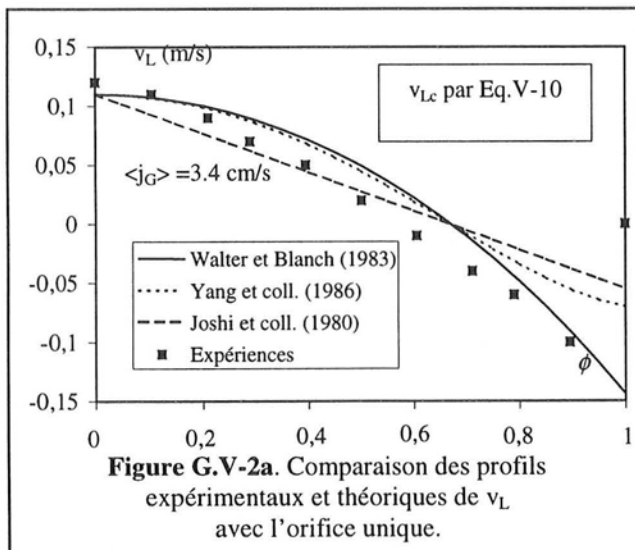
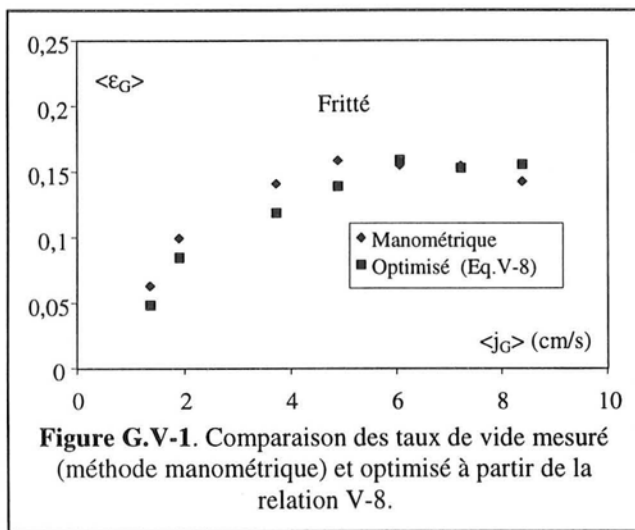
Figure G.I-1. Diagramme de Grace et coll. (1976).

