



Impact excentré sur une fibre horizontale

Elise Lorenceau, Christophe Clanet, David Quéré, Michèle Vignes-Adler

► To cite this version:

Elise Lorenceau, Christophe Clanet, David Quéré, Michèle Vignes-Adler. Impact excentré sur une fibre horizontale. CFM 2007 - 18ème Congrès Français de Mécanique, Aug 2007, Grenoble, France. hal-03362050

HAL Id: hal-03362050

<https://hal.science/hal-03362050>

Submitted on 1 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.

Impact excentré sur une fibre horizontale

Élise Lorenceau¹, Christophe Clanet², David Quéré³ et Michèle Vignes-Adler¹

1 Université de Marne-la-Vallée, LPMDI - UMR 8108 du CNRS, Marne-la-Vallée

2 IRPHE – UMR 6594 du CNRS, Marseille

3 PMMH – UMR 7636 du CNRS, ESPCI, Paris

elise.lorenceau@univ-mlv.fr

Résumé :

Dans les filtres à fibres (couramment utilisés industriellement pour récupérer la phase liquide d'un aérosol), des myriades de gouttes tombent sur un réseau de fines fibres aléatoirement disposées dans l'espace. On peut associer au choc goutte/fibre une vitesse critique : si la vitesse d'impact est inférieure à la vitesse critique V_c , la goutte peut rester intégralement accrochée à la fibre ; si la vitesse de chute est supérieure à V_c , la goutte se scinde en plusieurs morceaux : une fraction du liquide est capturée par la fibre alors que le reste continue sa course. Cette vitesse critique, qui résulte d'un équilibre entre les forces capillaires, gravitaires et de friction, a été déterminée dans le cas où la trajectoire de la goutte est centrée sur l'axe de la fibre. Nous nous intéressons ici à des situations d'impact excentré, où la trajectoire du centre de masse de la goutte et l'axe de la fibre ne se coupent pas. La goutte est alors susceptible d'être divisée par la fibre en deux parties de volume différent. Dans cette étude, nous quantifions les volumes capturés et éjectés par la fibre.

Abstract :

Fiber filters that consist of a random network of thin fibers are commonly used to recover the liquid phase from an aerosol. Hence, we consider the impact of a drop on a horizontal fiber. If the impact velocity is smaller than a threshold velocity V_c , the drop can be entirely captured by the fiber whereas if the velocity is larger only a small portion of fluid remains trapped on the solid surface.

This threshold velocity has been determined when the impact is centered, i.e. when the trajectory of the drop and the axis of the fiber do intersect. Here, we focus on off-centered impact when the drop is sliced by the fiber into two uneven volumes. We quantify the portion of liquid that can be trapped by the fiber in such a case.

Mots-clefs : Goutte; Impact; Filtration

1 Introduction

Les travaux consacrés à la filtration d'aérosols liquides sont relativement peu nombreux par rapport aux études concernant la filtration de poussières solides¹⁻³. Pourtant, la demande industrielle ou sanitaire pour ce type d'installation, qui permet de confiner des aérosols néfastes pour les personnes ou l'environnement, est de plus en plus forte. Ces filtres sont en général constitués d'un réseau de fibres aléatoirement distribuées dans l'espace. L'intérêt de ce réseau est double : il permet de ralentir et de piéger une fraction de la phase liquide de l'aérosol tout en laissant la phase gazeuse s'écouler entre les fibres, qui sont assez dispersées. La perte de charge nécessaire pour faire circuler l'aérosol au sein du filtre doit en effet rester raisonnable pour des raisons évidentes.

L'optimisation des filtres à fibre est une tâche difficile pour plusieurs raisons. Tout d'abord, l'efficacité d'un tel filtre, définie comme sa capacité à retenir une fraction de liquide à perte de

charge donnée, n'est pas constante au cours du temps. Au cours de la filtration, le réseau de fibres se colmate puisque la masse de liquide piégé augmentant, les gouttelettes fusionnent, se réorganisent jusqu'à éventuellement ponter les fibres les unes aux autres ⁴⁻⁵. Dans cette étude, ces effets ne seront pas considérés et nous nous cantonnerons à des considérations concernant les premiers instants du processus de filtration où les fibres sont globalement sèches. En second lieu, les échelles caractéristiques mises en jeu dans les processus de filtration sont doubles : il existe une échelle mésoscopique relative par exemple à l'agencement et la répartition des fibres dans l'espace ou à la distance moyenne entre les gouttes de l'aérosol, et une échelle microscopique caractéristique de la goutte, de son interaction avec la fibre, de sa propension à y adhérer, *etc.* En outre, ces deux échelles ne sont pas découplées et l'efficacité d'un filtre à fibre résulte d'un difficile compromis entre tous ces paramètres ⁶.

