



HAL
open science

Flammes de diffusion laminaires dans un gradient magnétique vertical

Fouad Khaldi

► **To cite this version:**

Fouad Khaldi. Flammes de diffusion laminaires dans un gradient magnétique vertical. Electromagnétisme. INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE GRENOBLE, 2004. Français. NNT : . tel-01331608

HAL Id: tel-01331608

<https://hal.science/tel-01331608>

Submitted on 14 Jun 2016

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE GRENOBLE

N° attribué par la bibliothèque

THESE

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'INPG

Spécialité : Energétique Physique

Préparée au laboratoire d'Elaborations par Procédés Magnétiques (E. P. M.)

Dans le cadre de l'école doctorale Mécanique et Energétique

présentée et soutenue publiquement

par

Fouad KHALDI

Le 13/07/2004

Titre :

**Flammes de diffusion laminaires dans un gradient
magnétique vertical**

Directeur de thèse : Pascale GILLON

Jury

**Mme. Danièle ESCUDIE
Mme. Françoise BAILLOT
M. Brahim SARH
Mme. Pascale GILLON
M. Yves FAUTRELLE**

**, Président
, Rapporteur
, Rapporteur
, Directeur de thèse
, Examineur**

Remerciements

Cette thèse a été réalisée au sein du Laboratoire d'Elaborations par Procédés Magnétiques (EPM) dirigé par Monsieur Christian TRACY.

Je souhaite exprimer ma profonde reconnaissance à Madame Pascale GILLON chargée de recherche au CNRS qui a dirigé ma thèse.

Je remercie respectueusement Madame Danièle ESCUDIE directeur de recherche au CNRS de m'avoir fait l'honneur d'être le président du Jury de ma thèse.

J'exprime ma respectueuse gratitude à Madame le Professeur Françoise BAILLOT de l'université de Rouen et au Monsieur le Professeur Brahim SARH de l'université d'Orléans qui ont accepté de juger ce travail. De même, je remercie Monsieur le Professeur Yves FAUTRELLE de l'.I.N.P. Grenoble pour sa participation au Jury.

Enfin, je tiens à remercier tous ceux qui m'ont aidé à accomplir mon travail de thèse.

À ma mère et mon père,
Yamina et Brahim ;
et à mon épouse et mon fils,
Wahida et Mamoun

Sommaire

INTRODUCTION.....	9
1 INTERACTIONS ENTRE LES CHAMPS MAGNETIQUES ET LA MATIERE	9
1.1 NOTIONS DE MAGNETISME	23
1.2 ACTIONS DU CHAMP MAGNETIQUE SUR LES MOMENTS MAGNETIQUES	25
1.2.1 <i>Diamagnétisme</i>	26
1.2.2 <i>Paramagnétisme</i>	28
1.3 ENERGIE MAGNETIQUE.....	34
1.4 FORCE MAGNETIQUE	35
1.5 PRODUCTION DU CHAMP MAGNETIQUE INTENSE.....	38
1.5.1 <i>Description d'un aimant supraconducteur</i>	39
1.5.2 <i>Calcul du champ magnétique axisymétrique et de son gradient</i>	40
2 UNE FLAMME-JET DE DIFFUSION LAMINAIRE DANS UN GRADIENT MAGNETIQUE VERTICAL	45
2.1 INTRODUCTION	49
2.2 FORCES ELECTROMAGNETIQUES DANS LA FLAMME	51
2.3 FORCE MAGNETIQUE DANS LA FLAMME	52
2.4 EXPERIMENTATION	58
2.5 DEMARCHE NUMERIQUE.....	59
2.6 PHENOMENES OBSERVES	67
2.7 ANALYSE DES PHENOMENES OBSERVES	74
2.7.1 <i>Flamme en microgravité</i>	75
2.7.2 <i>Longueur de flamme</i>	76
2.7.3 <i>Largeur de flamme</i>	84
2.7.4 <i>Formation des suies</i>	85
2.7.5 <i>Fluctuations de flamme</i>	89
2.7.6 <i>Décrochage et extinction de flamme</i>	93
2.8 CONCLUSION.....	98
3 ETUDE DE LA CONVECTION MAGNETO-GRAVITAIRE THERMIQUE DANS L'AIR	104
3.1 CONTEXTE.....	107
3.2 CONVECTION MAGNETO-GRAVITAIRE THERMIQUE DANS L'AIR.....	107
3.2 DISPOSITIF EXPERIMENTAL.....	110
3.2 CALCUL NUMERIQUE	111
3.3 RESULTATS ET DISCUSSIONS	116
3.4 CONCLUSION.....	126
4 ETUDE DE LA SIMILARITÉ ENTRE LA CONVECTION MAGNÉTO-GRAVITAIRE ET LA CONVECTION GRAVITAIRE DANS UNE CAVITÉ RECTANGULAIRE	129
4.1 INTRODUCTION.....	133
4.2 PROCEDURE EXPERIMENTALE.....	135
4.3 MODELISATION NUMERIQUE	136
4.4 RESULTATS ET DISCUSSION	142
a) <i>sans champ magnétique</i>	142
b) <i>gradient magnétique positif</i>	143
c) <i>gradient magnétique négatif</i>	150
4.5 CONCLUSION.....	152
CONCLUSION GENERALE	157