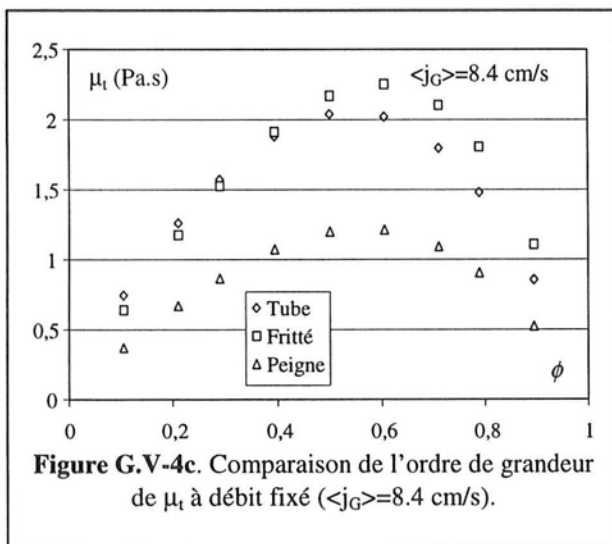
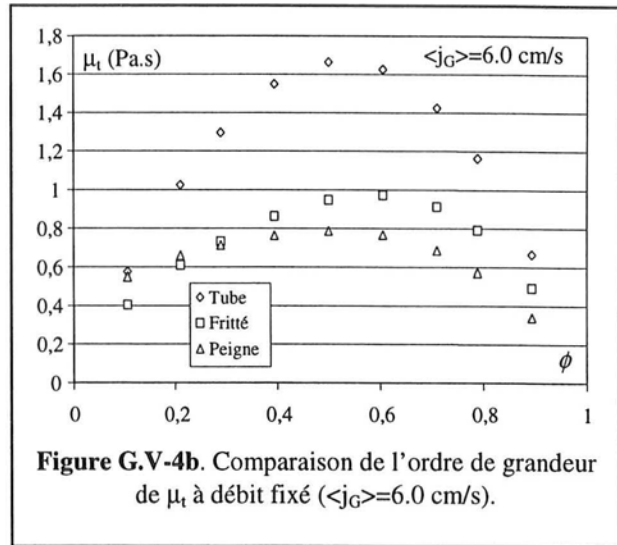
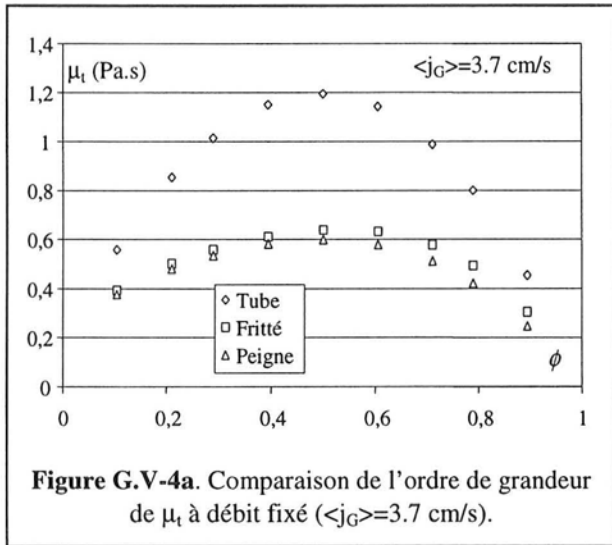
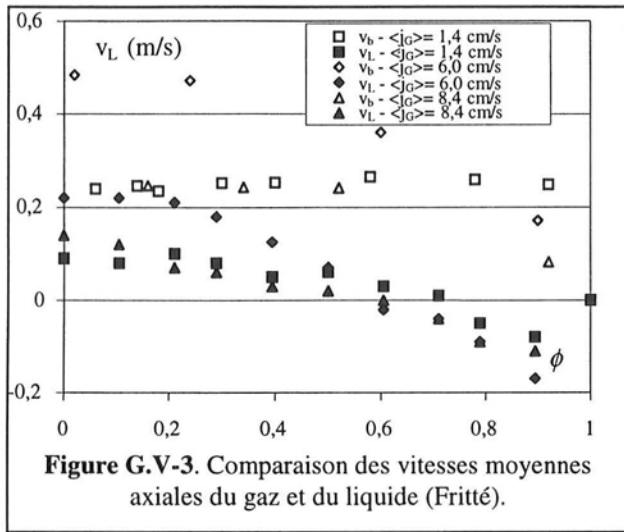
G.3. Compléments au Chapitre III et V

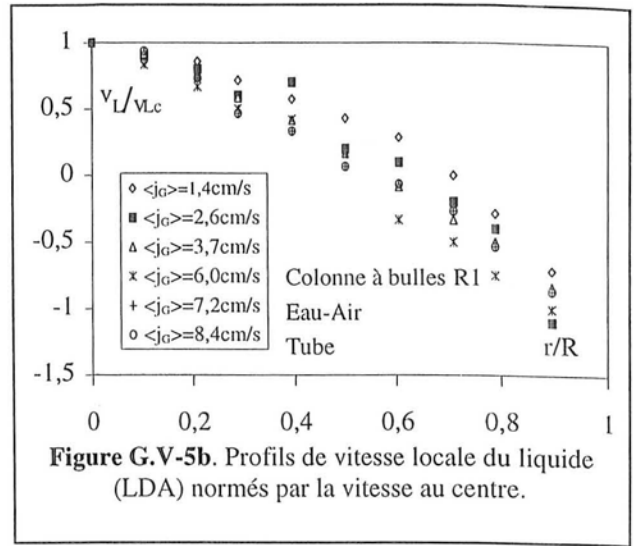
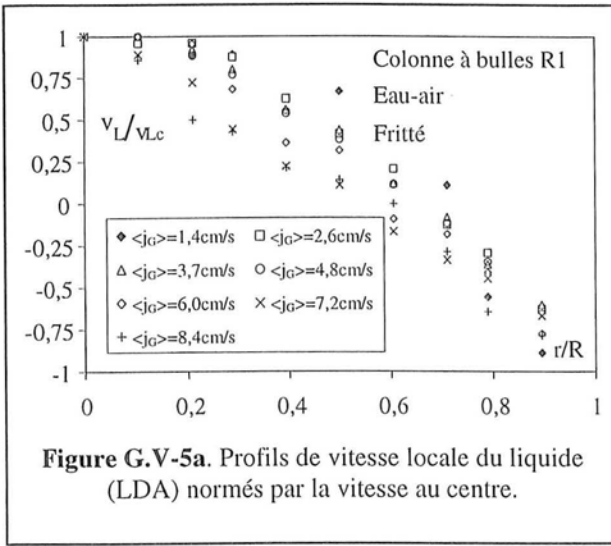




