



HAL
open science

Dynamique de fusion de billes de glace en écoulement turbulent

Nathanaël Machicoane, Julien Bonaventure, Romain Volk

► **To cite this version:**

Nathanaël Machicoane, Julien Bonaventure, Romain Volk. Dynamique de fusion de billes de glace en écoulement turbulent. Rencontres du Non Linéaire 2014, Mar 2014, Paris, France. hal-02477756

HAL Id: hal-02477756

<https://hal.science/hal-02477756>

Submitted on 13 Feb 2020

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.

Dynamique de fusion de billes de glace en écoulement turbulent

N. Machicoane¹, J. Bonaventure¹, & R. Volk¹

¹ Laboratoire de Physique - ENS Lyon - 46, allée d'Italie, 69007 LYON
nathanael.machicoane@ens-lyon.org

Résumé. Nous étudions la fonte de grosses billes de glace dans un écoulement turbulent de von Kármán à très hauts nombres de Reynolds à l'aide d'un montage optique couplant suivi de particules et ombroscopie. La mesure de la variation de taille d'une particule au cours du temps permet de mesurer le flux thermique à sa surface en fonction du nombre de Reynolds à l'échelle de la particule Re_D . Trois situations sont considérées : billes librement advectées dans tout l'écoulement, billes maintenues fixes dans une zone d'écoulement moyen nul, et billes maintenues fixes en présence d'un écoulement moyen fort. Dans les deux cas où les billes sont fixes, nous observons que le transfert thermique dans ce régime turbulent est toujours beaucoup plus fort que pour un régime laminaire, le nombre de Nusselt s'exprimant comme une loi de puissance en fonction du nombre de Reynolds : $Nu \propto Re_D^{0,8}$. Dans le cas des particules librement advectées, le transfert turbulent est encore augmenté et le nombre de Nusselt devient proportionnel au nombre de Reynolds. Le flux thermique par unité de surface est alors indépendant de la taille de la particule, ce qui correspond à un régime ultime de transfert de chaleur atteint lorsque la couche limite thermique est pleinement turbulente.

Abstract. We study the melting dynamics of large ice balls in a turbulent von Kármán flow at very high Reynolds number. Using an optical shadowgraphy setup, we record the time evolution of particle sizes. We study the heat transfer as a function of the particle scale Reynolds number Re_D for three cases : fixed ice balls melting in a region of strong turbulence with zero mean flow, fixed ice balls melting under the action of a strong mean flow with lower fluctuations, and ice balls freely advected in the whole flow. For the fixed particles cases, heat transfer is observed to be much stronger than in laminar flows, the Nusselt number behaving as a power law of the Reynolds number: $Nu \propto Re_D^{0,8}$. For freely advected ice balls, the turbulent transfer is further enhanced and the Nusselt number is proportional to the Reynolds number $Nu \propto Re_D$. The surface heat flux is then independent of the particles size, leading to an ultimate regime of heat transfer reached when the thermal boundary layer is fully turbulent.

1 Introduction

Le transfert de masse ou de chaleur entre une particule et un écoulement turbulent est un problème important pour de nombreux procédés industriels dans lesquels des particules solides ou des bulles de gaz se dissolvent ou réagissent avec des espèces chimiques présentes en volume. Sa compréhension est complexe car elle dépend de l'écoulement autour d'objets, parfois eux-mêmes en mouvement, et du glissement entre le fluide et les particules. Du fait de l'importance du phénomène, de nombreuses études expérimentales ont été conduites, soit dans le cas de la dissolution ou de l'évaporation de petites particules en suspension dans des mélangeurs [3,5,12], soit dans le cas d'objets de grandes tailles maintenus fixes dans des écoulements turbulents dont on peut faire varier le taux de turbulence [1,4,10].

L'ensemble de ces études montre que les nombres de Reynolds à l'échelle de la particule Re_D et du nombre de Prantl Pr sont les paramètres clés dont est fonction le flux par unité de surface. Ainsi, dans le cas du transfert thermique, le nombre de Nusselt Nu , rapport du flux total et du flux purement diffusif, s'exprime de manière générale comme une loi de puissance en fonction de Re_D [6]. L'exposant est proche de 1/2 lorsque les particules sont assez petites pour que Re_D soit faible [9] : l'écoulement est lisse à l'échelle des particules. De plus, l'exposant augmente avec la gamme de nombre de Reynolds [1,4,10] et les études expérimentales montrent que le transfert augmente avec le taux de turbulence de l'écoulement [4,10].

