

ECHANGES DE GAZ DISSOUS EN ECOULEMENTS STRATIFIES DE GAZ ET DE LIQUIDE

L. AISA, B. CAUSSE, J. GEORGE et L. MASBERNAT
 Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse, Associé au C.N.R.S.,
 2 rue Camichel, 31071 Toulouse Cedex, France

(Reçu le 11 juillet 1980)

Résumé—Au cours d'expériences d'absorption d'oxygène ou de dioxyde de carbone, en écoulements gaz-liquide stratifiés, co-courants, on a déterminé le coefficient d'absorption, la contrainte de cisaillement interfacial, une rugosité interfaciale.

A partir de ces résultats, on tente une étude critique des modèles locaux d'absorption en utilisant la vitesse de frottement interfacial et la rugosité interfaciale comme échelles caractéristiques de la turbulence de la phase liquide dans la zone interfaciale. On montre ainsi le rôle prédominant que jouent les structures dissipatives dans le phénomène d'absorption. On propose enfin une formule pratique pour le calcul du coefficient d'absorption valable dans une très large plage de variation du nombre de Reynolds interfacial.

NOMENCLATURE

a ,	amplitude des vagues. Constante;	Re_{SG} ,	nombre de Reynolds interfacial $= u_{SL} k_s / \nu_L$;
B ,	largeur de la section de mesure d'un contacteur;	S ,	taux de renouvellement équivalent;
C ,	concentration en gaz dissous. Célérité des vagues;	S_i, S_{i+1} ,	sections de mesure;
C_i, C_{i+1} ,	concentration en gaz dissous dans les sections i et $i+1$;	Sc ,	nombre de Schmidt $= \nu_L / D_\mu$;
C_e ,	concentration d'équilibre;	St ,	nombre de Stanton $= K_L / \bar{U}_G$;
C_s ,	concentration à l'interface;	\bar{U}_L ,	vitesse moyenne de la phase liquide;
$\langle C \rangle$,	concentration moyenne en gaz dissous;	\bar{U}_G ,	vitesse moyenne de la phase gazeuse;
D_μ ,	diffusivité moléculaire;	\bar{U}_s ,	vitesse moyenne à l'interface;
D_ν ,	diffusivité turbulente;	u_G ,	vitesse de frottement à la paroi côté gaz;
Fr_G ,	nombre de Froude $= U_{SG}^2 / gH_L$;	u_{SG} ,	vitesse de frottement à l'interface côté gaz;
f_s ,	coefficient de frottement interfacial;	u_{SL} ,	vitesse de frottement à la paroi côté liquide;
g ,	accélération de la pesanteur;	u_{PL} ,	vitesse de frottement à la paroi côté liquide;
H ,	constante de la loi de Henry;	u_s ,	échelle externe de vitesse de la turbulence interfaciale dans la phase liquide;
H_L ,	hauteur de liquide;	We_s ,	nombre de Weber local $= (\rho_L u_s^2 l_s) / \sigma$;
H_G ,	hauteur de gaz;	x_1 ,	abscisse longitudinale;
H_{GMax} ,	hauteur du maximum de vitesse dans la phase gazeuse;	x_2 ,	distance, suivant la verticale, à partir de la paroi inférieure;
J_s ,	flux de masse à l'interface;	x_{2s} ,	distance, suivant la verticale, à partir de l'interface;
K_1 ,	constante de la loi d'action de masse;	γ ,	conductivité électrique de la phase liquide;
K_L ,	coefficient de transfert de masse;	ε_s ,	taux de dissipation turbulente à l'interface;
k_s ,	rugosité interfaciale;	λ ,	conductance d'une espèce ionique. Longueur d'onde des vagues;
L ,	longueur de la section de mesure d'un contacteur;	ν_L ,	viscosité cinématique du liquide;
l_s ,	échelle externe de longueur de la turbulence interfaciale dans la phase liquide;	ν_G ,	viscosité cinématique du gaz;
P_b ,	pression partielle d'un constituant dans la phase gazeuse;	ρ_L ,	masse volumique du liquide;
P_G ,	pression de la phase gazeuse;	ρ_G ,	masse volumique du gaz;
Q_L ,	débit de la phase liquide;	σ ,	tension superficielle;
R ,	rapport des contraintes de cisaillement à l'interface et sur le fond;	τ_{PL} ,	contrainte de cisaillement à la paroi côté liquide;
Re_s ,	nombre de Reynolds local $= u_s l_s / \nu_L$;	τ_S ,	contrainte de cisaillement à l'interface.
Re_{SL} ,	nombre de Reynolds interfacial $= u_{SG} k_s / \nu_G$;		

1. INTRODUCTION

Parmi l'ensemble des phénomènes d'échanges à travers une interface gaz-liquide, le phénomène d'absorption de gaz dissous présente la particularité d'être directement dépendant de la turbulence du liquide dans la zone interfaciale. En effet, du moins pour des gaz relativement peu solubles dans le liquide, la résistance à la pénétration du gaz se situe dans la phase liquide. Différents modèles ont été proposés pour le calcul des coefficients d'absorption et tous abordent la prévision en deux étapes;

D'abord, un modèle local de l'absorption exprime le coefficient de transfert en fonction des propriétés physiques des fluides et d'échelles locales caractérisant la turbulence du liquide près de l'interface; ensuite, on évalue les échelles locales de la "turbulence interfaciale" en fonction des paramètres globaux caractéristiques des écoulements: le modèle de turbulence interfaciale est en général très simplifié et s'efforce d'adapter des concepts de turbulence monophasique à la configuration gaz-liquide étudiée.

Ces modèles conduisent souvent à des écarts importants dans la prédiction du coefficient d'absorption sans qu'il soit possible de dégager une critique valable des hypothèses de base; on ne dispose pas en effet, de données cohérentes sur le transfert de matière et la structure cinématique et dynamique de la zone interfaciale. C'est vrai en tous cas pour l'absorption de gaz dissous en configuration stratifiée qui est l'objet de cette étude.

Compte tenu des difficultés que présente l'analyse expérimentale de la structure locale de la zone interfaciale, nous avons utilisé la vitesse de frottement interfacial et une rugosité interfaciale équivalente pour caractériser "l'état" de l'interface.

Comme nous le verrons, ces grandeurs sont assez facilement accessibles à l'expérience et elles sont d'ailleurs couramment utilisées pour caractériser l'écoulement dans la phase gazeuse [1]-[7] et les échanges d'énergie et de vapeur [8] et [9]. Dans ce type de problèmes, la résistance aux transferts est située essentiellement dans la phase gazeuse. Dans ce qui suit, nous montrons que pour un phénomène d'échange à l'interface directement lié à la turbulence de la phase liquide, la vitesse de frottement interfacial et la rugosité interfaciale permettent une interprétation sinon phénoménologique, du moins en similitude, de l'ensemble des données expérimentales sur l'absorption en écoulement stratifié.

2. POSITION DU PROBLEME

2.1. Le coefficient d'absorption

L'étude de l'absorption d'oxygène ou de dioxyde de carbone a été réalisée dans des écoulements stratifiés de gaz et de liquide parallèles [Fig. 1(a)] ou quasi parallèles [Fig. 1(b)].

Dans le premier cas, les couches limites interfaciales et de paroi sont complètement développées. Dans le

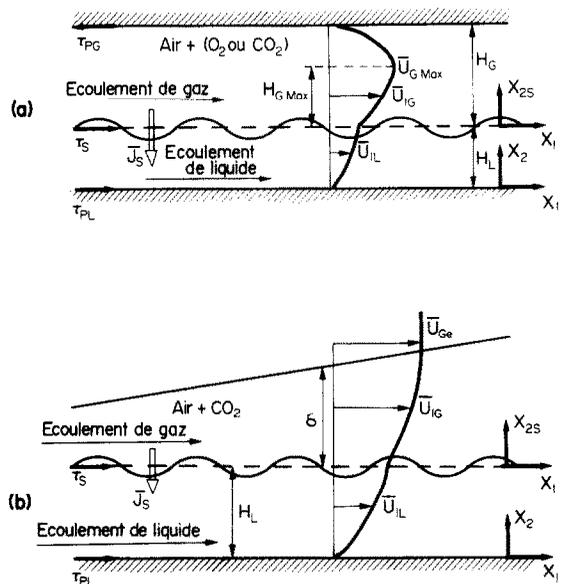


FIG. 1. Schématisation des écoulements étudiés: A. Écoulement interne, Contacteur 1. B. Écoulement externe, Contacteur 2.

second cas, on se situe dans la zone de développement de la couche limite dans la phase gazeuse. Sur la Fig. 1 on définit les principales notations désignant les paramètres dynamiques et cinématiques pour les deux types d'écoulement. L'échange de gaz dissous se produit lorsque l'un des constituants du mélange gazeux est soluble dans le liquide et que, par exemple, sa concentration moyenne $\langle C \rangle$ sous forme dissoute est inférieure à la concentration d'équilibre C_e donnée par la loi de Henry

$$C_e = H P_i \quad (1)$$

(P_i pression partielle de ce constituant dans la phase gazeuse, H constante de Henry).

