



HAL
open science

**Etude du mécanisme d'arrachement de couche limite
(boundary layer stripping) comme source possible de
fragmentation fine lors de la fragmentation
hydrodynamique d'une goutte**

Erik de Malmazet, Georges Berthoud, Emil J. Hopfinger

► **To cite this version:**

Erik de Malmazet, Georges Berthoud, Emil J. Hopfinger. Etude du mécanisme d'arrachement de couche limite (boundary layer stripping) comme source possible de fragmentation fine lors de la fragmentation hydrodynamique d'une goutte. CFM 2007 - 18ème Congrès Français de Mécanique, Aug 2007, Grenoble, France. hal-03365615

HAL Id: hal-03365615

<https://hal.science/hal-03365615v1>

Submitted on 5 Oct 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.

Etude du mécanisme d'arrachement de couche limite (boundary layer stripping) comme source possible de fragmentation fine lors de la fragmentation hydrodynamique d'une goutte

Erik DE MALMAZET¹, Georges BERTHOUD¹ & Emil HOPFINGER²

¹Commissariat à l'Energie Atomique Grenoble, DTN/SE2T 17 Rue des Martyrs 38054 Grenoble Cedex 9

²LEGI-CNRS/UJF/INPG, BP 53, 38041 Grenoble Cedex, France

erik.demalmazet@cea.fr

Résumé :

Un modèle simple permettant néanmoins de décrire entièrement le processus de fragmentation hydrodynamique d'une goutte (déformation, accélération et perte de masse) est développé afin de pouvoir évaluer le mécanisme de boundary layer stripping (BLS) en tant que mécanisme de fragmentation fine de la goutte. Ce modèle est ensuite appliqué à des expériences très variées afin d'étudier l'influence des différents nombres adimensionnels du problème. Les résultats obtenus montrent que le mécanisme de BLS permet de décrire correctement une large gamme d'expériences en écoulement externe gazeux, pour des Weber allant jusqu'à environ 5000, mais qu'il ne permet pas de décrire à lui seul les expériences à des Weber plus élevés et aussi les expériences avec un écoulement externe liquide.

Abstract :

A simple model which is however capable to fully describe the hydrodynamic fragmentation of drops (deformation, acceleration and mass loss) is developed in order to evaluate the boundary layer stripping (BLS) mechanism as the main mechanism responsible for the fine fragmentation of the drop. The model is then applied to several kinds of experiments in order to study the influence of the different dimensionless numbers of this problem. It is found that the BLS mechanism is able to successfully describe a large variety of gas-liquid experiments with Weber numbers as high as 5000, but is unable to describe alone experiments at higher Weber numbers and also liquid-liquid experiments.

Mots-clefs :

Goutte ; fragmentation ; couche limite

1 Introduction

La fragmentation de gouttes soumises soudainement à un écoulement externe uniforme de grande vitesse a été longuement étudiée depuis avant les années 1950 car elle intervient dans de nombreux domaines comme par exemple l'atomisation de jets, la combustion, le comportement des gouttes de pluie, l'explosion de vapeur, ou les écoulements multiphasiques en général.

Cependant, malgré le nombre très important d'études effectuées à propos de la fragmentation hydrodynamique de gouttes, il n'y a toujours pas à ce jour de consensus concernant les mécanismes de fragmentation, notamment pour la fragmentation fine de la goutte qui intervient aux vitesses les plus élevées. Cela est dû principalement à des difficultés expérimentales car le phénomène est très difficile à observer quantitativement. Cette étude s'intéresse à l'un des mécanismes de fragmentation fine proposés, le boundary layer stripping (BLS) ou arrachement de couche limite. D'après ce mécanisme, une couche limite interne se développe dans la goutte, puis est ensuite arrachée par l'écoulement externe donnant ainsi