Notre étude ne considère que cette échelle microscopique et l'interaction entre goutte et fibre. La différence de géométrie entre les deux objets (la goutte, sphérique, et la fibre, cylindrique) est à elle seule une source de difficulté qui justifie qu'on isole ainsi le problème. Nous cherchons en particulier à comprendre comment on peut maximiser la quantité de liquide capturé par une fibre. Nous avons discuté ce problème dans le cas d'un impact centré, pour lequel la trajectoire du centre de masse de la goutte coupe l'axe de la fibre ⁷. Il existe alors une vitesse seuil de capture V_c : si la goutte tombe à une vitesse inférieure à V_c , elle est entièrement capturée ; sinon, seule une fraction (petite) de la goutte reste accrochée à la fibre, le reste continuant sa course. Ici, nous considérons des situations d'impact excentré. De manière surprenante (à première vue), nous montrons que l'on peut ainsi augmenter la quantité de liquide retenu par la fibre. Nous quantifions l'efficacité de la capture (et son maximum) en fonction de l'excentricité et de la vitesse d'impact.

2 Dispositif expérimental et observations

Une goutte de rayon R_i et de volume Ω_i tombe sur une fibre d'acier inoxydable de rayon b ($b = 250 \mu\text{m}$) à la vitesse V_i comme schématisé sur la figure 1.

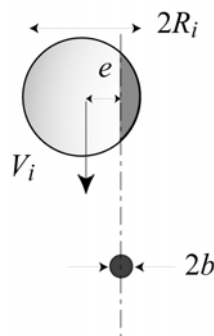


FIG 1 : Goutte de liquide tombant sur une fibre.

Les gouttes d'eau distillée de rayon $R_i = 1.25 \text{ mm}$ (soit $\Omega_i = 8 \text{ mm}^3$) sont lâchées d'un embout de seringue placé à une distance comprise entre 0.5 et 10 cm au-dessus de la fibre. Ainsi, les vitesses d'impact varient entre 10 et 150 cm/s. L'excentricité e de l'impact, définie comme la distance entre l'axe de la fibre et la trajectoire du centre de masse de la goutte, est ajustée par un

déplacement micro-contrôle. L'impact est suivi à la caméra rapide, à une cadence de 1000 images par seconde et avec un temps d'exposition de 1 μ s. La tension de surface eau/vapeur et la masse volumique de l'eau seront notées respectivement γ et ρ . Pour des gouttes de volume $\Omega_i = 8\text{mm}^3$, la vitesse seuil de capture définie pour un impact centré ($e = 0$) vaut 0.4 m/s (voir⁷). Dans cette étude, nous n'envisagerons que des situations où V_i est supérieure à 0.4 m/s.

La figure 2A montre une séquence où une goutte d'eau heurte à une vitesse de 0.6 m/s le centre d'une fibre ($e < 10\mu\text{m}$). La fibre tranche alors la goutte en deux lobes de volume équivalent. Ces deux lobes restent indépendants au cours de l'impact, et ils se détachent finalement de la fibre. Le volume de liquide restant sur le solide et noté Ω ne représente alors qu'une infime fraction (environ 1 %) du volume initial.

Sur la figure 2B, une même goutte tombe à la même vitesse sur la fibre, mais décalée de 800 μm vers la gauche. Comme on s'y attend, le fil tranche la goutte en deux lobes de volume différent, représentant respectivement 25% du volume initial à gauche, et 75% à droite. La capture est cependant bien plus efficace que sur la figure 2A où presque rien ne restait piégé, puisque l'intégralité du petit lobe est capturé par la fibre. Notons que ces deux séquences d'images sont tout à fait équivalentes aux observations expérimentales et numériques reportées par Pasandideh-Fard⁸.

