



**HAL**  
open science

## Étude de la dissolution de microbulles de CO<sub>2</sub> par holographie numérique en ligne

Cyril Mauger, Loïc Méès, Nathalie Grosjean, Jean-Louis Marié

► **To cite this version:**

Cyril Mauger, Loïc Méès, Nathalie Grosjean, Jean-Louis Marié. Étude de la dissolution de microbulles de CO<sub>2</sub> par holographie numérique en ligne. Holophi5: 5ème rencontre francophone d'holographie numérique appliquée à la métrologie des fluides, Nov 2018, Montpellier, France. hal-02140821

**HAL Id: hal-02140821**

**<https://hal.science/hal-02140821>**

Submitted on 27 May 2019

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

## Étude de la dissolution de microbulles de CO<sub>2</sub> par holographie numérique en ligne

Cyril Mauger, Loïc Méès, Nathalie Grosjean, Jean-Louis Marié  
Univ Lyon, INSA de Lyon, École Centrale de Lyon,  
CNRS, LMFA UMR 5509, F-69134 Écully, FRANCE  
cyril.mauger@insa-lyon.fr

### Mots clés

Dissolution, microbulle, holographie numérique en ligne, méthodes directe/inverse

### Résumé

Une étude de dissolution de microbulles de CO<sub>2</sub> (<700µm) est présentée. Les microbulles, en ascension libre dans une cuve, sont observées au moyen de l'holographie numérique en ligne. Les hologrammes sont à la fois traités avec une approche « classique » (rétro-propagation) et une approche inverse. Les résultats obtenus sont comparés. Comme attendu, l'approche inverse donne des résultats plus précis notamment pour les plus petites bulles. Toutefois, l'approche « classique » peut s'avérer intéressante pour les bulles les plus grosses car elle permet d'avoir des résultats acceptables pour un temps de traitement modéré. Parallèlement, un modèle de dissolution est développé et confronté aux résultats expérimentaux. Le modèle reproduit très bien l'évolution du diamètre des bulles les plus grosses durant les premiers instants de leur dissolution (<0,3 s), tant qu'elles restent dans le champ d'observation. Pour les bulles plus petites dont l'ascension est plus lente, la dissolution peut être observée jusqu'à son terme. Le modèle prédit bien une phase de décroissance suivi d'un plateau mais il sous-estime très largement à la fois le temps de dissolution et la taille de la bulle résiduelle.

### I. Introduction

Le transfert de masse (par dissolution) à l'interface d'une bulle vers un milieu liquide est au cœur de nombreuses problématiques industrielles. Il est notamment présent dans les réacteurs basés sur le principe des colonnes à bulles. Dans ces colonnes, l'espèce en phase gazeuse est dispersée sous forme de bulles afin de faciliter l'absorption par la phase liquide. On trouve ces colonnes à bulles dans les industries chimique, agroalimentaire, pharmaceutique ou dans le secteur de l'environnement [1], dans les photo-bioréacteurs, dans les procédés de production d'eau potable (ozonation), de récupération de dioxyde de carbone ou de traitement des eaux (aération).

En dépit du nombre important d'études et d'applications liées à ce phénomène de transfert, de multiples questions restent en suspens [2]. Les mécanismes fondamentaux mis en jeu lors du transfert de masse de la bulle vers la phase liquide restent encore mal compris en raison de la nature complexe et très localisée (proche interface) du phénomène. La distribution de taille des bulles est un des paramètres essentiels à l'optimisation du transfert de masse car cette distribution définit l'interface gaz-liquide [3]. Ainsi, l'augmentation de cette interface permet de rendre le transfert de masse plus efficace. Pour cette raison, dans de nombreuses applications industrielles et chimiques, les microbulles sont les candidates idéales car leur rapport surface/volume très grand maximise l'échange. Un autre avantage à ces microbulles est leur dynamique lente qui maximise le temps de contact avec le milieu liquide et donc le temps de transfert.

Expérimentalement, l'étude de telles bulles n'est pas aisée du fait de leur petite taille. En effet, par imagerie classique, leur observation nécessite un fort grossissement et impose donc une profondeur de champ très réduite, incompatible avec le suivi temporel et tridimensionnel de ces bulles. L'holographie numérique en ligne permet de réaliser ces mesures à l'aide d'un montage simple et robuste.

