

Evaporation d'une gouttelette en chute libre dans l'air

S. Guella^a, S. Alexandrova^b, A. Saboni^{a,*}

^a LGPE, INSA de Rouen, BP 08, Pl. E. Blondel, 76131 Mont-Saint-Aignan, France

^b LGPE, Université de Caen, Dépt Génie Chimique, IUT de Caen, bd. Maréchal Juin, 14032 Caen, France

Reçu le 5 octobre 2005 ; reçu en forme révisée le 14 janvier 2006 ; accepté le 30 juillet 2007

Disponible sur Internet le 4 septembre 2007

Résumé

L'étude concerne l'effet de l'évaporation sur la vitesse instantanée d'une goutte de diamètre inférieur au millimètre en chute libre dans l'air. Le montage expérimental est une colonne de 2,6 m de hauteur dans laquelle la température et l'hygrométrie sont contrôlées ($T \sim 20^\circ\text{C}$, $70 < Hr < 90$). Au sommet de la colonne, un générateur permet de produire des gouttes quasi identiques de diamètre inférieur au millimètre. Un montage optique à double niveau de détection, permet de mesurer la vitesse instantanée de la goutte à diverses positions le long de la colonne. Des mesures ont été réalisées sur des gouttes de liquides ayant des caractéristiques physico-chimiques différentes : l'eau, le 2-éthyl-1-hexanol, l'éthanol et l'acétone. D'autre part un modèle simple, tenant compte du mouvement et du transfert de matière et de chaleur au niveau de la gouttelette en chute libre dans l'air, a été développé. Ce modèle est valable pour les nombres de Reynolds inférieurs à 400. La comparaison des résultats du modèle avec des points expérimentaux de la littérature d'une part et avec nos résultats expérimentaux d'autre part donne une bonne concordance.

© 2007 Elsevier Masson SAS. Tous droits réservés.

Mots-clés : Modélisation ; Transfert de matière et de chaleur ; Évaporation ; Gouttelette

Keywords : Modeling; Heat and mass transfer; Evaporation; Droplet

Abridged English version

In many industrial processes of chemical engineering or energetic such as combustion systems, atmospheric systems, spray cooling, and drying by atomization, one finds droplets in movement in a gas phase. These droplets can be subjected to the phenomenon of evaporation involving an endothermic process localized at the surface.

The aim of this article is to study the influence of the evaporation phenomenon on the instantaneous velocity of a free-falling droplet of diameter inferior to one millimeter. The falling droplet is subjected to its weight, to the Archimedes force and to the drag force. The particle motion is given by Eq. (1). The velocity calculation requires the knowledge of the drag force coefficient and for this we use here a correlation resulting from Saboni et al. work [1] (Eq. (2)) which is valid for Reynolds numbers inferior than 400 and for any viscosity ratio

between the dispersed and the continuous phases. The integration of Eq. (1) gives the instantaneous droplet velocity.

The droplet vaporization rate is given by Eq. (5) and enables us to calculate the instantaneous droplet diameter. In order to calculate the droplet vaporization rate, we use the Beard and Pruppacher correlation [2] to calculate the Sherwood number (Eq. (6)). In order to calculate the saturation vapor pressure, it is considered that there is permanently liquid/vapor balance at the interface. The saturation vapor pressure then represents the vapor partial pressure in the vicinity of the droplet. The molar fraction of liquid vapor on the droplet surface given by the Raoult law (Eq. (7)). The liquid vapor mass fraction at the droplet surface is calculated by Eq. (10). The analogy between the mass and heat transfer permit to determine the Nusselt number (Eq. (12)). The heat balance gives Eq. (14). The integration of this equation gives the instantaneous droplet temperature (details of the calculation are given in Appendix A).

To support the model the experiments are carried out by using a vertical rectangular column (Fig. 1). The height, the length and the width of this column are respectively 2.6, 0.6 and 0.56 m. At the top of the column, a generator allows to pro-

* Auteur correspondant.

Adresse e-mail : saboni@insa-rouen.fr (A. Saboni).

Nomenclature

| | | | |
|-----------|---|----------------------|--|
| C_d | coefficient de traînée | T_c | température critique °C |
| C_p | capacité calorifique $\text{J kg}^{-1} \text{K}^{-1}$ | T_r | température réduite |
| D | diffusivité moléculaire $\text{m}^2 \text{s}^{-1}$ | u | vitesse de chute m s^{-1} |
| d | diamètre de la goutte m | V_l | volume de la goutte m^3 |
| g | accélération de la pesanteur m s^{-2} | Y | fraction massique |
| H | hauteur m | y | fraction molaire |
| Hr | humidité % | <i>Symbole grecs</i> | |
| L_v | enthalpie de vaporisation J kg^{-1} | κ | rapport des viscosités |
| M | masse molaire kg kmol^{-1} | μ | viscosité dynamique Pa s |
| \dot{m} | débit massique de vaporisation kg s^{-1} | ν | viscosité cinématique $\text{m}^2 \text{s}^{-1}$ |
| Nu | nombre de Nusselt | λ | conductivité thermique $\text{W m}^{-1} \text{K}^{-1}$ |
| Pe | nombre de Peclet | ρ | masse volumique kg m^{-3} |
| Pr | nombre de Prandtl | <i>Indices</i> | |
| \dot{Q} | puissance thermique W | l | phase liquide |
| r | rayon de la goutte m | g | phase gazeuse |
| Re | nombre de Reynolds | v | vapeur |
| S_l | surface de la goutte m^2 | s | surface |
| Sc | nombre de Schmidt | sat | à saturation |
| Sh | nombre de Sherwood | ∞ | loin de la surface de la goutte |
| t | temps s | moy | moyenne |
| T | température °C | | |

duce identical droplets of diameter lower than one millimeter. To measure with precision the droplet diameter, the assembly is provided with a video device. We use in this case a color camera JVC TK-C7101EG and a Cosmocar objective of 75 mm preceded by a lengthening-piece of 40 mm.

An intense source of light placed at the back plane makes it possible the camera obturator to react to the passage of the droplet by producing a very short duration, which gives a clear image of the droplet in spite of its displacement. The droplet image is analyzed with LEICA IM50 software. An optical assembly with a double level of detection allows measuring the instantaneous velocity of the droplet. For each level of detection, a ray of light is generated by a laser diode 1MWCI.II. When a droplet crosses this beam, the light (Mie diffusion) emitted by the latter is collected by a photodiode IPL10050. The optical unit is placed in a darkroom provided with openings for the passage of the droplets. The signal emitted by each photodiode is transmitted to Tektronix TDS 2014 oscilloscope. The recording of the two peaks makes it possible to know the droplet passage time between the two detectors (time between the two peaks). The instantaneous velocity calculation of the droplet is then possible since the distance between the two detections levels is known with precision (50 mm). This distance is sufficient to allow the measurement of time separating the two peaks.

The droplet instantaneous velocity measurement is carried at various heights, between 5 and 140 cm from the droplet generation. The whole of measurements thus describes the complete evolution of the droplet velocity. The temperature and the humidity are measured at the top, the medium and the bottom of

the column. In order to check the reproducibility of our experiments, each measurement is at least renewed 5 times.

The experiments have been realized on liquid droplets having different physicochemical characteristics: water, 2-ethyl-1-hexanol, ethanol and acetone. In Fig. 2, we compare the model with the experimental data of Sartor and Abbot [9]. This figure shows the good agreement between the speeds calculated from the present model, and those obtained experimentally by Sartor and Abbott [9].

The present results are presented on Figs. 3 to 6. The figures present the evolution of the droplet velocity history of water, 2-ethyl-1-hexanol, ethanol and acetone ($T = 20^\circ\text{C}$). For instance, Fig. 5 shows our experimental and simulated results for four ethanol droplets of 300, 400, 500 and 650 μm in diameter. We observe a strong evaporation for droplets of 300 μm in diameter, because the distance of 1.4 m starting from point of generation is sufficient so that the droplets accelerate until the velocity limit. The evaporation of the droplet induces a reduction in its diameter and in its falling velocity. For the droplets of 400, 500 and 650 μm diameter, the distance is insufficient to observe the effect of droplet evaporation.

The examination of Fig. 5 allows concluding that the model is in adequacy with the experimental results. In all cases, the comparison of the present model with the experimental results gives a good agreement. Figs. 7 and 8 show the effect of the physicochemical properties on the evaporation of droplets of 400 and 500 μm in diameter. Figs. 9 and 10 presents the temporal evolution of the dimensionless numbers (Nusselt, Sherwood, Peclet and Reynolds) for ethanol and acetone droplets of 300 μm in diameter under evaporation.

The experimental results demonstrate the possibility to study the evaporation process of droplets of high or low volatile components by measuring the instantaneous velocity of a single freely falling droplet. The comparison of the model results with the literature experimental data and with our experimental results gives a good agreement.

1. Introduction

Dans de nombreux procédés industriels de génie chimique et de l'énergétique tels que les systèmes de combustion, le refroidissement des gouttes dans les tours et le séchage par atomisation, on trouve des gouttelettes en déplacement dans une phase gazeuse. Ces gouttelettes peuvent être soumises au phénomène d'évaporation entraînant un processus endothermique localisé en surface. Il est admis qu'on peut considérer isolément chaque goutte d'un système dispersé, lorsque la distance moyenne entre les gouttes est supérieure à quelques fois leur diamètre. Par conséquent une meilleure connaissance du bilan associant le transfert de matière et de chaleur sur une goutte isolée en mouvement est importante avant de prendre en considération les interactions entre les gouttes.

