

ÉCHANGE DE MASSE ENTRE PHASES CONSTITUÉES PAR DES MÉLANGES

LOUIS KAISER†

Laboratoire de Chimie de l'Ecole Centrale, Paris

(Received 23 January 1961)

Résumé—L'étude de l'échange de masse entre phases constituées par des mélanges révèle l'existence de domaines de variation de la hauteur globale de l'unité de transfert distincts suivant la nature du régime d'écoulement. En écoulement non purement laminaire, la théorie des films interfaciaux exprime mal les faits.

Par un procédé optique sont mises en évidence des déformations interfaciales que n'envisageait pas la théorie des films.

Pour traduire les écarts à la théorie des films, on propose une fonction γ , susceptible d'une détermination expérimentale et unique pour tout domaine d'écoulement.

Le développement du modèle ondulatoire d'oscillateurs couplés, introduit ici, permet de retrouver par voie théorique la fonction expérimentale γ et d'en préciser l'expression formelle.

Abstract—The study of mass transfer between phases composed of solutions shows the existence of distinct ranges of variation of the height of an overall transfer unit depending on the nature of the flow regime. In flows which are not purely laminar the two film theory does not offer a good explanation of the results.

Interfacial deformations which are not accounted for in the film theory are demonstrated by an optical method.

To explain these deviations from film theory, a function γ is proposed; this function can be determined experimentally and is the same for the flow regime.

The development of a wave model of coupled oscillators, introduced here, makes it possible to find theoretically the experimental function γ and to give a formal expression for the function.

Zusammenfassung—Die Untersuchung des Stoffaustausches zwischen Mischphasen zeigt, dass der Änderungsbereich der gesamten Höhe der Übertragungseinheit je nach dem Strömungszustand verschieden ist. In nicht rein laminarer Strömung gibt die Theorie der Grenzflächenfilme die Tatsachen schlecht wieder.

Durch ein optisches Verfahren werden Grenzflächendeformationen nachgewiesen, die die Filmtheorie nicht berücksichtigt hat.

Um die abweichungen auf die Filmtheorie zu übertragen, wird eine Funktion γ angenommen, die sich experimentell bestimmen lässt und die für jeden Strömungsbereich einheitlich ist.

Die Entwicklung eines Wellenmodells mit gekoppelten Schwingern, wie es hier eingeführt wird, erlaubt eine theoretische Deutung der experimentellen Funktion γ , wodurch der formale Ausdruck präzisiert wird.

Аннотация—Исследование явлений массопереноса между фазами смешения показывает, что интенсивность этого процесса зависит от состояния потока. Теория пограничного слоя, вводимая для описания процессов обмена в турбулентном потоке, плохо отражает сущность данного явления.

Оптическим способом доказана деформация пограничной плёнки, которая не была отражена плёночной теорией.

Для учёта этого фактора вводится определяемая экспериментально поправочная функция γ , единая для любого потока.

Для теоретической трактовки введенной функции γ создана волновая модель явления со связанными вибраторами, позволяющая объяснить физическую сущность этой величины и обосновывающая её формальное введение.

† Docteur ès Sciences.

NOTATIONS UTILISÉES

N_G ,	nombre global d'unités de transfert rapporté aux paramètres de la phase gazeuse;	Ω et Ω_s ,	fonctions ψ et τ , respectivement;
x et y ,	composition de la phase liquide et de la phase gazeuse respectivement (fraction molaire du constituant le plus volatil);	ω ,	pulsations des fonctions θ et φ , respectivement;
y^* ,	composition de la phase gazeuse en équilibre thermodynamique avec le liquide de composition x ;	t ,	pulsation de couplage;
y_1 et y_2 ,	composition de la vapeur à la base et au sommet de la colonne, respectivement;	$\lambda, k, A, \alpha, \beta, \delta, \epsilon, \Gamma, \alpha', \beta', \delta', \epsilon', \Gamma'$,	temps;
H_G ,	hauteur globale de l'unité de transfert liée aux paramètres de la phase vapeur;		constantes.
Z ,	hauteur de la colonne;		
G ,	débit molaire du gaz par unité de section droite de la colonne;		
\mathcal{R}_G ,	nombre de Reynolds de la phase gazeuse;		
a ,	aire active de la surface d'échange par unité de volume de la colonne;		
$K_G a$,	coefficient global de transport (défini dans le texte);		
n_D^{25} ,	indice de réfraction par rapport à la raie D du sodium, à 25°C;		
n_1 et n_2 ,	indice de réfraction des mélanges prélevés à la base et au sommet de la colonne, respectivement;		
$\gamma = \frac{N_G}{N_G^0} = \frac{H_G^0}{H_G}$	fonction d'écart proposée; où N_G^0 est le nombre global d'unités de transfert théorique, selon la théorie des films, et H_G^0 la hauteur globale de l'unité de transfert correspondante;		
θ et φ ,	fonctions harmoniques associées au mouvement de la phase vapeur et à celui de l'interface, au moyen des		

