

# Action d'ondes ultrasonores appliquée à la séparation des espèces d'un fluide binaire

T. Dochy<sup>a</sup>, X. Jacob<sup>a</sup>, M. Charrier-Mojtabi<sup>a</sup>

a. Laboratoire PHASE, EA 3028, Université Paul Sabatier, Toulouse III  
[thibaut.dochy@univ-tlse3.fr](mailto:thibaut.dochy@univ-tlse3.fr).

## Résumé :

*Dans une première partie, nous présentons une étude de l'écoulement isotherme, stationnaire à grande échelle, généré par la propagation d'ondes ultrasonores au sein un fluide visqueux. La dissipation de l'énergie acoustique de l'onde ultrasonore au sein du fluide porte le nom d'« Eckart streaming » [1]. Selon la théorie de Lighthill (1978) [2], cet effet non linéaire peut être décrit par une force volumique acoustique dans l'équation qui régit l'écoulement du fluide à savoir l'équation de Navier Stokes incompressible. On détermine le profil du champ d'intensité acoustique de la source ultrasons par l'intégrale de Rayleigh à l'aide d'un code en langage C. Ce profil est ensuite implémenté dans un code aux éléments finis COMSOL. Les résultats numériques sont alors comparés avec les résultats expérimentaux de Moudjed (2014) [3]. Dans une deuxième partie, nous présentons une application de la propagation d'ondes ultrasonores dans un fluide binaire soumis à un gradient thermique. On s'intéresse à l'écoulement monocellulaire induit par l'onde ultrasonore et on cherche en particulier à maximiser la séparation des espèces de ce mélange binaire. Les deux paramètres de contrôle sont le nombre de Rayleigh,  $Ra$ , et la force volumique acoustique adimensionnée,  $A$ . On présente une comparaison entre les résultats numériques obtenus en considérant le paramètre acoustique  $A$  constant et la situation plus réaliste où  $A$  est calculé à partir de l'intégrale de Rayleigh.*

## Abstract :

*In a first part, the stationary flow induced at large scale by the propagation of ultrasonic waves in a viscous fluid or acoustic streaming, has been studied. We were interested in Eckart streaming which appear during the wave's propagation in the bulk of the fluid. In order to describe the fluid flow, incompressible Navier-Stokes equations with a steady body acoustic force were solved using the industrial code COMSOL. The acoustic intensity was first calculated using the Rayleigh integral. The numerical results were compared to the experimental results obtained by Moudjed [3]. In a second part, the influence of acoustic streaming on species separation of a binary mixture was presented. We were mainly concerned with the comparison between the separations obtained for a constant acoustic parameter  $A$  and a distribution of  $A$  given by the Rayleigh integral.*

**Mots clefs : acoustic streaming, écoulement entraîné, fluide binaire, séparation.**

## 1 Introduction

*L'étude de l'acoustic streaming induit par la propagation d'ondes ultrasonores dans un fluide a fait l'objet de nombreux travaux. Parmi les travaux les plus récents, nous citerons le travail de thèse de Moudjed (2014) [3]. L'auteur présente une caractérisation expérimentale et théorique des écoulements entraînés par ultrasons. Les vitesses en champ proche et en champ lointain sont déterminées par P.I.V. Les écoulements sont isothermes. Dridi et al. (2008) [4] ont étudié la stabilité de l'écoulement se développant au sein d'une cavité 3D différentiellement chauffée. Charrier-Mojtabi*

et al. ont analysé l'influence de l'acoustic streaming sur la séparation des espèces en microgravité, (2012) [5]. Dans le but de développer les travaux de [5], nous nous intéressons dans le présent travail à la caractérisation de l'écoulement isotherme induit un faisceau d'ondes ultrasonores. On résout pour ceci les équations de Navier Stokes avec un terme de force volumique acoustique. On considère une source ultrasonore de fréquence 2 MHz et des puissances variant de 1.4W à 5,6W par pas de 1,4W. On étudie l'écoulement en séparant les zones de champ proche et de champ lointain par une plaque intercalaire laissant passer l'onde acoustique. On détermine le champ de vitesses du fluide en 3D pour une source circulaire de 29 mm de diamètre en vue d'une comparaison avec les résultats expérimentaux de Moudjed [3]. La comparaison avec les résultats expérimentaux de [3] nous permet de valider nos simulations d'écoulements basées sur l'importation de la force acoustique. Celle dernière est calculée à l'aide d'une intégration numérique en langage C en champ proche. Elle est directement implémentée dans COMSOL sous sa forme analytique en champ lointain On s'intéresse ensuite à la séparation des constituants d'un mélange binaire eau-éthanol. Pour ceci on utilise un faisceau d'ondes ultrasonores, convenablement placé dans la cellule soumise à un gradient thermique. On compare alors le nature de l'écoulement et le profil de fraction massique obtenu pour un paramètre acoustique A constant puis variable (représentation réel du faisceau).