Un nombre considérable de travaux a permis de proposer un ensemble de corrélations sur les transferts de matière et de chaleur dans le cas de gouttelettes stagnantes ou de sphères [1,2]. Cependant, peu d'études ont été réalisées sur des gouttes en chute libre, Erens et al. [3] se sont intéressés à la modélisation de l'évaporation des grosses gouttes d'eau en accélération. Yao [4] a mesuré le taux de refroidissement des gouttes d'eau de 4 mm en accélération dans l'air immobile. Par ailleurs, Fisenko et al. [5], Brin et al. [6] et Fisenko et al. [7] se sont intéressés à la modélisation du refroidissement par évaporation de gouttes d'eau dans une tour de refroidissement. Le but de leurs études est le développement d'un modèle, permettant d'évaluer l'efficacité d'une tour de refroidissement.

L'influence de l'évaporation de la goutte sur l'efficacité du transfert de matière a aussi fait l'objet d'investigations. Widmann et Davis [8] se sont intéressés au mécanisme de transfert de matière dans le cas d'un train de gouttelettes traversant un air pollué, mais pour des temps de contact assez faibles. Les expériences de Sartor et Abbot [9] ont permis d'obtenir les vitesses instantanées de gouttes d'eau de diamètres inférieur au millimètre. Wang et Pruppacher [10] ont mesuré les vitesses locales de gouttes d'eau de diamètre supérieur au millimètre.

L'objectif de cet article est la modélisation de la vitesse instantanée d'une gouttelette de diamètre inférieur au millimètre en chute libre dans l'air en prenant en compte le phénomène de l'évaporation. Le calcul de cette vitesse nécessite la connaissance du coefficient de traînée. Nous utilisons ici une corrélation issue des travaux de Saboni et al. [11]. Celle-ci est valable pour des nombres de Reynolds inférieurs à 400 et pour n'importe quel rapport des viscosités entre les phases dispersée et continue. Dans le modèle de l'évaporation de la goutte nous utilisons la corrélation de Beard et Pruppacher [12] pour calculer le nombre de Sherwood et par analogie entre le transfert de matière et de chaleur nous déterminons le nombre de Nusselt.

Afin de valider le modèle, des investigations expérimentales sont menées dans une colonne verticale de 2,6 m de hauteur. La mesure de la vitesse locale d'une goutte est réalisée à différentes hauteurs de chute, entre 5 et 140 cm de son lieu de formation. L'ensemble des mesures décrit ainsi l'évolution complète de la vitesse d'une goutte. Les résultats du modèle sont comparés à nos résultats expérimentaux et à ceux publiés par Sartor et Abbot [9].

2. Expériences : Dispositif et procédure

Les expérimentations sont conduites en utilisant une colonne rectangulaire verticale (Fig. 1). La hauteur, la longueur et la largeur de cette colonne sont respectivement 2,6, 0,6 et 0,56 m. Au sommet de la colonne, un générateur permet de produire des gouttes quasi identiques de diamètre inférieur au millimètre.

Le générateur de micro-gouttes a été développé et réalisé au LGPE. Il est léger, mécaniquement rigide, facile à manipuler. Ce générateur comporte un tube rigide de 2 cm de diamètre et 12 cm de hauteur. A l'une de ses extrémités est fixée une aiguille hypodermique ; l'autre extrémité est reliée au tube d'alimentation en liquide. Un pousse seringue régule le débit de liquide dans le tube. Un générateur de tension TSX 3510 excite la membrane d'un haut parleur avec un signal carré de fréquence variable. Cette membrane est en contact direct avec un piston interchangeable, mécaniquement rigide de 20 cm de longueur. Les vibrations verticales et périodiques ainsi générées permettent des contacts réguliers entre le piston et l'aiguille hypodermique. L'ensemble du dispositif donne régulièrement naissance à de petites gouttes dont la taille est directement liée au diamètre du piston, de l'aiguille hypodermique et aux caractéristiques vibratoires du signal. L'erreur sur le diamètre de la goutte est de $\pm 5 \mu\text{m}$.

Pour mesurer avec précision le diamètre des particules liquides, le montage est muni d'un dispositif vidéo. Une caméra est focalisée sur l'extrémité de l'aiguille hypodermique. Nous utilisons dans le cas présent une caméra couleur JVC TK-C7101EG et un objectif Cosmimar 75 mm équipé d'une rallonge de 40 mm. Une source lumineuse intense placée en arrière plan permet de réaliser une image nette de la goutte. L'obturateur de la caméra réagit à cette source en produisant un temps d'exposition très court, ce qui donne une image nette de la goutte malgré son déplacement. La caméra est connectée à un ordinateur par l'intermédiaire d'une carte d'acquisition. L'image de la goutte est analysée par le logiciel LEICA IM50, le diamètre réel étant déterminée par calibration préalable en utilisant une mire.

Un montage optique à double niveau de détection, permet de mesurer la vitesse locale de la goutte. Pour chaque niveau de détection, un faisceau lumineux est généré par une diode laser 1mWcl.II. Lorsqu'une goutte traverse ce faisceau, la lumière (diffusion de Mie) émise par cette dernière est captée par une photodiode IPL10050. L'ensemble optique est placé dans une chambre noire munie d'orifices pour le passage des gouttes. Le signal émis par chaque photodiode est transmis à un oscilloscope Tektronix TDS 2014. L'enregistrement des deux pics

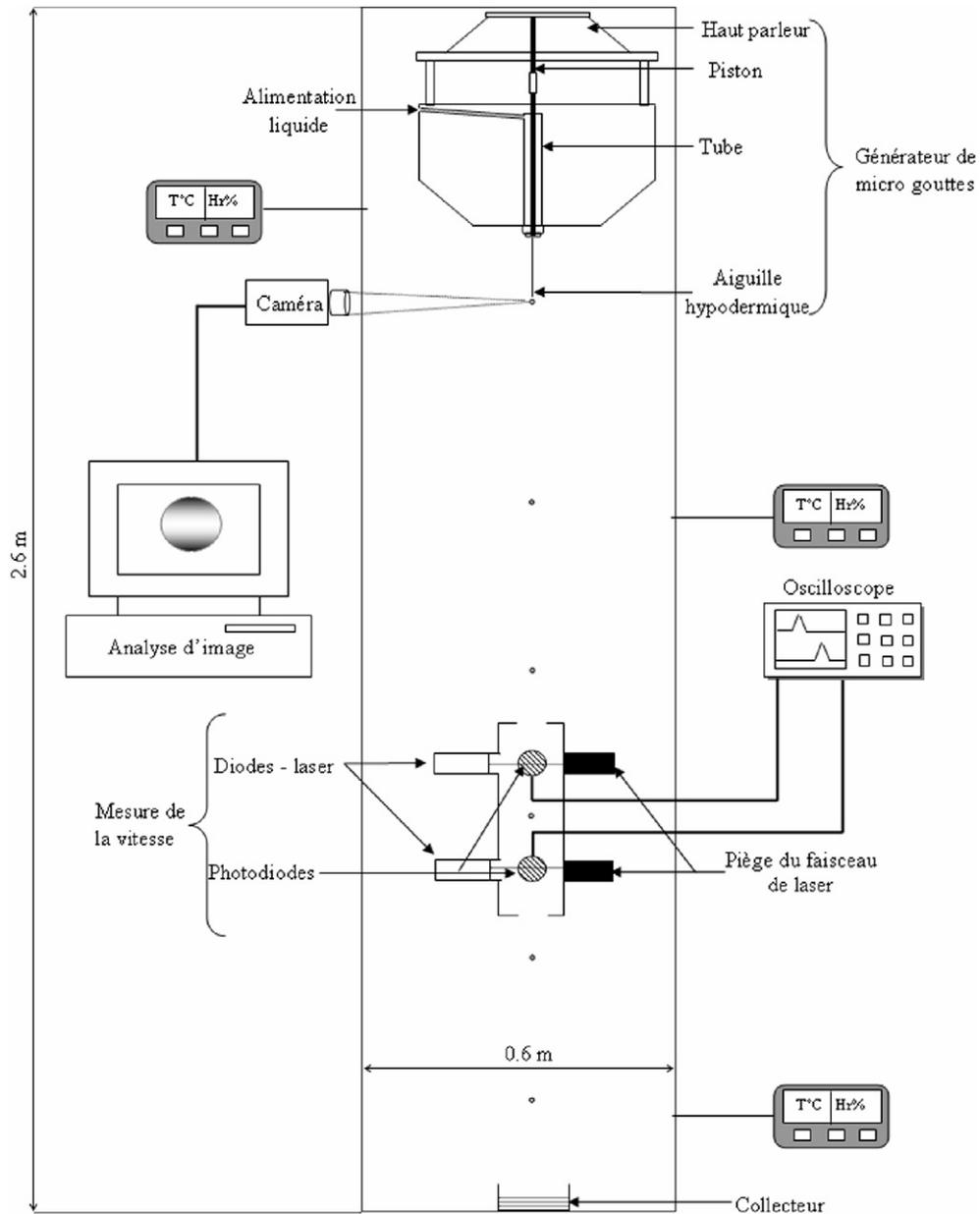


Fig. 1. Montage expérimental.

permet de connaître le temps de passage de la goutte entre les deux détecteurs (le temps entre les deux pics). Le calcul de la vitesse locale de la goutte est alors possible puisque la distance entre les deux niveaux de détections est connue avec précision (50 mm). Cette distance est suffisante pour permettre la mesure du temps séparant les deux pics.

