



**HAL**  
open science

## Modélisation de la dissipation d'énergie d'un freinage par la Méthode des Éléments Discrets

Viet Dung Nguyen, Vincent Magnier, Jean-François Brunel, Philippe  
Dufrenoy, Patrice Coorevits

► **To cite this version:**

Viet Dung Nguyen, Vincent Magnier, Jean-François Brunel, Philippe Dufrenoy, Patrice Coorevits. Modélisation de la dissipation d'énergie d'un freinage par la Méthode des Éléments Discrets. 10e colloque national en calcul des structures, May 2011, Giens, France. pp.Clé USB. hal-00592917

**HAL Id: hal-00592917**

**<https://hal.science/hal-00592917>**

Submitted on 3 May 2011

**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.

# Modélisation de la dissipation d'énergie d'un freinage par la Méthode des Éléments Discrets

V.-D. Nguyen<sup>1</sup>, V. Magnier<sup>2</sup>, J.-F. Brunel<sup>2</sup>, P. Dufrénoy<sup>2</sup>, P. Coorevits<sup>1</sup>

<sup>1</sup> LTI EA3899, Université de Picardie Jules Verne, France, {vietdung.nguyen, patrice.coorevits}@u-picardie.fr

<sup>2</sup> LML, Univ Lille Nord de France, France, {vincent.magnier, jean-francois.brunel, philippe.dufrenoy}@polytech-lille.fr

**Résumé** — L'objectif de cette étude porte sur la dissipation d'énergie par frottement sur l'interface d'un système de freinage. Celle-ci est composée des premiers corps représentés par des solides et du troisième corps modélisé par des particules circulaires. L'accent est mis sur le rôle de ces premiers corps sur l'évacuation et sur la distribution de chaleur ainsi que sur l'identification de la résistance thermique sur l'interface disque/garniture. D'un point de vue numérique, nous allons proposer une stratégie de court-circuit des calculs mécaniques afin d'accélérer les calculs thermiques.

**Mots clefs** — Dissipation d'énergie, résistance thermique, freinage, DEM.

## 1 Introduction

Le système de freinage joue un rôle important dans la sécurité du transport automobile ou ferroviaire. La chaleur générée par le frottement peut, d'une part, réduire le coefficient de frottement et avoir des répercussions sur la performance des freins et la durabilité des composants et, d'autre part, modifier les propriétés des matériaux. En effet, deux difficultés majeures subsistent dans l'étude d'un système frottant: les phénomènes de couplage entre le comportement tribologique, mécanique et thermique avec la dégradation des matériaux et l'aspect multi-échelles, de la génération de chaleur locale à la dissipation thermique volumique [1-2]. D'un point de vue tribologique, la taille réelle de la surface de contact est fortement réduite par rapport à la surface apparente. Le phénomène d'accommodation de la vitesse a été observé dans [3].

Nous supposons que l'énergie mécanique est principalement convertie en chaleur. La difficulté se trouve dans la localisation effective de la génération de chaleur et la différence de température entre les premiers corps en contact due à une interface non-continue (dans le cas d'un disque-garniture par exemple), ou à la couche intermédiaire (troisième corps), etc ... [4-5]. D'un point de vue numérique, cette discontinuité de transferts thermiques est modélisée par l'introduction d'une résistance thermique ou par l'introduction d'une couche solide représentée de troisième corps [4, 6-7]. Néanmoins, les paramètres de ces modèles sont difficiles à identifier. L'idée de cet article est de déterminer des propriétés thermiques (notamment la résistance thermique) de cette interface de contact disque/garniture par l'étude des phénomènes activés aux échelles microscopiques grâce à l'approche des milieux discrets.

Ce papier présente un modèle d'évolution 2D d'interface de contact, basé sur le circuit tribologique proposé par Desplanques et Degallaix [8] pour des applications de freinage automobile et ferroviaire, ainsi sur l'étude [9]. Dans cette étude, nous nous intéressons au débit de la recirculation sur l'interface de contact par la rotation du premier corps en utilisant le code de calcul, basé sur la Méthode des Éléments Discrets (DEM) dont l'originalité consiste à utiliser comme solveur le bipotentiel de contact [10]. Nous nous limitons ici au cas "simple" de particules sphériques non-déformables et non-pénétrables. L'avantage de cette méthode tient à la fois au nombre important de particules modélisables, mais aussi à l'extension tridimensionnelle du modèle qui est assez facile à mettre en œuvre. Le cycle de calcul est un algorithme de type "pas à pas" qui requiert la répétition d'un schéma de résolution. L'équation du mouvement est discrétisée en temps via un schéma d'intégration temporelle. Au début de chaque cycle de calcul, les interactions entre particules sont déterminées à