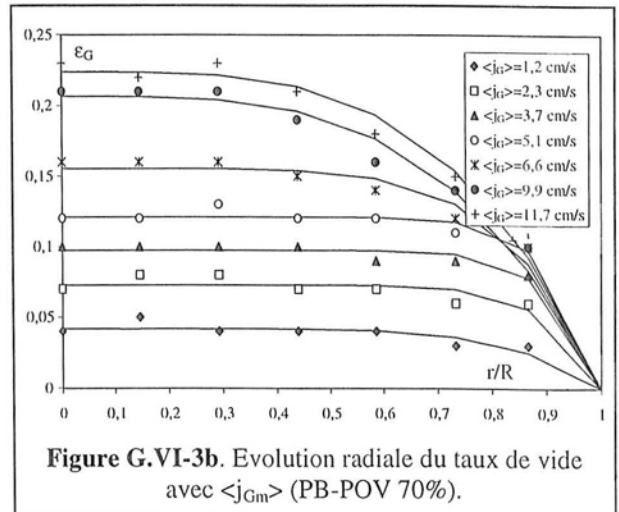
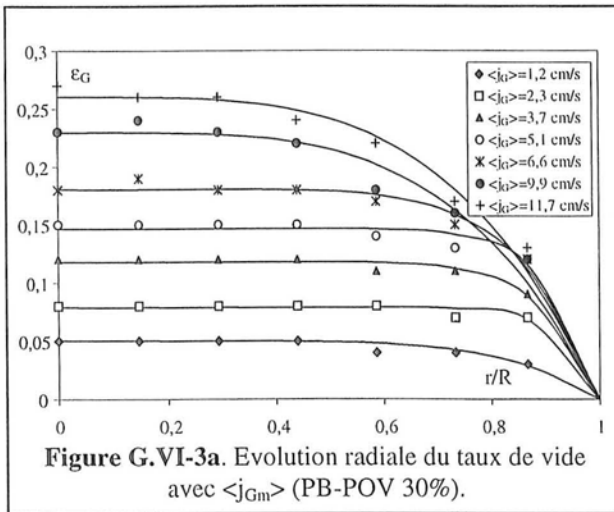
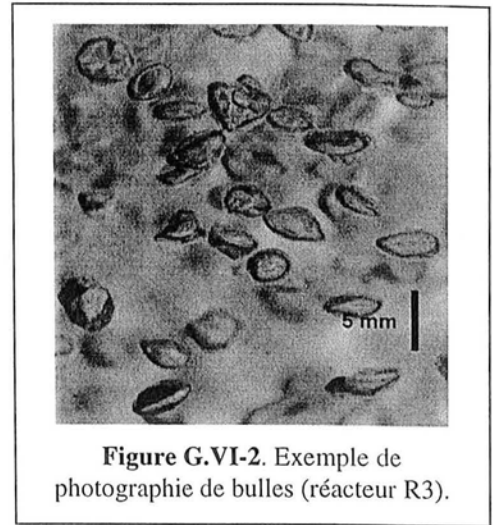
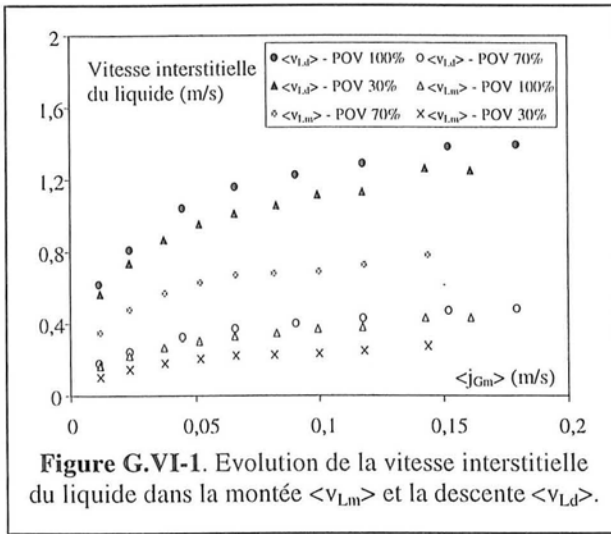
G.5. Compléments au Chapitre V