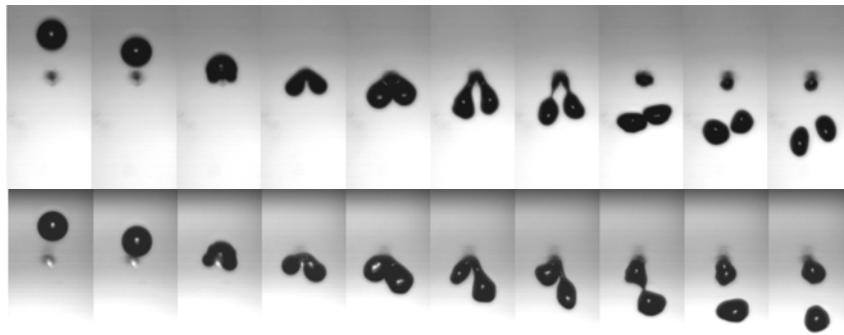


FIG 2: Séquences d'images illustrant l'impact d'une goutte d'eau de 2.5 mm de diamètre tombant à 0.6 m/s sur une fibre de 500 μm de diamètre. L'intervalle entre deux images vaut 2 ms. A) Impact centré (excentricité inférieure à 10 μm) : la goutte est tranchée en deux lobes équivalents qui se détachent de la fibre. B) Impact excentré (excentricité de 800 μm) : la goutte est tranchée en deux lobes de volume différent. Seul le gros lobe se détache, le petit étant intégralement retenu.

La capture d'un liquide tombant à $V_i > V_c$ par une fibre est donc plus efficace si l'impact est excentré. Pour étayer cette proposition, nous avons mesuré le volume de liquide Ω restant sur le solide après l'impact d'une goutte de 2.5 mm de diamètre en fonction de l'excentricité e pour des vitesses d'impact variant entre 0.49 m/s et 1.33 m/s (figure 3).

En échelle semi-logarithmique, toutes les données se rassemblent sur une même courbe, constituée de deux branches qui coexistent pour des valeurs d'excentricité comprises entre 400 et 800 μm . La première branche, notée (1) et surlignée en trait pointillé, n'existe que pour des faibles valeurs d'excentricité ($e < 800\mu\text{m}$). Le volume capturé par la fibre y apparaît constant, de l'ordre de 0.02 mm^3 et ce, quelle que soit la vitesse d'impact : c'est le cas qui correspond aux impacts centrés, pour lesquels la taille de la goutte retenue est de l'ordre du rayon du fil. La seconde branche, notée (2) et tracée en trait plein, n'existe que pour des excentricités supérieures

à 400 μm . Le volume de liquide capturé par la fibre y décroît fortement avec l'excentricité passant de près de 2 mm^3 pour une excentricité de 400 μm à 0.02 mm^3 pour une excentricité d'environ 1 mm. En outre, à la différence de la première branche, le tracé en trait plein sur la courbe ne correspond pas à un ajustement des données mais au tracé de l'équation du volume d'une calotte sphérique de rayon R_i et de hauteur $R_i - e$ apparaissant en gris foncé sur la figure 1 et donné par l'équation :

$$\Omega = \pi/3 (R_i - e) (2R_i^2 + R_i e - e^2) \quad (1)$$

Nous observons qu'en dépit de l'absence de paramètre ajustable, l'accord entre les données et la courbe est excellent. La fibre agit donc comme un couteau qui tranche la goutte en deux parties distinctes. Si l'axe de la fibre et la trajectoire du centre de masse de la fibre se coupent ($e = 0$), alors la goutte est tranchée en deux parties égales et $\Omega = \Omega_i/2$, comme il apparaît sur le tracé en trait plein de la figure 3. Si $e \neq 0$, le volume de la calotte sphérique diminue jusqu'à s'annuler pour $e \approx R_i$.

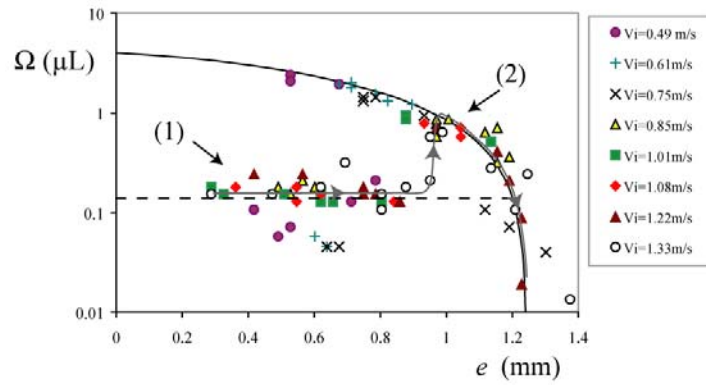


FIG 3 : Volume de liquide Ω capturé par la fibre après l'impact, en fonction de l'excentricité du choc e pour différentes vitesses d'impact V_i . La courbe en trait plein représente l'équation (1).