Le travail présenté ici s'attache à montrer le potentiel de l'holographie numérique en ligne pour l'étude de la dissolution de microbulles de CO<sub>2</sub> d'une taille inférieure à 1 mm. Les hologrammes sont traités avec une approche « classique » (rétro-propagation) et une approche « problème inverse ». La décroissance du diamètre de la bulle est comparée à celle prédite par un modèle de dissolution. Pour des raisons évidentes de simplification, seules des bulles en ascension libre ont été considérées. Toutefois, une extension future de ces travaux à des bulles évoluant dans un milieu turbulent ou agité est envisagée.

## II. Dispositif expérimental et méthodes

### II.1 Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental est représenté sur la Figure 1(a). Un régulateur de pression microfluidique (Elveflow, OB1 MK3) a été utilisé pour générer des bulles uniques par l'intermédiaire d'un capillaire très fin (ID = 20  $\mu\text{m}$ ). Le régulateur de pression est alimenté par une bouteille de  $\text{CO}_2$  de haute concentration (> 99%). Les bulles sont injectées au moyen d'une impulsion très brève de pression du régulateur dans une cuve d'eau cubique de 10 cm de côté. Les expériences sont menées dans une eau bi-distillée, en contact directe avec l'atmosphère. Les rayons de bulle à mesurer sont compris entre 50 et 400  $\mu\text{m}$ . La température de l'eau et son potentiel hydrogène sont mesurés en continu.

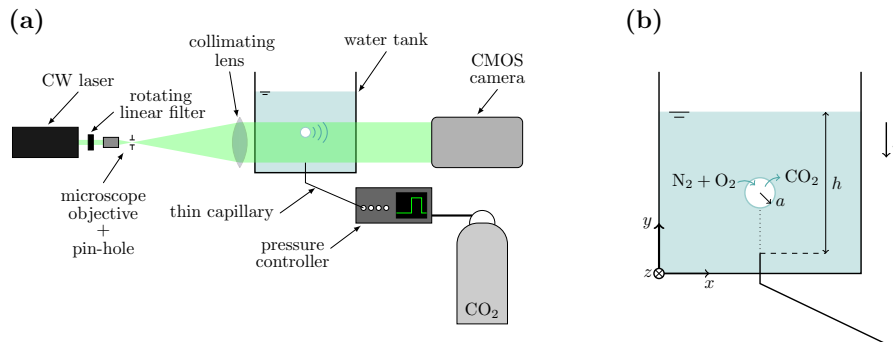


Figure 1 : (a) Schéma du dispositif expérimental. (b) Schéma de la cuve.

Les bulles sont éclairées par un faisceau laser polarisé linéairement (CNI, MLL-FN,  $\lambda = 532 \text{ nm}$ , 400 mW). La puissance du laser est ajustée grâce à un filtre polarisé monté sur un support rotatif. Le faisceau est filtré spatialement en le focalisant dans un sténopé (10  $\mu\text{m}$ ) au moyen d'un objectif de microscope ( $\times 20$ ). Il est ensuite collimaté par une lentille sphérique ( $f = 750 \text{ mm}$ ) afin d'obtenir un grandissement proche de 1. Les hologrammes de bulles sont enregistrés à une fréquence de 400 images par seconde sur un capteur CMOS 12 bits (Vision Research, Phantom V12.0), situé à environ 200 mm du centre de la cuve et dont les pixels ont une taille de 20  $\mu\text{m}$ . Ce montage optique permet d'étudier un volume de liquide d'environ  $15 \times 25 \times 100 \text{ mm}^3$  au-dessus du capillaire d'injection. Ce volume est reconstruit à chaque instant à partir d'un hologramme, par une méthode rétro-propagative classique ou par une méthode inverse. Dans les deux cas, les bulles sont localisées, leur diamètre mesuré et leur trajectoire reconstruite. Selon la taille de la bulle, le temps de suivi (durée de la trajectoire) peut varier de 0,2 s à 3 s.

### II.2 Traitement des hologrammes

Deux approches ont été adoptées pour estimer la position et la taille des bulles à partir de chaque hologramme.

