



UNIVERSITE SULTAN MOULAY SLIMANE
Faculté des Sciences et Techniques
Béni-Mellal

Centre d'Etudes Doctorales : Sciences et Techniques
Formation doctorale : Mathématiques et Physique Appliquées

THÈSE

Présentée par

Hamza DAGHAB

En vue de l'obtention du Doctorat National

Spécialité : Physique

Option : Mécanique - Énergétique

**ÉTUDE NUMÉRIQUE DES ÉCOULEMENTS ET DES TRANSFERTS DE
CHALEUR PAR CONVECTION NATURELLE DES FLUIDES NON-
NEWTONIENS THERMO-DÉPENDANTS CONFINÉS DANS UNE
CAVITÉ CARRÉE PARTIELLEMENT CHAUFFÉE**

Soutenue publiquement le 25 / 02 / 2023 devant le jury composé de :

Président	: Pr. Nourreddine KOUIDER	Faculté des Sciences et Techniques, Béni-Mellal
Rapporteurs	: Pr. El Alami SEMMA	Faculté des Sciences et Techniques, Settat
	: Pr. Ahmed BAHLAOUI	Faculté Polydisciplinaire, Béni-Mellal
	: Pr. Hanaa OUAOMAR	Faculté des Sciences et Techniques, Béni-Mellal
Examineur	: Pr. Mohamed LAMSAADI	Faculté Polydisciplinaire, Béni-Mellal
Directeur de thèse	: Pr. Mourad KADDIRI	Faculté des Sciences et Techniques, Béni-Mellal

Dédicaces

Je dédie ce modeste travail :

- *À mes parents.*
- *À ma sœur et mon frère.*
- *À toute ma famille et mes amis.*
- *À tous ceux qui, de près ou de loin, se sont sacrifiés pour moi.*

REMERCIEMENTS

En commençant, je remercie DIEU le tout puissant de m'avoir donné le courage et la patience pour accomplir ce travail.

Mes remerciements les plus chaleureux, vont plus particulièrement à mon Directeur de thèse, le Professeur **Mourad KADDIRI** de la faculté des sciences et techniques de Béni-Mellal, pour m'avoir suivi avec patience et intérêt dans mon projet, et pour la confiance qu'il a placée en moi tout au long de ce travail. Ses conseils précieux et ses encouragements, m'ont été d'une aide très importante dans la réalisation de ce projet.

Que Dieu ait pitié du défunt le Professeur **Mohamed NAÏMI** qui a accepté de m'accueillir dans son labo et n'a pas épargné un effort pour m'aider. Il était aussi codirecteur de cette thèse avant son décès en 2019. Que Dieu ait pitié de son âme !

Mes remerciements vont également à Messieurs **Said RAGhAY**, Professeur à la Faculté des Sciences et techniques Gueliz de Marrakech, **Hassan EL HARFI** et **Ismail ARROUB**, Professeurs à la faculté poly-disciplinaire de Béni Mellal, qui m'ont suivi tout au long de cette thèse. Leur disponibilité, leur expérience et leur sens de transmission des connaissances scientifiques m'ont permis de mener à bien ce travail.

Messieurs **El Alami SEMMA**, Professeur à la Faculté des Sciences et Techniques de Settat, et **Ahmed BAHLAOUI**, Professeur à la Faculté Polydisciplinaire de Béni-Mellal, ainsi que Madame **Hanaa OUAOMAR**, Professeure à la Faculté des Sciences et Techniques de Béni-Mellal, ont rapporté sur ce travail et siégé parmi les membres du jury, malgré leurs préoccupations. Je leur adresse mes plus sincères remerciements ainsi que l'expression de ma considération la plus distinguée.

Je remercie également le Professeur **Nourreeddine KOUIDER** de la Faculté des Sciences et Techniques de Béni-Mellal qui a eu l'amabilité de bien vouloir présider le jury d'examen de cette thèse.

Mes remerciements les plus chaleureux vont également à Monsieur **Mohamed LAMSAADI**, Professeur à la Faculté Polydisciplinaire de Béni-Mellal, d'avoir accepté de faire partie du jury en tant qu'examinateur et pour ses conseils encourageants et sa précieuse contribution à l'examen de cette thèse.

Je ne saurai oublier de remercier et d'être reconnaissant au Professeur **Mustapha Mabrouki**, Directeur de LGIIS au sein duquel s'est déroulée la présente thèse.

Je tiens aussi à remercier le Centre National de la Recherche Scientifique et Technique (CNRST) pour m'avoir attribué la bourse d'excellence dont j'ai bénéficié pendant trois années et qui m'a permis de mener mes recherches dans de bonnes conditions.

AVANT PROPOS

- Prénom et Nom de l'auteur de la thèse : Hamza DAGHAB
- Intitulé de la thèse : **Étude numérique des écoulements et des transferts de chaleur par convection naturelle des fluides non-Newtoniens thermo-dépendants confinés dans une cavité carrée partiellement chauffée.**
- Prénom et Nom du directeur de la thèse : Mourad KADDIRI (Professeur à la Faculté des Sciences et Techniques de Béni-Mellal).
- Lieu de réalisation du travail : Laboratoire de Génie Industriel et Ingénierie de Surface (LGIIS) de la Faculté des Sciences et Techniques de Béni-Mellal.
- Date de commencement de ce travail de thèse : Décembre 2016.
- Principales publications, communications et formations auxquelles ce travail a donné lieu :

PUBLICATIONS

- [1] **H. Daghab**, M. Naimi, M. Kaddiri, M. Lamsaadi, H. El Harfi and S. Raghay "Heat transfer of non-linear viscoelastic fluid in a square cavity heated from vertical walls" Vol. 2 Num.7 (2019). Revue de l'entrepreneuriat et de l'Innovation REINNOVA. ISSN: 2508-9463.
- [2] **H. Daghab**, M. Kaddiri, S. Raghay, M. Lamsaadi and H. El Harfi: "Numerical study of natural convection heat transfer for second-grade fluids confined in square cavity subjected to horizontal heat flux" Vol. 2345. Num. 1. (2021) p. 020035. AIP Publishing LLC. ISSN: 1551-7616.
- [3] **H. Daghab**, M. Kaddiri, S. Raghay, M. Lamsaadi and H. El Harfi: "Numerical study of natural convection for generalized second-grade fluids confined in a square cavity subjected to horizontal heat flux" Vol. 39. Num. 2. (2021) p. 345-354. International Journal of Heat and Technology. ISSN: 0392-8764.
- [4] **H. Daghab**, M. Kaddiri, S. Raghay, I. Arroub, M. Lamsaadi and H. Rayhane: "Finite Volume Simulation of Natural Convection for Power-Law Fluids with Temperature-Dependent Viscosity in a Square Cavity with a Localized Heat Source" Vol. 39. Num.

5. (2021) p. 1405-1416. International Journal of Heat and Technology. ISSN: 0392-8764.

[5] I. Erritali, M. Kaddiri, I. Arroub and **H. Daghab** "Heat Transfer and Mixed Convection Flow of Non-Newtonian Thermo-Dependent Power Law Fluids with Thermal Radiation Effect" Vol. 40. Num. 5. (2022) p. 1175-1185. International Journal of Heat and Technology. ISSN: 0392-8764.

[6] **H. Daghab**, M. Kaddiri, M. Lamsaadi, I. Arroub, I. Erritali: "Natural Convection of Fluids with Temperature-Dependent Viscosity in a Partially Heated Square Enclosure's Side" AIP Publishing LLC. ISSN: 1551-7616. Sous presse.

[7] **H. Daghab**, M. Kaddiri, I. Arroub, I. Erritali, R. Nouri: "Natural Convection for Fluids with Temperature-Dependent Viscosity in a Square Cavity Subjected to Discrete Heating from Below" AIP Publishing LLC. ISSN: 1551-7616. Sous presse.

[8] I. Erritali, M. Kaddiri, I. Arroub and **H. Daghab** "Effects of temperature dependent viscosity and Richardson number on mixed convection with the presence of thermal radiation in lid-driven square cavity" AIP Publishing LLC. ISSN: 1551-7616. Sous presse.

[9] I. Erritali, M. Kaddiri, I. Arroub and **H. Daghab** "Prandtl number and thermal radiation effects on combined natural and forced convection in lid-driven square cavity" AIP Publishing LLC. ISSN: 1551-7616. Sous presse.

[10] **H. Daghab**, M. Kaddiri, S. Raghay, I. Arroub, M. Lamsaadi "Free convection of Ostwald-de Waele fluids with temperature-dependent viscosity in a square enclosure partially heated at one side" Soumis pour publication, (2022).

COMMUNICATIONS

[1] **H. Daghab**, M. Naimi, M. Kaddiri, M. Lamsaadi, H. El Harfi and S. Raghay "Natural convection of viscoelastic fluid in a square cavity" la Rencontre sur la recherche et l'innovation (R2I'18), Béni-Mellal, Maroc, 10-11 Mai, (2018).

- [2] **H. Daghab**, M. Naimi, S. Raghay and M. Kaddiri "Numerical simulation of natural convection in a rectangular cavity of viscoelastic fluid" the International Symposium on Data Science (ISDS'18), Ben-Guerrir, Maroc, 21-22 Juin, (2018).
- [3] **H. Daghab**, M. Naimi, M. Kaddiri, M. Lamsaadi, H. El Harfi and S. Raghay "Natural convection heat transfer for second-grade fluids confined in a square cavity subjected to horizontal heat flux" 14ème Congrès de Mécanique 2019 (CM'19), Rabat, Maroc , 16-19 Avril, (2019).
- [4] **H. Daghab**, M. Kaddiri, M. Lamsaadi, H. El Harfi and S. Raghay "Numerical simulation of thermal convection for Oldroyd-B fluid confined in a square cavity" 1er congrès national en physique fondamentale et ses applications (1CNPFA'19), Béni-Mellal, Maroc, 19-20 Avril, (2019).
- [5] **H. Daghab**, M. Kaddiri, M. Lamsaadi and H. El Harfi "Natural convection for second-grade fluids with variable viscosity confined in square cavity subjected to horizontal heat flux" dans le workshop "caractérisation thermique des matériaux de construction", Casa-Blanca, Maroc, 9 Juillet, (2019).
- [6] **H. Daghab**, M. Kaddiri, S. Raghay, M. Lamsaadi and H. El Harfi "Numerical Study of Natural Convection Heat Transfer for Second-Grade Fluids Confined In a Square Cavity Subjected To Horizontal Heat Flux" 6ème Congrès International des sciences thermiques (AMT'2020), Khouribga, Maroc, 01-02 Décembre, (2020).
- [7] **H. Daghab**, M. Kaddiri and I. Arroub, "Numerical Simulation of Natural convection for thermo-dependent fluids in a square cavity with localized heating from bottom and isothermal cooling from sides", 11th Young Researcher Meeting (YRM'2021), Trento, Italy, 06-09 September, (2021).
- [8] Erritali, M. Kaddiri, **H. Daghab** and I. Arroub, "Numerical effect of thermal radiation on mixed convection of non-Newtonian fluids with temperature dependent viscosity in lid driven square cavity", 11th Young Researcher Meeting (YRM'2021), Trento, Italy, 06-09 September, (2021).
- [9] **H. Daghab**, M. Kaddiri, I. Arroub, I. Erritali and R. Nouri, "The Effect of the Position of Discrete Heat Sources Embedded on The Lower Wall of an Enclosure Filled With Thermo-Dependent Fluids", 6th International Conference on Advances in Mechanical Engineering (ICAME 2021), Istanbul, Turkey, 20-22 October, Proceeding, pp. 1085-1094, ISBN: 978-975-461-599-9 (2021).

- [10] **H. Daghab**, M. Kaddiri, S. Raghay, I. Arroub and M. Lamsaadi, "Natural Convection Cooling of Discrete Heat Sources Embedded on the Bottom of a Square Cavity Filled with Temperature Dependent Fluids", 6th International Conference on Advances in Mechanical Engineering (ICAME 2021), Istanbul, Turkey, 20-22 October, Proceeding, pp. 1141-1151, ISBN: 978-975-461-599-9, (2021).
- [11] Erritali, M. Kaddiri, **H. Daghab** and I. Arroub, "Numerical simulation on mixed convection and thermal radiation of non-Newtonian fluids with temperature dependent viscosity in lid-driven square cavity", 6th International Conference on Advances in Mechanical Engineering (ICAME 2021), Istanbul, Turkey, 20-22 October, Proceeding, pp. 1196-1200, ISBN: 978-975-461-599-9, (2021).
- [12] **H. Daghab**, M. Kaddiri, S. Raghay, I. Arroub, I. Erritali and R. Nouri, "Numerical study of free convection for fluids with temperature-dependent viscosity in a partially heated square enclosure from below", 1st International Conference on Applied Engineering and Natural Sciences (ICAENS 2021), Konya, Turkey, 1-3 November, Proceeding, pp. 936, ISBN: 978-625-00-0389-3, (2021).
- [13] Erritali, M. Kaddiri, **H. Daghab** and I. Arroub, "Effect of Richardson number and temperature dependent viscosity on mixed convection combined with thermal radiation in lid-driven square cavity filled with a shear-thinning fluid", 1st International Conference on Applied Engineering and Natural Sciences (ICAENS 2021), Konya, Turkey, 1-3 November, Proceeding, pp. 887, ISBN: 978-625-00-0389-3, (2021).
- [14] **H. Daghab**, M. Kaddiri, M. Lamsaadi, I. Arroub, I. Erritali, "Natural Convection of Fluids with Temperature-Dependent Viscosity in a Partially Heated Square Enclosure's Side", 7^{ème} Congrès International de Thermique (AMT'2022), FP de Ouarzazate, 22-23 Mars, (2022).
- [15] **H. Daghab**, M. Kaddiri, I. Arroub, I. Erritali and R. Nouri "Natural Convection for Fluids with Temperature-Dependent Viscosity in a Square Cavity Subjected to Discrete Heating from Below", 7^{ème} Congrès International de Thermique (AMT'2022), FP de Ouarzazate, 22-23 Mars, (2022).
- [16] Erritali, M. Kaddiri, I. Arroub and **H. Daghab** "Effects of temperature dependent viscosity and Richardson number on mixed convection with the presence of thermal radiation in lid-driven square cavity", 7^{ème} Congrès International de Thermique (AMT'2022), FP de Ouarzazate, 22-23 Mars, (2022).

- [17] Erritali, M. Kaddiri, I. Arroub and **H. Daghab** "Prandtl number and thermal radiation effects on combined natural and forced convection in lid-driven square cavity", 7^{ème} Congrès International de Thermique (AMT'2022), FP de Ouarzazate, 22-23 Mars, (2022).
- [18] Erritali, M. Kaddiri, I. Arroub, **H. Daghab** "Effect of thermal radiation on mixed convection flow and heat transfer characteristics in lid-driven cavity for two types of fluid", CUKUROVA, 8th International Scientific Researchers Conference, Adana, Turkey, 15-17 Avril, (2022).
- [19] **H. Daghab**, M. Kaddiri, M. Lamsaadi, I. Arroub, I. Erritali, "Natural convection of fluids with temperature-dependent viscosity in an enclosure with a localized non-uniform heat source on the left wall", Colloque International sur l'Intelligence Artificielle et la Sécurité des nouveaux Systèmes de Télécommunications, Session spéciale sous thème "Energies renouvelables et villes intelligentes" (CIA2ST'2022), Béni-Mellal, Maroc, 2-3 Juin, (2022).

FORMATIONS

- [1] Workshop sur les caractérisations thermiques des matériaux de construction, organisé par l'Association Marocaine de Thermique (AMT), l'Ecole Nationale Supérieure d'Electricité et de Mécanique (ENSEM) et la Faculté des Sciences Ain Chock (FSAC) Université Hassan II, Casa-Blanca, Maroc, 9 Juillet, (2019).

Résumé

Dans ce travail, nous proposons une étude numérique sur la convection naturelle des fluides non-Newtoniens thermo-dépendants, à comportement rhéologique modélisé par une combinaison de la loi de puissance d'Ostwald-De Waele avec celle exponentielle de Frank-Kamenetski-Reynolds, confinés à l'intérieur d'une cavité carrée chauffée à l'aide d'une source de flux de chaleur discrète. Un code de calcul numérique, basé sur la méthode des volumes finis, a été développé pour résoudre le système d'équation gouvernant ce problème. L'objectif de ce travail est d'examiner l'effet des paramètres de contrôle sur la structure de l'écoulement et le transfert de chaleur à l'intérieur de la cavité. L'étude a été effectuée pour une large gamme des paramètres de contrôle, à savoir :

- Les fractions de flux de chaleur dans les directions horizontale et verticale, a et b .
- L'emplacement de la source de chaleur inférieure, D_x .
- L'emplacement de la source de chaleur verticale, D_y .
- Le nombre de Pearson, m , caractérisant la dépendance de la viscosité à la température.
- L'exposant, n , traduisant le comportement rhéologique des fluides.
- Le nombre de Prandtl généralisé, Pr .
- Le nombre de Rayleigh généralisé, Ra , caractérisant la convection naturelle.
- Le rapport de dissipation de chaleur des deux sources de chaleur, R_f .
- Le rapport des longueurs des deux sources de chaleur, R_w .
- La longueur de la source de chaleur inférieure, W_x .
- La longueur de la source de chaleur verticale, W_y .

Trois configurations sont examinées en fonction de la position des sources de chaleur. Dans la première configuration, une source de chaleur est positionnée sur la paroi gauche, tandis que dans la deuxième, elle est placée sur la paroi inférieure. Finalement, la troisième configuration met en jeu deux sources de chaleur, l'une sur la paroi gauche et l'autre sur la paroi inférieure.

Dans les trois cas, l'effet de m est clarifié par le déplacement du cœur de l'écoulement vers la zone la plus chaude de la cavité, qui se situe évidemment à proximité de la source de chaleur. Il est aussi clair que l'augmentation du nombre de Pearson et la diminution de l'indice de comportement provoquent une réduction de la viscosité apparente du fluide et ainsi une augmentation de la convection naturelle à l'intérieur de l'enceinte. Cela augmente le transfert de chaleur, ce qui entraîne une évacuation importante de la chaleur de l'élément chauffant. Ces effets sont fortement affectés par la longueur et l'emplacement de source de chaleur. De plus, l'augmentation de la longueur de la source de chaleur provoque une augmentation de la surface d'échange thermique entre le fluide et l'élément chauffant. Par conséquent, le transport convectif à l'intérieur de l'enceinte s'améliore. Malgré cette amélioration, la température maximale à l'intérieur de la cavité augmente à cause des taux de génération de chaleur plus élevés à mesure que la longueur de l'élément chauffant augmente. De plus, la cavité est plus affectée par l'écoulement entraîné par la flottabilité pour des emplacements bien déterminés de la source de chaleur. De plus, la variation des rapports des densités de flux de chaleur et des longueurs des deux sources de chaleur a un impact sur l'effet de la thermo-dépendance puisque

cette variation affecte le taux de génération de chaleur des deux éléments chauffants et modifie, par voie de conséquence, la distribution de la température aux niveaux de ces sources de chaleur.

Mots clés : Cavité carrée, Convection naturelle, Etude numérique, Fluides non-Newtoniens, Méthode des volumes finis, Transfert thermique, Viscosité thermo-dépendante.

Abstract

In this work, we propose a numerical study on natural convection of non-Newtonian thermo-dependent fluids, with rheological behavior modeled by a combination of the Ostwald-De Waele power-law with the Frank-Kamenetski-Reynolds exponential law, confined inside a square cavity heated using a discrete heat flux source. A numerical calculation code, based on the finite volume method, has been developed to solve the system of equations governing this problem. The objective of this work is to examine the effect of the control parameters on the flow structure and the heat transfer process inside the cavity. The study was carried out for a wide range of control parameters, namely:

- The fractions of heat flow in the horizontal and vertical directions, a and b .
- The location of the bottom heat source, D_x .
- The location of the left heat source, D_y .
- The Pearson number, m , characterizing the dependence of viscosity on temperature.
- The exponent, n , reflecting the rheological behavior of fluids.
- The generalized Prandtl number, Pr .
- The generalized Rayleigh number, Ra , characterizing natural convection.
- The heat dissipation ratio of the two heat sources, R_f .
- The ratio of the lengths of the two heaters, R_w .
- The length of the bottom heat source, W_x .
- The length of the left heat source, W_y .

Three configurations are examined depending on the position of the heat sources. In the first configuration, a heat source is positioned on the left wall, while in the second it is placed on the lower wall. Finally, the third configuration involves two heat sources, one on the left wall and the other on the bottom wall.

In all three cases, the effect of m is clarified by the displacement of the flow core towards the hottest zone of the cavity, which is obviously situated close to the heat source. It is also clear that the increase in the Pearson number and the decrease in the power-law index lead to a reduction in the apparent viscosity of the fluid and an increase in the natural convection inside the enclosure. This increases heat transfer, resulting in significant heat removal from the heating element. These effects are strongly affected by the length and location of the heat source. Furthermore, the increase in heat source length causes the surface of thermal exchange between the fluid and the heating element to increase. Consequently, the convective transport inside the enclosure is ameliorated. Despite this amelioration, the maximum temperature inside the enclosure rises with increasing heat source lengths due to the greater heat generation rates. Moreover, the cavity is more affected by the flow driven by buoyancy for well-determined locations of the heat source. Furthermore, the variation in the ratios of the heat dissipation and the lengths of the two heat sources has an impact on the thermo-dependency effect since this variation affects the heat generation rate of the two heaters and modifies the temperature distribution of these heat sources.

Keywords: Finite volume, Heat transfer, Natural convection, non-Newtonian fluids, Numerical study, Square cavity, Thermo-dependent viscosity.

ملخص

في هذه الدراسة، نقترح دراسة عددية عن الحمل الحراري الطبيعي للسوائل غير النيوتونية ذات اللزوجة المعتمدة على درجة الحرارة، مع سلوك ريولوجي على غرار مزيج من قانون قوة أوستوالد-دي وايل مع قانون فرانك كامينتسكي الآسي. محصورة داخل تجويف مربع مسخن باستخدام مصدر تدفق حرارة على أحد هذه الجدران. تم تطوير كود الحساب العددي، بناءً على طريقة الحجم المحدود، لحل نظام المعادلات التي تحكم هذه المشكلة. الهدف من هذا العمل هو فحص تأثير معاملات التحكم على هيكل التدفق وعملية نقل الحرارة داخل التجويف. أجريت الدراسة لمجموعة واسعة من معايير الضبط، وهي:

- كسور تدفق الحرارة في الاتجاهين الأفقي والرأسي a و b ،

- D_x موقع مصدر الحرارة الأسفل،

- D_y موقع مصدر الحرارة الأيسر،

- رقم بيارسون m الذي يميز اعتماد اللزوجة على درجة الحرارة،

- الأس n الذي يعكس السلوك الانسيابي للسوائل،

- رقم براندتل Pr المعمم،

- رقم رايلي المعمم Ra الذي يميز الحمل الحراري،

- نسبة تبديد الحرارة لمصدر الحرارة R_f ،

- نسبة أطوال مصدر الحرارة R_w ،

- W_x طول مصدر الحرارة الأسفل،

- W_y طول مصدر الحرارة الأيسر،

تمت دراسة ثلاث حالات حسب موضع مصادر الحرارة. في التكوين الأول، يتم وضع مصدر الحرارة على الجدار الأيسر، بينما في الثاني يتم وضعه على الجدار السفلي. أخيرًا، يتضمن التكوين الثالث مصدرين للحرارة، أحدهما على الجدار الأيسر والآخر على الجدار السفلي.

في جميع الحالات الثلاث، يتم توضيح تأثير m من خلال إزاحة قلب التدفق نحو المنطقة الأكثر سخونة في التجويف، والتي من الواضح أنها تقع بالقرب من مصدر الحرارة. من الواضح أيضًا أن الزيادة في رقم بيارسون وانخفاض مؤشر السلوك يؤديان إلى انخفاض اللزوجة الظاهرية للسائل وزيادة الحمل الطبيعي داخل العلب. يؤدي هذا إلى زيادة معدل نقل الحرارة وإزالة الحرارة بشكل كبير من عنصر التسخين. تتأثر هذه التأثيرات بشدة بطول وموقع مصدر الحرارة. أيضًا، تؤدي زيادة طول مصدر الحرارة إلى زيادة سطح التبادل الحراري بين السائل وعنصر التسخين. وبالتالي، يتحسن النقل الحراري داخل العلب. على الرغم من هذا التحسن، تزداد درجة الحرارة القصوى داخل التجويف بسبب ارتفاع معدلات توليد الحرارة مع زيادة طول عنصر التسخين. علاوة على ذلك، يتأثر التجويف بشكل أكبر بالتدفق الناتج عن الطفو لمواقع محددة جيدًا لمصدر الحرارة. بالإضافة إلى ذلك، فإن التباين في نسب كثافات تدفق الحرارة وأطوال مصدر الحرارة له تأثير على تأثير الاعتماد الحراري لأن هذا الاختلاف يؤثر على معدل توليد الحرارة لعنصر التسخين ويعدل، بالتالي، درجة الحرارة عند مستويات مصادر الحرارة هذه.

الكلمات المفتاحية: التجويف المربع، الحمل الحراري الطبيعي، الدراسة العددية، السوائل غير النيوتونية، طريقة الحجم المحدود، نقل الحرارة، اللزوجة المعتمدة على درجة الحرارة.

Table des matières

NOMENCLATURE

INTRODUCTION GENERALE	1
CHAPITRE 1 : ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE	6
1.1 Introduction.....	6
1.2 Convection naturelle	6
1.3 Importance de la convection naturelle	7
1.4 Rhéologie des fluides.....	10
1.4.1 Notion de contrainte	10
1.4.2 Fluides Newtoniens	11
1.4.3 Fluides non-Newtoniens	11
1.4.3.1 Définition.....	11
1.4.3.2 Classification	11
1.5 Synthèse bibliographique.....	13
1.5.1 Cas où les variations de la viscosité avec la température sont négligées	13
1.5.1.1 Cavités à parois totalement actives.....	13
1.5.1.2 Cavités partiellement chauffées.....	17
1.5.2 Cas où les variations de la viscosité avec la température sont prises en compte.....	23
1.6 Conclusion	25
CHAPITRE 2 : FORMULATION MATHÉMATIQUE ET MÉTHODES DE RESOLUTION	26
2.1 Introduction.....	26
2.2 Formulation mathématique	26
2.2.1 Equations générales	26
2.2.2 Loi de comportement adoptée	29
2.2.3 Conditions aux limites.....	30
2.2.3.1 Conditions aux limites thermiques	30
2.2.3.2 Conditions aux limites dynamiques.....	32
2.2.4 Hypothèses simplificatrices	32
2.2.5 Equations gouvernantes en formulation primitive adimensionnalisées.....	34
2.2.6 Conditions aux limites adimensionnelles	35
2.2.7 Transfert de chaleur	37
2.2.7.1 Transfert de chaleur dans la direction horizontale.....	37
2.2.7.2 Transfert de chaleur dans la direction verticale.....	37

2.3 Méthode de résolution	38
2.3.1 Méthode des volumes finis	39
2.3.2 Maillage	41
2.3.3 Discrétisation des équations gouvernantes	42
2.3.4 Traitement des conditions aux limites	44
2.3.4.1 Conditions aux limites dynamiques.....	44
2.3.4.2 Conditions aux limites thermiques	45
2.3.5 Méthode de résolution	46
2.3.6 Résumé de l'algorithme SIMPLE.....	49
CHAPITRE 3 : CONVECTION NATURELLE D'UN FLUIDE NON- NEWTONIEN THERMO-DEPENDANT CONFINE DANS UNE CAVITE CARREE PARTIELLEMENT CHAUFFEE SUR SA PAROI GAUCHE..	50
3.1 Introduction.....	50
3.2 Tests de précision et choix du maillage	50
3.3 Validation du code de calcul numérique.....	51
3.4 Effet du nombre de Prandtl	52
3.5 Effets du nombre de Rayleigh, de l'indice de comportement et du nombre de Pearson	52
3.6 Effet de l'emplacement de l'élément chauffant	56
3.7 Influence de la longueur de l'élément chauffant	58
3.8 Conclusion	59
CHAPITRE 4 : CONVECTION NATURELLE D'UN FLUIDE NON- NEWTONIEN THERMO-DEPENDANT CONFINE DANS UNE CAVITE CARREE PARTIELLEMENT CHAUFFEE PAR LE BAS.....	72
4.1 Introduction.....	72
4.2 Tests de précision.....	72
4.3 Validation du programme numérique	73
4.4 Effets du nombre de Rayleigh, de l'indice de comportement et du nombre de Pearson	73
4.5 Effet de la longueur de la source de chaleur	77
4.6 Effets de l'emplacement de la source de chaleur	78
4.7 Conclusion	80
CHAPITRE 5 : CONVECTION NATURELLE D'UN FLUIDE NON- NEWTONIEN THERMO-DEPENDANT CONFINE DANS UNE CAVITE CARREE PARTIELLEMENT CHAUFFEE SUR SES PAROIS GAUCHE ET INFERIEURE	93
5.1 Introduction.....	93
5.2 Effets du nombre de Rayleigh, de l'indice de comportement et du nombre de Pearson	94

5.3 Impact du rapport des longueurs des deux sources de chaleur	95
5.4 Influence du rapport de taux de dissipation de chaleur.....	96
5.5 Effet de l'emplacement des deux sources de chaleur	98
5.6 Conclusion	100
CONCLUSION GENERALE	113
REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES	116

LISTE DES FIGURES

2.1 : Esquisse des cavités et des conditions aux limites considérées.....	28
2.2 : Volume de contrôle pour un point P.....	40
2.3 : Volume de contrôle pour T, P, U et V	41
2.4 : Vitesse aux frontières.	45
3.1 : Validation des résultats obtenus par notre code de calcul avec ceux fournis par Turan et al. (2012).....	61
3.2 : Lignes de courant pour différentes valeurs de Ra, n et m : $m = 0$ (—) et $m = 20$ (- - -).	62
3.3 : Isothermes pour différentes valeurs de Ra, n et m : $m = 0$ (—) et $m = 20$ (- - -).	63
3.4 : Profils de la valeur absolue de fonction de courant (a) et de la vitesse verticale (b) le long de la ligne $Y = 0.5$ pour différentes valeurs de Ra et m ($n = 1$).	64
3.5 : Variation de la viscosité apparente selon la ligne $Y = 0.5$ pour différentes valeurs de Ra et m ($n = 1$).	65
3.6 : Distributions du nombre de Nusselt moyen (a) et de la température maximale de la source de chaleur (b) en fonction de n pour différentes valeurs de Ra et m	66
3.7 : Lignes de courant (à gauche) et isothermes (à droite) pour différents emplacements de l'élément chauffant ($Ra = 10^5, n = 0.6, m = 20$)	67
3.8 : Valeur absolue maximale de la fonction de courant (à gauche) et nombre de Nusselt moyen (à droite) en fonction de D_y pour différentes valeurs Ra, m et n : (a) $n = 0.6$, (b) $n = 1$, (c) $n = 1.8$	68
3.9 : nombre de Nusselt local le long de la surface de l'élément chauffant à $m = 20$ et pour différentes valeurs de D_y et Ra : (a) $Ra = 10^4$, (b) $Ra = 10^6$	69
3.10 : Lignes de courant (à gauche) et isothermes (à droite) à $Ra = 10^5, n = 1.8$ et pour différentes valeurs de W_y et m : $m = 0$ (—) et $m = 20$ (- - -).	70
3.11 : Température maximale (à gauche) et nombre de Nusselt moyen (à droite) en fonction de W_y pour différentes valeurs de Ra, m et n : (a) $n = 0.6$, (b) $n = 1$, (c) $n = 1.8$	71
4.1 : Comparaison de nos résultats de simulation avec ceux de Raisi (2016) pour $Pr = 100$ et différentes valeurs de Ra et n	82
4.2 : Lignes de courant pour différentes valeurs de Ra, n et m : $m = 0$ (—) et $m = 20$ (- - -).	83
4.3 : Isothermes pour différentes valeurs de Ra, n et m : $m = 0$ (—) et $m = 20$ (- - -).	84
4.4 : Profils de vitesse verticale le long de la mi-longueur de la cavité pour différentes valeurs de Ra, n et m	85
4.5 : Variations de la température maximale de la source de chaleur T_{max} (a) et du nombre de Nusselt moyen (b) pour différentes valeurs de Ra, n et m	86

4.6 : Lignes de courant (à gauche) et isothermes (à droite) pour différentes W_x et m : $m = 0$ (—) et $m = 20$ (- - -) ($Ra = 10^5$ et $n = 1.4$).....	87
4.7 : Variations de la température de la source de chaleur pour différentes valeurs de W_x ($m = 0$, $n = 1.4$ et $Ra = 10^5$).	88
4.8 : Variations de la température maximale de la source de chaleur T_{max} (a) et du nombre de Nusselt moyen (b) pour différentes valeurs de W_x , n et m . ($Ra = 10^5$).....	89
4.9 : Lignes de courant pour différentes valeurs de D_x , n et m : $m = 0$ (—) et $m = 20$ (- - -).	90
4.10 : Isothermes pour différentes valeurs de D_x , n et m : $m = 0$ (—) et $m = 20$ (- - -)..	91
4.11 : Nombre de Nusselt moyen en fonction de l'emplacement de la source de chaleur pour différentes valeurs n , m et Ra : (a) $Ra = 10^3$, (b) $Ra = 10^4$, (c) $Ra = 10^5$	92
5.1 : Lignes de courant pour différentes valeurs de Ra , n , et m : $m = 0$ (—) et $m = 20$ (- - -).	102
5.2 : Isothermes pour différentes valeurs de Ra , n , et m : $m = 0$ (—) et $m = 20$ (- - -)..	103
5.3 : Nombre de Nusselt moyen vertical (a) Nombre de Nusselt moyen horizontal (b) pour différentes valeurs Ra , n et m	104
5.4 : Lignes de courant (à gauche) isothermes (à droite) pour différentes valeurs R_w et m : $m = 0$ (—) et $m = 20$ (- - -).	105
5.5 : Lignes de courant (à gauche) isothermes (à droite) pour différentes valeurs R_f et m : $m = 0$ (—) et $m = 20$ (- - -).	106
5.6 : Lignes de courant pour différentes valeurs de n et D_y ($Ra = 10^5$, $m = 0$, $D_x = 0.5$)....	107
5.7 : Isothermes pour différentes valeurs de n et D_y ($Ra = 10^5$, $m = 0$, $D_x = 0.5$).....	108
5.8 : Lignes de courant pour différentes valeurs de n et D_x ($Ra = 10^5$, $m = 0$, $D_y = 0.5$)....	109
5.9 : Isothermes pour différentes valeurs de n et D_x ($Ra = 10^5$, $m = 0$, $D_y = 0.5$).....	110
5.10 : Température maximale en fonction de Ra pour différentes valeurs D_y , m et n : (a) $n = 0.6$, (b) $n = 1$, (c) $n = 1.4$ ($D_x = 0.5$).....	111
5.11 : Température maximale en fonction de Ra pour différentes valeurs D_x , m et n : (a) $n = 0.6$, (b) $n = 1$, (c) $n = 1.4$ ($D_y = 0.5$).....	112

LISTE DES TABLEAUX

2.1 : Identification de Φ , Γ et S_ϕ	39
2.2 : Expressions de la fonction $A(Pe_i)$	44
3.1 : Essais préliminaires sur l'effet de la taille de grille.....	51
3.2 : Validation du code de calcul par rapport aux résultats obtenus par Corcione et al. (2010).	52
4.1 : Tests de précision pour différentes tailles de grille.	73
4.2 : Comparaison des résultats obtenus par notre code de calcul avec des études antérieures pour différentes valeurs de Gr et W_x	74
5.1 : Nombre de Nusselt moyen sur les deux sources de chaleur et le nombre de Nusselt global pour différentes valeurs R_w	96
5.2 : Nombre de Nusselt moyen sur les deux sources de chaleur et le nombre de Nusselt global pour différentes valeurs R_f	98

NOMENCLATURE

a	intensité du chauffage latéral, (nombre réel)
b	intensité du chauffage transversal, (nombre réel)
c_p	capacité calorifique à pression constante, J / (kg K)
D_x	position adimensionnelle du centre de la source de chaleur inférieure
D_y	position adimensionnelle du centre de la source de chaleur gauche
g	accélération de la pesanteur, (m/s ²)
Gr	nombre de Grashof
\bar{I}	tenseur unité
K_T	indice de consistance pour un fluide d'Ostwald-De Waele, équation. (2.10)
L	hauteur ou longueur de la cavité, (m)
m	nombre de Pearson, équation. (2.45)
n	indice de comportement ou de structure pour un fluide d'Ostwald-De Waele
Nu_h	nombre de Nusselt correspond au transfert de chaleur local horizontal, équation (2.49)
\overline{Nu}_h	nombre de Nusselt correspond au transfert de chaleur moyen horizontal, équation (2.50)
Nu_v	nombre de Nusselt correspond au transfert de chaleur local vertical, équation (2.51)
\overline{Nu}_v	nombre de Nusselt correspond au transfert de chaleur moyen vertical, équation (2.52)
\overline{Nu}_g	nombre de Nusselt moyen global correspond à la somme de \overline{Nu}_h et \overline{Nu}_v
P	pression adimensionnelle, (Pa)
Pr	nombre de Prandtl généralisé, équation (2.43)
q''	densité du flux de chaleur constant, (W.m ⁻²)
Ra	nombre de Rayleigh généralisé, équation (2.44)
R_f	rapport de dissipation de chaleur des deux sources de chaleur
R_w	rapport des longueurs des deux sources de chaleur

T	température adimensionnelle
T_r	température de référence, (K)
(U, V)	composantes de vitesse adimensionnelles
W_x	longueur adimensionnelle de la source de chaleur horizontale
W_y	longueur adimensionnelle de la source de chaleur verticale
(X, Y)	coordonnées adimensionnelles

Lettres grecques

α	diffusivité thermique du fluide, (m^2/s)
β	coefficient d'expansion volumétrique thermique à pression constante, (K^{-1})
Γ	coefficient de diffusion, équation (2.53)
λ	conductivité thermique du fluide, ($W/(m.K)$)
μ	viscosité dynamique, ($kg/(m.s)$)
μ_a	viscosité apparente adimensionnelle pour un fluide d'Ostwald-De Waele, équation (2.31)
ρ	densité du fluide, (kg/m^3)
Φ	variable de travail, équation (2.53)
Ψ	fonction de courant adimensionnelle

Indices

a	variable apparente
max	maximum

Exposants

'	variables sans dimension
---	--------------------------

INTRODUCTION GENERALE

Le monde moderne a connu un développement remarquable dans la technologie des composants et des dispositifs. Dans certaines applications, ces composants ou dispositifs peuvent augmenter leur température en raison de leur résistance électrique, ce qui peut parfois conduire à un risque accru de défaillance du dispositif. Cela a initié l'exigence de dissiper la chaleur de ces composants. Le but de la gestion thermique est de s'assurer que la température des composants du système reste dans les limites de conception, ainsi que d'assurer le contrôle du transfert de chaleur par convection à l'aide d'un fluide caloporteur tel que l'air, l'eau, les huiles minérales ou l'éthylène glycol...etc. Par conséquent, les chercheurs et les scientifiques visent à trouver des moyens appropriés pour contrôler le taux de transfert de chaleur et améliorer les performances de ces systèmes et les rendre plus efficaces. Dans ces applications, la modélisation du transfert de chaleur convectif dans les enceintes sous différentes conditions aux limites, généralement à l'aide des méthodes numériques, est également importante pour concevoir des systèmes d'échange thermique efficaces. Ces modèles permettent une simulation et une analyse approfondies avant la fabrication afin de réduire les coûts associés aux tests physiques.

Plusieurs études ont analysé les différents types de transfert de chaleur dans les écoulements laminaire et turbulent, y compris la convection naturelle (libre), forcée et mixte dans des enceintes ou des cavités à sections simples, telles que carrée, rectangulaire, trapézoïdale, triangulaire et circulaire. Le transfert de chaleur par convection forcée nécessite un écoulement entraîné par un dispositif externe, cela entraîne des coûts supplémentaires pour générer l'écoulement. Alternativement, la convection naturelle dépend du gradient de densité, des parties supérieure et inférieure du fluide, généré par la différence de température des couches de ce fluide, ce qui conduit au déplacement du fluide à moindre coût.

La plupart des études ont pris en compte la convection naturelle stable et instable du fluide et le transfert de chaleur en utilisant différentes conditions aux limites. Le transport convectif en convection naturelle est inférieur à celui en convection forcée. Par conséquent, les chercheurs ont découvert que le transfert de chaleur par convection naturelle peut être amélioré en modifiant la conception géométrique de la cavité ou l'emplacement et la taille de l'élément chauffant, ou bien en jouant sur les paramètres rhéologiques du fluide de travail. Ainsi, les chercheurs ont développé des techniques pour contrôler l'écoulement de fluide et le taux de transfert de chaleur pour la convection naturelle, par exemple en utilisant des cavités à parois ondulées, des enceintes inclinées, des nano-fluides ou bien des fluides non-Newtoniens ... etc.

L'utilisation des fluides non-Newtoniens devient, donc, une option efficace pour améliorer le taux de transfert de chaleur. Bien que des investigations ont été entreprises dans ce sens, pendant les trois dernières décennies, elles se sont limitées aux fluides à propriétés physiques supposées constantes, ce qui constitue une approximation grossière quand on sait que celles-ci, en particulier la viscosité, peuvent exhiber une dépendance manifeste vis-à-vis de la température. C'est là un autre défi qui se pose et vient s'ajouter à la non linéarité du comportement rhéologique et qu'il convient, bien entendu, de relever pour pouvoir appréhender de façon globale le problème de ces fluides. En effet, au cours de leur traitement dans des installations industrielles, la présence de gradients de température peut affecter sérieusement les caractéristiques rhéologiques et par voie de conséquence l'écoulement et le transfert de chaleur en leur sein. La répercussion en est que les équations gouvernant la convection prennent un aspect fortement couplé et non linéaire, ce qui complique considérablement leur résolution, et l'interprétation des résultats expérimentaux devient difficile. Une maîtrise parfaite des conditions d'écoulement de ces fluides complexes s'avère donc indispensable pour une prédiction réaliste des phénomènes de transport résultants.