partir de la position des particules. En effet, ces interactions se forment et disparaissent au cours de la simulation en fonction des positions relatives des particules, et de la portée des interactions. Une fois les interactions repérées, on applique une loi d'interaction entre les particules. Pour un milieu particulaire, on applique à chaque contact entre deux particules une loi de type force-déplacement qui permet de calculer les intensités des forces de contact résultantes à partir du mouvement relatif des deux particules et du modèle constitutif utilisé. Lorsque toutes les forces de contact ont été évaluées, que les forces et moments résultants sur chaque particule ont été calculés, on résout l'équation du mouvement pour déterminer et mettre à jour les nouvelles positions et vitesses des particules.

Dans notre étude, la prise en compte des flux de chaleur générés par frottement se fait essentiellement par le biais de la conductance de contact, calculée à partir de la théorie de Hertz [11]. Les transferts convectifs s'effectuent sur l'interface de contact des premiers corps avec le milieu ambiant.

## 2 Modèle d'interface disque/garniture d'un système de freinage

Le système étudié est constitué d'un disque et d'un pion. Le modèle 2D proposé est constitué de deux blocs solides avec une couche intermédiaire granulaire.

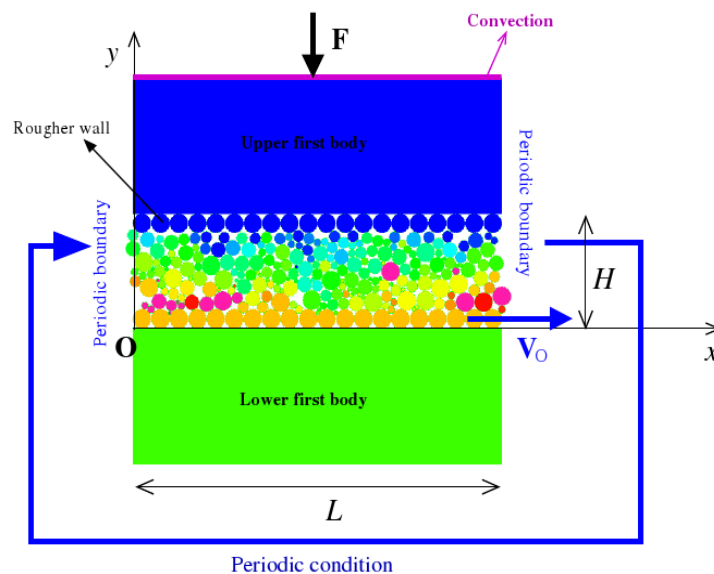


Fig. 1 – Modèle de l'interface de contact disque/garniture.

Dans cette géométrie de cisaillement plan (Figure 1), le matériau granulaire est cisailé entre deux parois rugueuses parallèles distantes de  $H$ . On note  $Ox$  la direction de l'écoulement et  $Oy$  la direction orthogonale. Le premier corps inférieur est maintenu en mouvement à la vitesse  $V$ . Le système est compressé en imposant une charge verticale  $F$  sur le premier corps supérieur. Des conditions de périodicité géométriques sont imposées aux limites. On remplace immédiatement une particule qui sort de la frontière par une autre particule avec les mêmes propriétés physiques et dynamiques sur la face opposée (Figure 1). Cette technique nous permet de modéliser un espace infini à partir d'un nombre limité de particules.  $L$  représente la longueur du flux de particules simulée, la taille étant choisie de telle sorte que les effets de bords soient négligeables. Dans cette partie, la rugosité des parois est modélisée en assemblant des grains de même caractéristique que les particules en mouvement.

TAB. 1 – Propriétés du disque.