La mesure de la vitesse locale d'une goutte est réalisée à différentes hauteurs de chute, entre 5 et 140 cm de son lieu d'émission. L'ensemble des mesures décrit ainsi l'évolution complète de la vitesse d'une goutte en chute libre dans l'air. De même, la température et l'hygrométrie sont mesurées au sommet, au milieu et au bas du tunnel. Une centrale de traitement d'air permet le contrôle de ces deux paramètres. Afin de vérifier la reproductibilité de nos expériences, chaque mesure est reconduite au minimum 5 fois.

3. Théorie

Nous considérons une goutte en chute libre dans l'air ambiant sous l'influence de la pesanteur avec une vitesse instantanée $u(t)$. Pour calculer cette vitesse l'équation bilan regroupant l'ensemble des forces exercées sur la goutte doit être résolue. Dans notre approche, nous prenons en compte le phénomène d'évaporation de la gouttelette au cours de sa chute. Un bilan thermique en tenant compte du changement de phase est établi en posant l'hypothèse que la différence de la température entre la goutte et sa surface est négligeable au cours de sa chute libre.

3.1. Equation de la particule

Les forces exercées sur une gouttelette en chute libre dans l'air sous l'influence de la gravité sont les forces de pesan-

teur, la poussée d'Archimède et la force de traînée : ($F_G = \frac{4}{3}\pi r^3 \rho_l g$, $F_A = \frac{4}{3}\pi r^3 \rho_g g$, $F_T = \frac{1}{2}\pi r^2 \rho_g C_d u^2$). Le bilan des forces s'exerçant sur la particule permet d'obtenir l'équation de la particule qui s'écrit de la manière suivante :

$$\frac{4}{3}\pi r^3 \rho_l \frac{du}{dt} = \frac{4}{3}\pi r^3 \rho_l g - \frac{4}{3}\pi r^3 \rho_g g - \frac{1}{2}\pi r^2 \rho_g C_d u^2 \quad (1)$$

Où u désigne la vitesse instantanée de la goutte, r le rayon de la particule, g l'accélération de pesanteur, ρ_l et ρ_g les masses volumiques respectivement du liquide et de l'air, t le temps de séjour et C_d le coefficient de traînée. Le coefficient de traînée C_d est couramment admis comme une fonction du nombre de Reynolds fondé sur le rayon de la goutte.

$$Re = \frac{2ru}{\nu_g} \quad \text{où } \nu_g \text{ est la viscosité cinématique du gaz}$$

Dans le cas d'une gouttelette de diamètre inférieur au millimètre et pour $Re < 400$, nous utilisons la corrélation proposée par Saboni et al. [11], cette corrélation permet le calcul du coefficient de traînée C_d en fonction du nombre de Reynolds et du rapport des viscosités κ entre les phases liquide et gazeuse.

$$C_d = \left(\left(\kappa \left(\frac{24}{Re} + \frac{4}{Re^{0,36}} \right) + \frac{15}{Re^{0,82}} - 0,02 \frac{\kappa Re^{0,5}}{1 + \kappa} \right) Re^2 + 40 \frac{3\kappa + 2}{Re} + 15\kappa + 10 \right) / ((1 + \kappa)(5 + 0,95Re^2)) \quad (2)$$

3.2. Evaporation de la goutte

La variation temporelle de la chaleur sensible de la gouttelette est donné par :

$$\dot{Q}_l = V_l \rho_l C_{pl} \frac{dT_l}{dt} \quad (3)$$

où V_l représente le volume de la goutte, T_l est la température moyenne de la goutte et C_{pl} est la capacité calorifique du liquide.

Le flux de chaleur dû à l'évaporation est

$$\dot{Q}_v = -\dot{m} L_v \quad (4)$$

où \dot{m} est le débit massique de liquide vaporisé à chaque instant donné par [13–15] :

$$\dot{m} = S_l \frac{Sh_g D_g}{d} \rho_g (Y_{v,s} - Y_{v,\infty}) \quad (5)$$

où S_l est la surface de la goutte, L_v est l'enthalpie de vaporisation de liquide et D_g est le coefficient de diffusion de la vapeur dans l'air. $Y_{v,s}$ et $Y_{v,\infty}$ sont les fractions massiques de la vapeur au voisinage et loin de la surface de la goutte. Sh_g est le nombre de Sherwood dans la phase gazeuse calculé à partir de l'expression proposée par Beard et Pruppacher [12] et Pruppacher et Rasmussen [16] pour des diamètres de gouttes inférieurs à 5 mm :

$$Sh_g = 1,61 + 0,718Re^{0,5} Sc_g^{0,33} \quad (6)$$

où Re et Sc_g sont les nombres de Reynolds et de Schmidt calculés dans la phase gazeuse.

Pour calculer la pression de vapeur saturante $P_{sat}(T_l)$, on considère qu'il y'a en permanence l'équilibre liquide/vapeur à l'interface. P_{sat} représente alors la pression partielle de vapeur au voisinage de la goutte. La fraction molaire de la vapeur à la surface de la goutte est donnée par la loi de Raoult

$$y_l^v = \frac{P_{sat}}{P_{tot}} \quad (7)$$

par conséquent la fraction massique de la vapeur de liquide de la goutte à la surface est :

$$Y_{v,s} = y_l^v \frac{M_l}{M_t} \quad (8)$$

avec

$$M_t = y_l^v M_l + (1 - y_l^v) M_g \quad (9)$$

Pour une pression totale $P_{tot} = 1$ bar, la fraction massique de vapeur est alors :

$$Y_{v,s} = \frac{P_{sat}}{P_{sat} + (P_{tot} - P_{sat}) \frac{M_g}{M_l}} \quad (10)$$

Le flux de chaleur par convection entre l'air et la surface de la goutte peut être exprimé par :

$$\dot{Q}_g = S_l \frac{Nu_g \lambda_g}{d} (T_\infty - T_l) \quad (11)$$

où T_∞ représente la température de l'air loin de la goutte et λ_g la conductivité thermique de la phase gazeuse.

Par analogie avec le transfert de matière, l'Éq. (6) nous conduit à poser que le nombre de Nusselt dans la phase gazeuse est donné par :

$$Nu_g = 1,61 + 0,718Re^{0,5} Pr_g^{0,33} \quad (12)$$

où Pr_g est le nombre de Prandtl calculé dans la phase gazeuse.

Finalement le bilan thermique se traduit par :

$$\dot{Q}_l = \dot{Q}_g - \dot{m} L_v \quad (13)$$

$$V_l \rho_l C_{pl} \frac{dT_l}{dt} = S_l \frac{Nu_g \lambda_g}{d} (T_\infty - T_l) - L_v \dot{m} \quad (14)$$

L'intégration de l'Éq. (1) donne la vitesse instantanée de la goutte au cours de sa chute, à l'aide de l'Éq. (5) on calcule le débit massique évaporé où le nombre de Sherwood est calculé à partir de l'Éq. (6) et les fractions massiques de vapeurs de liquide sont calculées par l'Éq. (10). Par la suite on détermine le nouveau diamètre de la goutte. L'intégration de l'Éq. (14) donne la température de la goutte à l'instant t (l'organigramme de calcul est donné en Annexe A).

4. Résultats et discussions

Pour valider le modèle proposé, nous présentons ici des mesures réalisées sur des liquides de caractéristiques différentes : l'eau, le 2-éthyl-1-hexanol, l'éthanol et l'acétone de diamètre inférieur à 1 mm. Les expériences sont menées dans l'air ambiant, la température varie entre 18 et 20 °C et l'hygrométrie varie entre 70 et 90 %. La fraction massique de vapeur des substances organiques loin de la goutte est quasiment nul.

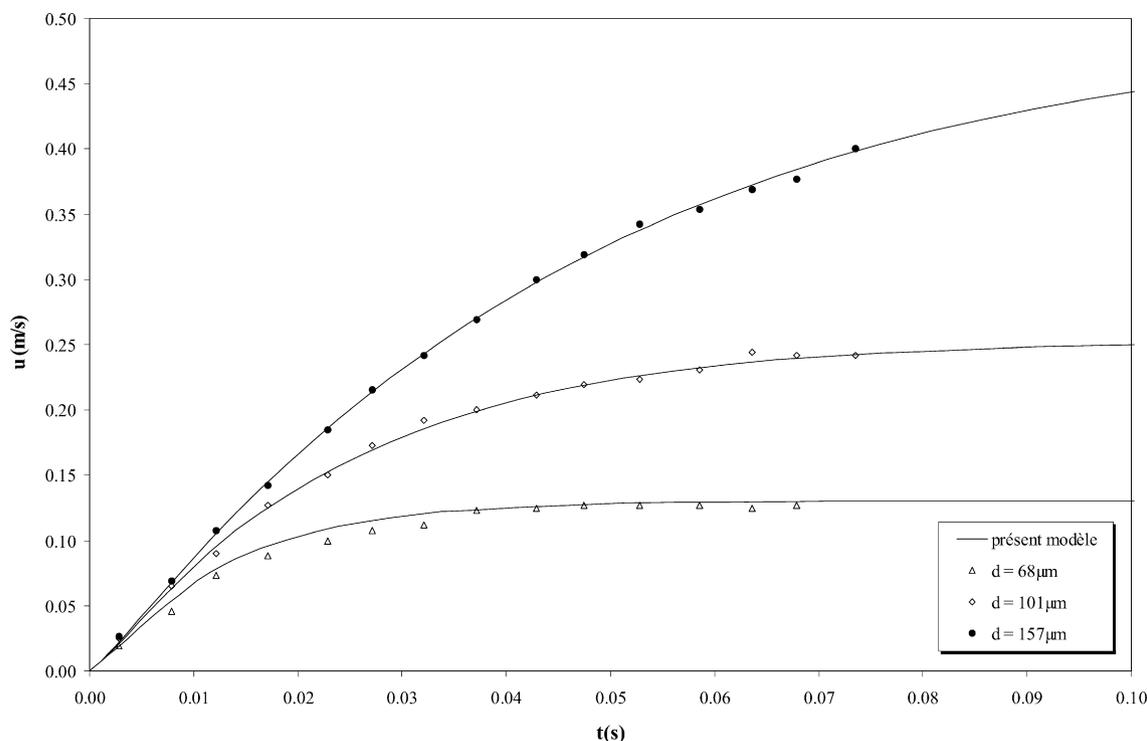


Fig. 2. Variation des vitesses de chute avec le temps pour des petites gouttes d'eau à 22 °C et $0,828 \times 10^5$ Pa—comparaison entre le présent modèle et les expériences [9].