D'après tout ce qui précède, l'objectif principal assigné à cette thèse est l'étude numérique de la convection naturelle laminaire dans une cavité carrée partiellement chauffée, à l'aide d'une source de chaleur discrète produisant un flux de chaleur constant, et remplie d'un fluide non-Newtonien. Cette étude est particulièrement focalisée sur les fluides de types pseudo-plastiques (ou rhéofluidifiants) et dilatants (ou rhéoépaississants) montrant une certaine dépendance de la viscosité effective vis-à-vis de la température (comportement thermo-dépendant). Le comportement rhéologique de ces fluides est modélisé par la loi de puissance proposée par Ostwald-De Waele, alors que celui thermo-dépendant est approximé à l'aide de la loi exponentielle de Frank-Kamenetski-Reynolds. Les transports convectifs considérés dans cette étude sont générés par la différence de température, entre les couches fluides, induite par les conditions aux limites thermiques. Nous visons à comprendre l'effet du fluide caloporteur et les caractéristiques de l'élément chauffant sur le mécanisme de la convection naturelle et les performances de refroidissement de la cavité. En fait, cet écoulement est régi par un système d'équations aux dérivées partielles non-linéaires fortement couplées qui, dans la plupart des cas, font que la solution n'est possible que par voie numérique. A cet égard, nous avons développé notre propre code de calcul et mené une étude paramétrique portant sur les paramètres rhéologiques et géométriques.

Pour bien présenter les résultats de notre étude, le manuscrit de cette thèse est organisé en cinq chapitres selon le plan suivant :

- Pour mieux situer le problème, objet de cette thèse, dans le contexte bibliographique, le premier chapitre fait une synthèse des travaux antérieurs, théoriques, expérimentaux ou numériques, ayant trait à la convection naturelle dans des cavités à parois totalement ou bien partiellement chauffées pour différents types des fluides de travail et pour des conditions aux limites variées.

- Les équations générales régissant la convection naturelle dans un fluide non-Newtonien du type Ostwald-De Waele à viscosité thermo-dépendante, sont présentées dans le second chapitre. Compte tenu de certaines hypothèses simplificatrices et de la nature carrée de la géométrie, ces équations sont écrites sous forme adimensionnelle dans un système de coordonnées cartésiennes en formulation des variables primitives (vitesse-pression-température). Dans le même chapitre, l'approche numérique utilisée pour la résolution des équations gouvernantes est aussi exposée.

- Les trois autres chapitres illustrent les descriptions et les interprétations des différents résultats de simulations obtenus pour chacune des trois configurations ciblées. Ainsi, le troisième chapitre traite de la convection naturelle dans une cavité remplie d'un fluide non-Newtonien, de type Ostwald-De Waele à viscosité dépendante de la température, et partiellement chauffée à travers une source de chaleur montée sur la paroi gauche. Nous analyserons les effets conjugués des paramètres de convection, de comportement rhéologique et de la source de chaleur sur les performances thermiques à l'intérieur de l'enceinte.

- Le quatrième chapitre porte sur l'étude de la convection naturelle à l'intérieur d'une cavité dont la source de chaleur est montée sur le bas avec un refroidissement symétrique par les deux parois verticales, cette cavité est remplie du même fluide considéré dans le chapitre précédent. Nous étudierons les effets des paramètres de contrôle sur la structure d'écoulement et le transfert de chaleur à l'intérieur de la cavité ainsi que sur la puissance de refroidissement.

- Le cinquième chapitre rassemble à la fois une source de chaleur montée sur le bas et une autre placée sur la paroi gauche de la cavité en utilisant le même fluide considéré dans les deux chapitres précédents. Dans ce chapitre, nous allons étudier l'effet conjugué de cette combinaison avec les paramètres de contrôle susmentionnés sur le transport convectif et le refroidissement de ces deux sources de chaleur.

Enfin, pour clore ce mémoire, une conclusion générale, résumant l'essentiel des résultats obtenus et les nouveautés dégagées dans le cadre de la présente étude, s'impose. Quelques perspectives pour les développements futurs seront finalement émises.

CHAPITRE 1

ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE

1.1 Introduction

Le travail faisant l'objet de cette thèse porte essentiellement sur la convection naturelle dans un fluide non-Newtonien, à viscosité dépendante de la température, confiné dans une cavité carrée partiellement chauffée à l'aide d'une source de flux de chaleur uniforme.

Après avoir défini le phénomène convectif et son importance dans la vie active, et après avoir rappelé la classification des fluides non-Newtoniens, on propose une revue bibliographique des principaux travaux antérieurs relatifs à la convection naturelle dans les milieux Newtoniens et non-Newtoniens confinés à l'intérieur des cavités à parois totalement et partiellement chauffées.

1.2 Convection naturelle

La convection naturelle ou bien libre est un phénomène de la mécanique des fluides qui se produit lorsqu'un gradient de température ou de concentration induit un mouvement dans un fluide en présence du champ de gravité. Ce phénomène, fréquemment rencontré dans les processus naturels et industriels, a souvent suscité l'intérêt de la communauté scientifique, qui a ménagé beaucoup d'efforts pour l'étudier.

D'un point de vue physique, la différence de température conduit à la flottabilité des couches de fluide les plus chaudes par rapport aux plus froides. En effet, la partie chauffée du fluide devient plus légère du fait de sa dilatation thermique et remonte sous l'action de la poussée d'Archimède. Arrivée au sommet de la couche, la partie échange de chaleur, se refroidit et s'alourdit. Elle redescend alors et crée un transfert retour de chaleur. La première approche physique a été mise en place par Henri Bénard, avec l'étude de la convection dans

une couche de fluide soumise à un gradient de température vertical. Ce problème présente deux états d'équilibre stable et instable, pouvant exister selon le sens des gradients verticaux de température appliqués au fluide.

Dans le cas d'une couche fluide chauffée par le haut, la stratification de la densité (fluide léger en haut) est stable. Cet effet apparaît dans l'atmosphère de certaines villes lorsque les couches d'air chaud sont au-dessus de celles d'air plus frais. Cette situation ne permet pas l'élimination correcte de la pollution et il se forme un brouillard dans la partie supérieure de l'atmosphère qui fait obstacle au rayonnement solaire et empêche le réchauffement des couches basses (phénomène d'inversion de température).

Dans le cas d'une couche fluide chauffée par le bas, on se trouve dans une situation instable car les particules fluides de faible densité sont situées au-dessous de celles de plus grande densité (diminution de la masse volumique avec la température). Cependant, le fluide ne peut se mettre en mouvement que lorsque la différence de température excède une certaine valeur critique, appelée seuil d'instabilité.

Dans le cas d'une couche fluide soumise à un gradient horizontal de température, on se trouve dans une situation où l'équilibre statique du fluide est impossible du fait de la disparition de l'effet du seuil remarqué dans la configuration verticale.

1.3 Importance de la convection naturelle

Dans notre environnement quotidien, la convection tient une place importante dont on n'a pas toujours conscience. Elle assure les échanges de chaleur dans la plupart du temps.

De l'air à l'intérieur des maisons comme celui de l'atmosphère, à l'eau dans une casserole, ou encore les rivières et les océans sont autant d'exemples où ce phénomène se manifeste. Ainsi, pendant notre sommeil, on risquerait d'être étouffé si les mouvements de convection, provoqués par notre respiration, ne

mélangeaient pas rapidement l'air expiré avec de l'air frais. Plus encore, la pollution due aux gaz émis par les automobiles et les effluents industriels doit être évacuée assez rapidement par les mouvements atmosphériques, sinon l'air deviendrait irrespirable. Cependant, heureusement, la température étant plus élevée au sol qu'en altitude, des mouvements de convection assurent cette évacuation.

La plupart des appareils électroniques à haute puissance sont refroidis par l'écoulement de la convection forcée, mais un refroidissement par convection naturelle est parfois nécessaire. Les facteurs déterminants, qui incluent le coût, le bruit, les vibrations et la fiabilité, peuvent éliminer l'utilisation d'un ventilateur. Une défaillance du ventilateur modifiera également le régime d'écoulement d'un écoulement forcé à une convection naturelle. Contrairement à l'écoulement d'air généré par le fonctionnement mécanique d'un moteur, la convection naturelle résulte des forces de flottabilité générées par l'air ambiant chauffé par une source de chaleur. L'air adjacent à la source de chaleur absorbe la chaleur de la surface, devient plus chaud que l'air ambiant et s'élève en raison des différences de densité. L'air plus frais déplace l'air plus chaud et ainsi un écoulement de la convection naturelle se développe.

En météorologie, les nuages orageux sont d'énormes masses, en forme d'enclume, couvrant plusieurs kilomètres carrés, et atteignant souvent plusieurs kilomètres d'altitude. Des gouttes d'eau et des particules de glace sont localisées respectivement dans les parties inférieures et supérieures des masses nuageuses et leur formation est due à l'apparition de courants atmosphériques ascendants, provoqués par la convection naturelle.

En géologie, le mécanisme de la tectonique des plaques est la conséquence de mouvements convectifs générés par des gradients de température, dont l'origine est liée aux énormes quantités de chaleur libérées par les réactions thermonucléaires se produisant dans le manteau terrestre.

En agriculture, le problème de gelées tardives dans certaines régions viticoles affecte, partiellement ou totalement, les bourgeons des vignes, ce qui exige des techniques de prévention adaptées. L'idée consiste à réchauffer légèrement les gaules par l'intermédiaire de câbles électriques chauffants. Avec ce système, connu sous le nom de panache, la chaleur est essentiellement transmise aux gaules par convection naturelle (Essafi, 1995).

En fonderie, la convection induite par le gradient de température est une source d'instabilité qui engendre des modifications dans la structure du matériau. La répercussion en est l'apparition de stries dans le solide affectant ses propriétés physiques et par là sa qualité. C'est pourquoi il y a eu recours à des expériences en apesanteur afin de supprimer les effets convectifs dus aux forces d'Archimède (Batoul, 1995).

Dans les industries pétrolières, les pertes de chaleur, inhérentes à la convection naturelle, au niveau des parois des réservoirs de stockage du pétrole brut (généralement à température plus élevée que celle ambiante) sont préoccupantes dans les régions froides ou les températures ambiantes peuvent être nettement en deçà du point de congélation du produit stocké, ce qui peut provoquer des instabilités structurelles. La connaissance des taux de refroidissement est, par conséquent, nécessaire pour la prédiction de temps de stockage acceptables, au-delà desquels le déchargement du brut peut s'avérer difficile (Cotter et Charles, 1993).

Enfin, la rupture de la chaîne du froid est souvent observée au niveau du dernier maillon qui est celui des réfrigérateurs ménagers, où les produits alimentaires séjournent longtemps. La connaissance des profils de température et de vitesse de l'air, engendrés par la convection naturelle au sein d'un réfrigérateur, est d'importance pour maintenir une bonne qualité d'aliments. Ainsi, pour un emplacement optimum de ceux-ci, il est indispensable de connaître l'épaisseur des couches limites thermiques et hydrodynamiques à proximité des parois. Si le

produit est placé trop près de la paroi de l'évaporateur, on favorise les risques de congélation alors que l'emplacement de celui-ci trop près des parois latérales, accentue les risques sanitaires (Ben Amara, 2005).

1.4 Rhéologie des fluides :

1.4.1 Notion de contrainte

Les forces qui s'exercent sur un élément de fluide de volume dV peuvent être classées en deux catégories selon leurs portées :

- Les forces en volume qui sont des forces à longues portées (gravité, forces électriques, magnétiques). Par exemple, la gravité s'exerce sur des distances très grandes devant les dimensions moléculaires, et de ce fait, la force de gravité sur un élément de volume est proportionnelle à son volume.
- Les forces de surfaces à courtes portées dont l'origine est due aux interactions moléculaires qui assurent la cohésion du liquide. Ces interactions à courtes portées ne vont concerner qu'une mince couche externe sur un élément de volume donné. La force globale exercée par ces interactions est proportionnelle à l'aire de la surface limitant l'élément de fluide et est indépendante de son volume.

Sur un élément de surface dS , de normale \vec{n} , cette force de surface va s'écrire:

$$\vec{dF} = \overline{\overline{\sigma}} \cdot \vec{n} dS \quad (1.1)$$

Le tenseur des contraintes $\overline{\overline{\sigma}}$ (ou σ_{ij}) est symétrique et donc $\sigma_{ij} = \sigma_{ji}$. Les termes diagonaux σ_{ii} sont les contraintes normales tandis que les termes non diagonaux sont les contraintes tangentielles.

Dans un fluide au repos, le tenseur des contraintes s'écrit :

$$\overline{\overline{\sigma}} = -p \overline{\overline{I}} \quad (1.2)$$

Où p désigne la pression et $\overline{\overline{I}}$ est le tenseur unité. Le tenseur des contraintes, dans cette situation, est alors isotrope. ($\sigma_{11} = \sigma_{22} = \sigma_{33} = -p$)

Dans un fluide en mouvement, le tenseur des contraintes est :

$$\overline{\overline{\sigma}} = -p\overline{\overline{I}} + \overline{\overline{\tau}} \quad (1.3)$$

Où le premier terme qui est la partie isotrope continue à s'appeler la pression tandis que le second terme, la partie anisotrope due à la viscosité du fluide, est appelé le déviateur. C'est la relation entre ce dernier et le taux de déformation du fluide qui permet de le classer comme fluide Newtonien ou non-Newtonien.

1.4.2 Fluides Newtoniens

Pour un fluide Newtonien, comme l'eau et l'air dans des conditions ordinaires de température et de pression par exemple, la relation entre contrainte et taux de cisaillement est linéaire.

D'après l'expérience de Couette (cisaillement pur), on peut qualifier un fluide Newtonien ou non selon est ce que celui-ci vérifie la loi phénoménologique de Newton :

$$\overline{\overline{\tau}} = \mu\overline{\overline{\dot{\gamma}}} \quad (1.4)$$

Où μ est la viscosité dynamique du fluide et $\overline{\overline{\dot{\gamma}}}$ représente le taux de cisaillement. Pour les fluides Newtoniens, la viscosité est constante et ne dépend pas des contraintes ou du taux de cisaillement.

1.4.3 Fluides non-Newtoniens

1.4.3.1 Définition

En rhéologie, On dit qu'un fluide est non-Newtonien lorsque sa viscosité dépend du taux de cisaillement. Le plastique, le caoutchouc, le dentifrice sont par exemple des fluides non-Newtoniens.

1.4.3.2 Classification

Il existe deux types classiques de fluides non-Newtoniens :

- **Fluides non-Newtoniens à comportement dépendant du temps**

Dans cette catégorie, on trouve les fluides thixotropes et antithixotropes. Pour les premiers, la viscosité dépend non seulement de la vitesse de cisaillement, mais aussi du temps (diminution avec le temps) et des traitements préalables que le fluide a subis. Après suppression de la contrainte appliquée au fluide, la viscosité recouvre sa valeur initiale, suivant un temps plus ou moins long (fluide à mémoire).

Inversement, on rencontre rarement les fluides antithixotropes, c'est-à-dire dont la viscosité apparente augmente avec le temps, dans les mêmes conditions que pour une expérience de thixotropie.

- **Fluides non-Newtoniens à comportement indépendant du temps**

Il existe deux types de fluides "à comportement indépendant du temps" : les fluides à contrainte critique (ou contrainte seuil ou seuil d'écoulement) tels que les viscoplastiques, et ceux sans contrainte critique tels que les pseudo-plastiques et les dilatants.

- **Fluides à contrainte seuil**

Ces matériaux ne peuvent s'écouler que lorsque la contrainte qui leur est appliquée dépasse un niveau critique appelée contrainte seuil, seuil de plasticité ou seuil d'écoulement. Cette propriété, particulièrement utile pour le transport des particules en empêchant la sédimentation, est typique aux boues de forage, pâtes dentifrices, ketchup, mayonnaise, graisses et peintures non coulantes. Au-dessous du seuil le comportement est plastique, et au-dessus de celui-ci il est soit rhéofluidifiant (fluides de Herschel-Bulkley) soit newtonien (fluides de Bingham).

- **Fluides sans contrainte seuil**

Parmi ces fluides on trouve les rhéofluidifiants ou pseudo-plastiques. Ce sont les suspensions diluées de particules solides, les suspensions de vésicules

déformables (comme le sang), les encres, les peintures, les solutions diluées de polymères, les polymères liquides (acétate de cellulose), la pâte à papier et bien d'autres. Leur viscosité effective diminue avec l'augmentation de la contrainte. Cela est dû principalement à une brisure de la structure interne par l'écoulement (Midoux, 1993).

Rares sont les fluides ayant un comportement rhéoépaississant ou dilatant, comme les suspensions concentrées ou encore le sable mouillé. Leur viscosité apparente augmente avec la contrainte, d'où le qualificatif qui leur est attribué. Ceci est lié à un changement de type d'association entre les macromolécules et donc à un gonflement du liquide à mesure que la vitesse de déformation croît (Couarraze et Grossiord, 1991).

Dans ce travail, c'est à ces deux types de fluides qu'on s'est intéressé.

1.5 Synthèse bibliographique

1.5.1 Cas où les variations de la viscosité avec la température sont négligées

1.5.1.1 Cavités à parois totalement actives

L'étude du transfert thermique par convection naturelle dans les cavités a suscité l'intérêt de nombreux industriels et chercheurs. Les études menées dans ce domaine s'étendent sur plus d'un siècle. L'intérêt de telles recherches réside dans leur implication dans de nombreuses applications industrielles telles que la thermique des bâtiments, la croissance des cristaux pour l'industrie des semi-conducteur, l'industrie métallurgique, le refroidissement des composants électroniques... etc. un nombre important de travaux a été effectué tant sur la piste numérique qu'expérimental et porte essentiellement sur la description des phénomènes qui contrôlent la convection et les effets de certains paramètres sur l'amélioration du transfert de chaleur. L'une des caractéristiques de ce problème de transfert de chaleur est que différentes formes d'écoulements peuvent avoir lieu à l'intérieur de la cavité en fonction des conditions aux limites thermiques

imposées, qui peuvent être de type Neumann (flux de chaleur imposé) ou Dirichlet (différence de température imposée). A cet égard, le problème de la convection naturelle à l'intérieur d'une cavité est divisé en deux classifications principales.

L'une d'eux est lorsque les parois verticales sont différentiellement chauffées tandis que les parois horizontales sont isolées thermiquement. Dans cette situation, le mouvement de fluide commence à l'intérieur de la cavité une fois qu'une différence infinitésimale de température se produit entre les parois latérales. Il convient de souligner, dans ce cas, que les équations régissant l'écoulement du fluide et le transfert de chaleur à l'intérieur des cavités rectangulaires peu profondes admettent souvent des solutions analytiques. Dans ce contexte, nous pouvons citer le travail de Cormack et al. (1974) concernant une étude analytique sur la convection naturelle à l'intérieur d'une cavité rectangulaire de rapport d'aspect élevé avec des côtés verticaux différentiellement chauffés. Il a été constaté que la structure de l'écoulement est divisée en deux sections : un noyau d'écoulement parallèle dans les régions du milieu et des régions d'extrémités qui servent principalement à faire tourner le fluide de 180 degrés comme l'exigent les parois verticales. Les auteurs ont proposé une solution asymptotique qui a permis d'obtenir des résultats cohérents avec ceux fournis par leur étude numérique (1974) et par le travail expérimental d'Imberger (1974) lorsque le rapport d'aspect est suffisamment élevé.

Alors que les écoulements bidimensionnels ne peuvent pas être résolus analytiquement en raison de la présence des termes non linéaires dans les équations gouvernantes, ce qui nécessite des études numériques ou expérimentales. Il convient, dans ce cas, de citer le travail de Davis et Jones (1983) dans lequel ils ont mené une étude de référence (benchmark) sur la convection naturelle à l'intérieur d'une cavité carrée remplie d'air avec des côtés latéraux différentiellement chauffés et des parois supérieure et inférieure adiabatiques. Les équations gouvernantes ont été résolues numériquement en utilisant l'approche

des différences finies. Ils ont présenté les résultats en termes des caractéristiques hydrodynamiques et thermiques pour différentes valeurs du nombre de Rayleigh (Ra) allant de 10^3 à 10^6 .

Dans la littérature, on trouve également un nombre appréciable d'investigations sur la convection libre dans des cavités contenant des fluides non-Newtoniens en raison de leur large présence dans la plupart des applications d'ingénierie. Parmi ces études, nous pouvons mentionner notamment celle de Lamsaadi et al. (2006) qui porte sur une analyse analytique et numérique de la convection naturelle des fluides de type loi de puissance dans une enceinte rectangulaire peu profonde soumise à une densité uniforme de flux de chaleur au niveau de ses parois latérales courtes. Ils ont utilisé l'approximation de l'écoulement parallèle afin de simplifier les termes non linéaires dans les équations différentielles gouvernantes. Les auteurs ont présenté une solution analytique basée sur l'approximation de l'écoulement parallèle et une solution numérique en utilisant la méthode des différences finies. Il a été remarqué que le transfert de chaleur et l'intensité de l'écoulement s'améliorent d'une manière significative avec l'augmentation de Ra et la diminution de l'indice de comportement (n).

Similairement, Turan et al. (2011 - 2012) ont repris le même problème dans une cavité carrée soumise à des conditions aux limites, de type Dirichlet (température imposée) et de type Neumann (flux de chaleur imposé), le long des parois verticales. De leur côté, ils ont remarqué que le transfert de chaleur a lieu par conduction pour des valeurs élevées et faibles de n et Ra , respectivement. De plus, la cavité est plus performante du point de vue de l'amélioration du transfert de chaleur lorsqu'elle est remplie des fluides rhéofluidifiants ($n < 1$) et elle est insensible à la variation du nombre de Prandtl pour $Pr \gg 1$. Ils ont également comparé le cas de la température imposée au cas de flux de chaleur imposé.

Récemment, Pandey et al. (2022) ont étudié expérimentalement et numériquement la convection libre dans une enceinte carrée avec des parois verticales différentiellement chauffées par des températures uniformes. L'enceinte a été remplie d'une solution aqueuse de carboxyméthylcellulose (CMC), qui présente un comportement rhéofluidifiant. Pour l'analyse numérique, les auteurs ont également considéré trois modèles théoriques de viscosité (le modèle loi de puissance, de Cross et de Carreau). Ils ont étudié les caractéristiques hydrodynamiques et thermiques de l'écoulement de CMC et les ont comparées à celles des modèles théoriques.

Afin d'explorer, La convection naturelle a également été étudiée pour les fluides non-Newtoniens sous l'impact d'autres paramètres tels que l'inclinaison de la cavité par Lamsaadi et al. (2006) et Horimek et al. (2017), le chauffage sinusoïdal ou linéaire par Sahin et al. (2020) et Loenko et al. (2021), le champ magnétique par Liao et al. (2022) et Yadav et al. (2022) et pour d'autres catégories des fluides non-Newtoniens, comme les fluides viscoélastiques par Sheremet et al. (2018) et Daghab et al. (2021a - 2021b) et les fluides viscoplastiques par Turan et al. (2010) et Devi et al. (2020).

La deuxième catégorie est la convection de Rayleigh-Bénard, qui implique une cavité fermée avec des parois horizontales différentiellement chauffées. La convection de Rayleigh-Bénard ne se produit que lorsqu'un nombre critique de Rayleigh est dépassé. Parmi les études pertinentes qui ont traité la convection de Rayleigh-Bénard pour des fluides Newtoniens celle de Ouertatani et al. (2008) dans laquelle ils ont effectué une étude de référence (benchmark) dans une cavité carrée. Le problème est résolu numériquement en utilisant la méthode des volumes finies. Les auteurs ont présenté des résultats en termes du nombre de Nusselt moyen, les lignes de courant et les isothermes pour Ra varie entre 10^3 et 10^6 .

La convection classique de Rayleigh-Bénard a également été étudiée pour différents types des fluides non-Newtoniens. Il convient, dans ce cas, de citer le travail d'Ozoe et Churchill (1972) qui furent les premiers à étudier le problème numériquement. Ces auteurs ont déterminé les conditions critiques relatives à l'apparition de la convection et ont montré que les nombres de Rayleigh critique et de Nusselt moyen augmente et diminue, respectivement, avec l'indice de comportement. Cependant, leurs résultats sous-estiment ceux obtenus expérimentalement par Tien et al. (1969). Dans l'étude numérique d'Ohta et al. (2002) il a été rapporté que le comportement pseudo-plastique améliore de façon substantielle le transfert thermique, conclusion à laquelle sont parvenus Inaba et al. (2003) dans leur travail à caractère expérimental et numérique.

D'autres articles complémentaires, qui ont aussi traité la convection de Rayleigh-Bénard en tenant compte d'autres paramètres comme le rapport d'aspect ; voir Lamsaadi et al. (2005) et Yigit et al. (2015), ainsi que pour les fluides viscoplastiques ; voir Turan et al. (2012) et Aghighi et al. (2018).

1.5.1.2 Cavités partiellement chauffées

- **Cavités contenant des fluides Newtoniens**

Les études mentionnées ci-dessus n'ont étudié que la convection naturelle des fluides confinés à l'intérieur des cavités à parois totalement actives. Cependant, de nombreuses applications pratiques en ingénierie ne peuvent pas être modélisées par cette configuration. Par exemple, dans le processus de refroidissement des circuits électroniques, les composants électroniques sont rencontrés monter sur des surfaces planes. Par conséquent, l'étude de la convection naturelle dans des enceintes partiellement chauffées est importante pour une meilleure représentation des applications réelles. Il est évident que la longueur et la position de la source de chaleur jouent un rôle important dans le contrôle du taux de transfert de chaleur à l'intérieur de la cavité, et cela dépend fortement de la nature des conditions aux limites thermiques imposées sur la source de chaleur. En général, les configurations avec des sources de chaleur

discrètes sont divisées en deux catégories principales selon le type des conditions thermiques de la source de chaleur, sources de chaleur produisant une température constante ou bien un flux de chaleur uniforme où la température n'est pas constante au niveau de l'élément chauffant. Pour le cas où la source de chaleur fournit une température constante, Aydin et al. (2000) ont étudié numériquement la convection naturelle de l'air confiné dans une cavité carrée avec un chauffage localisé sur le bas, considéré comme chauffage isotherme à température constante, et un refroidissement symétrique par les deux parois verticales, tandis que la paroi supérieure et le reste de la paroi inférieure sont adiabatiques. La méthode des différences finies a été utilisée pour résoudre les équations gouvernantes. Il a été constaté qu'une augmentation du nombre de Rayleigh et de la longueur de la source de chaleur améliore le transfert de chaleur à l'intérieur de l'enceinte.

Corcione et Habib (2010) ont réalisé une étude numérique dans une cavité carrée discrètement chauffée d'un côté et refroidie de l'autre côté. Ils se sont concentrés sur les effets de différents paramètres clés tels que la taille et l'emplacement de la source de chaleur, l'angle d'inclinaison, les nombres de Rayleigh et de Prandtl. Ils ont rapporté que le transfert de chaleur s'améliore pour des positions intermédiaires de l'élément chauffant et diminue lorsque la source de chaleur est positionnée en haut ou bien en bas de la cavité. Ils ont également constaté que le transfert de chaleur augmente avec les nombres de Rayleigh et Prandtl et des angles d'inclinaison positifs.

Pour la deuxième catégorie, la source de chaleur produit un flux de chaleur uniforme, à cet égard, Sharif et al. (2005) ont étudié numériquement la même configuration traitée par Aydin (2000), où la source de chaleur, qui produit une température constante, au niveau de la paroi inférieure a été remplacée par une source de flux de chaleur uniforme. Ils ont également analysé les effets de l'inclinaison et du rapport d'aspect de l'enceinte. Il a été remarqué que le transfert de chaleur diminue avec l'augmentation de la longueur de la source de chaleur,

ainsi que l'inclinaison de la cavité n'a un effet significatif que pour des rapports d'aspect plus élevés.

Banerjee et al. (2008) ont étudié numériquement la convection naturelle dans une cavité 2-D avec deux sources de chaleur discrètes, produisant un flux de chaleur uniforme, montées sur sa paroi inférieure et les parois verticales sont maintenues à une température relativement basse tandis que la paroi supérieure et les parties restantes de la paroi inférieure sont adiabatiques. La méthode des volumes finis a été utilisée pour résoudre les équations gouvernantes. Ils ont examiné les effets du rapport des forces de flux des éléments chauffants et le rapport des longueurs sur l'écoulement du fluide et le transfert de chaleur résultant à l'intérieur de l'enceinte.

Soni et al. (2016) ont numériquement étudié la convection naturelle dans une enceinte rectangulaire avec deux sources de chaleur identiques montées sur sa paroi inférieure et différentes configurations de refroidissement. Ils ont comparé les performances de refroidissement en termes des températures maximales des éléments chauffants pour trois modes de refroidissement à différents nombres de Rayleigh. Ils ont également étudié l'effet de l'inclinaison de l'enceinte sur l'efficacité de refroidissement.

Saglam et al. (2018 - 2019) ont réalisé une étude expérimentale et numérique sur la convection naturelle à l'intérieur d'une cavité rectangulaire avec deux éléments chauffants placés sur la paroi gauche, tandis que l'autre côté est maintenu à une température relativement froide. Les parois horizontales et les parties non chauffées de celle de gauche sont maintenues adiabatiques. Des analyses 2-D et 3-D ont été effectuées pour différentes valeurs de nombre de Rayleigh dans des conditions d'écoulement laminaire. Il a été constaté que les lignes de courant et les isothermes dans le cas 2-D sont cohérentes avec celles en 3-D. De plus, la température de la première source de chaleur est inférieure à celle

de l'élément chauffant supérieur car le fluide qui est en contact avec la source de chaleur inférieure est plus froid.

- **Cavités contenant des fluides non-Newtoniens**

Dans le problème de la convection naturelle à l'intérieur des cavités, les paramètres rhéologiques du fluide caloporteur ont des effets significatifs sur les caractéristiques hydrodynamiques et thermiques de l'écoulement. En fait, de nombreuses applications d'ingénierie nécessitent une amélioration de l'efficacité de refroidissement de la source de chaleur afin de maintenir des conditions de travail appropriées et de ne pas dépasser les températures de sécurité spécifiées par le fabricant. Cet objectif peut être atteint par l'utilisation des nano-fluides ou bien des fluides non-Newtoniens. A cet égard, Oztop et Abu-Nada (2008) ont réalisé une étude numérique sur la convection naturelle à l'intérieur d'une cavité rectangulaire partiellement chauffée en utilisant différents types des nano-fluides. Une source de chaleur produisant une température constante est située sur le côté gauche. Le côté droit est maintenu à une température relativement froide tandis que les parois horizontales et le reste du côté gauche sont adiabatiques. Les auteurs ont examiné les effets des paramètres pertinents, qui sont le nombre de Rayleigh, la hauteur et l'emplacement de la source de chaleur, le rapport d'aspect de la cavité et la fraction volumique des nanoparticules sur le transfert de chaleur et la structure d'écoulement. Il a été constaté que l'augmentation du nombre de Rayleigh et de la longueur de l'élément chauffant améliore l'intensité de l'écoulement et le transfert de chaleur à l'intérieur de l'enceinte, cette amélioration est principalement sensible au type du nano-fluide utilisé. De plus, la présence des nanoparticules améliore le transfert de chaleur, et ceci de manière plus prononcée pour des rapports d'aspect plus petits.

Öğüt (2009) a mené une étude numérique sur la convection naturelle à l'intérieur d'une cavité carrée inclinée remplie de nano-fluide. Le côté gauche est partiellement chauffé par une source de flux de chaleur uniforme et la paroi verticale droite est maintenue à une température froide. Des simulations

numériques ont été effectuées pour différentes valeurs du nombre de Rayleigh, de l'angle d'inclinaison, de la longueur de la source de chaleur et de la fraction volumique solide pour cinq types différents de nanoparticules. L'auteur a remarqué que le transfert de chaleur augmente avec l'augmentation des nombres de Rayleigh et la diminution des longueurs de la source de chaleur, ce qui entraîne alors une amélioration de l'efficacité de refroidissement de l'enceinte. De plus, un effet combiné entre la longueur de la source de chaleur et l'angle d'inclinaison a été observé.

Aminosadati et al. (2009) ont mené une étude numérique sur le refroidissement par convection libre d'une source de flux de chaleur uniforme montée sur la paroi inférieure d'une cavité carrée, remplie de nano-fluide, dont les côtés verticaux et la paroi supérieure sont maintenus à une température relativement froide. Ils ont analysé les effets du nombre de Rayleigh, de la longueur et de l'emplacement de la source de chaleur, du type de nano-fluide et de la fraction volumique solide des nanoparticules. Il a été remarqué que l'augmentation du nombre de Rayleigh et l'ajout de nanoparticules dans le fluide de base conduisaient à l'amélioration des performances de refroidissement de la cavité. De plus, la température de la source de chaleur et la circulation de fluide augmentent avec l'augmentation des longueurs de source de chaleur, ainsi que la structure de l'écoulement et les isothermes perdent leurs symétries avec le déplacement de la source de chaleur vers la paroi verticale gauche.

Hassan et al. (2013) ont étudié numériquement le problème de la convection naturelle dans une cavité carrée dont les parois verticales sont maintenues à une température froide et la paroi supérieure est adiabatique, tandis qu'un élément chauffant est situé sur la paroi inférieure. La cavité est remplie des fluides viscoplastiques modélisés par le fluide de Bingham. Il a été constaté que l'augmentation du nombre de Bingham provoque une diminution de l'effet de la convection et de la circulation du fluide à l'intérieur de la cavité en raison de l'augmentation de la résistance à l'écoulement.

Raisi (2016) a étudié la même configuration traitée par Aminosadati et al. (2009), mais il a considéré une cavité remplie d'un fluide de type loi de puissance. Il a été rapporté que la diminution de l'indice de comportement conduit à l'amélioration de l'intensité de l'écoulement et du transfert de chaleur à l'intérieur de l'enceinte. Cette amélioration dépend fortement des valeurs de Rayleigh, de la longueur et de la position de la source de chaleur.

Par la suite, Yigit et al. (2019) ont étudié numériquement la même géométrie traitée par Aydin (2000), mais ils ont utilisé des fluides non-Newtoniens à comportement en loi de puissance. En plus des effets étudiés par Aydin (2000), les auteurs ont également examiné les impacts de l'indice de comportement et du nombre de Prandtl. Il a été établi que le transfert de chaleur et la structure de l'écoulement sont sensibles à la variation de l'indice de comportement, mais pas au nombre de Prandtl.

Récemment, Hassan et al. (2020) ont étudié numériquement et expérimentalement le problème traité par Sharif (2005) en utilisant des fluides de Bingham. Il a été remarqué que le transport convectif diminue progressivement avec l'augmentation de la contrainte d'écoulement du fluide, ainsi que le processus de convection est plus fort dans le cas d'un chauffage de la paroi inférieure à température constante par rapport au cas de chauffage par flux de chaleur uniforme.

Tout récemment, Mendu et al. (2021) ont rapporté une étude numérique sur la convection thermo-gravitationnelle pour des fluides non-Newtoniens de type loi de puissance confinés dans une cavité carrée discrètement chauffée par le bas. Le problème a été résolu numériquement en utilisant la méthode de lattice Boltzmann. Il a été noté que le transfert de chaleur et l'intensité de l'écoulement augmentent avec l'augmentation du nombre de Rayleigh et de la longueur de l'élément chauffant ainsi qu'avec la diminution de l'indice de comportement.

Le transfert de chaleur à l'intérieur des cavités à chauffage discret a également été étudié en présence des effets supplémentaires tels que la convection double-diffusive par Bourich et al. (2004) et Nikbakhti (2016), le champ magnétique par Acharia et al. (2022) et Sivaraj et al. (2022), le dissipateur thermique à ailettes par Sheremet et al. (2021) et Le et al. (2021), les géométries de la cavité et de l'élément chauffant par Gibanov et al. (2021) et Ma et al. (2022), le rayonnement thermique par Bahlaoui et al. (2007), Ayachi et al. (2012) et Iftikhar et al. (2022), le chauffage non uniforme par Saravanan et al. (2011) et Gowtham et al. (2022) et des impacts combinés des paramètres mentionnés ci-dessus par Horimek et al. (2020) et Corvaro et al. (2022).

1.5.2 Cas où les variations de la viscosité avec la température sont prises en compte

Les études précitées sont habituellement basées sur l'hypothèse courante que les propriétés du fluide sont constantes par rapport à la température à l'exception de la densité du fluide dans le terme de force de flottabilité, qui obéit à l'approximation de Boussinesq. Néanmoins, la viscosité de plusieurs fluides réels dépend effectivement de la température. Par exemple, le cas de l'eau et d'une huile de silicone où, rien que pour une augmentation de la température de 20 °C à 25 °C, la viscosité cinématique diminue pour la première de 10% et pour la deuxième de 20%, la conductivité thermique reste presque constante (Richardson et Straughan, 1993). C'est, donc, souvent la viscosité qui connaît une thermo-dépendance appréciable voire très appréciable. Ce point de vue peut être réconforté par les expériences de Piau (1970) qui a constaté que les principales propriétés variables pour l'eau, à un niveau de température modéré, sont la viscosité et le coefficient d'expansion thermique et que pour les liquides à grand nombre de Prandtl, la variation d'un tel coefficient est souvent négligeable, conclusion à laquelle parvint aussi Carey (1978) avec les huiles de pétrole, la glycérine, les glycols, les huiles de silicones et les sels fondus, à l'exception de l'eau. La répercussion en est que l'hypothèse adoptée peut s'avérer grossière

puisque, dans beaucoup de cas, ceci peut affecter sérieusement l'écoulement et le transfert de chaleur comme peuvent en témoigner les investigations expérimentales et numériques, entreprises respectivement par Scirocco (1985) et Shin et Cho (1994). En effet, ces derniers ont observé que, pour une solution de Polyacrylamide (Separan AP-273), le taux de transfert de chaleur augmente de 70 à 300% par rapport au cas d'une viscosité supposée constante.

Malgré ce fait, les recherches sur la convection libre dans des cavités entièrement ou partiellement chauffées pour ce type des fluides sont limitées. Parmi les études qui ont pris en considération la variation de la viscosité avec la température celle de Kaddiri et al. (2013) dans laquelle ils ont étudié numériquement la convection de Rayleigh-Bénard des fluides à comportement en loi de puissance avec une viscosité dépendante de la température. Les équations gouvernantes ont été résolues numériquement en utilisant la méthode des différences finies. Il a été rapporté que l'écoulement perd sa centro-symétrie en raison du paramètre de la thermo-dépendance, et le noyau des lignes de courant se déplace vers la région où la viscosité effective est plus faible. Il a également été noté que le paramètre de thermo-dépendance tend à rendre précoce la convection à cause de la chute de la valeur du nombre de Rayleigh critique avec l'augmentation du nombre de Pearson.

Astanina et al. (2018 - 2019) ont étudié la convection induite par la flottabilité des fluides dont la viscosité dépend de la température à l'intérieur d'une enceinte carrée partiellement poreuse. Un élément chauffant local est situé sur la paroi inférieure de la cavité. Cet élément est recouvert d'une couche poreuse et refroidi à partir des parois verticales. Les auteurs ont remarqué que le transfert de chaleur à l'intérieur de l'enceinte s'améliore avec l'augmentation du nombre de Darcy, du paramètre de viscosité et de l'épaisseur de la couche poreuse.

Astanina et al. (2021) ont étudié la convection naturelle transitoire à l'intérieur d'une cavité cubique remplie d'un fluide avec une viscosité thermo-

dépendante. L'une des parois verticales est maintenue à une température uniforme ou bien non-uniforme, tandis que la paroi opposée est maintenue à une température relativement froide et le reste des parois de l'enceinte sont adiabatiques. Le problème a été résolu numériquement en utilisant la méthode des différences finies. Il a été noté que le transfert de chaleur est plus important dans le cas d'une température uniforme et également lors de l'utilisation d'un fluide à viscosité dépendante de la température, en particulier pour des valeurs élevées du nombre de Rayleigh.

1.6 Conclusion

Au vu des travaux susmentionnés, le problème de la convection naturelle pour des fluides non-Newtoniens confinés à viscosité variable avec la température n'a pas fait l'objet d'assez d'investigations bien que de tels fluides soient au centre de nombreux processus naturels et industriels. Plus d'effort reste donc à faire dans ce sens si l'on veut contribuer à une maîtrise parfaite des mécanismes de convection naturelle pour cette catégorie des fluides.

Partant de tout cela, la présente thèse se propose de faire une étude numérique sur la convection naturelle des fluides non-Newtoniens, de type Ostwald-De Waele, avec une viscosité thermo-dépendante à l'intérieur d'une cavité carrée contenant une source de chaleur produisant un flux de chaleur constant.

CHAPITRE 2

FORMULATION MATHÉMATIQUE ET MÉTHODES DE RÉSOLUTION

2.1 Introduction

Dans ce travail de thèse, on s'intéresse à l'étude des effets des paramètres géométriques des sources de chaleur et thermo-rhéologiques du fluide caloporteur sur l'amélioration du refroidissement de ces sources de chaleur discrètes, produisant des densités de flux de chaleur uniformes, par la convection naturelle. Les configurations considérées dans cette étude sont présentées dans la figure (2.1). Elles sont principalement basées sur une cavité carrée partiellement chauffée contenant un fluide non-Newtonien avec une viscosité thermo-dépendante : une première configuration où un élément chauffant installé sur la paroi gauche est refroidi par la paroi droite qui est maintenue à une température relativement froide, ainsi que le reste de la paroi gauche et les parois horizontales étant adiabatiques. Une deuxième géométrie où la source de chaleur est montée sur la paroi inférieure avec un refroidissement isotherme symétrique par les deux parois verticales, la partie non chauffée de la paroi inférieure et la paroi supérieure étant maintenues adiabatiques. Finalement, une troisième configuration dans laquelle un élément chauffant placé sur la paroi gauche et un autre monté sur la paroi inférieure sont refroidis par les parois droite et supérieure.

2.2 Formulation mathématique

2.2.1 Équations générales

Les équations régissant l'écoulement hydrodynamique et le transfert de chaleur sont obtenues à partir des lois de conservation de la masse (2.1), de la quantité de mouvement (2.2) et de l'énergie (2.3). En général ces équations s'écrivent :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t'} + \text{div}(\rho \vec{V}') = 0 \quad (2.1)$$

$$\frac{\partial(\rho \vec{V}')}{\partial t'} + \overline{\text{div}}(\rho \vec{V}' \otimes \vec{V}') = \overline{\text{div}}(\overline{\overline{\sigma}}) + \rho \vec{f} \quad (2.2)$$

$$\frac{\partial(\rho c_p T')}{\partial t'} + \text{div}(\rho c_p T' \vec{V}' + \vec{q}) = \beta T' \frac{dP'}{dt'} + \overline{\overline{\tau}} : \overline{\overline{\text{grad} \vec{V}'}} \quad (2.3)$$

Où ρ représente la densité du fluide, c_p représente la chaleur massique à une pression constante, β est le coefficient de dilatation thermique et \vec{f} représente la résultante des forces de volume. Le vecteur vitesse \vec{V}' , la température T' et la pression P' sont les variables principales. Pour fermer le problème, il faut définir les expressions du tenseur des contraintes de Cauchy $\overline{\overline{\sigma}}$, le tenseur des contraintes visqueuses $\overline{\overline{\tau}}$ et le vecteur de densité surfacique de flux de chaleur \vec{q} .