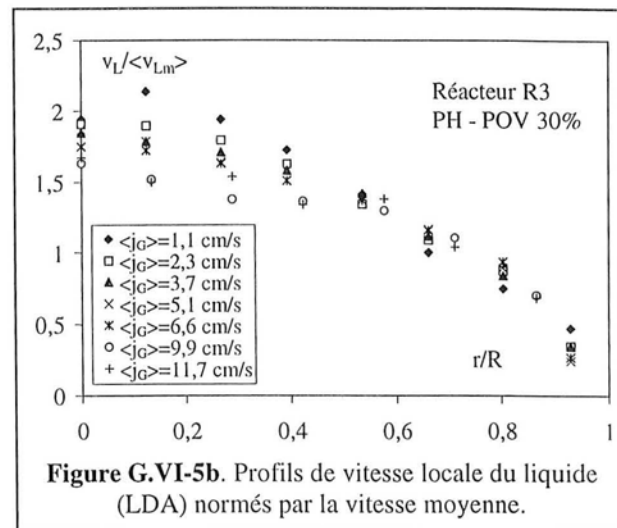
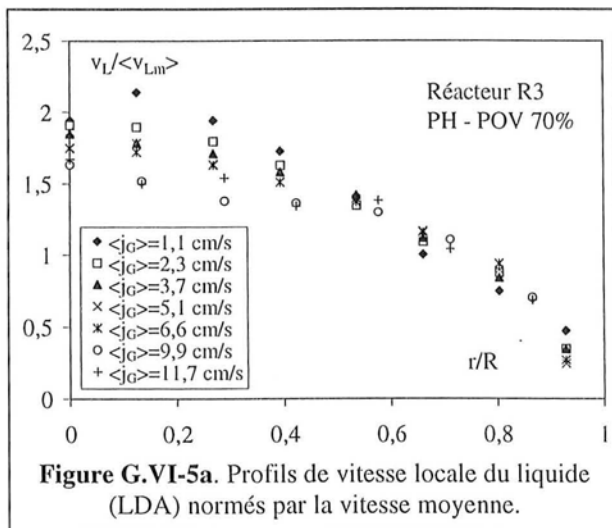
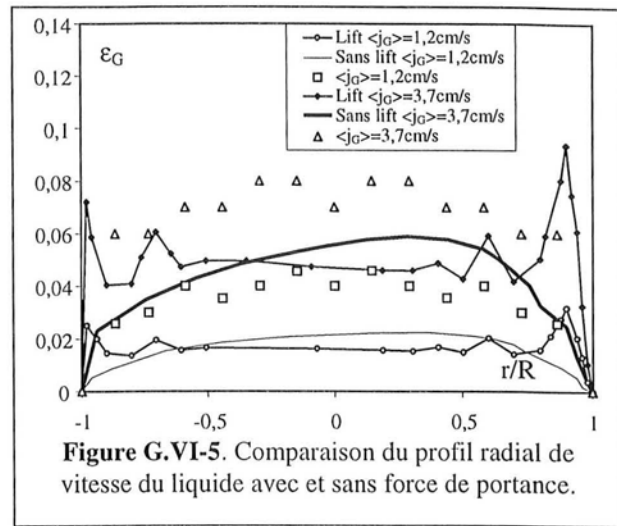
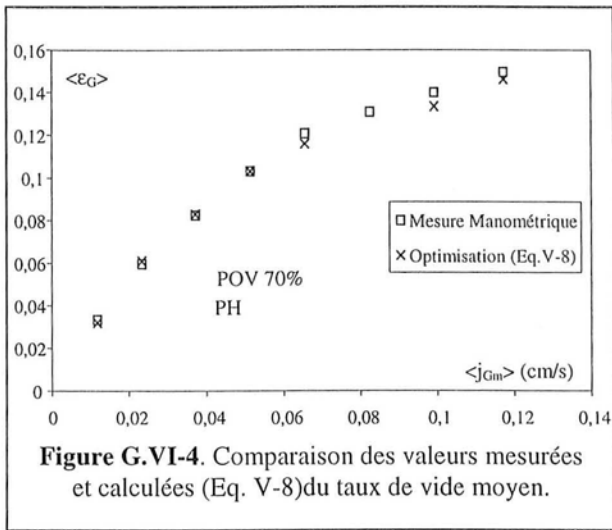






G.6. Compléments au Chapitre VI





**AUTORISATION DE SOUTENANCE DE THESE
DU DOCTORAT DE L'INSTITUT NATIONAL
POLYTECHNIQUE DE LORRAINE**

o0o

VU LES RAPPORTS ETABLIS PAR :
Monsieur MARTINUZZI Robert, Professeur, Université de Hardthausen (Allemagne),
Monsieur LINE Alain, Professeur, INSA, Toulouse