Dans le cas d'objets dont la taille est comparable à l'échelle intégrale, il n'existe aucune étude concernant le transfert de chaleur ou de masse entre des particules librement advectées et l'écoulement turbulent qui les transporte. En effet, dans un tel cas, il faut pouvoir à la fois suivre les particules en fonction du temps tout en mesurant le transfert de chaleur ou de masse entre les particules et l'écoulement. Dans ce contexte, nous avons couplé un montage de suivi de particules et un montage d'ombroscopie pour mesurer le transfert de chaleur à la surface de grosses sphères de glace librement transportées dans un écoulement turbulent à hauts nombres de Reynolds.

2 Dispositif expérimental

2.1 L'écoulement de von Kármán

Le dispositif expérimental consiste en une cellule de von Kármán à section carrée. La cellule est en plexiglas pour permettre des mesures optiques. Deux disques, à pales droites, contrôlés en fréquence par des moteurs, produisent une turbulence forte dans la cuve. Ils ont un rayon $R = 7,1$ cm et sont espacés d'une distance de 15 cm, ce qui correspond également à la section de la cuve. L'axe de rotation est perpendiculaire à la gravité. Un orifice situé sur le dessus de la cuve, centré, permet l'insertion de billes de glace. Le fluide utilisé est de l'eau pure, dont la température est fixée par un bain thermique. Avant une série d'expériences, les disques sont mis en rotation, jusqu'à atteindre un équilibre entre la puissance injectée par les moteurs et celle évacuée par le bain. Deux écoulements turbulents sont étudiés. D'une part, lorsque les deux disques tournent en contra-rotation, l'écoulement moyen produit est constitué de deux cellules contra-rotatives et des recirculations azimuthales, et le centre de l'écoulement est un point de stagnation pour la vitesse moyenne. D'autre part, lorsqu'un seul disque est en rotation, le fluide est soumis à deux vortex azimuthaux en rotation solide et le centre de l'écoulement subit une vitesse moyenne forte alignée avec l'axe de rotation (figure 1). Dans les deux situations, la turbulence est inhomogène et anisotrope avec des fluctuations de vitesse de l'ordre de 35% de la moyenne. Lors des expériences, les vitesses de rotation vont de 1,5 à 7,3 Hz, permettant d'atteindre des nombres de Reynolds basés sur l'échelle de Taylor allant de 200 à 700 ; l'échelle intégrale vaut environ 2 cm. [7] donne une description plus détaillée du dispositif et des paramètres de l'écoulement.

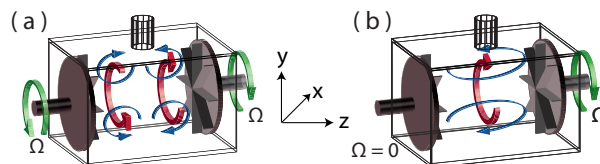


Figure 1. Schéma de l'écoulement moyen dans un écoulement de von Kármán à section carrée. a) deux disques contra-rotatifs produisent deux cellules contra-rotatives (flèches rouges) et deux recirculations méridiennes (flèches bleues). b) un disque produit une forte rotation (flèche rouge) et une boucle de recirculation méridienne (flèches bleues).

2.2 Les billes de glace

Les glaçons utilisés dans les expériences sont fabriqués dans des moules à empreintes sphériques de diamètres 10, 14, 18, 24 et 30 mm (de l'ordre de grandeur de l'échelle intégrale). Après fabrication, les glaçons sont thermalisés à 0°C , afin d'éviter une diffusion interne lors de la fonte, avant d'être injectés dans l'écoulement maintenu à une température T_{eau} . Deux configurations sont possibles : soit les billes de glace sont librement advectées par l'écoulement, soit elles sont fixées au centre de l'écoulement par une tige en PEEK de 2 mm de diamètre. Dans le cas des glaçons libres, seul l'écoulement à deux disques

est utilisé. Pour les glaçons fixes, les deux types d'écoulement sont utilisés afin de comprendre l'influence des fluctuations et du glissement moyen sur le transfert thermique. En effet, les deux écoulements ont des fluctuations de vitesse du même ordre de grandeur, mais le cas à un disque offre une grande vitesse moyenne à la position de la particule (glissement moyen fort), tandis qu'il n'y a pas de vitesse moyenne au centre dans le cas à deux disques (glissement moyen faible).