Le flux de gaz dissous J_s à travers l'interface tend à réduire le déficit $C_e - \langle C \rangle$. On définit le coefficient d'absorption K_L (dimension mètre/seconde) en posant

$$J_s = K_L (C_e - \langle C \rangle). \quad (2)$$

2.2. Les modèles locaux de l'absorption

Fondés sur des concepts différents, (renouvellement, diffusion "effective" dans un film de surface, structure cellulaire de la zone interfaciale), les modèles locaux de l'absorption conduisent, en général à exprimer le coefficient K_L sous la forme

$$K_L = K_L(u_s, l_s, D_\mu, \nu_L, \sigma) \quad (3)$$

D_μ : diffusivité moléculaire du gaz dissous dans le liquide, ν_L : viscosité cinématique du liquide, σ : tension superficielle, u_s et l_s sont des échelles externes de vitesse et longueur caractéristiques de la turbulence interfaciale dans la phase liquide.

Ces modèles conduisent à une expression du coeffi-

cient de transfert que l'on peut écrire, sous forme adimensionnelle, de la manière suivante

$$\frac{K_L}{u_s} = Sc^a We_s^b Re_s^n \quad (4)$$

A chaque modèle correspond un choix d'exposants a , b , n .

Dans le Tableau 1 on compare quelques modèles locaux d'absorption sous forme (4). La plupart d'entre eux donnent la même valeur $a = -1/2$ de l'exposant du nombre de Schmidt Sc [10]–[15].

Mis à part le modèle de Levich ($b = 1/2$), les autres modèles ne font pas intervenir la tension superficielle.

Quant à l'exposant, n du nombre de Reynolds local Re_s , il varie de $n = -0,5$ à $n = 0,5$.

On peut comparer ces modèles en les ramenant tous, soit à un modèle de film à diffusivité turbulente D_t , soit à un modèle de renouvellement à taux de renouvellement S .

Les modèles à film permanent de surface mettent en jeu une diffusivité effective somme de la diffusivité moléculaire D_μ et de la diffusivité turbulente D_t , donnée par une expression algébrique

$$D_t = a x_{2s}^m \quad (5)$$

(a est une constante, m est un exposant, x_{2s} distance suivant la verticale à partir de l'interface) un tel modèle conduit à une expression du coefficient K_L de la forme

$$K_L = \frac{m}{\pi} \sin \frac{\pi}{m} D_\mu^{m-1/m} a^{1/m} \quad (6)$$

Dans le Tableau 1 on a associé à chaque modèle du type (4) une expression de la diffusivité turbulente D_t , déduite en utilisant les expressions (5) et (6). Le taux de renouvellement équivalent S est estimé à partir de l'expression classique de Dankwerts [16]

$$K_L = \sqrt{(D_t S)} \quad (7)$$

On montre ainsi que la valeur $n = -0,5$ correspond à des modèles qui attribuent un rôle déterminant dans le processus d'absorption aux grosses structures. Par

contre, la valeur $n = -0,25$ est obtenue quand ce rôle est attribué aux structures dissipatives correspondant aux grandes fréquences. Notons aussi que la valeur $n = 0,5$ proposée par Henstock et Hanratty paraît surprenante dans la mesure où elle donne une fréquence de renouvellement beaucoup plus élevée que les plus hautes fréquences de la turbulence. Cette comparaison souligne bien les différences qui existent entre les modèles locaux de l'absorption.

2.3. Les modèles de turbulence interfaciale dans le liquide

Ces modèles s'appuient sur des concepts de turbulence monophasique et proposent des expressions des échelles u_s et l_s .

On rencontre deux situations en écoulement stratifié :

- soient des écoulements à surface libre du type films tombants, écoulements dans des canaux découverts ou en rivières ;
- soient des écoulements à interface cisailée par le mouvement du gaz, tels que les écoulements stratifiés ou annulaires.

Dans le premier cas on utilise la vitesse de frottement à la paroi et la hauteur liquide comme échelles caractéristiques

$$\text{interfaces non cisailées : } \begin{cases} u_s \sim u_{pL} = \sqrt{(\tau_{pL}/\rho_L)} \\ l_s \sim H_L \end{cases} \quad (8)$$

Dans le second cas la turbulence dans la zone interfaciale est très mal connue et en général les modèles proposés s'appuient sur une analogie, très discutable, entre la zone interfaciale cisailée par le frottement interfacial τ_i et une zone de turbulence de paroi. Ainsi, Henstock et Hanratty, proposent-ils, dans le cas d'écoulements annulaires

$$\text{interfaces cisailées : } \begin{cases} u_s \sim u_{pL} \sqrt{(2/3 + R/3)} \\ l_s \sim H_L \end{cases} \quad (9)$$

Dans (9) R est le rapport du cisaillement à l'interface et du cisaillement à la paroi. On peut rappeler aussi le modèle de Barnejee, Scott et Rhodes [17] qui estiment

Tableau 1. Comparaison des différents modèles locaux d'absorption

Modèles	K_L/u_s	Diffusivité turbulente D_t	Taux de renouvellement S
[10]	$Sc^{-0.5} Re_s^{-0.5}$	$\frac{u_s}{l_s} x_{2s}^2$	$\frac{u_s}{l_s}$
[11]	$Sc^{-0.5} Re_s^{-0.25}$	$\frac{u_s}{l_s} Re_s^{0.5} x_{2s}^2$	$\frac{u_s}{l_s} Re_s^{0.5}$
[12], [13]	$Sc^{-0.5} Re_s^{-0.5} We_s^{0.5}$	$\frac{u_s}{l_s} We_s x_{2s}^2$	$\frac{u_s}{l_s} We_s$
[14]	$Sc^{-0.5} Re_s^{0.5}$	$\frac{u_s}{l_s} Re_s^2 x_{2s}^2$	$\frac{u_s}{l_s} Re_s^2$
[15]	$Sc^{-2/3}$	$\frac{u_s^3}{v_L^2} x_{2s}^3$	

le taux de dissipation turbulente à l'interface

$$\varepsilon_s \sim \frac{u_s^3}{l_s}$$

à partir des caractéristiques des vagues

$$\text{interfaces cisillées ondulées: } \left\{ \begin{aligned} l_s &\sim \frac{u_G^3}{l_s} \sim \frac{v_L a^4 C^2}{\lambda^6} \end{aligned} \right. \quad (10)$$

a, λ, C sont respectivement l'amplitude, la longueur d'onde, la célérité des vagues.

Certains d'entre nous ont déjà proposé [18] et [19] un modèle basé sur la vitesse de frottement interfaciale $u_{sL} = \sqrt{(\tau_s/\rho_L)}$ et la rugosité interfaciale k_s .

En particulier dans le cas d'interfaces pleinement rugueuses pour $Re_{sL} = u_{sL}k_s/v_L \geq 100$ ce modèle s'écrit

$$\text{interfaces pleinement rugueuses: } \left\{ \begin{aligned} u_s &\sim u_{sL} \\ l_s &\sim k_s \end{aligned} \right. \quad (11)$$

Dans ce cas on attribue aux petites structures le rôle prédominant dans l'absorption, soit

$$\frac{K_L}{u_{sL}} \sim Sc^{-0.5} Re_{sL}^{-0.25} \quad (12)$$

Dans le cas de faibles nombres de Reynolds interfaciaux on a montré que k_s n'est alors pas représentatif d'une échelle externe de turbulence interfaciale dans le liquide mais plutôt de la micro-échelle.

Dans ce qui suit, nous présentons un ensemble de résultats expérimentaux qui permet de compléter le modèle (11), (12). En particulier on examine le cas d'écoulements quasi parallèles [Fig. 1(b)] où pour lesquels la déformation de l'interface évolue depuis des rides capillaires jusqu'aux vagues de gravité. Au préalable, nous présentons les installations expérimentales et les moyens de mesure que nous avons mis en oeuvre.

