



HAL
open science

Hydrodynamique d'une nappe liquide formée à la sortie d'un convergent

Yves Le Guer, Amine Kacem, Aurora Mejia, Kamal El Omari, Pascal Bruel,
Stephanie Reynaud, Bruno Grassl

► **To cite this version:**

Yves Le Guer, Amine Kacem, Aurora Mejia, Kamal El Omari, Pascal Bruel, et al.. Hydrodynamique d'une nappe liquide formée à la sortie d'un convergent. CFM 2015 - 22ème Congrès Français de Mécanique, Aug 2015, Lyon, France. hal-03444805

HAL Id: hal-03444805

<https://hal.science/hal-03444805>

Submitted on 23 Nov 2021

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

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

Hydrodynamique d'une nappe liquide formée à la sortie d'un convergent

**A. KACEM^a, A. MEJIA^b, Y. LE GUER^a, K. EL OMARI^a,
P. BRUEL^c, S. REYNAUD^b, B. GRASSL^b**

- a. Université de Pau et des Pays de l'Adour - Laboratoire SIAME, 64000 Pau
amine.kacem@univ-pau.fr
- b. CNRS et Université de Pau et des Pays de l'Adour - IPREM, 64053 Pau
aurora.mejia@univ-pau.fr
- c. CNRS - LMAP et Équipe Inria Cagire, 64000 Pau
pascal.bruel@univ-pau.fr

Résumé

Nous nous intéressons à l'hydrodynamique d'une nappe liquide verticale qui se forme à la sortie d'un convergent de section rectangulaire. L'application visée concerne le procédé d'encollage de feuilles de papier ou de bois employées pour la fabrication de panneaux composites. Afin d'obtenir un encollage régulier et uniforme, il est en effet nécessaire de déterminer les propriétés de stabilité de l'écoulement en rideau utilisé. Pour cela, nous présentons les résultats d'une analyse bibliographique qui permet d'identifier les paramètres pertinents qui contrôlent les différents régimes d'écoulement. Les premières observations expérimentales obtenues sur un banc d'essai spécifiquement développé confirment les éléments descriptifs obtenus à partir d'un modèle de forme de la nappe libre (non guidée) en écoulement inertiel-gravitaire.

Abstract

We are interested in the hydrodynamics of a vertical liquid sheet that forms at the exit of a converging nozzle of rectangular cross-section. The targeted application is the coating process of paper or wood to manufacture composite panels. In order to obtain a uniform steady coating, it is necessary to identify the stability properties of the curtain flow employed. Thus, from a literature review, the relevant parameters that are controlling the different flow regimes are recalled. The first experimental observations obtained on a dedicated test facility support the results obtained from a shape model describing the (non-guided) liquid sheet resulting from such inertia-gravity driven flows.

Mots clefs : Encollage de résines, nappe liquide, instabilités, régime visco-gravitaire, régime inertiel-gravitaire

1 Introduction

Les nappes liquides formées à partir de jets plans qui s'écoulent librement sous l'effet de la pesanteur sont rencontrées dans beaucoup d'applications industrielles. On peut citer en particulier l'encollage des résines, procédé par lequel un rideau liquide tombe verticalement sur un papier (ou une feuille de bois) défilant horizontalement. L'objectif d'une telle application est de déposer le plus uniformément possible sur le papier une mince couche du liquide collant (un film liquide) en évitant la formation de trous dans cette couche (cf. Figure 1). Les rideaux liquides peuvent être formés soit avec des guides latéraux servant à accrocher le fluide afin d'obtenir une forme régulière (rectangulaire) du rideau, ou bien sans guide, et dans ce cas, le rideau subit un rétrécissement transversal plus ou moins important. Cependant, l'utilisation de guides rajoute des difficultés liées à la stabilité de l'adhérence entre le fluide et les guides.



Fig. 1 : Photographies de l'écoulement en rideau sans guide du mélange collant de résine (pilote industriel): a) écoulement stable ; b) rupture de la nappe liquide et propagation d'un trou (Crédit photo Rolkem).