Il est instructif de suivre, pour une vitesse d'impact donnée, comment les points se répartissent sur ces deux branches lorsque l'excentricité augmente. Suivons, par exemple les données concernant une vitesse d'impact $V_i = 1.08 \text{ m/s}$, données mises en valeur sur la figure 3 par un trait gris. Pour $e < 900 \mu\text{m}$, Ω est sur la première branche jusqu'à atteindre une valeur critique $e^* = 930 \mu\text{m}$ pour laquelle Ω bascule sur la deuxième branche. La valeur de Ω est alors maximale ; nous la notons Ω^* . Ce maximum atteint, Ω décroît en suivant la branche (2) lorsque e dépasse e^* . L'ensemble de nos données se rassemble alors sur la même courbe, quelles que soient les vitesses d'impact. En revanche, les valeurs de e^* et de Ω^* dépendent de V_i . En particulier, nous observons que Ω^* est une fonction décroissante de V_i alors que e^* croît avec cette quantité (ces comportements seront discutés dans un article plus complet).

3 Discussion

Pour interpréter ces résultats, nous utilisons le même cadre d'analyse que celui développé dans la référence ⁷. Lors de l'impact d'une goutte sur une fibre, plusieurs effets se combinent : le poids et l'inertie emportent le liquide loin de la fibre, alors que les forces de friction et capillaires l'y

maintiennent. Pour de l'eau, liquide de faible viscosité, le nombre de Reynolds fondé sur la taille de la fibre est de l'ordre de 1000, donc grand devant 1. La résultante des forces de friction s'écrit donc : $F_D \sim C_D \rho V^2 R_i b$ (où C_D , coefficient sans dimension est de l'ordre de l'unité). D'un autre côté, il a été montré que la force capillaire F_c est de l'ordre de $b\gamma$.

Dans le bilan d'impulsion, nous voyons que le volume et la vitesse de la goutte ont bien des rôles antagonistes : si la fibre peut effectivement capturer de petites gouttes rapides ou de grosses gouttes lentes, il lui sera impossible de piéger des grosses gouttes rapides. Pour une vitesse d'impact V_i donnée, il existe donc un volume critique de goutte capturable Ω_s . Si le volume de la goutte excède cette taille ($\Omega > \Omega_s$), les forces capillaires développées pendant l'impact ne seront pas suffisantes pour soutenir tout le liquide et la goutte ne sera pas entièrement retenue. L'écriture du principe fondamental de la dynamique permet d'explicitier la relation entre Ω_s et V_i ⁷:

$$V_i = V_M \left[\left(\frac{\Omega_M}{\Omega_s} \right)^{2/3} - \left(\frac{\Omega_s}{\Omega_M} \right)^{1/3} \right]^{1/2} \quad (2)$$

où Ω_M et V_M dépendent de γ , ρ , C_D et b ⁷.

Nous pouvons estimer Ω_s à l'aide de l'équation (2) pour les vitesses d'impact de notre expérience (comprises entre 0.49 et 1.33 m/s). Ceci donne des valeurs comprises entre 0.3 et 5 mm³. Or le volume initial des gouttes est de 8 mm³. Ainsi, dans toutes nos expériences, nous avons : $\Omega_s < \Omega_i$. Ceci est cohérent avec nos observations : pour toutes les vitesses d'impact, jamais la goutte n'est capturée dans sa globalité et seule une fraction du volume initial reste accrochée.

Nous cherchons désormais à estimer le volume de liquide retenu par la fibre. Nous avons déjà mentionné dans la partie I que la fibre agit comme un couteau qui tranche la goutte en deux morceaux. Ainsi, lorsque l'excentricité de l'impact est augmentée, le volume du plus petit des deux lobes varie continûment de $\Omega_i/2$ à 0. Quand ce lobe est-il capturé ? Dès qu'il atteint un volume égal à Ω_s ou pour un volume inférieur ? Pour répondre à cette question, il est instructif de comparer le volume maximal capturé par la fibre Ω^* (défini dans la partie 1) au volume Ω_s calculé à partir de l'équation (2) pour chaque vitesse d'impact. Sur la figure 4, nous avons donc reporté nos données expérimentales de Ω^* en fonction de V_i ainsi que le tracé de l'équation (2) donnant Ω_s en fonction de V_i pour deux coefficients de traînée différents.