Le tenseur des contraintes de Cauchy et celui des contraintes visqueuses pour un fluide homogène incompressible sont définis par :

$$\overline{\overline{\sigma}} = -P' \overline{\overline{I}} + \overline{\overline{\tau}} \quad (2.4)$$

$$\overline{\overline{\tau}} = 2\mu'_a(\dot{\gamma}) \overline{\overline{\dot{\gamma}}} \quad (2.5)$$

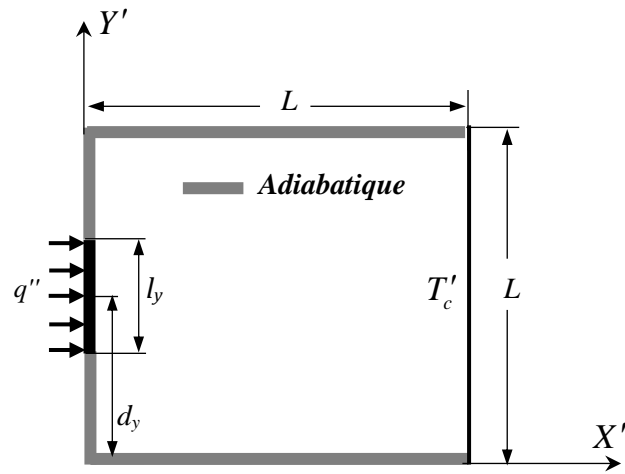
Où $-P' \overline{\overline{I}}$ désigne la partie de la contrainte due à l'hypothèse de l'incompressibilité, avec $\overline{\overline{I}}$ est le tenseur unité, $\mu'_a(\dot{\gamma})$ est la viscosité apparente, $\overline{\overline{\dot{\gamma}}}$ représente le tenseur des vitesses de déformation qui est défini par :

$$\overline{\overline{\dot{\gamma}}} = \frac{1}{2} \left(\overline{\overline{\text{grad} \vec{V}'}} + \left(\overline{\overline{\text{grad} \vec{V}'}} \right)^T \right) \quad (2.6)$$

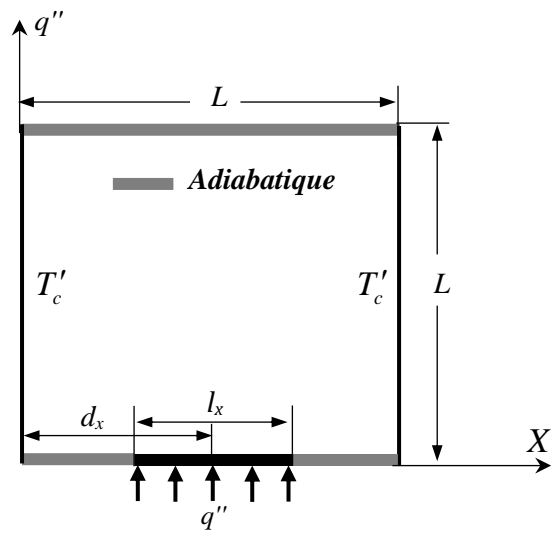
Concernant le vecteur de densité surfacique de flux de chaleur \vec{q} , il est déterminé d'après la loi de Fourier :

$$\vec{q} = -\lambda \overline{\overline{\text{grad} T'}} \quad (2.7)$$

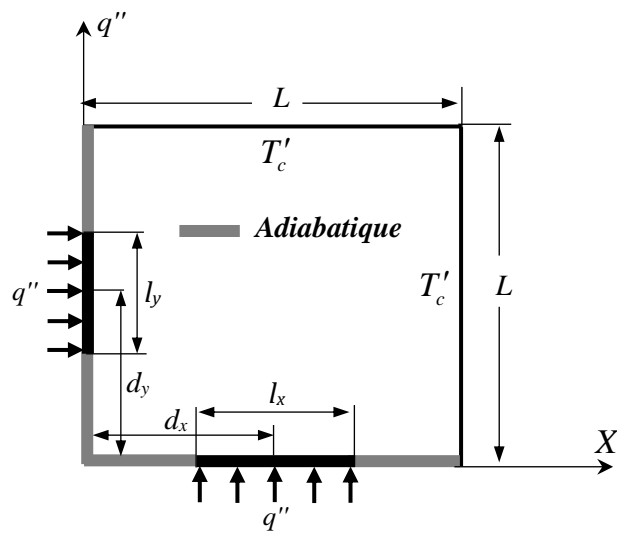
Où λ est la conductivité thermique du fluide.



Configuration 1



Configuration 2



Configuration 3

Figure 2.1 : Esquisse des cavités et des conditions aux limites considérées.

2.2.2 Loi de comportement adoptée

Rappelons ici que les fluides non-Newtoniens qui ont retenu notre attention dans ce travail sont les fluides dilatants et pseudo-plastiques, dont le comportement rhéologique peut être exprimé par le modèle de la loi de puissance (Power-law) proposé par Ostwald-de Waele (1925), pour lequel la viscosité apparente est exprimée par :

$$\mu'_a(\dot{\gamma}) = K_T \dot{\gamma}^{(n_T-1)} \quad (2.8)$$

Avec $\dot{\gamma}$ est le taux de déformation généralisé donné par l'expression suivante :

$$\dot{\gamma} = \left(2 \overline{\dot{\gamma}} : \overline{\dot{\gamma}} \right)^{\frac{1}{2}} = \left(2 \sum_{ij} \dot{\gamma}_{ij}^2 \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.9)$$

Dans l'équation (2.8), les deux paramètres empiriques, K_T et n_T , représentent respectivement l'indice de consistance et l'indice de comportement (ou bien indice de structure). Ces paramètres sont généralement des fonctions de la température, mais, dans la plupart des cas, la dépendance de n_T à la température peut être ignorée ($n_T = \text{constante} = n$) par rapport à celle de K_T (Scirocco et al. (1985) et Nouar, (2005)), pour laquelle nous avons adopté la loi exponentielle de Frank-Kamenetski (Balmforth et Provenzale, 2001) :

$$K_T = k e^{-d(T'-T'_r)} \quad (2.10)$$

Où k désigne la consistance du fluide à la température de référence T'_r et d est un exposant positif lié à l'énergie d'activation de l'écoulement. Ça vaut la peine de remarquer que les équations (2.8) et (2.10) reflètent la diminution de la viscosité avec l'augmentation de la température.

D'autre part, trois types de fluides peuvent apparaître selon la valeur de l'indice de comportement n :

Pour $n = 1$: la viscosité ne dépend que de la température ($\mu'_a = K_T$).

Pour $0 < n < 1$, le comportement est pseudo-plastique car la viscosité apparente décroît avec le taux de déformation. Ce type de comportement, de loin le plus fréquent, concerne les dispersions de particules asymétriques, les polymères de longue chaîne en solution dans l'eau ou à l'état fondu, les pâtes à papier, les colles, les ciments, certains produits agroalimentaires, certaines peintures et bien d'autres.

Pour $n > 1$, le comportement est qualifié de dilatant. Il est beaucoup moins fréquent que celui pseudo-plastique, et se caractérise par une augmentation de la viscosité apparente avec la vitesse de déformation. Il est spécifique des dispersions très concentrées, des solutions d'amidon, des sables mouillés compactés, de certaines huiles polymériques.

2.2.3 Conditions aux limites

Les conditions aux limites associées au présent problème sont de deux natures, des conditions aux limites thermiques et dynamiques.

2.2.3.1 Conditions aux limites thermiques

Au niveau de la source de chaleur, les conditions aux limites thermiques sont de type Newman, puisqu'elle produit une densité de flux de chaleur uniforme, ce qui se traduit en termes de loi de Fourier par :

$$-\lambda \frac{\partial T'}{\partial n'} = aq' \quad (2.11)$$

Où n' est la direction normale à la source de chaleur, a est un facteur de pondération arbitraire de l'intensité relative des densités de flux de chaleur.

Les conditions aux limites thermiques pour les trois différentes configurations étudiées dans ce travail sont données par :

Configuration 1 :

$$-\lambda \frac{\partial T'}{\partial X'} = aq' \quad \text{pour} \quad X' = 0 \quad \text{et} \quad d_y - \frac{l_y}{2} \leq Y' \leq d_y + \frac{l_y}{2} \quad (2.12)$$

$$T' = T'_c \quad \text{pour} \quad X' = L \quad \text{et} \quad 0 \leq Y' \leq L \quad (2.13)$$

$$-\lambda \frac{\partial T'}{\partial Y'} = 0 \quad \text{pour} \quad \begin{cases} 0 \leq X' \leq L & \text{et} \quad \begin{cases} Y' = 0 \\ Y' = L \end{cases} \\ X' = 0 & \text{et} \quad \begin{cases} 0 \leq Y' < d_y - \frac{l_y}{2} \\ d_y + \frac{l_y}{2} < Y' \leq L \end{cases} \end{cases} \quad (2.14)$$

Configuration 2 :

$$-\lambda \frac{\partial T'}{\partial Y'} = bq' \quad \text{pour} \quad Y' = 0 \quad \text{et} \quad d_x - \frac{l_x}{2} \leq X' \leq d_x + \frac{l_x}{2} \quad (2.15)$$

$$T' = T'_c \quad \text{pour} \quad 0 \leq Y' \leq L \quad \text{et} \quad \begin{cases} X' = 0 \\ X' = L \end{cases} \quad (2.16)$$

$$-\lambda \frac{\partial T'}{\partial X'} = 0 \quad \text{pour} \quad \begin{cases} Y' = 0 & \text{et} \quad \begin{cases} 0 \leq X' < d_x - \frac{l_x}{2} \\ d_x + \frac{l_x}{2} < X' \leq L \end{cases} \\ Y' = L & \text{et} \quad 0 \leq X' \leq L \end{cases} \quad (2.17)$$

Configuration 3 :

$$-\lambda \frac{\partial T'}{\partial X'} = aq' \quad \text{pour} \quad X' = 0 \quad \text{et} \quad d_y - \frac{l_y}{2} \leq Y' \leq d_y + \frac{l_y}{2} \quad (2.18)$$

$$-\lambda \frac{\partial T'}{\partial Y'} = bq' \quad \text{pour} \quad Y' = 0 \quad \text{et} \quad d_y - \frac{l_y}{2} \leq X' \leq d_y + \frac{l_y}{2} \quad (2.19)$$

$$-\lambda \frac{\partial T'}{\partial Y'} = 0 \quad \text{pour} \quad Y' = 0 \quad \text{et} \quad \begin{cases} 0 \leq X' < d_x - \frac{l_x}{2} \\ d_x + \frac{l_x}{2} < X' \leq L \end{cases} \quad (2.20)$$

$$-\lambda \frac{\partial T'}{\partial X'} = 0 \quad \text{pour} \quad X' = 0 \quad \text{et} \quad \begin{cases} 0 \leq Y' < d_y - \frac{l_y}{2} \\ d_y + \frac{l_y}{2} < Y' \leq L \end{cases} \quad (2.21)$$

$$T' = T'_c \quad \text{pour} \quad \begin{cases} X' = L & \text{et} & 0 \leq Y' \leq L \\ Y' = L & \text{et} & 0 \leq X' \leq L \end{cases} \quad (2.22)$$

2.2.3.2 Conditions aux limites dynamiques

Puisqu'il s'agit d'un problème de la convection naturelle où les conditions thermiques sont le moteur de l'écoulement, c'est la condition d'adhérence aux parois rigides et imperméables qui prévaut. Celle-ci s'écrit :

$$U' = V' = 0 \quad \text{pour} \quad \begin{cases} 0 \leq Y' \leq L & \text{et} & \begin{cases} X' = 0 \\ X' = L \end{cases} \\ 0 \leq X' \leq L & \text{et} & \begin{cases} Y' = 0 \\ Y' = L \end{cases} \end{cases} \quad (2.23)$$

avec U' et V' sont, respectivement, les composantes horizontale et verticale de vecteur vitesse du fluide.

2.2.4 Hypothèses simplificatrices

Les phénomènes convectifs sont gouvernés par les lois de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie. La complexité de ces équations nécessite l'adoption d'hypothèses simplificatrices raisonnables. Dans le présent travail, les suppositions adoptées sont celles généralement admises dans la littérature spécialisée, à savoir :

- Dans l'équation (2.2), le vecteur \vec{f} se résume à la seule contribution de la pesanteur \vec{g} .
- Dans la plupart des problèmes de convection naturelle les vitesses du fluide sont relativement faibles pour considérer l'écoulement comme laminaire et ce à cause des gradients de température modérés mis en jeu (Siginer et Valenzuela-Rendon, 2000).
- Le fluide en écoulement est incompressible. Dans le domaine des pressions avoisinant celle de l'atmosphère, les liquides constituent une très bonne approximation des milieux incompressibles, dans la mesure où $\partial\rho/\partial P' \approx 0$. Il convient donc de négliger le terme $\beta T' dP'/dt'$ de l'équation (2.3), qui

représente en fait le travail adiabatique réversible et dans lequel $\beta = -(1/\rho)(\partial\rho/\partial T')_p$ désigne le coefficient d'expansion thermique à pression constante.

- La production de chaleur due aux frottements visqueux, $\tau : \overline{\overline{\text{grad}\mathbf{V}'}}$, dans l'équation (2.3) est négligeable. Ceci reste valable tant que la viscosité des fluides non-Newtoniens considérés est relativement faible (extra low viscosity). Des calculs numériques effectués par Turki (1990) sur un problème de convection naturelle en considérant des fluides non-Newtoniens confinés (solutions aqueuses de Carboxyméthylcellulose (CMC) à faible concentration), suivis d'une analyse d'ordre de grandeur, confirment bien la validité de cette hypothèse.

- Les propriétés physiques du fluide sont supposées indépendantes de la température à l'exception de la viscosité et de la masse volumique dans le terme de poussée d'Archimède qui obéit à l'approximation de Boussinesq, dont la dérivation systématique des équations de la dynamique des fluides compressibles est assez fastidieuse et requière, prudemment, le classement de nombreux processus limitatifs (Gray et Giorgini, 1976).

- La troisième dimension de la cavité est supposée assez large de sorte que le problème puisse être ramené à deux dimensions. L'étude numérique et expérimentale effectuée par Salgman et al. (2019) a confirmé que les lignes de courant et les isothermes dans le cas 2-D sont cohérentes avec les lignes en 3-D. Dans ce cas, le taux de déformation généralisé s'écrit :

$$\dot{\gamma} = \left\{ 2 \left[\left(\frac{\partial U'}{\partial X'} \right)^2 + \left(\frac{\partial V'}{\partial Y'} \right)^2 \right] + \left(\frac{\partial U'}{\partial Y'} + \frac{\partial V'}{\partial X'} \right)^2 \right\}^{\frac{1}{2}} \quad (2.24)$$

Alors la viscosité apparente est exprimée par :

$$\mu_a = K_T \left\{ 2 \left[\left(\frac{\partial U'}{\partial X'} \right)^2 + \left(\frac{\partial V'}{\partial Y'} \right)^2 \right] + \left(\frac{\partial U'}{\partial Y'} + \frac{\partial V'}{\partial X'} \right)^2 \right\}^{\frac{n-1}{2}} \quad (2.25)$$

2.2.5 Équations gouvernantes en formulation primitive adimensionnalisées

Afin de supprimer les unités des équations définies précédemment (2.1) - (2.3) et leurs conditions aux limites (2.12) - (2.23), les grandeurs physiques sont adimensionnalisées en normalisant ces quantités par des grandeurs de références. En fait, l'emploi des variables adimensionnelles permet de simplifier la représentation paramétrique des problèmes physiques. Les grandeurs de référence introduites sont les suivantes :

$$X = \frac{X'}{L}, Y = \frac{Y'}{L}, U = \frac{U'L}{\alpha}, V = \frac{V'L}{\alpha}, T = \frac{T' - T'_c}{\Delta T^*} \text{ avec } \Delta T^* = \frac{q''}{\lambda L} \quad (2.26)$$

En tenant compte des hypothèses citées précédemment, le système d'équation (2.1) – (2.3) associées aux conditions aux limites (2.12) – (2.23) s'écrivent alors sous la forme bidimensionnelle adimensionnelle suivantes :

Equation de conservation de la masse :

$$\frac{\partial U}{\partial X} + \frac{\partial V}{\partial Y} = 0 \quad (2.27)$$

Equations de conservation de la quantité de mouvement :

$$U \frac{\partial U}{\partial X} + V \frac{\partial U}{\partial Y} = -\frac{\partial P}{\partial X} + Pr \left[\mu_a \left(\frac{\partial^2 U}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial Y^2} \right) + 2 \frac{\partial \mu_a}{\partial X} \frac{\partial U}{\partial X} + \frac{\partial \mu_a}{\partial Y} \left(\frac{\partial U}{\partial Y} + \frac{\partial V}{\partial X} \right) \right] \quad (2.28)$$

$$U \frac{\partial V}{\partial X} + V \frac{\partial V}{\partial Y} = -\frac{\partial P}{\partial Y} + Pr \left[\mu_a \left(\frac{\partial^2 V}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial Y^2} \right) + 2 \frac{\partial \mu_a}{\partial Y} \frac{\partial V}{\partial Y} + \frac{\partial \mu_a}{\partial X} \left(\frac{\partial U}{\partial Y} + \frac{\partial V}{\partial X} \right) + Ra T \right] \quad (2.29)$$

Equation de conservation de l'énergie :

$$U \frac{\partial T}{\partial X} + V \frac{\partial T}{\partial Y} = \frac{\partial^2 T}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial Y^2} \quad (2.30)$$

Où μ_a est la viscosité adimensionnelle apparente, et a pour expression :

$$\mu_a = \exp(-mT) \left\{ 2 \left[\left(\frac{\partial U}{\partial X} \right)^2 + \left(\frac{\partial V}{\partial Y} \right)^2 \right] + \left(\frac{\partial U}{\partial Y} + \frac{\partial V}{\partial X} \right)^2 \right\}^{\frac{n-1}{2}} \quad (2.31)$$

2.2.6 Conditions aux limites adimensionnelles

Configuration 1 :

$$U = V = \frac{\partial T}{\partial X} + a = 0 \quad \text{pour} \quad X = 0 \quad \text{et} \quad D_y - \frac{W_y}{2} \leq Y \leq D_y + \frac{W_y}{2} \quad (2.32)$$

$$U = V = T = 0 \quad \text{pour} \quad X = 1 \quad \text{et} \quad 0 \leq Y \leq 1 \quad (2.33)$$

$$U = V = \frac{\partial T}{\partial Y} = 0 \quad \text{pour} \quad \begin{cases} 0 \leq X \leq 1 & \text{et} \quad \begin{cases} Y = 0 \\ Y = 1 \end{cases} \\ X = 0 & \text{et} \quad \begin{cases} 0 \leq Y < D_y - \frac{W_y}{2} \\ D_y + \frac{W_y}{2} < Y \leq 1 \end{cases} \end{cases} \quad (2.34)$$

Configuration 2 :

$$U = V = \frac{\partial T}{\partial Y} + b = 0 \quad \text{pour} \quad Y = 0 \quad \text{et} \quad D_x - \frac{W_x}{2} \leq X \leq D_x + \frac{W_x}{2} \quad (2.35)$$

$$U = V = T = 0 \quad \text{pour} \quad 0 \leq Y \leq 1 \quad \text{et} \quad \begin{cases} X = 0 \\ X = 1 \end{cases} \quad (2.36)$$

$$U = V = \frac{\partial T}{\partial X} = 0 \quad \text{pour} \quad \begin{cases} Y = 0 & \text{et} \quad \begin{cases} 0 \leq X < D_x - \frac{W_x}{2} \\ D_x + \frac{W_x}{2} < X \leq 1 \end{cases} \\ Y = 1 & \text{et} \quad 0 \leq X \leq 1 \end{cases} \quad (2.37)$$

Configuration 3 :

$$U = V = \frac{\partial T}{\partial X} + a = 0 \quad \text{pour} \quad X = 0 \quad \text{et} \quad D_y - \frac{W_y}{2} \leq Y \leq D_y + \frac{W_y}{2} \quad (2.38)$$

$$U = V = \frac{\partial T}{\partial Y} + b = 0 \quad \text{pour} \quad Y = 0 \quad \text{et} \quad D_x - \frac{W_x}{2} \leq X \leq D_x + \frac{W_x}{2} \quad (2.39)$$

$$U = V = T = 0 \quad \text{pour} \quad \begin{cases} 0 \leq Y \leq 1 & \text{et} \quad X = 1 \\ 0 \leq X \leq 1 & \text{et} \quad Y = 1 \end{cases} \quad (2.40)$$

$$U = V = \frac{\partial T}{\partial Y} = 0 \quad \text{pour} \quad Y = 0 \quad \text{et} \quad \begin{cases} 0 \leq X < D_x - \frac{W_x}{2} \\ D_x + \frac{W_x}{2} < X \leq 1 \end{cases} \quad (2.41)$$

$$U = V = \frac{\partial T}{\partial X} = 0 \quad \text{pour} \quad X = 0 \quad \text{et} \quad \begin{cases} 0 \leq Y < D_y - \frac{W_y}{2} \\ D_y + \frac{W_y}{2} < Y \leq 1 \end{cases} \quad (2.42)$$

En plus de l'indice de comportement d'écoulement n , sept autres paramètres sans dimension apparaissent dans le système d'équation ci-dessus, à savoir, le nombre de Prandtl généralisé Pr , le nombre de Rayleigh généralisé Ra , le nombre de Pearson m , la longueur adimensionnelle de l'élément chauffant W_i et l'emplacement de son centre D_i ($i = x, y$). Ces paramètres sont définis, respectivement, par les expressions suivantes :

$$Pr = \frac{(k/\rho)L^{2-2n}}{\alpha^{2-n}} \quad (2.43)$$

$$Ra = \frac{g\beta L^{2+2n} q''}{(k/\rho)\lambda\alpha^n} \quad (2.44)$$

$$m = -\frac{1}{K_T} \frac{dK_T}{dT} = -\frac{d(\ln(K_T/k))}{dT} = b\Delta T^* \quad (2.45)$$

$$W_i = \frac{l_i}{L} \quad (2.46)$$

$$D_i = \frac{d_i}{L} \quad (2.47)$$

En fait, Ra mesure l'importance relative de la poussée d'Archimède qui provoque le mouvement du fluide par rapport aux forces visqueuses et à la conduction thermique qui tendent à supprimer ce mouvement. Quant à Pr , il compare les effets des diffusions de la quantité de mouvement et de la chaleur. Enfin, m indique le degré de la dépendance de la viscosité apparente vis-à-vis de la température.

2.2.7 Transfert de chaleur

Dans le domaine de l'ingénierie, l'évaluation des quantités de chaleur, échangées ou transférées, est primordiale pour le dimensionnement des systèmes sièges d'échanges thermiques. Le paramètre adimensionnel traduisant ces échanges est le nombre de Nusselt, Nu , qui présente le rapport entre le flux convectif et celui de conduction lorsque le fluide est au repos.

2.2.7.1 Transfert de chaleur dans la direction horizontale

Lorsque la source de chaleur est montée sur l'une des parois verticales, on définit le nombre de Nusselt, mesurant le transfert de chaleur dans la direction horizontale, comme suit :

$$Nu_h(Y) = \frac{hL}{k} = \frac{q''L}{(T'_s(Y) - T'_c)k} \quad (2.48)$$

Où h est le coefficient de transfert de chaleur par convection, et $T'_s(Y)$ désigne la température locale de l'élément chauffant. En utilisant les grandeurs de références l'équation (2.48) devient :

$$Nu_h(Y) = \frac{a}{T_s(Y)} \quad (2.49)$$

Avec, $T_s(Y)$ est la température adimensionnelle de l'élément chauffant. Concernant le transfert global dans la même direction, on mesure le nombre de Nusselt moyen donné par l'intégration de l'équation (2.49) le long de l'élément chauffant :

$$\overline{Nu_h} = \frac{1}{W_y} \int_{D_y - \frac{W_y}{2}}^{D_y + \frac{W_y}{2}} Nu_h(Y) dY \quad (2.50)$$

2.2.7.2 Transfert de chaleur dans la direction verticale

Le nombre de Nusselt, mesurant le transfert de chaleur dans la direction verticale, est défini par :

$$Nu_v(X) = \frac{hL}{k} = \frac{q''L}{(T'_s(X) - T'_c)k} = \frac{b}{T_s(X)} \quad (2.51)$$

Pour exprimer le taux de transfert global dans la direction verticale, on utilise le nombre de Nusselt moyen obtenu par l'intégration de l'équation (2.51) le long de la source de chaleur :

$$\overline{Nu_v} = \frac{1}{W_x} \int_{D-\frac{W_x}{2}}^{D+\frac{W_x}{2}} Nu_v(X) dX \quad (2.52)$$

2.3 Méthode de résolution

Bien que les équations régissant les mouvements de convection naturelle forment un système d'équations aux dérivées partielles couplées et non-linéaires, qui font que leur solution analytique soit impossible sauf dans des cas particuliers (les écoulements unidirectionnels). Dans l'étude des écoulements et des transferts, la piste expérimentale est moins suivie, en dépit des informations pertinentes qu'elle peut procurer, en raison du coût élevé du matériel expérimental et les difficultés de réalisation liées au contrôle des différents paramètres. L'issue numérique reste plus convoitée puisqu'elle est plus efficace, compte tenu de la capacité et rapidité des moyens de calcul dont on dispose actuellement.

Jusqu'à maintenant plusieurs méthodes numériques ont été développées pour prédire avec précision la structure d'écoulement et le transfert thermique dans les problèmes de la convection naturelle. Les techniques des différences finies, des éléments finis et des volumes finis ont été utilisées pour la discrétisation des systèmes d'écoulement non linéaires. La méthode des volumes finis est avantageuse en termes d'espace de stockage et de temps de calcul ainsi qu'en termes de stabilité numérique par rapport aux autres méthodes. Par conséquent, la méthode des volumes finis est adoptée pour la discrétisation spatiale des équations gouvernantes.

2.3.1 Méthode des volumes finis

La méthode des volumes finis, décrite par Patankar (1980), consiste à diviser le domaine d'écoulement en un ensemble de volume de contrôle, de telle sorte que chaque volume entoure un point P du maillage. Dans le cas bidimensionnel, ces volumes sont de taille $\Delta V = \Delta X \times \Delta Y$. Cette méthode utilise la forme intégrale des équations de conservation, qui seront discrétisées sur les volumes de contrôle. Chaque volume de contrôle est délimité par quatre interfaces e (est), w (ouest), s (sud) et n (nord). Les nœuds principaux voisins du point P sont E , W , S et N .

Les équations de conservation (2.27) - (2.30) peuvent être écrites sous la forme suivante de l'équation générale de transport (voir Patankar (1980)) :

$$\frac{\partial}{\partial X} \left(U\Phi - \Gamma \frac{\partial \Phi}{\partial X} \right) + \frac{\partial}{\partial Y} \left(V\Phi - \Gamma \frac{\partial \Phi}{\partial Y} \right) = S_\phi \quad (2.53)$$

Où Φ représente la variable recherchée, qui représente U , V ou bien T , Γ désigne le coefficient de diffusion et S_ϕ est le terme source. Les expressions de ces paramètres sont données dans le tableau 2.1.

Tableau 2.1 : Identification de Φ , Γ et S_ϕ .

Equations	Φ	Γ	S_ϕ
(2.27)	1	0	0
(2.28)	U	$Pr \mu_a$	$-\frac{\partial P}{\partial X} + Pr \frac{\partial}{\partial Y} \left(\mu_a \frac{\partial V}{\partial X} \right)$
(2.29)	V	$Pr \mu_a$	$-\frac{\partial P}{\partial Y} + Pr \frac{\partial}{\partial X} \left(\mu_a \frac{\partial U}{\partial Y} \right) + Ra Pr T$
(2.30)	T	1	0

En intégrant l'équation (2.53) sur le volume de contrôle représenté dans la figure (2.2), on obtient :

$$\int_V \frac{\partial}{\partial X} \left(U\Phi - \Gamma \frac{\partial \Phi}{\partial X} \right) dV + \int_V \frac{\partial}{\partial Y} \left(V\Phi - \Gamma \frac{\partial \Phi}{\partial Y} \right) dV = \int_V S_\phi dV \quad (2.54)$$

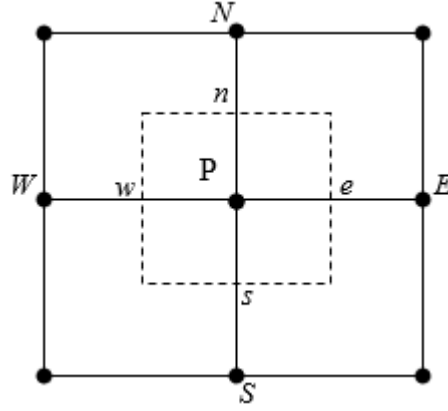


Figure 2.2 : Volume de contrôle pour un point P.

En appliquant le théorème de divergence, l'équation (2.54) devient :

$$\int_A \left(U\Phi - \Gamma \frac{\partial \Phi}{\partial X} \right) dY + \int_A \left(V\Phi - \Gamma \frac{\partial \Phi}{\partial Y} \right) dX = \int_V S_\phi dV \quad (2.55)$$

Où A est la surface qui entoure le volume V.

On intègre l'équation (2.55), et en supposant que pour X donné (voire Y donné) le flux total est uniforme le long de l'interface correspondante, on obtient :

$$\begin{aligned} & \left\{ (U\Phi)_e - (U\Phi)_w - \left[\left(\Gamma \frac{\partial \Phi}{\partial X} \right)_e - \left(\Gamma \frac{\partial \Phi}{\partial X} \right)_w \right] \right\} \Delta Y + \\ & \left\{ (V\Phi)_n - (V\Phi)_s - \left[\left(\Gamma \frac{\partial \Phi}{\partial Y} \right)_n - \left(\Gamma \frac{\partial \Phi}{\partial Y} \right)_s \right] \right\} \Delta X = \overline{S_\phi} \end{aligned} \quad (2.56)$$

Avec $\overline{S_\phi}$ est l'intégrale du terme source S_ϕ , qui peut être linéarisé pour forcer la convergence. Soit donc :

$$\overline{S_\phi} = \overline{S_c} + \overline{S_p} \Phi_p \quad (2.57)$$

Où $\overline{S_c}$ est la partie de $\overline{S_\phi}$ qui ne dépend pas de Φ , et $\overline{S_p}$ est le coefficient de Φ_p qui doit être négatif pour améliorer la stabilité numérique de l'équation discrétisée (2.56).

2.3.2 Maillage

Le calcul de toutes les variables (c'est-à-dire les composantes du vecteur vitesse U et V et les scalaires P et T) dans un même point du volume de contrôle conduit à la représentation d'un champ de pression non uniforme comme un champ uniforme. De plus, un champ de vitesse physiquement irréaliste semble satisfaire l'équation de continuité discrétisée. Ces problèmes associés à la formulation des variables primitives ont été décrits par Patankar (1980). Pour éviter ce problème, deux solutions, basées sur le maillage utilisé, sont développées dans la littérature. Premièrement, l'utilisation des ensembles différents des nœuds pour calculer les vecteurs et les scalaires. C'est ce qu'on appelle le concept du maillage décalé (staggered grid) où les points de calcul des vecteurs sont décalés par rapport aux points de calcul des scalaires. Un tel maillage décalé pour les composantes de vitesse a été utilisé pour la première fois par Harlow et Welch (1965). Deuxièmement, l'utilisation de la méthode de l'interpolation de la quantité de mouvement (Momentum Interpolation Method -MIM) proposé par Rhie et Chow (1983) dans un maillage colocalisé (collocated grid) dans lequel toutes les variables sont calculées dans les mêmes points du maillage.

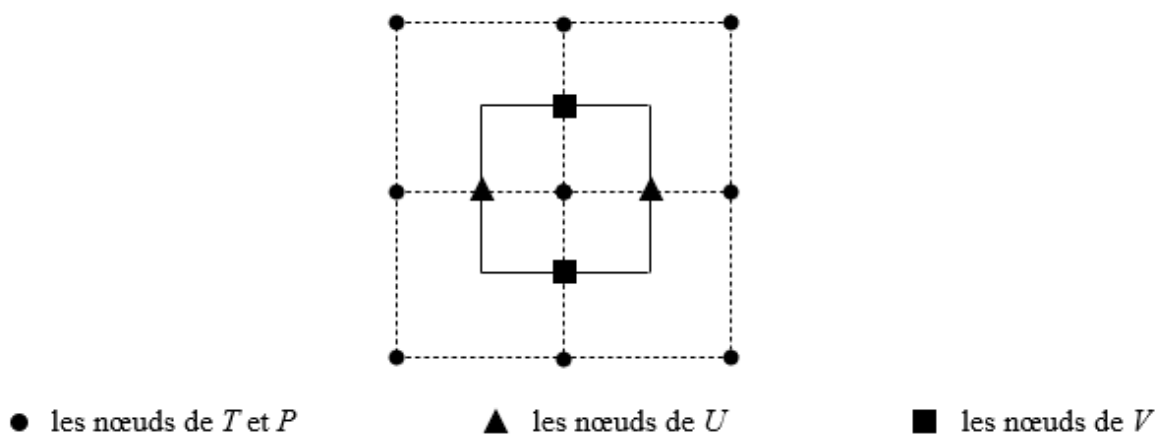


Figure 2.3 : Volume de contrôle pour T , P , U et V .

Dans ce travail, les équations gouvernantes sont discrétisées dans un maillage décalé. Dans ce maillage, les variables scalaires P et T sont situés au centre du volume de contrôle (nœuds du maillage principal), tandis que les

composantes de vitesse sont calculées dans les nœuds situés sur les faces du volume de contrôle (voir figure 2.3).

2.3.3 Discrétisation des équations gouvernantes

L'équation (2.56) contient à la fois des termes diffusifs et convectifs. Le schéma de différence centré est utilisé, dans le présent travail, pour l'approximation des gradients dans l'équation (2.56) qui sont associés aux termes de diffusion. Nous pouvons donc écrire des expressions pour les flux diffusifs à travers les surfaces de volume de contrôle sous la forme suivante :

La face est :

$$\left(\Gamma \frac{\partial \Phi}{\partial X} \right)_e DY = \Gamma_e \frac{\Phi_E - \Phi_P}{X_E - X_P} (Y_n - Y_s) \quad (2.58)$$

La face ouest :

$$\left(\Gamma \frac{\partial \Phi}{\partial X} \right)_w DY = \Gamma_w \frac{\Phi_P - \Phi_W}{X_P - X_W} (Y_n - Y_s) \quad (2.59)$$

La face nord :

$$\left(\Gamma \frac{\partial \Phi}{\partial Y} \right)_n DX = \Gamma_n \frac{\Phi_N - \Phi_P}{Y_N - Y_P} (X_e - X_w) \quad (2.60)$$

La face sud :

$$\left(\Gamma \frac{\partial \Phi}{\partial Y} \right)_s DX = \Gamma_s \frac{\Phi_P - \Phi_S}{Y_P - Y_S} (X_e - X_w) \quad (2.61)$$

Pour plus de commodité, les coefficients constants dans les flux diffusifs sont regroupés comme suit :

$$D_e = \Gamma_e \frac{Y_n - Y_s}{X_E - X_P} \quad D_w = \Gamma_w \frac{Y_n - Y_s}{X_P - X_W} \quad (2.62)$$

$$D_n = \Gamma_n \frac{X_e - X_w}{Y_N - Y_P} \quad D_s = \Gamma_s \frac{X_e - X_w}{Y_P - Y_S} \quad (2.63)$$

Concernant les termes convectifs, les valeurs de Φ au niveau des faces du volume de contrôle ($\Phi_e, \Phi_w, \Phi_n, \Phi_s$) sont approximées comme suit :

$$\Phi_e = \frac{\Phi_E + \Phi_P}{2} \quad (2.64)$$

$$\Phi_w = \frac{\Phi_W + \Phi_P}{2} \quad (2.65)$$

$$\Phi_n = \frac{\Phi_N + \Phi_P}{2} \quad (2.66)$$

$$\Phi_s = \frac{\Phi_S + \Phi_P}{2} \quad (2.67)$$

Les coefficients constants dans les flux convectifs sont regroupés comme suit :

$$F_e = U_e \Delta Y \quad F_w = U_w \Delta Y \quad (2.68)$$

$$F_n = V_n \Delta X \quad F_s = V_s \Delta X \quad (2.69)$$

On remplace les termes diffusifs et convectifs par leurs expressions dans l'équation (2.56), on obtient :

$$\begin{aligned} F_e \frac{\Phi_E + \Phi_P}{2} - F_w \frac{\Phi_W + \Phi_P}{2} - D_e (\Phi_E - \Phi_P) + D_w (\Phi_P - \Phi_W) + \\ F_n \frac{\Phi_N + \Phi_P}{2} - F_s \frac{\Phi_S + \Phi_P}{2} - D_n (\Phi_N - \Phi_P) + D_s (\Phi_P - \Phi_S) = \overline{S_\phi} \end{aligned} \quad (2.70)$$

La forme finale de l'équation gouvernante bidimensionnelle (2.70) discrétisée, reliant la variable Φ_P aux valeurs des points voisins, peut être exprimée symboliquement dans chaque volume de contrôle comme suit :

$$A_p \Phi_P = A_E \Phi_E + A_W \Phi_W + A_N \Phi_N + A_S \Phi_S + \overline{S_c} \quad (2.71)$$

Ou bien :

$$A_p \Phi(i, j) = A_E \Phi(i+1, j) + A_W \Phi(i-1, j) + A_N \Phi(i, j+1) + A_S \Phi(i, j-1) + \overline{S_c} \quad (2.72)$$

Les coefficients de discrétisation $A_I (I = E, W, N, S)$ incorporent les flux convectifs et diffusifs, et doivent surtout être tous positifs, d'après la deuxième règle de base de Patankar (1980) pour la méthode des volumes finis. Cependant, la relation (2.72) peut violer une telle règle en créant des coefficients négatifs. Pour surmonter ceci, les $A_I (I = E, W, N, S)$ de la relation (2.72) sont exprimés en fonction du nombre de Peclet, Pe . Soient :

$$A_I = D_i A(|Pe_i|) + \max(\text{signe}(i)F_i, 0) \quad (2.73)$$

$$A_p = \sum_I A_I - \overline{S_p} \quad (2.74)$$

Avec, $Pe_i = \frac{F_i}{D_i}$ et $\text{signe}(i) = +$ lorsque $i \in \{W, S\}$ et $\text{signe}(i) = -$ lorsque $i \in \{E, N\}$.

Concernant la fonction $A(|Pe_i|)$, le tableau 2.2 en précise les expressions des schémas les plus utilisés.

Tableau 2.2 : Expressions de la fonction $A(|Pe_i|)$.

Schéma	$A(Pe_i)$
Centré	$1 - 0.5 Pe_i $
Décentré amont (Upwind)	1
Hybride	$\text{Sup}(0, 1 - 0.1 Pe_i)$
En loi de puissance	$\text{Sup}(0, 1 - 0.1 Pe_i ^5)$
Exponentiel	$ Pe_i / (\exp(Pe_i) - 1)$

Dans le travail présent, nous avons opté pour le schéma Hybride. Le choix est justifié par le fait que ce schéma est utilisé fréquemment dans la littérature, ainsi qu'il garantit une bonne stabilité numérique et bonne précision.

2.3.4 Traitement des conditions aux limites

2.3.4.1 Conditions aux limites dynamiques

La composante horizontale de vitesse est calculée dans un maillage décalé vers la droite (ou bien vers la gauche), ainsi, les extrémités verticales du volume de contrôle se superposent avec les frontières physiques, dans ce cas la valeur de U est directement donnée :

$$U_f = U_p \quad (2.75)$$

En revanche, les extrémités horizontales ne sont pas superposées avec les frontières physiques. Alors, pour déterminer la valeur de la vitesse à la frontière du volume de contrôle (voir figure 2.4), on va faire une interpolation, soit :

$$U_p = \frac{U_f + U_i}{2} \Leftrightarrow U_f = 2U_p - U_i \quad (2.76)$$

Un développement analogue peut être appliqué pour la vitesse V , mais cette fois le maillage est décalé vers le haut (ou bien vers le bas).

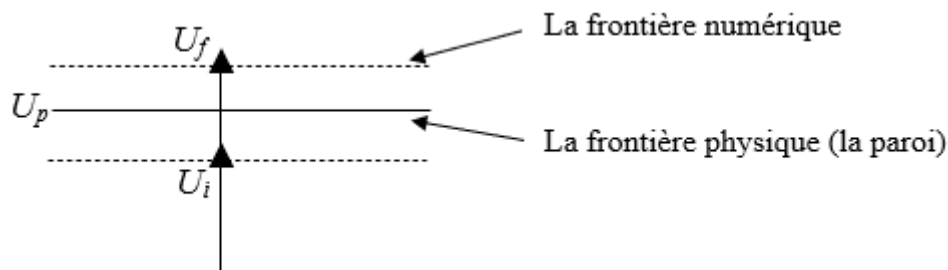


Figure 2.4 : Vitesse aux frontières.

2.3.4.2 Conditions aux limites thermiques

Deux types de conditions aux limites thermiques sont rencontrés dans le présent travail :

- Celles de type Dirichlet, où la fonction est spécifiée aux frontières.
- Celles de type Neumann, où le taux de variation de la fonction est imposé aux frontières.

- **Frontière avec température spécifiée**

On a déjà précisé que la température est calculée dans le maillage principale, ce maillage ne coïncide pas avec les frontières physiques. On a donc :

$$T_p = \frac{T_f + T_i}{2} \Leftrightarrow T_f = 2T_p - T_i$$

- **Frontière avec flux spécifié**

Les conditions de frontières à flux spécifié se calculent de la manière suivante :

$$\left. \frac{\partial T}{\partial X} \right)_p = \pm a \Leftrightarrow \frac{T_f - T_i}{\Delta X} = \pm a$$

Alors :

$$T_f = \pm a\Delta X + T_i$$

La procédure de traitement est aussi valable pour $\left. \frac{\partial T}{\partial Y} \right)_p = \pm b$.

