

Couplage thermodiffusion-convection dans une colonne thermo-gravitationnelle en vue de la séparation des espèces d'un mélange multiconstituants.

D. Mutschler,

Université Lyon 1, Université de Lyon, Laboratoire de Mécanique des Fluides et d'Acoustique, UMR CNRS 5509, 36 avenue Guy de Collongue, 69134 écully, dimitri.mutschler@univ-lyon1.fr

M. A. Larabi, A. Mojtabi

Université Paul Sabatier, Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse, UMR CNRS 5502, 2 Allée du Professeur Camille Soula, 31400 Toulouse, France

Résumé :

Nous proposons dans ce travail une étude théorique de la séparation thermo-gravitationnelle au sein d'un mélange de N constituants. Cette étude traite d'une colonne thermo-gravitationnelle bidimensionnelle verticale. Elle repose sur l'approximation d'Oberbeck Boussinesq, sur l'hypothèse de l'écoulement plan parallèle et sur la théorie développée par Furry, Jones et Onsager. En utilisant ces hypothèses nous avons déterminé analytiquement la vitesse, la température et les fractions massiques de chaque constituant à l'état stationnaire. Connaissant l'écoulement de base dans la colonne, nous avons déterminé la séparation de chacun des N constituants du mélange. Il nous a aussi été possible de calculer l'expression analytique reliant la séparation de chacune des espèces du mélange en fonction de leurs coefficients de transport. Les valeurs des coefficients de thermo-diffusion tabulées dans la littérature sont en bon accord avec nos résultats analytiques.

Abstract :

In this work a theoretical study of the thermo-gravitational separation process of an N -component mixture is presented. This study is focus on a bi-dimensional thermo-gravitational column. It is based on the parallel flow approximation and the theory developed by Furry Jones and Onsager. Using these hypotheses the velocity, the mass-fraction of each component and the temperature at the stationary state have been analytically determinate. Knowing the basis state in the column, the separation of each component in the mixture has been determinate. An analytical expression relating the separation and the transport coefficients has been obtained. The thermo-diffusion coefficients tabulated in the literature are in good agreement with the value analytically obtained.

Mots clefs : écoulement convectif, thermo-diffusion, mélange de fluide multiconstituants

1 Introduction

La thermo-diffusion ou l'effet Soret intervient dans de nombreux procédés industriels ainsi que dans de nombreux phénomènes naturels. On peut citer comme exemple, la croissance cristalline, le transport des polluants dans le sol ainsi que la convection thermohaline [1, 2, 3]. C'est en 1939 que Furry, Jones et Onsager [4] ont développé une théorie (FJO) permettant la description de l'effet thermogravitationnel dans les mélanges gazeux. En négligeant l'influence de la fraction massique dans le terme de flottabilité (Effet oublié), ils ont obtenu, à l'état stationnaire, les relations donnant la séparation des espèces d'un mélange binaire au sein d'une colonne thermo-gravitationnelle de grande extension verticale.

En 1942, De Groot a étendu la théorie (FJO) au cas des liquides [5]. Les dispositifs expérimentaux utilisés pour la séparation thermogravitationnelle, des espèces d'une solution binaire, sont généralement constitués soit :

- d'une colonne cylindrique annulaire verticale de grande hauteur et de faible écartement avec le cylindre intérieur chauffé et le cylindre extérieur refroidi
- d'une cavité parallélépipédique de grande hauteur et de faible épaisseur avec l'une des plaques verticales maintenue à une T_c supérieure à la température T_f de la plaque en vis-à-vis.

Le gradient thermique horizontal imposé induit un écoulement convectif unicellulaire qui conduit à une séparation des espèces entre le haut et le bas de la colonne verticale. Ce qui se traduit par une augmentation de la fraction massique d'une des espèces en bas de la colonne et son appauvrissement en haut et inversement pour l'autre espèce. Les colonnes thermo-gravitationnelles sont utilisées pour la détermination des coefficients de transport des constituants d'un mélange à partir des mesures des fractions massiques, pour cela plusieurs techniques expérimentales ont été mises au point [6, 7]. De nos jours, les études traitant des mélanges binaires sont bien avancées et les recherches portant sur les mélanges ternaires sont plus soutenues. Plusieurs dispositifs ont été mis en place pour mesurer les coefficients de transport des mélanges ternaires [8, 9, 10, 11].