Les études ayant été menées sur ce type d'écoulement peuvent être partagée en deux grandes classes. Dans la première, les études s'intéressent à l'analyse du champ de vitesse à l'intérieur de la nappe liquide, afin d'évaluer correctement et localement dans la nappe, les différents nombres adimensionnels et ainsi distinguer les différents régimes d'écoulement susceptibles d'exister. Une seconde classe d'études porte sur la stabilité de la nappe, sur les conditions d'apparition d'ondes de surface et la dynamique de formation et de propagation des trous qui peuvent prendre naissance à l'intérieur du rideau liquide suite à une perturbation de ce dernier.

Brown [1] a été le premier à avoir étudié à la fois expérimentalement et théoriquement le champ de vitesse régnant à l'intérieur d'un rideau liquide tombant avec guides (cf. Figure 2).

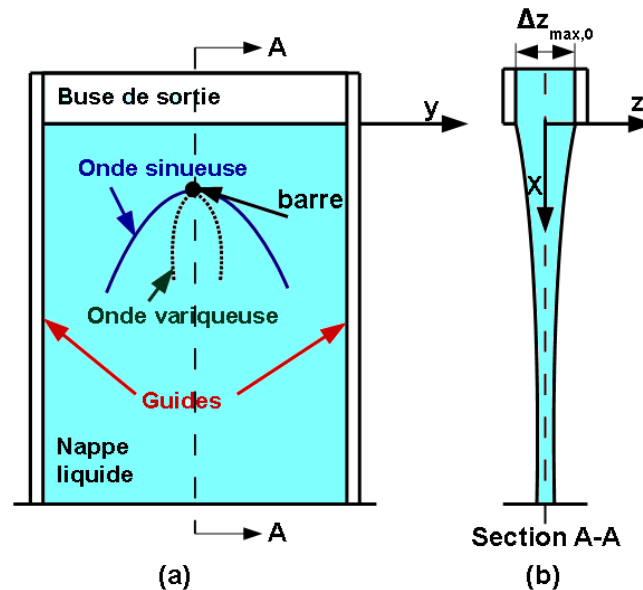


Fig. 2 : Illustration de l'écoulement en rideau avec guides : deux vues différentes : vue de face (a) et section verticale de la nappe (b).

Il a pu ainsi exprimer la vitesse moyenne sur la section de l'écoulement en fonction de la position verticale tout en prenant en compte la viscosité, soit :

$$U^2 = U_0^2 + 2g \left[x - 2 \frac{(4\nu)^{2/3}}{g^{1/3}} \right] = U_0^2 + 2g[x - x_{\text{équiv}}] ; \text{ avec } x_{\text{équiv}} = 2 \frac{(4\nu)^{2/3}}{g^{1/3}} \quad (1)$$

où U désigne la vitesse moyenne sur la section du jet à une position verticale x donnée, U_0 est la vitesse moyenne sur la section initiale du jet, g désigne l'accélération de la pesanteur et ν est la viscosité cinématique du liquide.

Cependant, cette expression n'est valide que si on se place assez loin en aval de la buse de sortie (limite asymptotique). Elle stipule que le mouvement moyenné sur une section horizontale peut être assimilé à celui d'une chute libre à partir de la distance $x_{\text{équiv}}$. Dans l'appendice de l'article de Brown, Taylor a dérivé une équation différentielle pour la même vitesse moyenne U en considérant que les champs de pression et de U sont indépendants de la coordonnée transversale z (cf. Figure 2). Dans cette approche, la tension de surface n'a pas été prise en compte, ce qui conduit à :

$$\frac{dU}{dx} = 4\nu \frac{d}{dx} \left(\frac{1}{U} \frac{dU}{dx} \right) + \frac{g}{U} \quad (2)$$

Clarke [2] a retrouvé d'une autre façon cette même équation en exprimant les grandeurs physiques caractérisant l'écoulement en fonction des différentes puissances du nombre de Reynolds Re . Il a également dérivé une solution analytique pour cette équation qui s'exprime en termes de fonctions d'Airy. Contrairement à l'expression (1), la solution proposée par Clarke peut décrire l'évolution de U dans les deux régions proche et lointaine de la nappe caractérisées chacune par un régime particulier d'écoulement : 1) la zone amont de l'écoulement où les termes prépondérants dans l'équation de conservation de la quantité de mouvement du liquide correspondent à ceux de la viscosité et de la gravité (régime visco-gravitaire), puis 2) la zone aval de l'écoulement où l'inertie devient une quantité prépondérante pour équilibrer la gravité (régime inertiel-gravitaire pour lequel l'expression (1) devient valide)