L'ÉTUDE du transport de masse est ici facilitée par l'application de la notion d'unité de transfert [1] à une rectification en tube vide.

La variable fondamentale est le nombre de Reynolds qui caractérise bien la nature de l'écoulement au travers duquel les constituants de chaque phase diffusent. Mais on peut envisager l'influence de cette variable sur le comportement de l'interface qui subit, à partir d'une certaine vitesse, des déformations qui, agitant les phases plus ou moins en profondeur, en facilitent l'échange des constituants.

EXPRESSIONS DISTINCTES ET EXPRESSIONS UNIFIÉES DE L'ÉCHANGE DE MASSE POUR DIVERS ÉCOULEMENTS

Expressions distinctes

Définition et détermination des unités de transfert. Le nombre global N_G d'unités de transfert pour la phase vapeur [1] est défini par l'intégrale suivante:

$$N_G = \int_{y_1}^{y_2} \frac{dy}{y^* - y}$$

dans laquelle y^* est la composition de la vapeur qui serait en équilibre thermodynamique avec le liquide de composition x , en un point donné de la colonne où la composition réelle de la vapeur est y . Les limites d'intégration y_1 et y_2 représentent les compositions respectives de la vapeur à la base et au sommet de la colonne. Nous exprimerons les compositions en fraction molaire du constituant le plus volatil.

La hauteur globale H_G de l'unité de transfert liée aux paramètres de la phase vapeur:

$$H_G = \frac{Z}{N_G} = \frac{G}{K_G a}$$

s'exprime [2] en terme résistance au transport $1/K_G a$, en appelant:

- Z, la hauteur de la colonne;
 G, le débit molaire de la phase gazeuse par unité de section droite de la colonne;
 ($K_G a$), le coefficient global de transport qui est le nombre de molécules diffusées par unité de temps, unité de volume et unité de fraction molaire où apparaît l'aire a de la surface d'échange par unité de volume;
 N_G , le nombre global d'unités de transfert.

La quantité N_G est obtenue à partir du diagramme expérimental d'équilibre liquide-vapeur qui relie y^* à x et à partir de la courbe opératoire qui lie x à y . (Sous reflux total nous aurons $x = y$.)

Dans la détermination pratique de l'enrichissement (y_1, y_2) on remplace les compositions des mélanges par les indices de réfraction correspondants, après avoir établi une courbe d'étalonnage.

Evolution expérimentale de la hauteur globale de l'unité de transfert avec le régime d'écoulement. A partir des données expérimentales de l'équilibre liquide-vapeur [3], nous avons dressé, pour un mélange de 1,2-dichloréthane et de

toluène, le Tableau 1 de valeurs de l'intégrale indéfinie $\int dy/(y^* - y)$ en fonction de l'indice de réfraction pour la raie D à 25°C.

Le pouvoir de résolution $\int_{y_1}^{y_2} dy/(y^* - y)$ se déduit de la différence des valeurs du tableau qui correspondent aux indices des mélanges prélevés au sommet (n_2) et à la base (n_1) de la colonne expérimentée, voisine de celle de Chahvekilian [4], où les débits sont mesurés avec un chronomètre au 1/10 de seconde et convertis en nombres de Reynolds \mathcal{R}_G de la phase gazeuse.