2.3 Mesures optiques

Pour mesurer la taille des glaçons en fonction du temps, nous choisissons un montage d'ombroscopie afocal (figure 2(a)). Une diode (LED) placée au foyer d'un miroir parabolique crée un large faisceau parallèle qui traverse la majeure partie du volume de mesure. Ce faisceau est imagé sur le capteur nu d'une caméra par un télescope composé de deux lentilles convergentes. Ce large faisceau parallèle permet un suivi des glaçons libres le long de leur trajectoire sans biais de profondeur pour les mesures de taille et de position. Par ailleurs, bien que l'eau et la glace aient des indices optiques proches, ce montage, sensible à la dérivée seconde de l'indice, permet de différencier clairement la frontière entre les deux phases (figure 2). Lorsque le faisceau est centré par rapport à la cuve, les zones près des disques ne sont pas complètement visibles (80% du volume est traversé) alors que [8] a montré que des particules de ce type explorent préférentiellement les zones près des disques dans un tel écoulement. Pour les expériences avec des glaçons libres, le faisceau est donc légèrement translaté vers un côté du dispositif pour pouvoir toujours suivre les billes lorsqu'elles sont de ce côté ce qui maximise la durée des trajectoires (même si on perd momentanément la bille lorsqu'elle passe du côté opposé).

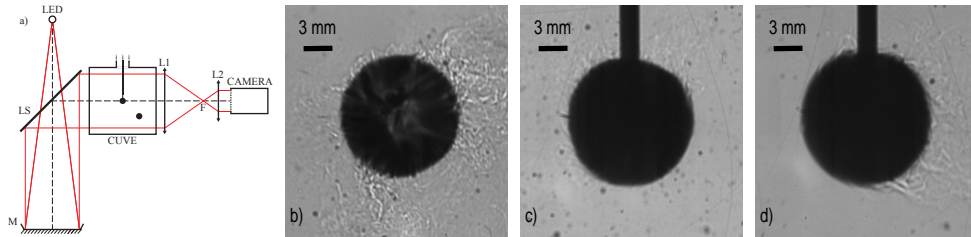


Figure 2. Images de billes de glace obtenues avec le montage d'ombroscopie afocal (a) la frontière entre les deux phases est nette, et nous observons également les panaches thermiques émanant de la fusion des billes. b) glaçon libre. c) glaçon fixe dans l'écoulement à deux disques. d) glaçon fixe dans l'écoulement à un disque.

3 Résultats

3.1 Flux de chaleur

Nous souhaitons mesurer le coefficient de transfert thermique h , défini en fonction du flux surfacique Q_S comme $Q_S = h\Delta T$, où ΔT est la différence entre la température de surface du glaçon ($T_S = 0^\circ\text{C}$ pour une fonte à l'équilibre) et la température de l'écoulement T_{eau} . Lors de la fusion, le rayon de la particule change sous l'action combinée de la diffusion thermique à l'intérieur du glaçon et du transfert convectif à l'extérieur de celui-ci. Son évolution est donnée par l'équation de Stefan :

$$\rho_{glace} L_{fusion} \frac{dR}{dt} = \lambda_{th} \left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_R + h(T_{eau} - T_S), \quad (1)$$

où λ_{th} est la conductivité thermique de la glace, ρ_{glace} sa masse volumique et L_{fusion} son enthalpie de fusion. Nous travaillons avec des glaçons préalablement thermalisés à la température de fusion $T = 0^\circ\text{C}$,