L'approche « classique » est basée sur un calcul de rétro-propagation de la lumière et une restitution du volume plan par plan. Avant rétro-propagation, les motifs de diffraction sont identifiés sur la première image de la séquence ce qui permet d'obtenir une première estimation de la position ( $x, y$ ) de la bulle. Ensuite, pour chaque hologramme, le volume de mesure est restitué à l'aide d'une transformation de Fresnel dans de nombreux plans, à différentes distances  $z$  du capteur. La bulle est localisée dans la direction de l'axe optique en recherchant la distance  $z$  pour la quelle la mise au point de l'image de la bulle est *optimum*. Le critère de sélection utilisé pour trouver ce plan repose sur un calcul de variance [4] dans une petite zone autour de la bulle. Une fois le maximum de ce critère déterminé, l'image autour de la bulle est segmentée afin de déterminer son rayon et ses deux autres coordonnées  $x$  et  $y$ . Un inconvénient de cette approche est qu'elle repose sur l'application de plusieurs valeurs « seuils », pour la mise au point des images restituées et pour la mesure du diamètre.

Une deuxième méthode de reconstruction possible est de type « problème inverse » [5-6]. Cette approche permet de s'affranchir des incertitudes et biais liés à la taille finie du capteur et de ses pixels et d'augmenter de manière significative la précision de la mesure dans de nombreux cas. Il s'agit de comparer l'hologramme enregistré à un hologramme modèle et de minimiser l'écart entre les deux. Dans le cas présent, le modèle de formation d'hologramme est un modèle paramétrique. Les bulles sont de petites tailles et peuvent être considérées comme sphériques. D'autre part, la distance d'enregistrement permet de décrire la diffraction de la lumière par ces bulles à l'aide d'un modèle simple de diffraction scalaire, dans l'approximation de Fresnel et en les assimilant à des disques (2D) opaques. Chaque bulle est ainsi caractérisée par 4 paramètres qui sont ses coordonnées  $x, y$  et  $z$  et son rayon  $a$ . Les valeurs de ces

paramètres qui minimisent l'écart entre le modèle et l'expérience constituent la mesure de position et de taille des bulles. Un algorithme basé sur cette méthode a été appliqué à l'étude de goutte en évaporation [6-9]. Néanmoins, le modèle de diffraction utilisé ici est différent car l'approximation de Fraunhofer utilisée dans ces travaux n'est plus valide ici. Avec une distance d'enregistrement  $z$  plus faible et des tailles d'objet  $a$  plus importantes, le nombre de Fresnel ( $N = a^2/(\lambda z)$ ) est de l'ordre de 1 (contre  $10^{-2}$  dans le cas des gouttes). Dans l'algorithme d'inversion, le modèle analytique de formation d'hologramme basé sur l'approximation de Fraunhofer est ainsi remplacé par un modèle numérique, mais qui reste paramétrique et avec les mêmes paramètres  $x$ ,  $y$ ,  $z$  et  $a$ . Dans la suite, les diamètres obtenus par les deux approches et leurs évolutions sont comparés à un modèle de dissolution.

### II.3 Modèle de dissolution

Un modèle simple est proposé pour prédire les échanges de gaz entre la bulle et le milieu liquide. Les bulles dont le rayon est inférieur à 400  $\mu\text{m}$ , sont supposées sphériques. Le modèle de dissolution s'appuie sur le nombre de Sherwood massique  $Sh$ . Ce dernier représente le transfert de masse convectif dans le liquide (par advection et diffusion) rapporté au transfert diffusif à l'interface [10], soit :

$$Sh = \frac{NL}{\rho D(\omega_s - \omega_\infty)} \quad (1)$$

où, pour une espèce donnée,  $N$  est le flux massique [ $\text{kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$ ],  $L$  une longueur caractéristique [m],  $\rho$  la masse volumique [ $\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$ ],  $D$  la diffusivité [ $\text{m}^2\cdot\text{s}^{-1}$ ],  $\omega_s$  la fraction massique à l'interface de la bulle et  $\omega_\infty$  la fraction massique dans le liquide, loin de la bulle. Si l'on considère une bulle sphérique de diamètre  $2a$  possédant alors une surface d'échange de  $4\pi a^2$ , il est possible d'écrire le taux de transfert  $\dot{m}$  [ $\text{kg}\cdot\text{s}^{-1}$ ] comme étant :