Il est important de mentionner que la solution trouvée par Clarke dépend d'une certaine constante k_0 qui a été fixée en admettant la relation $Re \cdot Fr \approx 0$, où $Fr = \frac{U^2}{g \cdot \Delta z_{\text{max},0}}$ est le nombre de Froude qui compare la gravité et l'inertie ($\Delta z_{\text{max},0}$ est l'épaisseur de la fente). Cette condition n'étant pas toujours valide, Adachi [3] a proposé que la constante soit considérée comme un paramètre

d'ajustement. De plus, il a remplacé la solution de Clarke, difficile à utiliser sous sa forme initiale avec les fonctions d'Airy, par la somme de deux termes dont chacun prend en compte un régime parmi les deux mentionnés ci-dessus. Adachi a par la suite trouvé deux paramètres pour pondérer ces deux termes et a comparé la solution obtenue avec celle de Clarke. Il a observé une bonne concordance entre les deux expressions en modifiant la valeur de la constante k_0 selon les conditions d'écoulement.

Expérimentalement, l'une des premières remarques importantes qui a été faite pour l'étude des écoulements en rideau, était qu'il fallait un débit minimal pour assurer la continuité du rideau liquide [1]. En effet, en diminuant continûment le débit, un bord libre délimitant la nappe apparaît le long de chaque guide et commence à remonter l'écoulement jusqu'à ce que le rideau disparaisse complètement. De plus, en faisant varier le débit imposé autour de cette valeur minimale, De Luca et Meola [4] ont pu observer différents régimes d'écoulements : une nappe continue sur toute la largeur de la fente, une nappe continue sur une certaine largeur avec apparition des filets liquides séparés ou uniquement des filets liquides. En explicitant la condition pour qu'un bord libre existe dans la nappe et pour qu'il maintienne une position d'équilibre, Brown a trouvé qu'à cette position, $We=1$, où $We = \frac{\rho U^2 \Delta z}{\sigma}$ est le nombre de Weber exprimant le rapport entre la force d'inertie et la force de tension superficielle (on note cependant que dès 1959, Taylor [5] avait mis en évidence l'importance de ce nombre adimensionnel dans l'étude des jets impactant sur des surfaces planes).

Les premières études qui se sont intéressées à l'étude de stabilité d'une telle nappe sont celles de Lin [6] et Lin et Roberts [7]. En effet, ceux-ci ont essayé d'établir un lien entre le nombre de Weber local et l'évolution spatio-temporelle de deux types d'ondes de surfaces présentes dans la nappe (cf. Figure 2.a). Ainsi, Lin [6] a conclu que les ondes variqueuses (symétriques et dispersives) ne sont pas dangereuses pour la stabilité de l'écoulement contrairement aux ondes sinueuses asymétriques non dispersives (qui correspondent au mouvement des « deux » surfaces libres dans une même direction par rapport à un plan médian de la nappe). Ce sont ces dernières qui sont à l'origine de l'apparition des trous.

En comparant la vitesse de propagation des ondes sinueuses (obtenue à partir d'une étude de stabilité linéaire) à la vitesse locale de l'écoulement, Lin [6] a retrouvé la condition $We>1$ déterminée expérimentalement par Brown [1] et souvent utilisée pour décrire la stabilité des rideaux liquides.. Cette condition traduit le fait que la vitesse de l'écoulement à un endroit donné de la surface libre arrive à « évacuer » ou à advecter ces ondes. En conséquence, ces dernières ne vont pas pouvoir remonter vers l'amont de l'écoulement. En revanche, si $We<1$, la vitesse de propagation des ondes sinueuses devient supérieure à celle de l'écoulement ce qui fera apparaître un trou qui peut conduire à destruction éventuelle de la nappe. Ces conditions font donc apparaître des zones potentiellement stables et instables dans la nappe liquide.