Introduction

Les études en combustion ont pour double objectif d'améliorer le rendement global de la combustion et de réduire les émissions de polluants. Souvent, ces études s'appuient sur des expériences de laboratoire simplifiées pour comprendre les mécanismes physiques des phénomènes mis en jeu afin de proposer de nouveaux moyens d'agir sur la combustion. Comme exemples parmi d'autres, des expériences de combustion en microgravité ou en gravité élevée sont menées afin de quantifier l'effet de la gravité sur les flammes. Aussi, l'application d'un champ électrique permet de générer des forces pour léviter les gouttes en combustion et l'excitation acoustique de forte intensité provoque la déformation d'une flamme conique à l'origine en une forme hémisphérique.

Ces vingt dernières années, plusieurs études majoritairement japonaises ont montré que les champs magnétiques sont un moyen original d'agir sur la combustion. Néanmoins, c'est le célèbre Faraday [1] qui a mis en lumière pour la première fois l'effet d'un champ magnétique sur les flammes en 1847. Il observe qu'une flamme de bougie contourne la région du champ magnétique concentré entre les pointes des deux pôles d'un électroaimant. A partir d'expériences simples, il constate que le phénomène observé est dû simultanément à la non homogénéité spatiale du champ magnétique et aux natures magnétiques différentes de la flamme et de l'air.

Il est maintenant établi que les substances paramagnétiques dont fait partie l'air par la présence de l'oxygène sont attirées vers les champs magnétiques croissants et que les substances diamagnétiques tels les gaz de flamme sont repoussées vers les champs magnétiques décroissants. En effet, la force magnétique agissant sur une unité de volume d'une substance est $F = \frac{\rho\chi_m}{2\mu_0} \nabla B^2$. Cette force est donc proportionnelle au produit du gradient magnétique ∇B^2 , de la masse volumique ρ et de la susceptibilité magnétique massique χ_m qui prend le signe positif pour les substances paramagnétiques et le signe négatif pour les substances diamagnétiques.

Ce n'est qu'à partir des années 1980 que des études plus poussées sur les mécanismes d'interaction entre le magnétisme et la combustion sont publiées.

Pour clarifier les différents domaines d'étude de la bibliographie, les paramètres les plus pertinents sont donnés ci-après :

- Des paramètres caractérisant la combustion : flamme de diffusion, flamme prémélangée, richesse, flamme laminaire, couple carburant/comburant.
- Des paramètres caractérisant la distribution du champ magnétique : champ uniforme ($\nabla B^2=0$), gradient magnétique croissant ($\nabla B_z^2/>0$) ou décroissant ($\nabla B_z^2/<0$) le long de la flamme.

La plupart des travaux dans le domaine de la combustion sous champ magnétique sont de nature expérimentale. En 1982, Hayashi [2] partant des effets magnétiques dans les réactions chimiques en phase liquide, s'intéresse à l'effet magnétique sur les paires de radicaux en combustion. Ses mesures spectroscopiques sur des flammes prémélangées de propane/O₂ et H₂/O₂ placées sous 1,5T montrent une influence du champ magnétique sur l'intensité d'émission du radical OH sans que les intensités de CH et C₂ soient affectées. L'auteur attribue cet effet à une augmentation par voie magnétique de la population de l'état A²Σ⁺ du radical OH. Une meilleure efficacité de la combustion est ainsi obtenue par augmentation de la population d'un état excité.