Masse volumique	$\rho$	7800	kg/m <sup>3</sup>
Conductivité thermique	$\lambda$	43.5	W/(mK)
Capacité thermique	$C_p$	440	J/(kg K)
Coefficient de transfert thermique par convection	$h$	20	W/m <sup>2</sup> K

Nous nous intéressons donc à un milieu granulaire bidimensionnel soumis à un cisaillement à vitesse imposée. Les propriétés du disque sont présentées dans le Tableau 1. Nous supposons que la garniture et les troisièmes corps ont les mêmes caractéristiques (Tableau 2). Le passage entre le modèle 3D et le modèle proposé nécessite d'adapter les caractéristiques des matériaux (masse volumique, coefficient de convection).

TAB. 2 – Propriétés de la garniture et du troisième corps.

Nombre de particules		270	
Diamètre moyen		1.0	µm
Hauteur du 3 <sup>ième</sup> corps	$H$	5.9	µm
Longueur	$L$	20	µm
Hauteur de la garniture		9.0	mm
Hauteur du disque		18.0	mm
Masse volumique	$\rho$	2500	kg/m <sup>3</sup>
Coefficient de Poisson	$\nu$	0.29	
Module de Young	$E$	196	GPa
Coefficient de frottement	$\mu$	0.3	
Coefficient de restitution	$e$	0.8	
Conductivité thermique	$\lambda$	5.0	W/(mK)
Capacité thermique	$C_p$	900	J/(kg K)
Coefficient de transfert thermique par convection	$h$	60	W/m <sup>2</sup> K

### 3 Modélisation de la dissipation d'énergie et des transferts thermiques dans un système de freinage

#### 3.1 Transferts thermiques dans les troisièmes corps

La modélisation des transferts thermiques par conductance, par convection et la génération de chaleur par frottement a été détaillée et validée dans des articles précédents [12,13].

En accord avec ces études, l'augmentation de température d'une particule  $\Omega_i$  est liée à la fois à la dissipation d'énergie mécanique, au transfert de chaleur par contact avec les corps voisins et au transfert convectif avec le milieu ambiant. Ainsi, la dynamique du transfert de chaleur d'un corps  $\Omega_i$ , en considérant qu'il est en contact avec  $\alpha$  particules voisines  $\Omega_j$  est donnée par l'expression (1) :

$$m_i C_{P_i} \frac{dT_i}{dt} = \sum_1^{\alpha} \left( H_C^{ij} (T_j - T_i) + \beta_{ij} \Phi_{\mu}^{ij} \right) + \Phi_v^i \quad (1)$$

où  $m_i$  est la masse,  $C_p$  la capacité thermique de la particule,  $\beta_{ij}$  le coefficient de répartition de la chaleur (0.5) et  $H_c$  représente la conductance de contact (2) :

$$H_c^{ij} = \lambda \frac{S_c}{d_c} \quad (2)$$

où  $\lambda$  est la conductivité thermique,  $d_c$  est la distance parcourue du flux de chaleur ( $a_i + a_j$ ).  $S_c$  représente la surface de contact, estimée à partir de la théorie de Hertz :

$$S_c = \left( \frac{3r_n^{ij} a^*}{4E^*} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (3)$$

avec  $a^*$  le rayon effectif,  $r_n$  la réaction normale au contact et  $E^*$  le module d'Young effectif.

$\Phi_\mu^{ij}$  donné par (3) représente le flux de dissipation d'énergie par frottement qui est proportionnel à la vitesse de glissement  $\dot{u}_t$  et à la réaction tangente de contact :

$$\Phi_\mu^{ij} = \dot{u}_t \cdot r_t^{ij} \quad (4)$$

$\Phi_v^i$  représente le flux convectif qui s'exprime par :

$$\Phi_v^i = h S_v (T_i - T_a) \quad (5)$$

avec  $h$  le coefficient de convection,  $S_v$  la surface convective et  $T_a$  la température ambiante.

L'équation (1) suppose que la température de chaque particule est homogène. Il est donc nécessaire de vérifier que la résistance du flux de transfert au sein de chaque particule est significativement inférieure à la résistance de deux particules en contact. Cette condition est représentée par le nombre adimensionnel appelé nombre de Biot (Bi) [11]. L'équation de la chaleur (1) est résolue avec un pas de temps  $\Delta t$  suffisamment faible pour supposer que les flux de chaleur du corps  $\Omega_i$  ne se propagent pas plus loin que ses voisins pendant un pas de temps de calcul. Cette seconde condition peut s'exprimer par :

$$\frac{\Delta t H_c}{m C_p} \ll 1. \quad (6)$$

Ces conditions doivent être appliquées de la même manière pour les modes d'échange de chaleur par convection.