$$\dot{m} = -2\pi a Sh D (c_s - c_\infty) \quad (2)$$

avec  $c$  la concentration de gaz [ $\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$ ]. Par convention, le signe  $-$  correspond à un flux sortant de la bulle. Lorsqu'une bulle est injectée dans l'eau, le  $\text{CO}_2$  commence à diffuser vers le liquide. Dans le même temps, le  $\text{N}_2$  et le  $\text{O}_2$  contenus dans l'eau sont absorbés par la bulle [11]. La conservation de la masse dans la bulle impose alors :

$$\sum_{i=1}^3 \frac{d}{dt} \left( \frac{4}{3} \pi a^3 \rho_i \right) = \sum_{i=1}^3 -2\pi a Sh_i D_i (c_{i,s} - c_{i,\infty}) \quad (3)$$

où l'indice  $i$  représente le  $i^{\text{ème}}$  gaz contenu dans la bulle.  $i = 1,2,3$  correspond respectivement au  $\text{CO}_2$ ,  $\text{O}_2$  et  $\text{N}_2$ . En utilisant l'équation des gaz parfaits, l'équation (3) devient :

$$\frac{2a}{r_1 T} \left[ \sum_{i=1}^3 p_i \frac{da}{dt} + \frac{a}{3} \sum_{i=1}^3 \frac{dp_i}{dt} \right] = - \sum_{i=1}^3 \beta_i Sh_i D_i (c_{i,s} - c_{i,\infty}) \quad (5)$$

avec  $\beta_i = \frac{r_i}{r_1}$ ,  $T$  étant la température du milieu [K],  $r_i$  la constante spécifique du  $i^{\text{ème}}$  gaz [ $\text{J}\cdot\text{kg}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$ ] et  $p$  la pression du gaz [Pa]. Pour une bulle, la différence de pression de part et d'autre de l'interface s'équilibre à chaque instant avec les forces de tension de surface selon l'équation de Young-Laplace-Gauss :

$$p_B(t) - p_L^* = \frac{2\gamma}{a} \quad (6)$$

où  $p_B$  est la pression totale dans la bulle [Pa],  $p_L^*$  la pression motrice dans le liquide [Pa] correspondant à  $p_{\text{atm}} + \rho_L g(h - y)$  avec  $p_{\text{atm}}$  la pression atmosphérique [Pa],  $\rho_L$  la masse volumique du liquide [ $\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$ ],  $g$  l'accélération de la pesanteur [ $\text{m}\cdot\text{s}^{-2}$ ],  $h$  la distance entre la sortie du capillaire et la surface libre,  $y$  la position de la bulle selon la Figure 1(b), enfin  $\gamma$  la tension superficielle entre le  $\text{CO}_2$  et l'eau [ $\text{N}\cdot\text{m}^{-1}$ ]. D'après la loi de Dalton, la pression totale est égale à la somme des pressions partielles de chacun des gaz :  $p_B = p_1 + p_2 + p_3$ . Le taux de variation des pressions partielles est obtenu en différenciant l'équation (6) :

$$\sum_{i=1}^3 \frac{dp_i}{dt} = \frac{-2\gamma}{a^2} \frac{da}{dt} - \rho_L g \frac{dy}{dt} \quad (7)$$

En substituant l'équation (7) dans l'équation (5), on obtient :

$$\frac{da}{dt} = \left[ - \sum_{i=1}^3 \beta_i \text{Sh}_i D_i (c_{i,s} - c_{i,\infty}) r_1 T + \frac{2a^2}{3} \rho_L g \frac{dy}{dt} \right] \frac{1}{\frac{8\gamma}{3} + 2ap_L^*} \quad (8)$$

Les concentrations massiques à l'interface  $c_{i,s}$  et dans le liquide  $c_{i,\infty}$  peuvent se ré-écrire en terme de pression suivant la loi d'Henry :

$$c_{i,s} = H_i M_i p_i \quad c_{i,\infty} = H_i M_i p_i^\infty$$

$H_i$  est la constante d'Henry du gaz  $i$  [ $\text{kg.m}^{-3}.\text{Pa}^{-1}$ ] et  $M_i$  sa masse molaire [ $\text{kg.mol}^{-1}$ ]. La concentration initiale de  $\text{CO}_2$  dans l'eau est négligée ( $c_{1,\infty} = 0$ ).  $p_2^\infty$  et  $p_3^\infty$  sont les pressions partielles de  $\text{O}_2$  et  $\text{N}_2$  dans l'atmosphère. Dans la bulle, au moment de l'injection, les pressions  $p_2$  et  $p_3$  sont égales à 0 et la pression  $p_1 = p_L^*|_{t=0}$ .