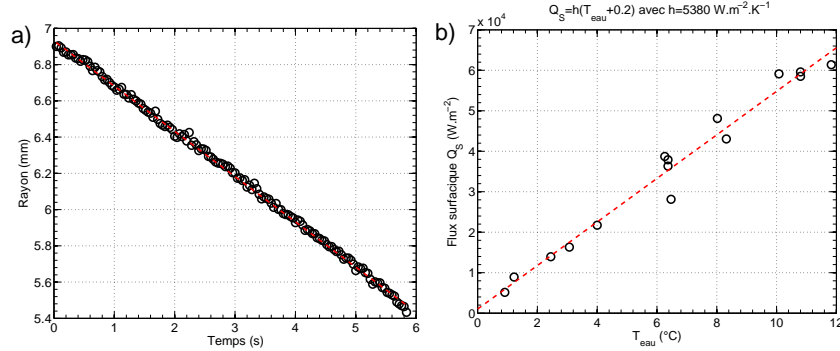


Figure 3. a) Évolution du rayon d'une bille de glace de 14 mm, fixe au centre de l'écoulement à deux disques, à une fréquence de rotation de 4,4 Hz. b) Mesures du flux de chaleur pour différentes températures de l'écoulement, à vitesses de rotation et diamètre initial constants.

ce qui annule le terme diffusif. Ainsi, mesurer l'évolution de la taille de la bille au cours du temps permet de déduire le coefficient de transfert thermique h .

Les rayons des billes de glace évoluent linéairement avec le temps (figure 3(a)), ce qui permet de déterminer le flux pour chaque expérience. Nous vérifions que ce flux est bien proportionnel à la température du dispositif expérimental (figure 3(b)), ce qui signifie qu'il n'y a pas de diffusion à l'intérieur des glaçons, et que la convection naturelle est effectivement négligeable devant le transport turbulent. Ainsi, les expériences avec différents diamètres initiaux et différentes vitesses de rotation donnent chacune un coefficient de transfert thermique, ce qui permet la mesure du nombre de Nusselt : $Nu = hD/\lambda_{th}$ en fonction du nombre de Reynolds à l'échelle des billes : $Re_D = UD/\nu$, avec $U = 2\pi R\Omega$, représentatif du forçage appliqué.

3.2 Fusion de glaçons fixes

Le cas des glaçons fixes est plus simple car la vitesse de glissement particule-fluide est connue. La comparaison des deux écoulements permet de qualifier l'influence du taux de turbulence sur le transfert thermique. En effet, il vaut environ 35% dans le cas d'un écoulement à un disque et est infini pour le cas à deux disques. Dans les deux cas, le nombre de Nusselt suit une loi de puissance d'exposant valant environ 0,8 en fonction du nombre de Reynolds (figure 4). Le transfert thermique est donc très supérieur au transfert laminaire et les exposants trouvés sont plus grands que ceux répertoriés dans la littérature, ce qui est cohérent avec la gamme très élevée de nombres de Reynolds. Par exemple, pour des petits objets suspendus dans un dispositif assez similaire au cas du glaçon fixe dans l'écoulement à deux disques, un exposant $2/3$ avait été trouvé [2].

De plus, nous n'observons pas d'influence claire du taux de turbulence sur le transfert thermique; le cas d'un taux plus faible donnant l'exposant le plus grand, contrairement à ce qui avait été observé [4,10]. La faible différence entre les deux exposants peut s'expliquer en considérant la vitesse *true rms* $u_{trms} = \sqrt{u'^2 + \langle u \rangle^2}$ du fluide à l'emplacement du glaçon comme estimée de la vitesse de glissement. En effet, les nombres de Reynolds locaux construits sur cette vitesse $Re'_D = u_{trms}D/\nu$ couvrent la gamme [1400, 23500] et [1250, 20400] respectivement pour l'écoulement à un et deux disques, ce qui est cohérent avec les valeurs trouvées pour les exposants, respectivement 0.84 et 0.78.

3.3 Glaçons libres dans l'écoulement à deux disques

L'étude de la fusion de billes de glace librement advectées dans l'écoulement permet, grâce au dispositif d'ombroscopie afocale, de suivre l'évolution de la taille des particules au cours de leur fonte (figure 5(a)). Nous observons que les billes restent sphériques pendant des centaines de temps de retournement à