## 2 Ecoulement isotherme induit par les ultrasons

### 2.1 Géométrie et formulation mathématique

La géométrie correspond à la configuration expérimentale de Moudjed [3] à savoir une cavité de taille  $L_x=180\text{mm}$  (largeur),  $L_y=160\text{mm}$  (hauteur,  $g=-g\cdot\vec{e}_y$ ),  $L_z=755\text{mm}$  (longueur). On étudie l'écoulement en séparant par un intercalaire la zone de champ proche et la zone de champ lointain. On positionne un transducteur circulaire de diamètre  $d=29\text{mm}$ , au centre du plan (XY) situé en  $z=0$ .

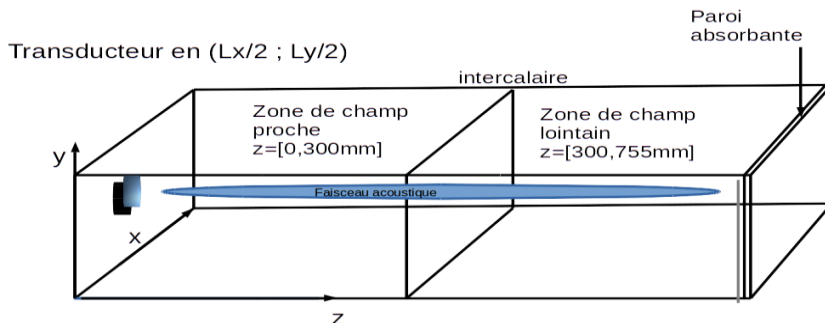


Figure 2.1 : Configuration expérimentale.

Pour l'étude du champ proche, on considère l'écoulement dans le plan 2D (YZ) en  $x=L_x/2$ . La cuve est décomposée en deux parties :

La première partie est la zone de champ proche de  $z=0$  à  $300\text{ mm}$  ( $L_1=300\text{mm}$ ); la seconde partie est la zone de champ lointain de  $z=300$  à  $755\text{ mm}$  ( $L_2=455\text{mm}$ ) (Figure 2.1). Cette seconde partie distincte de la première sera représentée de  $z=0$  à  $455\text{ mm}$ .

### Formulation mathématique

Les ondes ultrasonores qui se propagent dans un fluide génèrent un écoulement stationnaire à grande échelle appelé « acoustic streaming ». La première description du streaming a été réalisée par Rayleigh [6] en 1884. Elle a ensuite été reprise par Nyborg [7] et Hamilton [8]. Les équations régissant le problème sont l'équation de continuité (1) et l'équation de Navier-Stokes (2) :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = - \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho v_i) \quad (1)$$

$$\rho \left[ \frac{\partial v_i}{\partial t} + v_j \frac{\partial v_i}{\partial x_j} \right] = - \frac{\partial p}{\partial x_i} + \mu \frac{\partial^2 v_i}{\partial x_j^2} + \rho f_i \quad (2) \quad 2$$

Nyborg [9], Lightill [2] ont exprimé la force volumique acoustique  $f_{ac}(x,y,z) = \frac{2a_{ac} I_{ac}(x,y,z)}{c}$  (3) où  $I_{ac}$  désigne l'intensité acoustique et  $a_{ac}$  le facteur d'atténuation acoustique en amplitude de l'onde. On délimite le domaine 3D par 5 parois (où la vitesse est nulle) et une surface libre en  $y=160\text{mm}$  où la contrainte tangentielle est nulle. On obtient en 3D:  $f_{ac_x}(x,y,z) = 2a_{ac} I_x(x,y,z)/c$ ;  $f_{ac_y}(x,y,z) = 2a_{ac} I_y(x,y,z)/c$ ;  $f_{ac_z}(x,y,z) = 2a_{ac} I_z(x,y,z)/c$ .

On ajoute la contribution de la gravité à la composante force volumique  $f_{ac_y}(x,y,z)$

## 2.2 Simulations numériques et comparaison avec les résultats expérimentaux de Moudjed [3]

### 2.2.1. Champ proche 3D

L'intensité acoustique  $I_{ac}(x,y,z)$  est calculée par l'intégrale de Rayleigh à l'aide d'un code en langage C.