Finalement, l'équation d'évolution de  $a(t)$  s'écrit :

$$\frac{da}{dt} = \left[ \left[ - \sum_{i=1}^3 \beta_i D_i H_i M_i \text{Sh}_i (p_i - p_i^\infty) \right] r_1 T + \frac{2a^2}{3} \rho_L g \frac{dy}{dt} \right] \frac{1}{\frac{8\gamma}{3} + 2ap_L^*} \quad (9)$$

Cette équation montre clairement que la modification du rayon de la bulle au cours du temps est déterminée par l'évolution des pressions partielles  $p_i$  et par le nombre de Sherwood correspondant  $\text{Sh}_i$ . Par conséquent, résoudre l'évolution du rayon de la bulle (Équation (9)) nécessite de connaître la pression partielle de chaque espèce au cours du temps :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dp_1}{dt} = \frac{3p_1}{a} \left( \frac{-D_1 H_1 M_1 \text{Sh}_1 r_1 T}{2a} + \frac{da}{dt} \right) \end{array} \right. \quad (10a)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dp_2}{dt} = \frac{3p_2}{a} \left( \frac{-\beta_1 D_2 H_2 M_2 \text{Sh}_2 r_1 T}{2a} \left( 1 - \frac{p_2^\infty}{p_2} \right) + \frac{da}{dt} \right) \end{array} \right. \quad (10b)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dp_3}{dt} = \frac{3p_3}{a} \left( \frac{-\beta_2 D_3 H_3 M_3 \text{Sh}_3 r_1 T}{2a} \left( 1 - \frac{p_3^\infty}{p_3} \right) + \frac{da}{dt} \right) \end{array} \right. \quad (10c)$$

La pression partielle  $p_i$  de chaque espèce dépend ainsi du nombre de Sherwood associé  $\text{Sh}_i$ . Ce nombre de Sherwood peut être obtenu en corrélant la dynamique de la bulle et son niveau de contamination [12].

En appliquant le principe fondamental de la dynamique et en négligeant certains termes comme la masse ajoutée (accélération/décélération faible), l'effet d'histoire (faible viscosité), la portance (écoulement irrotationnel), il est possible de relier le coefficient de traînée  $C_D$  à la dynamique de la bulle. L'accélération de la bulle au moment de l'injection n'est pas prise en compte. La décélération de la bulle due à la diminution de sa taille au cours de son ascension est suffisamment faible pour considérer une configuration quasi-stationnaire :

$$C_D = \frac{-8}{3} \left( 1 - \frac{\rho_L}{\rho_{\text{CO}_2}} \right) \frac{\rho_{\text{CO}_2} g a}{\rho_L U^2} \quad (11)$$

où le rayon  $a$  et la vitesse  $U$  de la bulle sont extraits des données obtenues par traitement holographique. La vitesse de dissolution et d'ascension de la bulle sont directement impactées par la contamination de la surface de la bulle. Le coefficient de traînée expérimental est comparé aux corrélations tirées de la littérature pour une bulle contaminée [13] et une bulle propre [14] afin de déterminer un coefficient de traînée normalisé  $C_D^*$  comme le proposent **Takemura et Yabe** [12] :

$$C_D^* = \frac{C_D - C_{D\text{Mei}}}{C_{D\text{Clift}} - C_{D\text{Mei}}} \quad (12)$$

