

Quantification des échanges convectifs naturels permanents dans les cavités hémisphériques fermées et inclinées

A. BAÏRI^{1*}, J.-G. BAUZIN¹, N. ALILAT¹, J.M. GARCÍA de MARÍA², N. LARAQI¹

¹Université Paris Ouest, Laboratoire Thermique Interfaces Environnement, LTIE-GTE EA 4415 ; 50, Rue de Sèvres, F-92410 Ville d'Avray, France

²Universidad Politécnica de Madrid, Departamento de Física Aplicada, Ronda de Valencia 3, E-28012 Madrid, Espagne

*auteur correspondant abairi@u-paris10.fr, jean-gabriel.bauzin@u-paris10.fr, nacim.alilat@u-paris10.fr, juanmario.garcia@upm.es, najib.laraqi@u-paris10.fr

Résumé - Ce travail quantifie les échanges convectifs qui se produisent par convection naturelle dans les cavités hémisphériques fermées remplies d'air. Le disque est soit horizontal soit incliné à des angles variant entre 0° et 90° au pas 30°. Cette paroi active chaude ainsi que le dôme sont maintenus isothermes différentiellement chauffés. Une large gamme du nombre de Rayleigh est considérée dans ce travail, variant entre 10^4 et 2×10^9 . L'approche numérique faite au moyen de la méthode des volumes finis a permis d'examiner les phénomènes aérothermiques qui se produisent pour plusieurs configurations obtenues en faisant varier la différence de température entre les deux parois actives, le rayon du disque et l'angle d'inclinaison. Les échanges convectifs au niveau de la plaque chaude sont représentés par l'intermédiaire corrélations du type Nusselt-Rayleigh pour chaque inclinaison traitée. Les comparaisons avec les résultats d'autres études pour le disque horizontal et le disque vertical sont concordantes. Les corrélations proposées ici sont inédites pour les inclinaisons traitées et la gamme de Rayleigh considérée qui va au delà du régime laminaire pour certaines inclinaisons. Elles complètent les résultats d'études antérieures traitant la condition de densité de flux imposée sur le disque et permettent de dimensionner des systèmes thermiques exploitant des cavités hémisphériques dans divers secteurs d'application.

Nomenclature

a	diffusivité thermique de l'air, $m^2 s^{-1}$	p, p^*	pression, Pa , valeur adimensionnelle
C_p	chaleur spécifique de l'air, $J kg^{-1} K^{-1}$	Pr	nombre de Prandtl
\vec{e}_g	vecteur unité	R	rayon du disque / dôme, m
g	accélération de la pesanteur, $m.s^{-2}$	Ra_T	nombre de Rayleigh (Dirichlet)
$k_{\alpha T}$	coefficient de $\overline{Nu}_\alpha^T = k_{\alpha T} (Ra_T)^{n_{\alpha T}}$	Ra_ϕ	nombre de Rayleigh (Neumann)
$n_{\alpha T}$	exposant de $\overline{Nu}_\alpha^T = k_{\alpha T} (Ra_T)^{n_{\alpha T}}$	Ra_c	nombre de Rayleigh critique
\overline{Nu}	nombre de Nusselt moyen, selon d'autres travaux	S_h	surface interne du disque, m
$\overline{Nu}_{c,\alpha}^T$	nombre de Nusselt sur le disque pour un angle α (Dirichlet)	T	Température, K
\overline{Nu}_α^T	nombre de Nusselt sur le disque, calculé avec $\overline{Nu}_\alpha^T = k_{\alpha T} (Ra_T)^{n_{\alpha T}}$	T^*	Température adimensionnelle
$\overline{Nu}_\alpha^\phi$	nombre de Nusselt sur le disque pour un angle α (Neumann)	T_c	Température du dôme et température initiale du système, K
		T_h	température du disque, K
		\vec{u}	vecteur vitesse