L'étude de stabilité des écoulements non parallèles est une thématique de recherche dont une des préoccupations est de comprendre le lien entre les notions d'instabilités locales et globales. On peut se référer dans ce cadre particulier à l'article de De Luca [8] qui présente d'abord ces deux notions et fait par la suite un bon résumé bibliographique des avancées réalisées dans la compréhension du lien entre les deux types d'instabilités. On se contente ici de dire que la stabilité globale de l'écoulement dépend essentiellement de l'importance de l'étendue de la zone absolument instable (caractérisée dans notre cas par $We<1$) par rapport à celle de la zone où l'écoulement est le siège d'une instabilité convective (caractérisée dans notre cas par $We>1$).

Dans la partie qui suit, un modèle simplifié décrivant l'hydrodynamique de l'écoulement en rideau de l'eau dans certaines conditions particulières sans guides verticaux est présenté. Ensuite, on décrira d'abord le dispositif expérimental développé, puis une brève comparaison entre certains résultats théoriques et ceux correspondants aux premières observations expérimentales est effectuée.

En conclusion, les premiers enseignements tirés de ces travaux préliminaires ainsi que leurs perspectives de développement sont présentés.

2 Étude de l'hydrodynamique d'une nappe d'eau créée à la sortie du convergent

2.1 Modèle simplifié pour la description de l'écoulement sans guides

En nous basant sur les travaux de Chubb et al. [9], nous présentons dans cette section une première modélisation qui permet d'obtenir une estimation de certaines des caractéristiques de l'écoulement d'un rideau libre (sans guide). On considère ici l'écoulement gravitaire vertical d'une nappe liquide formée à la sortie d'une buse rectangulaire d'épaisseur Δz_0 et de largeur Δy_0 (cf. Figure 2.a). L'écoulement est supposé permanent, incompressible, bidimensionnel et parallèle au plan (P_{oxy}) . Nous ferons cette hypothèse malgré le rétrécissement continu de $\Delta z_{max}(x)$ et de $\Delta y_{max}(x)$ qui représentent respectivement l'épaisseur et la largeur de la partie rectangulaire centrale de la section horizontale de la nappe liquide. Les observations expérimentales de Chubb et al. [9] ont montré que cette section a approximativement la géométrie représentée sur la figure 3b.

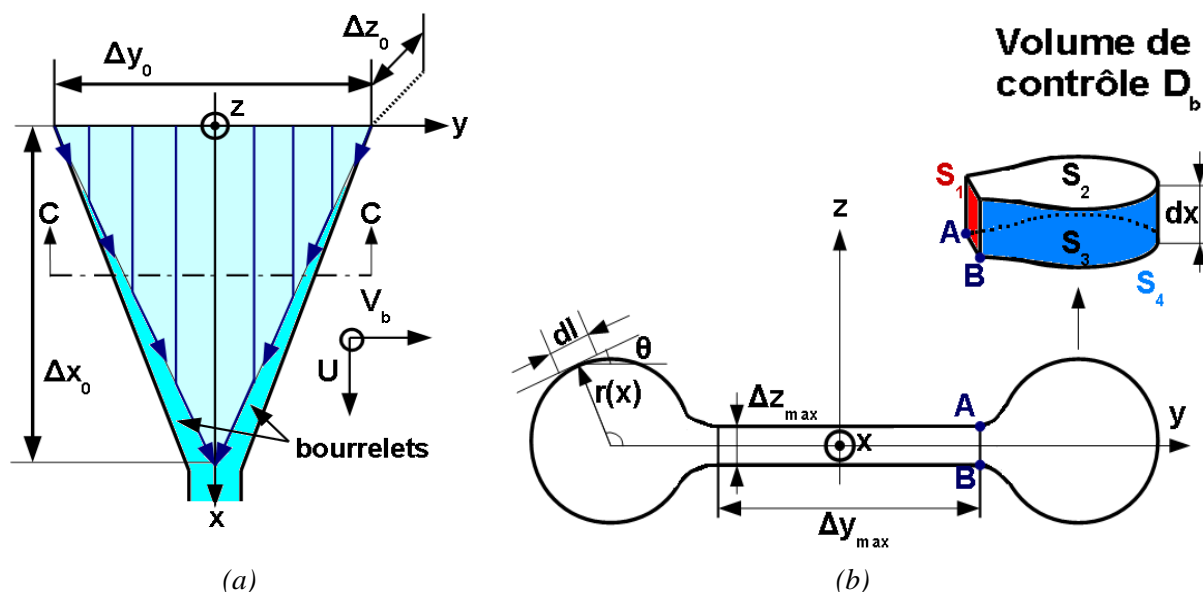


Fig. 3 : Illustration de l'écoulement en rideau sans guide : a) géométrie de la nappe dans le plan (P_{oxy}) et lignes de courant ; b) Section C-C de la nappe et volume de contrôle D_b