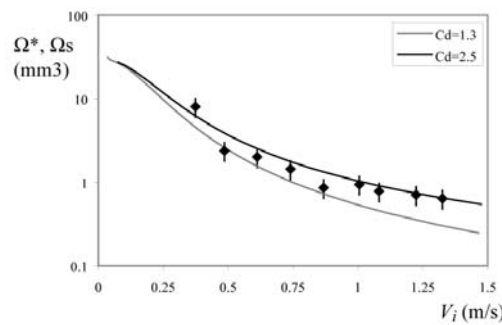


FIG 4 : Volume maximal Ω^* capturé par la fibre en fonction de V_i . Les courbes en trait plein correspondent à l'équation (2) pour deux coefficients de traînée différents ($C_D = 1.3$ et $C_D = 2.5$).

L'accord entre les données expérimentales et les deux courbes en trait plein est excellent. Augmenter l'excentricité de l'impact permet donc de moduler le volume des deux lobes formés. Tant que le volume de chaque lobe reste supérieur au volume maximal Ω_s que la fibre peut

retenir à la vitesse d'impact considérée, l'essentiel du liquide est éjecté, et Ω décrit par la branche (1) de la figure 3. Cependant, dès que le volume du petit lobe atteint le volume critique Ω_s , les forces capillaires sont suffisamment intenses pour le capturer et il reste piégé sur la fibre. Cette transition correspond au saut sur la branche (2) de la figure 3. À partir de là, si l'excentricité est encore augmentée, le petit lobe est toujours capturé puisque son volume (qui diminue avec e) reste inférieur à la valeur Ω_s . Ceci perdure jusqu'à atteindre des valeurs d'excentricité supérieures au rayon de la goutte. Il n'y a alors plus de rencontre entre la fibre et la goutte et le volume capturé est rigoureusement nul.

4 Conclusions

Nous avons étudié l'impact d'une goutte d'eau sur une fibre horizontale à des vitesses suffisamment élevées pour que la goutte ne reste pas piégée dans son intégralité. Nous observons que la goutte est fractionnée en deux lobes qui restent intègres durant tout le processus. Le volume de ces deux lobes dépend de l'excentricité de l'impact (la distance entre l'axe de la fibre et la trajectoire du centre de masse de la goutte), puisque la fibre agit comme un couteau qui sépare la goutte en deux calottes sphériques distinctes. Dans certaines conditions, le plus petit des deux lobes formé est piégé par la fibre. Nous avons montré que ceci reste vrai tant que le volume de ce lobe est inférieur au volume de la plus grosse goutte que peut retenir la fibre à la vitesse d'impact considérée. Nous avons proposé une expression analytique permettant de calculer ce volume.

Remerciements : Nous remercions le CNES pour son soutien financier.

Références

1. Davies, C.N., 1973. Air Filtration. *Academic Press*, London, NY.
2. Brown, R.C., 1993. Air Filtration: An Integrated Approach to the Theory and Applications of Fibrous Filters. *Pergamon Press*, Oxford.
3. Thomas, D., Pénicot, P., Contal, P., Leclerc, D., Vendel, J, 2001. Clogging of fibrous filters by solid aerosol particles: Experimental and modelling study. *Chemical Engineering Science* **56**: 3549–3561.
4. Frising T., Thomas D., Bémer D., Contal P., 2005 Clogging of fibrous filters by liquid aerosol particles: Experimental and phenomenological modelling study. *Chemical Engineering Science* **60**: 2751 – 2762.
5. Contal P., Simao J., Thomas D., Frising T., Calle S., Appert-Collin J.C., Bemer D., 2004 Clogging of fibre filters by submicron droplets. Phenomena and influence of operating conditions *Journal of Aerosol Science* **35**: 263-278.
6. Shapiro M., 1996 An analytical model for aerosol filtration by nonuniform filter media *Journal of Aerosol Science* **27**: 263-280.
7. Lorenceau E., Clanet C., Quéré D., 2004 Capturing drops with a thin fiber *Journal of Colloid and interface Science* **279**: 192-197.
8. Pasandideh-Fard M., Bussmann M., Chandra S., Mostaghimi J., 2001 Simulating droplet impact on a substrate of arbitrary shape *Atomization and sprays* **11**: 397-414.