z	coordonnée normale au disque	$\delta_{T-\varphi}^{min}$	valeur minimum de $\delta_{T-\varphi}$, %
z^*	valeur adimens. de z $z^* = z/R$	$\bar{\delta}_{T-\varphi}$	valeur moyenne de $\delta_{T-\varphi}$, %
<i>Symboles grecs</i>		$\bar{\nabla}^*$	opérateur nabra adimensionnel 3D
α	angle d'inclination du disque par rapport à l'horizontale, <i>degré</i>	∇^{*2}	Laplacien adimensionnel 3D
β	Coef. de dilatation de l'air, K^{-1}	φ	densité de flux, Wm^{-2}
δ	écart entre $\overline{Nu_\alpha^T}$ et \overline{Nu} , %	λ	conductivité therm. de l'air, $Wm^{-1}K^{-1}$
$\bar{\delta}$	valeur moyenne de δ , %	μ	viscosité dynam. de l'air, $Pa.s$
$\delta_{T-\varphi}$	écart entre $\overline{Nu_\alpha^T}$ et $\overline{Nu_\alpha^\varphi}$, %	ρ	masse volumique de l'air, $kg.m^{-3}$
$\delta_{T-\varphi}^{max}$	valeur maximum de $\delta_{T-\varphi}$, %		

1. Introduction

Ce travail quantifie les échanges convectifs permanents qui se produisent par convection naturelle dans les cavités hémisphériques fermées remplies d'air. Le disque qui constitue la paroi active chaude de l'ensemble est soit horizontal soit incliné à des angles variant entre 0° et 90° au pas 30° . Cette paroi ainsi que le dôme qui constitue la paroi active froide sont maintenus isothermes différentiellement chauffés. Une large gamme du nombre de Rayleigh est considérée dans ce travail, variant entre 10^4 et 2×10^9 . Les travaux traitant les cavités hémisphériques fermées sont relativement rares, comparés à ceux qui traitent d'autres géométries comme les cavités parallélépipédiques. L'étude numérique [1] est une des premières traitant la convection naturelle dans les cavités hémisphériques inclinées. Une description précise des phénomènes aérothermiques est complétée par des commentaires permettant de comprendre les écoulements particuliers se produisant dans cette enceinte. Par contre, l'étude ne quantifie pas les échanges thermiques convectifs. La plupart des études disponibles dans la littérature traitant de cavité hémisphérique concernent le domaine de la thermique nucléaire. Ces travaux examinent les échanges thermiques convectifs naturels qui se produisent dans les centrales en vue de prévenir tout accident dû à un dépassement des valeurs critiques thermiques, et pour optimiser le fonctionnement des installations nucléaires. C'est le cas de [2] qui considère le cas particulier de la cavité horizontale ($\alpha = 0$) dont la base et le dôme sont maintenus isothermes, différentiellement chauffés. L'approche numérique pour une large gamme du nombre de Rayleigh Ra_T complétée par des mesures montre une influence négligeable du nombre de Prandtl Pr dans la gamme 6-13000. L'étude montre que les écoulements laminaires observés à des faibles Ra_T deviennent transitoires et ensuite turbulents à mesure de l'augmentation de Ra_T et les auteurs proposent des corrélations du type Nusselt-Rayleigh dans chacune de ces deux gammes distinctes de Ra_T . L'étude [3] examine aussi par voie numérique le transfert thermique dans le cas d'un accident sévère dans les centrales nucléaires. Dans ce cas, la cavité hémisphérique a toujours le disque horizontal mais son dôme est inversé (vers le bas). Le fluide contenu dans la cavité est quant à lui chauffé à densité de flux volumique constante. Les échanges thermiques qui sont examinés dans les détails sur les contours de la cavité conduisent à des corrélations du type Nusselt-Rayleigh qui sont en accord avec les résultats des études [4-7]. Les écoulements convectifs naturels 2D qui se produisent dans ces cavités hémisphériques sous différentes conditions aux

limites thermiques sont présentés dans [8]. D'autres corrélations issues de travaux numériques et expérimentaux sont aussi proposées dans [9] et dans la revue [10]. L'étude analytique et expérimentale [11] confirme que les échanges thermiques laminaires conduisent à des corrélations du type Nusselt-Rayleigh avec un exposant du nombre de Rayleigh égal à 0.25. Dans leur grande majorité, les travaux concernant cette géométrie et quantifiant les échanges considèrent le cas du disque horizontal maintenu à température constante. Seuls les travaux [12,13] examinent la condition de densité de flux constante imposée sur le disque, pour des applications particulières. Elles sont effectuée par voie numérique dans une large gamme du nombre de Rayleigh, couvrant les zones de transfert thermique laminaire, transitoire et turbulent et conduisent à des corrélations du type Nusselt-Rayleigh pour plusieurs inclinaisons du disque entre les positions horizontale et verticale.