### 3.2 Transferts thermiques dans les premiers corps

Dans notre modèle, nous supposons que le flux de chaleur dans la direction  $Ox$  est négligeable par rapport au flux sortant de la surface (direction  $Oy$ ). L'équation de l'évolution de la température s'écrit donc :

$$\lambda \frac{\partial^2 T}{\partial^2 y} = \rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} \quad (7)$$

Nous définissons des bandes longitudinales de longueur  $L$  et de hauteur homogène  $\Delta y$ , qui traversent les premiers corps. Le développement en différences finies centrées nous permet d'écrire :

$$\frac{T_{j+1}^t - 2T_j^t + T_{j-1}^t}{\Delta y^2} = \frac{\rho C_p}{\lambda} \frac{T_j^{t+\Delta t} - T_j^t}{\Delta t} \quad (8)$$

où  $T_{j-1}^t$ ,  $T_j^t$ ,  $T_{j+1}^t$  représentent respectivement les températures aux nœuds  $j-1$ ,  $j$  et  $j+1$  (Figure 2).

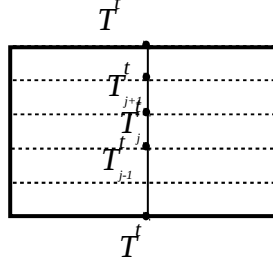


Fig. 2 – Modélisation 1D par différences finies.

Notons que  $T_0^t$  est la température moyenne des particules collées à la paroi. Nous considérons qu'une convection s'effectue sur la surface de la paroi inférieure. Elle est aussi prise en compte sur la surface de contact avec le milieu ambiant du premier corps supérieur (Figure 1). La condition aux limites de type Neumann s'écrit :

$$-\lambda \frac{\partial T_n^t}{\partial y} = h(T_n^t - T_a) \quad (9)$$

L'écriture discrétisée s'exprime par :

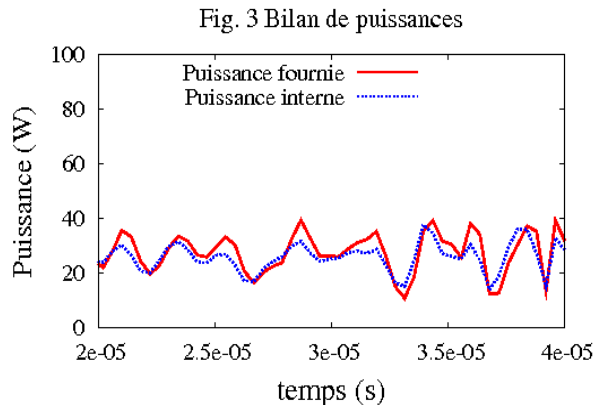
$$-\lambda \frac{T_n^t - T_{n-1}^t}{\Delta y} = h(T_n^t - T_a) \quad (10)$$

## 4 Simulations numériques : résultats et discussions

La simulation des mouvements des particules est numériquement coûteuse. Néanmoins, on remarque qu'après une courte phase de démarrage, le cisaillement se stabilise. Nous proposons ici de stocker un cycle "mécanique" en régime permanent afin de l'utiliser pour faire des cycles où seuls les calculs thermiques seront effectués afin d'obtenir un coût de calcul raisonnable.

Revenons maintenant au modèle représentatif (Figure 1). Nous imposons une force normale  $F$  de 80N, une vitesse de cisaillement de 1 m/s. Le coefficient de frottement effectif est estimé au voisinage de 0.33 sur la surface de la garniture.

Nous allons tout d'abord vérifier le bilan d'énergie du cisaillement. En effet, la puissance apportée au système est estimée par la somme des puissances locales aux contacts entre la paroi inférieure et les particules de l'écoulement granulaire ( $\sum \dot{u}_t \cdot r_t$ ). Celle-ci est comparée à la puissances locales aux contacts au sein de l'écoulement. La Figure 3 montre les évolutions de ces puissances en fonction du temps dans un cycle mécanique représentatif. A travers ces deux courbes, nous pouvons conclure qu'il y a une assez bonne conservation d'énergie.