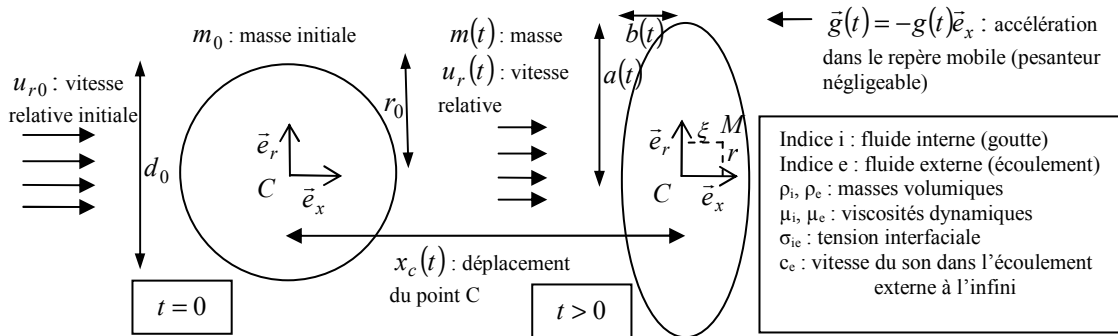
naissance aux fragments fins. Il s'agit d'un mécanisme assez populaire dans la littérature, notamment grâce à l'article de Ranger et al (1969), mais il fut peu à peu rejeté par certains auteurs, notamment par Pilch (1981). Le principal reproche fait au BLS est qu'il n'est pas assez intense pour pouvoir totalement réduire la goutte à un nuage de fragments fins dans les temps observés expérimentalement. Une autre objection concerne l'influence que devrait avoir la viscosité de l'écoulement sur le processus de fragmentation, qui semble incohérente avec certaines observations expérimentales (Lee et al (2000)). Cependant, certaines conclusions concernant le BLS ont été déduites d'après une évaluation approximative du phénomène. Par exemple, dans Pilch (1981), la déformation de la goutte n'est pas prise en compte, ce qui peut sous-estimer de beaucoup la perte de masse de la goutte par BLS. D'un autre côté, la variation de la vitesse de l'écoulement par rapport à la goutte, résultant de l'accélération de celle-ci, est rarement prise en compte, ce qui a pour effet de surestimer le BLS.

Le but de cette étude est donc d'évaluer le BLS en utilisant un modèle simple mais décrivant l'intégralité du processus de fragmentation. Ce modèle couple plusieurs sous-modèles décrivant la déformation, l'accélération et la perte de masse de la goutte. Les résultats du modèle sont ensuite comparés à des résultats expérimentaux représentant des conditions expérimentales variées.

2 Modèle de fragmentation hydrodynamique

2.1 Modèle de déformation

On commence par décrire un modèle permettant d'évaluer la déformation de la goutte en calculant approximativement son champ de vitesse interne. On considère que la goutte adopte la forme d'un ellipsoïde de révolution pendant tout le processus de fragmentation. On se place dans un repère cylindrique lié au centre de masse C de la goutte, représenté ci-dessous :



La goutte étant ellipsoïdale, on a la relation $m/m_0 = a^2b/r_0^3$. Le champ de vitesse interne est approché par des polynômes du type $v_x(\xi, r) = a_x\xi^2 + b_xr^2 + c_x\xi r + d_x\xi + e_xr + f_x$ et $v_r(\xi, r) = a_r\xi^2 + b_rr^2 + c_r\xi r + d_r\xi + e_rr + f_r$, où v_x et v_r sont les composantes du vecteur vitesse \vec{v} selon les vecteurs unitaires \vec{e}_x et \vec{e}_r . On fait ensuite l'hypothèse que le champ de vitesse interne, supposé axisymétrique par rapport à l'axe $C\vec{e}_x$, est aussi symétrique par rapport au plan orthogonal à \vec{e}_x passant par C, puis on utilise ensuite les vitesses aux extrémités de la goutte, soit $v_x(b,0) = \dot{b}$, $v_r(b,0) = 0$ pour le point d'arrêt arrière et $v_x(0,a) = 0$, $v_r(0,a) = \dot{a}$ pour un point à l'équateur. En utilisant en plus l'équation de continuité, on obtient :