Les corrélations proposées dans ce travail sont inédites pour la gamme de nombre de Rayleigh traitée, les angles d'inclinaison et les conditions aux limites considérées. Elles permettent de dimensionner du point de vue thermique des installations utilisant les cavités fermées hémisphériques dans divers secteurs d'application, parmi lesquels la thermique nucléaire, l'énergétique solaire ou encore l'électronique de puissance embarquée.

2. La cavité hémisphérique traitée. Approche numérique

La cavité hémisphérique traitée ici est schématisée Fig. 1. Le dôme et le disque de rayon R sont maintenus isothermes aux températures T_c et T_h respectivement. La base de surface utile S_h est par ailleurs isolée thermiquement sur sa face arrière.

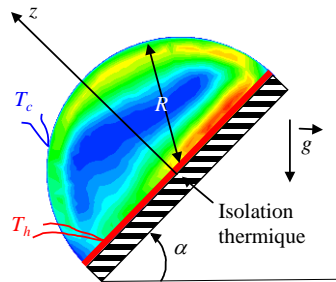


Figure 1. La cavité hémisphérique considérée

Le système d'équations qui régit le problème considéré peut s'écrire sous la forme vectorielle adimensionnelle suivante:

$$\text{Continuité : } \vec{\nabla}^* \cdot \vec{u} = 0 \quad (1)$$

$$\text{Impulsion: } (\vec{u}^* \cdot \vec{\nabla}^*) \vec{u}^* = -\vec{\nabla}^* p^* + Pr \nabla^{*2} \vec{u}^* + Ra_T Pr T^* \vec{e}_g \quad (2)$$

$$\text{Energie: Air: } \vec{u}^* \cdot \vec{\nabla}^* T^* = \nabla^{*2} T^*; \text{ Coupole: } \nabla^{*2} T^* = 0 \quad (3)$$

Dans ce système, $\vec{\nabla}^*$ et ∇^{*2} représentent respectivement l'opérateur nabla et le Laplacien 3D; et le vecteur unité \vec{e}_g est opposé au vecteur gravité. Les expressions adimensionnelles de la vitesse, de la pression, de la température ainsi que les nombres de Prandtl et de Rayleigh sont exprimés avec

$$\vec{u}^* = \frac{\vec{u}R}{a} ; p^* = \frac{R^2 p}{\rho a^2} ; T^* = \frac{T - T_c}{T_h - T_c} ; Pr = \frac{\mu C_p}{\lambda} ; Ra_T = \frac{g \beta R^3 \rho}{\mu a} (T_h - T_c) \quad (4)$$