La Fig. 2 présente l'évolution de la vitesse instantanée des gouttes d'eau en chute libre dans l'air. Nous comparons le présent modèle avec les points expérimentaux de Sartor et Abbot [9]. Ces expériences sont menées dans l'air ambiant (22 °C, $0,828 \times 10^5$ Pa). Les diamètres des gouttes sont respectivement 68, 101 et 157 μm. L'examen de cette figure permet de conclure à la bonne concordance entre les vitesses calculées à partir de l'équation de la particule, et celles obtenues expérimentalement par Sartor et Abbott [9]. Nous observons aussi que la goutte de 68 μm de diamètre atteint la vitesse terminale de chute en 0.045 s.

La Fig. 3 présente nos résultats expérimentaux et simulés pour cinq différents diamètres de gouttes d'eau en chute libre dans l'air. Il s'agit de l'évolution de la vitesse de chute en fonction de la hauteur. Le présent modèle simule correctement la vitesse instantanée des particules liquides en chute libre. Nous observons que les gouttes de 270, 400, 440 et 550 μm atteignent la vitesse terminale de chute. L'effet d'évaporation des gouttes d'eau en chute libre dans les conditions indiquées précédemment est presque négligeable puisque les vitesses terminales de chute atteintes restent constantes.

Nos résultats expérimentaux et simulés pour trois diamètres de gouttes du 2-éthyl-1-hexanol, respectivement 400, 500 et 600 μm sont représentés sur la Fig. 4. La viscosité du 2-éthyl-1-hexanol est 10 fois plus importante que celle de l'eau. L'examen de la Fig. 4 permet de conclure que le présent modèle est en adéquation avec les résultats expérimentaux. Les propriétés thermo chimiques de 2-éthyl-1-hexanol comme l'enthalpie de vaporisation, la capacité calorifique et la pression de vapeur saturante, ainsi que la température du travail et la distance de chute fa-

vorisent une faible évaporation des gouttes de ce produit. Pour accentuer le phénomène de vaporisation et valider le présent modèle nous avons effectués des expériences avec des liquides plus volatils comme l'éthanol et l'acétone. Nous avons utilisé le logiciel ProPhy [17] pour le calcul des caractéristiques physico chimiques des constituants, les principales équations utilisées sont indiquées dans l'Annexe B.

La Fig. 5 représente nos résultats expérimentaux et simulés pour quatre diamètres de gouttes d'éthanol, respectivement 300, 400, 500 et 650 μm. Nous observons une forte évaporation pour des gouttes de 300 μm de diamètre, car la distance de 1,4 m à partir de point de formation est suffisante pour que les gouttes accélèrent jusqu'à une vitesse limite. L'évaporation de la goutte induit une diminution de son diamètre et sa vitesse de chute. Pour les gouttes de 400, 500 et 650 μm de diamètre, la distance est insuffisante pour observer l'effet d'évaporation de la goutte. Là aussi, on constate que le présent modèle simule correctement le phénomène de vaporisation de gouttes en chute libre dans l'air.

Sur la Fig. 6 sont représentés nos résultats pour quatre diamètres de gouttes d'acétone, respectivement 300, 400, 500 et 600 μm. Le présent modèle apparaît une fois de plus comme un modèle prédictif fiable, la conclusion est identique à la précédente, nous observons une forte évaporation de gouttes de 300 et 400 μm de diamètre, par contre une légère évaporation pour les gouttes de 500 μm. Pour les gouttes de 600 μm la distance du chute reste toujours insuffisante pour observer le phénomène de vaporisation.

Pour mieux observer l'effet des propriétés physico chimiques sur l'évaporation d'une gouttelette, nous proposons de

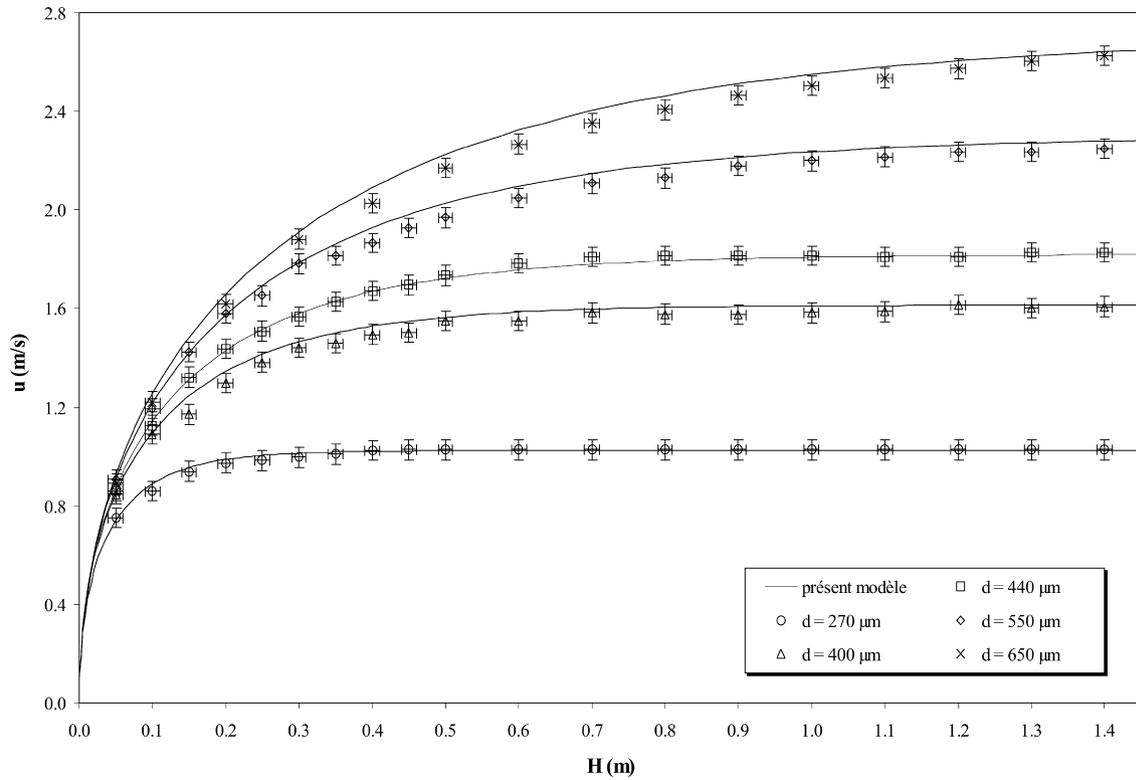


Fig. 3. Evolution de la vitesse d'une goutte d'eau en chute libre dans l'air en fonction de la hauteur ($T = 20^\circ\text{C}$, $Hr = 80\%$).

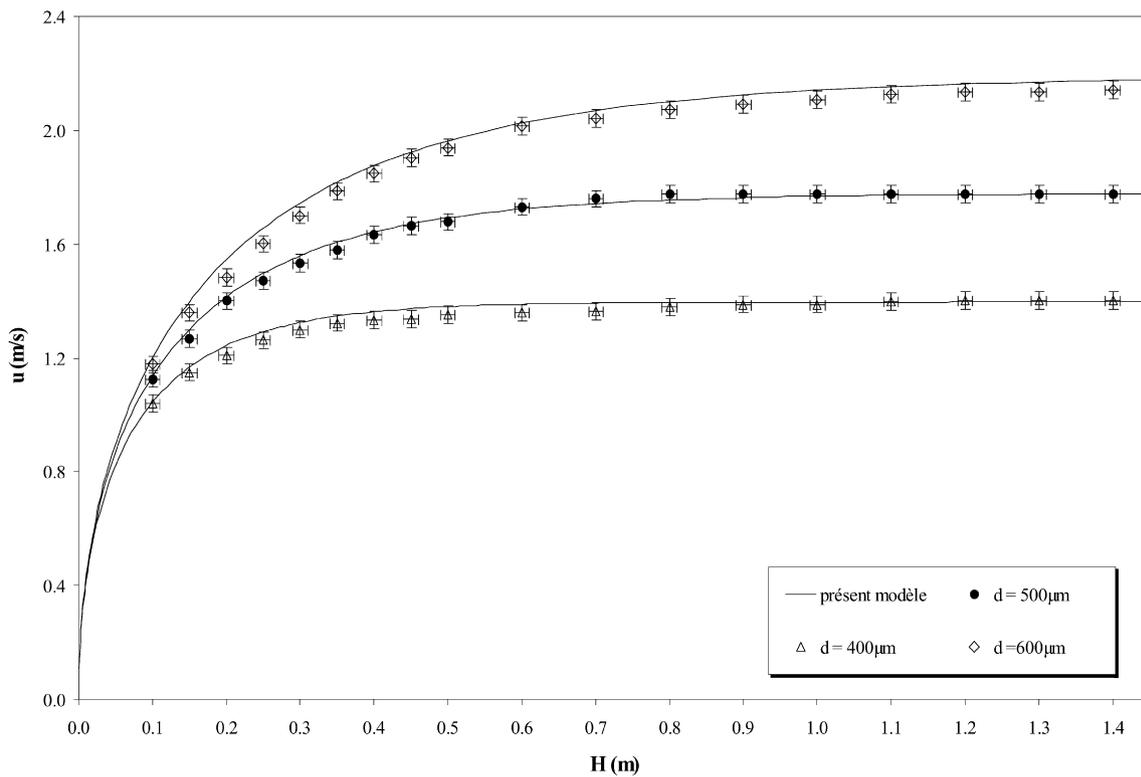


Fig. 4. Evolution de la vitesse d'une goutte de 2-éthyl-1-hexanol en chute libre dans l'air en fonction de la hauteur, $T = 20^\circ\text{C}$.