Dans le cas où le coefficient Soret, du composant le plus lourd, est négatif ce dernier migre et s'accumule dans la partie haute de la colonne conduisant ainsi à une instabilité de Rayleigh Taylor. Il n'est donc plus possible, dans ce cas, d'atteindre l'état stationnaire conduisant à la séparation des différents constituants du mélange et par là à la mesure des coefficients de thermodiffusion sur Terre. Des campagnes expérimentales, en vue de mesurer les coefficients de thermodiffusion, sont menées dans la station spatiale internationale dans le cadre du projet DCMIX ESA. Ce projet a pour but de mesurer les coefficients de transport pour plusieurs mélanges binaire et ternaire. Cette campagne a déjà abouti à de nombreux résultats pour plusieurs mélanges ternaires, avec différentes fractions massiques, des constituants tétrahydrocannabinol et de n-dodecane [11]. Les valeurs des coefficients de diffusion massique croisée calculées à partir de relevés de mesure opérés dans la station internationale restent cependant disparates [11, 12]. Pour remédier à cette difficulté, plusieurs travaux théoriques ont été menés. Haugen et Firoozbadi [13, 14] ont développé un modèle permettant de calculer les coefficients de diffusion massique dans les mélanges à N -constituants, leur modèle est basé sur l'analyse du régime transitoire. Ils ont comparé les valeurs obtenues en utilisant leur modèle à des valeurs tabulées dans la littérature pour des mélanges binaire. Larabi et al. [15] ont introduit les valeurs des coefficients de thermodiffusion et de diffusion massique mesurées en microgravité dans leur modélisation en gravité terrestre. Cette modélisation repose sur l'approximation plan parallèle et la théorie de Furry, Jones et Onsager. Ils ont obtenu la solution analytique de l'écoulement unicellulaire et les fractions massiques des différents constituants du mélange en fonction de la hauteur de la colonne verticale poreuse saturée par le même ternaire utilisé dans

la station spatiale internationale. La modélisation utilisée a montré que les profils de fraction massique calculés sont en bon accord avec les résultats de mesure en laboratoire ce qui valide indirectement les mesures opérées en microgravité. Dans le présent travail, on se propose d'étendre la théorie de FJO pour les mélanges binaires aux mélanges de fluides à N -constituants. Cette étude est réalisée dans une colonne thermo-gravitationnelle bidimensionnelle, de grande extension verticale, remplie par un mélange à N -constituants. La colonne verticale est soumise à un gradient thermique horizontal. Nous avons ainsi réussi à déterminer analytiquement le champ de vitesse, le champ de température et la fraction massique de chaque constituant à l'état stationnaire. Une expression analytique donnant la séparation à l'état stationnaire a été obtenue. Nous proposons aussi une relation permettant de calculer les coefficients de thermo-diffusion à partir des mesures des fractions massiques.

2 Formulation Mathématique

On considère une colonne thermo-gravitationnelle verticale assimilée à une cavité rectangulaire de grand rapport d'aspect $A = L/h \gg 1$ où L est la hauteur de la colonne selon la direction y portée par le vecteur unitaire \mathbf{y} selon la verticale ascendante (l'accélération de la pesanteur est donnée par $\mathbf{g} = -g\mathbf{y}$) et h l'épaisseur de la colonne selon la direction x . La cellule thermo-gravitationnelle est remplie par un fluide avec N constituants. Les parois de la cavité sont supposées imperméables et indéformables, les parois verticales ($x = 0, x = h$) sont maintenues respectivement à température constante T_1 et T_2 et les parois horizontales ($y = 0, y = L$) sont thermiquement isolées. Le système étudié ainsi que les conditions aux limites thermiques sont schématisés sur la fig. 1.