2.3.5 Méthode de résolution

Les équations discrétisées pour chaque volume de contrôle dans le domaine de calcul consistent en un ensemble d'équations algébriques linéaires qui peuvent être résolues facilement en utilisant des méthodes itératives, par exemple, l'algorithme de Thomas ou l'algorithme de matrice tri-diagonale (TDMA) développé dans les références [Patankar (1980) et Van Doormaal (1984)] ou bien au moyen de la technique ligne par ligne basée sur TDMA.

Pour obtenir les champs cinématiques, une équation de pression est évidemment nécessaire car c'est aussi une inconnue. L'algorithme SIMPLE (Semi-Implicite Method for Pressure Linked Equation) est utilisé pour produire une équation de pression, dans laquelle la continuité du champ est imposée via une correction de pression de sorte que la relation de pression résultante, qui couple la pression et les vitesses, remplace la relation de continuité, tandis que les équations de mouvement conservent leur rôle dans la détermination du champ de vitesse.

La pression n'apparaît pas explicitement dans l'équation de continuité (2.27). Cela signifie que l'équation de continuité agit comme une contrainte sur le champ de vitesse, et la pression doit être déterminée de telle sorte que le champ de vitesse dans les équations de conservation de la quantité de mouvement satisfasse l'équation de continuité. L'algorithme SIMPLE utilise un couplage pression-vitesse pour surmonter ce problème. Une équation de correction de pression est développée qui incorpore l'équation de continuité dans la procédure de résolution de l'équation de Navier-Stokes. Les principales étapes de la dérivation de l'équation de correction de pression sont données ici (les détails peuvent être trouvés dans Patankar, 1980). Celui-ci consiste à estimer un champ

de pression P^* qui permet de déterminer un champ de vitesse (U^* , V^*) ne vérifiant pas, en général, l'équation de continuité. D'où la nécessité de corriger la pression itérativement jusqu'à la satisfaction de cette équation.

La forme finale de l'équation discrétisée de la conservation de la quantité de mouvement suivant X à la face du volume de contrôle peut être exprimée symboliquement comme suit :

$$\begin{aligned} A_e U_e &= \sum_i A_i U_i + (P_P - P_E) \Delta Y + \overline{S_U} \\ A_w U_w &= \sum_i A_i U_i + (P_W - P_P) \Delta Y + \overline{S_U} \end{aligned} \quad (2.77)$$

L'équation (2.77) peut être écrite pour des valeurs initiales estimées de pression P^* :

$$\begin{aligned} A_e U_e^* &= \sum_i A_i U_i^* + (P_P^* - P_E^*) \Delta Y + \overline{S_U} \\ A_w U_w^* &= \sum_i A_i U_i^* + (P_W^* - P_P^*) \Delta Y + \overline{S_U} \end{aligned} \quad (2.78)$$

Le champ de vitesse (U^* , V^*) calculé en utilisant l'équation (2.78) ne satisfait pas l'équation de continuité, par conséquent, il faut corriger les vitesses et la pression comme suit :

$$P = P^* + P', \quad U = U^* + U', \quad V = V^* + V' \quad (2.79)$$

Avec, P' , U' et V' sont les corrections à porter.

On fait la soustraction entre l'équation (2.77) et l'équation (2.78), on obtient :

$$\begin{aligned} A_e U'_e &= \sum_i A_i U'_i + (P'_P - P'_E) \Delta Y \\ A_w U'_w &= \sum_i A_i U'_i + (P'_W - P'_P) \Delta Y \end{aligned} \quad (2.80)$$

Dans l'algorithme SIMPLE, l'approximation principale consiste à annuler le terme $\sum_i A_i U'_i$ (Patankar 1980), donc l'équation (2.80) devient :

$$U'_e = \frac{\Delta Y}{A_e}(P'_P - P'_E) \quad \text{et} \quad U'_w = \frac{\Delta Y}{A_w}(P'_W - P'_P) \quad (2.81)$$

Ainsi, les vitesses corrigées dans les faces est et ouest du volume de contrôle s'expriment par :

$$U_e = U_e^* + \frac{\Delta Y}{A_e}(P'_P - P'_E) \quad \text{et} \quad U_w = U_w^* + \frac{\Delta Y}{A_w}(P'_W - P'_P) \quad (2.82)$$

Après avoir appliqué la même procédure pour l'équation de la quantité de mouvement suivant la direction Y , nous obtenons :

$$V_n = V_n^* + \frac{\Delta X}{A_n}(P'_P - P'_N) \quad \text{et} \quad V_s = V_s^* + \frac{\Delta X}{A_s}(P'_S - P'_P) \quad (2.83)$$

On pose :

$$dU|_e = \frac{\Delta Y}{A_e} \quad \text{and} \quad dU|_w = \frac{\Delta Y}{A_w} \quad (2.84)$$

$$dV|_n = \frac{\Delta X}{A_n} \quad \text{and} \quad dV|_s = \frac{\Delta X}{A_s} \quad (2.85)$$

En intégrant l'équation de continuité (2.27) sur le volume de contrôle indiqué sur la figure 2.2, on obtient :

$$(U_e - U_w)\Delta Y + (V_n - V_s)\Delta X = 0 \quad (2.86)$$

En remplaçant les vitesses sur les faces du volume de contrôle par leurs expressions données par les équations (2.82) et (2.83), l'équation (2.86) devient :

$$\begin{aligned} & \left(U_e^* + dU|_e (P'_P - P'_E) - U_w^* - dU|_w (P'_W - P'_P) \right) \Delta Y + \\ & \left(V_n^* + dV|_n (P'_P - P'_N) - V_s^* - dV|_s (P'_S - P'_P) \right) \Delta X = 0 \end{aligned} \quad (2.87)$$

La forme discrétisée de l'équation de correction de pression P' peut être écrite sous la forme suivante :

$$A_P P'_P = A_E P'_E + A_W P'_W + A_N P'_N + A_S P'_S + b_p \quad (2.88)$$

Avec :

$$A_E = dU|_e \Delta Y \quad A_W = dU|_w \Delta Y \quad (2.89)$$

$$A_N = dV|_n \Delta X \quad A_S = dV|_s \Delta X \quad (2.90)$$

$$A_P = A_E + A_W + A_N + A_S \quad , \quad b_P = (U_w^* - U_e^*) \Delta Y + (V_s^* - V_n^*) \Delta X \quad (2.91)$$

2.3.6 Résumé de l'algorithme SIMPLE

La séquence des opérations essentielles constituant l'algorithme SIMPLE est la suivante :

1. Donner des champs initiaux de pression P^* , de température T^* et de la viscosité apparente μ_a^* .
2. Résoudre l'équation (2.78) pour obtenir le champ de vitesse (U^* , V^*).
3. Calculer la viscosité apparente μ_a en utilisant la relation (2.31).
4. Déterminer les valeurs de correction des interfaces $dU|_i$ ($i \in e, w, n, s$) en utilisant les relations (2.84) et (2.85).
5. Résoudre l'équation de la correction de pression (2.88) pour obtenir P' .
6. Corriger la pression en utilisant la relation $P = P^* + P'$.
7. Corriger les vitesses en utilisant les équations (2.82) et (2.83).
8. Déterminer les vitesses au centre du volume de contrôle en utilisant une interpolation linéaire :

$$U_P = \frac{U_e + U_w}{2} \quad \text{et} \quad V_P = \frac{V_n + V_s}{2} \quad (2.92)$$

9. Résoudre l'équation (2.72) pour obtenir le champ de température T .
10. Remplacer P^* par P , T^* par T et μ_a^* par μ_a et retourner à l'étape (2).

Le processus de calcul est réitéré jusqu'à la convergence de toutes les variables

(U , V , T et P). Celle-ci est considérée acquise lorsque $Max \left(\frac{\Phi_{(i,j)}^{k+1} - \Phi_{(i,j)}^k}{\Phi_{(i,j)}^k} \right) \leq 10^{-5}$ où

Φ^k représente la valeur de Φ à la $k^{\text{ème}}$ itération au point P dont les coordonnées dans le plan (X , Y) sont i et j .

CHAPITRE 3

CONVECTION NATURELLE D'UN FLUIDE NON-NEWTONIEN THERMO-DEPENDANT CONFINE DANS UNE CAVITE CARREE PARTIELLEMENT CHAUFFEE SUR SA PAROI GAUCHE

3.1 Introduction

Ce chapitre est consacré à l'étude du transfert de chaleur par convection naturelle à l'intérieur d'une cavité carrée partiellement chauffée sur le côté gauche et refroidie sur l'autre côté opposé, et dont les parois horizontales sont isolées. Après avoir choisi le maillage optimal et validé le code de calcul utilisé dans ce travail, des simulations numériques sont effectuées pour examiner les effets des paramètres contrôlant l'écoulement considéré, à savoir ; le nombre de Rayleigh généralisé, Ra , le nombre de Prandtl généralisé, Pr , l'indice de comportement, n , le nombre de Pearson, m , la longueur de la source de chaleur, W_y , et son emplacement, D_y , sur la structure de l'écoulement et le transfert de chaleur.

3.2 Tests de précision et choix du maillage

Il est bien connu que plus le maillage est raffiné meilleure est la précision des résultats. Cependant, un raffinement conduit à un coût prohibitif en temps de calcul. Par conséquent, pour optimiser ce temps, tout en préservant la précision, des essais préliminaires ont été conduits, avec des tailles de grille variées, pour $Pr = 100$, $D_y = 0.5$, $W_y = 0.4$, $Ra = 10^6$, $n = 0.6$ et $m = 20$.

Le tableau 3.1 présente l'effet du nombre des points de grille sur les grandeurs thermiques, \overline{Nu}_h et T_{max} pour cinq combinaisons de maillage différentes. Il est trouvé qu'une grille uniforme de taille 150 x 150 présente une précision suffisante et un temps de calcul optimal. La différence, avec le maillage le plus raffiné (300 x 300), n'excédant pas 0.6 % et 1.1 % en termes de \overline{Nu}_h et T_{max} , respectivement.

Tableau 3.1 : Essais préliminaires sur l'effet de la taille de grille.

Grilles	\overline{Nu}_h	$A_1 = \frac{ \overline{Nu}_{i \times j} - \overline{Nu}_{150 \times 150} }{\overline{Nu}_{150 \times 150}} \times 100 \%$	T_{\max}	$A_2 = \frac{ (T_{\max})_{i \times j} - (T_{\max})_{150 \times 150} }{(T_{\max})_{150 \times 150}} \times 100 \%$
100 x 100	24.082	0.8	0.05027	2.2
150 x 150	23.878	---	0.05143	---
200 x 200	23.792	0.3	0.05159	0.3
250 x 250	23.750	0.5	0.05186	0.8
300 x 300	23.725	0.6	0.05201	1.1

3.3 Validation du code de calcul numérique

Afin de valider le programme numérique développé dans le cadre de cette thèse, nous en avons comparé les résultats avec d'autres disponibles dans la littérature. Les résultats du présent code numérique ont été comparés avec ceux fournis par Turan et al. (2012). Par conséquent, une enceinte carrée remplie d'un fluide non-Newtonien à comportement en loi de puissance est considérée. Les parois verticales de cette cavité sont différentiellement chauffées par un flux de chaleur uniforme, tandis que les parois horizontales sont adiabatiques. La figure 3.1 compare les résultats du présent code, exprimés en termes du nombre de Nusselt moyen, \overline{Nu}_h , avec ceux obtenus par Turan et al. (2012) pour différentes valeurs de Ra et n . Le présent code numérique a été également validé en comparant nos résultats à ceux de Corcione et al. (2010) qui ont étudié la convection naturelle dans une cavité carrée partiellement chauffée par la paroi gauche et remplie d'un fluide Newtonien. Le tableau 3.2 compare les résultats du présent code avec les résultats de Corcione et al. (2010) en termes de la valeur absolue maximale de la fonction de courant, $|\Psi|_{\max}$, pour $Pr = 0.7$, $Ra = 10^5$ et différentes valeurs de la longueur de la source de chaleur. Selon la figure 3.1 et le tableau 3.2, un bon accord entre les résultats du présent code de calcul et ceux des études publiées est obtenu, avec des écarts inférieurs à 1 %. Cela confirme l'efficacité et la fiabilité du code numérique élaboré dans cette thèse.

Tableau 3.2 : Validation du code de calcul par rapport aux résultats obtenus par Corcione et al. (2010).

		W_y		
		0.1	0.5	0.9
$ \Psi _{max}$	Présent code	9.423	11.985	13.468
	Corcione et al. (2010)	9.35	11.86	13.36
	Erreur (%)	0.7	1.0	0.8

3.4 Effet du nombre de Prandtl

L'effet du nombre de Prandtl, Pr , est encore ignoré car Pr pour les fluides non-Newtoniens considérés dans le présent travail est suffisamment grand, et une augmentation de ce paramètre dans de telles conditions rend l'influence des termes d'inertie négligeable et le transfert de chaleur et l'écoulement de fluide inchangés, comme cela a été démontré par Lamsaadi et al. (2005), Yigit et al. (2019) et bien d'autres. Ainsi, le nombre Pr a été maintenu constant égal à 100 pour le reste de cette thèse.

3.5 Effets du nombre de Rayleigh, de l'indice de comportement et du nombre de Pearson :

En vue de discuter l'effet de Ra , n et m , on présente sur les figures 3.2 et 3.3 une comparaison entre des fluides à viscosité indépendante de la température ($m = 0$, tracés par des lignes continues noires) et des fluides à viscosité thermo-dépendante ($m = 20$, tracés par des lignes interrompues rouges) sur les lignes de courant et les isothermes pour différentes valeurs de n et Ra à $D_y = 0.5$ et $W_y = 0.4$. Ces figures montrent que l'effet de la variation de la viscosité est fortement dépendant du paramètre de convection Ra . Pour $Ra = 10^2$, une cellule de forme circulaire se forme dans le sens horaire, ce qui est confirmé par les signes des lignes de courant qui sont constamment négatifs comme le montre la figure 3.2, avec une intensité relativement faible. Pour leur part, les isothermes correspondantes présentent la caractéristique d'un régime dominé par la conduction puisqu'elles sont réparties approximativement parallèlement aux parois verticales. D'autre part, il ressort clairement de l'équation (2.31)

(Cf. Chapitre 2) que la viscosité apparente décroît dans tout le domaine confiné par l'enceinte avec l'augmentation de m car la température à l'intérieur de la cavité ne peut pas dépasser la température adimensionnelle de la paroi froide, qui est maintenue égale à zéro dans cette étude. Par conséquent, l'intensité de l'écoulement croît avec l'augmentation de m et le noyau de la cellule tournante est poussé vers la paroi gauche qui contient l'élément chauffant, en particulier le coin supérieur gauche, à cause de la diminution de la viscosité effective dans cette région. Quant aux isothermes, elles deviennent plus tordues et se regroupent à proximité des parois actives avec des valeurs de m croissantes. Par exemple, à $Ra = 10^2$ et $n = 0.6$, les isothermes ($T = 0.1, 0.15, 0.2$ et 0.25) s'allongent selon la direction horizontale et deviennent plus denses au voisinage de la partie supérieure de la paroi droite et de la source de chaleur, ce qui forme des couches limites thermiques lorsque m varie de 0 à 20. Ce comportement est dû à la circulation du fluide qui tend à évacuer plus de chaleur de l'élément chauffant vers la paroi froide et à transporter les isothermes les plus froides plus près de la source de chaleur. Par conséquent, la température maximale de la source de chaleur diminue nettement avec l'augmentation de m . De plus, la figure 3.3 indique que les isothermes les plus froides paraissent moins affectées par la variation de m , ce qui est évident puisque la température de ces isothermes tend vers zéro. Aussi, convient-il de remarquer que, pour $Ra = 10^2$ et $m = 0$, la structure de l'écoulement et les isothermes ne subissent pas de changements quantitatifs et qualitatifs lorsque n varie dans sa gamme. Cette tendance constante est due au fait que les forces de flottabilité sont insuffisantes pour favoriser le mouvement du fluide, signifiant que la conduction est le régime dominant le transfert de chaleur. Contrairement au cas où $m = 0$, n a un effet important lorsque $m = 20$ en raison de l'amélioration du transport convectif générée par l'augmentation de m . La diminution de n conduit à l'affaiblissement de la résistance à l'écoulement, produite par la viscosité, par rapport aux forces de flottabilité. Par conséquent, l'intensité de l'écoulement augmente et les isothermes correspondantes

deviennent de plus en plus non-linéaires avec des n décroissants. En d'autres termes, la baisse de n améliore le processus de convection à l'intérieur de la cavité. L'augmentation de Ra montre des changements qualitatifs importants dans la structure de l'écoulement à mesure que la cellule centrale prend une forme ovale et s'allonge le long de la direction horizontale. Quantitativement, l'intensité de l'écoulement subit des augmentations importantes avec l'augmentation de Ra à cause du renforcement des forces de flottabilité par rapport aux forces visqueuses. Concernant les isothermes, elles paraissent plus tordues et allongées le long de la direction horizontale, et une formation des couches limites thermiques le long des parois actives est observée. Ceci signifie une amélioration du transfert de chaleur avec l'augmentation de Ra . De plus, l'effet des paramètres de viscosité est clarifié par l'augmentation de l'intensité de l'écoulement accompagnée de l'allongement des lignes de courant et des isothermes le long de la direction horizontale avec des n décroissants et des m croissants. En outre, il ressort clairement des figures 3.2 et 3.3 que le rôle mixeur de Ra vient s'opposer à l'un des effets susmentionnés de m , qui est le déplacement du noyau de l'écoulement plus près de la région chaude gauche. De plus, pour $Ra = 10^6$, une diminution de n caractérise l'apparition des lignes de courant bicellulaires et une baisse des températures à l'intérieur de la cavité accompagnées d'une diminution de l'épaisseur des couches limites hydrodynamiques et thermiques, indiquant la présence d'un gradient de température élevé dans cette zone. Ici, une forte convection s'est produite, qui se reflète dans un écoulement intense et des basses températures à l'intérieur de l'enceinte. Ainsi, la structure de l'écoulement et le transfert de chaleur sont moins sensibles aux variations de m dans ce régime de forte convection.

Il est utile d'étudier les distributions de la fonction de courant, Ψ , et de la composante verticale de la vitesse, V , afin de mieux comprendre les effets de m sur le mouvement du fluide lors de la convection naturelle des fluides thermo-dépendants dans une cavité carrée. La figure 3.4 présente les distributions de $|\Psi|$ et V le long de la section médiane horizontale de l'enceinte pour différentes

valeurs de Ra , m et $n = 1$. Comme on peut s'en apercevoir, l'augmentation de Ra et m conduit à l'augmentation de l'intensité de la circulation du fluide à travers l'augmentation des amplitudes de $|\Psi|$ et V . De plus, le pic de $|\Psi|$ se déplace vers le côté gauche qui contient l'élément chauffant. Au même temps, l'amplitude gauche de V est plus affectée, par le changement de m , par rapport à celle droite. Ces résultats peuvent s'expliquer par les distributions de la viscosité apparente (figure 3.5). Il ressort de la figure 3.5 que le cas où $m = 0$ et $n = 1$ se réfère au fluide Newtonien dans lequel la viscosité à l'intérieur de l'enceinte prend une valeur constante, et cette valeur est insensible à la variation de Ra . Cependant, l'augmentation du paramètre de la thermo-dépendance conduit à la diminution de la viscosité. Cette diminution de la viscosité est plus prononcée au voisinage de la zone chaude de la cavité, ce qui est évident puisque les températures de la zone côtoyant la paroi froide tendent vers zéro. Il ressort également de la figure 3.5 que cette diminution de la viscosité est moins importante pour des valeurs de Ra plus élevées dû au fait que l'augmentation de Ra provoque une diminution des températures à l'intérieur de l'enceinte (voir figure 3.3).

Des informations utiles, concernant l'influence du comportement thermo-rhéologique non-Newtonien sur le taux de transfert de chaleur, peuvent être déduites en examinant la figure 3.6 (a). Cette figure expose \overline{Nu}_h en fonction de n pour différentes valeurs de Ra et m . Une interaction complexe entre le paramètre de convection (Ra) et les paramètres du fluide (n , m) peut être observée d'une manière quantitative. Selon la figure 3.6 (a), pour les fluides rhéo-épaississants ($n > 1$) et à $Ra = 10^2$, \overline{Nu}_h est insensible à la variation de m , signifiant que le changement de la viscosité n'a pas un impact sur le transfert de chaleur car le mécanisme de conduction est le régime dominant le transfert de chaleur. Cependant, une augmentation de Ra provoque un renforcement du mécanisme de convection, de ce fait, l'effet de la viscosité devient plus important. L'augmentation de m et la diminution de n entraînent l'augmentation de \overline{Nu}_h en raison de l'amélioration du transport convectif due à la diminution de la viscosité.

Par conséquent, la valeur maximale de \overline{Nu}_h est observée pour les valeurs les plus élevées de Ra et m ainsi que pour la valeur la plus faible de n . De plus, l'effet de m est moins prononcé dans le régime de forte convection, ce qui se produit à des Ra plus élevés et des n plus petits car, dans ce régime, les températures à l'intérieur de l'enceinte sont très faibles (voir figure 3.3).

La température de la source de chaleur à flux de chaleur constant, tel que les composants électroniques, n'est pas uniforme le long de cet élément et elle contient une valeur maximale. Cette température maximale des composants électroniques est un facteur critique car elle peut être préjudiciable à leur durée de vie et à leurs performances. Il est donc utile d'étudier de près la température maximale de la source de chaleur. La figure 3.6 (b) présente la température maximale de l'élément chauffant en fonction de n pour différentes valeurs de m et Ra . Il ressort clairement de cette figure que la température maximale de la source de chaleur T_{max} décroît avec l'augmentation de Ra et m ainsi que la diminution de n . Cela est dû à l'augmentation de la circulation du fluide à l'intérieur de la cavité, et par conséquent, le fluide évacue plus de chaleur de l'élément chauffant. De plus, la figure 3.6 (b) montre que T_{max} est insensible au changement des paramètres de la viscosité lorsque la conduction est le mode dominant le transfert de chaleur, et l'effet du paramètre de la thermo-dépendance sur T_{max} est négligeable dans le régime de forte convection.

3.6 Effet de l'emplacement de l'élément chauffant

L'emplacement de la source de chaleur joue un rôle important dans l'amélioration du transfert de chaleur à l'intérieur de l'enceinte. Il est donc important d'analyser l'effet de l'emplacement de la source de chaleur sur les structures dynamique et thermique. La figure 3.7 présente les lignes de courant et les isothermes pour trois différentes valeurs de D_y à $Ra = 10^5$, $n = 0.6$ et $m = 20$. Il ressort clairement de cette figure que le changement de l'emplacement de l'élément chauffant a un impact direct sur l'intensité de l'écoulement et la distribution de la température. En fait, la cavité est plus affectée par l'écoulement

entraîné par la flottabilité lorsque l'élément chauffant est situé à une position inférieure dans la cavité car le fluide situé sous la source de chaleur a tendance à rester froid et relativement stagnant. Pour fournir plus d'informations sur cet effet, la valeur absolue maximale de la fonction de courant et le nombre de Nusselt moyen sont tracés en fonction de D_y pour diverses valeurs de Ra , n et m (figure 3.8). Il convient de noter que, quelles que soient les valeurs des paramètres de convection et de viscosité, l'intensité de l'écoulement augmente avec la diminution de D_y . Contrairement à l'intensité de l'écoulement, le nombre de Nusselt moyen ne change pas d'une manière monotone avec la diminution de D_y . La distribution de $\overline{Nu_h}$ montre un pic pour une localisation optimale de la source de chaleur, cette position optimale se déplace vers le bas de l'enceinte avec l'augmentation de la convection (qui se fait généralement par l'augmentation de Ra et m ainsi que la diminution de n). Cela signifie que l'intensité de l'écoulement n'est pas le seul paramètre influençant le taux de transfert de chaleur, mais également la forme de la cellule tournante. En effet, le fluide ascendant ne peut pas être en contact avec toute la surface de la source de chaleur lorsque celle-ci est placée trop près des extrémités de la paroi gauches. Par conséquent, le taux de transfert de chaleur échangé par la partie inférieure/(supérieure) de l'élément chauffant lorsqu'il est situé plus près de la partie inférieure/(supérieure) de la cavité est inférieur à celui échangé pour des emplacements intermédiaires de l'élément chauffant. Pour mieux expliquer cette affirmation, le nombre de Nusselt local le long de la source de chaleur est présenté dans la figure 3.9 à $n = 0.6$, $m = 20$, $Ra = 10^4$ (a) et $Ra = 10^6$ (b) pour trois différentes valeurs de D_y . On voit clairement que le cas $D_y = 0.5$ montre un bon échange de chaleur par rapport à celui de $D_y = 0.8$ en raison de la diminution de l'intensité de l'écoulement et du fait que la source de chaleur est située trop près de la paroi supérieure lorsque $D_y = 0.8$. Cependant, la diminution de D_y de 0.5 à 0.2 montre que la chaleur échangée augmente uniquement dans la partie supérieure de la source de chaleur

alors qu'elle diminue dans la partie inférieure qui est trop proche de la paroi inférieure lorsque $D_y = 0.2$.

3.7 Influence de la longueur de l'élément chauffant

L'effet de la longueur de la source de chaleur sans dimension, W_y , sur la structure de l'écoulement et la distribution de la température est présenté sur la figure 3.10 pour $Ra = 10^5$, $n = 1.8$, $m = 0$ (tracé par des lignes continues noires) et $m = 20$ (tracé par des lignes interrompues rouges). Cette figure montre, comme prévu, que le transport convectif est amélioré avec l'augmentation de W_y à cause de l'augmentation de la surface d'échange thermique. Bien que la convection soit améliorée avec l'augmentation de W_y , des températures plus élevées sont observées à l'intérieur de la cavité avec l'augmentation de W_y . Ce comportement peut s'expliquer par des taux de génération de chaleur plus élevés à mesure que W_y augmente. La figure 3.10 montre également un effet mutuel entre W_y et m sur les lignes de courant et les isothermes. L'effet de m est plus prononcé pour des valeurs élevées de W_y à cause de l'augmentation des températures à l'intérieur de la cavité. Par exemple, pour $W_y = 0.2$, une augmentation de m de 0 à 20 conduit à une amélioration de $|\Psi|_{max}$ et une réduction de T_{max} à 12.84 % et 16.78 %, respectivement. Cette variation quantitative est moins importante par rapport au cas $W_y = 0.8$ où une augmentation de m de 0 à 20 provoque une augmentation de $|\Psi|_{max}$ et une diminution de T_{max} à 19,15 % et 30,7 %, respectivement.

La figure 3.11 présente les effets combinés de m et W_y pour différentes valeurs de Ra et n sur T_{max} et \overline{Nu}_h . Il ressort clairement de cette figure que la température maximale à l'intérieur de l'enceinte croît avec l'augmentation de W_y , ce qui est évident puisque la température de la source de chaleur augmente à mesure que W_y augmente à cause des taux de génération de chaleur plus élevés. De plus, \overline{Nu}_h diminue avec l'augmentation de W_y malgré l'amélioration de la convection à l'intérieur de la cavité. Cette tendance peut être expliquée en se basant sur l'équation 2.49 (Cf. chapitre 2) où le nombre de Nusselt local, Nu_h , est

l'inverse de la température sans dimension de la source de chaleur pour la condition de flux de chaleur uniforme imposé.

3.8 Conclusion

Dans ce chapitre, la convection naturelle des fluides d'Ostwald-De Waele avec une viscosité thermo-dépendante dans une cavité carrée partiellement chauffée d'un côté latéral et refroidie de l'autre côté a été étudiée numériquement. Cette formulation modélise le processus de refroidissement passif d'une source de chaleur. Des simulations ont été effectuées pour différentes valeurs de Ra , n , m , W_y et D_y . Les principales conclusions de cette analyse peuvent être résumées comme suit :

- L'augmentation de Ra conduit à l'augmentation de l'intensité de l'écoulement et du transfert de chaleur pour tous les fluides considérés dans la présente étude, ce qui provoque l'amélioration de l'évacuation de la chaleur de l'élément chauffant.
- L'augmentation de m et la diminution de n entraînent une réduction de la viscosité apparente du fluide et ainsi une augmentation de la convection naturelle à l'intérieur de l'enceinte, provoquant une augmentation du taux de transfert de chaleur et une évacuation importante de la chaleur de l'élément chauffant.
- Les effets des paramètres de viscosité sont fortement sensibles à la valeur du nombre de Ra . La structure de l'écoulement et le transfert de chaleur à l'intérieur de la cavité ne sont pas affectés par la variation de n pour $Ra = 10^2$, en particulier à $m = 0$, tandis que l'effet de n apparaît lorsque les valeurs de Ra et m augmentent.
- Une valeur maximale de \overline{Nu}_h est observée pour des emplacements intermédiaires de la source de chaleur. L'emplacement optimal se déplace vers le bas de la paroi gauche avec l'augmentation de Ra et m ainsi qu'avec la diminution de n .

- L'augmentation de W_y améliore le transport convectif à l'intérieur de l'enceinte, mais réduit simultanément $\overline{Nu_h}$. De plus, les effets de la thermodépendance deviennent plus prononcés avec l'augmentation de W_y .

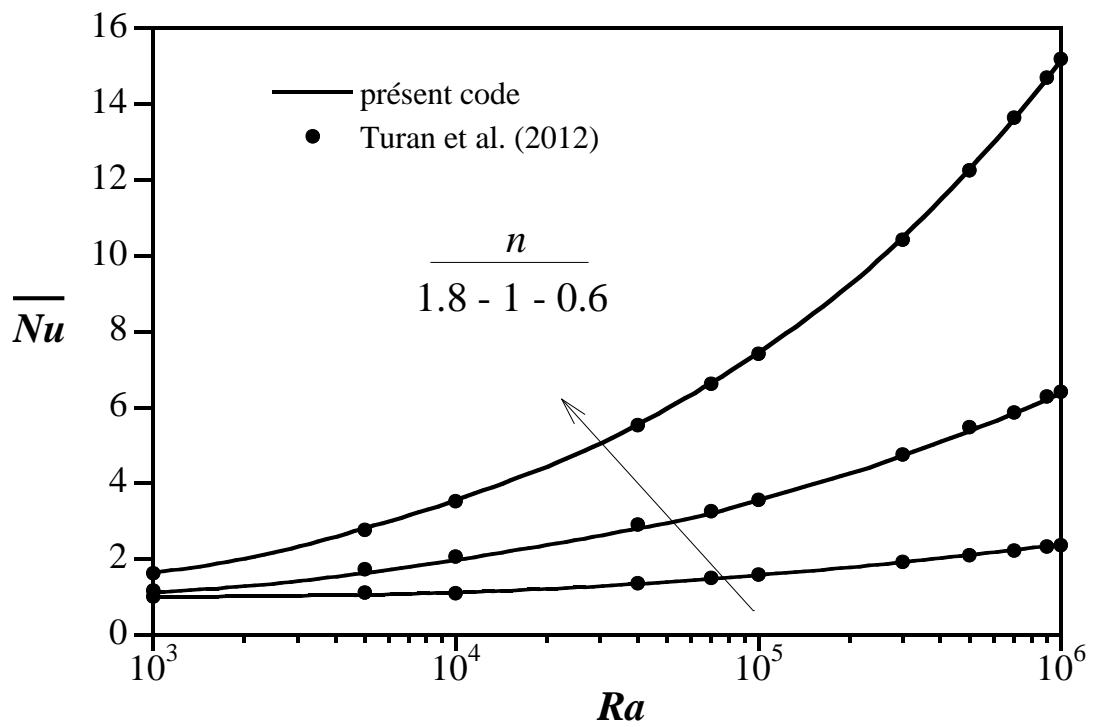


Figure 3.1: Validation des résultats obtenus par notre code de calcul avec ceux fournis par Turan et al. (2012).

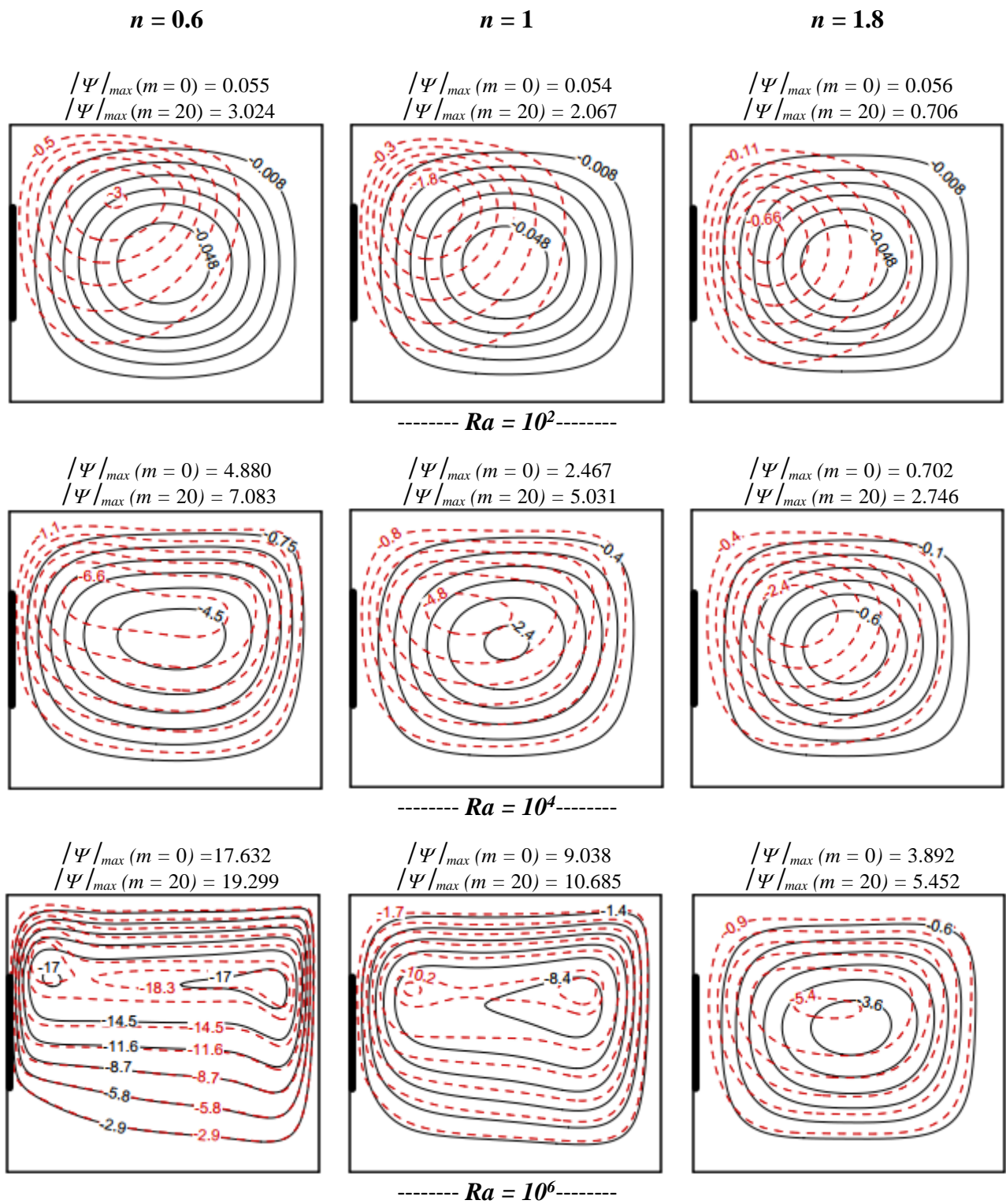


Figure 3.2: Lignes de courant pour différentes valeurs de Ra , n et m : $m = 0$ (—) et $m = 20$ (- - -).

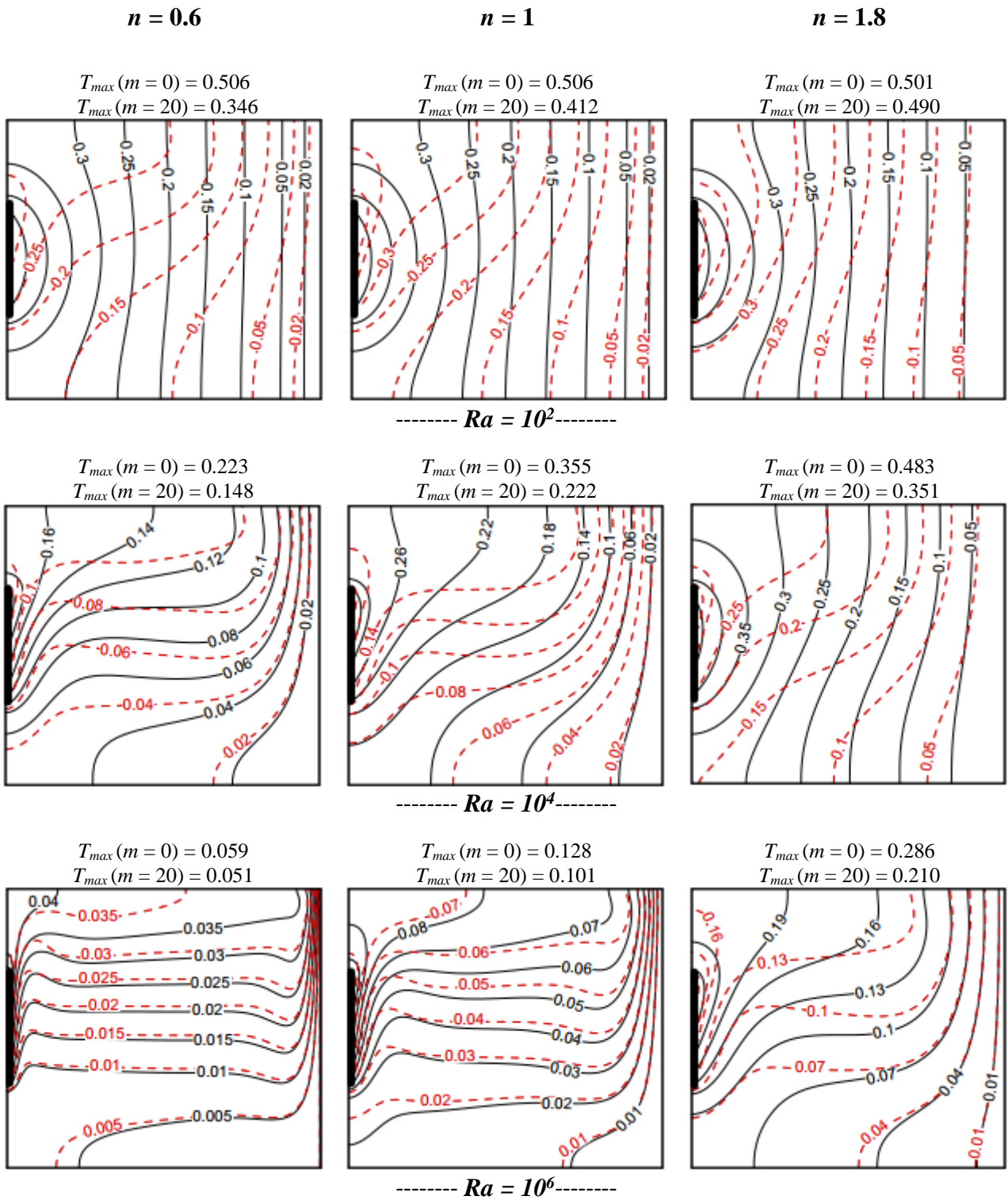


Figure 3.3: Isothermes pour différentes valeurs de Ra , n et m : $m = 0$ (—) et $m = 20$ (- - -).

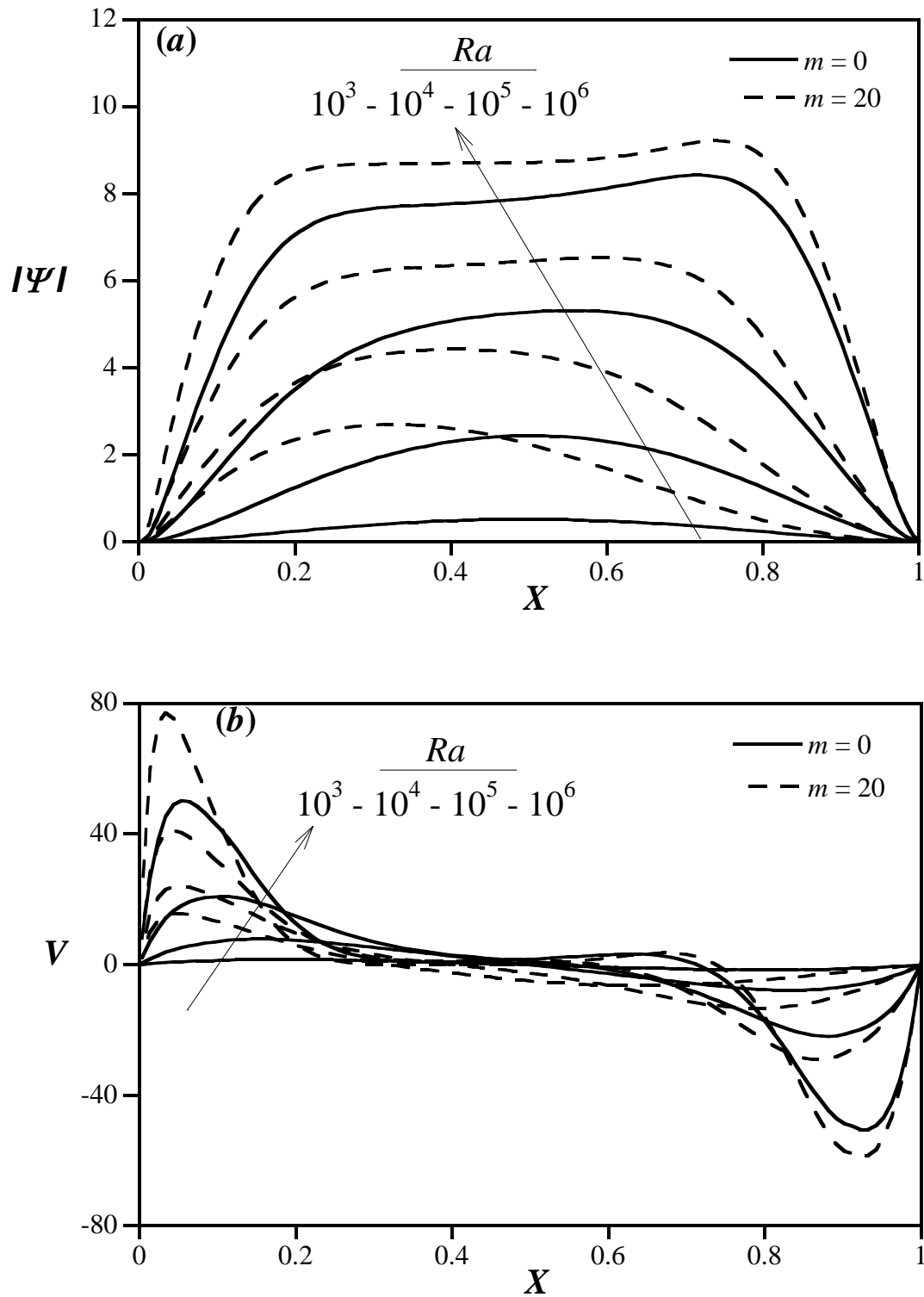


Figure 3.4: Profils de la valeur absolue de la fonction de courant (a) et de la composante verticale de la vitesse (b) le long de la ligne $Y = 0.5$ pour différentes valeurs de Ra et m ($n = 1$).

