

Dynamique de la fusion d'un glaçon dans un liquide

Michel PROVANSAL¹

¹Institut de Recherche sur les Phénomènes Hors d'Equilibre
Technopôle de Château-Gombert, 49 rue F.Joliot-Curie, B.P. 146,
13384 Marseille cedex 13

*(auteur correspondant : michel.provansal@irphe.univ-mrs.fr)

Résumé - La fusion d'un glaçon dans de l'eau est étudiée expérimentalement. Deux caméras placées suivant deux directions perpendiculaires permettent de suivre l'évolution temporelle de la vue de dessus et de la vue de face. La variation de la taille moyenne du glaçon au cours du temps en est déduite. Dans une deuxième partie, les structures tourbillonnaires présentes à l'aval d'une sphère ou d'un cylindre court sont mises en évidence.

Nomenclature

h	coefficient d'échange $Wm^{-2}K^{-1}$	L_f	chaleur latente de fusion, $J kg^{-1}$
m, m_i	masse, masse initiale du glaçon kg	X, Y, Z	dimensions du glaçon, m
Nu	nombre de Nusselt		
Re	nombre de Reynolds		<i>Symboles grecs</i>
S	surface d'échange, m^2		λ conductivité thermique, $W.K^{-1}.m^{-1}$
t	temps, s		ρ masse volumique, $kg.m^{-3}$
T	température, K		<i>Indices et exposants</i>
		i	initial <i>moyen</i> valeur moyenne

1. Introduction

L'étude de la fusion d'un solide dans un liquide présente un intérêt dans de nombreux domaines d'application aussi divers que le traitement de matériaux, le domaine spatial, la conversion d'énergie ou la gestion des ressources en eau [1]. Les résultats rapportés ici concernent les études préliminaires de fusion d'un glaçon dans un liquide au repos (cf. travaux voisins à divers congrès SFT et ICCHMT [2,3,4]). Ils présentent les évolutions de la forme et de la taille du glaçon puis une estimation de la surface et des ordres de grandeur des coefficients d'échange. Dans la deuxième partie, nous montrons des visualisations des sillages de sphère et de cylindre court pour des objets fixes dans un écoulement dans la même gamme de nombre de Reynolds que celle rencontrée lors de la fusion d'un glaçon de forme sphérique placé dans un écoulement d'eau.

2. Fonte d'un glaçon dans un liquide au repos

2.1. Evolution de la taille du glaçon

Le glaçon de masse initiale m_i est rapidement extrait d'un compartiment réfrigérant à la température $T_i = -6^\circ C$ et il est placé dans de l'eau à $T_\infty = 25^\circ C$. Les remous créés lors de l'immersion du glaçon puis le mouvement de descente du liquide fondu ont lieu pendant tout le changement de phase et le liquide autour du solide n'est pas complètement au repos. La masse du glaçon, de l'ordre de 20 g, est considérée comme suffisamment petite devant la masse d'eau liquide (200 kg) pour considérer celle-ci comme un thermostat. Nous avons procédé à divers essais pour lester le glaçon de telle sorte qu'il soit en dessous de la surface libre pendant toute la fonte mais ils ont été non concluants, le glaçon remontant à la surface au cours de sa transformation. Deux « camescopes » placés au dessus et de côté nous ont permis

d'enregistrer au cours du temps deux vues perpendiculaires du glaçon. Les résultats présentés sur les Figures 1 à 3 sont relatifs à un glaçon en forme de croissant de masse initiale $m_i = 18\text{ g}$ dont les dimensions initiales typiques sont $X = 2,73\text{ cm}$ $Y = 7,36\text{ cm}$ $Z = 3,23\text{ cm}$. Au cours de la fusion, le glaçon utilisé a changé d'orientation, la face XY quasiment horizontale et visible sur la figure 1 passant dans un plan vertical. Les images ainsi obtenues sont traitées à l'aide d'un logiciel « Image J » qui permet, après avoir reconstitué le contour du glaçon d'obtenir un ordre de grandeur de la surface d'échange. Dans ces essais préliminaires, il est délicat de définir avec précision le contour extérieur du glaçon.