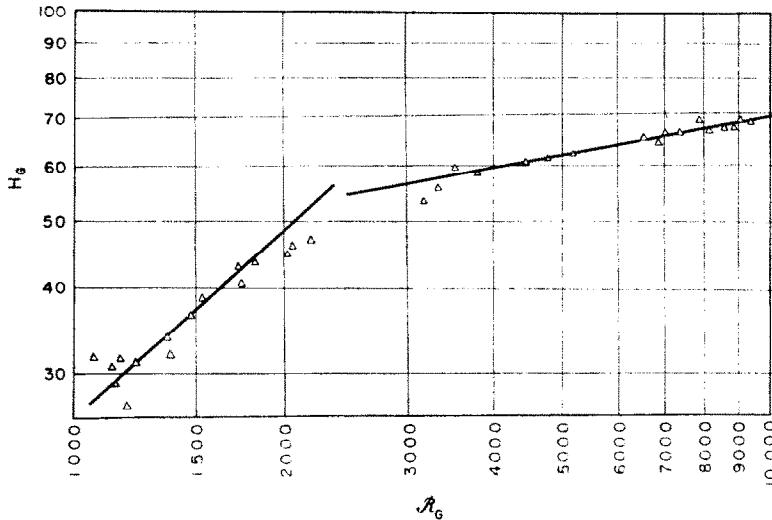
D'où le Tableau 2 (a) des résultats relatifs à une composition moyenne de rectification de 0,65 et leur traduction graphique (Fig. 1).

Tableau 2 (a) et (b)

(a) et (b) \mathcal{R}	n_1	n_2	N_G	(a) (b) H_G	(b) γ
1070	1,4726	1,4543	2,21	31,7	0,88
1145	1,4726	1,4540	2,26	31,0	0,96
1150	1,4730	1,4536	2,40	29,2	1,02
1160	1,4730	1,4546	2,22	31,6	0,96
1200	1,4730	1,4525	2,60	27,0	1,15
1235	1,4736	1,4550	2,23	31,4	1,02
1360	1,4680	1,4526	2,04	31,4	1,01
1377	1,4626	1,4543	2,19	32,0	1,11
1480	1,4680	1,4533	1,90	36,8	1,04
1530	1,4680	1,4539	1,80	39,0	1,02
1740	1,4683	1,4555	1,62	43,2	1,05
1740	1,4683	1,4550	1,70	41,2	1,10
1819	1,4686	1,4560	1,60	43,8	1,12
2030	1,4683	1,4553	1,64	42,7	1,23
2058	1,4695	1,4566	1,52	46,1	1,16
2200	1,4690	1,4563	1,50	46,7	1,22
3179	1,4690	1,4576	1,31	53,5	1,54
3300	1,4693	1,4583	1,26	55,6	1,54
3500	1,4669	1,4569	1,18	59,4	1,53
3780	1,4673	1,4570	1,20	58,4	1,68
4448	1,4690	1,4583	1,16	60,5	1,91
4790	1,4673	1,4575	1,14	61,5	2,01
5208	1,4673	1,4576	1,12	62,5	2,16
6549	1,4673	1,4580	1,06	66,1	2,58
6875	1,4669	1,4576	1,08	65,0	2,74
7050	1,4693	1,4600	1,04	67,4	2,72
7375	1,4676	1,4583	1,04	67,4	2,85
7950	1,4673	1,4585	1,00	70,0	2,96
8100	1,4669	1,4579	1,04	67,4	3,10
8600	1,4669	1,4580	1,02	68,6	3,26
8800	1,4673	1,4576	1,02	68,6	3,34
9000	1,4693	1,4603	1,00	70,0	3,34
9310	1,4676	1,4586	1,00	70,0	3,46

Tableau 1

n_D^{25}	$\int \frac{dy}{y^* - y}$
1,4912	0
1,4890	0,75
1,4868	1,20
1,4845	1,45
1,4822	1,76
1,4798	2,05
1,4774	2,31
1,4750	2,57
1,4727	2,82
1,4703	3,08
1,4678	3,34
1,4665	3,62
1,4625	3,92
1,4598	4,25
1,4570	4,62
1,4542	5,06
1,4513	5,61
1,4484	6,33
1,4456	7,62
1,4426	∞

FIG. 1. $H_G = f(R_G)$.

On déduit de ces résultats les expressions empiriques de la variation de la hauteur globale de l'unité de transfert H_G en fonction du nombre de Reynolds.