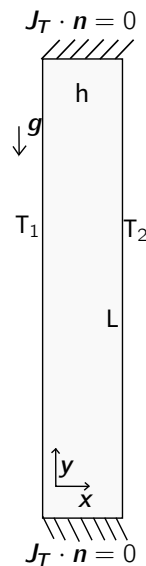


FIGURE 1 – Colonne thermo-gravitationnelle avec les conditions aux limites associées.

Dans le cadre de cette étude l'approximation d'Oberbeck-Boussinesq est supposée valable et les grandeurs thermophysiques du mélange sont supposées constantes à l'exception de la masse volumique du fluide au niveau du terme générateur de la convection naturelle égal à :

$$\rho = \rho_0 \left[1 - \beta_T (T^d - T_0) - \sum_{i=1}^{N-1} \beta_{ci} (C_i^d - C_{i0}) \right]. \quad (1)$$

ρ_0, T_0 et C_{i0} sont respectivement la masse volumique, la température et les fractions massiques à l'état de référence. T^d et C_i^d sont la température et la fraction massique du composant i , l'exposant d désigne les variables dimensionnelles. Les variables sans l'exposant d sont sans dimension. β_T et β_{ci} sont respectivement le coefficient d'expansion thermique du mélange et les β_{ci} le coefficient d'expansion massique de l'espèce i . L'écoulement étudié est régi par l'équation de Navier-Stokes dans le cadre de l'hypothèse de Boussinesq et de l'incompressibilité :

$$\nabla \cdot \mathbf{V} = 0, \quad (2)$$

$$\partial_t \mathbf{V} + (\mathbf{V} \cdot \nabla) \mathbf{V} = -\nabla P + RaPr (T + \psi^T \cdot \mathbf{C}) \mathbf{y} + Pr \Delta \mathbf{V}. \quad (3)$$

La convection étant le moteur de la séparation thermo-gravitationnelle, nous avons choisi comme échelle de temps (h^2/a) où a est la diffusivité thermique du mélange de fluide. Dans des configurations similaires certaines équipes choisissent une échelle de temps basée sur la viscosité cinématique au lieu de la diffusivité thermique. L'échelle de longueur est l'épaisseur h de la cavité. \mathbf{V} désigne le vecteur vitesse, sa composante selon x est notée U et V selon y . T est le champ de température qui est rendu adimensionnel par $T = (T^d - T_0)/\Delta T$ avec $\Delta T = T_1 - T_2$. Le vecteur \mathbf{C} a pour composantes les $N - 1$ fractions massiques C_i des premiers $N - 1$ constituants du mélange. Lors de la mise sous forme adimensionnelle du problème les fractions massiques sans dimension C_i ont été remplacées par leur valeur respective divisée par le nombre adimensionnelle $-\Delta T D_{Ti}/D_{ii}$. D_{Ti} est le coefficient de thermo-diffusion du constituant i et D_{ii} est l'élément (i, i) de la matrice de diffusion \mathbf{D} de taille $(N - 1) \times (N - 1)$. Ra est le nombre de Rayleigh thermique, Pr est le nombre de Prandtl et ψ est un vecteur uni-colonne de taille $N - 1$ de composantes les facteurs de séparation de chacun des constituants :

$$Ra = \frac{h^3 g \beta_T \Delta T}{(\nu a)}, \quad \psi_i = -\frac{\beta_{ci} D'_{Ti}}{\beta_T D_{ii}}, \quad Pr = \frac{\nu}{a} \quad (4)$$

ν est la viscosité cinématique. L'évolution temporelle de la température est donnée par l'équation de la conservation de l'énergie.

$$\partial_t T + \mathbf{V} \cdot \nabla T = \nabla^2 T \quad (5)$$

L'évolution temporelle de la fraction massique de chacun des constituants dans la cavité est donnée par l'équation de conservation de chacune des $N - 1$ espèces du mélange en prenant en compte la thermodiffusion :

$$\partial_t \mathbf{C} + (\mathbf{V} \cdot \nabla) \mathbf{C} = \mathbf{Le}^{-1} \cdot \nabla^2 (\mathbf{C} \mathbf{r} \cdot \mathbf{C} - \mathbf{1} \cdot T), \quad (6)$$