$$v_x(\xi, r) = -\frac{3}{a} \left(\frac{\dot{a}}{a} + \frac{1}{2} \frac{\dot{b}}{b} \right) \xi r + \frac{\dot{b}}{b} \xi \quad \text{et} \quad v_r(\xi, r) = \frac{1}{a} \left(\frac{\dot{a}}{a} + \frac{1}{2} \frac{\dot{b}}{b} \right) r^2 - \frac{1}{2} \frac{\dot{b}}{b} r \quad (1), (2)$$

Le modèle de déformation consiste ensuite à considérer une ligne de courant allant du point d'arrêt avant de la goutte (point $M_1(-b,0)$) jusqu'à un point de l'équateur de la goutte (un point $M_2(0,a)$). Etant donné la symétrie de l'écoulement interne, cette ligne de courant suit d'abord la direction \vec{e}_x jusqu'au point C, puis suit ensuite la direction \vec{e}_r jusqu'au point M_2 . On désigne par s l'abscisse curviligne selon cette ligne de courant et \vec{e}_s le vecteur unitaire tangent à celle-ci selon le sens de s . Si on considère que l'écoulement interne dérive d'un potentiel et est incompressible, alors on peut écrire la relation d'Euler selon cette ligne de courant, soit

$$\rho_i \left[\frac{\partial}{\partial s} \left(\frac{v^2}{2} \right) + \frac{\partial v}{\partial t} \right] = \rho_i g_s - \frac{\partial P}{\partial s} \quad \text{où } g_s \text{ désigne la projection de } \vec{g} \text{ suivant } \vec{e}_s, v \text{ la norme du vecteur}$$

vitesse et P la pression. On intègre alors cette équation de M_1 à M_2 . Si P_{1i} et P_{2i} désignent les pressions en M_1 et M_2 à l'intérieur de la goutte on obtient la relation suivante :

$$\left(\frac{a}{2} + \frac{b^2}{a} \right) \ddot{a} - 3 \frac{b^2}{a^2} \dot{a}^2 + \left(-\frac{1}{2} b^2 - \frac{1}{12} a^2 \right) \frac{\ddot{m}}{m} + \frac{1}{12} a^2 \frac{\dot{m}^2}{m^2} + \left(2b^2 - \frac{1}{6} a^2 \right) \frac{\dot{a}}{a} \frac{\dot{m}}{m} = -gb + \frac{P_{1i} - P_{2i}}{\rho_i} \quad (3)$$

2.2 Relations aux interfaces, accélération et modélisation de l'écoulement externe

L'étape suivante consiste à exprimer les termes de pression et d'accélération de (3) en fonction de l'écoulement externe. On commence par utiliser les bilans de quantité de mouvement en projection normale aux interfaces en M_1 et M_2 , afin d'avoir une relation entre les pressions internes P_{1i} , P_{2i} et les pressions externes désignées par P_{1e} et P_{2e} , qui peuvent s'exprimer ensuite à l'aide du coefficient de pression $\Delta C_p = (C_p(M_1) - C_p(M_2))$ avec $C_p(M_k) = (P_{ke}(M_k) - P_0) / (0.5 \rho_e u_r^2)$, P_0 étant la pression dans l'écoulement à l'infini. Ces bilans s'écrivent :

$$P_{1i} = P_{1e} + 2\mu_i \frac{\partial v_x}{\partial \xi} \Big|_{1i} - 2\mu_e \frac{\partial v_x}{\partial \xi} \Big|_{1e} + \frac{2b\sigma_{ie}}{a^2}, \quad P_{2i} = P_{2e} + 2\mu_i \frac{\partial v_r}{\partial r} \Big|_{2i} - 2\mu_e \frac{\partial v_r}{\partial r} \Big|_{2e} + \frac{a\sigma_{ie}}{b^2} + \frac{\sigma_{ie}}{a} \quad (4), (5)$$