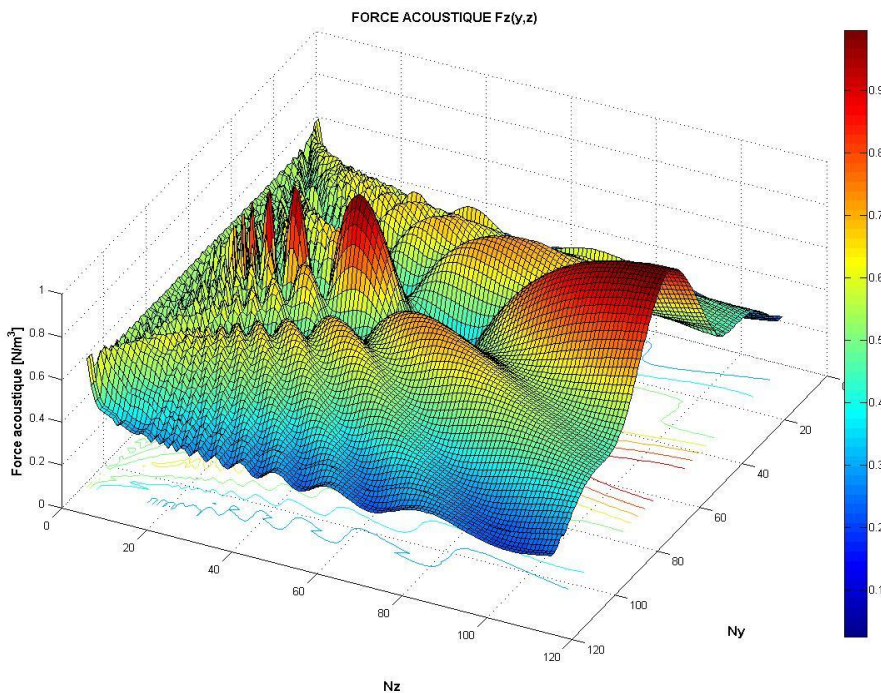


Figure 2.2.1.a.  
Représentation 2D de la force acoustique  $f_{ac_z}(y,z)$  pour une puissance acoustique de la source  $P_{ac}=1.4\text{W}$  en champ proche.

Compte tenu de la focalisation du faisceau, on décrit le rayonnement acoustique du transducteur dans une zone restreinte de la cavité.

On exprime la force acoustique selon  $L_y=30\text{mm}*L_z=300\text{mm}$ , selon une discrétisation de  $110*110$  points. Compte tenu de la haute fréquence du faisceau (2MHz), on voit que la composante  $f_{ac_z}(x,y,z)$  est 4 fois plus importante que les composantes  $f_{ac_x}(x,y,z)$  et  $f_{ac_y}(x,y,z)$ . On peut donc restreindre l'expression de la force acoustique injectée à  $f_{ac_z}(x,y,z)$ .

Enfin, si on représente la contribution de  $f_{ac_z}$  dans la plan de la source, c'est-à-dire  $f_{ac_z}(x,y)$ , on voit que ceci est 15 fois plus petit que  $f_{ac_z}(x,z)$  et  $f_{ac_z}(y,z)$ .

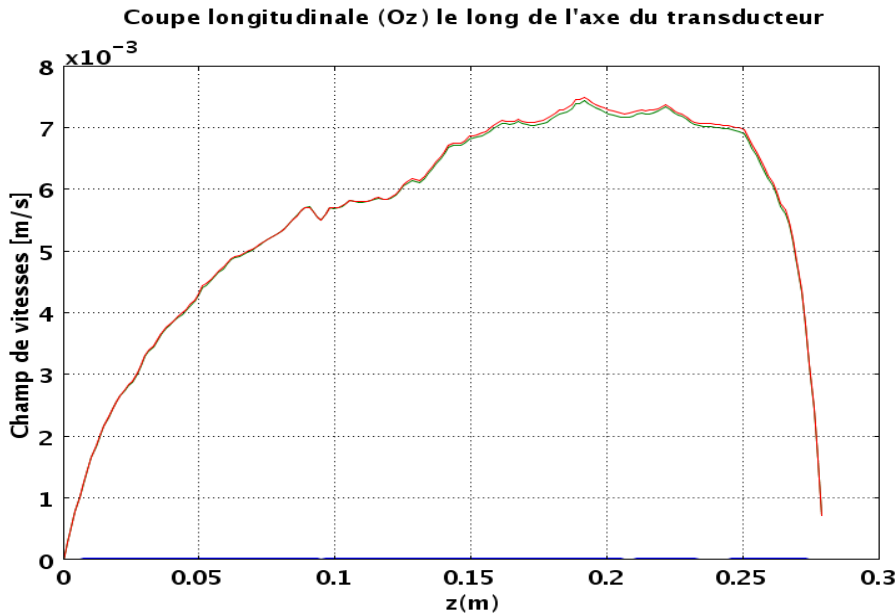


Figure 2.2.1.b. On représente

$$\|v(z)\| = \sqrt{v_z(z)^2 + v_y(z)^2}$$

la norme de la vitesse de l'écoulement isotherme dans le plan  $x=Lx/2$  pour  $Pac=1.4W$  en champ proche.

Sur la Figure 2.2.1.b, on représente l'évolution de la norme de la vitesse du fluide dans le plan vertical passant par le centre de la source ( $x=Lx/2, y=Ly/2$ ). On compare l'écart entre la norme de la vitesse obtenue numériquement et expérimentalement par B. Moudjed [3]. On réalise des coupes en  $z=[50$  mm (a); 100 mm (b); 150 mm (c); 200 mm (d)] à partir de la Figure (2.1.1.b) .

| Coupes $Pac=1.4W$ | écart | v expérimentale(m/s) | v numérique(m/s) |
|-------------------|-------|----------------------|------------------|
| (a)               | 25%   | 0.0033               | 0.0043           |
| (b)               | 14%   | 0.0050               | 0.0058           |
| (c)               | 15%   | 0.0060               | 0.0070           |
| (d)               | 9%    | 0.0080               | 0.0074           |

On voit que l'on a un écart maximal de 25%. On réalise la même étude sur des puissances plus élevées. On réalise des coupes en  $z=[50$  mm (a); 100 mm (b); 150 mm (c); 200 mm (d)]

| Coupes $Pac=2.8W$ | Ecart $Pac=2.8W$ | Ecart $Pac=4.2W$ | Ecart $Pac=5.6W$ |
|-------------------|------------------|------------------|------------------|
| (a)               | 10%              | 10%              | 10%              |
| (b)               | 1%               | 5%               | 1%               |
| (c)               | 10%              | 2%               | 5%               |
| (d)               | 12%              | 3%               | 12%              |