Le lecteur trouvera les détails de l'aspect théorique du présent travail dans [12]. En résumé, le domaine de calcul est supposé initialement isotherme à la température la plus basse T_c , le fluide adhère à toutes les limites de la cavité, l'air est supposé incompressible, l'approximation de Boussinesq est appliquée et les caractéristiques thermophysiques de l'air sont évaluées à la température moyenne de chaque volume de contrôle. Les écoulements caractérisés par des grandes valeurs du nombre de Rayleigh sont traités avec le modèle classique $k - \varepsilon$ que l'on sait bien adapté à ce travail à travers plusieurs autres travaux dans le domaine de la convection naturelle. Le rayonnement n'est pas pris en compte dans l'approche numérique de cette étude vu qu'elle est consacrée à l'aspect convectif exclusivement. Cette condition est réalisée en imposant une émissivité globale dans l'Infra Rouge nulle sur toutes les faces internes de la cavité. Les calculs sont effectués avec le code Ansys-Fluent [14] basé sur la méthode des volumes finis avec la formulation SIMPLE. Il est associé à un code propre développé dans notre Laboratoire. Le maillage est non structuré, composé d'éléments tétraédriques dans l'hémisphère et triangulaires sur le disque. Il est raffiné aux limites de la cavité pour connaître avec précision les gradients thermiques pariétaux. Ces éléments permettent la connaissance des distributions des densités de flux pariétales locales et moyennes, et par suite les nombres de Nusselt correspondants. Le maillage du système étudié est par ailleurs très dépendant de la combinaison (α, Ra_τ) traitée, puisque les écoulements correspondants sont particuliers d'un cas à l'autre. Toutes les configurations ont néanmoins été calculées en 3D avec le même maillage. Cela optimise le temps de mise en œuvre des calculs d'un cas à l'autre, évitant ainsi les adaptations du maillage d'une configuration à l'autre, opération trop chronophage. La recherche du maillage optimal est basé sur la combinaison correspondant aux grandes valeurs de α and Ra_τ . Le critère retenu dans ce travail de convection naturelle est basé sur les valeurs calculées du nombre de Nusselt moyen sur la paroi active chaude. La solution numérique est considérée indépendante du maillage lorsque $\overline{Nu_{c,\alpha}^T}$ varie de moins de 3% alors que le maillage se densifie. Cette condition a été atteinte pour 212180 cellules dans ce travail. Par ailleurs, les critères convergence ont été fixés à 10^{-5} pour les composantes de la vitesse et 10^{-6} pour l'énergie. La distribution du gradient thermique adimensionnel $\partial T^* / \partial z^*$ à la surface du disque ($z^* = z/R = 0$) permet de déduire la distribution du nombre de Nusselt. L'intégration des valeurs locales sur les surfaces correspondantes à travers la surface utile du disque S_h conduit à déterminer le nombre de Nusselt moyen $\overline{Nu_{c,\alpha}^T}$ sur le disque pour un angle d'inclinaison donné α avec

$$\overline{Nu_{c,\alpha}^T} = -\frac{1}{S_h} \iint_{S_h} \left(\frac{\partial T^*}{\partial z^*} \right)_{z^*=0} dS_i \quad (5)$$

L'exposant (T) est adopté ici pour distinguer les résultats avec ceux qui concernent la condition de densité de flux imposé sur le disque, traité dans [12,13].

3. Principaux résultats

Les résultats des calculs obtenus pour le nombre de Nusselt moyen $\overline{Nu_{c,\alpha}^T}$ sont présentés sur la Fig 2 pour la gamme entière $10^4 \leq Ra_\tau \leq 2 \times 10^9$ et les quatre angles traités $\alpha = 0^\circ, 30^\circ, 60^\circ, 90^\circ$.

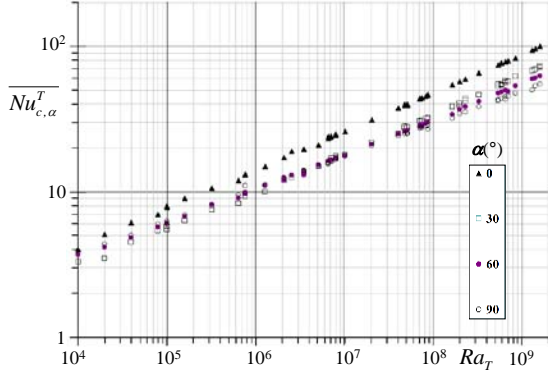


Figure 2: $\overline{Nu}_{c,\alpha}^T$ en fonction de Ra_T

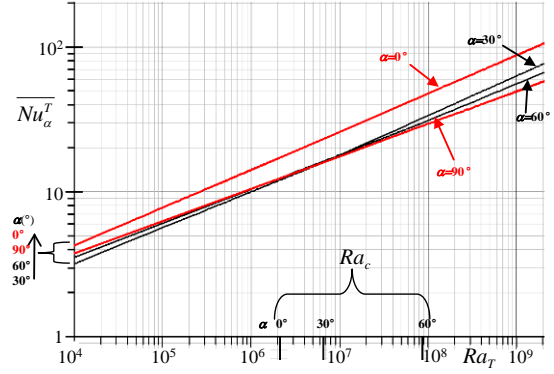


Figure 3: \overline{Nu}_α^T en fonction de Ra_T Valeurs de Ra_c :barres verticales noires sur l'axe

$$10^4 \leq Ra_T \leq 2 \times 10^9 \text{ et } \alpha = 0^\circ, 30^\circ, 60^\circ, 90^\circ$$