3. INSTALLATIONS EXPERIMENTALES ET METHODES DE MESURES

3.1. Les contacteurs gaz-liquide

Deux contacteurs gaz-liquide ont été construits au laboratoire. Ils permettent de réaliser des écoulements

co-courants, de gaz et de liquide, en configuration stratifiée. Ils sont conçus suivant le schéma de la Fig. 2.

Les contacteurs sont des canaux à section rectangulaire à parois latérales transparentes. Les dimensions et les caractéristiques dynamiques des deux installations sont indiquées dans le Tableau 2.

Chaque installation comprend un circuit fermé de gaz (soit de l'air enrichi jusqu'à 15% de CO₂, soit de l'air enrichi jusqu'à 40% de O₂) et un circuit fermé d'eau. Ce dernier comprend une régulation thermique et un système de désorption continue du gaz absorbé dans le contacteur. On peut ainsi réaliser des écoulements et des régimes d'absorption permanents en moyenne. Il faut d'ailleurs souligner l'intérêt de ces installations qui permettent des expériences d'absorption de gaz dissous sans utiliser de procédé chimique pour créer le déséquilibre entre la phase liquide et la phase gazeuse.

On notera aussi les différences entre les dimensions des deux contacteurs. Dans le contacteur 1, les essais sont réalisés entre deux sections ayant des fêches de 3,5 et 4,5 m, où les couches limites sont pleinement développées: on a alors un écoulement interne [Fig. 1(a)].

Dans le contacteur 2, les sections de mesures ont des fêches de 1-2-4.8-9.7-14.7 m et la couche limite dans la phase gazeuse n'est jamais complètement développée: on a alors un écoulement quasi parallèle [Fig. 1(b)].

3.2. Mesure des vitesses et pressions

Dans la phase gazeuse les mesures de vitesses et des composantes du tenseur de Reynolds ont été effectuées au moyen d'anémomètres à fil chaud Disa (type 55 MD). Dans la phase liquide on a utilisé un anémomètre à Laser Disa 55 Mark II, type à compteur de fréquence.

Des prises de pression sont réparties sur la paroi supérieure des contacteurs et reliées à un manomètre.

La hauteur moyenne du liquide est alors déterminée à partir de prises de pression réparties sur la paroi inférieure des contacteurs. En admettant que la répartition de pression est hydrostatique dans la phase

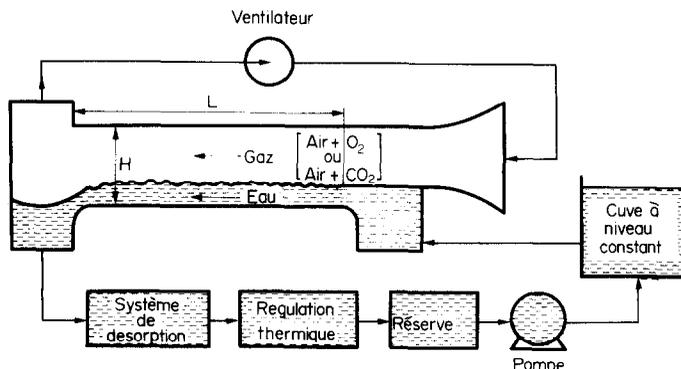


FIG. 2. Schéma d'une installation expérimentale.

Tableau 2. Caractéristiques des installations expérimentales

Contacteur	L(m)	H(m)	B(m)	Ic(m/m)	$\langle U \rangle_L$ (m/s)	\bar{U}_G (m/s)	H_L (m)
1	6	0.10	0.20	10^{-3}	0 à 0.6	≤ 12	≤ 0.05
2	19.5	0.95	0.60	8.10^{-4}	0 à 0.6	≤ 13	≤ 0.05

liquide et dans la phase gazeuse on peut déterminer le tirant d'eau moyen H_L . Cette grandeur est aussi déterminée à partir de la mesure des niveaux minimum et maximum des vagues au moyen de l'anémomètre à Laser.

3.3. Dosage du CO_2 dissous

Le dosage de l'oxygène en phase gazeuse et en phase dissoute a été réalisé au moyen de sondes polarographiques, classiques, de type Beckman. Le dosage en phase dissoute a été vérifié par méthode chimique (Winkler).

En phase gazeuse, le dioxyde de carbone est dosé au moyen d'un analyseur à absorption de rayonnement infrarouge du type Schlumberger.

Pour le dosage du CO_2 dissous, nous avons mis au point une méthode basée sur la mesure de la conductivité électrique: on utilise une eau déminéralisée et du fait de la formation d'acide carbonique liée à la dissolution du dioxyde de carbone, on obtient une variation sensible de la conductivité électrique.

Une installation d'étalonnage permet d'établir la loi de conductivité électrique γ en fonction de la concentration en CO_2 dissous, (C étant mesurée par la méthode chimique par neutralisation sous forme de bicarbonate du CO_2 dissous par un excès d'hydroxyde de sodium).

Sur la Fig. 3, nous présentons les résultats obtenus et nous les comparons à la courbe théorique que l'on peut déduire de l'analyse des équations d'équilibre ionique [20]

$$\gamma = (\lambda_{\text{CO}_3\text{H}^-} + \lambda_{\text{H}^+}) \left[\sqrt{(K_1 C) - \frac{K_1}{2}} \right] \quad (13)$$

λ est la conductance ionique infinie d'une espèce-ionique. Les λ ne sont fonctions que de la température; K_1 est la constante de la loi d'action de masse pour la réaction d'équilibre ionique de l'acide carbonique.

On a vérifié aussi les corrections de la courbe $\gamma(C)$ en fonction de la température [20] et on a tenu compte de corrections pouvant provenir d'une contamination par d'autres ions pendant les expériences sur les contacteurs. On a d'ailleurs contrôlé en permanence, par dosage chimique, la courbe d'étalonnage.

Les essais d'étalonnage ont permis de vérifier la loi de Henry pour l'eau déminéralisée, utilisée dans les expériences dans les deux contacteurs. Sur la Fig. 4 on donne les résultats obtenus à 20°C et pour différentes conductivités initiales γ_0 (avant dissolution).

Il faut souligner enfin, l'intérêt de la méthode mise au point qui a permis, grâce à la rapidité et à la simplicité de la mesure de la conductivité électrique, de multiplier le nombre de points de mesure et de déterminer les profils de concentration en CO_2 dissous.

4. DETERMINATION DU FROTTEMENT INTERFACIAL, DE LA RUGOSITE INTERFACIALE, DU COEFFICIENT D'ABSORPTION

4.1. Le frottement interfacial, la rugosité interfaciale

L'écoulement de gaz au dessus de l'interface peut être assimilé à un écoulement près d'une paroi se déplaçant à la vitesse \bar{U}_s . Cette vitesse est déterminée

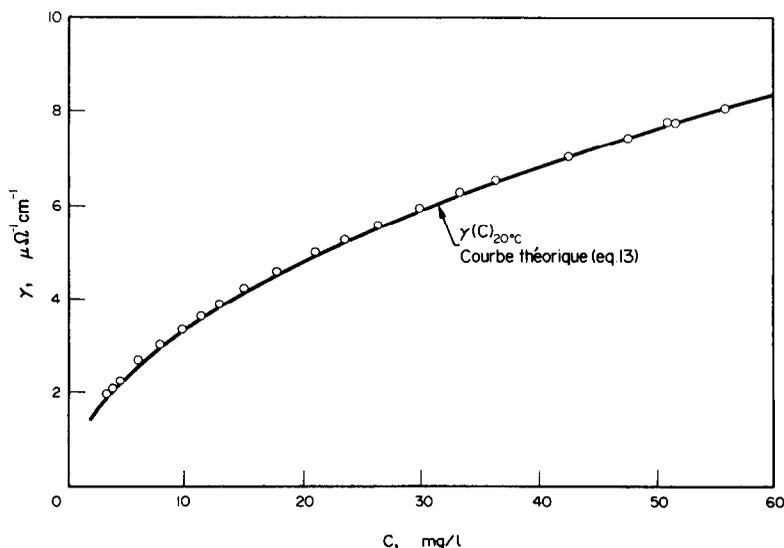


FIG. 3. Relation entre conductivité électrique et concentration en CO_2 dissous.