Ce coefficient de traînée normalisé  $C_D^*$  est ensuite relié à un nombre de Sherwood normalisé  $Sh^*$  selon :

$$Sh^* = 1 - (1 - C_D^*)^{0,432} \quad (13)$$

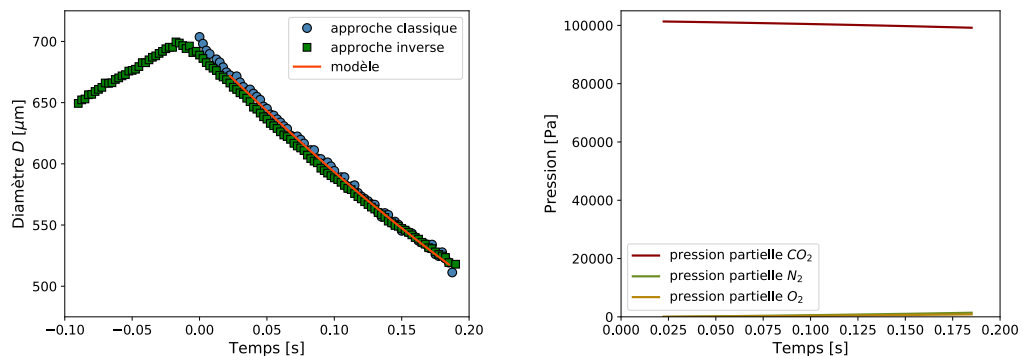
Cette corrélation diffère quelque peu de celle proposée par **Takemura et Yabe** [12]. En effet, la corrélation est uniquement basée sur les données expérimentales de ces auteurs, excluant leurs données numériques. En utilisant les coefficients de transfert introduits par **Clift et al.** [13] pour une bulle contaminée et **Takemura et Yabe** [15] pour une bulle propre, le  $Sh^*$  permet de remonter à un coefficient de transfert de masse effectif  $Sh$  prenant en compte à la fois la dynamique et la contamination de la bulle :

$$Sh = Sh_{\text{Takemura}} + Sh^*(Sh_{\text{Clift}} - Sh_{\text{Takemura}}) \quad (14)$$

Le modèle ainsi proposé est comparé aux résultats expérimentaux obtenus par l'holographie. Le calcul est initié à partir des premières mesures de diamètre et de position.

### III. Résultats

La Figure 2 présente l'évolution du diamètre d'une bulle en fonction du temps, mesuré par les deux approches et prédit par le modèle (Section II). L'origine du temps est choisie au moment où la restitution par la méthode classique fournit une mesure fiable du diamètre, après que la bulle se soit décrochée du capillaire. Les résultats fournis par les deux approches diffèrent très peu. On note toutefois que l'approche inverse permet de suivre en partie la phase de croissance de la bulle avant que celle-ci ne se décroche du capillaire. Les conditions initiales utilisées pour la prédiction sont celles obtenues par l'approche classique, c'est pourquoi la courbe « modèle » est plus proche de la courbe « approche classique ». Lorsque la bulle se détache du capillaire, elle subit une accélération. Cette partie de la dynamique de la bulle n'est pas prévue par le modèle car elle ne respecte pas l'hypothèse de quasi-stationnarité (Équation 11). Les conditions initiales ( $a_{\text{init}}$ ,  $U_{\text{init}}$ ...) injectées dans le modèle correspondent au moment où le temps  $t$  satisfait le critère de quasi-stationnarité introduit par **Takagi et Matsumoto** [16] à savoir  $t = a^2/5\nu$ .



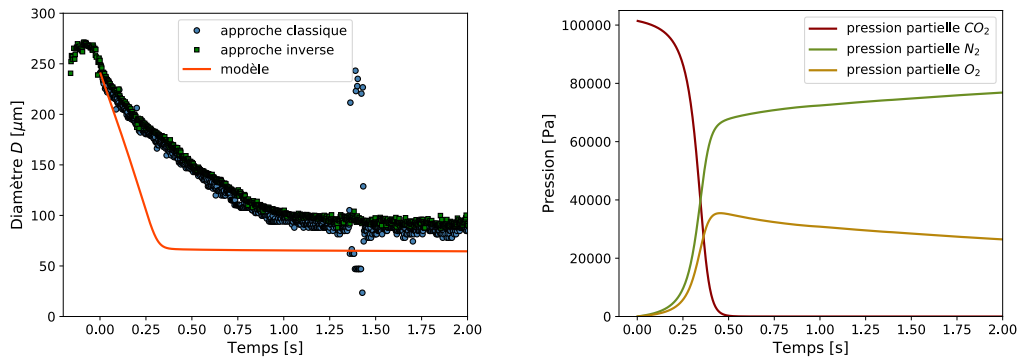
(a) Comparaison entre le modèle de dissolution et les estimations par restitution classique et approche inverse. (b) Prédiction des pressions partielles dans la bulle.