On peut alors distinguer deux régions :

- deux surfaces ou bourrelets aux deux extrémités de la nappe qui sont caractérisés par une forte courbure et qui seront assimilés par la suite à deux disques de rayon $r(x)$ (cf. Figure 3.b),
- une partie rectangulaire centrale caractérisée par une largeur $\Delta y_{max}(x)$ et une épaisseur notée $\Delta z_{max}(x)$. Ces deux dimensions diminuent quand x augmente. Le champ de vitesse est supposé totalement vertical dans cette région et il est déterminé par l'équation suivante (Formule de Torricelli) :

$$U = \sqrt{V^2} = \sqrt{U_0^2 + 2gx} \quad (3)$$

Dans cette écriture, nous négligeons les effets de viscosité au sein du liquide et ceci malgré le rapprochement des lignes de courant. Ceci suggère que la nappe entière est le siège d'un régime

inertiel (vitesse de chute libre). Grâce à la gravité, à chaque position y , le fluide accélère à partir de la vitesse de sortie de buse U_0 en gardant un profil uniforme suivant l'épaisseur z jusqu'au croisement avec la zone des bourrelets, où s'opère un changement de direction que nous supposons ponctuel en première approximation (cf. Figure 3.a). De plus, on suppose que seul le rétrécissement de $\Delta z_{\max}(x)$ compense cette accélération. Ainsi, la conservation de la masse (équation de continuité) entre la partie rectangulaire de la section horizontale de la nappe à la position x , de largeur $\Delta y_{\max}(x)$, et la section correspondante au niveau de la buse ($x=0$) se traduit par :

$$U(x) \cdot \Delta z_{\max}(x) \cdot \Delta y_{\max}(x) = U_0 \cdot \Delta z_0 \cdot \Delta y_{\max}(x) \quad (4)$$

Nous allons nous intéresser maintenant aux phénomènes qui régissent le déplacement des bourrelets vers le centre au fur et à mesure de la chute du fluide suivant x . L'action de la tension superficielle sur l'élément cylindrique de gauche de rayon $r(x)$ et de hauteur dx (qui correspond à l'action sur la surface S_4 du volume de contrôle D_b de figure 3.b) s'écrit en projection suivant l'axe y (vu la symétrie par rapport à cet axe):

$$\overrightarrow{dF} = \overrightarrow{dF}_y = 2 \int_{\theta_{\min}}^{\frac{\pi}{2}} -\frac{\sigma}{R_c} \cdot dl \sin \theta \cdot dx \vec{y} \quad (5)$$

R_c étant le rayon de courbure local que l'on peut exprimer à l'aide de la fonction $s(x,y)$ qui définit la forme de la surface libre du bourrelet. Ainsi, pour intégrer cette dernière expression, il est plus adéquat d'utiliser la fonction $s(y)$ au lieu de θ comme variable d'intégration (le x étant fixé, on utilise $s(y)$ au lieu de $s(x,y)$ pour alléger l'écriture):

$$\overrightarrow{dF} = \overrightarrow{dF}_y = -2 \int_0^{\frac{\Delta z}{2}} \frac{\sigma \cdot s''}{[1 + s'^2]^{3/2}} \cdot ds \cdot dx \vec{y} \quad (6)$$