Le Président de l'Institut National Polytechnique de Lorraine, autorise :

Monsieur VIAL Christophe

à soutenir devant un jury de l'INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE LORRAINE,
une thèse intitulée :

"Apport de la mécanique des fluides à l'étude des contacteurs gaz-liquide : expérience et simulation numérique".

en vue de l'obtention du titre de :

DOCTEUR DE L'INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE LORRAINE

Spécialité : **"GENIE DES PROCEDES"**

NANCY BRABOIS
2, AVENUE DE LA
FORET-DE-HAYE
BOITE POSTALE 3
F - 5 4 5 0 1
VANDŒUVRE CEDEX

Fait à Vandoeuvre le, 13 janvier 2000

Le Président de l'IN.P.L.,

J. HARDY



RESUME

Ce travail est consacré à l'étude expérimentale, la modélisation et la simulation numérique d'une colonne à bulles et d'un réacteur à gazosiphon à recirculation externe. Il comporte trois parties.

Dans un premier temps, nous avons mis au point la métrologie nécessaire à la mesure de paramètres hydrodynamiques globaux et locaux dans les écoulements à bulles. Dans cette partie, des méthodes de traitement des fluctuations du signal de pression en paroi ont été développées pour l'identification du régime d'écoulement, et trois techniques de mesures ont été adaptées aux écoulements à bulles pour mesurer la vitesse locale de la phase continue : le tube de «Pavlov», une méthode électrochimique et la vélocimétrie laser Doppler. Ces méthodes ont complété les techniques déjà disponibles pour étudier la dynamique de la phase gaz : sondes optiques locales et sonde Doppler à réflexion d'ultrasons.

Cet ensemble de méthodes de mesure nous a ensuite permis de caractériser l'hydrodynamique des deux réacteurs. Les transitions de régime ont été déterminées. Les paramètres mesurés, aussi bien à l'échelle locale qu'à l'échelle du réacteur, sont : le taux de vide, la vitesse, la taille et la morphologie des bulles, ainsi que la vitesse du liquide et ses fluctuations locales. La contrainte tangentielle de frottement, qui ne pouvait être mesurée, a été estimée à partir d'un modèle simple. Finalement, l'évolution de tous ces paramètres a été analysée en fonction du débit de gaz, de son mode de distribution et du régime d'écoulement.

Enfin, l'ensemble des données expérimentales obtenues aux échelles locales et globales sur les deux réacteurs a été comparé aux résultats fournis par un logiciel commercial de CFD. Différentes formulations de la traînée, des forces additionnelles et de la turbulence ont été utilisées pour obtenir le meilleur accord possible entre calculs et expériences. La capacité de ce code commercial à prédire correctement l'écoulement ainsi que ses limitations actuelles ont été étudiées.

MOTS CLEFS

Colonne à bulles, réacteur à gazosiphon, CFD, régime d'écoulement, vélocimétrie laser.

ABSTRACT

This work is devoted to the experimental study, the modelling and the numerical simulation of the hydrodynamics of a bubble column and an external loop airlift reactor. It includes three parts.

First, measuring techniques have been developed to study the local and global hydrodynamic parameters of the bubbly flow. In this section, several treatments of the fluctuating wall pressure signal have been developed to identify the prevailing flow regime; three measuring techniques have been adapted to bubbly flows in order to measure the local velocity of the continuous phase: the "Pavlov" tube, an electrochemical method and Laser Doppler Velocimetry. These techniques have completed the methods already available to study the dynamics of the gas phase: local optical probes and an ultrasound Doppler technique.

Then, this set of measuring techniques has been used to characterise the hydrodynamics in both reactors. Regime transitions have been determined. The local and global parameters which have been measured are: the gas hold-up; the velocity, the size and the morphology of the bubbles; the liquid velocity and its local fluctuations. The Reynolds shear stress, which could not be measured, has been estimated using a simple model. The evolution of these parameters has been related to the gas flow rate, the gas distribution and the hydrodynamic regime.

The whole experimental data are finally compared to the predicted values obtained using a commercial CFD code. Several models of drag, additional forces and turbulence have been used to obtain the best agreement between calculations and experiments. The ability of this commercial code to predict correctly the flow and its current limits have been highlighted.

KEY WORDS

Bubble column, airlift reactor, CFD, flow pattern, laser velocimetry.