Pour exprimer le terme d'accélération de (3) en fonction de l'écoulement externe, on utilise l'équation de quantité de mouvement appliquée à la goutte en prenant en compte uniquement la force de traînée qui est calculée en faisant l'hypothèse suivante : l'écoulement externe est assimilé à l'écoulement permanent de vitesse u_r à l'infini que l'on aurait autour d'un ellipsoïde rigide de même dimensions que la goutte. Ainsi, les termes instationnaires agissant sur la traînée comme la masse ajoutée ou la vitesse de déformation de la goutte ne sont pas pris en compte. L'accélération de la goutte vérifie alors l'équation suivante :

$$m\ddot{x}_c + \dot{m}\dot{x}_c = mg + \dot{m}\dot{x}_c = 0.5 C_D \rho_e u_r^2 \pi a^2 \quad (6)$$

C_D et ΔC_p sont calculés à partir des coefficients de traînée et de pression d'un ellipsoïde rigide de dimensions a et b dans un écoulement de vitesse u_r .

2.3 Perte de masse par boundary layer stripping

Afin d'exprimer le terme de perte de masse \dot{m} , on utilise un modèle de BLS proposé dans Ranger et al. (1969) mais utilisé ici dans le cas d'une goutte déformée. En supposant que la

couche limite interne est arrachée au niveau de l'équateur et que le débit massique perdu par la goutte correspond au débit massique dans la couche limite interne à cet endroit précis, on montre que l'on a :

$$\dot{m} = -4\pi \left(I \sqrt{\Delta C_p} \right)^{1/2} \rho_i^{1/3} \rho_e^{1/6} \mu_i^{1/3} \mu_e^{1/6} u_r^{1/2} a^{3/2} \quad \text{avec} \quad I = \int_0^{\pi/2} \sqrt{1 - \left(1 - a^2/b^2\right) \sin^2(\theta)} d\theta \quad (7)$$

2.4 Analyse dimensionnelle et équations adimensionnelles

Pour étudier temporellement une expérience de fragmentation hydrodynamique, on utilise généralement le temps adimensionnel $T = t/t_0$ avec $t_0 = (d_0/u_{r0})(\rho_i/\rho_e)^{0.5}$. Les autres variables adimensionnées utilisées ici sont les suivantes : $A = a/r_0$, $B = b/r_0$, $X_c = x_c/d_0$, $U_r = u_r/u_{r0}$, $M = m/m_0$, $V_x = v_x/u_{r0}$, $V_r = v_r/u_{r0}$, $Z = \zeta/d_0$ et $R = r/r_0$ (par la suite, la notation « . » au dessus d'une variable adimensionnelle désigne sa dérivée par rapport au temps adimensionnel T). Par une analyse dimensionnelle, on peut trouver 5 nombres adimensionnels indépendants permettant de décrire toutes les variables du problème, et qui sont calculés à partir des conditions initiales. Il s'agit des nombres de Weber (We_0), Reynolds (Re_0), Ohnesorge (Oh_0), Mach (Ma_0) et du rapport de masse volumique (ε) :

$$We_0 = \frac{\rho_e d_0 u_{r0}^2}{\sigma_{ie}}, \quad Re_0 = \frac{\rho_e d_0 u_{r0}}{\mu_e}, \quad Oh_0 = \frac{\mu_i}{(\rho_i d_0 \sigma_{ie})^{1/2}}, \quad Ma_0 = \frac{u_{r0}}{c_e}, \quad \varepsilon = \frac{\rho_e}{\rho_i}$$