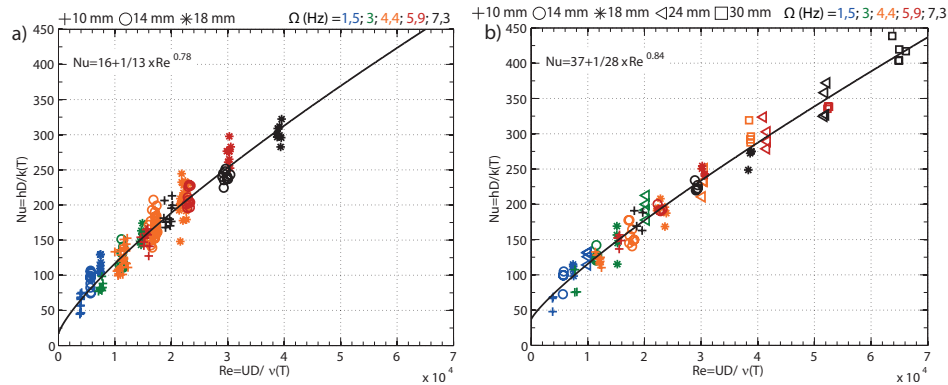


Figure 4. Évolution, à l'échelle des billes de glace, du nombre de Nusselt en fonction du nombre de Reynolds pour le cas des glaçons fixes dans l'écoulement à deux disques (a) ou à un disque (b).

grande échelle $T = 1/\Omega$, bien qu'elles visitent le volume complet d'un écoulement fortement anisotrope et inhomogène. Comme le montre la figure 5(a), les petit et grand axes évoluent de la même manière et la légère différence observée vient de la technique de détection qui relève la plus petite et la plus grande distance de l'objet détecté. Les glaçons restent sphériques tout au long de leur fusion probablement du fait de leur dynamique de rotation, prouvée pour des particules de cette taille [11] et qui représente un degré de liberté supplémentaire par rapport au cas des glaçons fixes.

Une analyse similaire au cas des glaçons fixes permet d'obtenir l'évolution du nombre de Nusselt en fonction du nombre de Reynolds (figure 5(b)). Nous constatons une évolution linéaire, ce qui diffère fortement des corrélations proposées dans les nombreuses études expérimentales sur le transfert thermique ou massique. Ce résultat signifie certes que le transfert thermique est plus efficace, surtout à hauts nombres de Reynolds, mais il implique surtout un résultat important et nouveau : dans une turbulence pleinement développée, le transfert thermique est indépendant de la taille de l'objet. En effet, $Nu \propto Re_D$ implique $h/k \propto U/\nu$. Ce cas correspond au régime ultime de convection forcée, où l'exposant de la loi de puissance reliant Nu et Re_D vaut 1, sa valeur maximale; la valeur minimale étant $1/2$ pour le cas laminaire. Cette loi d'échelle peut s'expliquer simplement sous l'hypothèse d'une turbulence pleinement développée à la surface du glaçon. Dans ce cas, la convection forcée domine et le flux surfacique total s'écrit $Q_S = \rho_{glace} C_p \Delta T U$, où C_p est la capacité thermique massique à pression constante, ce qui équivaut à $Nu \propto Re_D$.

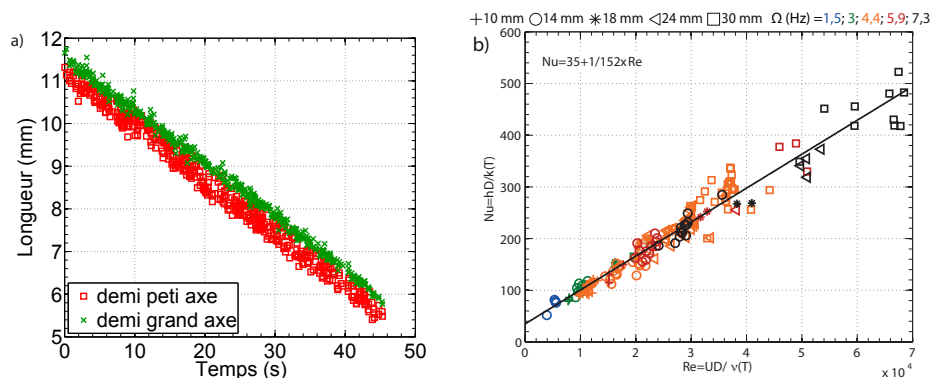


Figure 5. a) Évolution du rayon d'une bille de glace de 24 mm librement advectée par l'écoulement à deux disques, à une fréquence de rotation de 4,4 Hz. b) Évolution, à l'échelle des billes de glace, du nombre de Nusselt en fonction du nombre de Reynolds pour le cas des glaçons libres dans l'écoulement à deux disques.