Figure 2 : Évolution du diamètre (a) et des pressions partielles dans une bulle de  $a \approx 350 \mu\text{m}$ .

La Figure 3 présente un autre exemple de bulle dont le diamètre initial est plus petit ( $\sim 250 \mu\text{m}$ ). Cette fois encore les deux approches conduisent à des résultats très proches même si on constate une dispersion plus faible pour l'approche inverse et une meilleure estimation aux alentours de 1,5 s où l'approche classique fournit des résultats erronés.

Le modèle prédit assez bien l'évolution de la taille de la bulle la plus grosse (Figure 2) dont le diamètre varie de  $700 \mu\text{m}$  à  $500 \mu\text{m}$ . Toutefois, le temps de séjour de cette bulle est relativement bref ( $< 0,2 \text{ s}$ ) et ne permet de suivre la bulle que pendant les premiers instants de sa dissolution. En revanche, le modèle a plus de difficultés à prédire l'évolution des bulles plus petites (Figure 3). Le modèle prédit bien la fin de la dissolution sous forme d'un plateau. Ce plateau dans l'évolution de la taille de la bulle apparaît quand le  $\text{CO}_2$  a été complètement dissous et que la bulle est majoritairement composée de  $\text{O}_2$  et  $\text{N}_2$  initialement contenus dans l'eau et progressivement absorbés dans la bulle pendant que le  $\text{CO}_2$  s'en échappe. La taille de la bulle résiduelle (diamètre au plateau) est relativement bien estimée par le modèle mais le temps de dissolution (durée nécessaire pour atteindre ce plateau est largement sous-estimé (d'un facteur 3) par rapport aux mesures, quelle que soit la méthode de traitement choisie. Différentes pistes sont à explorer pour expliquer ces écarts. Tout d'abord, le modèle est bâti sur des corrélations validées pour une plage de nombre de  $Re$  compris entre 10 et 100. Dans le cas de la plus petite bulle, ce nombre est inférieur à 10.

Ensuite, le modèle repose sur l'hypothèse d'une bulle isolée. Pour des raisons expérimentales, les petites bulles sont actuellement obtenues en réalisant un train de bulles. Les éventuels effets collectifs [16] ne sont donc pas pris en compte dans le modèle. Enfin, lors de l'injection de la bulle, il existe une phase transitoire où la bulle grossit tout en restant accrochée au capillaire (visible sur les Figures 2(a) et 3(a) pour  $t < 0s$ ). Lors de cette phase, il est possible que de l'air dissous dans l'eau pénètre dans la bulle ce qui conduirait à des conditions initiales encore inconnues ( $p_2 \neq 0$  et  $p_3 \neq 0$ ).



(a) Comparaison entre le modèle de dissolution et les estimations par restitution classique et approche inverse. (b) Prédiction des pressions partielles dans la bulle.

Figure 3 : Évolution du diamètre (a) et des pressions partielles dans une bulle de  $a \approx 125\mu\text{m}$ .

#### IV. Conclusions

La dissolution de microbulles de  $\text{CO}_2$  en ascension libre dans l'eau est étudiée par holographie numérique en ligne. Deux types de traitement sont appliqués aux hologrammes : (i) une restitution classique du volume de mesure par transformation de Fresnel suivie d'une segmentation de l'image au point, (ii) une approche inverse consistant à trouver les paramètres de l'hologramme synthétique présentant le maximum de vraisemblance avec l'hologramme expérimental. Les résultats obtenus dans cette configuration par les deux approches sont proches avec un léger avantage de précision et de robustesse pour l'approche « problème inverse ». Toutefois, la restitution classique permet d'obtenir une estimation suffisante des bulles dans un temps plus raisonnable. Un modèle de dissolution est proposé et confronté aux résultats expérimentaux. Ce modèle est basé sur une approche macroscopique utilisant le nombre de Sherwood massique. Ce modèle permet de tenir compte des effets de contamination, de la dynamique de la bulle et de l'introduction d'autres espèces ( $\text{N}_2$ ,  $\text{O}_2$ ) dans la bulle au cours de sa dissolution. Ce modèle donne des résultats très encourageant pour les bulles les plus grosses. Pour les bulles plus petites, la prédiction de la taille finale reste approximative et des améliorations doivent être apportées pour améliorer le modèle et/ou mieux maîtriser les conditions expérimentales.