Pour les différentes simulations numériques en champ proche, pour une puissance de la source  $Pac = 2.8 W, 4.2 W, 5.6 W$  respectivement, on a un écart maximal de 15 % entre les valeurs expérimentales et numériques. Le seul écart plus important est pour  $Pac=1.4W$  en zone de champ très proche, les vitesses sont alors millimétriques et on a un écart de 25%. On voit par ailleurs dans l'étude expérimentale de Moudjed[3] que les mesures de la vitesse d'écoulement à l'hydrophone fluctuent autour de leur valeur moyenne de l'ordre de 15 % en champ proche, pour  $Pac=1.4W$ .

Cette incertitude augmente pour des puissances acoustiques mises en jeu plus importante. Les fluctuations de la vitesse de l'écoulement peuvent atteindre 30 % autour de la vitesse moyenne pour une puissance de 5.6W. Ainsi, le faible écart obtenu entre les résultats de nos simulations numériques et les résultats expérimentaux est satisfaisant pour valider le processus d'importation de données du code acoustique sous forme d'un tableau d'entrée dans COMSOL. On va maintenant représenter l'acoustic streaming en champ lointain.

### 2.2.2. Champ lointain 3D

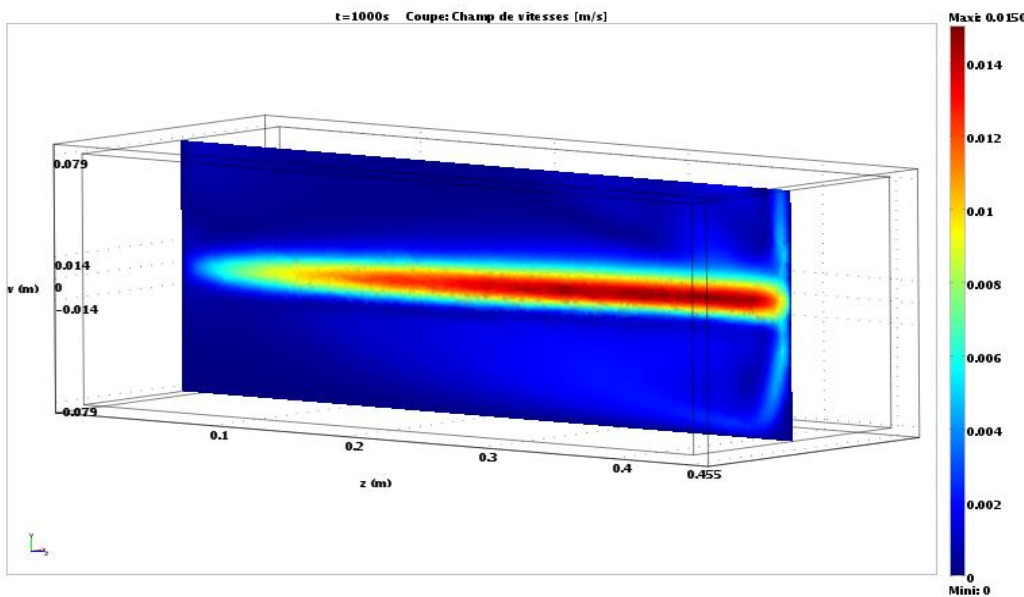


Figure 2.2.2.a.  
avec  $x=Lx/2$ ;  $y=Ly/2$ ,  
 $z=[0,455\text{mm}]$ . On  
représente l'évolution de  
la vitesse

$$\|v(y, z)\| = \sqrt{v_z(y, z)^2 + v_y(y, z)^2}$$

de l'écoulement  
isotherme dans le plan  
(Oyz) pour  $P_{ac}=1.4\text{W}$   
en champ lointain.

Ce champ de vitesses induit par l'onde acoustique est calculé pour une force acoustique de forme analytique implémentée directement sous COMSOL sous la forme :

$$f_{ac_z}(x,y,z) = \exp(-z) \text{sinc}(kx d/r) \text{sinc}(ky d/r).$$

Cette fonction approxime bien la force acoustique de diamètre  $d$  a la position  $\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$

On représente norme de la vitesse totale le long de l'axe du transducteur pour différents temps allant de  $t=200\text{s}$  à  $t=1000\text{s}$  par pas de  $200\text{s}$ .