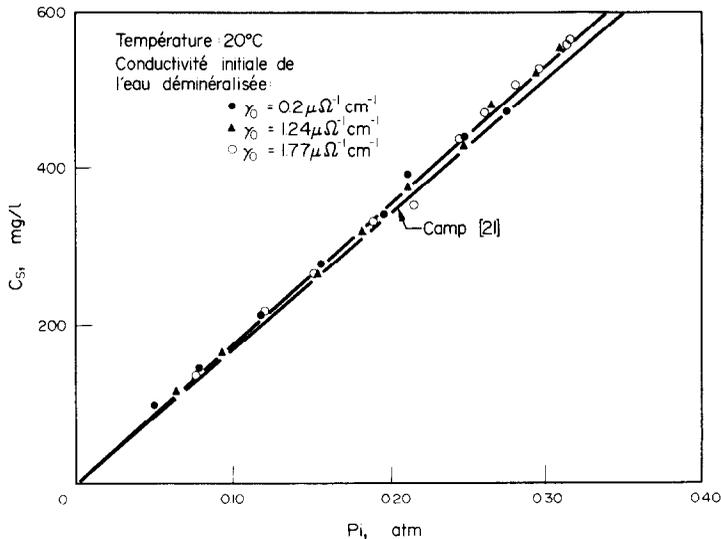


FIG. 4. Vérification de la loi de Henry pour la dissolution du CO_2 dans l'eau déminéralisée.

par extrapolation du profil de vitesse moyenne dans la phase liquide. On a d'ailleurs montré [22] et [23] que la composante longitudinale \bar{U}_{1G} de la vitesse moyenne du gaz vérifie la loi logarithmique de paroi sous la forme

$$\frac{\bar{U}_{1G} - \bar{U}_S}{u_{SG}} = \alpha \ln \frac{x_{2S}}{k_s(1 + \beta/Re_{SG})} + 8,5 \quad (14)$$

k_s est la rugosité interfaciale

$$Re_{SG} = \frac{u_{SG} k_s}{\nu_G}$$

α et β sont deux constantes classiques, ajustées dans chaque cas.

$$\begin{cases} \alpha = 2,5 & \beta = 3,32 \text{ sur le contacteur 1} \\ \alpha = 2,7 & \beta = 3,04 \text{ sur le contacteur 2.} \end{cases}$$

Sur la Fig. 5 nous avons porté un ensemble de résultats correspondant à des essais réalisés sur le contacteur 2 dans des sections de fetches variables.

L'expression (14) permet, à partir des profils de vitesse mesurée, de déterminer la vitesse de frottement interfacial u_{SG} et la rugosité interfaciale k_s .

Sur le contacteur 1, le frottement interfacial τ_S peut aussi être déterminé à partir de la mesure du gradient de pression dans la phase gazeuse et de la position du maximum de vitesse $H_{G\max}$

$$\tau_S = H_{G\max} \frac{dP_G}{dx_1} \quad (15)$$

On a vérifié que (14) et (15) donnaient des résultats très voisins et on a adopté (15) pour la détermination de τ_S dans les essais sur le contacteur 1.

Des mesures directes de la contrainte de cisaillement turbulent dans la phase liquide (anémométrie Laser) et dans la phase gazeuse (anémométrie fil chaud) ont justifié la détermination du frottement interfacial par

(14) ou (15) [22] et [24].

On a montré aussi que la rugosité interfaciale pouvait être déterminée directement à partir de la loi de frottement logarithmique associée à (14).

4.2. Le coefficient d'absorption

Les écoulements et le transfert de masse s'effectuent en régime permanent en moyenne et ainsi peut-on négliger les effets de la dispersion longitudinale vis à vis du transport advectif. Dans ces conditions, en acceptant une approche de 'type monophasique', on peut estimer le flux J_S de gaz absorbé à travers l'interface moyenne H_L par

$$J_S = \frac{Q_L}{B} \frac{d\langle C \rangle}{dx}. \quad (16)$$

Compte tenu de (2) le coefficient d'absorption K_L est donné par

$$K_L = \frac{Q_L}{B} \frac{1}{Ce - \langle C \rangle} \frac{d\langle C \rangle}{dx}. \quad (17)$$

Sur le contacteur 2 on a déterminé K_L à partir de (17) en déterminant par dosage du gaz dissous la concentration moyenne $\langle C \rangle$ et après lissage le gradient longitudinal $d\langle C \rangle/dx$.

Sur le contacteur 1 les essais ont été réalisés entre deux sections S_i et S_{i+1} , d'abscisses X_i , X_{i+1} , où les écoulements sont développés. Le coefficient K_L est alors considéré constant entre les deux sections et calculé à partir de l'expression

$$K_L = \frac{Q_L}{B} \frac{1}{X_{i+1} - X_i} \ln \frac{Ce - \langle C_i \rangle}{Ce - \langle C_{i+1} \rangle}. \quad (18)$$

4.3. Les résultats expérimentaux

Sur les Tableaux 3, 4 et 5 on a regroupé l'ensemble des résultats expérimentaux obtenus sur les deux installations.

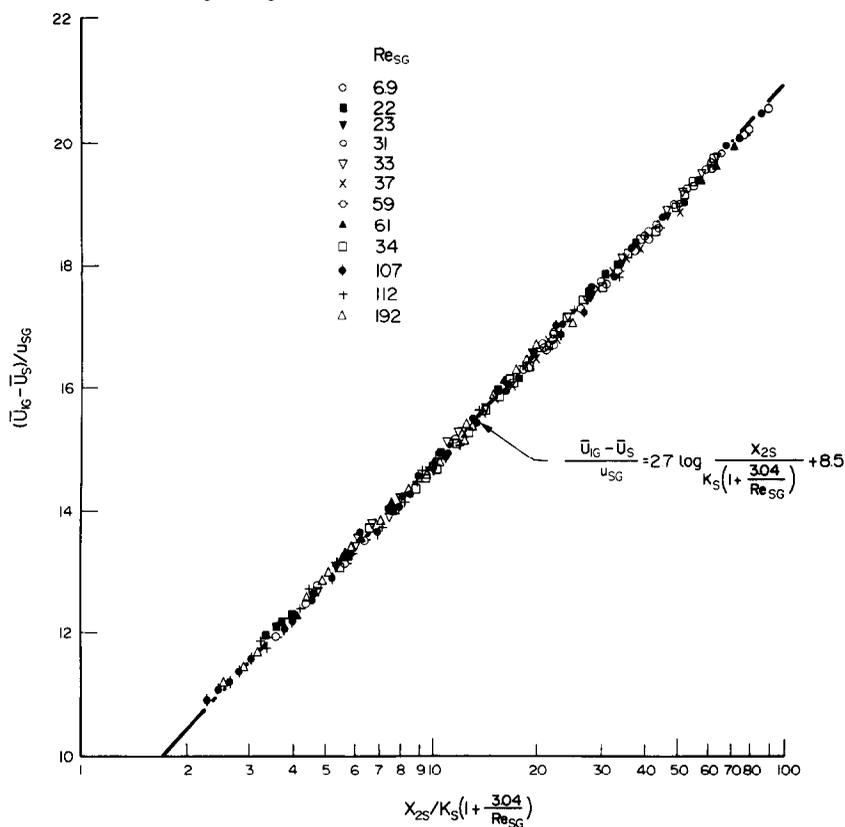


FIG. 5. Vérification de la loi logarithmique dans le contacteur 2.