4 Discussion

Nous avons étudié l'influence de la turbulence sur le transfert thermique lors de la fonte de sphères de glace dans un écoulement turbulent aux fluctuations fortes dans trois situations différentes (glaçons libres, glaçons fixes soumis à un glissement moyen fort et glaçons fixes soumis à un glissement moyen faible). Dans les trois cas étudiés, le nombre de Nusselt augmente fortement avec le nombre de Reynolds et le transfert thermique est très efficace, ce qui est cohérent avec les différentes études sur l'influence de la turbulence sur le transfert thermique. Les billes libres atteignent un régime de transfert thermique ultime pour lequel le nombre Nusselt est proportionnel au nombre de Reynolds, ce qui est très différent des deux autres cas. Il existe donc une grande différence de dynamique entre le fluide et la bille dans le cas libre par rapport aux deux cas fixes. Cette différence pourrait trouver son origine soit dans la nature des trajectoires des grosses particules, qui ne suivent pas le mouvement du fluide, soit par la possibilité de la bille libre de tourner sur elle-même au cours de son mouvement, ce qui est interdit pour les billes maintenues fixes. En effet, l'étude [11] a montré que les particules de taille intégrale ont une dynamique de rotation couplée à leur dynamique de translation dans les écoulements turbulents de type von Kármán. Il est possible que ce degré de liberté supplémentaire des particules libres permette aux couches limites hydrodynamique et thermique d'être pleinement turbulentes à la surface de la bille, conduisant ainsi à un régime ultime de transfert thermique.

Par ailleurs, les glaçons libres, à ces hauts nombres de Reynolds, restent sphériques tout au long de leur fonte, quelque soit leur taille. Bien que l'écoulement soit fortement anisotrope et inhomogène et que l'exploration des glaçons ne soit pas homogène [8], la rotation des glaçons sur eux-mêmes permet une conservation de leur forme. Ce n'est le cas que dans les premiers instants de la fusion (quelques secondes) pour les glaçons fixes. Au-delà de ces instants, la forme des glaçons s'adapte à la géométrie de l'écoulement. Ce résultat peut être utile pour d'éventuelles modélisations de fonte d'une bille librement advectée par la turbulence; il justifie en effet une hypothèse de sphéricité de la bille tout au long de la fusion, ce qui simplifie la modélisation.

Références

1. Bagchi P. and Kottam K. : Effect of freestream isotropic turbulence on heat transfer from a sphere, *Physics of Fluids*, **20**:073305, 2008.
2. Birouk M. and Gökalp I. : A new correlation for turbulent mass transfer from liquid droplets, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, **45**(1):37-45, 2002.
3. Birouk M. and Gökalp I. : Current status of droplet evaporation in turbulent flows, *Progress in Energy and Combustion Science*, **32**(4):408-423, 2006.
4. Boguslawski L. : Estimation of the influence of inflow turbulence on heat convection from a sphere surface, *J. of Theoretical and Applied Mechanics*, **45**(3):505-511, 2007.
5. Boon-Long S. and Laguerie C. : Mass transfer from suspended solids to a liquid in agitated vessels, *Chemical Engineering Science*, **33**:813-819, 1978.
6. Levins D. M. and Glastonbury J. R. : Application of Kolmogoroffs theory to particle-liquid in agitated vessels mass transfer, *Chemical Engineering*, **27**(3):537-543, 1972.
7. Machicoane N. *et al* : Melting dynamics of large ice balls in a turbulent swirling flow, *Physics of Fluids*, **25** 125101, 2013.
8. Machicoane N. *et al* : Large sphere motion in a turbulent swirling flow, *New J. of Physics*, **16** 013053 ,2014.
9. Ranz W. E. and Marshall W. R. : Evaporation from drops : part II, *Chem. Eng. Prog.*, **48**:173-180, 1952.
10. Van der Hegge Zijnen, B. G. : Heat transfer from horizontal cylinders to a turbulent air flow, *Applied Scientific Research*, **7**:205-223, 1958.
11. Zimmermann R. *et al* : Rotational Intermittency and Turbulence Induced Lift Experienced by Large Particles in a Turbulent Flow, *Physical Review Letters*, **106**:154501, 2011.
12. Sano Y. *et al* : Mass Transfer Coefficient for Suspended Particles in Agitated Vessels and Bubbles Columns, *Journal of Chemical Engineering of Japan*, **7**(4):255-261, 1974.