$\mathbf{1}$ est un vecteur de taille $N - 1$ contenant uniquement des 1. \mathbf{Le} est une matrice diagonale de taille $(N - 1) \times (N - 1)$ contenant les nombres de Lewis de chacune des espèces du mélange, $Le_{ii} = a/D_{ii}$. $\mathbf{C} \mathbf{r}$ est la matrice des éléments de diffusion croisée, elle est de taille $(N - 1) \times (N - 1)$ et sa diagonale est uniquement remplie de 1.

$$Cr_{ij} = \frac{D_{ij}}{D_{ii}} \frac{\Delta C_j}{\Delta C_i} \quad (7)$$

Les conditions aux limites pour $x = 0, 1$ sont :

$$T = 1 \quad \text{pour } x = 0, \quad T = 0 \quad \text{pour } x = 1 \quad (8)$$

$$\mathbf{J}_i \cdot \mathbf{x} = 0 \quad \text{pour } x = 0, 1 \quad (9)$$

$$\mathbf{V} = 0 \quad \text{pour } x = 0, 1 \quad (10)$$

\mathbf{J}_i est le vecteur densité de flux massique du constituant i .

$$\mathbf{J}_i = -\frac{1}{Le_{ii}} \left(\sum_{j=1}^{N-1} Cr_{ij} \nabla C_j - \nabla T \right) \quad (11)$$

Les conditions aux limites pour $y = 0, A$ sont :

$$\frac{\partial T}{\partial y} = 0, \quad \frac{\partial \mathbf{C}}{\partial y} = 0, \quad \mathbf{V} = 0 \quad (12)$$

Le système physique étudié dépend donc d'un totale de $(N-1)^2 + (N-1) + 3$ paramètres adimensionnels. Le rapport d'aspect A , le nombre de Rayleigh Ra , le nombre de Prandtl Pr , les $N-1$ facteurs de séparation ψ_i , les $N-1$ nombre de Lewis Le_{ii} et les $(N-1)^2 - (N-1)$ éléments de diffusion croisée Cr_{ij} .

3 Modèle théorique

La théorie de FJO a permis dans cette étude d'obtenir le champ de base de l'écoulement ainsi que la séparation de chaque constituant. La prise en compte de "l'effet oublié" à la base de la théorie de FJO a fourni des résultats en bon accord avec les résultats expérimentaux pour les mélanges binaires [4]. Dans le cas d'une colonne thermo-gravitationnelle poreuse remplie d'un mélange de fluide ternaire le recours à l'effet oublié a permis à Larabi et al. [15] d'obtenir l'écoulement à l'état stationnaire ainsi qu'une relation analytique liant les coefficients de thermodiffusion aux autres coefficients de transport et à la séparation. Dans leurs études Larabi et al. ont pu comparer le champ de base obtenu analytiquement avec des simulations numériques directes, l'erreur obtenue est toujours restée inférieure à 6%. L'effet oublié consiste à négliger la contribution des fractions massiques au niveau du terme générateur de la convection naturelle, l'équation (3) devient alors :

$$\partial_t \mathbf{V} + (\mathbf{V} \cdot \nabla) \mathbf{V} = -\nabla P + Ra Pr T \mathbf{y} + Pr \Delta \mathbf{V}. \quad (13)$$

Comme la colonne thermo-gravitationnelle est de grande extension verticale, l'influence des parois horizontales a été négligée, les lignes de courants sont donc supposées parallèles entre elles ce qui conduit à l'écoulement de base suivant :

$$\mathbf{V} = v(x) \mathbf{y} \quad (14)$$

$$\mathbf{C}(x, y) = \mathbf{m} y + \mathbf{f}(x) \quad (15)$$

$$T(x, y) = m_T y + g(x). \quad (16)$$

$\mathbf{f}(x)$ et $g(x)$ sont des fonctions ne dépendant que de x et seront déterminées à la fin de cette section.