comparer trois produits (2-éthyl-1-hexanol, éthanol et acétone) dans les mêmes conditions opératoires. Les Figs. 7 et 8 représentent une comparaison pour des diamètres de 400 et 500 μm .

Dans le Tableau 1 et 2 nous comparons les vitesses mesurées avec les vitesses calculées pour des hauteurs de 0,35, 0,70 et 1,40 m et nous donnons aussi les valeurs calculées

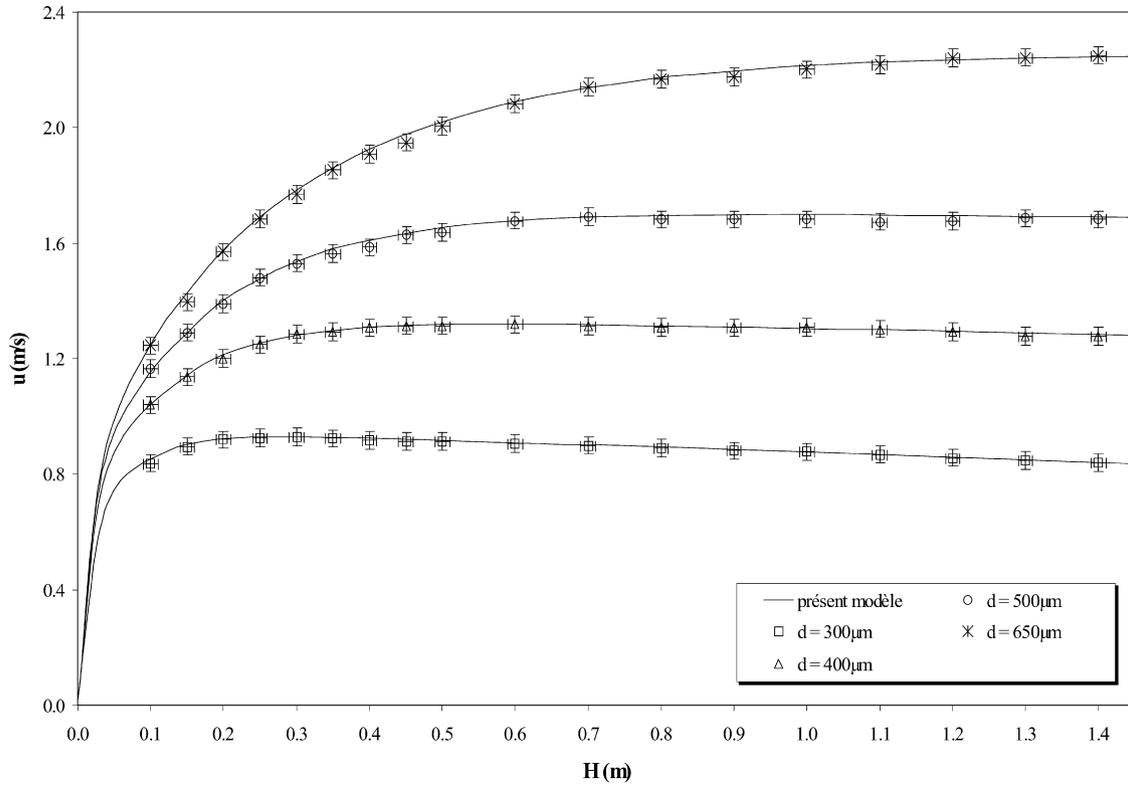


Fig. 5. Evolution de la vitesse d’une goutte d’éthanol en chute libre dans l’air en fonction de la hauteur, $T = 20\text{ }^{\circ}\text{C}$.

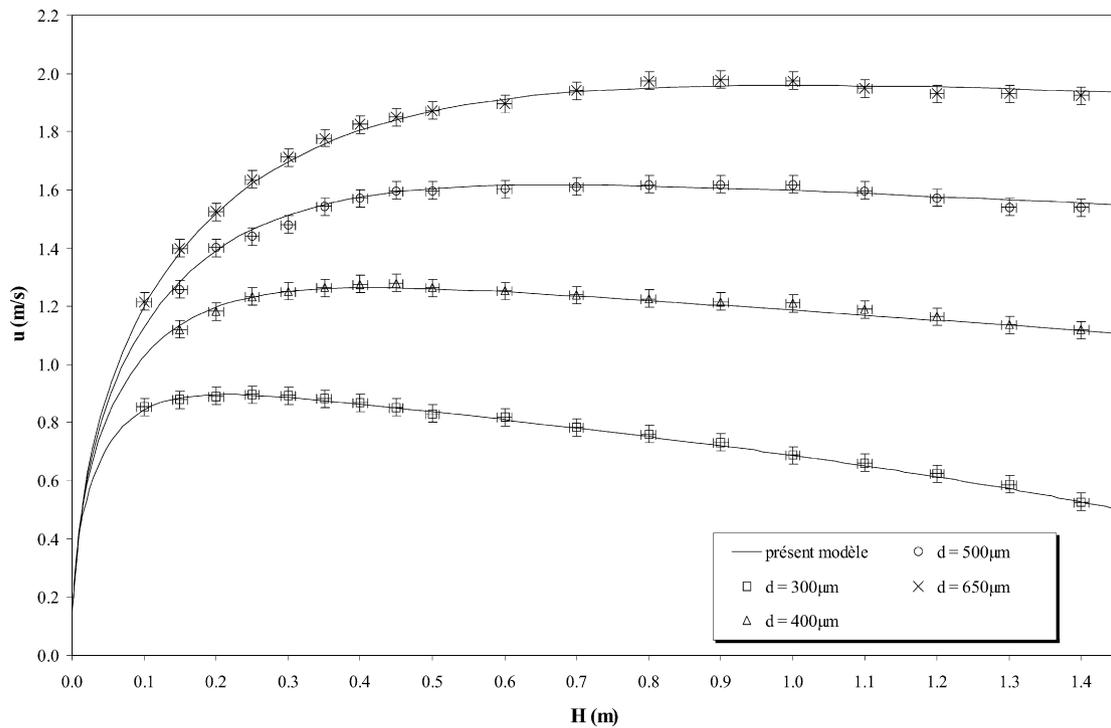


Fig. 6. Evolution de la vitesse d’une goutte d’acétone en chute libre dans l’air en fonction de la hauteur, $T = 20\text{ }^{\circ}\text{C}$.

pour le débit de vaporisation et le diamètre à chaque hauteur.

Dans le Tableau 1 nous observons une faible évaporation pour une goutte du 2-éthylhexanol (environ $3 \times 10^{-10} \text{ kg s}^{-1}$),

qui engendre une faible diminution du diamètre de 500 à 499,45 μm . L’erreur de mesure sur le diamètre initial de la goutte est de plus ou moins 5 μm . Pour une goutte d’éthanol, l’évaporation est plus importante (de $61,42 \times 10^{-10}$ à $47,52 \times$

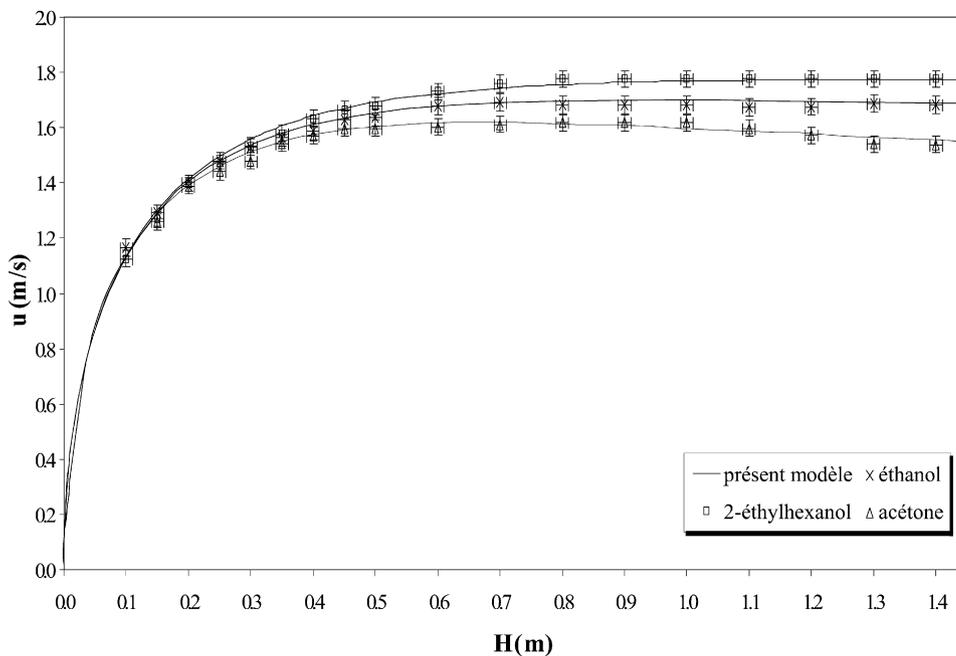


Fig. 7. Evolution de la vitesse d'une goutte de 500 μm en chute libre dans l'air en fonction de la hauteur.