#### Références

- [1] Villermaux, J. (1993). Future challenges for basic research in chemical engineering. *Chemical engineering science*, **48**(14), 2525-2535.
- [2] Jimenez, M., Dietrich, N., & Hébrard, G. (2013). Mass transfer in the wake of non-spherical air bubbles quantified by quenching of fluorescence. *Chemical Engineering Science*, **100**, 160-171.
- [3] Chaumat, H., Billet, A. M., & Delmas, H. (2007). Hydrodynamics and mass transfer in bubble column: Influence of liquid phase surface tension. *Chemical Engineering Science*, **62**(24), 7378-7390.
- [4] Pech-Pacheco, J. L., Cristóbal, G., Chamorro-Martínez, J., & Fernández-Valdivia, J. (2000). Diatom autofocusing in brightfield microscopy: a comparative study. In *Pattern Recognition. Proceedings. 15th International Conference on* (Vol. 3, pp. 314-317). IEEE.
- [5] Soulez F, Denis L, Fournier C, Thiébaud E, Goeppfert C (2007a) Inverse-problem approach for particle digital holography: accurate location based on local optimization. *J Opt Soc Am A* 24(4):1164-1171.
- [6] Seifi M, Fournier C, Grosjean N, Méès L, Marié JL, Denis L (2013) Accurate 3D tracking and size measurement of evaporating droplets using in-line digital holography and "inverse problems" reconstruction approach. *Opt Express* 21(23):27964-27980. doi:10.1364/OE.21.027964
- [7] Chareyron D, Marié JL, Fournier C, Gire J, Grosjean N, Denis L, Lance M, Méès L (2012) Testing an in-line digital holography "inverse method" for the Lagrangian tracking of evaporating droplets in homogeneous nearly-isotropic turbulence. *New J Phys* 14:043039
- [8] Marié JL, Grosjean N, Méès L, Seifi M, Fournier C, Barbier B, Lance M (2014) Lagrangian measurements of the fast evaporation of falling diethyl ether droplets using in-line digital holography and a high speed camera. *Exp Fluids* 55(4):1708. doi:10.1007/s00348-014-1708-6
- [9] Marié JL, Tronchin T, Grosjean N, Méès L, Öztürk OC, Fournier C, Barbier B, Lance M (2017) Digital holographic measurement of the Lagrangian evaporation rate of droplets dispersing in a homogeneous isotropic turbulence *Exp Fluids* (2017) 58:11, DOI 10.1007/s00348-016-2292-8.
- [10] Asano, K. (2007). *Mass transfer: from fundamentals to modern industrial applications*. John Wiley & Sons.
- [11] Shim, S., Wan, J., Hilgenfeldt, S., Panchal, P. D., & Stone, H. A. (2014). Dissolution without disappearing: Multicomponent gas exchange for  $\text{CO}_2$  bubbles in a microfluidic channel. *Lab on a Chip*, **14**(14), 2428-2436.
- [12] Takemura, F., Yabe, A. (1999). Rising speed and dissolution rate of a carbon dioxide bubble in slightly contaminated water. *Journal of Fluid Mechanics*, **378**, 319-334.
- [13] Clift, R. (1978). *Bubbles, Drops and Particles*.
- [14] Mei, R., Klausner, J. F., & Lawrence, C. J. (1994). A note on the history force on a spherical bubble at finite Reynolds number. *Physics of fluids*, **6**(1), 418-420.
- [15] Takemura, F., & Yabe, A. (1998). Gas Dissolution Process of a Spherical Rising Carbon Dioxide Bubble in Water. *Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers. Series B*, **64**(623), 2168-2173.
- [16] Takagi, S., & Matsumoto, Y. (1996). Force acting on a spherical bubble rising through a quiescent liquid. *Konsoryu*, **10**(3), 264-273.
- [17] Michelin, S., Guérin, E., & Lauga, E. (2018). Collective dissolution of microbubbles. *Physical Review Fluids*, **3**(4), 043601.