Tableau 3. Résultats expérimentaux obtenus sur le contacteur 1 avec du CO₂

CONTACTEUR	GAZ	$H_L \times 10^2$ (m)	$\langle U_L \rangle$ (m/s)	\bar{U}_{GMax} (m/s)	$H_{GMax} \times 10^2$ (m)	τ_s (N/m ²)	τ_{pL} (N/m ²)	$k_s \times 10^3$ (m)	$K_L \times 10^5$ (m/s)	Sc
C1	CO ₂	2.525	0.356	4.34	4.10	0.080	0.328	2.35	3.21	688
		2.40	0.367	5.67	4.20	0.157	0.438	3.23	6.08	720
		2.450	0.347	5.82	4.25	0.163	0.449	2.91	8.46	656
		2.30	0.370	6.24	5.10	0.257	0.553	8.95	8.76	692
		2.350	0.362	6.67	5.15	0.296	0.616	9.02	9.32	666
		3.350	0.397	3.49	3.05	0.039	0.346	0.67	2.16	666
		3.325	0.391	4.80	3.10	0.075	0.417	0.58	2.74	677
		3.325	0.403	4.90	3.30	0.086	0.435	0.87	2.93	720
		3.250	0.403	6.22	4.10	0.193	0.602	3.41	6.87	666
		3.175	0.422	6.60	4.25	0.232	0.655	4.41	7.13	720
		3.175	0.422	6.23	4.20	0.218	0.632	4.24	6.52	674
		3.075	0.422	6.64	4.95	0.313	0.749	10.77	10.77	688
		3.175	0.425	6.67	5.50	0.426	0.922	23.82	19.90	656
		3.600	0.422	4.94	3.00	0.068	0.433	0.25	2.61	670
		3.725	0.432	5.47	3.50	0.120	0.540	1.58	4.18	692
		3.625	0.447	6.20	4.60	0.270	0.769	10.35	9.14	692
		3.000	0.537	8.10	5.70	0.668	1.159	29.47	14.18	451
		2.500	0.656	9.72	6.20	1.070	1.658	39.63	17.00	440
		2.200	0.500	8.43	6.00	0.588	0.882	18.76	11.80	440
		1.800	0.611	10.13	6.40	1.041	1.434	31.91	13.42	430
1.250	0.384	8.82	5.35	0.443	0.639	6.01	9.49	426		
1.100	0.436	10.60	5.40	0.630	0.826	5.79	22.17	414		

Tableau 4. Résultats expérimentaux obtenus sur le contacteur 1 avec de l'O₂

CONTACTEUR	GAZ	$H_L \times 10^2$ (m)	$\langle u_L \rangle$ (m/s)	\bar{u}_{GMax} (m/s)	$H_{GMax} \times 10^2$ (m)	T_S (N/m ²)	T_{PL} (N/m ²)	$k_S \times 10^3$ (m)	$K_L \times 10^5$ (m/s)	Sc
C1	O ₂	1.45	0.235	3.56	3.95	0.040	0.169	0.63	1.50	490
		1.40	0.243	5.50	4.00	0.098	0.242	0.60	4.62	476.5
		1.40	0.243	5.50	4.00	0.098	0.242	0.60	5.34	507
		1.30	0.262	6.30	4.10	0.138	0.285	0.85	6.17	487
		1.20	0.283	6.85	4.25	0.193	0.342	1.66	8.27	510
		1.15	0.296	7.35	4.35	0.226	0.377	1.84	8.49	487
		0.95	0.358	9.00	4.80	0.410	0.567	3.78	14.05	487
		1.0	0.415	9.77	5.30	0.491	0.653	4.46	12.84	487
		1.0	0.485	11.55	5.60	0.756	0.970	6.26	14.67	487
		1.95	0.287	5.16	3.95	0.096	0.296	1.05	3.71	487
		2.10	0.285	4.75	3.20	0.068	0.278	0.35	1.64	496
		2.10	0.285	4.75	3.20	0.068	0.278	0.35	2.15	518
		2.0	0.309	5.85	3.50	0.107	0.326	0.48	4.46	487
		1.85	0.324	7.03	3.95	0.185	0.417	1.14	6.80	482
		1.75	0.343	7.90	4.45	0.284	0.533	2.50	8.87	515
		1.50	0.400	8.90	5.30	0.484	0.739	7.37	12.26	518
		1.95	0.335	6.64	4.95	0.265	0.522	6.83	8.26	490
2.70	0.370	4.66	3.00	0.044	0.296	0.12	2.15	510		
2.15	0.463	8.37	5.85	0.579	0.961	18.34	12.69	507		
1.95	0.512	9.52	6.15	0.699	1.074	16.20	17.34	487		
1.90	0.524	9.84	6.20	0.788	1.178	18.50	16.36	510		
1.65	0.595	11.15	6.35	1.075	1.485	22.00	20.40	485		
3.70	0.435	4.43	2.80	0.053	0.414	0.24	0.88	496		
3.55	0.454	6.20	3.65	0.171	0.616	2.38	5.66	490		
3.40	0.473	7.35	4.50	0.317	0.890	6.31	8.84	518		
3.40	0.473	7.35	4.50	0.317	0.890	6.31	8.73	493		
2.80	0.575	8.25	6.00	0.742	1.308	39.00	12.99	487		

Tableau 5. Résultats expérimentaux obtenus sur le contacteur 2 avec du CO₂

CONTACTEUR	GAZ	$H_L \cdot 10^2$ (m)	$\langle u_L \rangle$ (m/s)	\bar{u}_{Ge} (m/s)	$\delta x \cdot 10^2$ (m)	τ_s (N/m ²)	τ_{PL} (N/m ²)	$k_s \cdot 10^3$ (m)	$K_L \cdot 10^5$ (m/s)	Sc	X_1 (m)
C2	CO ₂	5.0	0.411	5.70	4.7	0.07	0.495	0.19	6.75	560	1.97
		4.95	0.415	5.76	11.0	0.0808	0.495	1.21	7.60	560	4.80
		5.25	0.391	6.00	16.0	0.0753	0.529	0.85	5.90	560	9.68
		5.10	0.403	6.24	21.0	0.0978	0.529	2.60	6.70	560	14.71
		3.85	0.351	6.05	5.5	0.125	0.363	1.83	5.40	531	1.97
		3.75	0.360	6.25	11.1	0.086	0.323	0.64	8.30	531	4.80
		4.25	0.318	6.45	15.2	0.1196	0.456	2.68	6.20	531	9.68
		4.00	0.338	6.70	17.0	0.141	0.446	4.20	6.60	531	14.71
		4.80	0.444	7.60	8.5	0.139	0.550	0.76	9.55	546	1.97
		4.60	0.460	7.72	11.0	0.142	0.552	0.98	10.60	546	4.80
		5.05	0.422	8.10	12.3	0.207	0.655	3.16	8.30	546	9.68
		5.00	0.426	8.25	22.5	0.219	0.664	5.90	10.15	546	14.71
		1.55	0.215	6.60	6.0	0.154	0.290	1.85	9.30	466	1.97
		1.50	0.220	6.80	11.0	0.174	0.303	4.30	10.60	466	4.80
		1.80	0.185	7.00	17.2	0.116	0.271	1.07	9.35	466	9.68
		1.75	0.187	7.20	21.0	0.154	0.290	1.85	9.55	466	14.71
3.30	0.561	12.42	9.0	0.720	1.106	10.90	22.20	508	1.97		
3.60	0.514	13.00	15.0	0.660	1.046	7.05	23.00	508	4.80		
3.45	0.537	13.11	22.8	0.810	1.181	19.00	18.90	508	9.68		
4.00	0.463	13.22	28.0	0.678	1.108	12.50	20.10	508	14.71		
1.40	0.335	12.42	7.6	0.642	0.799	3.92	19.40	492	1.97		
1.50	0.313	12.65	13.0	0.524	0.679	2.22	17.80	492	4.80		
1.60	0.294	12.88	17.5	0.733	0.899	10.58	14.70	492	9.68		
1.80	0.261	13.22	26.0	0.607	0.796	7.15	15.10	492	14.71		

Dans les tableaux 3 et 4 on a regroupé les résultats obtenus sur le contacteur 1, lors de mesures entre les deux sections de fetch $X_i = 3.5$ et $X_{i+1} = 4.5$ m.

Dans le tableau 5 on a porté les résultats obtenus sur le contacteur 2 dans 4 sections de fetch $X_1 = 2, 4.80, 9.70$ et 14.70 m.

5. INTERPRETATION DES RESULTATS EXPERIMENTAUX

5.1. Les effets de la vitesse du gaz et du cisaillement

A l'interface sur l'absorption. Sur la Fig. 6 le coefficient d'absorption K_L est représenté en fonction de la vitesse du gaz \bar{U}_G ($\bar{U}_G = \bar{U}_{G\max}$) dans le cas de l'écoulement interne dans le contacteur 1 et $\bar{U}_G = \bar{U}_{Ge}$ dans le cas de l'écoulement quasi parallèle dans le contacteur 2. Sur la même figure on a aussi représenté les résultats de Downing [25] et Mattingly [26].

Cette figure met bien en évidence l'effet du mouvement du gaz sur le taux d'absorption qui peut varier de 10^{-5} m/s à 4.10^{-4} m/s quand \bar{U}_G varie de 3 à 15 m/s.