Les coefficients $k_{\alpha T}$ et exposants $n_{\alpha T}$ pour les corrélations

$$\overline{Nu}_\alpha^T = k_{\alpha T} (Ra_T)^{n_{\alpha T}} \quad (6)$$

ont été recherchés pour tous les cas traités. L'examen des résultats présentés sur la Fig. 3 permet de distinguer deux gammes particulières de Ra_T , de part et d'autre de la valeur notée Ra_c , dans lesquelles \overline{Nu}_α^T conserve une tendance remarquable pour $\alpha = 0^\circ, 30^\circ, 60^\circ$. Ce n'est pas le cas pour la cavité verticale ($\alpha = 90^\circ$). Le nombre de Rayleigh critique Ra_c séparant les deux gammes est fortement dépendant de l'angle d'inclinaison. Ses valeurs pour chaque angle traité ainsi que celles de $k_{\alpha T}$ et $n_{\alpha T}$ sont présentées dans le Tableau 1.

	α ($^\circ$)	0	30	60	90
	Ra_c	2.1×10^6	6.6×10^6	8.7×10^7	-
$10^4 \leq Ra_T \leq Ra_c$	$k_{\alpha T}$	0.390	0.325	0.400	0.475
	$n_{\alpha T}$	0.260	0.248	0.236	0.224
$Ra_c \leq Ra_T \leq 2 \times 10^9$	$k_{\alpha T}$	0.367	0.218	0.291	0.530
	$n_{\alpha T}$	0.264	0.274	0.253	0.219

Tableau 1. Valeurs de Ra_c , $k_{\alpha T}$ et $n_{\alpha T}$ pour les corrélations $\overline{Nu}_\alpha^T = k_{\alpha T} (Ra_T)^{n_{\alpha T}}$.

L'exposant $n_{\alpha T}$ sert d'indicateur pour l'interprétation des résultats du point de vue des échanges thermiques convectifs, objectif de la présente étude. On remarque que dans la gamme $10^4 \leq Ra_T \leq Ra_c$, $n_{\alpha T}$ a pour valeur 0.26 dans le cas de la cavité horizontale ($\alpha = 0^\circ$) et il diminue avec une pente modérée lorsque α augmente. Cette tendance est caractéristique des échanges convectifs laminaire en cavité fermée et l'évolution est quasiment linéaire dans toute la gamme $0^\circ \leq \alpha \leq 90^\circ$. Dans la zone $Ra_c \leq Ra_T \leq 2 \times 10^9$ et pour $\alpha \leq 60^\circ$, l'exposant $n_{\alpha T}$ est supérieur à la valeur 1/4 (laminaire), inférieur à cette valeur pour $\alpha = 90^\circ$ et il se rapproche des valeurs constatées dans la zone précédente. On constate en outre que dans la zone laminaire $10^4 \leq Ra_T \leq Ra_c$, le coefficient $k_{\alpha T}$ évolue linéairement avec une pente

conservée pour $30^\circ \leq \alpha \leq 90^\circ$, et une valeur particulière plus élevée égale à 0.390 pour $\alpha = 0^\circ$. En revanche, aucune loi ne semble se dégager pour $Ra_c \leq Ra_T \leq 2 \times 10^9$.