(1) Pour l'écoulement laminaire:

$$H_G = 0,0547 \cdot R_G^{0,89}. \quad (1)$$

L'exposant de R_G est voisin de l'unité. Ceci concorde assez avec certains résultats expérimentaux et théoriques [5-8].

(2) Pour l'écoulement turbulent:

$$H_G = 13,8 \cdot R_G^{0,19}. \quad (2)$$

Cette loi s'accorde avec d'autres relations [1, 5, 9-12].

De ces deux types d'expressions distinctes nous avons pu dégager [13] l'existence d'une structure commune cependant insuffisante pour représenter, sous la même forme, le domaine de transition qui apparaît entre $R_G = 2000$ et $R_G = 3600$, dans cette étude.

N'est-il pas possible de réunir ces trois domaines en une seule expression sous une notion continue?

Expressions unifiées écarts à la théorie des films

La théorie des films [14] localise toute la

résistance au transport de masse dans deux régions situées de part et d'autre de l'interface, régions appelées films interfaciaux.

Le procédé que nous proposons ici permet la détermination d'une loi empirique de la variation des écarts à la théorie des films, sans formuler d'abord d'hypothèse sur la nature de tels écarts. Plus loin, une interprétation quantitative sera abordée en proposant alors la notion d'oscillateurs couplés.

Représentation des écarts à la théorie des films interfaciaux. Introduisons le quotient γ du nombre d'unités de transfert expérimental N_G par le nombre d'unités de transfert N_G^0 que donne la rectification quand la théorie des films est vérifiée. Considérons les hauteurs H_G^0 et H_G de l'unité de transfert qui correspondent respectivement à N_G^0 et N_G . On a évidemment, pour une colonne donnée:

$$\gamma = \frac{H_G^0}{H_G}$$

Suivant la théorie des films [2], H_G^0 est de la forme kR_G ($k = C^{te}$) relativement vérifiée par les données expérimentales pour le domaine laminaire d'écoulement.

Dans ce domaine nous avons, en effet, à partir de $R_G = 1000$, l'expression réelle (1).

Admettons que nos résultats ne divergent de

façon sensible des valeurs théoriques qu'à partir de $\mathcal{R}_G = 1000$. Nous aurons encore, à ce régime, égalité entre notre expression empirique (1) et l'expression théorique $H_G^0 = k\mathcal{R}_G$. Ceci conduit à adopter, pour le mélange et le tube vide envisagés, l'expression conforme à la théorie des films:

$$H_G^0 = 26 \cdot 10^{-3} \cdot \mathcal{R}_G. \quad (3)$$

Loi de variation de la fonction γ avec le régime d'écoulement. L'expressions (3) de H_G^0 et nos données expérimentales de H_G (Tableau 2a) relatives à diverses valeurs de \mathcal{R}_G permettent le calcul de la fonction γ (Tableau 2b).

D'où la représentation graphique suivante (Fig. 2) de la variation des écarts à la théorie des films, qui présente l'allure d'une hyperbole dont nous établissons l'équation théorique, en proposant une interprétation ondulatoire de ces écarts.

Analyse de la courbe et conclusion. (a) L'existence d'expressions (1) et (2) de la hauteur de l'unité de transfert, distinctes suivant que l'écoulement est laminaire ou turbulent; cette discontinuité s'explique ici par la variation continue des écarts à la théorie des films interfaciaux. (b) On peut conserver la structure formelle de la théorie des films si l'on remplace H_G par le produit γH_G . Notre fonction γ joue ici le même rôle que le coefficient d'activité dans la thermodynamique des mélanges en phase fluide.

ASPECT ONDULATOIRE DES PHÉNOMÈNES

La théorie des films [14] n'envisage aucune *perturbation possible* à la surface de séparation des phases en présence.

Examinons ce que révèle une étude du comportement de l'interface.

Caractérisation du profil interfacial

Pour mettre en évidence le profil de l'interface liquide-vapeur, nous avons imaginé le procédé suivant:

La colonne en verre est entourée d'un écran opaque (O) sur lequel nous avons pratiqué une ouverture annulaire (A) (Fig. 3).

Le système optique permet d'éclairer la colonne par un faisceau de rayons quasi parallèles à l'axe de symétrie de la colonne. La lumière frappe l'interface sous une incidence quasi rasante. Les rayons qui émergent au travers de l'espace annulaire (A), sont recueillis sur un écran d'observation (E).