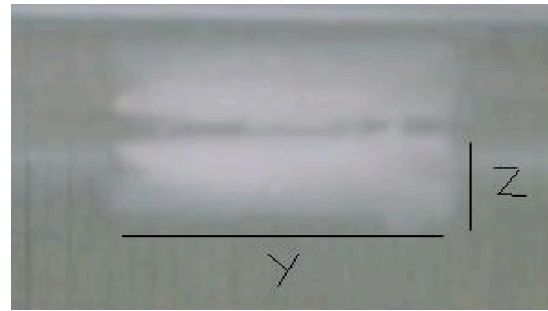
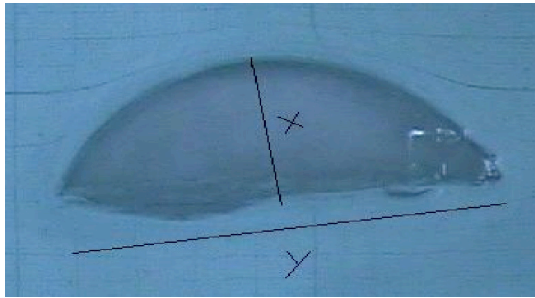


Figure 1 : *Vue de dessus du glaçon (masse initiale 18 g).* Figure 2 : *Vue de côté du glaçon*

La figure 3 montre les variations temporelles des différentes dimensions du glaçon dont la forme caractéristique est présentée sur les deux photographies des figures 1 et 2. Le temps de fusion est de l'ordre de 220 s en assez bon accord avec les observations rapportées dans [2, 3,4 ,5] pour des glaçons sphériques ayant des masses comparables.

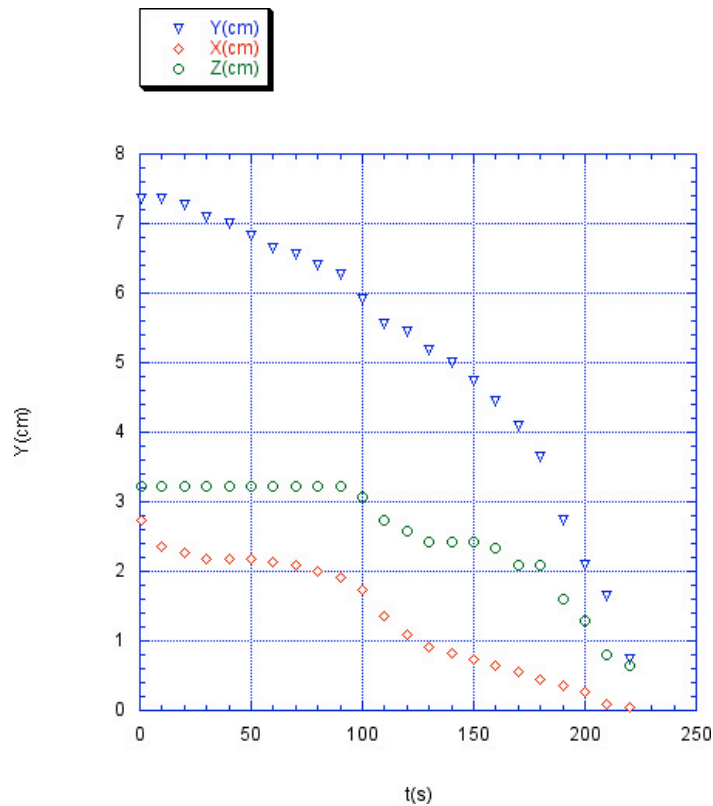


Figure 3 : *Courbes des évolutions des dimensions X,Y,Z d'un glaçon de masse initiale 18 g.*