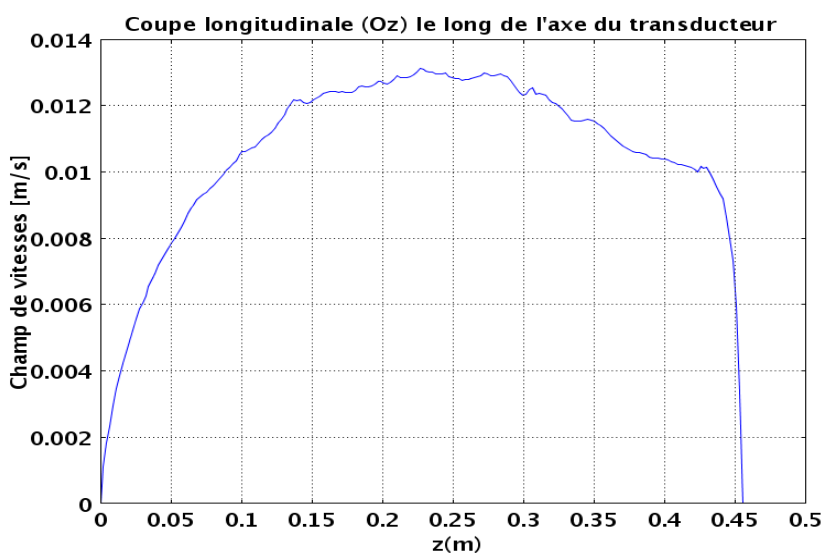


Figure 2.2.2.b.

Norme de la vitesse

$$\|v(z)\| = \sqrt{v_z(z)^2 + v_y(z)^2}$$

pour un écoulement isotherme le long de l'axe du transducteur pour  $P_{ac}=1.4\text{W}$  en champ lointain.

On réalise des coupes en  $z=[111\text{ mm (a); 250 mm (b); 340 mm (c)]$  à partir de la Figure (2.2.4).

| Coupes $P_{ac}=1.4\text{W}$ | écart | v expérimentale(m/s) | v numérique(m/s) |
|-----------------------------|-------|----------------------|------------------|
| $z=111\text{ mm}$           | 10%   | 0.0100               | 0.0107           |
| $z=250\text{ mm}$           | 15%   | 0.0110               | 0.0130           |
| $z=340\text{ mm}$           | 10%   | 0.0110               | 0.0117           |

La comparaison avec les résultats expérimentaux de [3] nous permet de tirer les conclusions suivantes de valider les résultats obtenus. L'écoulement converge vers un état stationnaire pour tous les cas étudiés.

On trouve un assez bon accord en champ proche et en champ lointain avec les résultats expérimentaux de [3]. La polyvalence du code acoustique (géométrie et fréquence de la source, domaine du rayonnement) nous permet de travailler sur une grande diversité de modèles. La construction d'une force acoustique qui prend en compte les différentes composantes du champ d'intensité permet de travailler aux plus faibles fréquences. Maintenant que nous avons validé notre processus d'importation de données, nous allons utiliser le code acoustique et le code COMSOL pour étudier la séparation des espèces d'un fluide binaire.

### 3 Application à la séparation d'un fluide binaire

#### 3.1 Géométrie et formulation mathématique

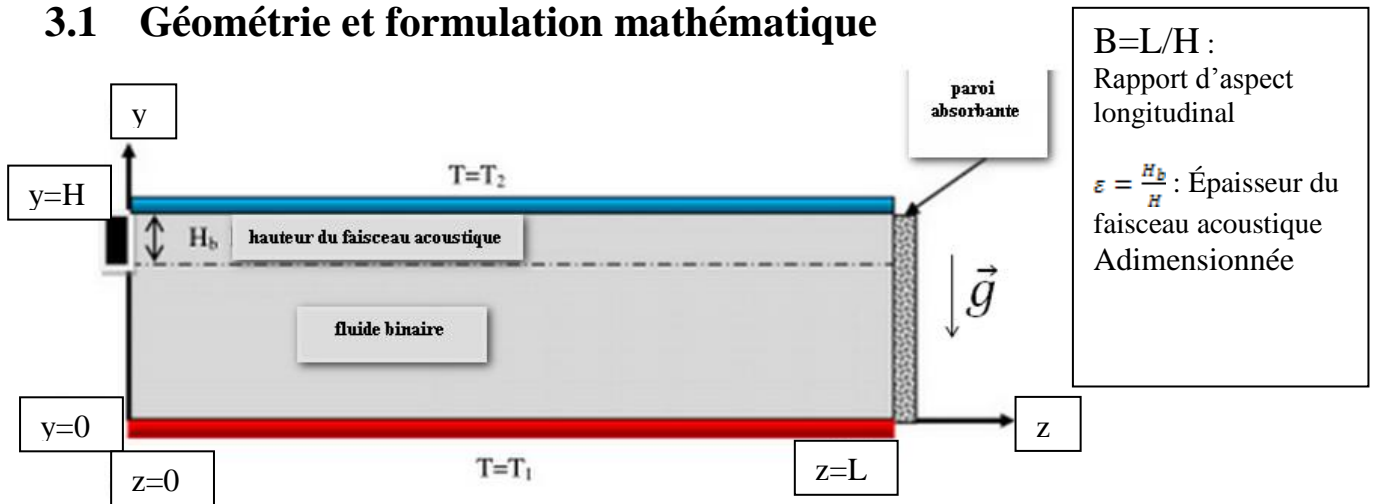


Figure 3.1. Configuration de la cavité

##### a) Formulation mathématique

On suppose que les équations du problème sont écrites dans le cadre l'approximation de Boussinesq. Les équations de conservation de la masse, de la quantité de mouvement, de l'énergie et de conservation des espèces s'écrivent sous forme adimensionnelle :

$$\nabla \mathbf{v} = 0 \quad (3)$$

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \nabla) \mathbf{v} = -\nabla P + \text{RaPr} (T - \phi C) \mathbf{e}_y + \text{Pr} \nabla^2 \mathbf{v} + A \delta \mathbf{e}_z \quad (4)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + (\mathbf{v} \nabla) T = \nabla^2 T \quad (5)$$

$$\frac{\partial C}{\partial t} + (\mathbf{v} \nabla) C = \text{Le} (\nabla^2 C + \nabla^2 T) \quad (6)$$