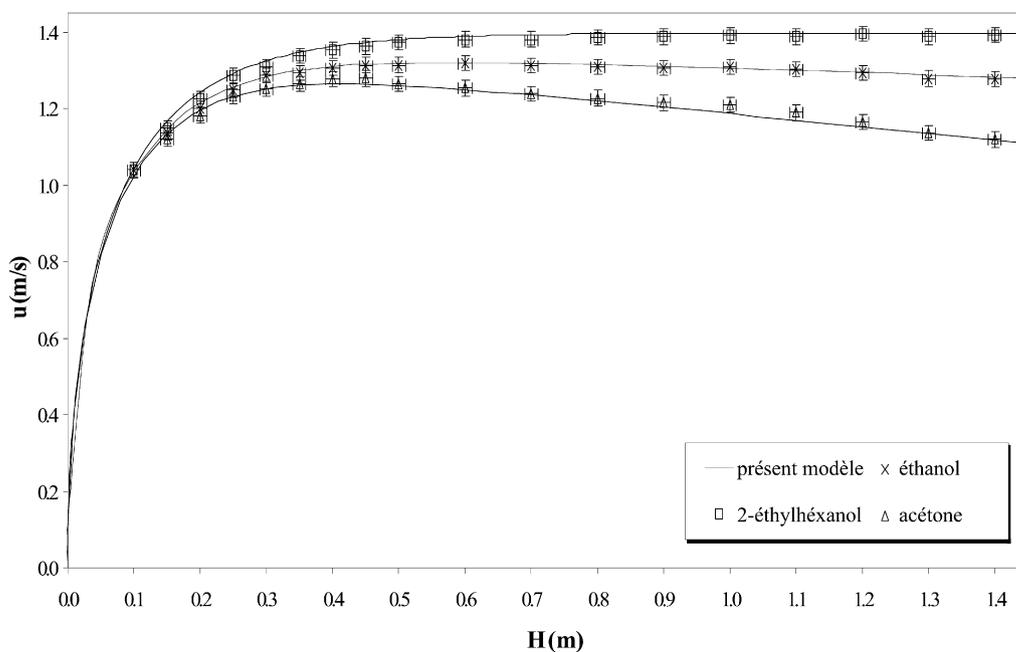


Fig. 8. Evolution de la vitesse d'une goutte de 400 μm en chute libre dans l'air en fonction de la hauteur.

$10^{-10} \text{ kg s}^{-1}$), elle entraîne une diminution du diamètre de la goutte de 500 à 483,17 μm . Pour une goutte d'acétone, le débit d'évaporation est encore plus important (de $161,9 \times 10^{-10}$ à $118,6 \times 10^{-10} \text{ kg s}^{-1}$) et le diamètre chute de 500 à 444,91 μm .

Dans le Tableau 2, les conclusions sont similaires. On constate une faible évaporation pour la goutte du 2-éthyl-1-hexanol, une évaporation assez importante pour la goutte d'éthanol avec un débit de vaporisation variant entre $36,51 \times 10^{-10}$ et $30,24 \times 10^{-10} \text{ kg s}^{-1}$ et une diminution du diamètre de 400 à 379,07 μm qui entraîne une légère diminution de la

vitesse de chute (Fig. 8). D'autre part, on constate une forte évaporation pour la goutte d'acétone, en effet, le diamètre de la goutte décroît de 400 à 330,95 μm avec une forte diminution de la vitesse (Fig. 8). La diminution du débit de vaporisation entre le diamètre 500 et 400 μm , ou entre le début et la fin de la chute pour la même goutte est due à la diminution de la surface d'échange entre la goutte et la phase gazeuse.

Les évolutions temporelles des nombres adimensionnels (Reynolds, Peclet, Nusselt et Sherwood) issus du modèle pour des gouttes d'éthanol et d'acétone d'un diamètre de 300 μm

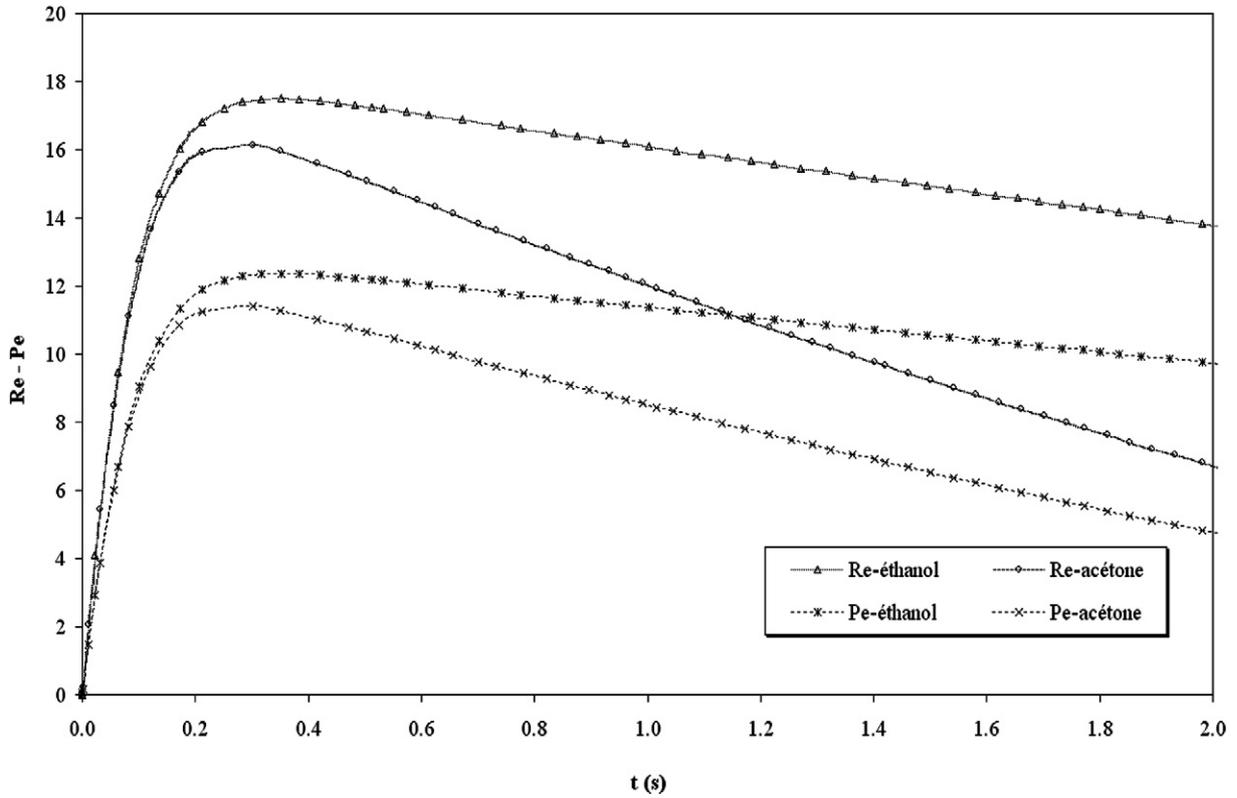


Fig. 9. Variation des nombres de Reynolds et Peclet pour une goutte d'éthanol et d'acétone en évaporation, $d = 300 \mu\text{m}$.