2.2. Influence de la forme du solide

Sur la figure 4, la courbe de variation de la plus grande dimension est comparable à celle de la dimension d'un glaçon de forme parallélépipédique ou voisine d'un cube. Les mesures pour des objets de formes différentes présentent les mêmes caractéristiques: les points obtenus se trouvent au dessus de la droite joignant les points (0,1) et (1,0). Les temps de fusion dans de l'eau plus froide, à $T_\infty = 20^\circ\text{C}$, pour ces objets cubiques (L2 et L3 sur la figure 4) sont sensiblement plus élevés (400 s) pour des masses initiales de glace comparables.

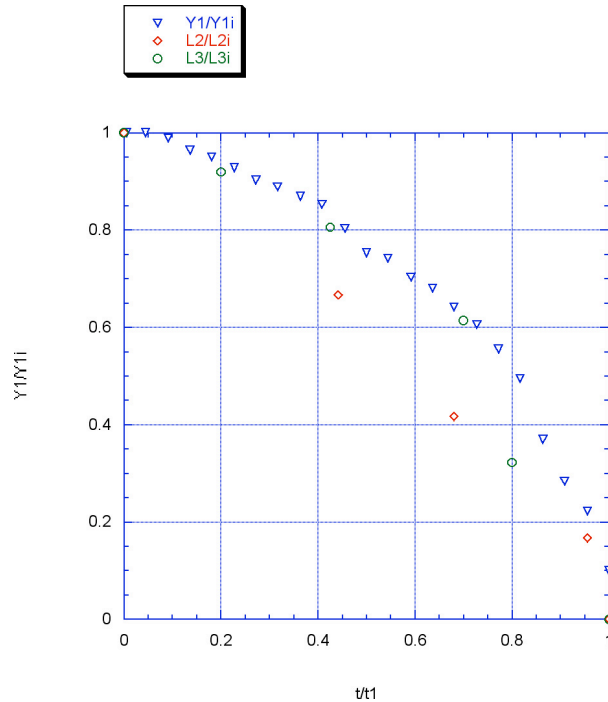


Figure 4 : Courbes des évolutions adimensionnées des plus grandes dimensions Y_1, L_2, L_3 de trois glaçons de formes initiales différentes (Y_1 en croissant, L_2 et L_3 en parallélépipèdes).

2.3. Variation de la surface

La Figure 5 montre les évolutions au cours du temps des surfaces S_1 (XY si le temps est inférieur à 80s instant où le glaçon bascule puis YZ si t supérieur à 80 s) et S_2 projetées suivant deux vues perpendiculaires. Leurs évolutions sont similaires, ce qui est confirmé en traçant les rapports aux surfaces initiales S_1/S_{1i} et S_2/S_{2i} . Il a été nécessaire de corriger les données avec le même facteur proche de 1,3 pour prendre en compte une imprécision sur les facteurs d'étalonnage des pixels en centimètres sur les deux vues.

Le rapport des deux surfaces S_1 et S_2 est quasi-constant et proche de 2,3 tout au long de la fusion comme le met en évidence la Figure 6. Pour les temps supérieurs à 160 secondes, la taille du glaçon est résiduelle et le rapport est trop aléatoire pour être significatif.

Un ordre de grandeur du coefficient d'échange convectif moyen \underline{h} au cours de la première partie de la fusion est déduit de la mesure du temps $t_{0,5}$ correspondant à une dimension

$$\frac{Y(t_{0,5})}{Y_i} = 0,8 \quad (1)$$

ou encore
$$\frac{S_2(t_{0,5})}{S_{2i}} = 0,64 \quad (2)$$

soit
$$\frac{m(t_{0,5})}{m_i} = 0,5 \quad (3)$$

La puissance moyenne échangée , en négligeant la conduction dans le glaçon, est alors :

$$\phi = \frac{0,5m_i L_f}{t_{0,5}} = \frac{0,5.18.334}{180} = 17 \text{watts} \quad (4)$$