Les conditions aux limites adimensionnelles associées, sont données par :

$\mathbf{v}(z, y = 1) = 0$ ,  $z \in [0, B]$  et  $\mathbf{v}(z, y = 0) = 0$ ,  $z \in [0, B]$ , c'est la condition d'adhérence sur les parois. Les conditions aux limites sur la fraction massique : les parois étant imperméables, le flux de matière est nul aux parois :

$$\frac{\partial C(y, z)}{\partial y} = \frac{-\partial T}{\partial y} \quad \text{pour } y = 0 \text{ et } y = 1$$

Les parois verticales sont adiabatiques :

$$\frac{\partial T}{\partial y} = \frac{\partial C(y, z)}{\partial y} = 0 \quad \text{pour } z = 0 \text{ et } z = B, y \in [0, 1]$$

On a de plus, continuité des vitesses et des contraintes à l'interface  $y=1-\varepsilon$ .

Le problème considéré dépend de six paramètres adimensionnels qui sont le nombre de Rayleigh thermique  $Ra = \frac{g\beta\Delta TH^3}{\nu\alpha}$ , le nombre de Lewis  $Le$ , le nombre de Prandtl  $Pr$ , le facteur de séparation

$\phi = -\frac{\beta\varepsilon D_T}{\beta_T D} C_0(1 - C_0)$ , le paramètre acoustique adimensionné  $A$  et le rapport d'aspect  $B$ . Trois paramètres (nombre de Prandtl  $Pr$ , nombre de Lewis  $Le$  et le facteur de séparation  $\phi$ ) dépendent de la nature du fluide considéré et sont donc fixés par le choix du mélange auquel on s'intéresse. Le nombre de Rayleigh et le paramètre acoustique  $A$ , sont directement proportionnel au cube de la hauteur de la cavité et constituent ainsi les deux paramètres de contrôle du système. Le paramètre acoustique est  $A_{ac}(x, y, z) = \frac{fac(x, y, z)H^3}{\rho_0 a^2}$  avec  $fac(x, y, z) = \frac{2a_{ac}Iac_z(x, y, z)}{c}$ , l'atténuation acoustique  $a_{ac}$ , l'intensité acoustique  $Iac_z(x, y, z)$ .

## b) Solution analytique

-En première hypothèse, on considère des cellules de grande extension longitudinale ( $B \gg 1$ ), on peut faire alors l'approximation de l'écoulement de type parallèle. La solution cherchée est alors sous la forme :

$$\begin{aligned}\vec{v} &= u(y)\vec{e}_z \\ C_0(y, z) &= mz + f(y) \\ T(y) &= 1-y\end{aligned}$$

-Le faisceau d'onde plane est directif et n'interagit pas avec la paroi supérieure en  $y=1$ .

La paroi verticale en  $z=B$  est considérée comme parfaitement absorbante de telle sorte qu'il n'y a pas de réflexion de l'onde acoustique afin qu'elle reste progressive, pouvant ainsi entraîner un écoulement stationnaire à grande échelle.

Nous allons maintenant réaliser l'étude de la séparation d'un fluide binaire eau (60%)-éthanol (40%). Compte tenu des valeurs données par Platten [10], on prend comme caractéristiques du mélange :  $\phi=0.211$ ,  $Pr=27.2$ ,  $Le=241$ . Pour assurer la séparation des espèces d'un fluide binaire, il faut que l'écoulement au sein de la cavité soit monocellulaire. Des études antérieures ont montré que augmentation de  $\phi$  entraîne une diminution du nombre de Rayleigh critique de la transition solution de repos - écoulement monocellulaire. Comme  $Ra = \frac{g\beta\Delta TH^3}{\nu\alpha}$  pour notre mélange  $\phi=0.211$ , cela nous impose une hauteur de source inférieure à  $H=4$  mm pour  $\Delta T = 1$ .

Dans la suite nous allons étudier une source réalisable expérimentalement :

-Une source rectangulaire de fréquence  $f=10$  MHz, taille  $L_x=5$  mm\*  $L_y=1$  mm avec un domaine d'étude qui inclut la zone de champ proche. La zone de Fresnel est située à 8 mm et le rayonnement est étudiée de  $z=1$  mm à  $z=20$  mm. On exploite donc a priori les zones de champ proche et lointain. L'étude sera réalisée sous COMSOL en 2D. On réalise un maillage quadrangle de 20000 points. On garde un rapport d'aspect  $B=10$  afin d'avoir un écoulement monocellulaire.