En résumé, pour ce qui concerne les échanges thermiques, les échanges convectifs sont systématiquement favorisés pour la cavité horizontale dans la zone laminaire $10^4 \leq Ra_T \leq Ra_c$. Ils décroissent pour atteindre la valeur minimale lorsque la cavité est inclinée à 30° et augmentent ensuite à mesure de l'augmentation de α entre 30° et 90° (disque vertical). La valeur du nombre de Nusselt moyen $\overline{Nu}_{90^\circ}^T$ (cavité verticale) reste néanmoins plus faible que $\overline{Nu}_{0^\circ}^T$ (cavité horizontale). Pour $5 \times 10^6 \leq Ra \leq 5 \times 10^7$, \overline{Nu}_α^T est quasiment constant pour toutes les inclinaisons comprises entre 30° et 90° . L'écart maximum de l'ordre de 5% aux limites de cette gamme montre que l'inclinaison de la cavité influe peu sur les échanges qui restent par ailleurs largement supérieurs pour la cavité horizontale dans cette gamme de Ra_T . Dans la zone $Ra_c \leq Ra_T \leq 2 \times 10^9$, il y a inversion de la hiérarchie des échanges thermiques par rapport à la gamme précédente. Ils sont maximums pour la cavité horizontale et chutent régulièrement à mesure de l'augmentation de l'angle d'inclinaison.

4. Comparaisons avec d'autres travaux

Les résultats de la présente étude ont été comparés à ceux des travaux [12,13] concernant la condition de densité de flux imposée sur le disque. L'écart représenté par le rapport

$$\delta_{T-\varphi} = 100 \left(\overline{Nu}_\alpha^T - \overline{Nu}_\alpha^\varphi \right) / \overline{Nu}_\alpha^T \quad (7)$$

dans lequel $\overline{Nu}_\alpha^\varphi$ représente le nombre de Nusselt pour la condition de densité de flux φ imposée au disque a été calculé pour toutes les combinaisons (α, Ra) traitées. Les valeurs moyennes $\overline{\delta}_{T-\varphi}$, minimales $\delta_{T-\varphi}^{min}$ et maximales $\delta_{T-\varphi}^{max}$ sont présentées dans le Tableau 2.

α (°)	0	30	60	90
$\overline{\delta}_{T-\varphi}$	10.6	19.9	22.7	19.2
$\delta_{T-\varphi}^{min}$	1.1	14.3	14.8	5.4
$\delta_{T-\varphi}^{max}$	17.1	25.4	27.2	24.7

Tableau 2: *Ecart moyen $\overline{\delta}_{T-\varphi}$, minimum $\delta_{T-\varphi}^{min}$ et maximum $\delta_{T-\varphi}^{max}$ entre \overline{Nu}_α^T et $\overline{Nu}_\alpha^\varphi$ (en %)*

Réf.]	\overline{Nu}	Ra_T	$\overline{\delta}$ (%)
[2]	$0.370Ra_T^{0.25}$	$10^6 - 10^9$	26.3
	$0.0658Ra_T^{0.33}$	$10^9 - 5 \times 10^{10}$	
[11] ¹	$0.373Ra_T^{0.25}$	$5500 - 5.13 \times 10^5$	17.7
[19]*	$0.490Ra_T^{0.25}$	$2.8 \times 10^5 - 2.8 \times 10^7$	-7.4
[20]*	$0.548Ra_T^{0.25}$	$1.2 \times 10^6 - 1.9 \times 10^7$	-16.7

¹ $Pr = 6$; * selon [11].

Tableau 3. *Corrélations \overline{Nu} proposés dans quelques études, gammes Ra_T correspondantes et écarts moyens $\overline{\delta}$ avec les résultats \overline{Nu}_α^T du présent travail. Cavité horizontale ($\alpha = 0^\circ$)*

Pour la condition de Neumann, le nombre de Rayleigh est calculé avec l'expression $Ra_\varphi = g\beta R^4 \rho\varphi / \mu\lambda a$ dont les valeurs numériques doivent être distinguées de celles de Ra_T . La méthode de calcul des caractéristiques thermophysiques de l'air peut en effet, comme dit précédemment, conduire à des valeurs qui ne peuvent pas être directement comparées. Les écarts ont été calculés ici avec les valeurs de Ra_T . Les résultats présentés dans le Tableau 2