En régime laminaire lent on observe un anneau lumineux. *Si l'interface présente des déformations*, on doit observer des modifications de l'anneau lumineux.

Résultats de l'expérience. L'idéal eût été de filmer le phénomène. Nous avons dû procéder par photographie, en faisant de la pose. Une interprétation est possible, si l'on adopte, pour une même série d'expériences à divers régimes d'écoulement, un même temps de pose. On

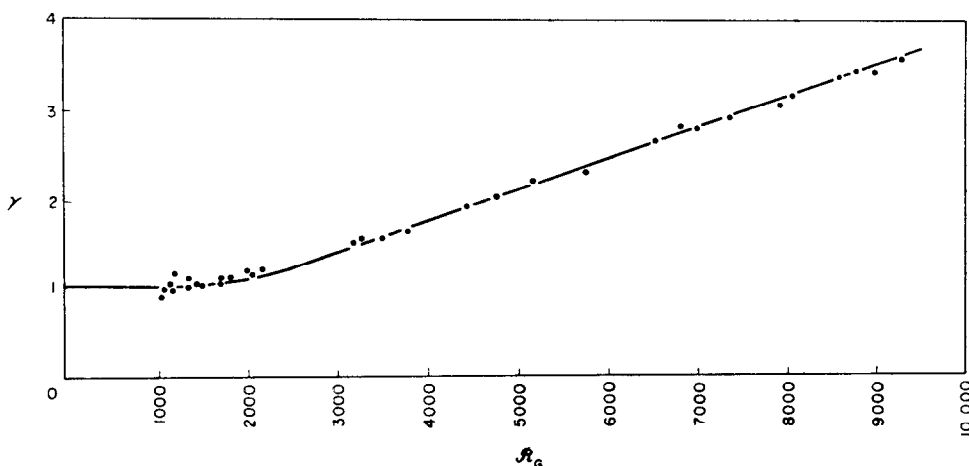


FIG. 2. Variations de la fonction d'écart γ .

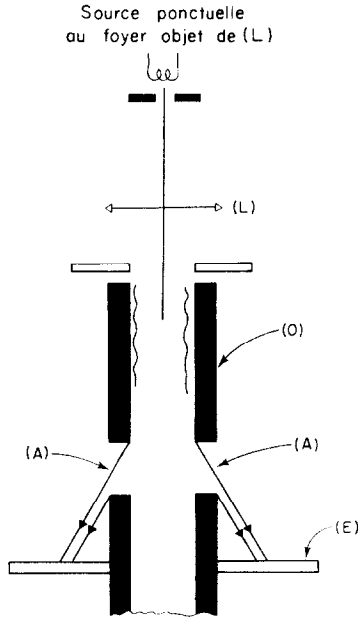


FIG. 3. Dispositif de mise en évidence des déformations interfaciales.

impressionne le papier sensible disposé sur l'écran d'observation.

En absence de tout écoulement, on obtient un anneau caractérisé par un certain éclaircissement. Lorsque l'interface oscille, deux halos entourent l'anneau initial.

(a) L'intensité de tels halos enregistre une valeur moyenne des positions successivement occupées par l'anneau oscillant pendant la pose.

(b) Ces halos donnent une image de l'amplitude des déformations: ils s'élargissent à mesure que le régime d'écoulement croît. On arrive finalement à un éclaircissement uniforme.

Nous présentons ci-dessous deux enregistrements du phénomène (Figs. 4 et 5).

Interprétation ondulatoire des écarts à la théorie des films

Envisageant les perturbations observées à l'interface, nous allons substituer, au schéma statique de la théorie des films, un modèle ondulatoire d'oscillateurs couplés.

L'état de l'interface est, en première approximation, uniquement conditionné par le régime d'écoulement des phases, donc par le nombre de Reynolds. Nous supposons qu'en régime

permanent, l'interface, soumis à des déformations, se comporte comme un système oscillant, sous l'action du régime d'écoulement assimilé à un oscillateur qui impose les vibrations interfaciales de couplage.