m_T est le gradient vertical thermique et \mathbf{m} est le gradient vertical des fractions massiques. Comme il a été précisé au niveau de l'introduction, chaque constituant se sépare entre le haut et le bas de la colonne thermo-gravitationnelle et donc la séparation de l'espèce i S_i est simplement égale à $S_i = A \cdot m_i$. Il faut donc déterminer le gradient vertical de fraction massique \mathbf{m} pour connaître la séparation à l'état stationnaire. Précisant que l'écoulement de base donné par les équations (14)-(16) n'est pas valable proche des parois horizontales et donc les conditions aux limites (12) ne peuvent plus être utilisées. Pour fermer le système d'équations mathématiques, nous avons utilisé le confinement de l'écoulement dans la colonne thermo-gravitationnelle. Les conditions suivantes permettent d'avoir un problème mathématique bien posé :

— Le débit volumique à travers toute section droite horizontale est supposé nul :

$$\int_0^1 v(x) dx = 0 \quad (17)$$

— La masse de chacune des espèces du mélange est considérée conservée dans toute la cavité :

$$\int_0^1 \int_0^A \mathbf{C}(x, y) dx dy = 0 \quad (18)$$

— Le flux thermique est nul à travers toute section droite horizontale :

$$\int_0^1 (\mathbf{V} \cdot \mathbf{T} + \mathbf{J}_T) \cdot \mathbf{y} dx = 0. \quad (19)$$

— Le flux massique de chaque constituant est nul à travers toute section droite horizontale :

$$\int_0^1 (\mathbf{V} \cdot \mathbf{C}_i + \mathbf{J}_i) \cdot \mathbf{y} dx = 0. \quad (20)$$

En remplaçant \mathbf{V} , \mathbf{C} et T par leur expression obtenue à partir des équations (14)-(16) dans l'équation (13) on obtient le système simplifié suivant

$$\partial_x^3 v(x) = -Ra \partial_x T \quad (21)$$

$$\mathbf{Le}^{-1} \cdot \mathbf{Cr} \cdot \Delta \mathbf{C} = V \partial_y \mathbf{C} \quad (22)$$

$$\Delta T = 0 \quad (23)$$

Pour résoudre ce système, on utilise en plus des conditions aux limites en $x = 0$ et $x = 1$ les équations (17), (18) et (19)

$$V(x) = \frac{Ra}{12} x(x-1)(2x-1) \quad (24)$$

$$\mathbf{C}(x, y) = Ra \frac{\mathbf{m} \cdot \mathbf{Cr}^{-1} \cdot \mathbf{Le}}{12} \left(\frac{1}{10} x^5 - \frac{1}{4} x^4 + \frac{1}{6} x^3 - \frac{1}{120} \right) \quad (25)$$

$$+ \mathbf{Cr}^{-1} \cdot \left(\frac{1}{2} - 1 \right) x + \mathbf{m} \cdot \left(y - \frac{A}{2} \right) \quad (26)$$

$$T(x) = 1 - x$$

l'équation (19) permet d'obtenir que $m_T = 0$. Pour déterminer le gradient de fraction massique on a

utilisé la condition (20).

$$\mathbf{m} = 504Ra [(Ra \mathbf{Le})^2 + 362880 \mathbf{Cr}^2]^{-1} \cdot \mathbf{Le} \cdot \mathbf{1} \quad (27)$$

Pour certain type de mélange multiconstituant, la diffusion croisée peut être négligée permettant ainsi de simplifier les expressions des gradients verticaux de fraction massique.