montrent que dans toute la gamme de Rayleigh traitée et pour toutes les inclinaisons, les échanges convectifs sont systématiquement plus élevés pour la condition de température imposée sur le disque. L'écart augmente régulièrement lorsque Ra_T augmente. L'écart moyen $\bar{\delta}_{T-\varphi}$ est de 10.6% pour la cavité horizontale ($\alpha = 0^\circ$) et il varie entre 19.2% et 22.7% pour $30^\circ \leq \alpha \leq 90^\circ$. Les écarts minimums $\delta_{T-\varphi}^{min}$ les plus faibles sont constatés pour $\alpha = 0^\circ$ et $\alpha = 90^\circ$ avec des valeurs de 1.1% et 5.4% respectivement, et ils atteignent 14.8% pour $\alpha = 60^\circ$. L'écart maximum $\delta_{T-\varphi}^{max}$ varie quant à lui entre 17.1% pour $\alpha = 0^\circ$ et 27.2% pour $\alpha = 60^\circ$. Ces observations sont en accord avec celles qui concernent les échanges en milieu ouvert pour les plaques planes horizontales et verticales [15,16,17]. Les échanges à température imposée sont supérieurs à ceux de la condition de densité de flux imposée. En cavité fermée, les écarts entre les deux conditions thermiques sont donc plus restreints qu'en milieu ouvert. Les résultats de cette étude sont aussi cohérents avec ceux qui concernent la cavité fermée de section rectangulaire largement traitée dans la littérature. Un parallèle intéressant peut être fait entre ces cavités rectangulaires dont les parois actives sont horizontales, verticales ou inclinées par rapport à l'horizontale traitées entre autres dans [17,18]. Des comparaisons ont été faites avec le nombre de Nusselt \overline{Nu} issu des travaux expérimentaux d'autres auteurs qui ont traité la même condition thermique du présent travail (température de paroi chaude imposée), pour des inclinaisons et des gammes particulières de Ra_T . Ces travaux montrent une influence faible du nombre de Pr sur les échanges thermiques. Pour la cavité horizontale ($\alpha = 0^\circ$), la comparaison a été faite avec les travaux [2,11,19,20] dont les corrélations et les gammes correspondantes de Ra_T sont portées dans le Tableau 3. Les écarts

$$\delta = 100 \left(\overline{Nu}_\alpha^T - \overline{Nu} \right) / \overline{Nu}_\alpha^T \quad (8)$$

ont été calculés pour chaque valeur de Ra_T dans les gammes d'intersection avec le présent travail et leurs valeurs moyennes $\bar{\delta}$ sont présentée dans le Tableau 3. Elles montrent que les écarts extrêmes se produisent avec [2] et [20]. Les résultats du présent travail sont systématiquement supérieurs d'environ 26.3% avec la première étude, et inférieurs de 16.7% pour avec la seconde, dans les gammes communes de Ra_T . Ces écarts sont comparables à ceux qui sont observés entre les résultats expérimentaux de [11] et ceux de [19,20], variant entre 9% et 30% environ.

5. Conclusion

Des corrélations du type $\overline{Nu}_\alpha^T = k_{\alpha T} (Ra_T)^{n_{\alpha T}}$ sont proposées pour le calcul des échanges thermiques convectifs qui se produisent dans les cavités hémisphériques inclinées. Plusieurs inclinaisons du disque allant de la position horizontale $\alpha = 0^\circ$ à la verticale $\alpha = 90^\circ$ sont traitées, avec la condition de température de paroi imposée sur le disque. Elles sont associées à une large gamme du nombre de Rayleigh compris entre 10^4 et 2×10^9 . Cette étude complète les travaux [12,13] qui considèrent la même géométrie, mais pour la condition thermique de densité de flux imposée sur le disque. Les résultats sont obtenus numériquement au moyen de la méthode des volumes finis. Ils apportent des solutions pour des applications dans plusieurs domaines de l'ingénierie concernée par la thermique tel le nucléaire, l'aéronautique, le solaire, le bâtiment ou encore l'électronique de puissance embarquée.