Pour vérifier une telle hypothèse, nous poserons le système suivant:

$$\Omega^2 = \mathcal{R}_G \cdot \psi \quad (4)$$

$$\omega^2 = \gamma \cdot \tau \quad (5)$$

$$\Omega_i^2 = \lambda \cdot \tau \quad (6)$$

qui exprime que:

(a) Au nombre de Reynolds \mathcal{R}_G mesurable, nous associons une onde de pulsation Ω au moyen de la fonction ψ dont l'équation (4) est l'équation de définition.

(b) A l'effet de la perturbation interfaciale (exprimé ici par le terme adimensionnel γ proposé plus haut) est associée une onde de pulsation ω (de couplage) au moyen de la fonction τ , définie par l'équation (5), analogue à la fonction ψ .

(c) La pulsation Ω_i de l'interface oscillant, pris isolément sera exprimée par l'équation (6); où λ est une constante.

Soient θ et φ les fonctions harmoniques correspondant respectivement au mouvement de la phase gazeuse et à l'interface oscillant, liées aux pulsations des relations (4) et (6). Les équations différentielles générales du mouvement sont, pour les deux oscillateurs couplés:

$$\begin{cases} \alpha \frac{d^2\theta}{dt^2} + \beta \frac{d^2\varphi}{dt^2} + \delta \frac{d\theta}{dt} + \Gamma\theta = \epsilon \frac{d\theta}{dt}; \\ \alpha' \frac{d^2\varphi}{dt^2} + \beta' \frac{d^2\theta}{dt^2} + \delta' \frac{d\varphi}{dt} + \Gamma'\varphi = \epsilon' \frac{d\varphi}{dt}. \end{cases}$$

Nous supposons qu'en régime de fonctionnement stationnaire (donc entretenue):

(a) L'amortissement est compensé par l'entretien du mouvement ($\delta = \epsilon$, $\delta' = \epsilon'$).

(b) L'action mutuelle est parfaite ($\beta = \beta'$) et le terme α' doit son existence au régime d'écoulement ($\beta = \beta' = \alpha'$). D'où le système:

$$\begin{cases} \frac{d^2\theta}{dt^2} + \frac{\beta}{\alpha} \frac{d^2\varphi}{dt^2} + \frac{\Gamma\theta}{\alpha} = 0; \\ \frac{d^2\varphi}{dt^2} + \frac{d^2\theta}{dt^2} + \frac{\Gamma'}{\alpha'} \varphi = 0. \end{cases}$$