On peut ainsi par exemple écrire $T_b = f(We_0, Re_0, Oh_0, Ma_0, \varepsilon)$, si T_b est le temps de fragmentation adimensionnel. On obtient alors :

$$BA^2 = M, \quad U_r = 1 - \varepsilon^{1/2} \dot{X}_c, \quad M\ddot{X}_c = \frac{3}{4} C_D U_r^2 A^2 - M\dot{X}_c \quad (8), (9), (10)$$

$$\left(\frac{A}{2} + \frac{M^2}{A^5} \right) \ddot{A} - 3 \frac{M^2}{A^6} \dot{A}^2 + \left(-\frac{1}{2} \frac{M^2}{A^4} - \frac{1}{12} A^2 \right) \frac{\ddot{M}}{M} + \frac{1}{12} A^2 \frac{\dot{M}^2}{M^2} + \left(2 \frac{M^2}{A^4} - \frac{1}{6} A^2 \right) \frac{\dot{A}}{A} \frac{\dot{M}}{M} = 2 \frac{M\dot{X}_c}{A^2} \\ + \left(2\Delta C_p - \frac{3}{2} C_D \right) U_r^2 + \frac{8}{We_0} \left(\frac{2M}{A^4} - \frac{A^5}{M^2} - \frac{1}{A} \right) - 24 \frac{Oh_0}{We_0^{1/2}} \left(\frac{\dot{A}}{A} - \frac{1}{6} \frac{\dot{M}}{M} \right) - \frac{8}{Re_0} \left(\frac{\partial V_x}{\partial Z} \Big|_{1e} - 2 \frac{\partial V_r}{\partial R} \Big|_{2e} \right) \quad (11)$$

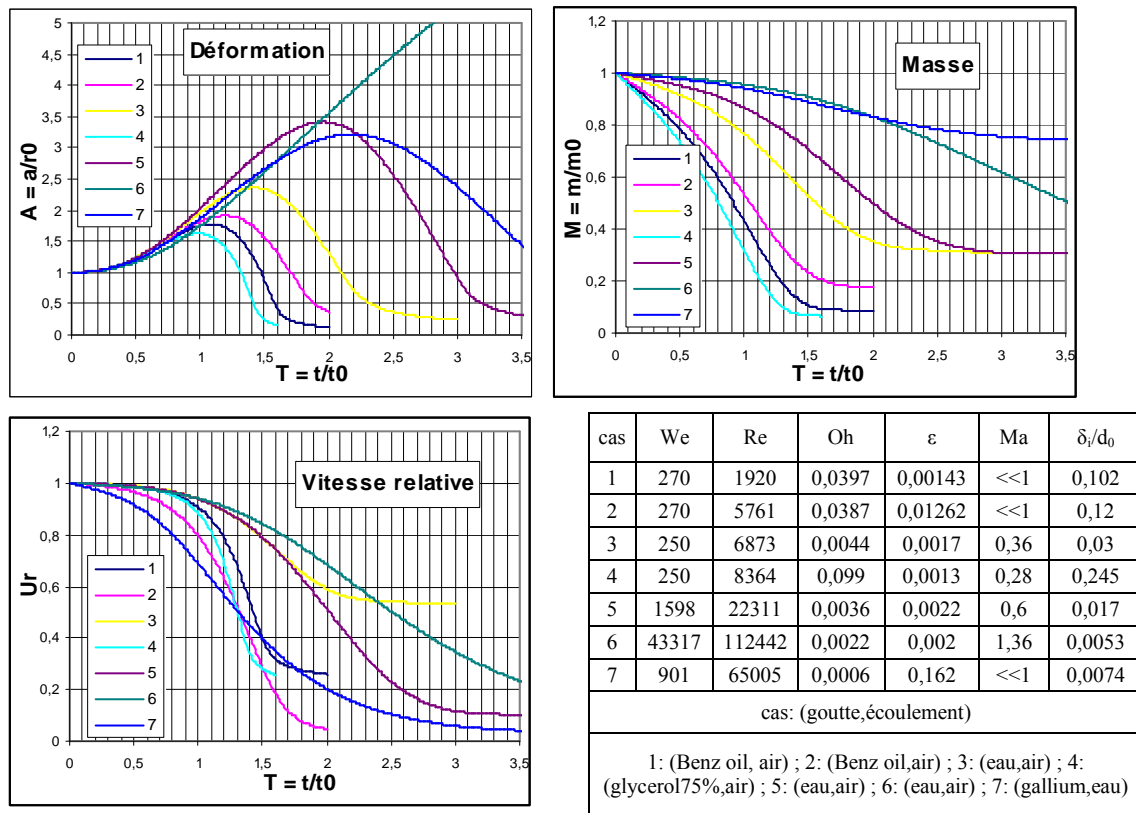
$$\dot{M} = -6 \left(2I \sqrt{\Delta C_p} \right)^{1/2} \frac{Oh_0^{1/3}}{Re_0^{1/6} We_0^{1/6}} U_r^{1/2} A^{3/2}, \quad \frac{\delta_i}{d_0} = \left(\frac{2I}{\Delta C_p^{1/2}} \right)^{1/2} \frac{Re_0^{1/6} Oh_0^{2/3} A^{1/2}}{We_0^{1/3} U_r^{1/2}} \quad (12), (13)$$