On peut d'ailleurs comparer ces valeurs du coefficient K_L à celles que l'on obtiendrait pour des écoulements à surface libre non cisailée par le vent. Utilisons, par exemple, la formule de Thackston [27] établie dans le cadre d'études de la réaération naturelle d'écoulements à surface libre

$$K_L = 1.25 \cdot 10^{-4} \left(1 + \frac{\langle U_L \rangle^2}{g H_L} \right) \sqrt{(\tau_{pL}/\rho_L)}. \quad (19)$$

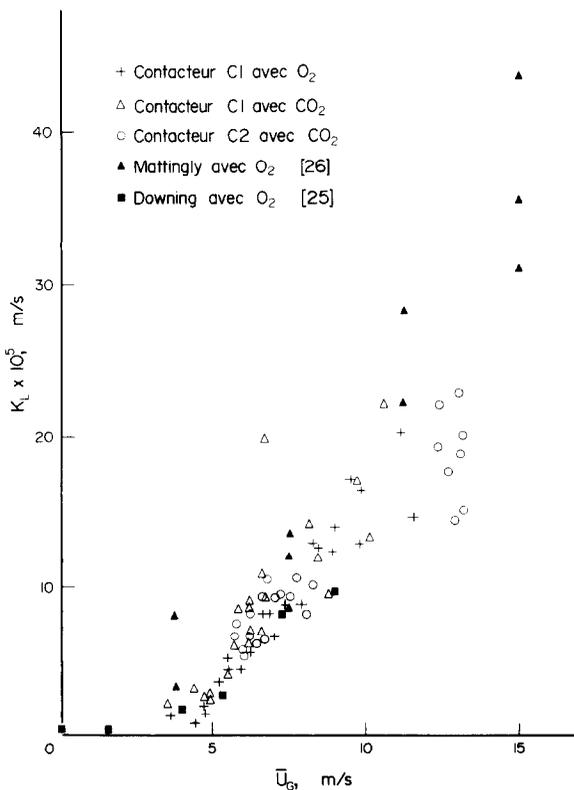


FIG. 6. Coefficient d'absorption en fonction de la vitesse du vent.

Les valeurs maximales de K_L que l'on obtient en utilisant (19) dans le cadre de nos expériences sont de $0.5 \cdot 10^{-5}$ m/s, en tenant compte pourtant du cisaillement mesuré τ_{pL} à la paroi qui, lui-même, est influencé par l'entraînement lié au mouvement du gaz.

Cette comparaison souligne en fait le rôle que la turbulence interfaciale joue dans le phénomène d'absorption. La Fig. 7 confirme bien ce fait en mettant en évidence la dépendance entre coefficient d'absorption et cisaillement interfacial.

5.2. Absorption et turbulence interfaciale

Nous l'avons montré au paragraphe 2, la prévision de l'absorption s'appuie sur un modèle du transfert de masse qui conduit, en général, à des expressions de type (4) et sur un modèle de turbulence interfaciale.

D'après la Fig. 7, il paraît opportun de retenir la vitesse de frottement interfacial $u_{sL} = \sqrt{(\tau_s/\rho_L)}$ comme échelle de vitesse caractéristique.

Par contre, le choix d'une échelle de longueur est plus difficile puisque l'on ne dispose pas, pour le moment, d'une analyse expérimentale fine de la région diphasique interfaciale (en effet, l'analyse du champ de vitesse et des corrélations temporelles dans les zones monophasiques de l'écoulement près de l'interface, est insuffisante pour définir avec précision une échelle de longueur). Nous avons donc retenu la rugosité interfaciale k_s comme échelle géométrique liée à la déformation de l'interface et certainement aussi à la structure

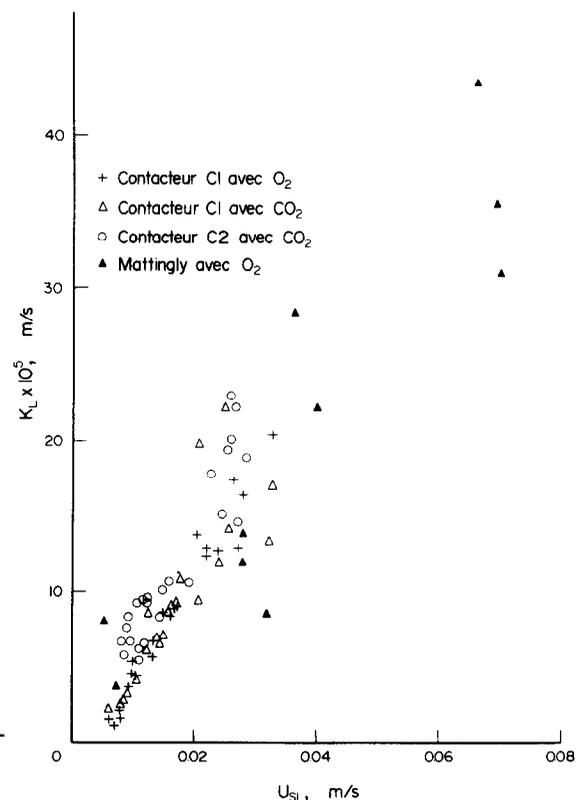


FIG. 7. Coefficient d'absorption en fonction de la vitesse de frottement interfaciale.

de la turbulence dans la zone interfaciale.

En considérant que u_{SL} et k_s sont représentatifs des échelles u_s et l_s introduites dans (4), le modèle local d'absorption peut se mettre sous la forme

$$\frac{K_L}{u_{SL}} \sqrt{Sc} \sim Re_{SL}^n \quad (20)$$

où Re_{SL} est le nombre de Reynolds interfacial: $Re_{SL} = u_{SL} k_s / \nu_L$.

Sur la Fig. 8 on a représenté $K_L \sqrt{Sc} / u_{SL}$ en fonction de Re_{SL} et on a porté les lois théoriques de type (20) avec des exposants $n = 0,5$ et $n = -0,25$.

L'ensemble des résultats expérimentaux recouvre une plage très large de variation du nombre de Reynolds interfacial, $1 < Re_{SL} < 10^4$.

La Fig. 8 ne permet pas de valider directement un modèle d'absorption et le résultat le plus évident semble être

$$0,1 < \frac{K_L}{u_{SL}} \sqrt{Sc} < 0,2 \quad \text{pour } 10 < Re_{SL} < 10^4. \quad (21)$$

Le fait que l'exposant n dans la loi (20) soit faible, indique certainement le rôle prédominant des petites structures dissipatives dans le phénomène d'absorption.

Des paramètres autres que le nombre de Reynolds interfacial influencent aussi l'absorption. En effet, la structure de la zone interfaciale dépend aussi de la turbulence produite à la paroi et transportée vers l'interface. On peut traduire cet effet relatif en introduisant un nombre de Froude $Fr_G = u_{SG}^2 / gH_L$ qui compare l'effet du cisaillement interfacial à l'effet des forces de gravité.

La Fig. 9, (où l'on a représenté $K_L \sqrt{Sc} Re_{SL}^{0,25} / u_{SL}$ en fonction de Fr_G) montre qu'un modèle fondé sur le rôle prédominant des petits tourbillons ($n = -0,25$) est justifié pour les grandes valeurs de u_{SG}^2 / gH_L c'est à dire pour des écoulements du type 'films fortement cisailés'.

L'ensemble de nos résultats expérimentaux permet donc d'écrire

$$Si \frac{u_{SG}^2}{gH_L} > 2 \quad \text{et} \quad Re_{SL} > 100$$

$$\frac{K_L}{u_{SL}} \sqrt{Sc} = 0.5 Re_{SL}^{-0.25}. \quad (22)$$

Par contre, dans le cas où Re_{SL} est grand et u_{SG}^2 / gH_L est faible, alors il est difficile de conclure et différentes tentatives ne conduisent pas à une meilleure interprétation des résultats que celle qui est donnée par l'encadrement (21).

Une amélioration de la prévision exige certainement de mieux définir et caractériser la turbulence interfaciale dans la phase liquide.

5.3. Coefficient de frottement et nombre de Stanton d'absorption en fonction du nombre de Reynolds interfacial

Pour caractériser les interactions dynamiques et l'absorption on peut définir un coefficient de frottement interfacial f_s et un nombre de Stanton d'absorption St en prenant la vitesse du gaz \bar{U}_G comme vitesse de référence

$$f_s = \frac{\tau_s}{1/2 (\rho_G \bar{U}_G^2)} \quad (23)$$

$$St = \frac{K_L}{\bar{U}_G}. \quad (24)$$

La Fig. 10, où l'on a représenté f_s en fonction du nombre de Reynolds interfacial Re_{SG} et la Fig. 11, où l'on a représenté $St \sqrt{Sc}$ en fonction du nombre de Reynolds interfacial Re'_{SG} de l'équation (14) on tire: $k'_s = k_s (1 + \beta / Re_{SG})$ donc $Re'_{SG} = Re_{SG} + 3,18$ en prenant pour β une valeur moyenne] permettent quelques remarques sur l'analogie entre transfert de quantité de mouvement et absorption à l'interface.