Nous montrons sur la figure 4.a une carte thermique à 1s. Nous observons que le disque et la garniture jouent un rôle important dans l'évacuation de la chaleur générée par le troisième corps. Il est intéressant de noter que la distribution de la puissance et de la température ne sont pas homogènes dans le lit du troisième corps comme on le voit sur le profil de puissance et la carte thermique (Figure 4.a-b). En effet, nous avons une "bande chaude" qui apparaît au centre du lit de troisième corps.

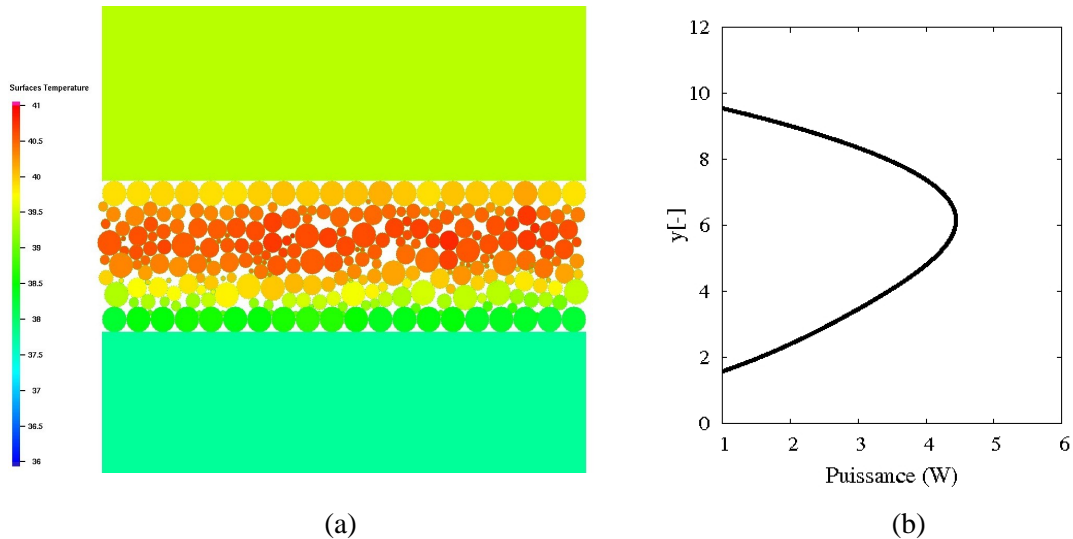


Fig. 4– (a) Carte thermique après 1s de cisaillement (b) Profil de puissance.

Afin de "valider" les résultats obtenus, un modèle type éléments finis (FEM) a été construit en se basant sur l'étude [4]. Une résistance thermique identifiée à partir des résultats du modèle discret ( $3.33 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ }^\circ\text{C/W}$ ) a été introduite dans le modèle continu. La génération de chaleur est supposée homogène sur l'interface de contact disque/garniture. Elle est ensuite uniformément répartie sur la surface.

Le profil de température (Figure 5a) montre une température maximale située dans le troisième corps et un saut d'environ  $2 \text{ }^\circ\text{C}$  entre les températures des surfaces du disque et de la garniture, qui ont été observés par les études expérimentales. Sur la Figure 5b, nous observons une bonne concordance sur les évolutions de température sur l'interface du disque obtenues par le modèle discret et par le modèle continu. Par contre, la prédiction de l'évolution de température par la méthode des éléments discrets est légèrement supérieure que l'évolution obtenue par FEM sur la garniture.