Caractéristiques de la cavité :

| $L_y$ (mm) | $L_x$ (mm) | $L_z$ (mm) | $B$ |
|------------|------------|------------|-----|
| 2          | 5          | 20         | 10  |

Caractéristiques de la source :

| Fréquence | taille source ( $L_x * L_y$ ) | $v_n(S)$ (m/s) | $p_{ac}$ (Pa) max. | $v_{ac}$ (m/s) max. | $I_{ac}$ max. (W/m <sup>2</sup> ) |
|-----------|-------------------------------|----------------|--------------------|---------------------|-----------------------------------|
| 10 MHz    | 1 mm * 5 mm                   | 0.01           | 30000              | 0.02                | 300                               |

Caractéristiques du fluide binaire et couple ( $A$ ,  $Ra$ ) :

On peut écrire  $A_{max} = 0.59 * f^2 (MHz) h^3 (mm)$  avec  $h=2$  mm et  $f=10$  MHz.

| $\phi$ | $Ra$ | $Le$ | $Pr$ | $\Delta T$ | $\varepsilon$ | $A_{max}$ |
|--------|------|------|------|------------|---------------|-----------|
| 0.211  | 80   | 241  | 27.2 | 1          | 0.5           | 480       |

### 3.2 Diagramme de rayonnement acoustique

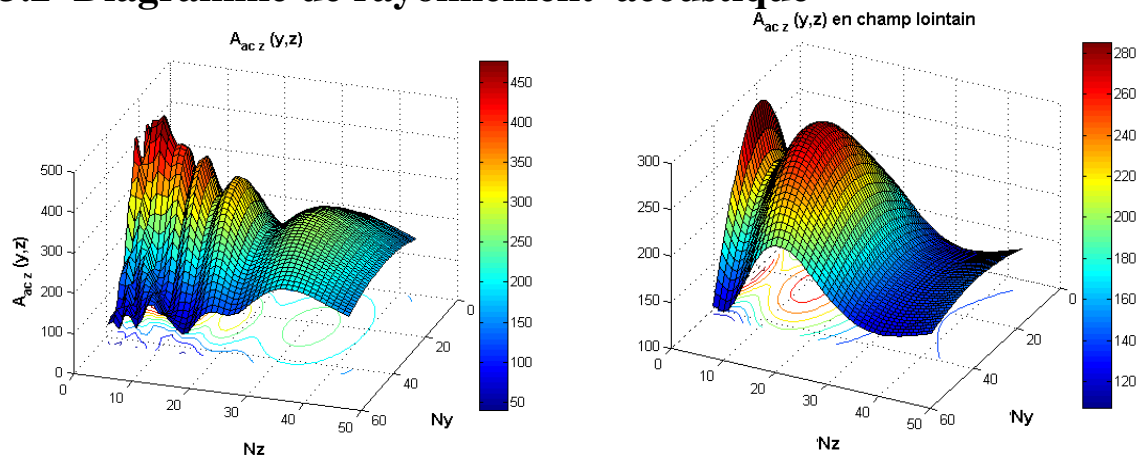


Figure 3.2.a

Figure 3.2. b

Figure 3.2.a. Représentation du diagramme de rayonnement dans le plan  $x=Lx/2$  en champ proche et en champ lointain

Figure 3.2.b. Représentation du diagramme de rayonnement dans le plan  $x=Lx/2$  en champ lointain

Sur la figure 3.2.a on exprime le paramètre acoustique selon  $Ly=1mm*Lz=20mm$ , selon une discrétisation de  $43*43$  points. Chaque itération  $Nz$  correspond à un pas spatial de l'ordre de 0.5mm. On voit la zone de champ proche de  $z=0$  à 8mm ( $Nz=1$  à 17) et la zone de champ lointain de  $z=8mm$  à  $z=20mm$  ( $Nz=18$  à 43). En champ proche, les fluctuations d'amplitude du paramètre acoustique vont favoriser un écoulement multicellulaire. De même pour la source circulaire en champ proche (cf. Figure 2.2.1.a.) Nous avons donc privilégié le champ lointain pour la suite de nos calculs sous COMSOL.

Sur la figure 3.2.b on réalise une discrétisation de  $43*43$  points cette fois uniquement en champ lointain.  $z_{min}=z_{Fresnel}=8mm$ , on a donc  $z \in [8,28mm]$ . Chaque pas  $Nz$  correspond à un pas spatial de l'ordre de 0.5mm. Celle-ci, plus proche de la réalité que le paramètre  $A=constant$ , permet de conserver un écoulement monocellulaire tout en approchant une forme plus réaliste du faisceau.

Nous allons comparer l'influence des deux formes du diagramme de rayonnement injectée :

-paramètre A constant

-profil du diagramme de rayonnement exact du champ lointain (importation du profil de la Fig.3.2.a)

L'exploitation du champ proche avec ses oscillations de maximas (Fig. 3.2.a) génère un écoulement multicellulaire tandis que le paramètre A constant moyen en champ proche génère un écoulement monocellulaire. Ceci met en évidence l'importance d'un profil réaliste du diagramme de rayonnement afin de connaître la nature de l'écoulement.