Références

- [1] A. Cabelli, Natural convection in inclined hemispherical cavities. *Applied Scientific Research*, 33(1) (1977), 45-73.
- [2] Y. Shiina, K. Fujimura, T. Kunugi, N. Akino, Natural convection in hemispherical enclosure heated from below, *International Journal of Heat and Mass Transfer* 37 (11) (1994), 1605-1617.
- [3] S.D. Lee, H.M. Son, K.Y. Suh, J.L. Rempe, F.B. Cheung, Natural convection heat transfer experiment in a hemispherical pool, *Proceedings of ICAPP '05*, Seoul, Korea, May 15-19 (2005), paper 5577.
- [4] S.D. Lee, K.Y. Suh, Natural convection heat transfer in two-dimensional semicircular slice pool, *Journal of Nuclear Science and Technology* 40 (10) (2003), 775-782.
- [5] J.D. Gabor, P.G. Ellison, J.C. Cassulo, Heat transfer from internally heated hemispherical pools, *Proceedings of the 19th National Heat Transfer Conference*, ASME, Orlando, Florida, (1980).
- [6] F.J. Asfia, V.K. Dhir, An experimental study of natural convection in a volumetrically heated spherical pool bounded on top with a rigid wall, *Nuclear Engineering and Design* 163 (1996), 333-348.
- [7] T.G. Theofanous, S. Angelini, Natural convection for in-vessel retention at prototypic Rayleigh numbers, *Nuclear Engineering and Design* 0200 (2000), 1-9.
- [8] H.H. Saber, A. Laouadi, Convective heat transfer in hemispherical cavities with planar inner surfaces, *Ashrae Transactions* 117 (2) (2011), 1-14.
- [9] J.M. Khubeiz, E. Radziemska, W.M. Lewandowski, Natural convective heat-transfers from an isothermal horizontal hemispherical cavity, *Applied Energy* 73 (2002), 261-275.
- [10] K.M. Kelkar, R.C. Schmidt, and S.V. Patankar, Numerical analysis of laminar natural convection of internally heated fluid in a hemispherical cavity, *ANSThermal Hydraulics proceedings of the 28th National Heat transfer Conference*, San Diego, CA, August 9-12 (1992), 355-364.
- [11] W.M. Lewandowski, P. Kubski, J.-M. Khubeiz, H. Beiszk, T. Wilczewski, S. Szymanski, Theoretical and experimental study of natural convection heat transfer from isothermal hemisphere, *Int. J. Heat Mass Transfer* 40(1) (1997), 101-109.
- [12] A. Baïri, J.M. García de María, Numerical and experimental study of steady state free convection generated by constant heat flux in tilted hemispherical cavities, *Int. J. Heat Mass Transfer* 66 (2013), 355-365.
- [13] A. Baïri, Nu-Ra-Fo correlations for thermal control of embarked radars contained in tilted hemispherical cavities and subjected to constant heat flux, *Applied Thermal Engineering* (2014), <http://dx.doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2014.03.022>
- [14] ANSYS Elements Reference, Release 13.0 (2010), Swanson Analysis Systems, Inc.
- [15] J.P. Holman, Heat transfer, 7th edition, P/N 029638-3, part of ISBN 0-07-909388-4, Mc Graw-Hill Inc., 1990.
- [16] W.M. Rosenow, J.P. Hartnett, E.N. Ganic, Handbook of heat transfer applications, ISBN 0-07-053553-1, 2nd edition, Mc Graw-Hill Book Company, 1985
- [17] A. Bejan, Convection heat Transfer, ISBN 0-471-57972-6, John Wiley and Sons, Inc, 1995.
- [18] A. Baïri, N. Laraqi, J.M. García de María, Numerical and experimental study of natural convection in tilted parallelepipedic cavities for large Rayleigh numbers, *Experimental Thermal and Fluid Flow* 31 (2007), 309-324.
- [19] W.E. Stewart, J.C. Johnson, Experimental natural convection heat transfer from isothermal spherical zones, *ASME Journal of Heat Transfer* 107 (1985), 463-465.
- [20] J. Cieslinski, W. Pudlik, Laminar free-convection from spherical segments, *Int. J. Heat Fluid Flow* 9(4) (1988), 405-409.