$$m_i = \frac{504 Ra Le_{ii}}{(Ra Le_{ii})^2 + 362880} \quad (28)$$

Pour obtenir des relations liant les coefficients de thermo-diffusion avec les autres coefficients de transport, les relations (27) et (28) ont été redimensionnées sachant que :

$$m_i^d = \frac{D'_{Ti}}{D_{ii}} \frac{\Delta T}{h} m_i. \quad (29)$$

Il est possible d'obtenir la relation suivante à partir de l'équation 27 :

$$504 h^2 g \Delta T^2 \frac{D'_{Ti} \beta_T}{D_{ii}^2 \nu} \sum_{j=1}^{N-1} \left[\left(\frac{h^3 g \beta_T \Delta T}{\nu D_{ii}} \right)^2 + 362880 \sum_{k=1}^{N-1} \frac{D_{ik} D_{kj} D'_{Tj}}{D_{kk} D_{jj} D'_{Ti}} \right]^{-1} + m_i^d = 0. \quad (30)$$

Dans le cas où l'effet de diffusion croisée peut-être négligé, il est possible d'obtenir une formule permettant de calculer explicitement les coefficients de thermo-diffusion connaissant les D_{ii} :

$$D'_{Ti} = -\frac{m_i^d}{504} \left[\frac{h^6 g^2 \Delta T^2 \beta_T^2 + 362880 \nu^2 D_{ii}^2}{h^2 g \Delta T^2 \nu \beta_T} \right] \quad (31)$$

A partir de cette équation, on retrouve la relation classique donnant l'expression du coefficient de thermodiffusion dans le cas des solutions binaires :

$$D'_T = -\frac{m^d}{504} \left[\frac{h^6 g^2 \Delta T^2 \beta_T^2 + 362880 \nu^2 D^2}{h^2 g \Delta T^2 \nu \beta_T} \right] \quad (32)$$

Miren et al [16] ont déterminé la séparation de chacun des constituants du mélange ternaire tetraline (THN) isobutylbenzene (IBB) et n-dodecane (nC12) en fraction massique (0.8-0.1-0.1). A partir des valeurs des fractions massiques mesurées, ces auteurs ont déterminé les valeurs des coefficients de thermo-diffusion D'_{Ti} de chaque constituants i . Nous avons comparé leurs valeurs avec celle obtenues avec la formule (31) dans le tableau 1. Les résultats sont en bon accord.

Mixture	C_0	Ref. [16]	Eq. (31)
THN	0.8	$0.67 \cdot 10^{-12}$	$0.69 \cdot 10^{-12}$
IBB	0.1	$-0.18 \cdot 10^{-12}$	$-0.19 \cdot 10^{-12}$
nC12	0.1	$-0.49 \cdot 10^{-12}$	$-0.50 \cdot 10^{-12}$

4 Conclusion

Nous avons analysé dans ce travail, la séparation thermo-gravitationnelle des espèces au sein d'un mélange de N constituants contenu dans une colonne verticale. Le recours à l'hypothèse de l'écoulement parallèle, utilisée précédemment dans le cas des mélanges binaires, nous a permis d'accéder analytiquement aux champs de vitesse, de température et de fraction massique au sein de la colonne. Pour les multi-constituants à diffusion croisée négligeable, nous avons obtenu une relation simple donnant le coefficient de thermodiffusion de chacune des espèces en fonction de l'épaisseur de la cellule, de la différence de température imposée aux deux faces verticales parallèles et des coefficients de diffusion massique de chacune des espèces. Les expérimentateurs pourraient ainsi, accéder à la mesure des coefficients de thermodiffusion en mesurant le gradient de fraction massique verticale des différentes espèces du mélange. Dans le cas des mélanges ternaires, nous avons vérifié que cette relation analytique obtenue, donnant les coefficients de thermodiffusion, est en accord avec des résultats de mesures obtenus récemment [16].