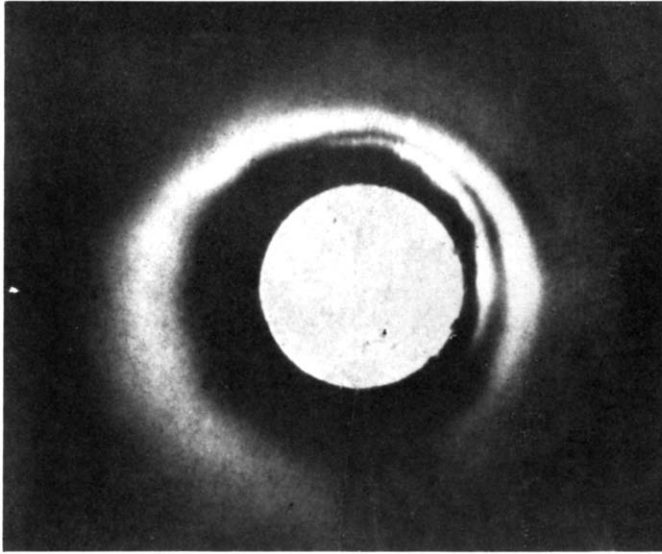


FIG. 5. Deformations interfaciales

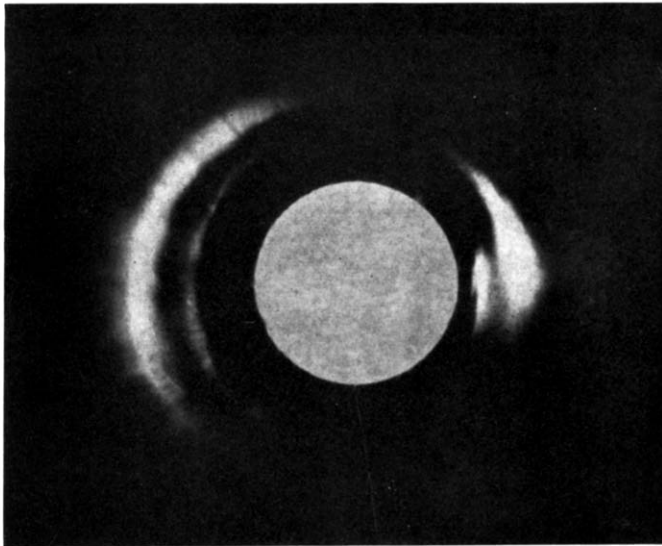


FIG. 4. Deformations interfaciales

Il est aisé de voir que Γ/a représente le carré de la pulsation Ω propre au régime d'écoulement. De la même façon symétrique, on a: $\Gamma'/a' = \Omega_i^2$.

D'où le nouveau système:

$$\begin{cases} -\theta\omega^2 - A\omega^2\varphi + \Omega^2\theta = 0 \\ -\varphi\omega^2 - \omega^2\theta + \Omega_i^2\varphi = 0 \end{cases}$$

en posant $\beta/a = A$, analogue à un coefficient de couplage. Le terme ω est la pulsation commune prise par les deux systèmes envisagés, déjà définie par l'équation (5). On en déduit:

$$(\Omega^2 - \omega^2)(\Omega_i^2 - \omega^2) = A\omega^4.$$

La réciprocité de l'action mutuelle entre les deux systèmes couplés exige, sinon l'égalité des fonctions ψ et τ , du moins la proportionnalité $\psi = k\tau$. D'où, en revenant aux équations de définition:

$$(k\mathcal{R}_G - \gamma)(\lambda - \gamma) = A\gamma^2.$$

On déterminera λ en écrivant que l'écart à la théorie des films, dû aux oscillations de l'interface, est négligeable lorsque \mathcal{R}_G tend vers zéro: $\mathcal{R}_G = 0; \gamma = 1$. D'où la relation:

$$(\gamma - k\mathcal{R}_G)(\gamma + A - 1) = A\gamma^2.$$

Les valeurs du tableau suivant:

\mathcal{R}_G	1150	8800	Mélange 1,2-dichloréthane-toluène
γ	1,02	3,34	

permettent, pour le système envisagé, de préciser k et A . En rapportant ces valeurs à l'échelle graphique de la Fig. 2 on a:

$$A = 0,03; \quad k = 0,36.$$

L'étude mathématique de la courbe:

$$(\gamma - 0,36\mathcal{R}_G)(\gamma - 0,97) = 0,03\gamma^2$$

montre qu'il s'agit d'une hyperbole d'asymptotes:

$$\gamma = 0,97; \quad \gamma = 0,37\mathcal{R}_G + 0,03.$$

Le centre est défini par:

$$\gamma = 0,97; \quad \mathcal{R}_G = 2,55.$$

Vérification expérimentale de la théorie proposée. Notre courbe théorique se superpose bien à la courbe expérimentale d'écart (Fig. 2) et nous retrouvons par voie théorique la loi de variation des écarts à la théorie des films, comme le montre la représentation graphique (Fig. 6).

Compte tenu de l'échelle graphique, le centre de l'hyperbole correspond à la zone de transition localisée plus haut entre $R_G = 2000$ et $R_G = 3600$.

Les deux formes empiriques de la hauteur de l'unité de transfert (1) et (2) correspondent aux régions asymptotiques de la loi présentée. Il est un fait que les auteurs ont seulement vérifié ce type d'expression en régime turbulent extrême [1, 5, 9-12] et laminaire pur [5-8], le