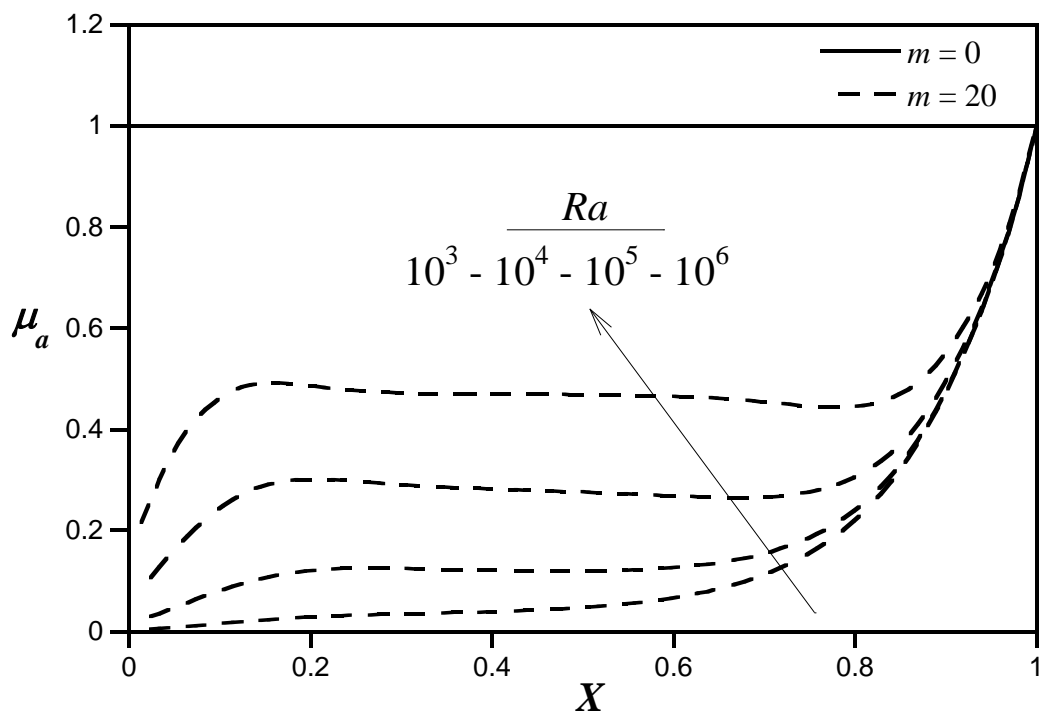


Figure 3.5 Variation de la viscosité apparente le long de la ligne $Y = 0.5$ pour différentes valeurs de Ra et m ($n = 1$).

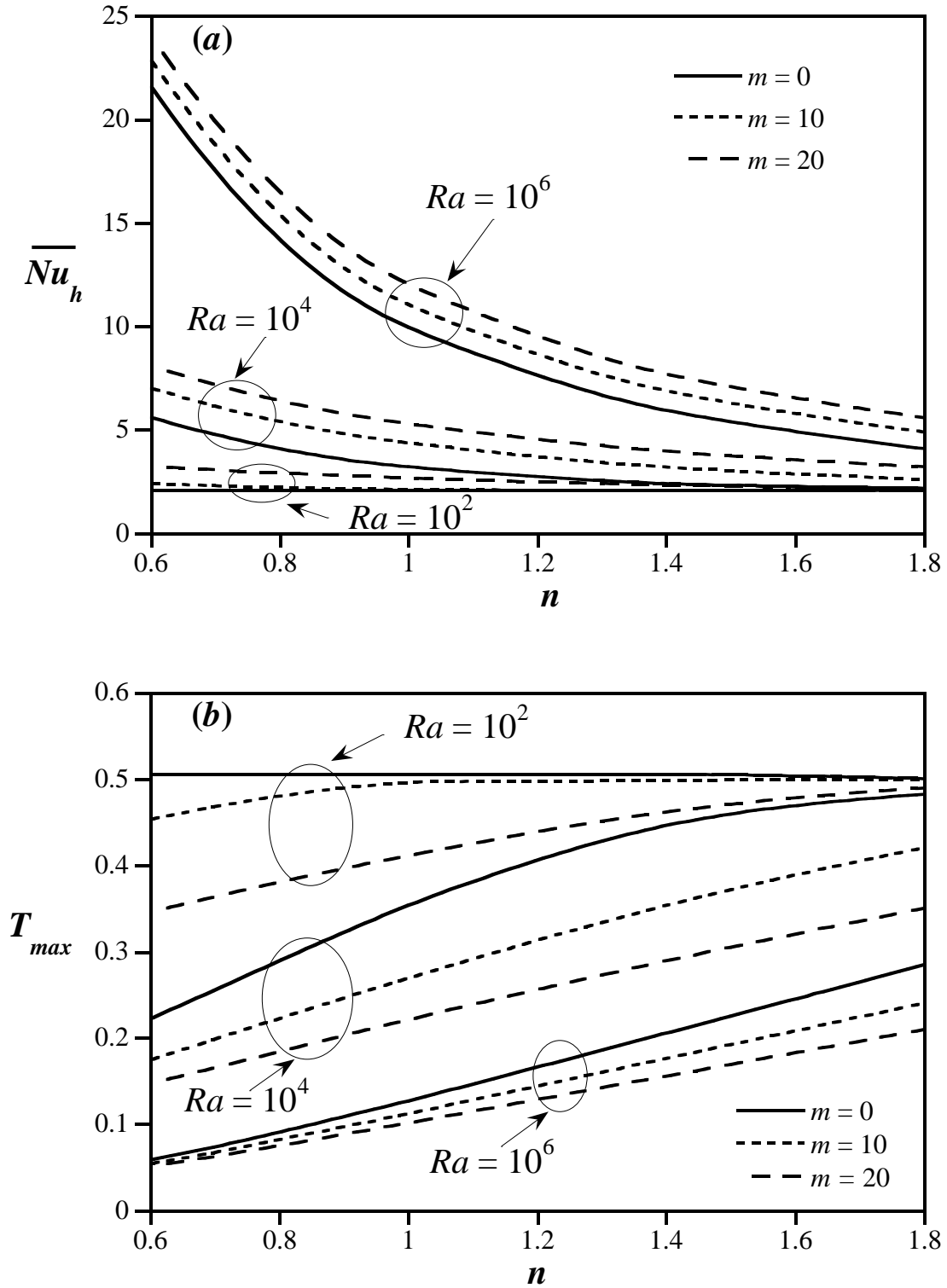


Figure 3.6 : Distributions du nombre de Nusselt moyen (a) et de la température maximale de la source de chaleur (b) en fonction de n pour différentes valeurs de Ra et m .

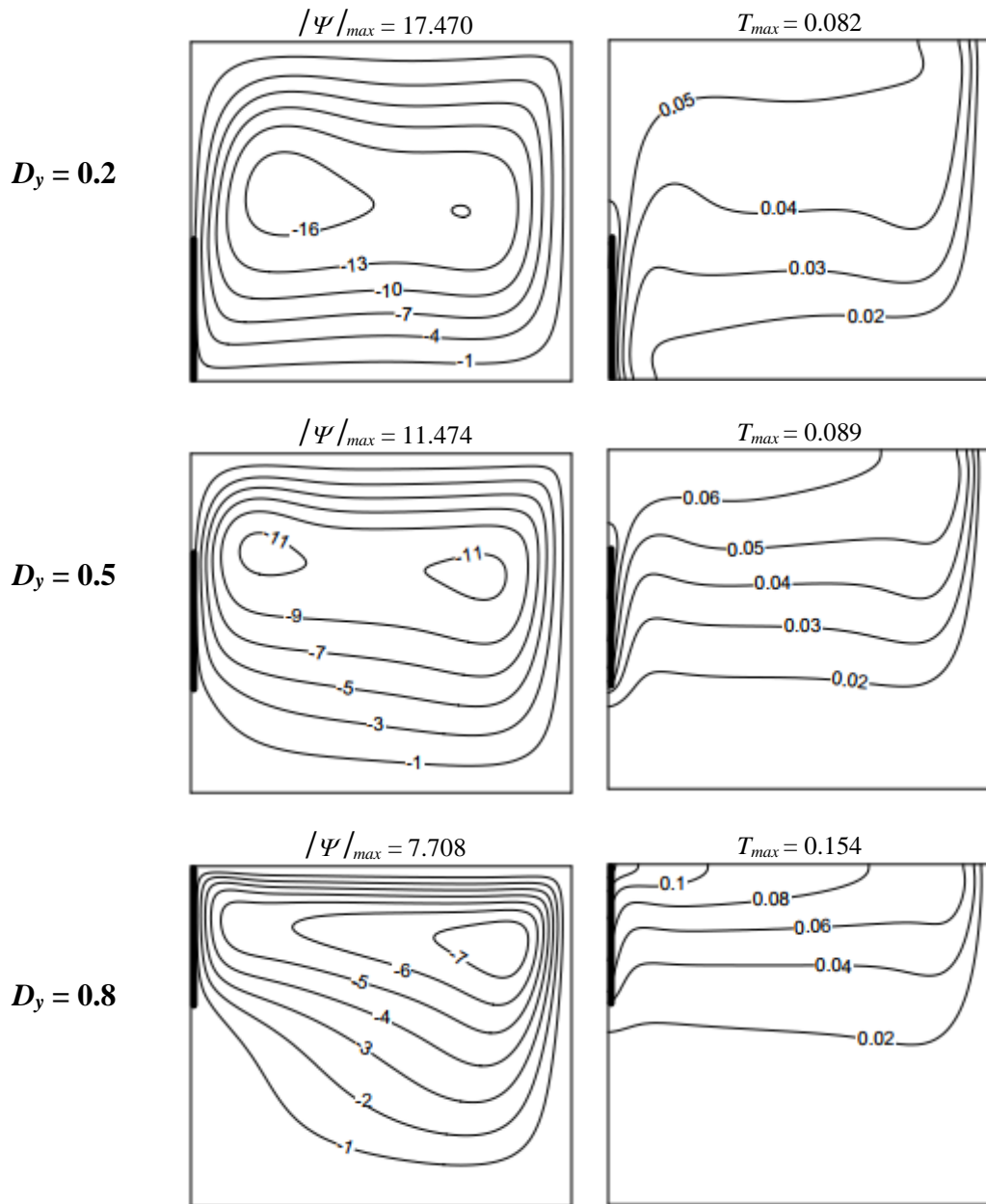


Figure 3.7: Lignes de courant (à gauche) et isothermes (à droite) pour différents emplacements de l'élément chauffant ($Ra = 10^5$, $n = 0.6$ et $m = 20$).

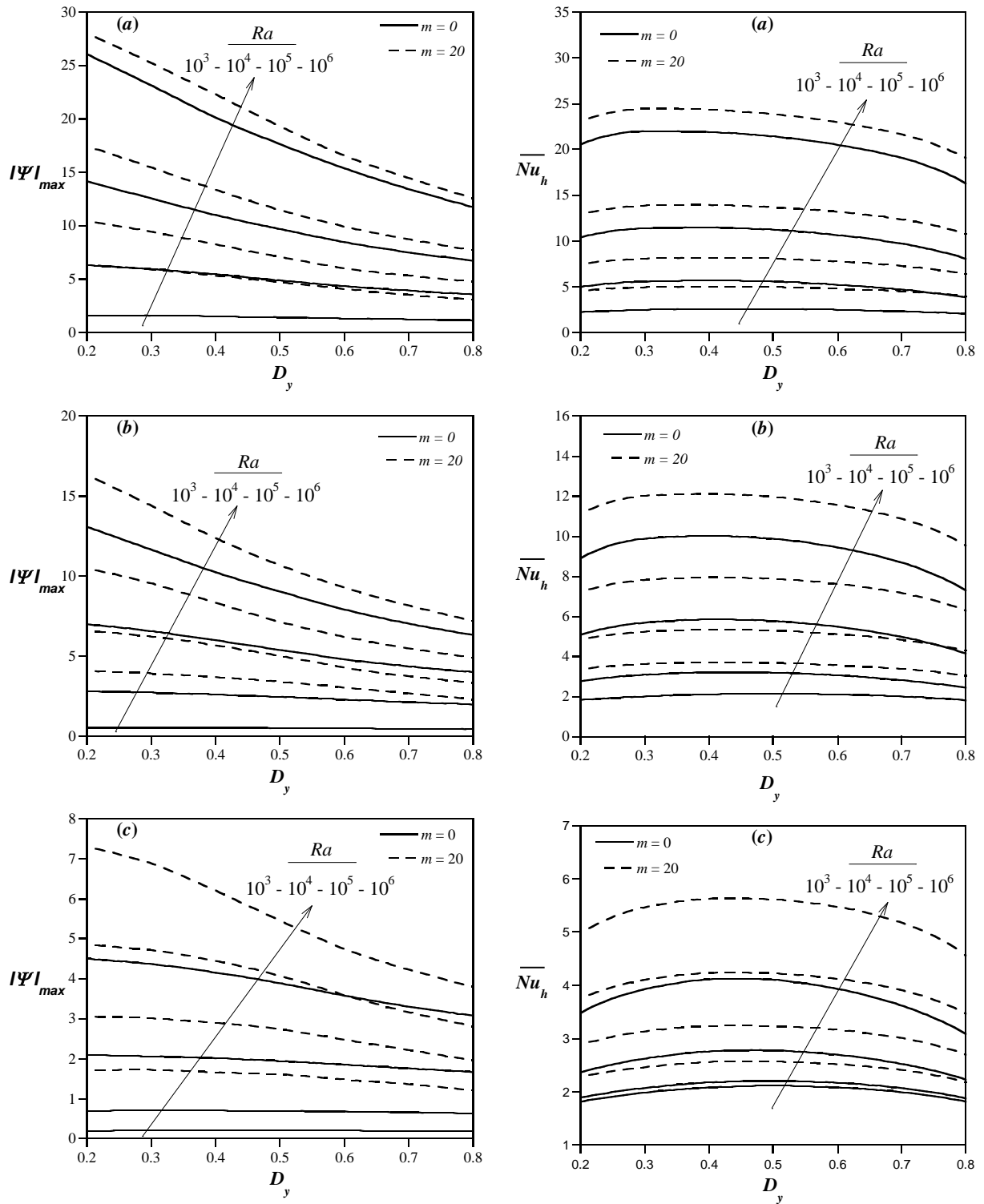


Figure 3.8: Valeur absolue maximale de la fonction de courant (à gauche) et nombre de Nusselt moyen (à droite) en fonction de D_y pour différentes valeurs Ra , m et n : (a) $n = 0.6$, (b) $n = 1$, (c) $n = 1.8$.

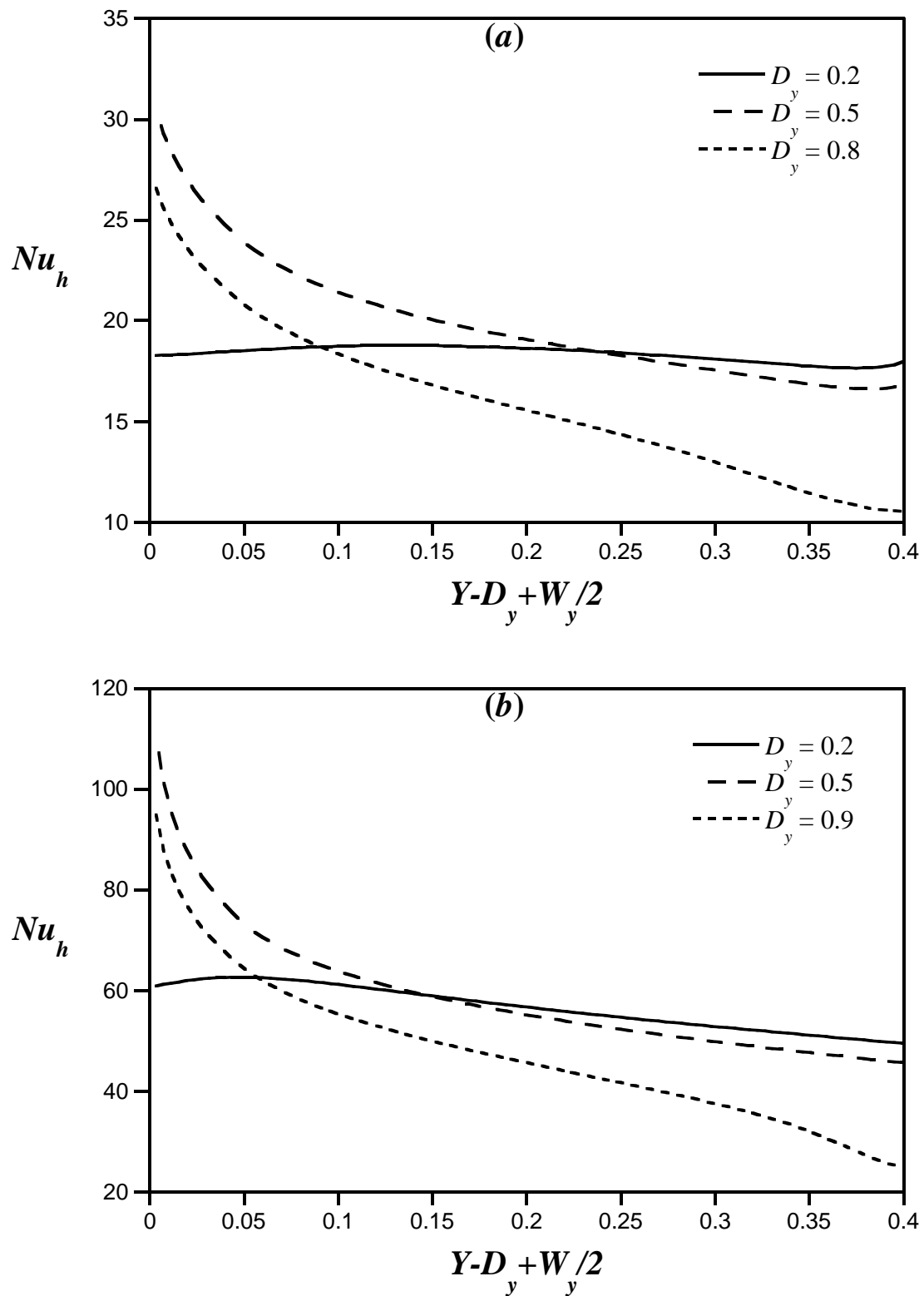


Figure 3.9: nombre de Nusselt local le long de la surface de l'élément chauffant à $m = 20$ et pour différentes valeurs de D_y et Ra : (a) $Ra = 10^4$, (b) $Ra = 10^6$.

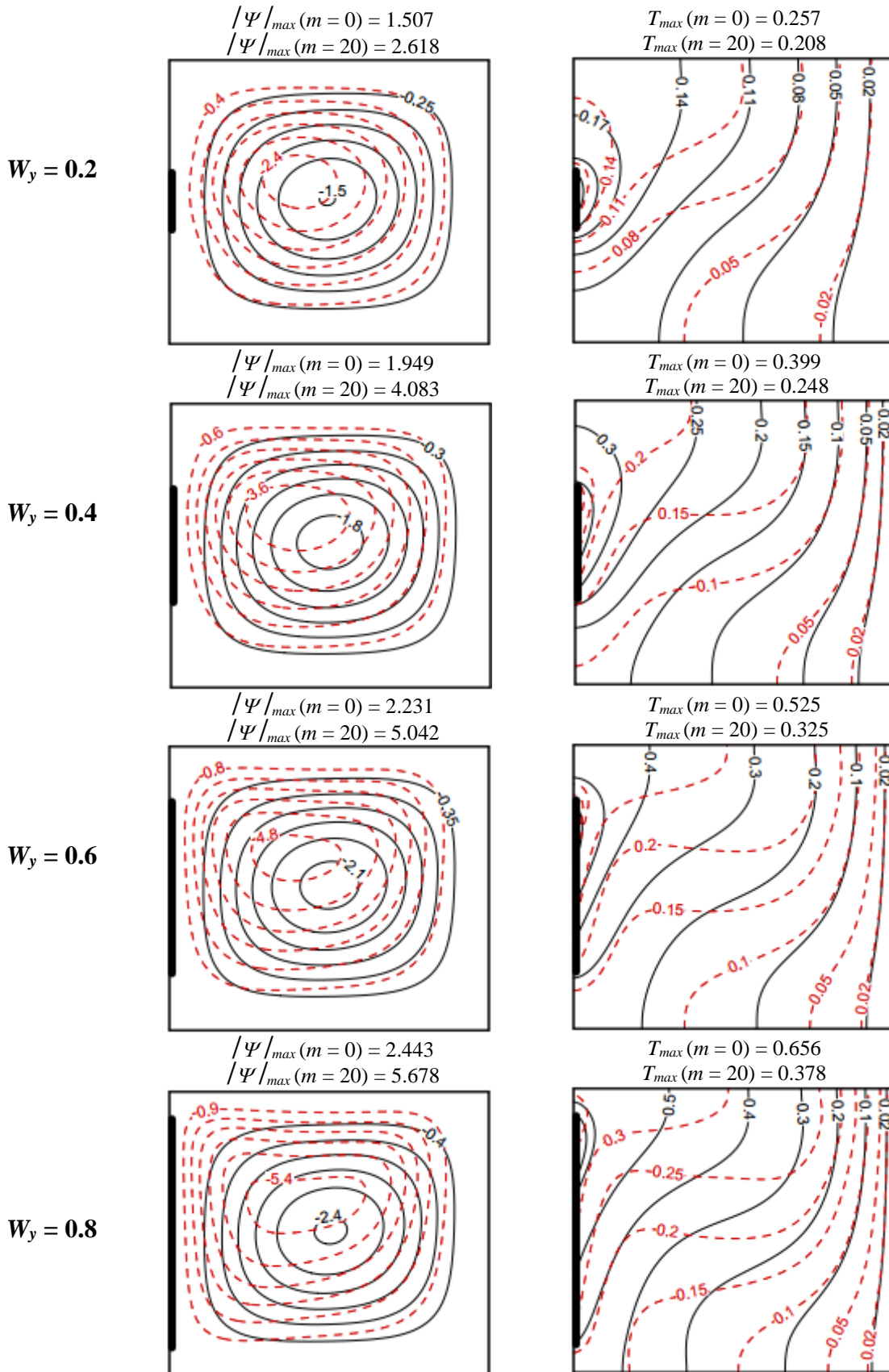


Figure 3.10 : Lignes de courant (à gauche) et isothermes (à droite) à $Ra = 10^5$, $n = 1.8$ et pour différentes valeurs de W_y et m : $m = 0$ (—) et $m = 20$ (- - -).

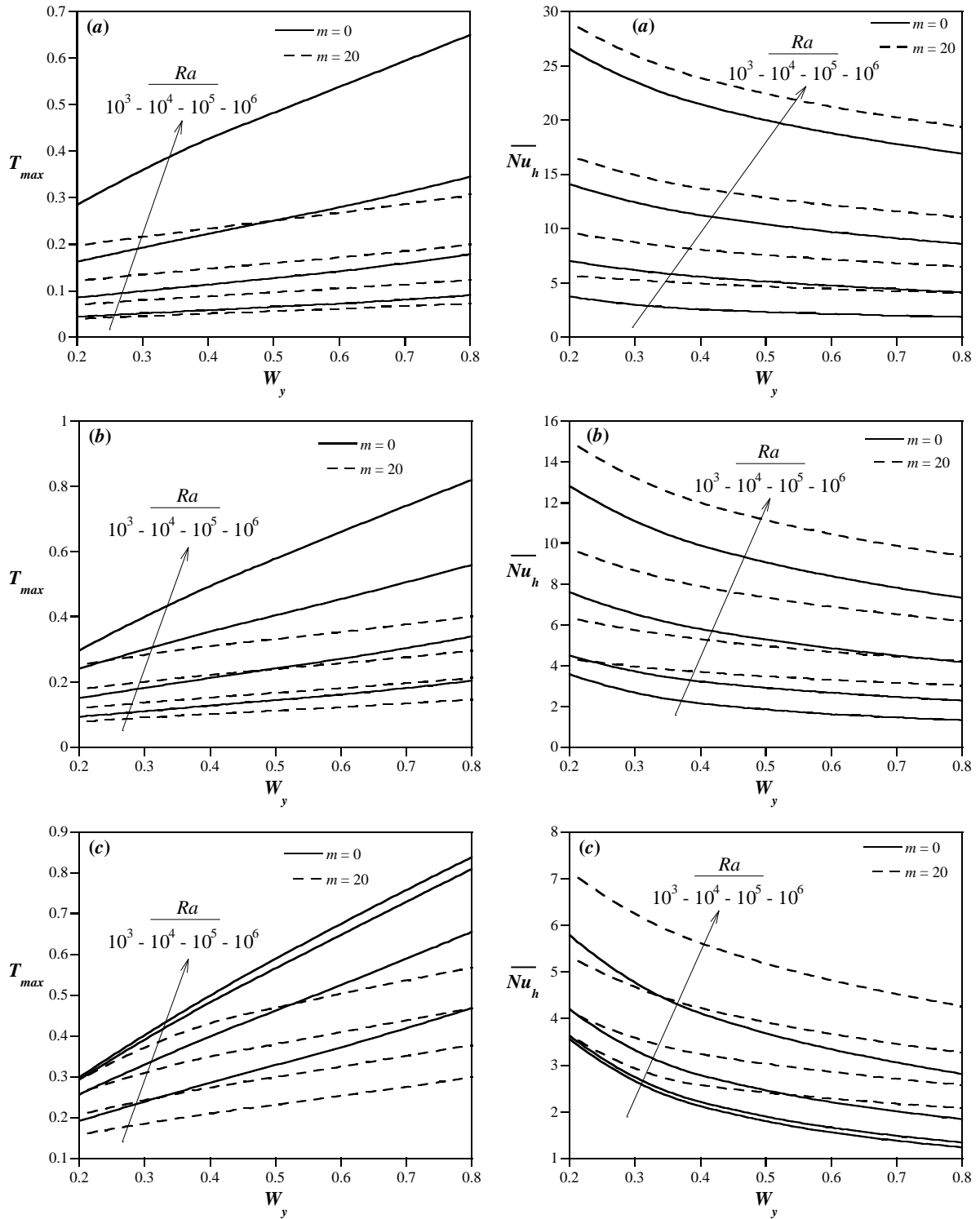


Figure 3.11: Température maximale (à gauche) et nombre de Nusselt moyen (à droite) en fonction de W_y pour différentes valeurs de Ra , m et n : (a) $n = 0.6$, (b) $n = 1$ et (c) $n = 1.8$.

CHAPITRE 4

CONVECTION NATURELLE D'UN FLUIDE NON-NEWTONIEN THERMO-DEPENDANT CONFINE DANS UNE CAVITE CARREE PARTIELLEMENT CHAUFFEE PAR LE BAS

4.1 Introduction

Dans ce chapitre, on s'intéresse à l'étude de la convection naturelle des fluides non-Newtoniens, à comportement en loi de puissance thermo-dépendant, à l'intérieur d'une enceinte carrée avec un chauffage partiel, obtenu par une source de chaleur produisant un flux de chaleur uniforme placée sur la paroi inférieure, et un refroidissement symétrique par les deux parois verticales. Ainsi, l'objectif principal de cette étude est d'examiner les effets des paramètres de contrôle à savoir ; l'indice de comportement, n , le nombre de Rayleigh, Ra , le nombre de Pearson, m , la longueur de la source de chaleur, W_x , et son emplacement, D_x , sur l'écoulement du fluide et le transfert de chaleur qui en résulte.

4.2 Tests de précision

Comme dans toute étude, à caractère numérique, des tests avec différentes tailles de maillage sont nécessaires pour atteindre la précision requise pour les simulations. Dans le tableau 4.1 sont répertoriées les valeurs des quantités représentant respectivement l'intensité maximale de l'écoulement, Ψ_{max} , et le nombre de Nusselt moyen, \overline{Nu}_v , pour $Pr = 100$, $D_x = 0.5$, $W_x = 0.4$, $Ra = 10^6$, $n = 0.6$, $m = 20$ et diverses tailles de grille, où l'on s'aperçoit qu'une grille uniforme de taille 150 x 150 répond aux exigences de l'étude d'indépendance de maillage et des limites de temps de calcul, puisqu'un raffinement à 300 x 300 conduit à 0.32 % et 0.03 % d'écart pour \overline{Nu}_v et Ψ_{max} , respectivement.

Tableau 4.1 : Tests de précision pour différentes tailles de grille.

grilles	\overline{Nu}_v	$\Delta_1 = \frac{ \overline{Nu}_{i \times j} - \overline{Nu}_{150 \times 150} }{\overline{Nu}_{150 \times 150}} \times 100 \%$	Ψ_{\max}	$\Delta_2 = \frac{ \Psi_{\max}(i \times j) - \Psi_{\max}(150 \times 150) }{\Psi_{\max}(150 \times 150)} \times 100 \%$
150 x 150	26.6764	---	37.6630	---
200 x 200	26.6298	0.17	37.6873	0.06
250 x 250	26.6058	0.26	37.6878	0.06
300 x 300	26.5905	0.32	37.6754	0.03

4.3 Validation du programme numérique

Pour valider le code numérique élaboré, nos résultats, exprimés en termes de \overline{Nu}_v et T_{max} , sont comparés aux études précédentes pour des fluides Newtoniens et des fluides à comportement en loi de puissance. Les études publiées pour une configuration et des conditions aux limites similaires à celles assumées dans le présent travail ne sont disponibles que pour les fluides Newtoniens. Ainsi, une validation directe de la présente simulation par rapport aux résultats de Sharif et al. (2005) a été effectuée pour un fluide Newtonien à différentes valeurs du nombre de Grashof, défini comme $Gr = Ra/Pr$, et deux longueurs différentes de la source de chaleur. Pour les fluides non-Newtoniens, le présent code numérique a également été validé par rapport à l'étude de Raisi (2016), où les parois supérieure et verticales sont maintenues à une température relativement froide, à $W_x = 0.4$ et différentes valeurs de n et Ra . Les résultats comparatifs, présentés dans le tableau 4.2 et la figure 4.1, montrent un accord satisfaisant, ce qui confirme la précision et la validité du code de calcul élaboré.

4.4 Effets du nombre de Rayleigh, de l'indice de comportement et du nombre de Pearson

Dans cette section de l'étude, les effets de l'indice de comportement, n , du nombre de Rayleigh, Ra , et du nombre de Pearson, m , sont examinés sur la structure de l'écoulement et le transfert de chaleur qui en résulte. Tandis que la source de chaleur a été placée au centre de la paroi inférieure et sa longueur a été maintenue à une valeur constante $W_x = 0.4$.

Tableau 4.2 : Comparaison des résultats obtenus par notre code de calcul avec des études antérieures pour différentes valeurs de Gr et W_x .

		Gr			
		10^3	10^4	10^5	10^6
$W_x = 0.2$	Présent travail	5.9936	6.0037	7.2051	11.4249
	\overline{Nu} Sharif et al. (2005)	5.9266	5.9463	7.1241	11.3415
	Erreur (%)	1.1	0.9	1.1	0.7
	Présent travail	0.1818	0.1819	0.1564	0.1086
	T_{max} Sharif et al. (2005)	0.1819	0.1818	0.1568	0.1092
	Erreur (%)	0.05	0.05	0.2	0.5
$W_x = 0.8$	Présent travail	3.5934	3.7276	5.9055	9.2785
	\overline{Nu} Sharif et al. (2005)	3.5562	3.6919	5.8644	9.2880
	Erreur (%)	1	0.9	0.7	0.1
	Présent travail	0.3612	0.3653	0.2628	0.1775
	T_{max} Sharif et al. (2005)	0.3637	0.3674	0.2651	0.1792
	Erreur (%)	0.6	0.5	0.8	0.9

Les figures 4.2 et 4.3 présentent les lignes de courant et les isothermes, respectivement, pour différentes valeurs de Ra , n et m . Puisque la source de chaleur est placée au milieu de la paroi inférieure, deux cellules symétriques contrarotatives sont créées à l'intérieur de la cavité pour toutes les valeurs des paramètres de contrôle considérés. Il ressort clairement de la figure 4.2 que l'augmentation de Ra entraîne une amélioration de l'intensité de l'écoulement en raison du renforcement des forces de flottabilité par rapport aux forces visqueuses. De plus, la figure 4.2 montre que la diminution de n donne lieu à l'affaiblissement de la résistance à l'écoulement visqueux par rapport au transport convectif, ce qui est justifié par l'augmentation de l'intensité des cellules tournantes pour des valeurs de n plus petites. Par conséquent, l'écoulement est d'autant plus intense que les valeurs de Ra sont plus élevées et que celles de n sont plus petites. Cependant, une mauvaise convection se forme à l'intérieur de la cavité à $Ra = 10^3$. Par conséquent, l'écoulement ne subit pas de changements qualitatifs et quantitatifs lorsque n varie dans sa plage car les forces de flottabilité ne sont pas

encore suffisantes pour favoriser le transport convectif, indiquant que le régime pseudo-conductif est toujours dominant. Néanmoins, l'effet de n est bien visible avec l'augmentation de Ra . En outre, la figure 4.2 présente également l'impact explicite de la thermo-dépendance de la viscosité sur la structure de l'écoulement. Cette figure montre que l'intensité des cellules tournantes augmente avec l'augmentation de m en raison de l'affaiblissement de la viscosité apparente à mesure que m augmente. De plus, les cœurs des deux cellules convectives se rapprochent du milieu de la source de chaleur - où la température prend sa valeur maximale à l'intérieur de l'enceinte (Sharif et al. (2005)) - à cause de la diminution de la viscosité apparente dans cette région. Au même temps, l'effet de m devient moins prononcé pour des valeurs élevées et basses de Ra et n , respectivement, indiquant que l'influence de m dépend fortement du régime de transport.

D'autre part, comme le montre la figure 4.3, les isothermes ont aussi des formes symétriques pour tous les cas considérés. A $Ra = 10^3$, les isothermes apparaissent sous forme parabolique, ce qui indique qu'une faible convection est développée à l'intérieur de la cavité. En augmentant Ra et en diminuant n , les forces thermiques et dynamiques sont renforcées, ceci modifie clairement la forme des isothermes et donne lieu à la création d'un panache thermique. Par conséquent, le transfert de chaleur à l'intérieur de l'enceinte est amélioré, diminuant ainsi la température de la source de chaleur et la température à l'intérieur de la cavité. De plus, il est clair que l'augmentation de m modifie la forme des isothermes à mesure qu'elles parcourent plus de distance, et une augmentation de m conduit à une distorsion des isothermes vers la région de forte convection où la viscosité est plus petite. De plus, lorsque le paramètre m augmente, la température maximale à l'intérieur de l'enceinte diminue. Ceci indique une amélioration du transfert de chaleur par l'augmentation de m .

Pour fournir plus d'informations sur l'influence du comportement thermo-rhéologique non-Newtonien sur le mouvement du fluide, la figure 4.4 présente la

vitesse verticale sans dimension le long de la section médiane de l'enceinte pour différentes valeurs de Ra , n et m . On s'aperçoit que les profils de la vitesse sont symétriques et ils indiquent la direction de l'écoulement à l'intérieur de la cavité. En fait, le fluide monte au milieu, à cause du chauffage, et descend vers le bas le long des parois latérales froides. Il est également clair qu'une augmentation de m et une diminution de n entraînent une augmentation de l'amplitude de la vitesse verticale en raison de la diminution de la viscosité apparente. De plus, pour la valeur la plus élevée de n et $m = 0$, la vitesse a tendance à être nulle à cause de la viscosité élevée.

Comme déjà évoqué, La température de l'élément chauffant à flux de chaleur constant n'est pas uniforme le long de cet élément et contient une valeur maximale. Cette température maximale est un facteur critique car elle peut être préjudiciable à la durée de vie et aux performances de l'élément chauffant. Il est donc utile d'étudier de près la température maximale de la source de chaleur. La figure 4.5 (a) expose la température maximale à l'intérieur de l'enceinte, pour différentes valeurs de n , Ra et m . Puisqu'une mauvaise convection se forme à l'intérieur de la cavité à $Ra = 10^3$, la variation des paramètres de viscosité (n et m) n'a qu'un effet négligeable sur la température maximale de la source de chaleur. Cependant, à des Ra plus élevés, une diminution de n et une augmentation de m conduisent au renforcement du processus de convection à l'intérieur de l'enceinte. Ainsi, le fluide évacue plus de chaleur de l'élément chauffant, ce qui entraîne une diminution de la température maximale de cet élément. Ces déclarations sont également étayées par la figure 4.5 (b) qui montre que \overline{Nu}_v n'est pas affecté par les variations de n et m lorsque la conduction est le mode dominant le transfert de chaleur ($Ra = 10^3$), alors qu'à des Ra plus élevés, \overline{Nu}_v augmente avec l'augmentation de m et la diminution de n en raison de l'affaiblissement de la viscosité apparente du fluide et ainsi les effets de la convection naturelle deviennent plus forts. Selon la figure 4.5 (a) et (b), T_{max} et \overline{Nu}_v ne sont pas sensibles à la variation du paramètre de la thermo-dépendance pour des valeurs

élevées et plus petites de Ra et n , respectivement, ce qui est assez évident car une forte convection inhibe un tel effet.

4.5 Influence de la longueur de la source de chaleur

Dans cette section, l'effet de la longueur d'une source de chaleur placée au centre de la paroi inférieure sur l'écoulement du fluide et l'efficacité de refroidissement à l'intérieur d'une enceinte est évalué pour différentes valeurs des paramètres de fluide, où Ra a été maintenu à une valeur constante $Ra = 10^5$.

La figure 4.6 présente les effets de W_x sur les lignes de courant et les isothermes correspondantes à $Ra = 10^5$, $n = 1.4$ et diverses valeurs de m . On peut voir sur cette figure qu'une augmentation de W_x conduit à une augmentation de l'intensité des cellules tournantes en raison de l'augmentation de la génération de chaleur à mesure que W_x augmente. De plus, à $W_x = 0.2$ et $m = 0$, des isothermes paraboliques se forment à l'intérieur de la cavité, indiquant que le transfert de chaleur se fait principalement par conduction. Les isothermes commencent à être plus tordues avec l'augmentation de W_x à cause du renforcement du transport convectif malgré l'augmentation de la température maximale à l'intérieur de la cavité. De plus, un examen visuel des isothermes montre que l'effet de m est phénoménalement plus visible pour des valeurs de W_x plus élevées. De plus, à $W_x = 0.8$, une croissance de m de 0 à 20 provoque une augmentation de $|\Psi|_{max}$ et une diminution de T_{max} à 138 % et 38 %, respectivement, cette variation est plus importante par rapport au cas $W_x = 0.2$, où une augmentation de m de 0 à 20 entraîne une augmentation de $|\Psi|_{max}$ à 63 % tandis que T_{max} diminue à 6.2 %.

Il est utile d'inspecter la température adimensionnelle de la source de chaleur afin de mieux comprendre l'influence de W_x sur les performances de refroidissement de la cavité. La distribution de la température sans dimension, T , le long de l'élément chauffant à $n = 1.4$ et $m = 0$ est représentée sur la figure 4.7 pour différentes valeurs de W_x allant de 0.2 à 0.8. Il ressort de cette figure que la température de la source de chaleur augmente avec l'augmentation de W_x en

raison de la chaleur totale transférée plus élevée lorsque la longueur de la source de chaleur augmente. Cette tendance confirme que l'augmentation de la longueur de la source de chaleur réduit les performances de refroidissement de la cavité malgré l'amélioration du transport convectif (figure 4.6).

Les effets de W_x , n et m sur la température maximale de la source de chaleur, T_{max} , et le nombre de Nusselt moyen, \overline{Nu}_v , sont illustrés sur la figure 4.8. Il est évident que la diminution de n conduit à une amélioration du transfert de chaleur à l'intérieur de l'enceinte, ce qui se reflète dans la diminution de T_{max} et l'augmentation de \overline{Nu}_v . La figure 4.8 montre également que T_{max} augmente avec l'augmentation de W_x , ce qui est évident puisque la température de la source de chaleur augmente à mesure que W_x augmente (figure 4.7) à cause des taux de génération de chaleur élevés. Par conséquent, \overline{Nu}_v diminue nettement avec l'augmentation de W_x malgré l'augmentation de la convection. De plus, l'augmentation de m augmente les performances de refroidissement du fluide, ceci est confirmé par la diminution de la température maximale à l'intérieur de l'enceinte suite à la diminution des forces visqueuses. En outre, l'effet de m est plus prononcé pour des W_x plus élevées, ce qui est évident puisque l'impact de la thermo-dépendance se manifeste lorsque les températures à l'intérieur de la cavité sont plus importantes.

4.6 Effets de l'emplacement de la source de chaleur

Les Figures. 4.9 et 4.10 présentent les lignes de courant et les isothermes, respectivement, pour différents emplacements de la source de chaleur sur la paroi inférieure et différentes valeurs de m et n à $Ra = 10^5$. Pour $D_x = 0.5$, deux cellules symétriques contrarotatives d'intensités égales sont formées à l'intérieur de la cavité pour toutes les valeurs de m et n . Lorsque la source de chaleur se déplace vers la paroi froide gauche, la forme symétrique des lignes de courant est complètement détruite en raison des conditions aux limites asymétriques. Il est clair que l'intensité de la cellule droite / (gauche) augmente / (diminue) lorsque la source de chaleur se rapproche de la paroi froide gauche en raison de

l'augmentation / (la limitation) de l'espace dans lequel le fluide circule. Cependant, les intensités des deux cellules diminuent lorsque D_x passe de 0.3 à 0.2, cela est dû au fait que la source de chaleur est devenue en contact avec la paroi verticale gauche, conduisant ainsi à une diminution de la surface de contact entre le fluide et la source de chaleur.