Pour obtenir (9), on considère que la vitesse de l'écoulement externe par rapport à un référentiel fixe reste constante et égale à u_{r0} pendant tout le processus de fragmentation. Le dernier terme de (11) est négligeable car dans toutes les expériences de fragmentation hydrodynamique, on a $Re_0 \gg 1$. Les nombres Re_0 et Ma_0 interviennent implicitement dans les coefficients C_D et ΔC_p . L'équation (13) représente l'épaisseur adimensionnelle de la couche limite interne, calculée d'après le modèle de Ranger et al. (1969), qui peut donner une idée de la taille caractéristique des fragments produits.

3 Résultats obtenus

7 cas représentatifs de différentes conditions expérimentales ont été calculés avec ce modèle. Les cas 1 et 2 correspondent aux cas 9 et 12 dans Lee et al (2000), les cas 3 et 4 sont décrit dans Chou et al (1997), le cas 5 correspond à un essai décrit dans Ranger et al (1969), le

cas 6 à été étudié dans Joseph et al (1999) et le cas 7 correspond à l'essai DS-11 dans Kim et al (1983).



D'après les évolutions obtenues pour la masse de la goutte, on observe que le modèle donne des temps de fragmentations allant de 1.5 à 3 ou 4 pour les 5 premiers cas. Cela semble cohérent avec les temps T_b de l'ordre de 3 à 5 observés expérimentalement, alors que si la déformation avait été négligée le temps calculé serait bien plus important (>10). En effet, on remarque d'après (12) que la déformation de la goutte amplifie beaucoup le taux de masse fragmentée, alors que la variation de la vitesse relative a une influence moins importante, bien que cette vitesse varie beaucoup d'après les évolutions de U_r obtenues avec le modèle. Ainsi, pour des Weber allant jusqu'à environ 5000, on trouve avec ce modèle des temps de fragmentation corrects sans que les déformations calculées soient surestimées : le modèle donne des taux de déformation plutôt proches de ceux mesurés expérimentalement, où on atteint au maximum des déformations de l'ordre de 2-3.5 au bout de $T = 1.5-2$. Par contre, pour $We_0 > 5000$, le modèle semble confirmer que le BLS seul n'est pas un mécanisme assez intense : pour le cas 6, malgré des déformations calculées beaucoup trop importantes, la perte de masse par fragmentation se fait plus lentement. Cependant, aux Weber plus élevés, la goutte est généralement fragmentée en plusieurs gros fragments par des instabilités de type Rayleigh-Taylor se développant sur sa face avant du fait de son accélération, ce qui n'est pas pris en compte dans ce modèle. Or, le fait de diviser la goutte mère en plusieurs sous-gouttes amplifie le BLS, il se peut donc que ce mécanisme continue à intervenir.