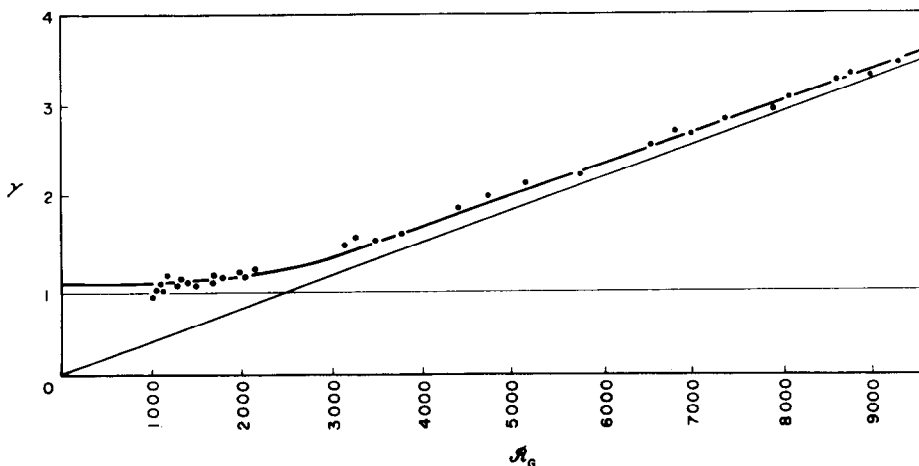


FIG. 6. Courbe théorique de la fonction d'écart γ .

domaine de transition échappant à ce genre de représentation.

Conclusion sur la théorie proposée

Sans sous-estimer la classification en régime d'écoulement laminaire et en régime d'écoulement turbulent, nous pensons qu'il est commode de parler d'un régime oscillant et d'un régime non oscillant de l'interface. Le régime non oscillant de l'interface correspond au *seul* régime laminaire d'écoulement où la théorie des films est satisfaite. Le régime oscillant de l'interface s'installe progressivement, à partir d'une certaine vitesse, dans l'écoulement laminaire: la théorie des films est satisfaite *de manière approchée*. La fréquence des oscillations augmente rapidement, à partir de la zone de transition, au-delà de laquelle les *écarts importants* à la théorie des films vont croissant.

Le modèle proposé permet la formulation d'un transport de masse, essentiellement variable avec le régime d'écoulement, en rapportant ce transport à une expression de référence $H_G^0 = k\mathcal{R}_G$ résultant de la théorie des films.

Plus généralement, si la théorie des films avait été mal vérifiée dans l'écoulement laminaire, nous aurions pu choisir, comme expression de référence, la loi expérimentale $H_G^0 = k\mathcal{R}_G^\alpha$ du transport en écoulement laminaire où α eût alors pu être bien différent de l'unité.

BIBLIOGRAPHIE

1. T. H. CHILTON et A. P. COLBURN, Distillation and absorption in packed columns. *Industr. Engng Chem.* **27**, 255 (1935).
2. J. M. COULSON et J. F. RICHARDSON, *Chem. Engng (Distillation)* t II, Pergamon Press, Paris (1955).
3. C. A. JONES, E. M. SCHOENBORN et A. P. COLBURN, Equilibrium still for miscible liquids. *Industr. Engng Chem.* **35**, 666 (1943).
4. E. CHAHVEKILIAN, Contribution à l'étude de la distillation et à l'échange de matière entre phases. *Revue de l'Inst. Franç. du Pétrole*, XIII, **5**, 782 et **6**, 997 (1958).
5. A. BOGNER, Diplôme d'études supérieures. Paris (1957).
6. L. B. BRAGG, Laboratory columns for close fractionation. *Industr. Engng Chem. Anal.* **11**, 283 (1939).
7. A. ROSE, Distillation efficiency in 3- and 6-mm fractionating columns. *Industr. Engng Chem.* **28**, 1210 (1936).
8. J. W. WESTHAVER, Theory of open-tube distillation columns. *Industr. Engng Chem.* **34**, 126 (1942).
9. K. S. CHARI et J. A. STORROW, Film resistances in fractionation. *J. Appl. Chem.* **1**, 45 (1951).
10. T. H. CHILTON et A. P. COLBURN, Mass transfer coefficients. *Industr. Engng Chem.* **26**, 1183 (1934).
11. E. R. GILLILAND et T. K. SHERWOOD, Diffusion of vapors into air streams. *Industr. Engng Chem.* **26**, 516 (1934).
12. H. F. JOHNSTONE et R. L. PIGFORD, Distillation in a wetted-wall column. *Trans. Amer. Inst. Chem. Engrs.* **38**, 25 (1942).
13. L. KAISER, Transfert de matière entre phase liquide et phase vapeur dans une colonne de rectification. *C.R. Acad. Sci., Paris*, **248**, 2873 (1959).
14. W. K. LEWIS et W. G. WHITMAN, Principles of gas absorption. *Industr. Engng Chem.* **16**, 1215 (1924).