Quant aux isothermes, il ressort de la figure 4.10 qu'elles perdent leur symétrie en éloignant la source de chaleur du milieu de la paroi inférieure et elles suivent le mouvement de la source de chaleur. Contrairement aux lignes de courant, les isothermes montrent des comportements différents avec la variation de n . Pour $n = 1.4$, les isothermes indiquent que la conduction est le processus qui prédomine le transfert de chaleur. Dans cette situation, les isothermes paraissent plus concentrées à proximité de la paroi froide gauche lorsque l'élément chauffant se dirige vers cette paroi, ce qui veut dire que plus de chaleur quitte la cavité à travers la paroi froide gauche. Par conséquent, la température maximale de l'élément chauffant augmente lorsque cet élément est éloigné de la paroi froide gauche. En revanche, pour des faibles valeurs de n ($n = 1$ et $n = 0.6$), le mécanisme de transfert de chaleur est prédominé par la convection. Dans cette situation, les isothermes sont plus denses au niveau des deux parois froides lorsque l'élément chauffant se dirige vers la paroi froide gauche, indiquant que la distance entre l'élément chauffant et les parois froides n'est pas le seul paramètre qui contrôle le transfert de chaleur, mais aussi l'intensité et la forme de l'écoulement. Par conséquent, la température maximale ne change pas d'une manière monotone avec le changement de la position de l'élément chauffant. De plus, l'effet de m se reflète dans l'intensification de la convection à l'intérieur de la cavité, ainsi que les lignes de courant et les isothermes se rapprochent de l'élément chauffant, quelle que soit sa position, avec des valeurs croissantes de m .

Pour mieux expliquer l'effet de D_x sur le transfert de chaleur, une analyse de la distribution de \overline{Nu}_v est imposée. La figure 4.11 expose la distribution de \overline{Nu}_v en fonction de D_x pour différentes valeurs des paramètres thermo-rhéologiques, n

et m , et de convection, Ra . On s'aperçoit que la variation de \overline{Nu}_v générée par le changement de D_x dépend fortement du régime de transfert thermique. Pour $Ra = 10^3$, où la conduction est le mécanisme principal du transfert de chaleur, un déplacement de l'élément chauffant vers la paroi froide gauche induit une amélioration de \overline{Nu}_v à cause de la diminution de la distance parcourue par le fluide entre la paroi froide gauche et la source de chaleur. Ceci signifie que la quantité de chaleur dissipée par la paroi froide gauche est plus importante que celle dissipée par la paroi droite. En revanche, lorsque la convection est le processus prédominant le transfert de chaleur, la forme de l'écoulement et le cisaillement entre les deux cellules jouent un rôle prépondérant dans le transfert de chaleur. Par conséquent, pour $Ra = 10^5$ et $n = 0.6$, \overline{Nu}_v prend sa valeur maximale à $D_x = 0.5$.

4.7 Conclusion

Dans ce chapitre, une étude numérique a été réalisée pour étudier la convection naturelle pour des fluides non-Newtoniens à comportement en loi de puissance thermo-dépendant confinés dans une enceinte carrée partiellement chauffée par la paroi inférieure et refroidie symétriquement à travers les côtés verticaux. Les impacts des différents paramètres de contrôle, qui sont le nombre de Rayleigh, Ra , l'indice de comportement, n , le nombre de Pearson, m , la longueur de la source de chaleur, W_x , et son emplacement, D_x , sur la structure de l'écoulement et le transfert de chaleur à l'intérieur de la cavité ont été analysés. Il convient de retenir les principaux résultats suivants :

- Il a été remarqué que \overline{Nu}_v augmente et T_{max} diminue avec l'augmentation de Ra en raison du renforcement du transport convectif.
- La diminution de n et l'augmentation de m réduisent la viscosité apparente du fluide, ce qui conduit à l'amélioration de la convection en raison de l'affaiblissement de la résistance au mouvement du fluide offerte par la viscosité du fluide.

- Les effets de m et n sont plus prononcés lorsque le régime de conduction est dépassé et une forte convection inhibe l'effet de m .
- L'augmentation de W_x améliore le transport convectif à l'intérieur de la cavité, mais augmente simultanément la température maximale de la source de chaleur.
- L'écoulement perd sa symétrie lorsque la source de chaleur s'éloigne du centre de la paroi inférieure. De plus, l'effet de l'emplacement de l'élément chauffant sur les performances thermiques de la cavité dépend fortement du régime de transport.
- Les présents résultats ont également démontré que l'utilisation des fluides Newtoniens ou non-Newtoniens à m élevé peut être une option efficace pour améliorer les performances de refroidissement de la configuration considérée dans le présent travail.

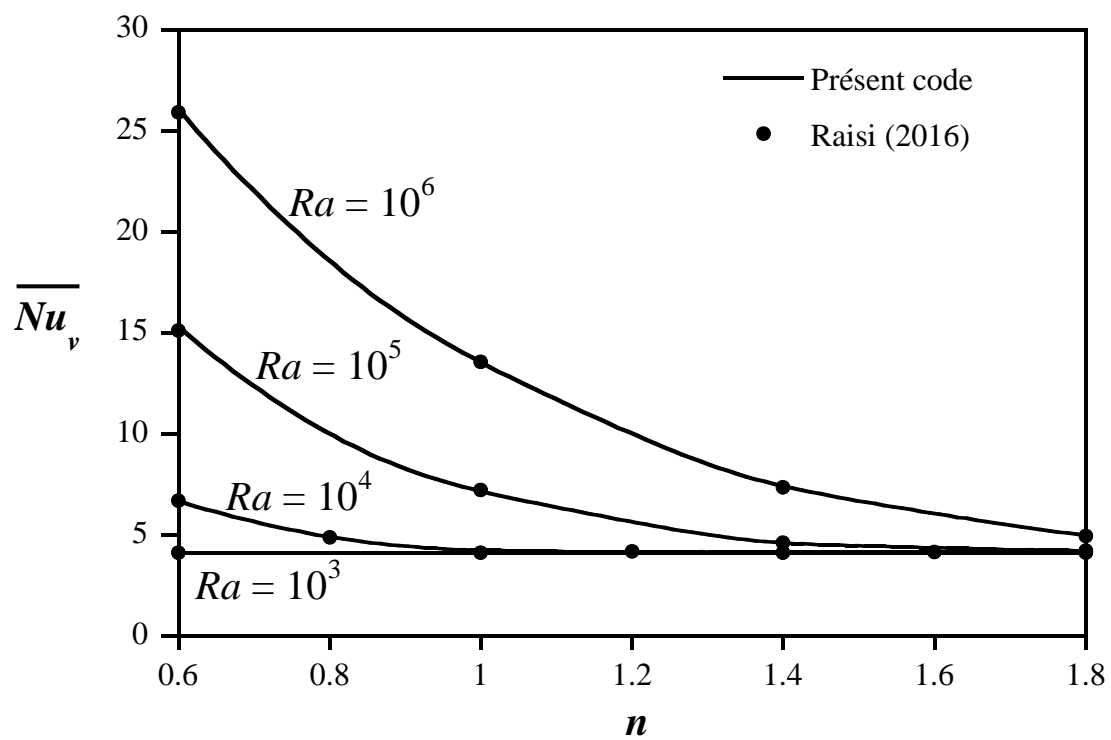


Figure 4.1 : Comparaison de nos résultats de simulation avec ceux de Raisi (2016) pour $Pr = 100$ et différentes valeurs de Ra et n .

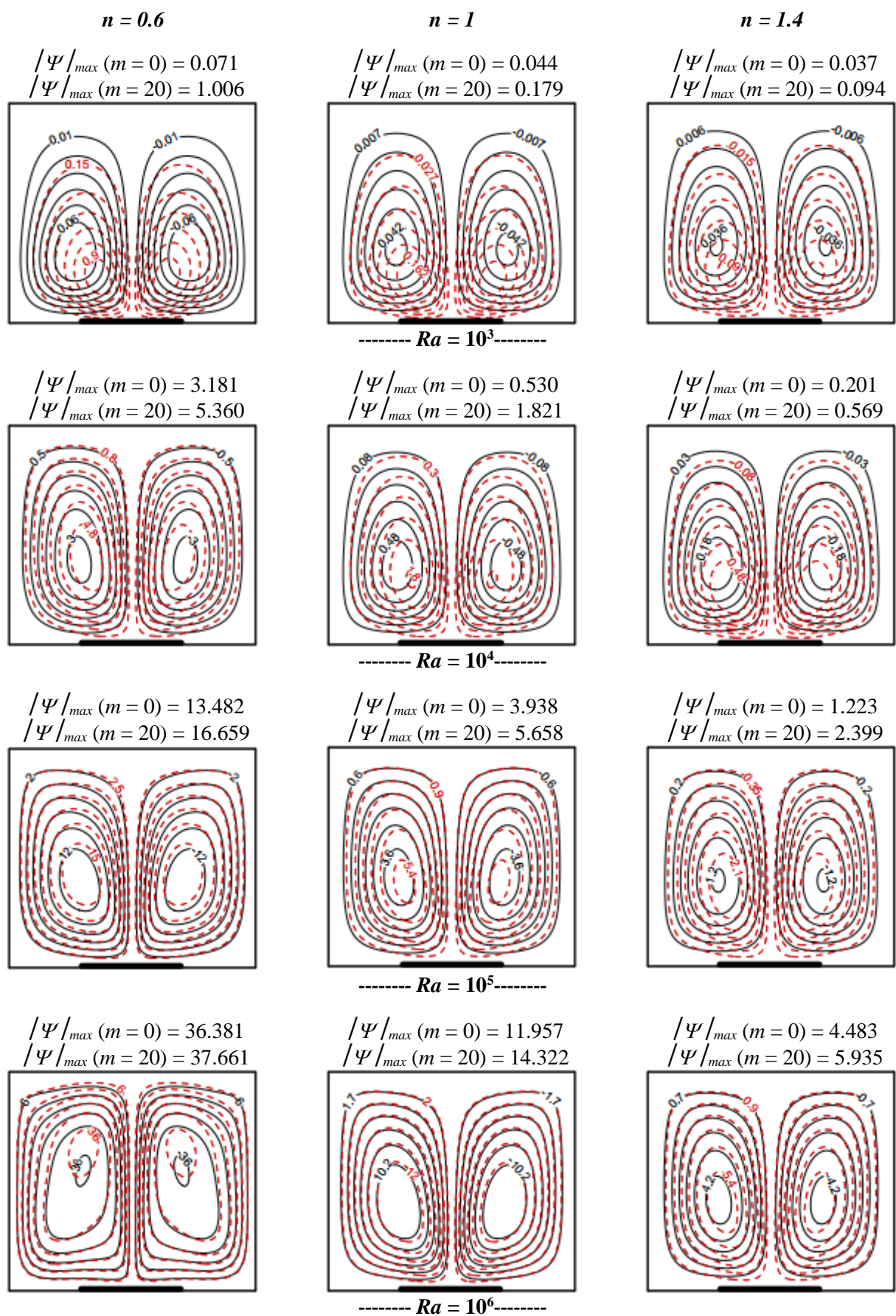


Figure 4.2 : Lignes de courant pour différentes valeurs de Ra , n et m : $m = 0$ (—) et $m = 20$ (- - -).

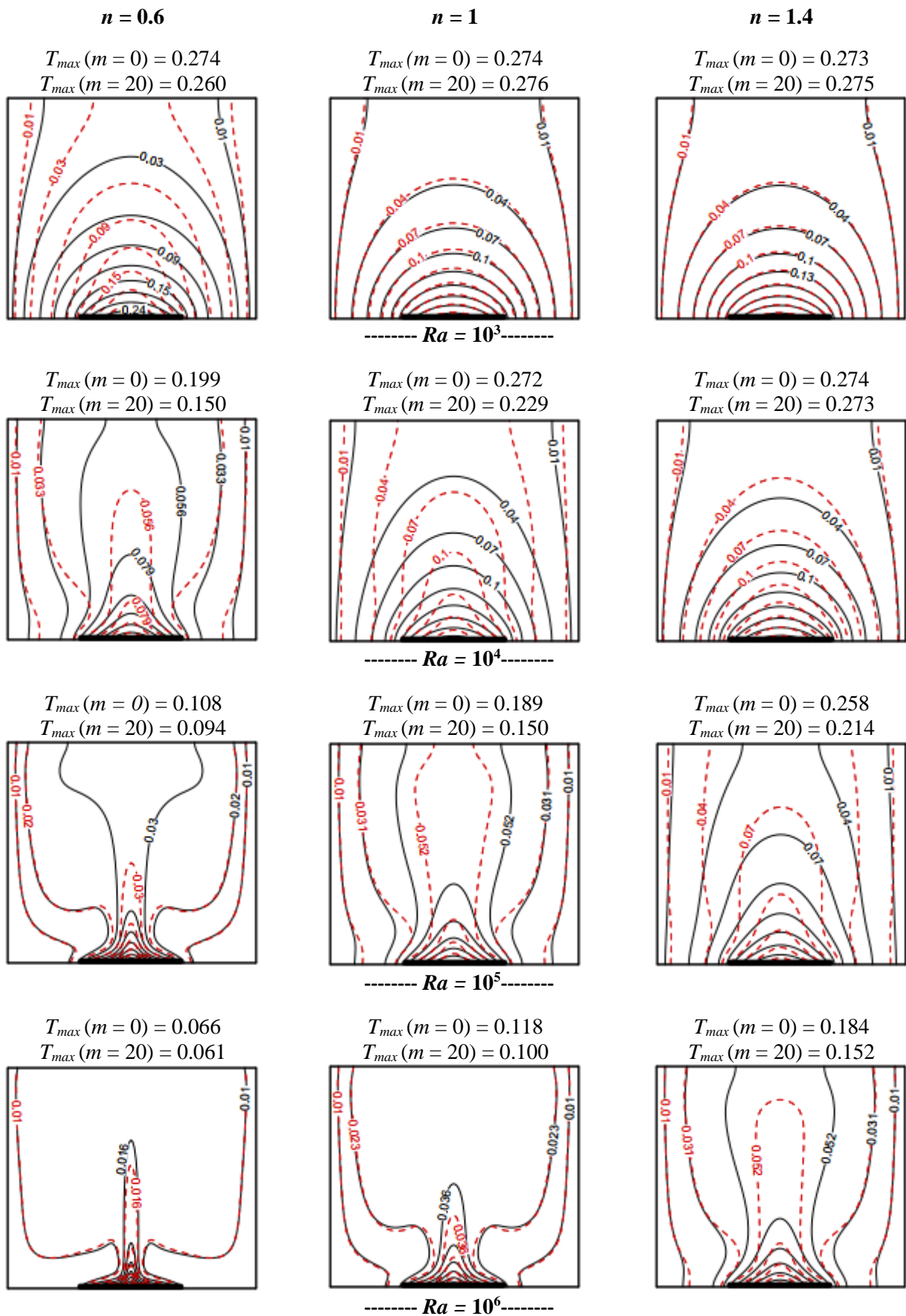


Figure 4.3 : Isothermes pour différentes valeurs de Ra , n et m : $m = 0$ (—) et $m = 20$ (- - -).

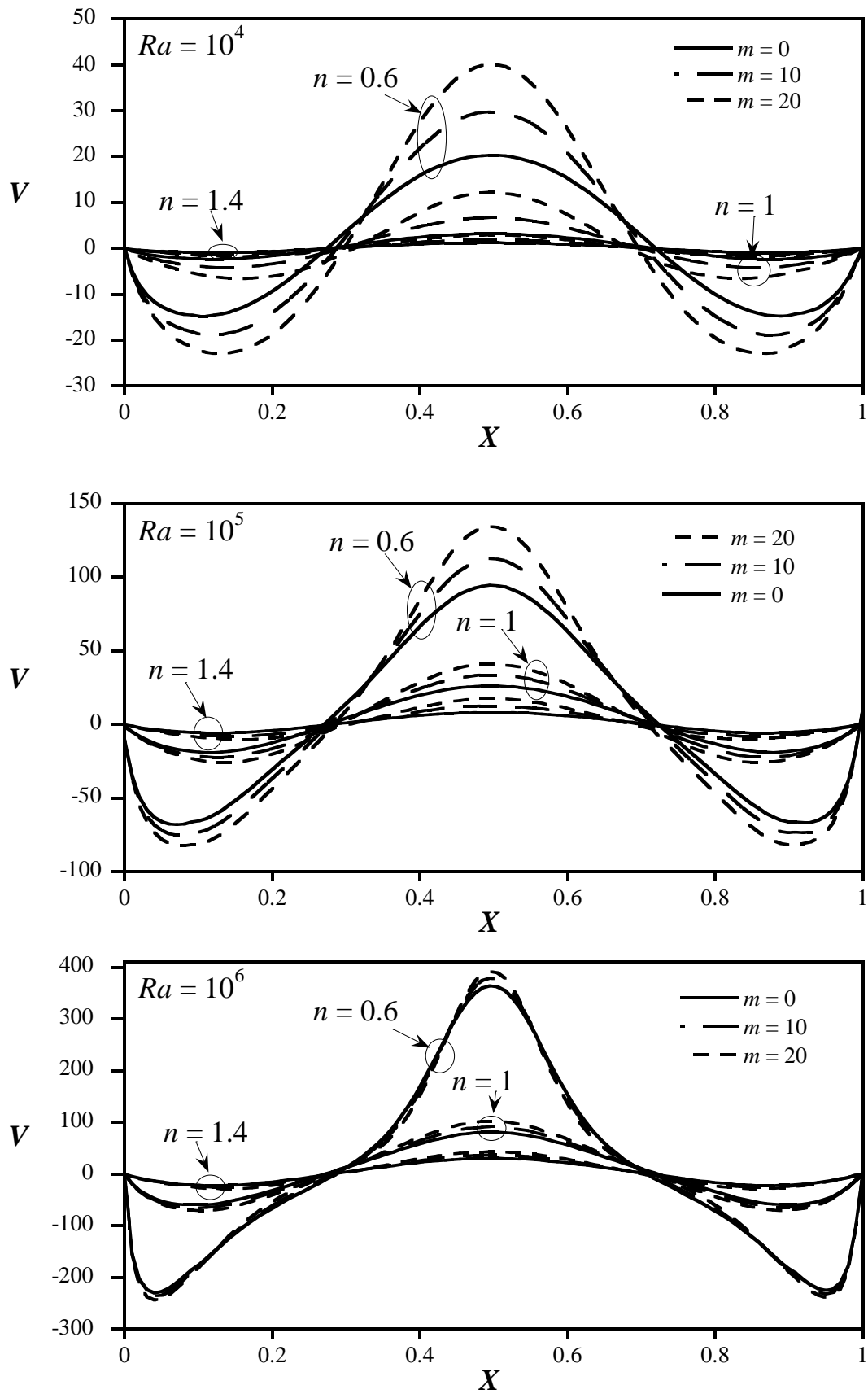


Figure 4.4 : Profils de la vitesse verticale le long de la mi-longueur de la cavité pour différentes valeurs de Ra , n et m .

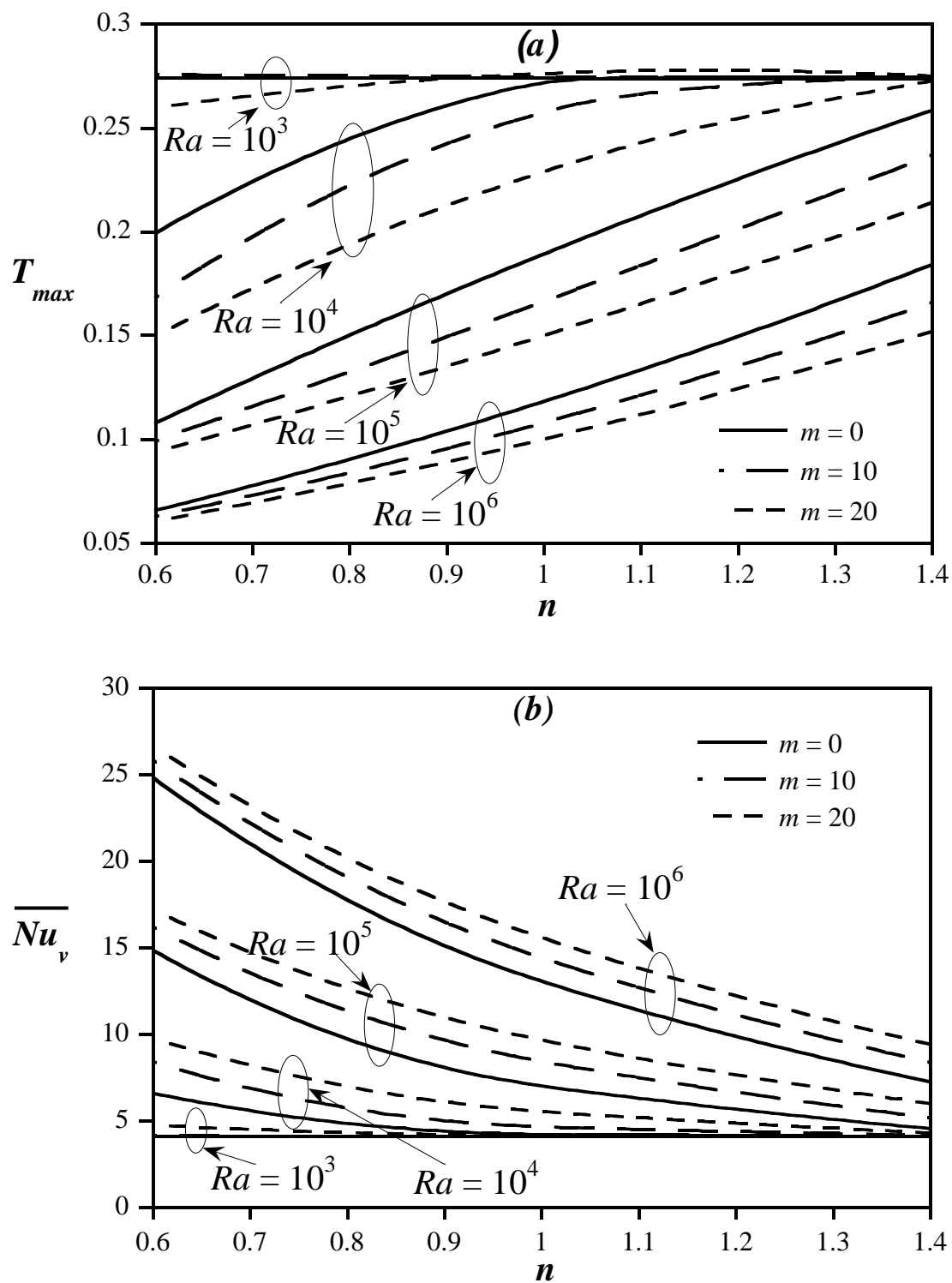


Figure 4.5 : Variations de la température maximale de la source de chaleur T_{max} (a) et du nombre de Nusselt moyen \overline{Nu}_v (b) pour différentes valeurs de Ra , n et m .

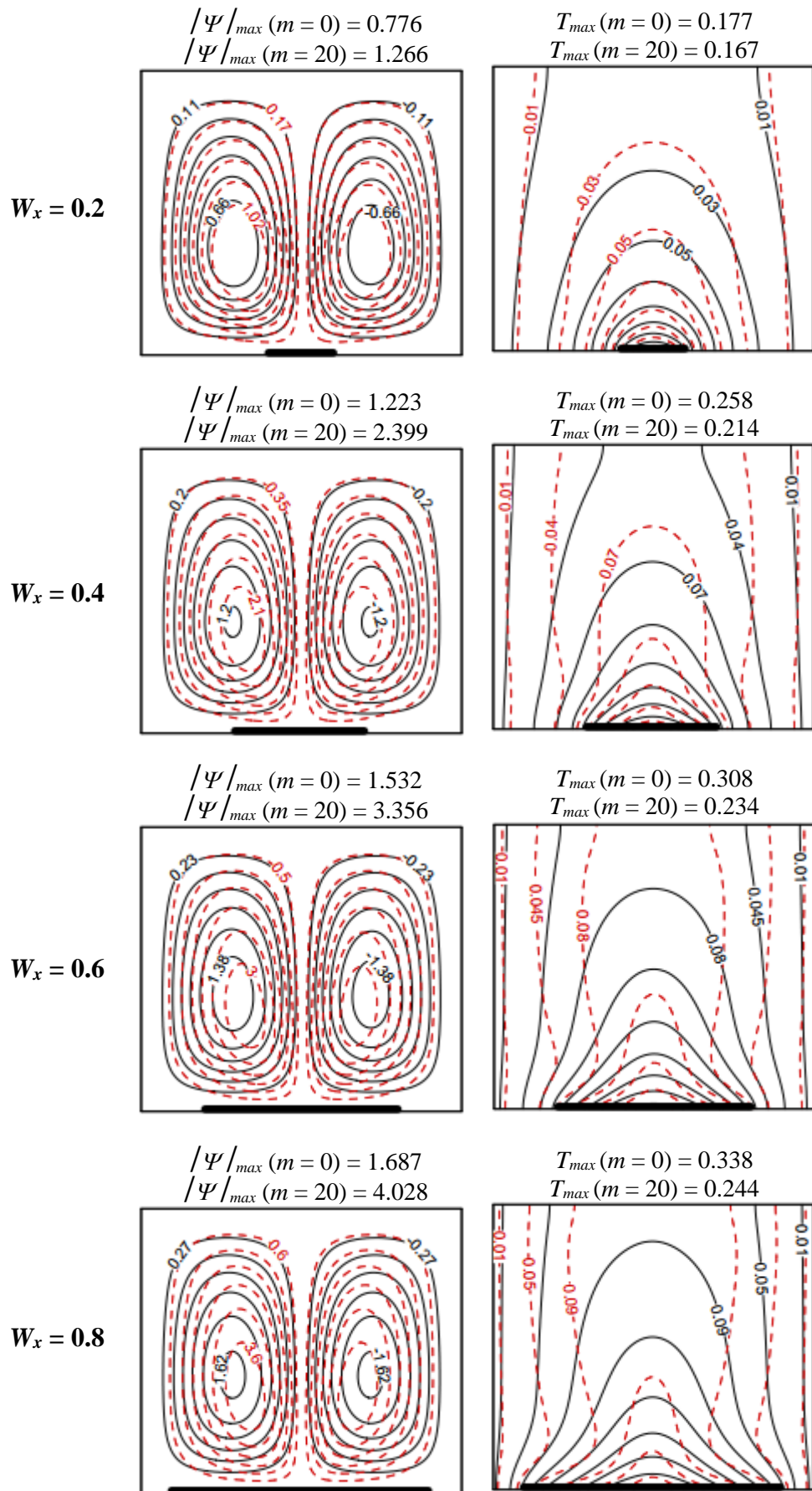


Figure 4.6 : Lignes de courant (à gauche) et isothermes (à droite) pour différentes W_x et m : $m = 0$ (—) et $m = 20$ (- - -) ($Ra = 10^5$ et $n = 1.4$).

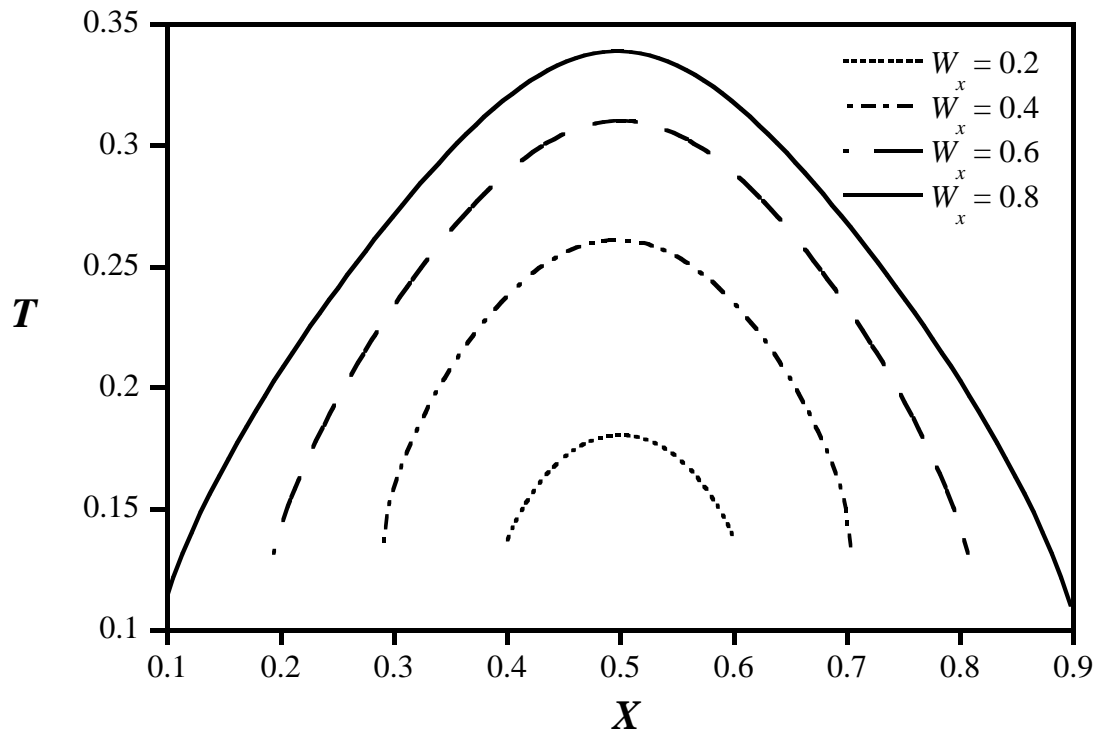


Figure 4.7 Variations de la température de la source de chaleur pour différentes valeurs de W_x ($m = 0$, $n = 1.4$ et $Ra = 10^5$).

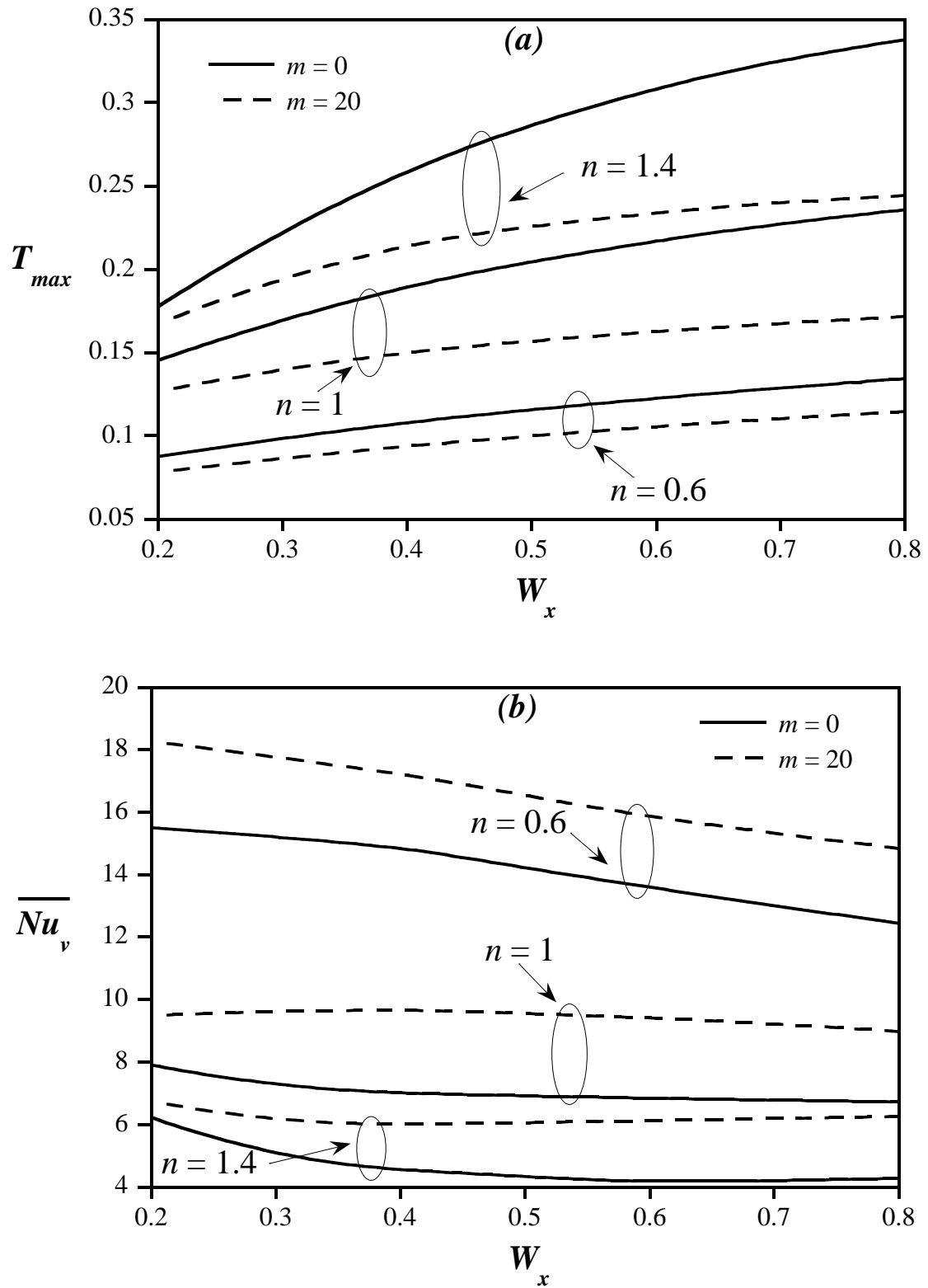


Figure 4.8 : Variations de la température maximale de la source de chaleur T_{max} (a) et du nombre de Nusselt moyen (b) pour différentes valeurs de W_x , n et m ($Ra = 10^5$).

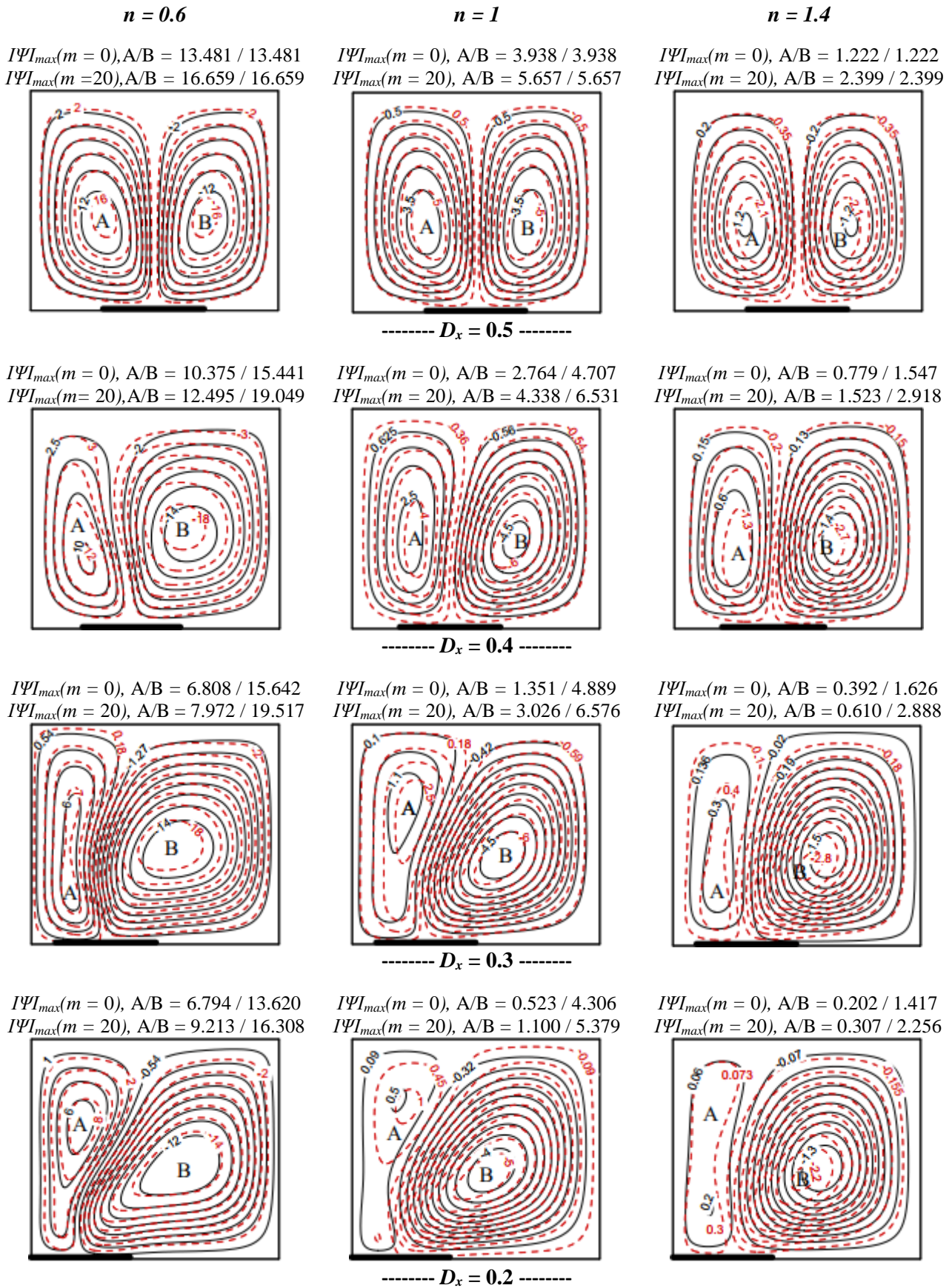


Figure 4.9 : Lignes de courant pour différentes valeurs de D_x , n et m : $m = 0$ (—) et $m = 20$ (- - -).

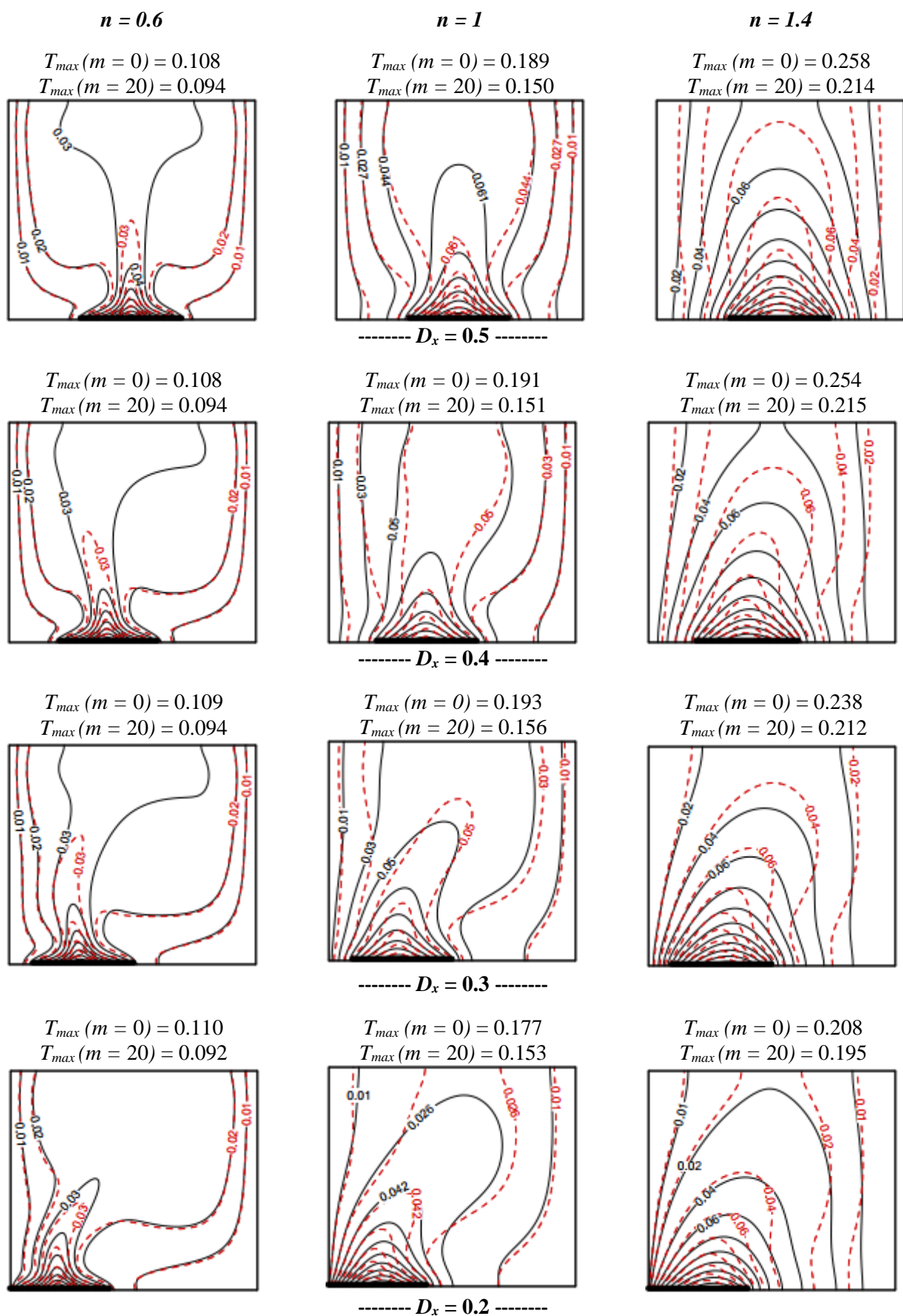


Figure 4.10 : Isothermes pour différentes valeurs de D_x , n et m : $m = 0$ (—) et $m = 20$ (- - -).