Afin d'étudier l'influence de la viscosité externe sur le BLS avec ce modèle, les cas 1 et 2 ont été calculés car ils correspondent à une expérience dont le but était précisément d'étudier l'effet de Re_0 sur le mécanisme de fragmentation. Comme aucune influence claire de Re_0 n'avait été observée expérimentalement, on avait alors conclu que le BLS n'était pas un mécanisme

satisfaisant de fragmentation. Cependant, d'après (11), (12) et (13), le modèle montre que cette dépendance en Re_0 est très faible, et on obtient donc des résultats très proches, ce qui explique les observations expérimentales. Par contre, le BLS fait aussi intervenir aussi la viscosité de la goutte et donc Oh_0 , dont l'influence semble bien plus importante d'après le modèle. C'est justement pour cela qu'ont été calculés les cas 3 et 4. Bien que dans ces 2 cas Oh_0 reste faible, on observe expérimentalement des différences entre ces cas. Dans le cas 3, des filaments très fins semblent être arrachés de la goutte mère, et se fragmentent peu de temps après en gouttelettes. Dans le cas 4, ces filaments sont plus épais et se fragmentent beaucoup plus difficilement, ce qui donne naissance à de très longs filaments. Cela semble cohérent avec les épaisseurs adimensionnelles de couche limite interne calculées avec ce modèle.

Finalement, un cas représentant une expérience avec un écoulement externe liquide a été calculé (cas 7). On observe alors que le BLS est beaucoup trop lent pour fragmenter la goutte. Cela reste vrai aussi quel que soit We_0 dans cette expérience. Le modèle semble donc indiquer que le BLS n'est pas le mécanisme prépondérant intervenant dans ce type d'expérience.

4 Conclusion

Ce modèle montre que le boundary layer stripping (BLS) permet de décrire correctement de nombreux types d'expériences de fragmentation hydrodynamique de goutte avec un écoulement externe gazeux pour des nombres de Weber allant jusqu'à 5000 environ. La déformation de la goutte a un effet d'amplification important sur le BLS, alors que l'effet d'atténuation due à la variation de la vitesse relative de la goutte est moins important : il en résulte que le mécanisme de BLS est globalement accentué au cours du processus par rapport au BLS sur la goutte sphérique initiale. Concernant l'influence des viscosités de la goutte et de l'écoulement sur le processus de fragmentation, ce modèle montre que l'influence du nombre de Reynolds est très faible par rapport à celle du nombre de Ohnesorge.

Cependant, ce modèle montre aussi que le BLS n'est pas un mécanisme universel de fragmentation : il n'est pas assez intense pour pouvoir expliquer seul la fragmentation hydrodynamique de gouttes pour des nombres de Weber plus élevés, et il ne semble pas capable de décrire les expériences en écoulement externe liquide quelque que soit le nombre de Weber.

Références

- Chou, W.-H., Hsiang, L.-P. & Faeth, G.M. 1997 Temporal properties of drop breakup in the shear breakup regime. *Int.J.Multiphase Flow* **23**, 651-669.
- Joseph, D.D., Belanger, J. & Beavers, G.S. 1999 Breakup of a liquid drop suddenly exposed to a high-speed airstream. *Int.J.Multiphase Flow* **25**, 1263-1303.
- Kim, D.S., Bürger, M., Fröhlich, G. & Unger, H. 1983 Experimental investigation of hydrodynamic fragmentation of gallium drops in water flows. *Proceedings of international meeting on light water reactor severe accident evaluation* Cambridge, Massachusetts.
- Lee, C.H. & Reitz, R.D. 2000 An experimental study of the effect of gas density on the distortion and breakup mechanism of drops in high speed gas stream. *Int.J.Multiphase Flow* **26**, 229-244.
- Pilch, M. 1981 Acceleration induced fragmentation of liquid drops. Dissertation, University of Virginia
- Ranger, A.A. & Nicholls, J.A. 1969 Aerodynamic shattering of liquid drops. *AIAA J.* **7**, 285-290