ce qui correspond à une surface moyenne d'échange de l'ordre de 70 cm², (obtenue par 2 x 2,73 cm x 7,36 cm + 17 cm x 3,23 cm) pour une différence de température de 25 °C soit

$$h_{\text{moyen}} = 100 \text{ Wm}^{-2} \cdot \text{K}^{-1} \quad (5)$$

Ce résultat conduit à un nombre de Nusselt :

$$u_{\text{moyen}} = \frac{h_{\text{moyen}} \text{taille}}{\lambda} = \frac{100.0,04}{0,5} = 8 \quad (6)$$

qui est en accord avec les valeurs obtenues pour les lois de corrélation des objets (sphère) de mêmes dimensions pour des nombres de Reynolds de l'ordre de 50 correspondant à un écoulement à la vitesse 3 mm/s. Le fluide ici n'est pas au repos car il y a un mouvement de descente du fluide froid et des remous au temps initial et après retournement du glaçon. Les incertitudes des déterminations de la surface et de la taille du glaçon sont prépondérantes.

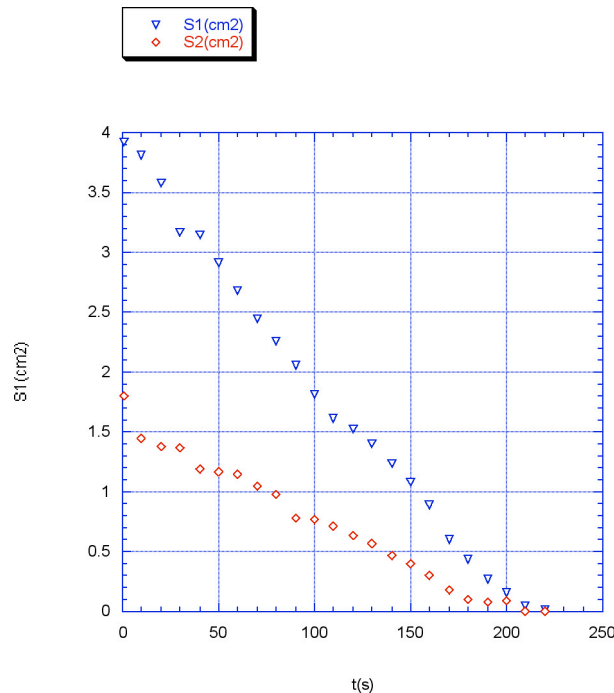


Figure 5 : Variations des surfaces projetées du glaçon.

3. Déversement à l'aval d'un cylindre court

Dans cette partie, nous nous sommes intéressés aux structures tourbillonnaires observées dans le sillage d'une sphère ou d'un cylindre court. En effet, lorsqu'un glaçon de forme sphérique est placé dans un écoulement d'eau, sa forme varie au cours de la fonte. Les observations [5,6] ont montré que les coefficients locaux de convection varient avec la position sur le glaçon et avec les angles de décollement de l'écoulement. Pour la configuration d'une sphère, en augmentant le nombre de Reynolds, le sillage est d'abord axisymétrique puis, au dessus d'un nombre de Reynolds voisin de 210, deux filaments de vortex apparaissent qui ont été décrits dans des expériences [7] ou plus récemment à partir de

simulations numériques [8] . Sur la figure 7 , la fluorescéine est injectée à l’aval de la sphère par un trou de faibles dimensions (1 mm) et le sillage est observé depuis l’aval par une coupe laser. L’orientation privilégiée dans cette brisure de symétrie est ici liée à une légère inclinaison de la pipette qui sert de support de la sphère et permet l’injection du colorant. On retrouve la même structure que celle de la figure 14 de [6].