Sur la Fig. 10 on a porté nos résultats et la courbe de

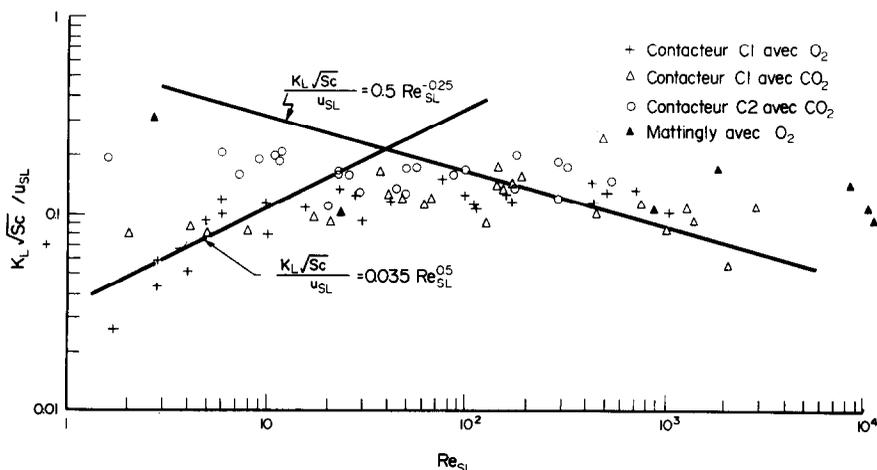


FIG. 8. Coefficient d'absorption et rugosité interfaciale.

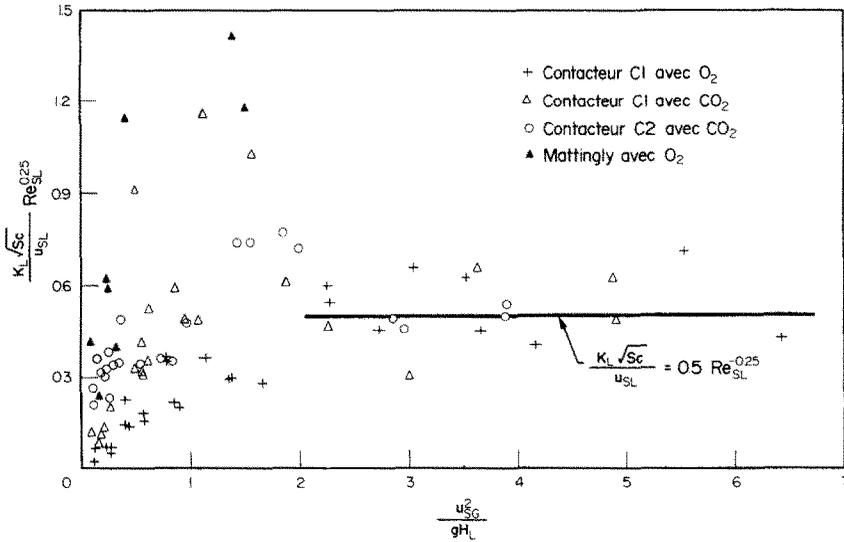


FIG. 9. Modèle de petits tourbillons et nombre de Froude.

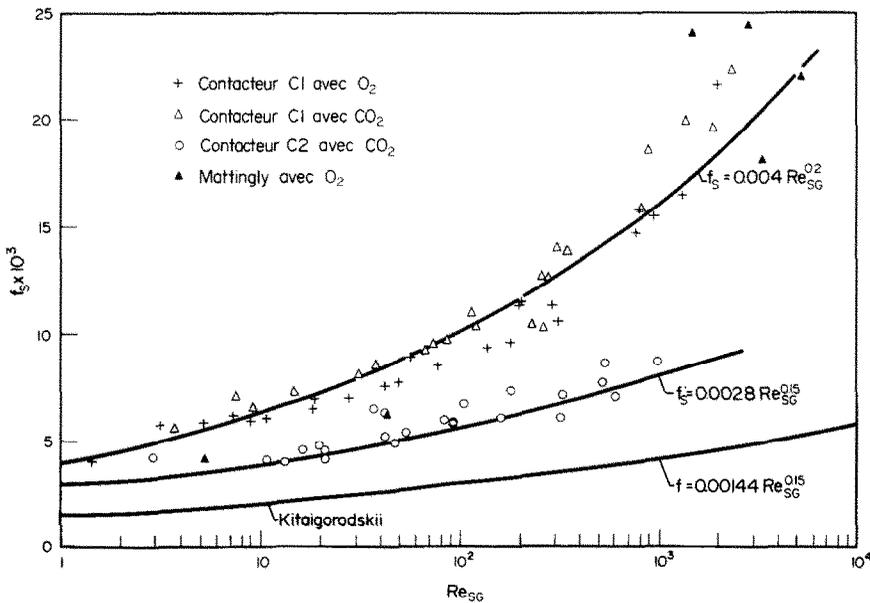


FIG. 10. Coefficient de frottement interfacial en fonction du nombre de Reynolds interfacial.

Kitaigorodskii qui regroupe des essais à l'interface océan atmosphère. On constate que les différences entre ces résultats proviennent surtout des dimensions géométriques des écoulements, ce qui peut entraîner l'idée d'un développement de vagues de types différents. D'ailleurs, [24] des spectres de vagues et de turbulence dans la phase liquide, réalisés dans les deux installations expérimentales ont permis de mettre en évidence une différence de structure des vagues dans les contacteurs 1 et 2. Si le coefficient de frottement interfacial paraît sensible aux échelles caractérisant l'organisation et la propagation des vagues, le nombre

de Stanton, Fig. 11, paraît moins influencé dans la mesure, où l'ensemble des résultats, obtenus sur les deux contacteurs, se regroupent de manière satisfaisante suivant une loi du type

$$\frac{K_L \sqrt{Sc}}{\bar{U}_G} = \alpha [1 - \beta \exp(\gamma Re'_{SG})] \quad (25)$$

avec: $\alpha = 0.35 \cdot 10^{-3}$; $\beta = 0.85$ et $\gamma = -0.02$. Bien que les points obtenus dans le contacteur 2 pour des fetches courts où l'on observe des valeurs de k_s faibles, caractéristiques des vagues de capillarité, s'écartent de cette loi ainsi d'ailleurs que les points

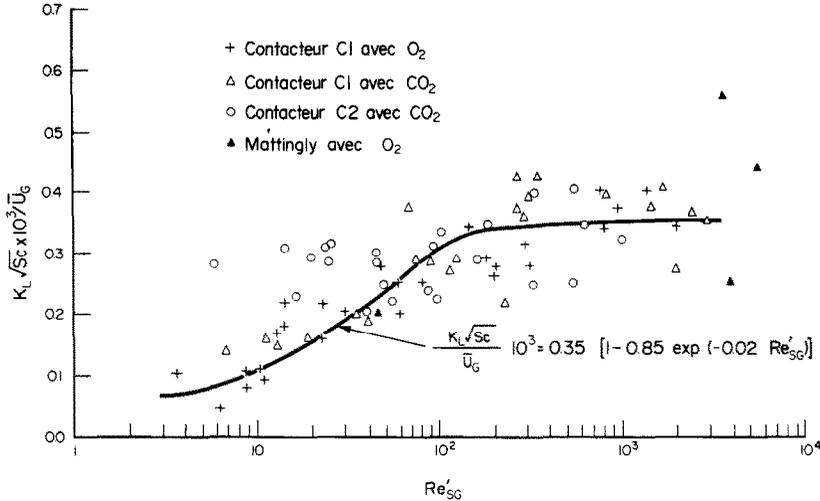


FIG. 11. Nombre de Stanton d'absorption et nombre de Reynolds interfacial.

obtenus par Mattingly pour des vitesses de vent supérieures à 12 m/s ($Re'_{SG} > 3000$) qui laissent supposer la présence d'un régime de vagues déferlantes.