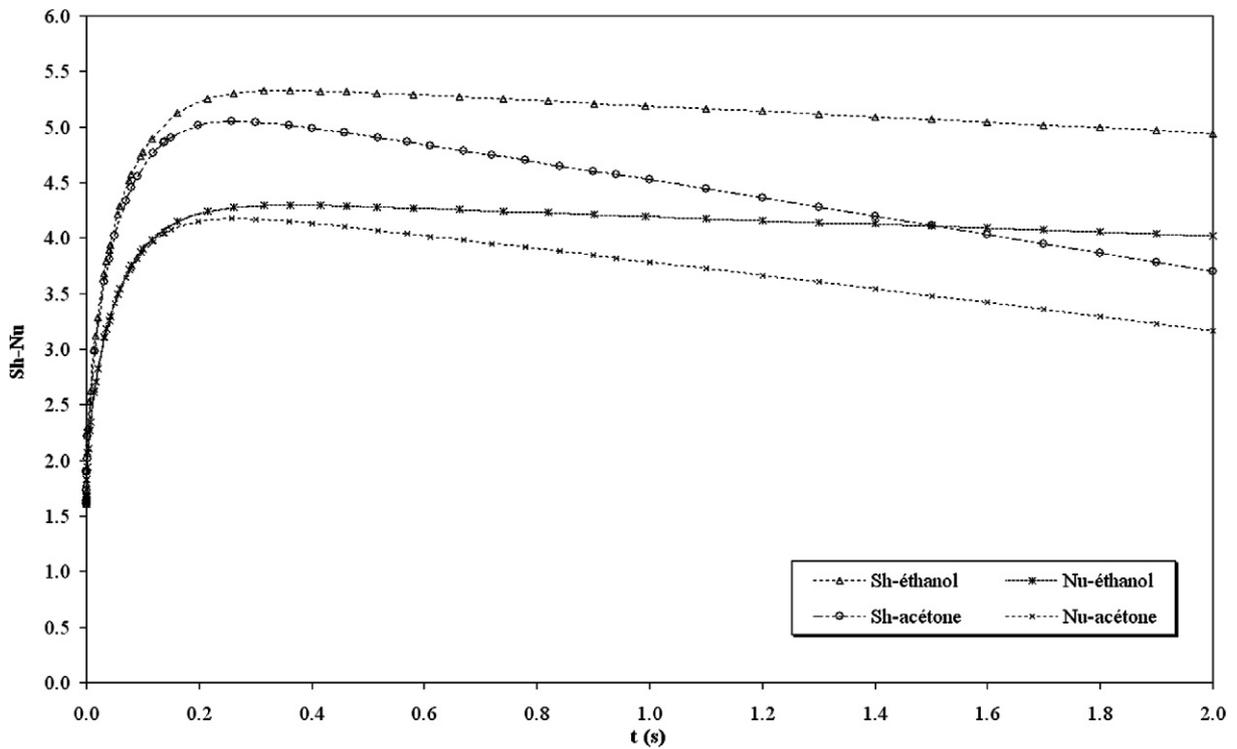


Fig. 10. Variation des nombres de Sherwood et Nusselt pour une goutte d'éthanol et d'acétone en évaporation, $d = 300 \mu\text{m}$.

sont représentées dans les Figs. 9 et 10. Le temps de séjours de 2 s correspond à une hauteur de chute d'environ 1,4 m.

L'évolution des nombres de Reynolds et de Peclet est donnée dans la Fig. 9. Pour le nombre de Reynolds l'évolution est la

même que la vitesse du chute, une augmentation jusqu'à une valeur maximale de 17,64 pour la goutte d'éthanol et de 16,09 pour la goutte d'acétone. La diminution du diamètre et de la vitesse pour une goutte en évaporation engendre la diminution

Tableau 1
 Comparaison entre les expériences et le modèle pour une goutte de diamètre ($T_\infty = 20^\circ\text{C}$, $Tl_0 = 20^\circ\text{C}$)

| Substances | Expériences | | | Modèle | | |
|-------------------|------------------------------------|------------------------------------|------------------------------------|--|--|--|
| | $H = 0,35\text{ m}$ | $H = 0,70\text{ m}$ | $H = 1,40\text{ m}$ | $H = 0,35\text{ m}$ | $H = 0,70\text{ m}$ | $H = 1,40\text{ m}$ |
| | $U_{\text{moy}} (\text{m s}^{-1})$ | $U_{\text{moy}} (\text{m s}^{-1})$ | $U_{\text{moy}} (\text{m s}^{-1})$ | $\dot{m} (10^{-10} \text{ kg s}^{-1})$ | $\dot{m} (10^{-10} \text{ kg s}^{-1})$ | $\dot{m} (10^{-10} \text{ kg s}^{-1})$ |
| 2-éthyl-1-hexanol | $1,580 \pm 0,01$ | $1,759 \pm 0,01$ | $1,776 \pm 0,001$ | 3,070 | 3,050 | 2,950 |
| Ethanol | $1,564 \pm 0,01$ | $1,691 \pm 0,011$ | $1,682 \pm 0,015$ | 61,420 | 53,000 | 47,520 |
| Acétone | $1,543 \pm 0,009$ | $1,612 \pm 0,01$ | $1,539 \pm 0,001$ | 161,900 | 135,400 | 118,600 |
| | | | | $d (\mu\text{m})$ | $d (\mu\text{m})$ | $d (\mu\text{m})$ |
| | | | | 499,99 | 499,81 | 499,45 |
| | | | | 494,13 | 490,13 | 483,17 |
| | | | | 477,93 | 466,56 | 444,91 |
| | | | | $u (\text{m s}^{-1})$ | $u (\text{m s}^{-1})$ | $u (\text{m s}^{-1})$ |
| | | | | 1,607 | 1,748 | 1,775 |
| | | | | 1,580 | 1,690 | 1,689 |
| | | | | 1,549 | 1,618 | 1,554 |

Tableau 2
 Comparaison entre les expériences et le modèle pour une goutte de diamètre ($T_\infty = 20^\circ\text{C}$, $Tl_0 = 20^\circ\text{C}$)

| Substances | Expériences | | | Modèle | | |
|-------------------|------------------------------------|------------------------------------|------------------------------------|--|--|--|
| | $H = 0,35\text{ m}$ | $H = 0,70\text{ m}$ | $H = 1,40\text{ m}$ | $H = 0,35\text{ m}$ | $H = 0,70\text{ m}$ | $H = 1,40\text{ m}$ |
| | $U_{\text{moy}} (\text{m s}^{-1})$ | $U_{\text{moy}} (\text{m s}^{-1})$ | $U_{\text{moy}} (\text{m s}^{-1})$ | $\dot{m} (10^{-10} \text{ kg s}^{-1})$ | $\dot{m} (10^{-10} \text{ kg s}^{-1})$ | $\dot{m} (10^{-10} \text{ kg s}^{-1})$ |
| 2-éthyl-1-hexanol | $1,338 \pm 0,014$ | $1,386 \pm 0,01$ | $1,393 \pm 0,015$ | 2,039 | 2,037 | 2,012 |
| Ethanol | $1,293 \pm 0,007$ | $1,313 \pm 0,007$ | $1,277 \pm 0,013$ | 36,510 | 32,430 | 30,240 |
| Acétone | $1,264 \pm 0,001$ | $1,239 \pm 0,001$ | $1,119 \pm 0,01$ | 94,380 | 82,740 | 70,170 |
| | | | | $d (\mu\text{m})$ | $d (\mu\text{m})$ | $d (\mu\text{m})$ |
| | | | | 399,98 | 399,73 | 399,25 |
| | | | | 393,03 | 388,24 | 379,07 |
| | | | | 375,81 | 361,61 | 330,95 |
| | | | | $u (\text{m s}^{-1})$ | $u (\text{m s}^{-1})$ | $u (\text{m s}^{-1})$ |
| | | | | 1,347 | 1,392 | 1,396 |
| | | | | 1,298 | 1,317 | 1,283 |
| | | | | 1,260 | 1,234 | 1,116 |

du nombre de Reynolds. Le nombre de Peclet lié au transfert de chaleur est le produit du nombre de Reynolds par le nombre de Prandtl. A 20°C le nombre de Prandtl est voisin de 0,71, ceci à pour conséquence d'obtenir une évolution du nombre de Peclet ayant la même allure que celle du nombre de Reynolds.

Sur la Fig. 10 nous représentons l'évolution des nombres de Sherwood et de Nusselt. On peut noter une augmentation du nombre de Sherwood à partir de la valeur initiale 1,61 jusqu'à la valeur 5,33 pour la goutte d'éthanol et 5,05 pour la goutte d'acétone et en suite une diminution due à l'évaporation. L'évolution du nombre de Nusselt est similaire.

5. Conclusion

Les transferts simultanés de matière et de chaleur au niveau d'une gouttelette isolée en chute libre dans l'air ont été étudiés théoriquement et expérimentalement dans cet article. Un montage expérimental a été réalisé pour mesurer la vitesse instantanée d'une goutte en chute libre dans l'air soumise à évaporation. Un modèle prédictif basé sur la résolution de l'équation de la particule pour une goutte en chute libre dans l'air avec un changement de phase est développé. Ce modèle est valable pour des gouttes de diamètre inférieur au millimètre. La comparaison du présent modèle avec des points expérimentaux de la littérature d'une part et avec nos résultats expérimentaux d'autre part donne une bonne concordance.

D'autre part, cette étude met en lumière les capacités du dispositif expérimental développé au LGPE, qui suite à cette première étude sur l'eau, le 2-éthyl-1-hexanol, l'éthanol et l'acétone, permettra prochainement de mener des études sur d'autres produits et d'aborder aussi l'influence de la température ambiante sur l'évaporation des gouttes.

Annexe A. Organigramme de calcul

Voir la Fig. A.1.