Ce qui donne :

$$dF_y = 2\sigma dx \quad (7)$$

Ce résultat est obtenu en effectuant le changement de variable $t=s'$, pour lequel les bornes deviennent l'infini et 0. On peut noter que le résultat de cette intégrale ne dépend pas de $\frac{\Delta z}{2}$ puisque s' varie continûment sur le contour du bourrelet de la valeur 0 à l'infini. Notons $V_b = \overrightarrow{V}_b \cdot \vec{y}$ la projection suivant l'axe des y de la vitesse du bourrelet. Dans un repère R_b lié au bourrelet, ce dernier est à l'équilibre. Cependant, il voit les particules du liquide venir vers lui à la vitesse $-V_b \vec{y}$. Effectuons dans R_b le bilan de conservation de quantité de mouvement du volume de contrôle D_b en projection suivant l'axe des y (voir le bourrelet à droite de la figure 3) :

$$\overrightarrow{dF}_y = - \oiint_{\Sigma} \rho(\vec{V} \cdot \vec{n}) \overrightarrow{V}_y dS = - \sum_{i=1}^4 \iint_{S_i} \rho(\vec{V} \cdot \vec{n}) \overrightarrow{V}_y dS \quad (8)$$

où Σ est la surface totale délimitant le volume de contrôle D_b et S_i est la $i^{\text{ème}}$ surface associée à Σ . En annulant le quatrième membre de la somme dans le terme à droite (en considérant que la vitesse est tangente à la surface S_4), et en supposant que sur S_1 , $\vec{V} = -\overrightarrow{V}_b = -V_b \vec{y} = \overrightarrow{cst}$, l'équation (8) s'écrit :

$$\overrightarrow{dF}_y = \left(\int_{[AB]} \rho V_b^2 d\vec{l} \right) dx + \left(\iint_{S_2} \rho(\vec{V} \cdot \vec{n}) \cdot \overrightarrow{V}_y dS + \iint_{S_3} \rho(\vec{V} \cdot \vec{n}) \cdot \overrightarrow{V}_y dS \right) \quad (9)$$

En considérant la conservation des flux de matière et de quantité de mouvement, l'équation (9) s'écrit alors :

$$\rho V_b^2 \cdot \Delta z_{\max}(x) = 2\sigma \quad (10)$$

Par la suite, la vitesse s'exprime par :

$$V_b = \sqrt{\frac{2\sigma}{\rho \cdot \Delta z_{\max}(x)}} \quad (11)$$

Essayons maintenant d'évaluer le rétrécissement de Δy_{\max} . Cette dernière grandeur peut s'interpréter à la fois comme étant fonction de x (description eulérienne) ou de t (description lagrangienne). Les deux descriptions sont liées par :

$$\frac{d\Delta y_{\max}}{dt} = \frac{d\Delta y_{\max}}{dx} \cdot \frac{dx}{dt} = -2V_b \quad (12)$$

Cette dernière relation s'écrit en utilisant la relation (4) :

$$\frac{d\left(\frac{\Delta y_{\max}}{2}\right)}{dx} = -\sqrt{2 \frac{U_0}{We_0}} (U_0^2 + 2gx)^{-\frac{1}{4}} \quad (13)$$

où $We = \frac{\rho U_0^2 \Delta z_0}{\sigma}$ est le nombre de Weber qui représente le rapport entre les forces de tension superficielle et l'inertie.

L'intégration de cette dernière expression donne :

$$\Delta y_{\max} = \Delta y_0 \left(1 - \frac{2}{3Fr_0} \sqrt{8/We_0} \left[\left(1 + \frac{2Fr_0 \cdot x}{\Delta y_0} \right)^{3/4} - 1 \right] \right) \quad (14)$$

où $Fr_0 = \frac{g\Delta y_0}{U_0^2}$ est le nombre de Froude défini comme étant le rapport entre l'énergie potentielle et l'énergie cinétique.

Ainsi, la hauteur de convergence Δx_0 (hauteur totale de la nappe, Δy_{\max}) correspond à l'expression suivante :

$$\Delta x_0 = \frac{\Delta y_0}{2Fr} \left[\left(1 + \frac{3Fr_0}{2} \sqrt{\frac{We_0}{8}} \right)^{4/3} - 1 \right] \quad (15)$$

Pour un nombre de Froude $Fr_0 \ll 1$, $\Delta x_0 \approx \Delta y_0 \sqrt{\frac{We_0}{8}}$ (16) et Δy_{\max} sera une fonction linéaire de x .

Ce résultat s'accorde relativement bien avec nos premières observations expérimentales pour une nappe d'eau, où la forme de cette dernière semble être proche d'un triangle (cf. paragraphe 2.2).