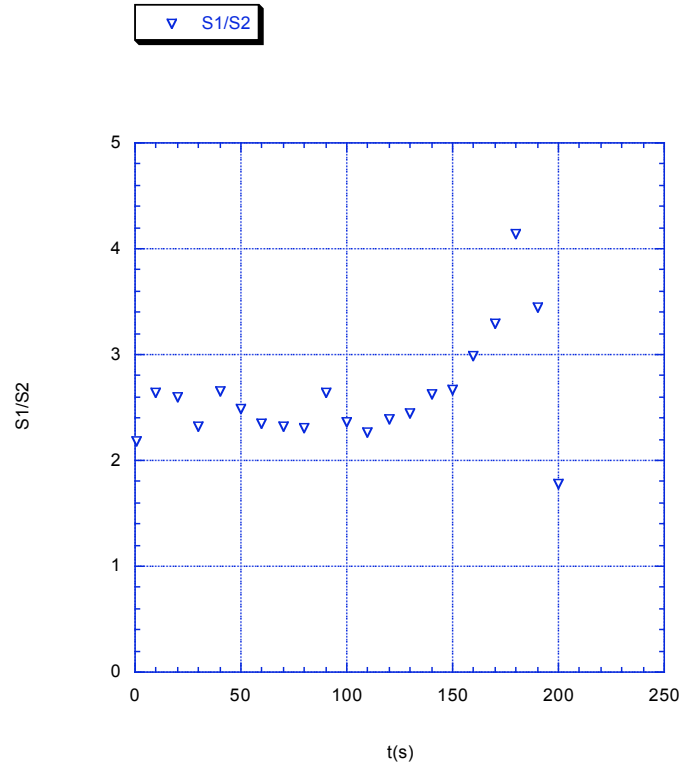


Figure 6 : Evolution du rapport des surfaces d’un glaçon de masse initiale 18 g.

Sur la Figure 8 les visualisations des sillages non-stationnaires pour des configurations de sphères et de cylindres sont . Les boucles de vortex sont enchaînées les unes aux autres. Pour le cas de la sphère, on ne visualise qu’une partie de la double allée alternée de vortex qui est visible pour les cas d’un cylindre.

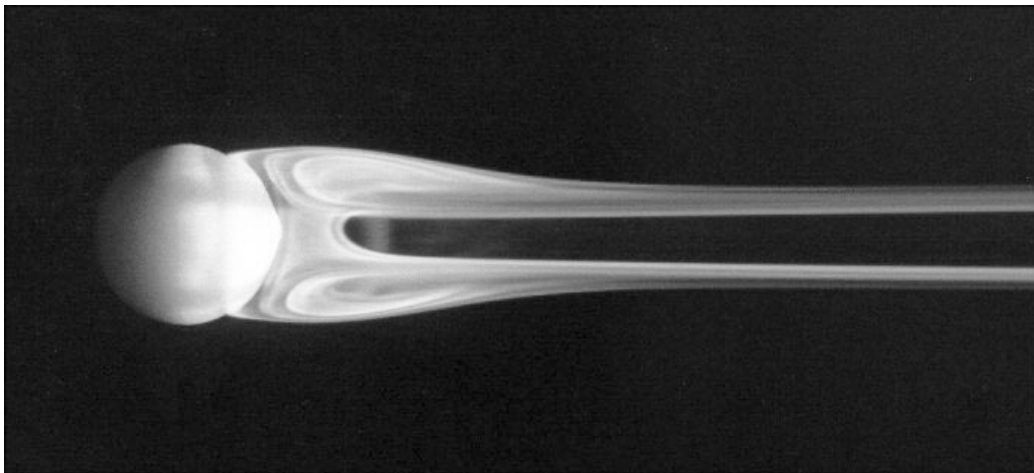


Figure 7 : Visualisation du sillage stationnaire d’une sphère en téflon de diamètre 1 cm dans un écoulement d’eau par dépôt de fluorescéine et coupe laser. $Re = UD/\nu = 260$