### 3.3 Simulations numériques sous COMSOL :

Le système d'équations (3-6) est résolu numériquement en utilisant un code aux éléments finis. On compare les résultats obtenus en considérant les cas A variable et A constant correspondant à la même valeur moyenne en champ lointain. La moyenne surfacique de A en champ lointain est calculée par la méthode des trapèzes (appliquée sur la Figures 3.2.2):

$$A_{moyenne\ surfacique} = \left( \int_{Nz=1}^{43} \int_{Ny=1}^{43} A(y,z) dy dz \right) \frac{1}{42 \cdot 42} = 130$$

Le A moyen surfacique est de 130. On a vu dans le cas  $f=10MHz$ , que l'on importe le diagramme de rayonnement uniquement dans le plan de la source car le faisceau est très directif. Ici, le faisceau à fréquence 5 fois plus élevée, on conserve uniquement la composante longitudinale de la force acoustique. On importe ensuite le diagramme de rayonnement seulement dans le plan du faisceau et on simule l'écoulement sous COMSOL. L'exploitation de la zone de champ lointain est nécessaire pour conserver un écoulement monocellulaire.



### Champ de vitesse



Figure 3.3.1.a. Champ de vitesse adimensionné pour le paramètre  $A_{moyenne\ surfacique} = 130$ , en  $x=Lx/2$



Figure 3.3.1.c. Champ de vitesse adimensionné pour le paramètre exact  $A_{(y,z)}$  de la source rectangulaire issu du champ lointain, en  $x=Lx/2$

### Champ de fraction massique

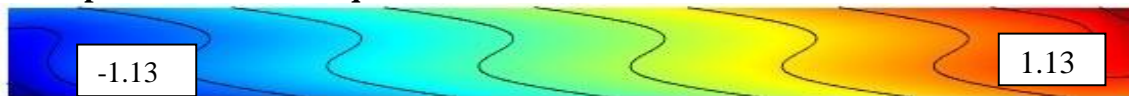


Figure 3.3.2.a : Evolution du champ de fraction massique et iso-valeurs pour  $A=130$  en  $x=Lx/2$

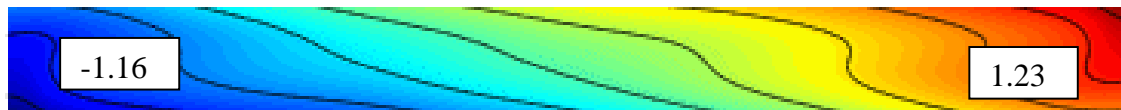


Figure 3.3.2.c : Evolution du champ de fraction massique et iso-valeurs pour le paramètre exact  $A_{(y,z)}$  de la source rectangulaire issu du champ lointain, en  $x=Lx/2$

On résume les grandeurs des deux configurations :

| Paramètre A | Nature de l'écoulement | Vitesse ( $\mu\text{m/s}$ ) | Fraction massique C ( $\text{mol/m}^3$ ) | Gradient de fraction massique |
|-------------|------------------------|-----------------------------|--|-------------------------------|
| constant    | monocellulaire         | 1.8                         | 0.0113                                   | 0.22                          |
| $A_{(y,z)}$ | monocellulaire         | 1.54                        | 0.0123                                   | 0.24                          |

## Conclusion

Dans une première partie, en comparant les résultats des simulations numériques de l'écoulement généré dans un fluide visqueux par un faisceau ultrasonore avec les résultats expérimentaux de Moudjed, on valide le processus d'importation du code acoustique sous COMSOL. Nous avons ensuite réalisé l'étude de la séparation du fluide binaire eau-éthanol. Les calculs analytiques sous Maple ont été validés sous COMSOL. Le code acoustique a permis de restituer un écoulement plus réaliste avec un paramètre acoustique adimensionné A variable. On voit alors que le champ de vitesse est légèrement plus faible que celui obtenu par l'approximation A constant. Ceci a pour effet d'augmenter le gradient de fraction massique m de 10%. Le profil des iso-valeurs du champ de fraction massique est allongé horizontalement pour A variable, ceci est directement lié à la forme du rayonnement acoustique importé.

### Références

- [1] C. Eckart, Vortices and streams caused by sound waves, Phys. Rev. 73 (1) (1948) 68.
- [2] S.J. Lightill « Acoustic streaming », J. S. and vibrations, vol. 61, n°13, pp. 391-418, 1978
- [3] Brahim Moudjed, thèse, INSA de Lyon, 2013, HAL-Id : tel-00958258
- [4] W. Dridi, D.Henry, and H. Ben Hadid, Phys. Rev. E 77, 046311(2008).
- [5] M.C. Charrier-Mojtabi, A. Fontaine, A. Mojtabi, Int.J.Heat Mass Transfer, 55, (2012) 5992-5999.
- [6] Lord Rayleigh, Philos. Trans. R. Soc. London, 175, 1,(1884)
- [7] W.L. Nyborg, J. Acoust. Soc. Am. 30, 329 (1958)
- [8] M. Hamilton, Y. Ilinskii and E. Zabolotskaya, J.Acoust. Soc. America 113, 153 (2003)
- [9] W. L. Nyborg, Non Linear Acoustics, chap. 7 : Acoustic streaming, p. 207-228. Academic Press, 1998.
- [10] The Soret Effect: A Review of Recent Experimental Results. Jean K. Platten University of Mons-Hainaut, Place du Parc, 20, Mons 7000, Belgium