Le modèle précédent permet aussi de prévoir l'évolution de $\Delta z_{\max}(x)$. En effet, la combinaison des équations (3) et (4) donne :

$$\frac{\Delta z_{\max}(x)}{\Delta z_0} = (1 + Fr(x))^{1/2} \quad (17)$$

où $Fr(x) = \frac{2gx}{U_0^2}$ est un nombre de Froude qui compare l'énergie potentielle de l'élément de volume $dV = \Delta z_{\max}(x) \cdot \Delta y_{\max}(x) \cdot dx$ et son énergie cinétique initiale.

Dans la partie suivante, on donne les détails du dispositif expérimental qui a été mis en place avec un premier jeu des paramètres expérimentaux.

2.2 Dispositif expérimental et premières observations :

Pour étudier expérimentalement une nappe liquide, nous avons réalisé le montage présenté sur la figure 4. Le liquide s'écoule dans un convergent qui présente à son extrémité basse une fente rectangulaire de largeur $\Delta y_0 = 10$ cm et d'épaisseur $\Delta z_0 = 0,8$ mm. Le convergent est fixé dans une petite cuve (1) avec un trop plein assurant un débit constant le traversant. Cette cuve est constamment alimentée par une autre cuve située plus en hauteur (cuve (2)) et le débit est contrôlé par une vanne robinet. Une pompe volumétrique assure l'alimentation de la cuve (2). Le surplus du liquide

correspondant à la différence entre le débit venant de la cuve (2) et celui traversant le convergent est déversé dans le réservoir bas lié à la deuxième extrémité de la pompe (aspiration).

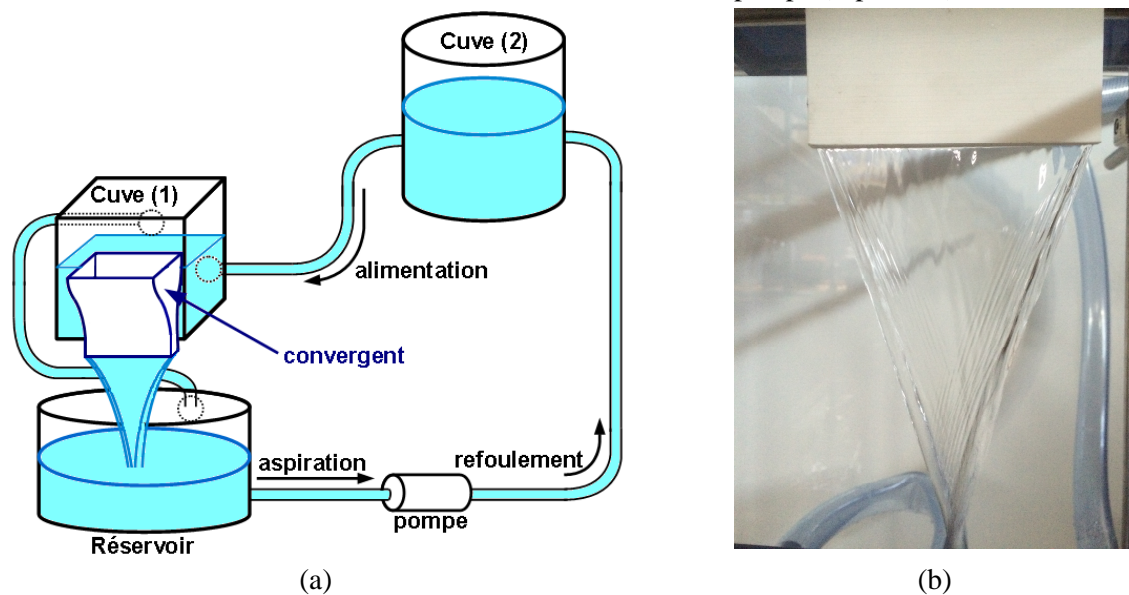


Fig. 4 : Schéma du dispositif expérimental (a) et de la nappe d'eau créée (b)