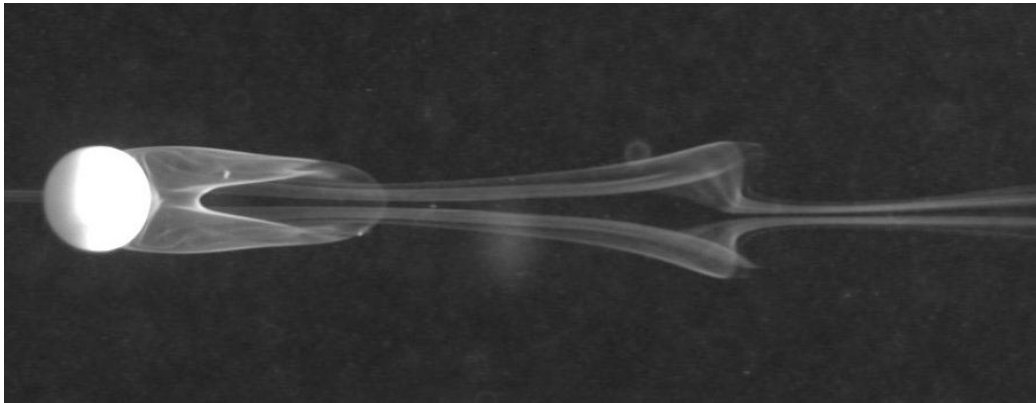


Figure 8 : Visualisation du sillage d'une sphère en téflon de diamètre 1 cm dans un écoulement d'eau par dépôt de fluorescéine et coupe laser. $Re = UD/\nu = 300$

4. Conclusion

Ces deux expériences préliminaires ont permis de mettre en évidence certaines caractéristiques de la fusion du glaçon telles que la variation de la forme, de la taille mais aussi de la position et de l'orientation de l'objet. Une deuxième étude sur le sillage d'une sphère solide tenue dans un écoulement a montré les formes de lignes de vortex. Une expérience sur un objet de forme auto-similaire au cours de la fusion est recherchée pour des coupes cylindriques particulières.

Références

- [1] C.R. Vanier, C. Tien, Thermal free convection melting of ice spheres, *A.I.ChemE J.*, 16 (1970), 76-82.
- [2] J.P. Bedecarrats, Y. Le Guer, J.P. Dumas, E. Arquis et M. Rady, Etude de l'ascension d'un glaçon sphérique au sein d'une colonne d'eau, *Congrès Français de Thermique*, (2006), 185-190.
- [3] F.Trinquet, L.Royon, H.Kayossi, G.Guiffant, Fusion d'un glaçon dans un réacteur agité : expérience et approche phénoménologique, *Congrès Français de Thermique*, (2005), 9-14.
- [4] E.Arquis, M.Rady, G.Novelli, Natural Convection Melting of Ice Spheres in Water Filled Cylindrical Enclosures, ICCHMT'05 Paris, (2005).
- [5] Y.L. Hao, Y.-X Tao, Heat transfer characteristics of melting ices spheres under forced and mixed convection, *J. of Heat Transfer*, 124 (2002), 937-950.
- [6] Y.L. Hao, Y.-X Tao, Melting of a solid sphere under forced and mixed convection: flow characteristics. *J. of Heat Transfer*, 123 (2001), 891-903.
- [7] D. Ormières, M. Provansal, Transition to turbulence in the wake of a sphere, *Phys. Rev. Lett.* , 83 (1999), 80.
- [8] G. Tomboulides, S. A. Orszag, Numerical investigation and weak turbulent flow past a sphere, *J. Fluid Mech.*, 416 (2000), 45.

Remerciements

Ce travail a fait l'objet d'une partie du stage de J.Bellier en fin d'études au département de génie thermique et énergie de l'IUT de Marseille. Toute l'équipe de l'atelier de l'IRPHE sous la responsabilité de J.Minelli est remerciée pour son aide dans la mise au point des cuves utilisées.