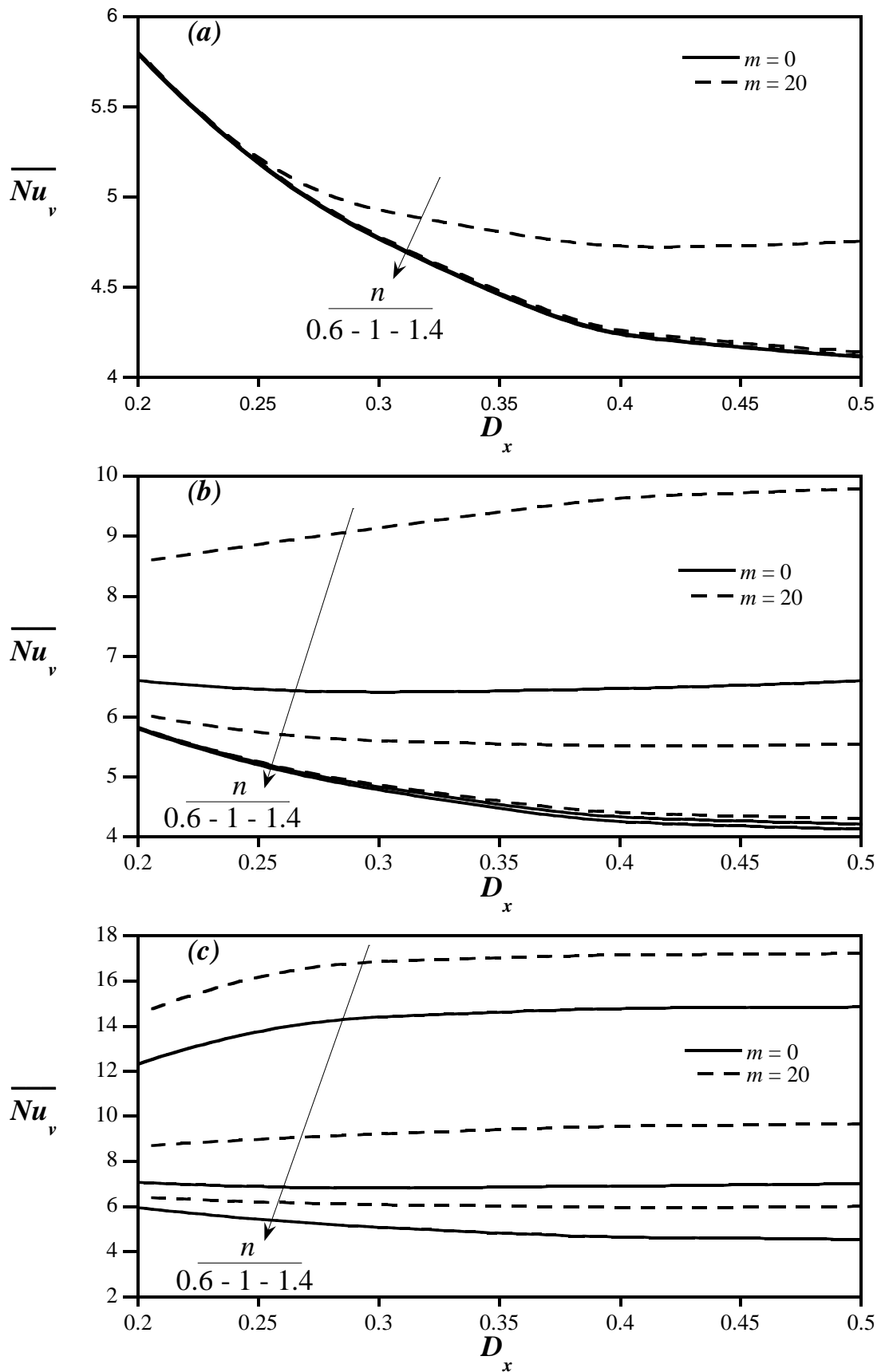


Figure 4.11: Nombre de Nusselt moyen en fonction de l'emplacement de la source de chaleur pour différentes valeurs n , m et Ra : (a) $Ra = 10^3$, (b) $Ra = 10^4$, (c) $Ra = 10^5$.

CHAPITRE 5

CONVECTION NATURELLE D'UN FLUIDE NON-NEWTONIEN THERMO-DEPENDANT CONFINE DANS UNE CAVITE CARREE PARTIELLEMENT CHAUFFEE SUR SES PAROIS GAUCHE ET INFERIEURE

5.1 Introduction

Ce chapitre vise à étudier le cas d'une cavité chauffée à l'aide de deux sources de chaleur. L'une est montée sur la paroi inférieure, tandis que l'autre est placée sur la paroi gauche. Dans cette partie de la thèse, nous introduisons trois nouveaux paramètres, qui sont le rapport des longueurs des deux éléments chauffants, $R_W = W_y / W_x$, le rapport de dissipation de chaleur, défini comme le rapport des densités de flux de chaleur des deux sources de chaleur ($R_f = a / b$), et le nombre de Nusselt global, $\overline{Nu}_g = \overline{Nu}_h + \overline{Nu}_v$. A noter que la longueur et la densité de flux de chaleur de l'élément chauffant inférieur restent constantes dans le reste de ce chapitre ($W_x = 0.4$ et $b = 1$).

Par ailleurs, dans la mesure où cette configuration englobe les deux précédentes, on garde pour le nombre de Prandtl la valeur 100 pour le maillage de taille 150 x 150. Dans une telle situation, on examine de près l'impact conjugué des paramètres thermo-rhéologiques et de convection avec les caractéristiques des éléments chauffants sur l'amélioration des performances thermiques de la cavité. Pour ce faire, des simulations numériques ont été effectuées pour différentes valeurs des paramètres de contrôle dans les gammes suivantes : ($10^3 \leq Ra \leq 10^6$), ($0.6 \leq n \leq 1.4$), ($0 \leq m \leq 20$), ($0.5 \leq R_W \leq 2$), ($0.5 \leq R_f \leq 2$), ($0.3 \leq D_y \leq 0.7$) et ($0.3 \leq D_x \leq 0.7$).

5.2 Effets du nombre de Rayleigh, de l'indice de comportement et du nombre de Pearson :

Les figures 5.1 et 5.2 représentent les lignes de courant et les isothermes pour différentes valeurs des caractéristiques thermo-rhéologiques et de convection. L'analyse des lignes de courant sur la figure 5.1 révèle l'existence d'un écoulement horaire, ce qui est justifié par les signes des lignes de courant qui sont constamment négatifs. Les isothermes correspondantes paraissent plus entassées au niveau des éléments actifs témoignant d'un bon échange de chaleur par convection entre ces éléments et le fluide caloporteur. Il convient également de noter que les isothermes sont plus denses près de la paroi froide horizontale en comparaison avec celle verticale, indiquant ainsi que l'évacuation de la chaleur par la paroi froide supérieure est plus importante que celle par la paroi froide droite. Quant aux effets de Ra , n et m , les mêmes conclusions que celles illustrées pour les deux cas précédemment examinés (Cf. chapitres 3 et 4) peuvent être tirées ici.

Pour évaluer le taux de transfert de chaleur dans la cavité, les nombres de Nusselt moyen au niveau des deux sources de chaleur sont illustrés dans la figure 5.3. D'après ce qui précède dans les deux chapitres précédents, il est évident que la diminution de n et l'augmentation des nombres de Ra et m induisent une augmentation du nombre de Nusselt moyen au niveau des deux sources de chaleur à cause de l'amélioration du transport convectif. Il est à noter que pour une faible convection ($Ra = 10^3$), l'effet de la variation de la viscosité générée par le changement de n reste négligeable, surtout pour $m = 0$, car les forces de flottabilité ne sont pas encore suffisantes pour promouvoir le transfert de chaleur. Néanmoins, l'impact de la variation de la viscosité induite par le changement m est clairement visible car les températures à l'intérieur de la cavité sont très élevées. La figure 5.3 montre également que les nombres de Nusselt moyen au niveau des deux sources de chaleur sont presque égaux dans le cas où la convection est faible. Par contre, lors de l'amélioration de la convection, le

nombre de Nusselt moyen au niveau de la source de chaleur horizontale (située au bas) devient plus important que celui au niveau de l'élément chauffant vertical. Ce comportement peut être expliqué par la circulation du fluide. En fait, le fluide ascendant le long de la source de chaleur verticale a été déjà chauffé par la source de chaleur inférieure, ce qui réduit évidemment l'échange de chaleur par convection entre la source de chaleur verticale et le fluide. Cependant, dans le régime de faible convection, le mouvement du fluide n'a pas un rôle important dans le refroidissement des sources de chaleur.

5.3 Impact du rapport des longueurs des deux sources de chaleur :

La figure 5.4 représente les lignes de courant (à gauche) et les isothermes (à droite) pour différentes valeurs du rapport des longueurs des deux sources de chaleur, $m = 0$ (—), $m = 20$ (- - -) et des valeurs constantes de Ra et n ($Ra = 10^4$ et $n = 0.6$). A noter que la longueur adimensionnelle de l'élément chauffant qui se situe au bas reste constante égale à 0.4. On s'aperçoit que l'intensité de l'écoulement augmente avec l'augmentation de R_w à cause de la croissance de la surface de contact entre la source de chaleur verticale et le fluide. Il est aussi clair que les isothermes deviennent plus tordues avec l'augmentation R_w , indiquant une amélioration du processus de convection à l'intérieur de l'enceinte. Malgré cette amélioration de convection, la température maximale à l'intérieur de la cavité augmente à cause des taux de génération de chaleur plus élevés à mesure que la longueur de l'élément chauffant augmente. La figure 5.4 expose également l'effet combiné de m et R_w . Cet effet est clarifié par le déplacement du cœur de l'écoulement, dû à la croissance de m , qui se rapproche du coin supérieur gauche avec l'augmentation de R_w . Ceci peut être expliqué par le fait que, avec l'augmentation de R_w , la source de chaleur verticale génère plus de quantité de chaleur et ainsi la température de cette source devient élevée. Par conséquent, la température maximale à l'intérieure de la cavité se situe sur la partie supérieure de la source de chaleur gauche.

Le nombre de Nusselt moyen sur les deux sources de chaleur ainsi que le nombre de Nusselt global pour différentes valeurs de R_W ($Ra = 10^4$ et $n = 0.6$) sont illustrés dans le tableau 5.1. Il ressort clairement de ce tableau que \overline{Nu}_h diminue avec l'augmentation de R_W malgré l'amélioration de la convection à l'intérieur de la cavité. En fait, l'augmentation de R_W , ou bien de la longueur de l'élément chauffant vertical, provoque une augmentation de la température de cet élément à cause de l'augmentation des taux de génération de chaleur, ceci induit une décroissance du nombre de Nusselt moyen sur cet élément. La croissance de la température de cette source de chaleur entraîne la croissance de la température de tout le domaine confiné par la cavité, y compris la source de chaleur inférieure, ce qui provoque une légère diminution de \overline{Nu}_v en augmentant R_W . Par conséquent, les performances globales de refroidissement de la cavité diminuent en augmentant R_W , ceci est clairement apparu d'après la diminution de \overline{Nu}_g .

Tableau 5.1 : Nombre de Nusselt moyen sur les deux sources de chaleur et le nombre de Nusselt global pour différentes valeurs R_W

\overline{Nu} \ R_W	0.5	1	2
\overline{Nu}_h	5.90	5.122	4.294
\overline{Nu}_v	7.417	7.346	7.249
\overline{Nu}_g	13.317	12.468	11.543

5.4 Influence du rapport de dissipation de chaleur :

Ce paragraphe vise à étudier l'effet du rapport entre les deux densités de flux de chaleur des deux éléments chauffants ($R_f = a/b$ avec b reste constante égale à 1). La figure 5.5 présente les lignes de courant (à gauche) et les isothermes (à droite) pour différentes valeurs de R_f , $m = 0$ (—), $m = 20$ (- - -) et des valeurs constantes de Ra et n ($Ra = 10^4$ et $n = 0.6$). Pour discuter l'impact de R_f , on va commencer la discussion par le cas où $m = 0$. Généralement, l'augmentation de R_f , qui se fait par l'intensification de la densité de flux de chaleur de l'élément chauffant vertical, n'a aucun impact sur la forme de l'écoulement, mais cette

augmentation provoque une amélioration de l'intensité de l'écoulement car plus de flux de chaleur est injecté à l'intérieur de la cavité. Quant aux isothermes, elles sont plus tordues avec la croissance de R_f , indiquant ainsi une amélioration du mécanisme de convection. Malgré cette amélioration, on remarque une augmentation de la température maximale à l'intérieur de la cavité. Ceci est dû au taux de génération de chaleur élevé avec la croissance de R_f . De plus, pour le cas où la densité de flux de chaleur de l'élément chauffant inférieure est plus grande que celle de la source de chaleur verticale ($R_f = 0.5$), les isothermes sont plus serrées à proximité de la source de chaleur horizontale indiquant un bon échange au niveau de cette source de chaleur. Pour $R_f = 2$, on remarque que les isothermes sont plus entassées au niveau de la source de chaleur verticale, ceci est évident car cette dernière génère plus de flux de chaleur. Pour $m = 20$, il est clairement visible que le déplacement de la cellule centrale de l'écoulement et la distorsion des isothermes, induits par l'augmentation de m , sont attirés vers la région jouxtant le milieu de la source de chaleur verticale lorsque $R_f = 0.5$, et elles sont attirés vers la partie supérieure de l'élément chauffant vertical, dont la température devient plus élevée en augmentant R_f .

La variation du nombre de Nusselt moyen sur les deux surfaces chauffées est illustrée dans le tableau 5.2 pour différentes valeurs de R_f à $Ra = 10^4$ et $n = 0.6$. On remarque qu'avec l'augmentation R_f , le nombre de Nusselt moyen sur la source de chaleur montée sur la paroi gauche augmente, tandis que celui de l'autre source diminue. Ceci peut être expliqué par l'expression de Nusselt horizontal donnée par l'équation 2.49 (Cf. chapitre 2) qui montre que les paramètres Nu_h et a sont proportionnels. Cependant, l'augmentation de la température du fluide, générée par le taux de génération de chaleur élevé, réduit le transfert de chaleur par convection de l'autre élément chauffant. Pour évaluer les performances de refroidissement globales du système, le nombre de Nusselt moyen global est aussi donné dans le tableau 5.2. Il est clair que le nombre de Nusselt global est amélioré

avec l'augmentation de R_f car l'amélioration du Nusselt moyen horizontal est plus importante que la légère diminution de Nusselt moyen vertical.

Tableau 5.2 : Nombre de Nusselt moyen sur les deux sources de chaleur et le nombre de Nusselt global pour différentes valeurs R_f

\overline{Nu} \ R_f	0.5	1	2
\overline{Nu}_h	3.375	5.122	7.200
\overline{Nu}_v	7.429	7.346	7.139
\overline{Nu}_g	10.804	12.468	14.339

5.5 Effet de l'emplacement des deux sources de chaleur

Cette partie de l'étude est consacrée à l'étude de l'effet de l'emplacement des deux sources de chaleur sur la structure de l'écoulement et le transfert de chaleur à l'intérieur de la cavité. Pour ce faire, on a fixé la position de la source de chaleur du bas à $D_x = 0.5$ et on a donné les résultats pour différents emplacements de l'élément chauffant monté sur la paroi verticale. Par la suite on a fixé D_y à 0.5 et on a varié D_x . Les figures 5.6 et 5.7 présentent les lignes de courant et les isothermes, respectivement, pour différentes valeurs de D_y et n ($Ra = 10^5$, $m = 0$, $W_x = W_y = 0.4$). On s'aperçoit que l'intensité de l'écoulement diminue avec le déplacement de la source de chaleur verticale vers le haut de la cavité car le fluide situé au-dessous de cette source de chaleur n'est chauffé que par celle montée sur la paroi inférieure. Les isothermes montrent des comportements différents avec les changements de n . pour $n = 1.4$, où la convection est faible, lorsque l'élément chauffant verticale se rapproche de la paroi froide supérieure, la température maximale à l'intérieure de la cavité diminue et les isothermes paraissent plus serrées au niveau de la paroi froide supérieure. En revanche, une bonne convection est développée à l'intérieure de la cavité avec la diminution de n . Dans ce régime, la distance de l'élément chauffant par rapport à la paroi froide n'est pas le seul paramètre affectant les performances de l'enceinte, mais aussi l'intensité de l'écoulement. Cela est bien visible sur les isothermes qui indiquent que, pour $n = 0.6$, T_{max} prend sa valeur maximale pour

l'emplacement, de la source de chaleur verticale, le plus proche de la paroi froide supérieure qui correspond à la plus petite intensité de l'écoulement.

Après avoir discuté l'effet de l'emplacement de la source de chaleur verticale, nous allons fixer l'emplacement de cette source de chaleur à $D_y = 0.5$ et nous allons donner les résultats pour différentes positions de l'élément chauffant inférieur. Par conséquent, Les figures 5.8 et 5.9 montrent les lignes de courant et les isothermes, respectivement, pour différentes valeurs de D_x et n ($Ra = 10^5$, $m = 0$, $W_x = W_y = 0.4$). Les lignes de courant indiquent que, lorsque la convection est peu développée à l'intérieur de la cavité ($n = 1.4$ et $n = 1$), la surface de contact entre le fluide et l'élément chauffant inférieur diminue en éloignant la source chaleur soit vers la gauche ($D_x = 0.3$) ou bien vers la droite ($D_x = 0.7$), ce qui réduit évidemment l'intensité de l'écoulement. En revanche, on constate que l'écoulement est développé dans la quasi-totalité de l'enceinte lorsque la convection est importante ($n = 0.6$). Par conséquent, le déplacement de la source de chaleur inférieure n'a pas un impact important sur la surface de contact entre le fluide et cette source de chaleur. En fait, le déplacement de l'élément chauffant inférieur vers la paroi froide droite améliore l'échange thermique entre ces deux éléments et intensifie, par voie de conséquence, l'intensité de l'écoulement. Quant aux isothermes, il ressort de la figure 5.9 qu'elles suivent le mouvement de la source de chaleur, ainsi que l'amélioration des transports conductif et convectif générée par le déplacement de la source de chaleur vers la paroi froide droite conduit à la diminution de la température maximale à l'intérieure de l'enceinte.

En vue de fournir plus d'informations sur l'influence de l'emplacement des sources de chaleur sur les performances de refroidissement de la cavité, on présente sur les figures 5.10 et 5.11 la température maximale au sein de la cavité en fonction de Ra pour différentes valeurs de n , m , D_y et D_x . Il est clair que l'effet de la position des éléments chauffants est fortement dépendant du régime de transport. Pour des petites valeurs de Ra et m et des grandes valeurs de n , où la conduction est le mécanisme dominant le transfert de chaleur à l'intérieur de la

cavité, le transfert de chaleur n'est pas tant affecté par la densité de circulation du fluide que par la position des sources de chaleur par rapport aux parois froides. En fait, le déplacement des sources de chaleur vers les parois froides conduit à une diminution importante de T_{max} à l'intérieur de la cavité. En revanche, l'augmentation de Ra et m et la diminution de n provoquent une amélioration de la convection. Dans ce régime, le transport convectif inhibe l'effet de l'emplacement de la source de chaleur.

5.6 Conclusion

L'étude numérique de la convection naturelle, d'origine thermique, à l'intérieur d'une cavité carrée partiellement chauffée, occupée par un fluide non-Newtonien, est entreprise. Le fluide est à comportement thermo-rhéologique pouvant être modélisé par une combinaison de la loi puissance d'Ostwald-de Waele avec celle exponentielle de Frank-Kamenetski-Reynolds. Le problème se trouve gouverné par sept paramètres, à savoir ; les rapports des longueurs et des densités de flux des deux éléments chauffants, R_w et R_f , le nombre de Pearson, m , mesurant le degré de la thermo-dépendance de la viscosité, l'exposant, n , traduisant le comportement non-Newtonien du fluide, le nombre de Rayleigh, Ra , comme moteur de convection et enfin les emplacements des deux sources de chaleurs par rapport aux parois froides, D_x et D_y . Il convient d'en dégager les principaux résultats suivants :

- Les performances de refroidissement de l'enceinte sont améliorées par l'utilisation des fluides rhéofluidifiants avec une thermo-dépendance élevée.
- L'augmentation du rapport des longueurs des sources de chaleur favorise la convection à l'intérieur de la cavité, mais diminue simultanément le nombre de Nusselt au niveau de ces sources de chaleur.

- L'augmentation du rapport de dissipation de chaleur génère plus d'injection de quantité de chaleur et améliore ainsi le mécanisme de convection à l'intérieure de la cavité.
- La variation des rapports des densités de flux et des longueurs des deux sources de chaleur a un impact sur l'effet de la thermo-dépendance puisque cette variation affecte le taux de génération de chaleur des deux éléments chauffants et modifie, par voie de conséquence, les températures aux niveaux de ces sources de chaleur.
- L'impact de l'emplacement des deux sources de chaleur par rapport aux parois froides dépend fortement du régime de transport à l'intérieur de l'enceinte.

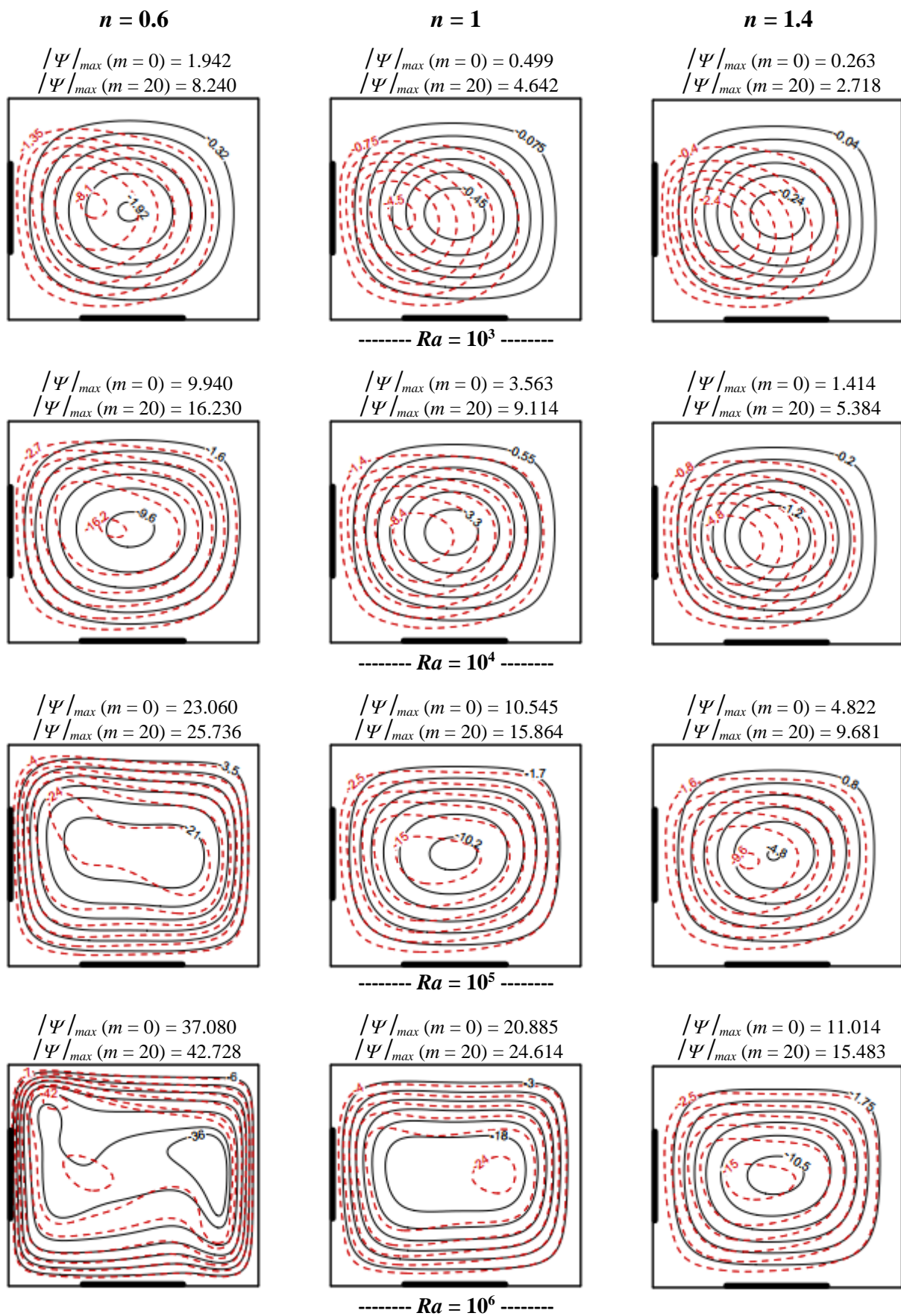


Figure 5.1: Lignes de courant pour différentes valeurs de Ra , n , et m : $m = 0$ (—) et $m = 20$ (- - -) ($W_x = W_y = 0.4$ et $D_x = D_y = 0.5$).

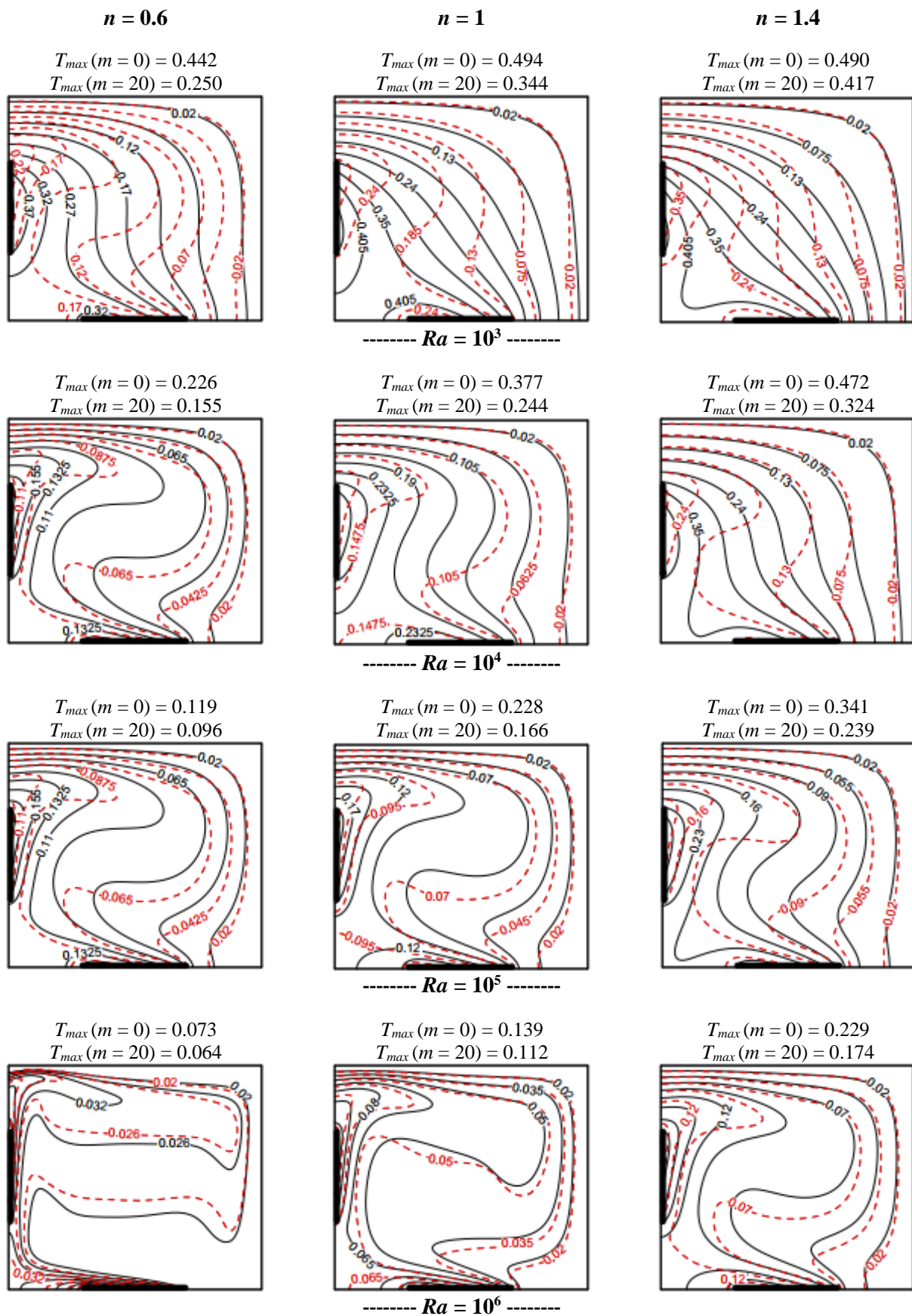


Figure 5.2: Isothermes pour différentes valeurs de Ra , n , et m : $m = 0$ (—) et $m = 20$ (---) ($W_x = W_y = 0.4$ et $D_x = D_y = 0.5$).

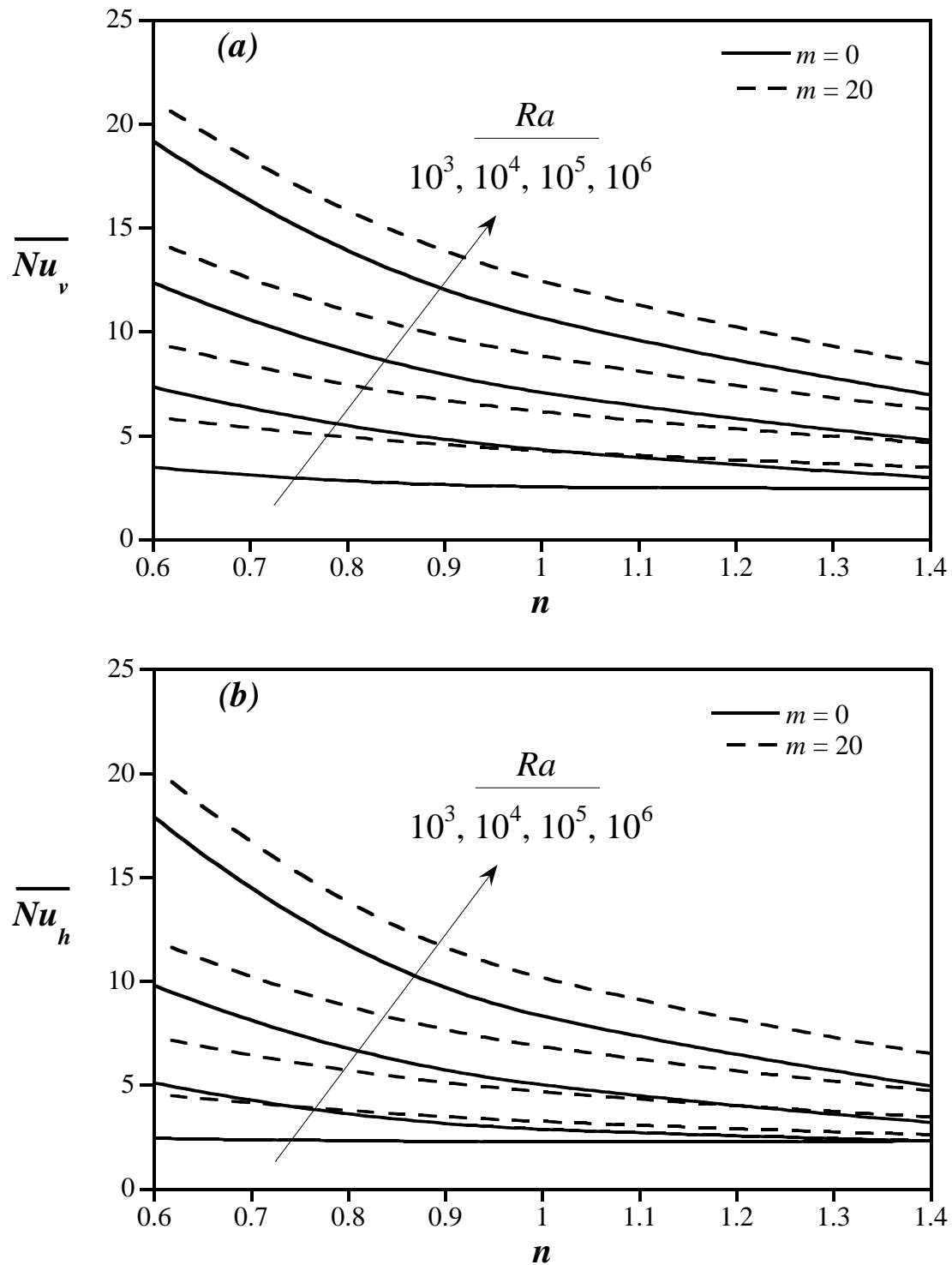


Figure 5.3 : Nombre de Nusselt moyen vertical (a) Nombre de Nusselt moyen horizontal (b) pour différentes valeurs Ra , n et m ($W_x = W_y = 0.4$ et $D_x = D_y = 0.5$).

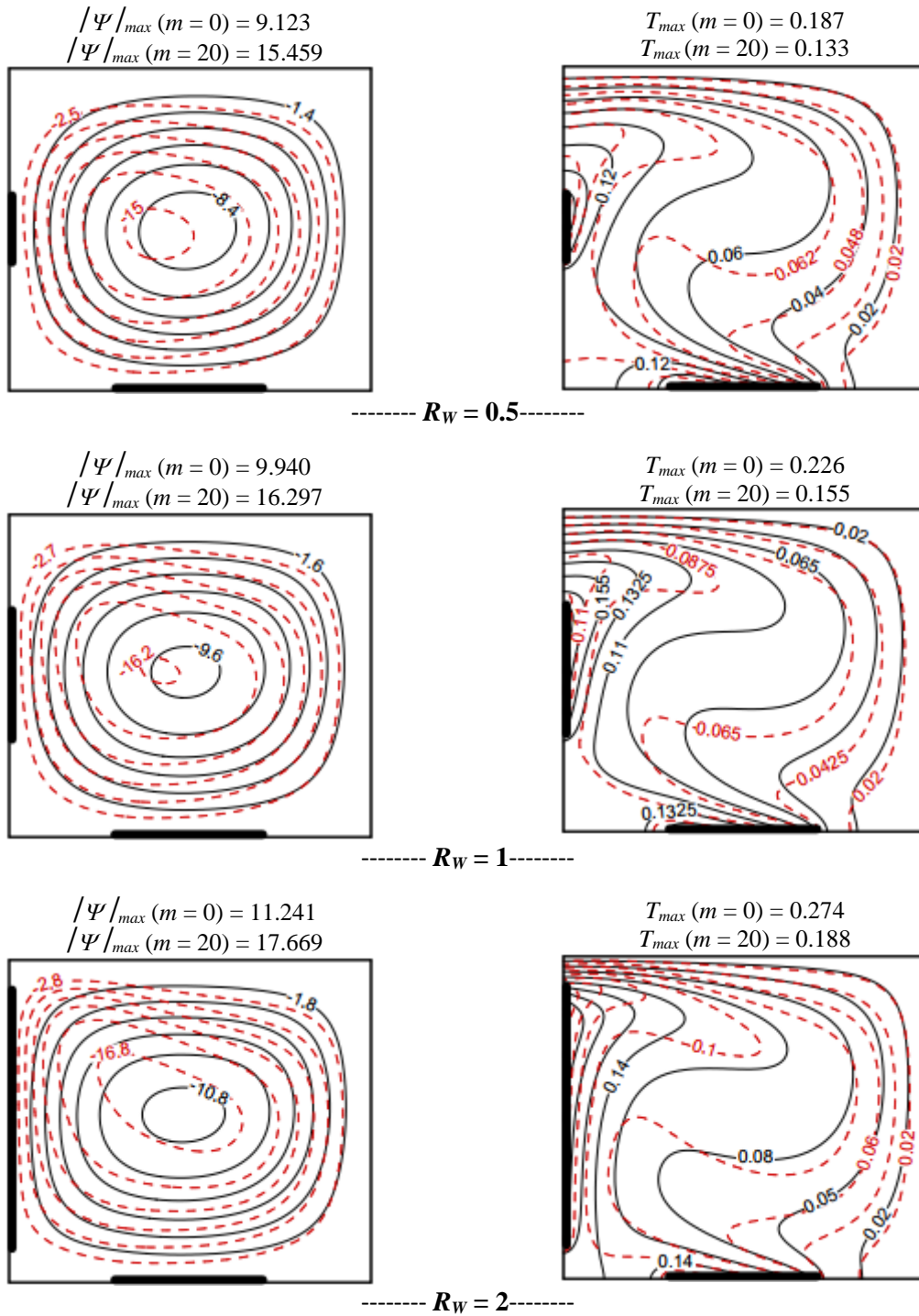


Figure 5.4 : Lignes de courant (à gauche) isothermes (à droite) pour différentes valeurs R_W et m : $m = 0$ (—) et $m = 20$ (- - -) ($Ra = 10^4$, $n = 0.6$ et $D_x = D_y = 0.5$).

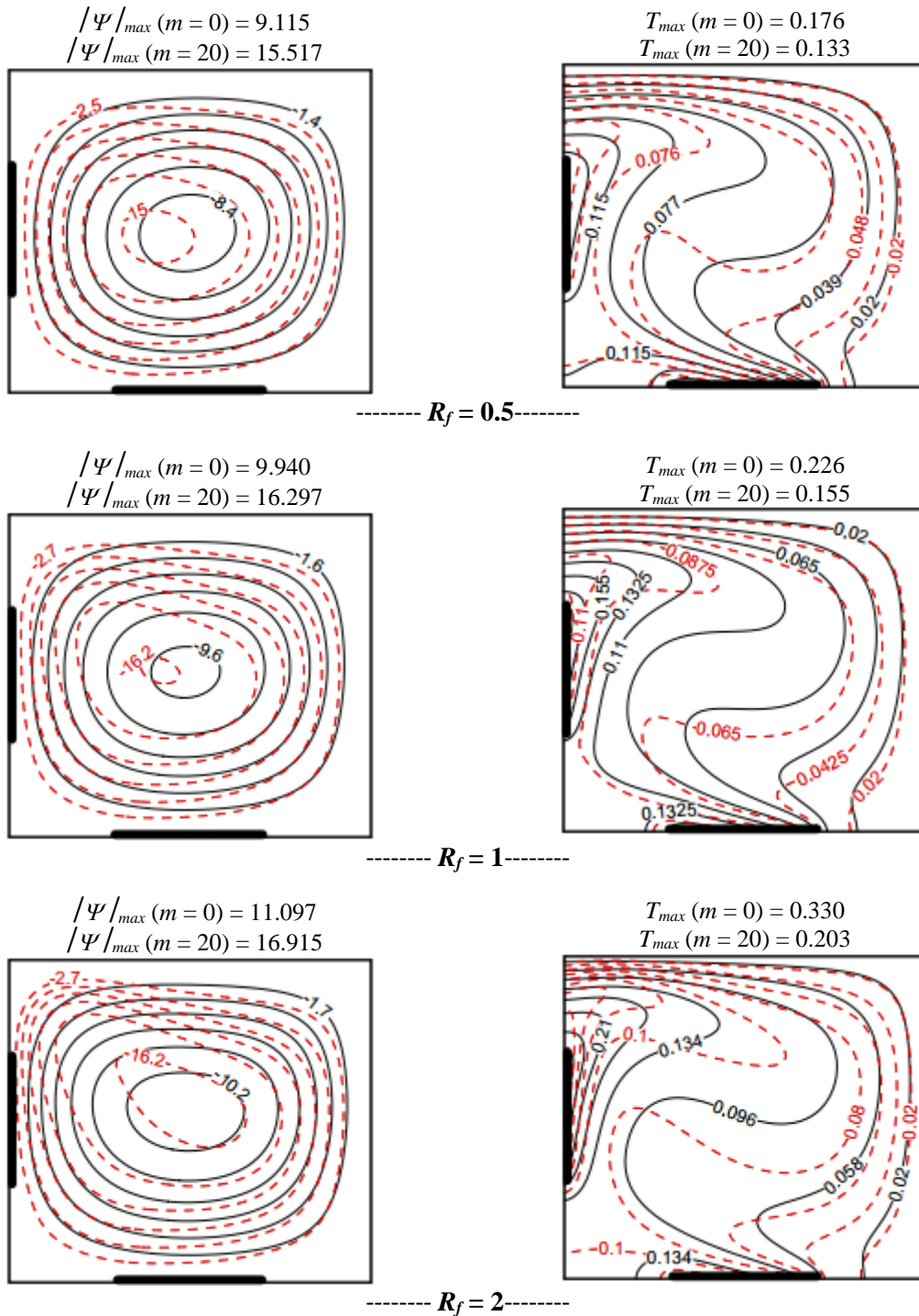


Figure 5.5 : Lignes de courant (à gauche) isothermes (à droite) pour différentes valeurs R_f et m : $m = 0$ (—) et $m = 20$ (- - -) ($Ra = 10^4$, $n = 0.6$ et $D_x = D_y = 0.5$).

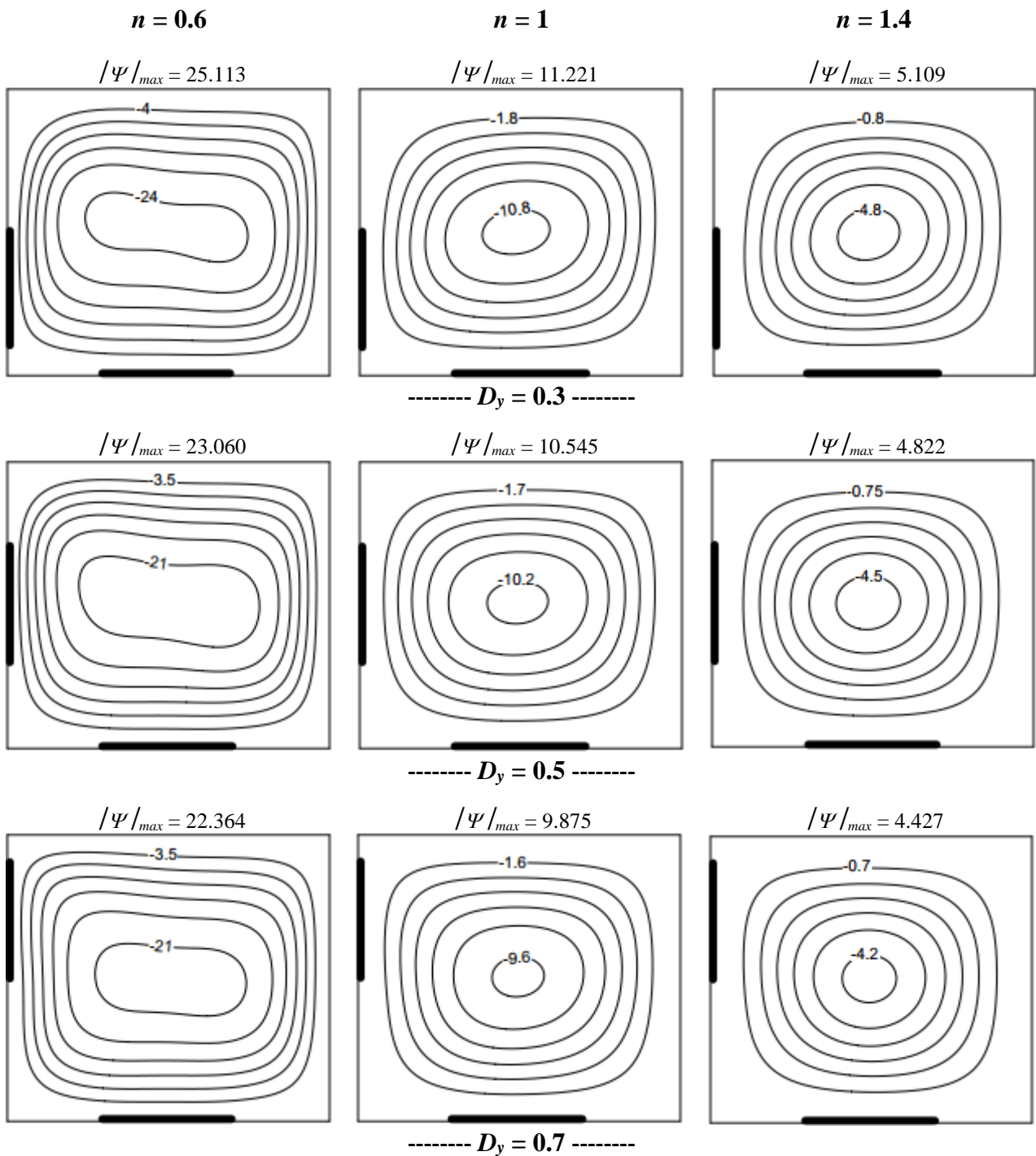


Figure 5.6 : Lignes de courant pour différentes valeurs de n et D_y ($Ra = 10^5$, $m = 0$, $D_x = 0.5$ et $W_x = W_y = 0.4$).