Références

- [1] W. R. Wilcox, Transport phenomena in crystal growth from solution, *Progress in crystal growth and characterization of materials* 26 (1993) 153-194.
- [2] J. S. Turner, Multicomponent convection, *Annual review of fluid mechanics*, 17(1) (1985) 11-44.
- [3] H. E. Huppert, R. S. J. Sparks, Double-diffusive convection due to crystallization in magmas, *Annual review of earth and planetary Sciences* 12(1) (1984) 11-37.
- [4] W. H. Furry, R. C. Jones, L. Onsager, On the theory of isotope separation by thermal diffusion, *Physical review* 55(11) (1939) 1083.
- [5] S. R. De Groot, Théorie phénoménologique du procédé thermo-gravitationnel de séparation dans un liquide, *Physica* 9(8) (1942) 801-816.
- [6] J. K. Platten, M. M. Bou-Ali, P. Costesèque, J. F. Dutrieux, W. Köhler, C. Leppla, S. Wiegand, G. Wittko, Benchmark values for the Soret, thermal diffusion and diffusion coefficients of three binary organic liquid mixtures, *Philosophical Magazine* 83(17-18) (2003) 1965-1971.
- [7] P. Blanco, M. M. Bou-Ali, J. K. Platten, J. A. Madariaga, P. Urteaga, C. Santamaria, Thermodiffusion coefficient for binary liquid hydrocarbon mixtures, *Journal of Non-Equilibrium Thermodynamics*, 32(3) (2007) 309-317.
- [8] P. Blanco, M. Bou-Ali, J. K. Platten, D. A. de Mezquia, J. A. Madariaga, C. Santamaría Thermodiffusion coefficients of binary and ternary hydrocarbon mixtures. *The Journal of chemical physics*, 132(11) (2010) 114506.
- [9] P. Kolodner, W. Hugh, M. Cheryl, Optical measurement of the Soret coefficient of ethanol/water solutions, *The Journal of chemical physics* 88(10) (1988) 6512-6524.
- [10] M. Gebhardt and W. Köhler, Contribution to the benchmark for ternary mixtures : Measurement of the Soret and thermodiffusion coefficients of tetralin+ isobutylbenzene+ n-dodecane at a composition of (0.8/0.1/0.1) mass fractions by two-color optical beam deflection, *The European Physical Journal E* 38(4) (2015) 1-8.
- [11] M. M. Bou-Ali, A. Ahadi, D. Alonso de Mezquia, Q. Galand, M. Gebhardt, O. Khlybov, W. Köhler, M. Larrañaga, J. Legros, T. Lyubimova, A. Mialdun, I. Ryzhkov, M. Saghir, V. Shevtsova, S. Van

- Vaerenbergh, Benchmark values for the Soret, thermodiffusion and molecular diffusion coefficients of the ternary mixture tetralin+ isobutylbenzene+ n-dodecane with 0.8-0.1-0.1 mass fraction, *The European Physical Journal E* 38(4) (2015) 1-6.
- [12] V. Sechenyh, J. Legros, A. Mialdun, J. Ortiz de Zárate, V. Shevtsova, Fickian Diffusion in Ternary Mixtures Composed by 1, 2, 3, 4-Tetrahydronaphthalene, Isobutylbenzene, and n-Dodecane, *The Journal of Physical Chemistry B* 120(3) (2016) 535-548.
- [13] K. B. Haugen, A. Firoozabadi, On measurement of thermal diffusion coefficients in multicomponent mixtures, *The Journal of chemical physics*, 122(1) (2005) 014516.
- [14] K. Haugen, A. Firoozabadi, Transient separation of multicomponent liquid mixtures in thermogravitational columns. *The Journal of chemical physics*, 127(15) (2007) 154507.
- [15] M. A. Larabi, D. Mutschler, A. Mojtabi, Thermal gravitational separation of ternary mixture n-dodecane/isobutylbenzene/tetralin components in a porous medium *The Journal of Chemical Physics*, 144(24) (2016) 244902.
- [16] M. Larrañaga, M. M. Bou-Ali, D. A. de Mezquia, D. A. S. Rees, J. A. Madariaga, C. Santamaría, J. K. Platten, Contribution to the benchmark for ternary mixtures : Determination of Soret coefficients by the thermogravitational and the sliding symmetric tubes techniques, *The European Physical Journal E*, 38(4) (2015) 1-7.