Les premiers essais ont été réalisés avec de l'eau à la température ambiante au voisinage de 20°C. Les propriétés de l'eau à cette température sont : une masse volumique $\rho_{eau} = 998,29 \text{ kg.m}^{-3}$, une viscosité cinématique $\nu_{eau} = 1,007.10^{-6} \text{ m}^2.\text{s}^{-1}$ et une tension de surface $\sigma_{eau-air} = 0,0728 \text{ N.m}^{-1}$. Pour un débit massique mesuré par pesée à la sortie de buse $Q_0 = 10^{-1} \text{ kg. s}^{-1}$ équivalant à un débit volumique $Q_{V,0} = 10^{-4} \text{ m}^3.\text{s}^{-1}$ qui traverse la section de sortie $S_0 = \Delta z_0.\Delta y_0 = 8.10^{-5} \text{ m}^2$, on obtient une vitesse initiale moyenne $U_0 = 1,25 \text{ m.s}^{-1}$. Pour ces valeurs, on obtient $Fr_0 = 0,64$ et $We_0 = 17,17$ et $Re_0 = 993,05$. La valeur élevée de Re_0 nous permet d'être en cohérence avec l'approximation faite dans le modèle du paragraphe 2.1 d'un régime inertiel-gravitaire régnant dans toute la nappe. De plus, la valeur faible de Fr_0 nous permet, avec une certaine prudence néanmoins, d'utiliser la formule (16) qui donne une extension selon x de la nappe égale à : $\Delta x_{0,theorique} = 14,6 \text{ cm}$. Dans ces conditions, nous avons relevé expérimentalement $\Delta x_{0,exp} = 15 \text{ cm}$ approximativement. Ce sont des résultats préliminaires et les incertitudes de mesures restent à déterminer. Néanmoins, nous constatons que les ordres de grandeur sont plutôt cohérents. De plus, la forme de la nappe reste très proche d'un triangle comme le prévoit le modèle évoqué ci-dessus.

3 Conclusion

Dans ce travail, nous avons traité le cas de l'écoulement d'une nappe d'eau sans guide dans le cas d'un nombre de Reynolds relativement élevé. Le modèle d'écoulement inertiel-gravitaire nous a donné une forme du rideau assez proche de celle observée expérimentalement. Cependant, la viscosité élevée étant une caractéristique importante des liquides utilisés dans l'application industrielle qui nous intéresse, on étudiera prochainement des écoulements en rideau de liquides plus visqueux (mélanges eau-glycérine dans un premier temps), où le champ de vitesse et les rétrécissements de la nappe formée seront mesurés sur la base de méthodes optiques.

Remerciements

Nous tenons particulièrement à remercier le Conseil Général des Pyrénées Atlantiques (CG64) pour le financement de la bourse de doctorat de A. Kacem ainsi que la Communauté de Communes de Lacq et la société ROLKEM pour le financement post-doctoral de A. Mejia.

Références

- [1] D.R. Brown, A study of the behavior of a thin sheet of moving liquid, *J. Fluid Mech.* 10 (1960) 297-305.
- [2] N.S. Clarke, Two-dimensional flow under gravity in a jet of viscous liquid, *J. Fluid Mech.* 31 (1968) 481-500.
- [3] K. Adachi, Laminar jets of a plane liquid sheet falling vertically in the atmosphere, *J. Non-Newtonian Fluid Mech.* 24 (1987) 11-30.
- [4] L.de Luca and C. Meola, Surfactant effects on the dynamics of a thin liquid sheet, *J. Fluid Mech.* 300 (1995) 71-85.
- [5] G.I. Taylor, Dynamics of thin sheets of fluid, III. Disintegration of fluid sheets. *Proc. R. Soc. Lond.* A253 (1959) 313-321.
- [6] S.P. Lin, Stability of a viscous liquid curtain, *J. Fluid Mech.* 104 (1981) 111-118.
- [7] S.P. Lin and G. Roberts, Waves in a viscous liquid, *J. Fluid Mech.* 112 (1981) 443-458.
- [8] L.de Luca, Experimental investigation of the global instability of plane sheet flows, *J. Fluid Mech.* 399 (1999) 355-376.
- [9] D.L. Chubb, F.D. Calfo, M. W. McConley, M.S. McMaster and A.A. Afjeh, A study of thin liquid sheet flows, NASA TM-106323 (1993).