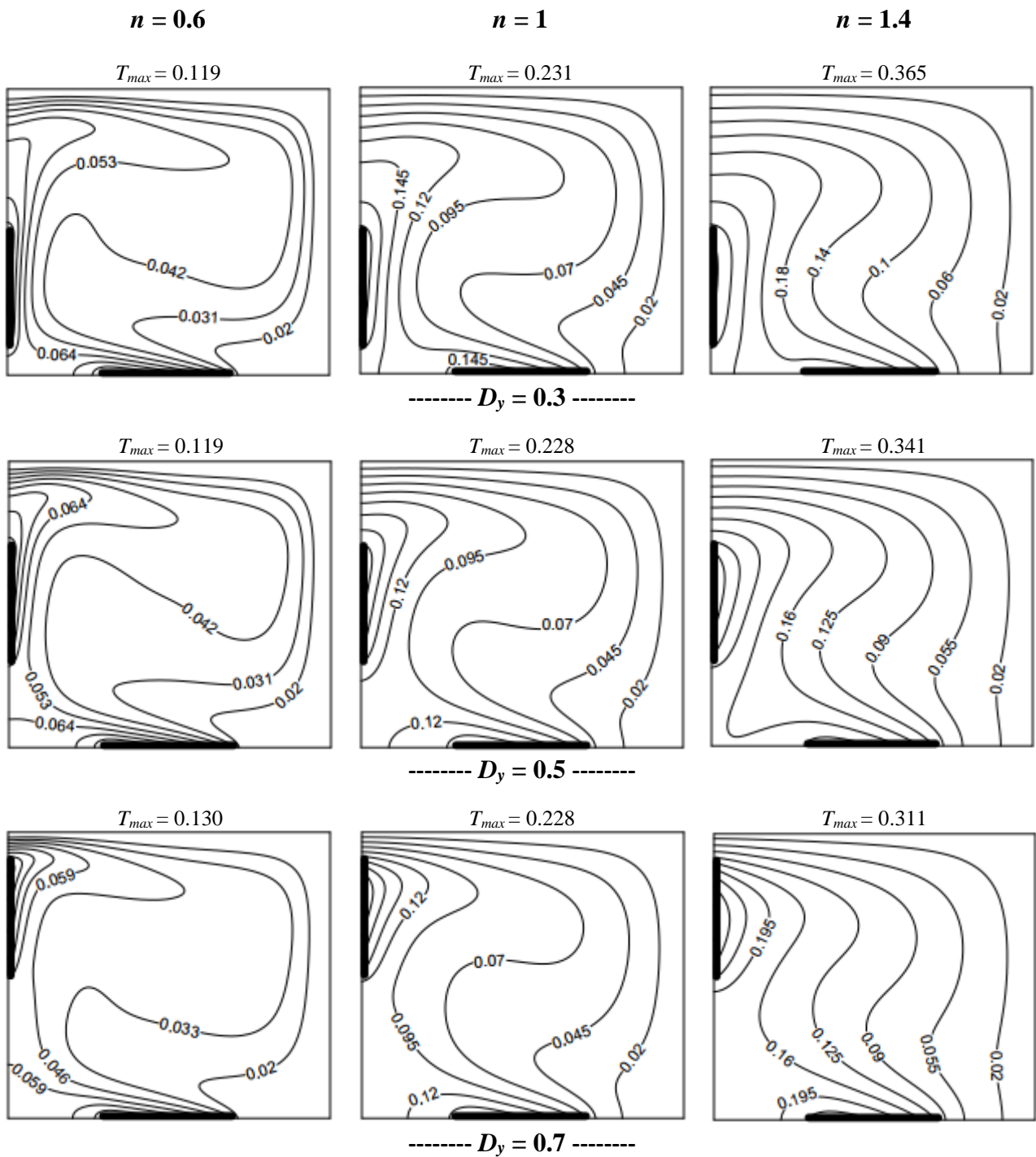


Figure 5.7 : Isothermes pour différentes valeurs de n et D_y ($Ra = 10^5$, $m = 0$, $D_x = 0.5$ et $W_x = W_y = 0.4$).

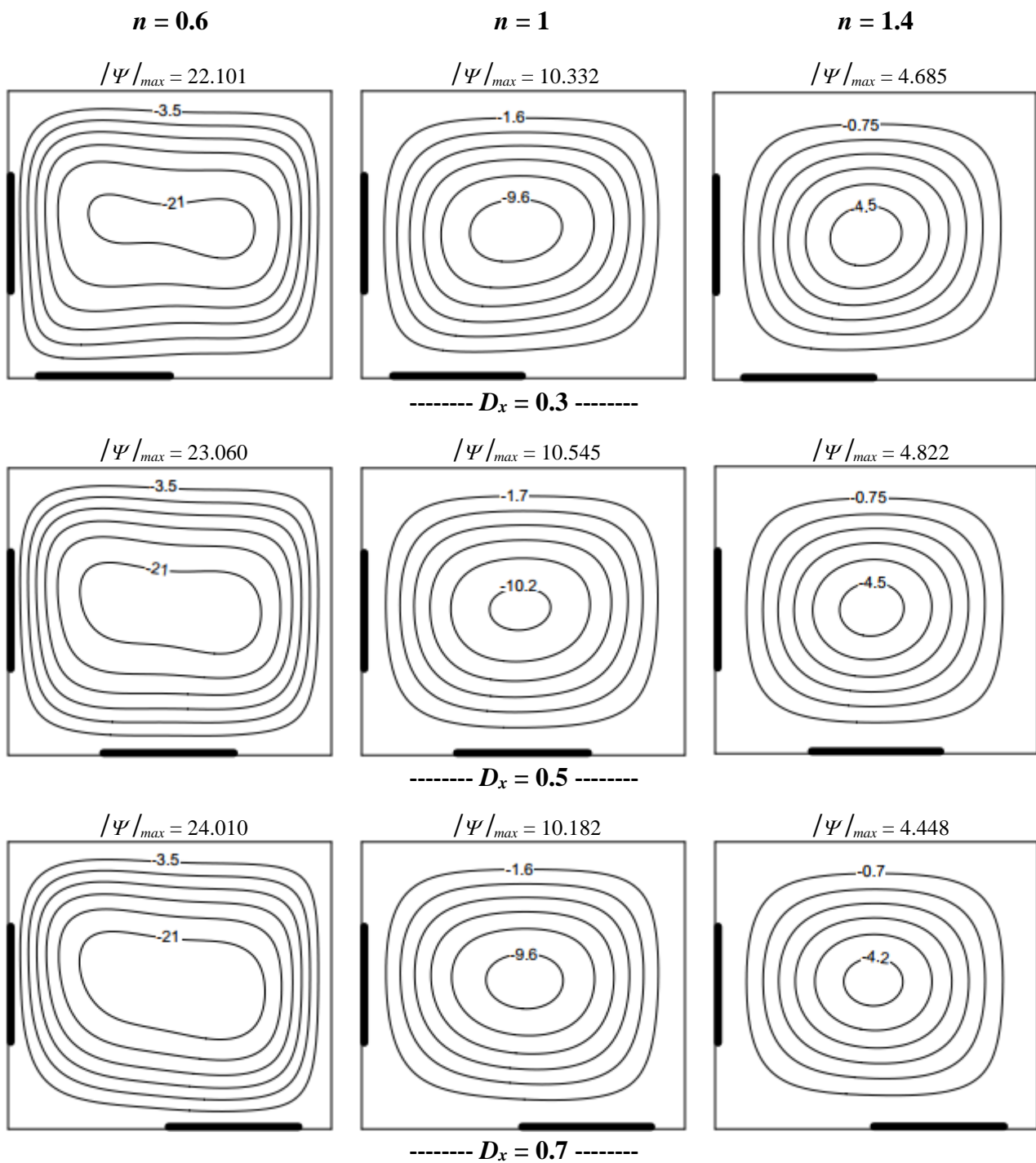


Figure 5.8 : Lignes de courant pour différentes valeurs de n et D_x ($Ra = 10^5$, $m = 0$, $D_y = 0.5$ et $W_x = W_y = 0.4$).

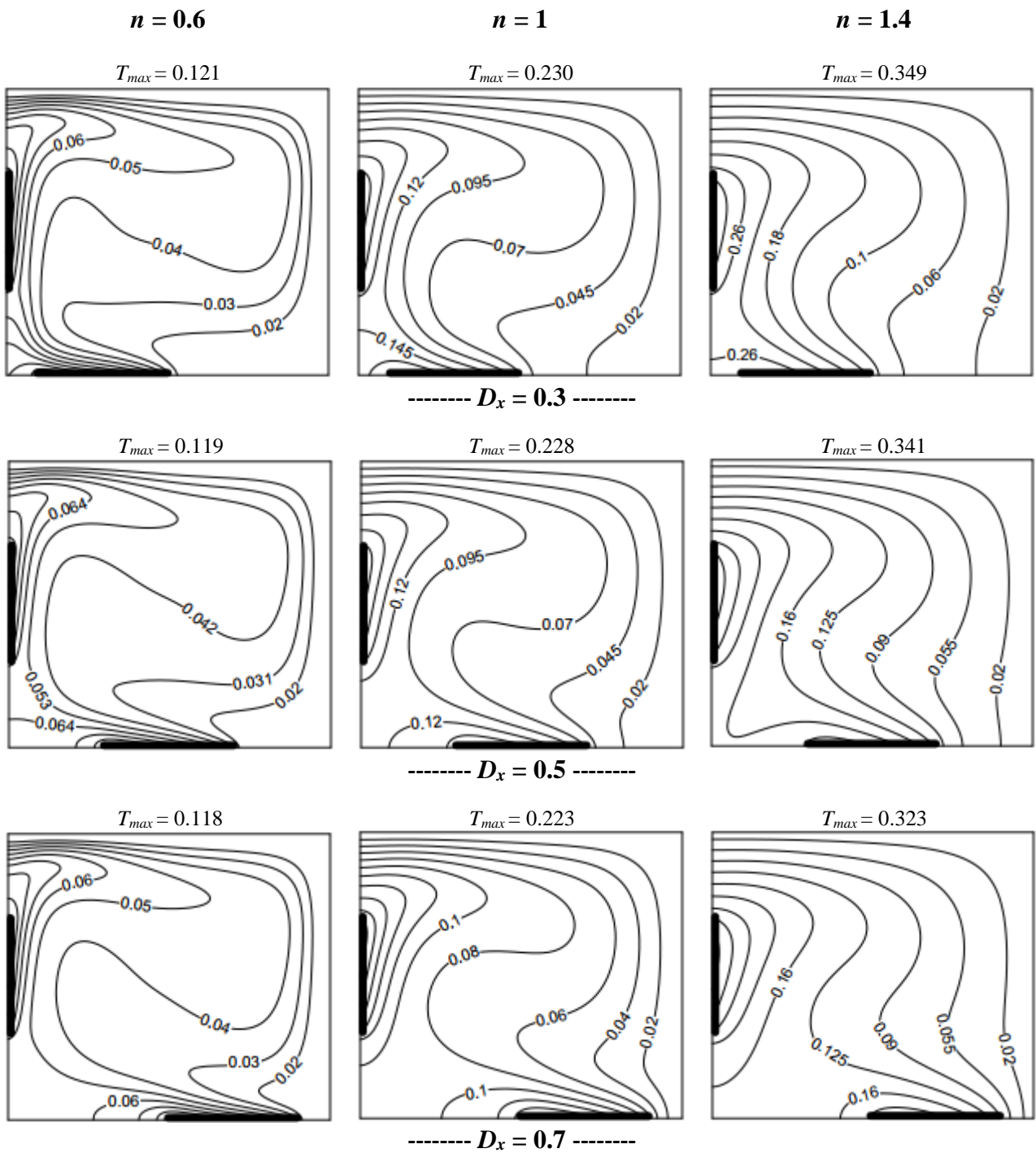


Figure 5.9 : Isothermes pour différentes valeurs de n et D_x ($Ra = 10^5$, $m = 0$, $D_y = 0.5$ et $W_x = W_y = 0.4$).

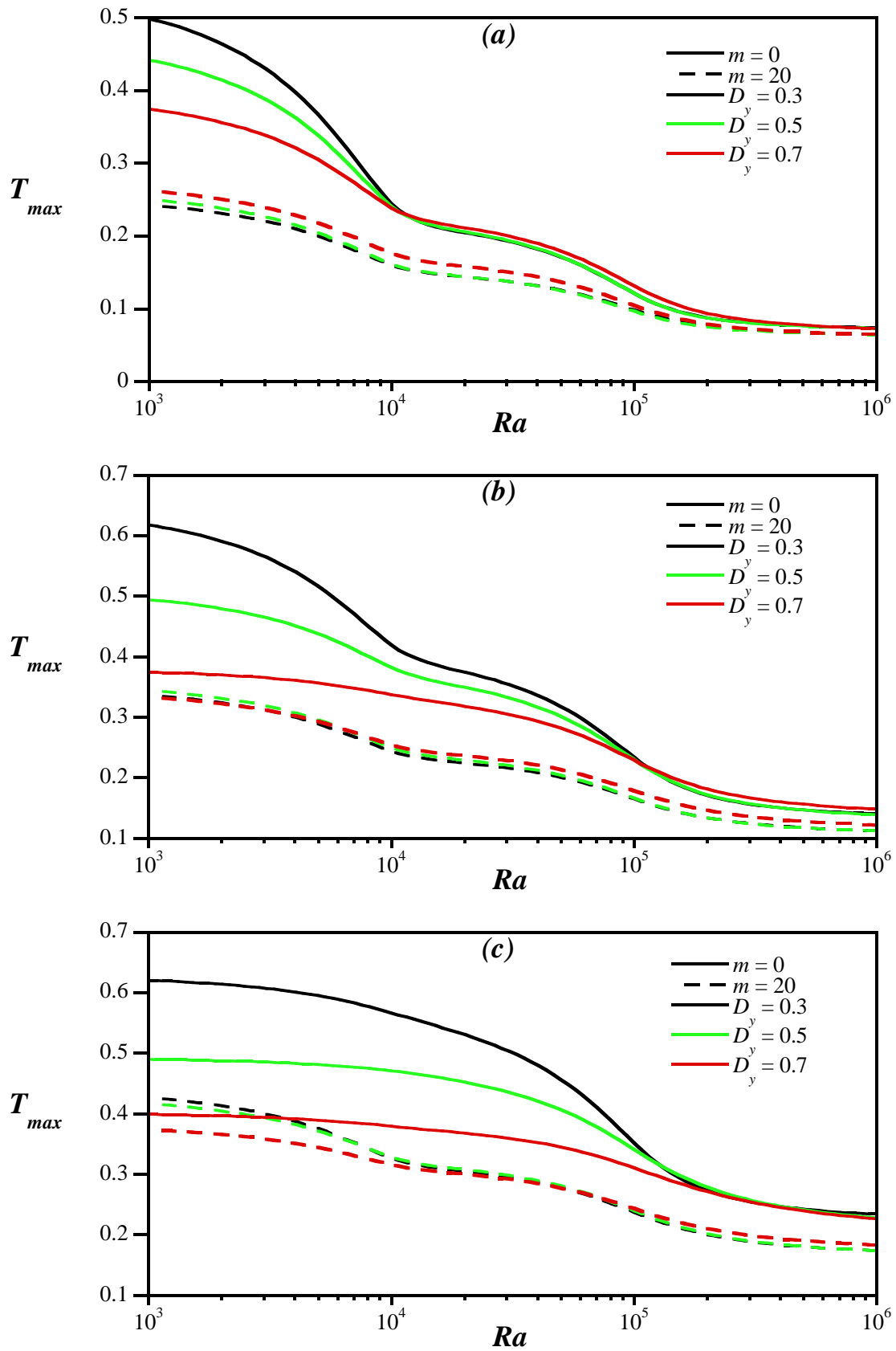


Figure 5.10 : Température maximale en fonction de Ra pour différentes valeurs D_y , m et n :
 (a) $n = 0.6$, (b) $n = 1$, (c) $n = 1.4$ ($D_x = 0.5$ et $W_x = W_y = 0.4$).

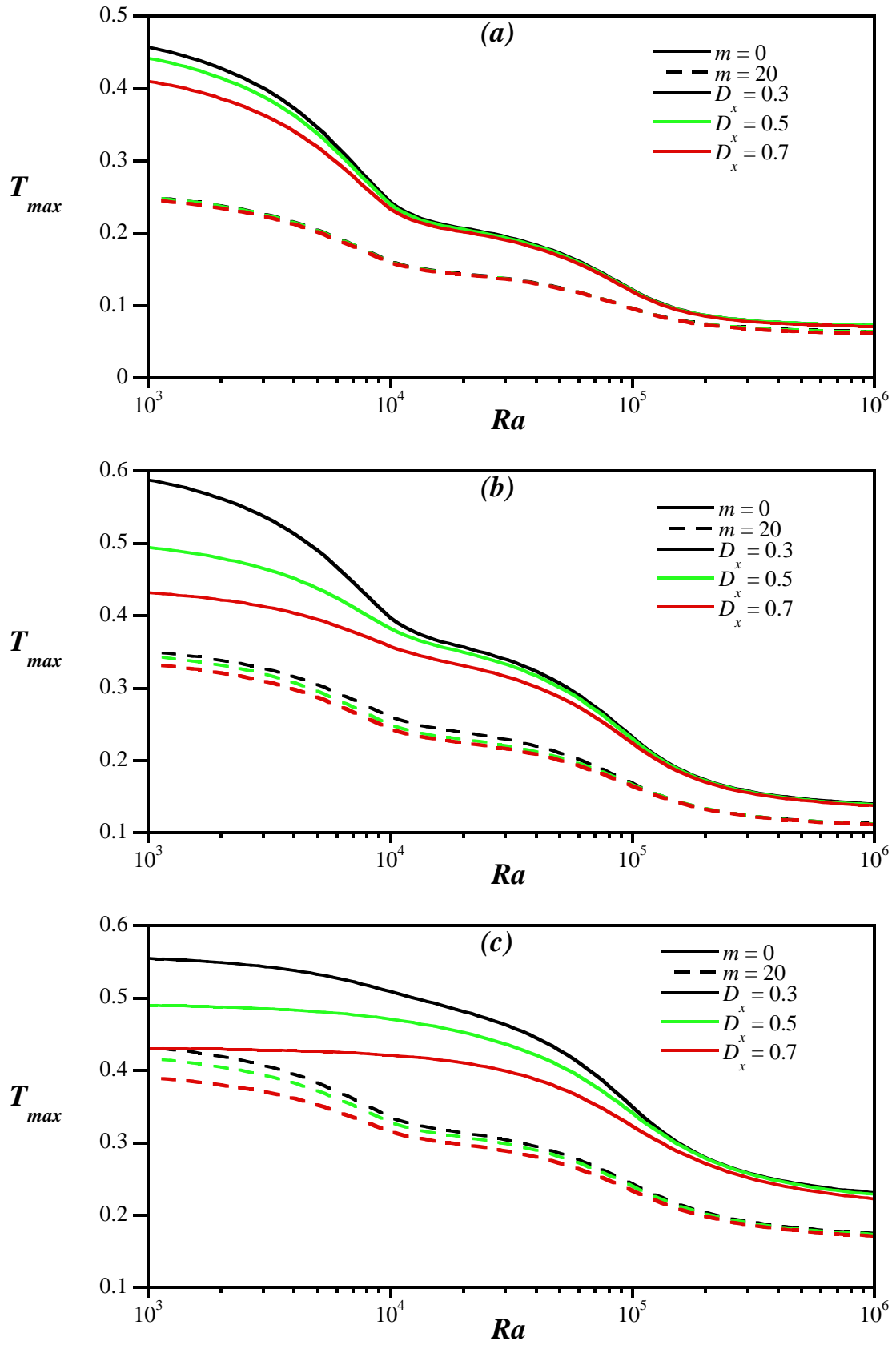


Figure 5.11 : Température maximale en fonction de Ra pour différentes valeurs D_x , m et n :
 (a) $n = 0.6$, (b) $n = 1$, (c) $n = 1.4$ ($D_y = 0.5$ et $W_x = W_y = 0.4$).

CONCLUSION GENERALE

Dans ce travail de thèse, nous avons mené une étude numérique sur la convection naturelle à l'intérieur d'une cavité carrée remplie des fluides non-Newtoniens. Ces fluides sont considérés de types pseudo-plastiques (ou rhéofluidifiants) et dilatants (ou rhéoépaississants) montrant une certaine dépendance de la viscosité effective vis-à-vis de la température (comportement thermo-dépendant). Pour décrire le comportement rhéologique de ces fluides on a utilisé le modèle loi de puissance décrit par Ostwald-De Waele accompagné de celle de Frank-Kamenetski-Reynolds, qui décrit le comportement thermo-dépendant. Les mouvements convectifs sont induits par les conditions aux limites thermiques au niveau des parois actives. Trois situations sont étudiées selon l'emplacement de la source de chaleur, dans un premier cas la source de chaleur est placée sur la paroi gauche. Par la suite, cette source est montée sur la parois inférieure. Finalement, une source de chaleur est placée sur la paroi gauche et une autre est montée sur la paroi inférieure. En tenant compte de certaines hypothèses simplificatrices et en adoptant le modèle thermo-rhéologique susmentionné, les équations modélisant la convection naturelle sont écrites sous la forme adimensionnelle en formulation des variables primitives (vitesse - pression - température) dans un système de coordonnées cartésiennes. Ces équations prennent un aspect fortement non-linéaire, cela fait que seule l'approche numérique permet la détermination des caractéristiques de cet écoulement. C'est ainsi qu'un code de calcul numérique, basé sur la méthode des volumes finis, est développé de manière appropriée au problème considéré. Pour présenter l'effet des paramètres de convection, de comportement thermo-rhéologique et de la source de chaleur sur les écoulements et les transferts au sein de la cavité, des simulations numériques ont été effectuées pour différentes valeurs des paramètres de contrôle, qui sont l'indice de comportement rhéologique, n , les intensités des densités de flux horizontale, a , et verticale, b , l'emplacement de la source de

chaleur gauche, D_y , et sa longueur, W_y , l'emplacement de la source de chaleur inférieure, D_x , et sa longueur, W_x , le nombre de Pearson, m , caractérisant le comportement thermo-dépendant, le nombre de Rayleigh généralisé, Ra , et celui de Prandtl, Pr . Cependant, le paramètre Pr n'est pas considéré comme un paramètre d'influence dans le présent travail, à cause de sa valeur élevée pour les fluides considérés. On peut résumer ce qu'il en ressort dans ce qui suit.

- L'augmentation du nombre de Rayleigh conduit à l'amélioration de l'intensité de l'écoulement et du transfert de chaleur pour tous les fluides considérés dans la présente étude, ce qui provoque une amélioration de l'évacuation de la chaleur de l'élément chauffant.
- L'augmentation du nombre de Pearson et la diminution de l'indice de comportement entraînent une réduction de la viscosité apparente du fluide et ainsi une augmentation de la convection naturelle à l'intérieur de l'enceinte. Cela entraîne une augmentation du taux de transfert de chaleur et une plus grande évacuation de la chaleur de l'élément chauffant.
- L'effet des paramètres de viscosité sont fortement sensibles à la valeur du nombre de Rayleigh. Le transfert de chaleur à l'intérieur de l'enceinte n'est pas affecté par la variation de l'indice de comportement et du nombre de Pearson pour des faibles valeurs de Rayleigh, tandis que l'effet des paramètres de viscosité apparaît en augmentant la valeur de Rayleigh.
- L'effet du paramètre de la thermo-dépendance sur la structure de l'écoulement et le champ de température est clarifié par le déplacement du cœur de l'écoulement vers la zone la plus chaude de la cavité, qui se situe évidemment proche de la source de chaleur. Ce déplacement génère une distorsion des isothermes vers la zone chaude.
- L'augmentation de la longueur de l'élément chauffant favorise le transport convectif à l'intérieur de l'enceinte, mais réduit simultanément le nombre de Nusselt moyen. De plus, à mesure que la longueur de l'élément chauffant augmente, les effets du nombre de Pearson deviennent plus prononcés.

- L'emplacement de la source de chaleur joue un rôle important sur l'amélioration du transport convectif et du transfert de chaleur à l'intérieur de l'enceinte. En fait, la cavité est plus significativement affectée par l'écoulement induit par la convection naturelle lorsque l'élément chauffant est situé à une position inférieure dans l'enceinte car le fluide sous la source de chaleur a une tendance à rester froid et relativement stagnant.

Enfin, ce travail peut être élargi par des études complémentaires pour mieux comprendre ce phénomène de convection dans les enceintes partiellement chauffées, pour cela il serait intéressant d'examiner :

- ✓ Une étude expérimentale de ce phénomène.
- ✓ L'influence de l'instationnarité et le régime d'écoulement.
- ✓ La génération de l'entropie dans les enceintes partiellement chauffées.
- ✓ L'effet du couplage des gradients thermique et massique sur les performances thermiques des cavités remplies de fluides à comportement thermo-dépendant.
- ✓ La convection mixte à l'intérieure d'une cavité partiellement chauffée et remplie d'un fluide non-Newtonien à comportement thermo-dépendant.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

Acharya, N. and Chamkha, A. J. (2022), On the magnetohydrodynamic Al_2O_3 -water nanofluid flow through parallel fins enclosed inside a partially heated hexagonal cavity. *International Communications in Heat and Mass Transfer*, 132, 105885.

Aminossadati, S. M. and Ghasemi, B. (2009), Natural convection cooling of a localised heat source at the bottom of a nanofluid-filled enclosure. *European Journal of Mechanics-B/Fluids*, 28(5), 630-640.

Astanina, M. S., Sheremet, M. and Umavathi, C. J. (2018), Unsteady natural convection in a partially porous cavity having a heat-generating source using local thermal non-equilibrium model. *International Journal of Numerical Methods for Heat & Fluid Flow*.

Astanina, M. S., Rashidi, M. M., Sheremet, M. A. and Lorenzini, G. (2019), Effect of porous insertion on convective energy transport in a chamber filled with a temperature-dependent viscosity liquid in the presence of a heat source term. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 144, 118530.

Astanina, M. S., Ghalambaz, M., Chamkha, A. J. and Sheremet, M. A. (2021), Thermal convection in a cubical region saturated with a temperature-dependent viscosity fluid under the non-uniform temperature profile at vertical wall. *International Communications in Heat and Mass Transfer*, 126, 105442.

Ayachi, R. E., Raji, A., Hasnaoui, M., Naïmi, M. and Abdelbaki, A. (2012), Combined effects of radiation and natural convection in a square cavity submitted to two combined modes of cross gradients of temperature. *Numerical Heat Transfer, Part A: Applications*, 62(11), 905-931.

Aydin, O. and Yang, W. J. (2000), Natural convection in enclosures with localized heating from below and symmetrical cooling from sides. *International Journal of Numerical Methods for Heat & Fluid Flow*, 10(5), 518-529.

- Bahlaoui, A., Raji, A., El Ayachi, R., Hasnaoui, M., Lamsaadi, M. and Naimi, M. (2007),** Coupled natural convection and radiation in a horizontal rectangular enclosure discretely heated from below. *Numerical Heat Transfer, Part A: Applications*, 52(11), 1027-1042.
- Balmforth, N.J. and Provenzale, A. (2001),** Geophysical aspects of non-Newtonian fluid mechanics, Springer-Verlag, 582, 34-51.
- Banerjee, S., Mukhopadhyay, A., Sen, S. and Ganguly, R. (2008),** Natural convection in a bi-heater configuration of passive electronic cooling. *International Journal of Thermal Sciences*, 47(11), 1516-1527.
- Batoul, A. (1995),** Simulation numérique d'écoulements thermocapillaires en croissance cristalline, Thèse de Doctorat, Université de Paris XI, Orsay, France.
- Ben Amara, S. (2005),** Ecoulement et transferts thermiques en convection naturelle dans les milieux macro-poreux alimentaires : Application aux réfrigérateurs ménagers, Thèse de Doctorat, Institut National Agronomique Paris-Grignon, France.
- Bourich, M., Hasnaoui, M. and Amahmid, A. (2004),** Double-diffusive natural convection in a porous enclosure partially heated from below and differentially salted. *International Journal of Heat and fluid flow*, 25(6), 1034-1046.
- Carey, V. P. and Mollendorf, J. C. (1978),** Natural convection in liquids with temperature dependent viscosity, *Proc. 6th Int. Heat Transfer Con& Toronto*, Hemisphere, Washington, DC., 2, 211-217.
- Cormack, D. E., Leal, L. G. and Imberger, J. J. (1974),** Natural convection in a shallow cavity with differentially heated end walls. Part 1. Asymptotic theory. *Journal of fluid Mechanics*, 65(2), 209-229.
- Cormack, D. E., Leal, L. G. and Seinfeld, J. H. (1974),** Natural convection in a shallow cavity with differentially heated end walls. Part 2. Numerical solutions. *Journal of Fluid Mechanics*, 65(2), 231-246.
- Corvaro, F., Marchetti, B. and Vitali, M. (2022),** Validation of velocity field measured with particle image velocimetry of a partially heated cavity. *Heat Transfer Engineering*, 1-13.

Cotter, A. and Charles, E. (1993), Transient cooling of petroleum by natural convection in cylindrical storage tanks: 1-Development and testing of a numerical simulator, *Int. J. Heat Mass Transfer.*, 36, 2165-2174.

Couarraze, G. and Grossiord, J.L. (1991), *Initiation à la rhéologie*, TEC. Doc.-Lavoisier.

Corcione, M., and E. Habib. (2010) Buoyant heat transport in fluids across tilted square cavities discretely heated at one side. *International Journal of Thermal Sciences* 49, 797-808.

Daghab, H., Kaddiri, M., Raghay, S., Lamsaadi, M. and El Harfi, H. (2021), Numerical study of natural convection for generalized second-grade fluids confined in a square cavity subjected to horizontal heat flux. *International Journal of Heat and Technology*, 39(2), 345-354.

Daghab, H., Kaddiri, M., Raghay, S., Lamsaadi, M. and El Harfi, H. (2021), Numerical study of natural convection heat transfer for second-grade fluids confined in square cavity subjected to horizontal heat flux. *AIP Conference Proceedings* (Vol. 2345, No. 1, p. 020035). AIP Publishing LLC.

De Vahl Davis, G. (1983), Natural convection of air in a square cavity: a bench mark numerical solution. *International Journal for numerical methods in fluids*, 3(3), 249-264.

Devi, T. S., Lakshmi, C. V., Venkatadri, K., Prasad, V. R., Bég, O. A. and Reddy, M. S. (2020), Simulation of unsteady natural convection flow of a Casson viscoplastic fluid in a square enclosure utilizing a MAC algorithm. *Heat Transfer*, 49(4), 1769-1787.

Essafi, S. (1995), *Etude du panache issu d'un câble chauffant horizontal : Application de la prévention du gel dans les vignobles*, Thèse de Doctorat, Université de Reims, France.

Gibanov, N. and Sheremet, M. A. (2019), Effect of trapezoidal heater on natural convection heat transfer and fluid flow inside a cubical cavity. *International Journal of Numerical Methods for Heat & Fluid Flow*.

Gowtham, S., Sivaraj, C. and Sheremet, M. A. (2022), Thermogravitational convection of water-based nanofluids with entropy generation in a wavy cabinet having a localized non-uniform heat source. *The European Physical Journal Plus*, 137(4), 1-22.

- Gray, D.D. and Giorgini, A. (1976)**, The validity of the Boussinesq approximation for liquids and gases, *Int. J. Heat and Mass Transfer*, Vol. 19, pp. 545-551.
- Harlow, F. H. and Welch, J. E. (1965)**, Numerical calculation for time dependent viscous incompressible flow of fluid with free surface, *Physics of Fluids*, 8, 2182-2189.
- Hassan, M.A., Pathak, M. and Khan, M. (2013)**, Natural convection of viscoplastic fluids in a square enclosure. *Journal of Heat Transfer*, 135(12): 122501.
- Hassan, M. A., Pathak, M., Khan, M. K. and Khan, N. H. (2020)**, Natural convection of viscoplastic fluids in an enclosure with partially heated bottom wall. *International Journal of Thermal Sciences*, 158, 106527.
- Horimek, A., Noureddine, B., Benkhchiba, A. and AitMessaoudene, N. (2017)**, Laminar natural convection of power-law fluid in a differentially heated inclined square cavity. *Annales de Chimie-Science des Matériaux*, 41(3-4): 261-281.
- Horimek, A. and Nekag, E. (2020)**, Natural Convection Cooling of a Heat Source Placed at the Bottom of a Square Cavity. Effect of Source Length, Position, Thermal Condition and Prandtl Number. *International Journal of Heat and Technology*, 38(3), 722-737.
- Imberger, J. (1974)**, Natural convection in a shallow cavity with differentially heated end walls. Part 3. Experimental results. *Journal of Fluid Mechanics*, 65(2), 247-260.
- Inaba, H., Daib, C. and Horibe, A. (2003)**, Natural convection heat transfer of micro-emulsion phase-change-material slurry in rectangular cavities heated from below and cooled from above, *Int. J. Heat and Mass Transfer.*, 46, 4427-4438.
- Iftikhar, B., Siddiqui, M. A. and Javed, T. (2022)**, Natural convection and thermal radiation analysis inside the square cavity filled with non-Newtonian fluid via heatlines and entropy generation. *Physica Scripta*. 97(2).
- Kaddiri, M., Naïmi, M., Raji, A. and Hasnaoui, M. (2012)**, Rayleigh-Bénard convection of non-Newtonian Power-law fluids with temperature-dependent viscosity. *ISRN Thermodynamics*, 2012.

Lamsaadi, M., Naimi, M. and Hasnaoui, M. (2006), Natural convection heat transfer in shallow horizontal rectangular enclosures uniformly heated from the side and filled with non-Newtonian power law fluids. *Energy Conversion and Management*, 47(15-16), 2535-2551.

Lamsaadi, M., Naimi, M., Hasnaoui, M. and Mamou, M. (2006), Natural convection in a tilted rectangular slot containing Non-Newtonian Power-Law fluids and subject to a longitudinal thermal gradient. *Numerical Heat Transfer, Part A: Applications*, 50(6), 561-583.

Le, X. H. K., Pop, I. and Sheremet, M. A. (2021), Thermogravitational Convective Flow and Energy Transport in an Electronic Cabinet with a Heat-Generating Element and Solid/Porous Finned Heat Sink. *Mathematics*, 10(1), 34.

Liao, C. C., Li, W. K. and Chu, C. C. (2022), Analysis of heat transfer transition of thermally driven flow within a square enclosure under effects of inclined magnetic field. *International Communications in Heat and Mass Transfer*, 130, 105817.

Loenko, D. S., Shenoy, A. and Sheremet, M. A. (2021), Effect of time-dependent wall temperature on natural convection of a non-Newtonian fluid in an enclosure. *International Journal of Thermal Sciences*, 166, 106973.

Ma, Y., Mohebbi, R., Yang, Z. and Sheremet, M. (2022), Thermal performance of an environmentally friendly nanoliquid in a cabinet with two l-shaped heaters: application for electronic cooling. *International Journal of Numerical Methods for Heat & Fluid Flow*, (ahead-of print).

Midoux, N. (1993), Mécanique et rhéologie des fluides en génie chimique, TEC. Doc.-Lavoisier.

Nikbakhti, R. and Khodakhah, J. (2016), Numerical investigation of double diffusive buoyancy forces induced natural convection in a cavity partially heated and cooled from sidewalls. *Engineering Science and Technology, an International Journal*, 19(1), 322-337.

Nouar, C. (2005), Thermal convection for a thermo-dependent yield stress fluid in an axisymmetric horizontal duct, *Int. J. heat Mass Transfer*, 48, 5520-5535

Ohta, Mi., Ohta, Mas., Akiyoshi, M. and Obata, E. (2002), A numerical study on natural convective heat transfer of pseudo-plastic fluids in a square cavity, *Num. Heat Transfer, Part A*, 41, 4, 357-372

Ostrach, S. (1988), Natural Convection in Enclosures, *J. Heat Transfer*, 110, 1175-1190.

Ostwald, W. (1925), *Kolloid z.*, 36, 99-117.

Ozoe, H. and Churchill, S.W. (1972), Hydrodynamic stability and natural convection in Ostwald-De Waele and Ellis fluids: the development of a numerical solution, *AIChE J.*, 18, 6, 1196-1207.

Oztop, H. F, and E. Abu-Nada, (2008), Numerical study of natural convection in partially heated rectangular enclosures filled with nanofluids. *Int. J. Heat Fluid Flow*, 29, 1326–1336.

Ögüt, E. B. (2009), Natural convection of water-based nanofluids in an inclined enclosure with a heat source. *International Journal of Thermal Sciences*, 48(11), 2063-2073.

Pandey, S., Yoon, S. Y., Balachandar, S. and Ha, M. Y. (2022), Experimental and numerical investigations of thermal and flow characteristics of a shear-thinning non-Newtonian fluid in a differentially heated cavity. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 187, 122570.

Patankar, S. (1980), *Num. Heat Transfer and Fluid Flow*. Hemisphere, New York.

Piau, J.-M. (1970), Convection naturelle laminaire en régime permanent dans les liquides. Influence des variations des Propriétés Physique avec la Température, *C.R.Hebd. Séan, Acad. Science, Paris* 271, 935-956.

Raisi, A. (2016). Natural Convection of Non-Newtonian Fluids in a Square Cavity with a Localized Heat Source. *Strojniski Vestnik/Journal of Mechanical Engineering*, 62(10).

Rhie, C.M. and Chow, W.L. (1983). Numerical study of the turbulent flow past an airfoil with trailing edge separation. *AIAA Journal*, 21(11): 1525-1532.

Richardson, L. and Straughan, B. (1993), A nonlinear energy stability analysis of convection with temperature dependent viscosity, *Acta Mechanica.*, 97, 41-49.

Saglam, M., Sarper, B. and Aydin, O. (2018), Natural convection in an enclosure with a discretely heated sidewall: heatlines and flow visualization. *Journal of Applied Fluid Mechanics*, 11(1), 271-284.

Saglam, M., Sarper, B. and Aydin, O. (2019), Natural Convection in an Enclosure with a Pair of Discrete Heat Sources. *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*, 33(1), 234-245.

Şahin, B. (2020), Effects of the center of linear heating position on natural convection and entropy generation in a linearly heated square cavity. *International Communications in Heat and Mass Transfer*, 117, 104675.

Saravanan, S. and Sivaraj, C. (2011), Natural convection in an enclosure with a localized nonuniform heat source on the bottom wall. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 54(13-14), 2820-2828.

Scirocco, V., Devienne, R. and Lebouché, M. (1985), Ecoulement laminaire et transfert de chaleur pour un fluide pseudo-plastique dans la zone d'entrée d'un tube, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 28, 1, 91-99.

Sharif, M. A. and Mohammad, T. R. (2005), Natural convection in cavities with constant flux heating at the bottom wall and isothermal cooling from the sidewalls. *International journal of thermal sciences*, 44(9), 865-878.

Sheremet, M. A. and Pop, I. (2018), Natural convection combined with thermal radiation in a square cavity filled with a viscoelastic fluid. *International Journal of Numerical Methods for Heat & Fluid Flow*, 28(3), 624-640.

Sheremet, M. A. and Rashidi, M. M. (2021), Thermal convection of nano-liquid in an electronic cabinet with finned heat sink and heat generating element. *Alexandria Engineering Journal*, 60(3), 2769-2778.

Shin S. and Cho, Y.I. (1994), Laminar heat transfer in a rectangular duct with a non-Newtonian fluid with temperature dependent viscosity, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 37, 1, 19-30.

Siginer, D. A. and Valenzuela-Rendon A. (2000), On the laminar free convection and stability of grade fluids in enclosures, *Int. J. Heat and Mass Transfer*, 43, 3391-3405.

Sivaraj, C., Gowtham, S., Elango, M. and Sheremet, M. A. (2022), Analysis of thermo-magnetic convection and entropy generation of Al₂O₃-water nanofluid in a partially heated

wavy electronic cabinet. *International Communications in Heat and Mass Transfer*, 133, 105955.

Soni, R. P. and Gavara, M. R. (2016), Natural convection in a cavity surface mounted with discrete heaters and subjected to different cooling configurations. *Numerical Heat Transfer, Part A: Applications*, 70(1), 79-102.

Tien, C., Tsuei, H.S. and Sun, Z.S. (1969), Thermal instability of a horizontal layer of a non-Newtonian fluid heated from below, *Int. J. Heat Mass Transfer, Shorter Communications*, 12, 1173.

Turan, O., Chakraborty, N. and Poole, R. J. (2010), Laminar natural convection of Bingham fluids in a square enclosure with differentially heated side walls. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 165(15-16), 901-913.

Turan, O., Sachdeva, A., Chakraborty, N. and Poole, R. J. (2011), Laminar natural convection of power-law fluids in a square enclosure with differentially heated side walls subjected to constant temperatures. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 166(17-18), 1049-1063.

Turan, O., Sachdeva, A., Poole, R. J. and Chakraborty, N. (2012), Laminar natural convection of power-law fluids in a square enclosure with differentially heated sidewalls subjected to constant wall heat flux. *Journal of heat transfer*, 134(12).

Turki, S. (1990), Contribution à l'étude numérique des transferts par convection naturelle et par convection mixte dans les fluides non-newtoniens confinés, Thèse de Doctorat, CNAM, Paris, France.

Van Doormaal JP. and Raithby GD. (1984), Enhancement of the SIMPLE method for predicting incompressible fluid flows. *Numerical Heat Transfer*; 7: 147–163.

Yadav, C. K., Halder, A., Mukherjee, S., Manna, N. K., Biswas, N. and Mandal, D. K. (2022), Effect of sinusoidal heating and Hartmann number on nanofluid based heat flow evolution in a cavity. *Materials Today: Proceedings*.