Annexe B. Propriétés physico-chimiques des substances (logiciel ProPhy)

Acétone

$$M = 58,08 \quad (\text{g mol}^{-1})$$

$$T_c = 508,2 \quad (\text{K})$$

$$\mu = \exp\left(-14,918 + \frac{1023,4}{T} + 0,5961 \ln(T)\right) \quad (\text{Pa s})$$

$$P_v^{\text{sat}} = \exp\left(69,006 - \frac{5599,6}{T} - 7,0985 \ln(T) + 6,2237 \times 10^{-6} T^2\right) \quad (\text{Pa})$$

$$C_p = 135600 - 177T + 0,2837T^2 - 6,89 \times 10^{-4} T^3 \quad (\text{J kmol}^{-1} \text{K}^{-1})$$

$$L_v = 4,215 \times 10^7 (1 - T_r)^{(0,3397)} \quad (\text{J kmol}^{-1})$$

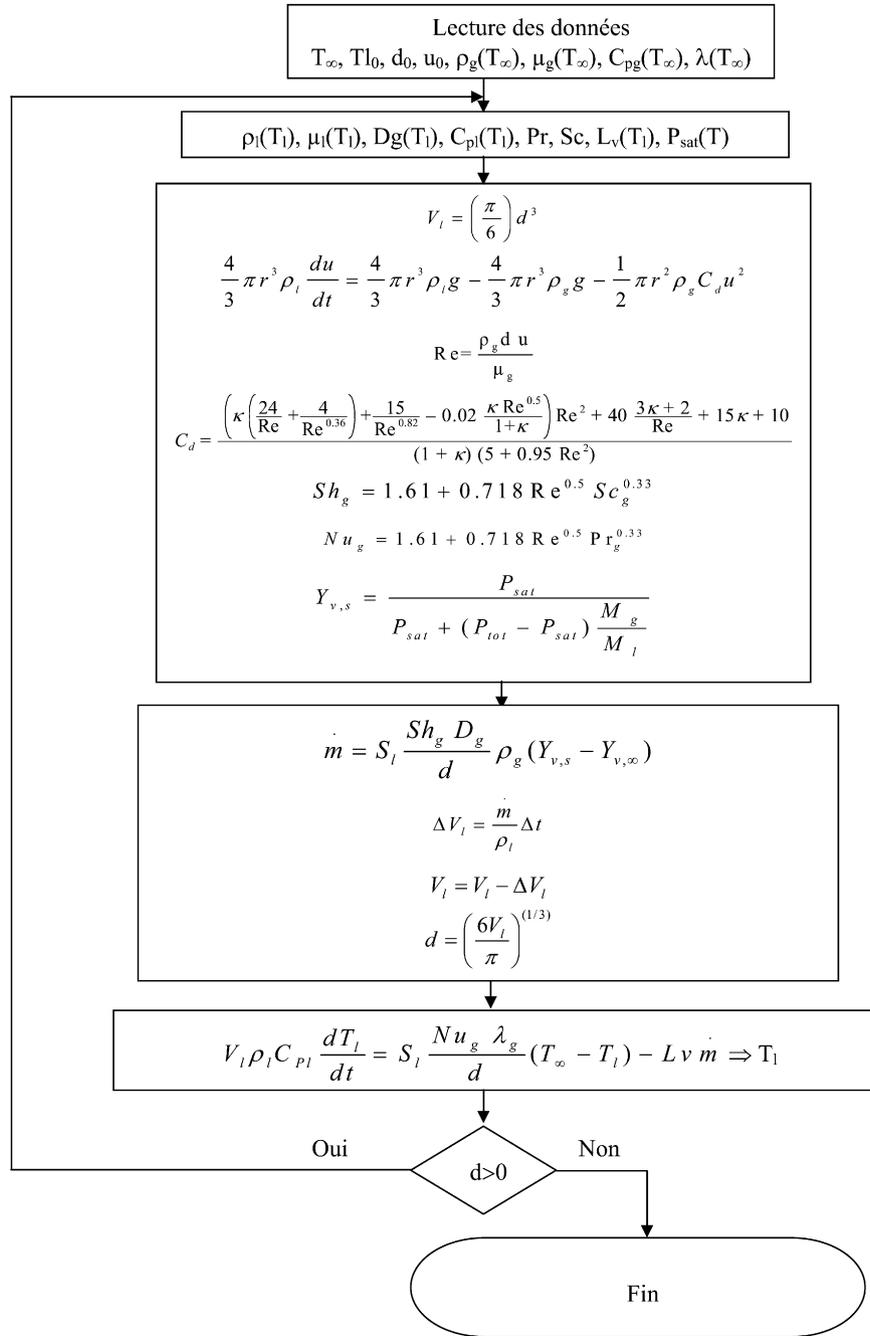


Fig. A.1.

| | | | |
|--|------------------------|--|---|
| <i>Eau</i> | | $C_p = 276370 - 2090,1T + 8,125T^2$ | (J kmol ⁻¹ K ⁻¹) |
| $M = 18,0153$ | (g mol ⁻¹) | $- 0,014116T^3 + 9,3701 \times 10^{-6}T^4$ | |
| $T_c = 647,13$ | (K) | $L_v = 52,053 \times 10^6(1$ | (J kmol ⁻¹) |
| $\mu = \exp\left(-52,843 + \frac{3703,6}{T}\right)$ | (Pa s) | $- T_r)^{(0,3199-0,212T_r+0,25795T_r^2)}$ | |
| $+ 5,866 \ln(T) - 5,879 \times 10^{-29}T^{10}$ | | <i>Ethanol</i> | |
| $P_v^{sat} = \exp\left(73,649 - \frac{7258,2}{T}\right)$ | (Pa) | $M = 46,069$ | (g mol ⁻¹) |
| $- 7,3037 \ln(T) + 4,1653 \times 10^{-6}T^2$ | | $T_c = 513,92$ | (K) |

$$\mu = \exp\left(7,875 + \frac{781,98}{T} - 3,0418 \ln(T)\right) \quad (\text{Pa s})$$

$$P_v^{\text{sat}} = \exp\left(74,475 - \frac{7164,3}{T} - 7,327 \ln(T) + 3,134 \times 10^{-6} T^2\right) \quad (\text{Pa})$$

$$C_p = 102640 - 139,63T - 0,03T^2 + 2,038 \times 10^{-3} T^3 \quad (\text{J kmol}^{-1} \text{K}^{-1})$$

$$L_v = 5,69 \times 10^7 (1 - T_r)^{(0,3359)} \quad (\text{J kmol}^{-1})$$

2-éthyl-1-hexanol

$$M = 130,23 \quad (\text{g mol}^{-1})$$

$$T_c = 640,25 \quad (\text{K})$$

$$\mu = \exp\left(-12,037 + \frac{2838,8}{T} - 0,41553 \ln(T)\right) \quad (\text{Pa s})$$

$$P_v^{\text{sat}} = \exp\left(425,12 - \frac{22952}{T} - 63,556 \ln(T) + 5,66 \times 10^{-2} T\right) \quad (\text{Pa})$$

$$C_p = 23,51 \times 10^4 - 537T + 2,706T^2 \quad (\text{J kmol}^{-1} \text{K}^{-1})$$

$$L_v = 9,132 \times 10^7 (1 - T_r)^{(0,53)} \quad (\text{J kmol}^{-1})$$

Références

- [1] N. Frössling, Ueber die Verdunstung fallender Tropfen, Gerlands Beiträge zur Geophysik 52 (1938) 170–216.
- [2] R. Chang, E.J. Davis, Interfacial conditions and evaporation rates of liquid droplet, J. Colloid Interface Sci. 47 (1974) 65–76.
- [3] P.J. Erens, J.H. Mercker, A.A. Dreyer, Evaporation from accelerating droplets, in: Proceedings of the 10th Heat Transfer Conference, Brighton, 1994, pp. 305–310.
- [4] S.C. Yao, Investigation on failing drop heat-mass transfer and drift elimination in wet cooling systems, Ph.D. dissertation, University of California, Berkeley, 1974.
- [5] S.P. Fisenko, A.I. Pertuchik, A.D. Solodukhin, Evaporative cooling of water in a natural draft cooling tower, Int. J. Heat Mass Transfer 45 (2001) 4683–4694.
- [6] A.A. Brin, A.I. Pertuchik, S.P. Fisenko, Mathematical modeling of evaporative cooling of water in a mechanical draft tower, J. Eng. Phys. Thermophys. 76 (2002) 68–73.
- [7] S.P. Fisenko, A.A. Brin, A.I. Pertuchik, Evaporative cooling of water in a mechanical draft cooling tower, Int. J. Heat Mass Transfer 47 (2004) 165–177.
- [8] J.F. Widmann, E.J. Davis, Analysis of mass transfer between a sequence of drops and a surroundings gas, J. Aerosol Sci. 28 (1997) 1233–1249.
- [9] J.D. Sartor, C.E. Abbott, Prediction and measurement of the accelerated motion of water drops in air, J. Appl. Meteor. 14 (1975) 232–239.
- [10] P.K. Wang, H.R. Pruppacher, Acceleration to terminal velocity of cloud and raindrops, J. Appl. Meteor. 16 (1977) 275–280.
- [11] A. Saboni, S. Alexandrova, C. Gourdon, Détermination de la traînée engendrée par une sphère fluide en translation, Chem. Eng. J. 98 (2004) 175–182.
- [12] K.V. Beard, H.R. Pruppacher, A wind tunnel investigation of the rate of evaporation of small water drops falling at terminal velocity in air, J. Atmos. Sci. 28 (1971) 1455–1464.
- [13] M. Ochs, Verdunstung monodisperser frei beweglicher Brennstoff-Tropfen in einer turbulenten Heissluftströmung, Abhandlung, Eidgenössischen Technischen Hochschule, Zürich, 1990.
- [14] C. Crowe, M. Sommerfeld, Y. Tsuji, Multiphase Flow with Droplet and Particles, CRC Press Co., Boca Raton, FL, 1998.
- [15] N. Chermisinoff, Encyclopedia of Fluid Mechanics, vol. 3: Gas–Liquid Flows, Gulf Publishing Co., Houston, TX, 1986.
- [16] H.R. Pruppacher, R. Rasmussen, A wind tunnel investigation of the rate of evaporation of large drops falling at terminal velocity in air, J. Atmos. Sci. 36 (1979) 1255–1260.
- [17] S.A. ProSim, ProPhy: Calcul de propriétés thermodynamiques et d'équilibres entre phases, juillet 1993.