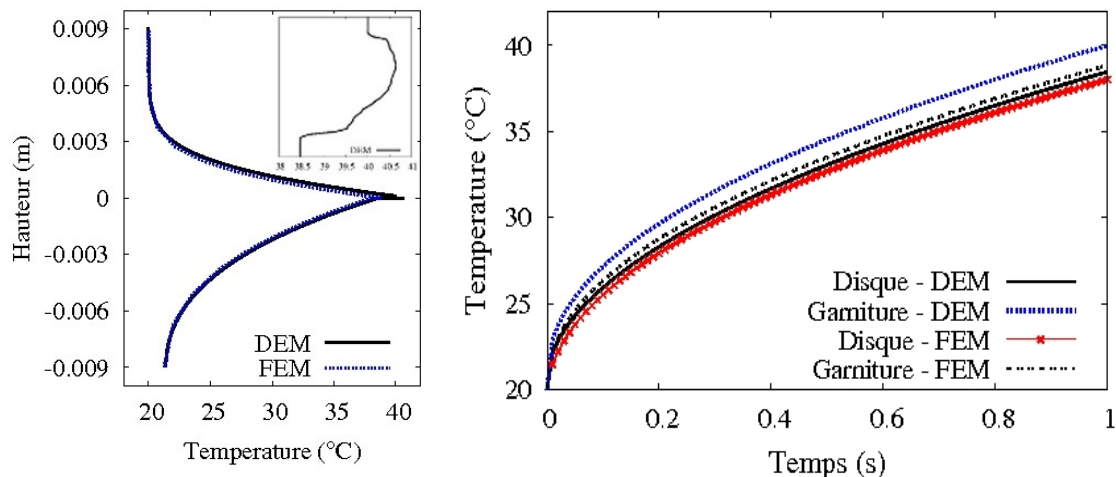


Fig. 5– (a) Profils de températures avec un zoom sur le troisième corps (b) Évolutions de températures au cours du temps.

## 5 Conclusions

Ce papier se concentre sur la modélisation de la génération de chaleur par frottement et des transferts thermiques dans un système de freinage à l'aide de DEM. La stratégie de récupération des résultats mécaniques stockés dans un cycle pour relancer que la thermique proposée dans ce document nous permet de montrer l'évolution de chaleur dans un temps réel (1s). Nous avons montré que les températures maximales sont atteintes dans le troisième corps. La comparaison entre les deux analyses grâce aux modèles DEM et FEM montre un bon accord en terme de distribution de la température. Nous avons montré qu'une résistance thermique peut-être identifiée par un modèle type éléments discrets.

La prochaine étape consistera à étudier l'influence de la chaleur sur l'évolution du coefficient de frottement effectif. Une campagne expérimentale est prévue afin de nous fournir des scénarios et des données in situ.

## Références

- [1] J.C. Jaeger. *Moving sources of heat and the temperature at sliding contact*, Proc. of the Royal Society, 203-224, 1942.
- [2] F.E. Kennedy. *Thermal and thermomechanical effects in dry sliding*, Wear, (100) 453–476, 1984.
- [3] Y. Berthier. *Background on Friction and Wear*, Lemaitre Academic Press, 676-699, 2001.
- [4] D. Majcherczak, P. Dufrenoy, M. Nait-Abdelaziz. *Third body Influence on Thermal Friction Contact problems: Applications to Braking*. Journal of Tribology, (127) 89-95, 2005.
- [5] J. Denape, N. Laraqi. *Aspect thermique du frottement : mise en évidence expérimentale et éléments de modélisation*, Mécanique et Industrie, 563-579, 2000.
- [6] A.J. Day, P.R. J. Harding, T.P. Newcomb, *Combined thermal and mechanical analysis of drumbrakes*, Proc. Of the Institution of Mech, 287-294, 1984.
- [7] I.L. Ryhming. *On temperature and heat source distribution in sliding contact problems*, Acta Mechanica, 261-274, 1979.
- [8] Y. Desplanques, G. Degallaix. *Mise en évidence des interactions entre échelles et des couplages multiphysiques dans l'analyse du contact en freinage*, 9e Colloque National en Calcul des Structures, 2009.
- [9] D. Richard, I. Iordanoff, M. Renouf, Y. Berthier. *Thermal Study of the Dry Sliding Contact With Third Body Presence*, Journal of Tribology, 2008.
- [10] G. de Saxcé, J. Fortin, and O. Millet. *About the numerical simulation of the dynamics of granular media and the definition of the mean stress tensor*, Mechanics of Materials, 1175–1184, 2004.
- [11] W.L. Vargas-Escobar, *Discrete Modeling of Heat Conduction in Granular Media*, PhD thesis, University of Pittsburgh, 2002.
- [12] V.D. Nguyen, J. Fortin, M. Guessasma, E. Bellenger, C. Cogné. *Heat transfer modelling by Discrete Element Method*, Journal of the Mechanics of Materials and Structures, 413-426, 2009.
- [13] V.D. Nguyen, J. Fortin, M. Guessasma, E. Bellenger, C. Cogné. *Discrete modelling of granular flow with thermal transfer: application to the discharge of silos*, Applied Thermal Engineering, 1846-1853, 2009.