6. CONCLUSIONS

La tentative de critique des modèles d'absorption que nous venons d'exposer a montré d'une part que

$$0.1 < \frac{K_L \sqrt{Sc}}{u_{SL}} < 0.2 \quad \text{pour} \quad 10 < Re_{SL} < 10^4$$

et confirmé, vu la faible valeur de l'exposant n dans la relation (20), qu'un modèle d'absorption fondé sur le rôle prédominant des petits tourbillons paraît justifié. d'autre part que la loi

$$\frac{K_L \sqrt{Sc}}{U_G} = 0.35 \cdot 10^{-3} [1 - 0.85 \exp(-0.02 Re'_{SG})]$$

lisse de manière satisfaisante les résultats obtenus sur les deux contacteurs pour des régimes de vagues excluant les vagues de capillarité et les vagues déferlantes.

Cette tentative trouve ses limites dans le choix de la vitesse de frottement interfacial et de la rugosité interfaciale comme échelles caractéristiques de la turbulence de la phase liquide dans la zone interfaciale. En effet comme nous venons de le voir, le rôle de la rugosité interfaciale vis à vis des différentes structures de vagues (depuis les vagues de capillarité jusqu'aux vagues déferlantes) n'est pas unique.

En conclusion, on peut penser que la difficulté du choix d'une échelle de longueur de la turbulence ne pourra être levée que lorsqu'on disposera d'une analyse expérimentale fine de la région diphasique interfaciale.

C'est vers cet objectif que tendent nos recherches à l'heure actuelle.

REFERENCES

1. M. Thomas, J. Hanratty et James M. Engen, Interaction between a turbulent air stream and moving water surface, *A.I.Ch.E. JI* **3**, 299-304 (1957).
2. G. M. Hidy et E. J. Plate, Wind action on water standing in a laboratory channel, *J. Fluid Mech.* **26**, 651-687 (1966).
3. M. Léonard, S. Cohen et J. Hanratty, Effect of waves at a gas-liquid interface on a turbulent air flow, *J. Fluid Mech.* **31**, 467-479 (1968).
4. J. Wu, Laboratory studies of wind wave interactions, *J. Fluid Mech.* **34**, 91-111 (1968).
5. P. C. Chang, E. J. Plate et G. M. Hidy, Turbulent air flow over the dominant component of wind generated water waves, *J. Fluid Mech.* **47**, 183-208 (1971).
6. J. Wu, Wind induced entrainment across a stable density interface, *J. Fluid Mech.* **61**, 275-287 (1973).
7. Ramamonjisoa, Contribution à l'étude de la structure statistique et des mécanismes de génération de vagues de vent. Thèse de Docteur ès-sciences Université de Provence, Aix-Marseille I. (1972).
8. M. F. Coantic, Les mécanismes couplés de transfert et transformation d'énergie à travers l'interface océan-atmosphère, *Sixième Congrès International sur le Transfert de chaleur*. Toronto (Canada) (1978).
9. L. Street, Turbulent heat and mass transfers across a rough, air-water interface: a simple theory, *Int. J. Heat Mass Transfer* **22**, 885-899. (1979).
10. G. E. Fortescue et J. R. A. Pearson, On gas absorption into a turbulent liquid, *Chemical Eng. Sci.* **22**, 1163-1176 (1967).
11. J. C. Lamont et D. S. Scott, An eddy cell model of mass transfer into the surface of a turbulent liquid, *A.I.Ch.E. JI* **16**, 513-519 (1970).
12. V. G. Levich, *Physico-Chemical Hydrodynamics*. Prentice Hall (1962).
13. J. J. Davies, *Turbulence Phenomena*. Academic Press (1972).
14. W. H. Henstock et T. J. Hanratty, Gas absorption by a liquid layer flowing on the wall of a pipe, *A.I.Ch.E. JI* **25**, 122-131 (1979).
15. H. Ueda, R. Moller, S. Komori et T. Mizushima, Eddy diffusivity near the free surface of open channel flow, *Int. J. Heat Mass Transfer* **20**, 1127-1136 (1977).
16. H. J. Danckwerts, Significance of liquid film coefficient on gas absorption, *Eng and Proc. Dev.* **43**, 1460-1467 (1951).

17. S. Banerjee, D. S. Scott et R. Rhodes, Mass transfer to falling wavy liquid films in turbulent flow, *Indust. Enging Chem. Fund.* 7, 22–26 (1968).
18. B. Caussade, L. Masbernat et Y. Tsacoyannis, Absorption in co-current gas–liquid stratified flow, *Proceedings of International Seminar on momentum Heat, and Mass Transfer*. Dubrovnik, 4–9 Sept. (1978).
19. Y. Tsacoyannis, Etude de l'absorption d'un gaz par un liquide en écoulement turbulent stratifié, Thèse de Docteur-Ingénieur. Université Paul Sabatier de Toulouse (1976).
20. L. Aisa, Absorption à un interface gaz–liquide en écoulement stratifié ou ondulé, Thèse de Docteur-Ingénieur. Institut National Polytechnique de Toulouse (1978).
21. T. R. Camp, *Water and its Impurities*. Reinhold, New-York (1963).
22. Ch. Suzanne, Etude d'un écoulement stratifié gaz–liquide, Thèse de Docteur-Ingénieur. Université Paul Sabatier de Toulouse (1977).
23. A. Hadj Fredj Structure cinématique de l'écoulement stratifié ou ondulé d'un gaz et d'un liquide, Thèse de Docteur-Ingénieur. Institut National Polytechnique de Toulouse (1978).
24. B. Gayral, Bilans d'énergie turbulente en écoulement stratifié cocourant de gaz et de liquide, Thèse de 3ème cycle. Institut National Polytechnique de Toulouse (1979).
25. A. L. Downing et G. A. Truesdale, Some factors affecting the rate of solution of oxygen in water. *J. Appl. Chem.* 5, 570–581 (1955).
26. G. E. Mattingly, Experimental study of wind effects on reaeration. *J. Hydraulics Division ASCE*. Hy3. 103, 311–323 (1977).
27. F. L. Thackston, Longitudinal mixing and reaeration in national streams, Ph.D. Thesis (1966).
28. S. A. Kitaigorodskii. *The Physics of Air-Sea Interaction*. I.P.S.T. Jesuralem (1973).

Abstract—When carrying out experiments on absorption of oxygen or carbon dioxide in cocurrent stratified gas–liquid flows, we have determined absorption coefficient, interfacial shear stress and an interfacial roughness.

Using these results, we perform a critical study of local absorption models with interfacial shear velocity and interfacial roughness as a scaling of turbulence of the liquid phase in the interfacial region. By these means we show the fundamental role of dissipative structures in absorption phenomena. We propose in conclusion a practical formula to calculate an absorption coefficient useful for very large variations of interfacial Reynolds number.

AUSTAUSCH GELÖSTER GASE IN GAS-FLÜSSIGKEITS-SCHICHTSTRÖMUNGEN

Zusammenfassung—Bei der Durchführung von Versuchen über die Absorption von Sauerstoff und Kohlendioxid in Gas-flüssigkeits-Schichtströmungen bei Gleichstrom haben wir den Absorptionskoeffizienten, die Grenzflächenschubspannung und die Grenzflächenrauigkeit bestimmt. Anhand dieser Ergebnisse führen wir eine kritische Studie über die örtlichen Absorptionsmodelle durch mit der Grenzflächengeschwindigkeit und -rauigkeit als Maßstab für die Turbulenz der flüssigen Phase im Grenzflächenbereich. Hierdurch zeigen wir die fundamentale Bedeutung dissipativer Strukturen bei Absorptionserscheinungen. Als Schlußfolgerung schlagen wir eine praktische Beziehung zur Berechnung eines Absorptionskoeffizienten vor, die für einen sehr großen Bereich der Reynoldszahl an der Grenzfläche geeignet ist.

МАССООБМЕН РАСТВОРЕННЫХ ГАЗОВ В СТРАТИФИЦИРОВАННЫХ ГАЗО-ЖИДКОСТНЫХ ПОТОКАХ

Аннотация — В экспериментах по абсорбции кислорода или двуокиси углерода в спутных стратифицированных газо-жидкостных потоках определены коэффициент поглощения, межфазное напряжение сдвига и шероховатость поверхности раздела фаз. На основе полученных результатов проведено исследование моделей локальной абсорбции с межфазной скоростью сдвига, в которых межфазная шероховатость использовалась как масштаб турбулентности жидкой фазы в межфазной области. Показана существенная роль диссипативных структур в процессе абсорбции. Предложена рабочая формула для расчета коэффициента поглощения, которая может использоваться в случае значительного изменения числа Рейнольдса.