En 1986, Ueno *et al.* [3] relèvent des variations de température lors de la combustion catalysée de différents alcools par application d'un champ magnétique. Ils confirment clairement le rôle du gradient de champ magnétique et celui de l'oxygène dans ces effets. En 1987, la même équipe, Ueno *et al.* [4], montre qu'une flamme de diffusion se déforme pour échapper aux champs magnétiques croissants pouvant aller jusqu'à 300T²/m. Il est également montré que les gradients croissants de champ sont capables de ralentir voire de bloquer l'éjection de certains gaz dans l'air. L'explication qui est donnée fait état de la formation d'un rideau d'air par la pression magnétique qui agit sur l'oxygène de l'air de forte susceptibilité magnétique. Le rideau magnétique est responsable de l'étouffement d'une flamme de bougie causant son extinction, Ueno [5]. La référence Ueno *et al.* [6] présente un modèle de dynamique moléculaire pour expliquer la formation de ce rideau d'air.

A la même période paraissent des travaux consacrés aux flammes de diffusion, (c'est-à-dire non prémélangées), Aoki [7-10] analyse successivement, l'effet d'un champ magnétique décroissant le long de la flamme, celui d'un champ magnétique croissant le long de la flamme, le cas d'un champ uniforme encerclé de gradients et le cas plus complexe où la flamme est entourée de gradients magnétiques qui induisent instabilité et extinction de la

flamme. Ce travail particulièrement détaillé présente pour chaque cas l'influence magnétique à la fois sur l'allure de la flamme : forme, couleur mais aussi sur l'évolution des émissions des espèces radicalaires par mesures spectroscopiques et de la température de flamme. En Aoki [7], il est reporté qu'un champ magnétique décroissant le long d'une flamme de diffusion produit une augmentation des émissions des transitions des radicaux OH*, CH* et C₂*, une augmentation de la température de flamme, l'amincissement de la flamme et une tendance à bleuir. La déformation de la flamme est attribuée à la distribution 3D des gradients magnétiques, qui provoque une déformation du jet de carburant quand il entre dans l'air. La tendance à bleuir, l'augmentation des émissions des radicaux OH, CH et C₂, la diminution de l'intensité du spectre continu et l'augmentation de la température de flamme sont attribuées à un meilleur mélange oxygène/carburant provoqué par la déformation de la section du jet dans l'air par les forces magnétiques. Dans la référence Aoki [8], l'action d'un champ magnétique croissant le long d'une flamme de diffusion de butane commence à faible intensité par allonger la flamme, libérer de la fumée, et diminuer les émissions des radicaux, la température et la tendance à bleuir. A plus forte intensité magnétique, la flamme est renversée anormalement, les zones jaune-orange et bleue sont inversées, et la plus haute température de la flamme est située en surface de flamme assez loin du haut. Les formes de flammes et les écoulements des produits de la combustion, de l'air et de la flamme sont modifiés par les forces magnétiques provenant des gradients magnétiques qui modifient le mélange et la diffusion. En Aoki [9], il est montré que l'effet d'un champ uniforme sur une flamme de diffusion de butane produit une très faible diminution de l'intensité d'émission de la transition $A^2\Sigma \rightarrow X^2\Pi$ des radicaux OH*, de l'intensité du spectre continu dû au nuage et de la température tandis que la flamme s'allonge. Ces effets sont attribués aux gradients de champ en-dehors de la zone flamme, le mouvement de l'air qui en résulte a une amplitude suffisante pour perturber la combustion.

Wakayama et collaborateurs ont publié de nombreux articles relatifs aux flammes, à la combustion et aux écoulements de gaz sous champ magnétique. En 1991, Wakayama *et al.* [11] montrent expérimentalement que le gradient de champ magnétique agit sur l'écoulement de différents gaz dans l'air. Quand le gaz injecté est plus concentré en O₂ son jet est attiré à l'intérieur de l'aimant en direction du champ magnétique croissant, quand il est constitué d'azote ou d'argon le jet est repoussé en direction du champ magnétique décroissant. La force magnétique influence l'écoulement aux abords de l'entrefer d'un électroaimant à hauteur de la différence de susceptibilité magnétique entre l'air ambiant et le gaz ; ce qui permet

d'expliquer la formation et les observations de Ueno sur le rideau d'air. Ces observations sont confirmées dans l'étude de Wakayama [12]. L'amélioration de la combustion dans les flammes de diffusion est observée par Wakayama [13] quand le carburant est envoyé dans l'air en direction d'un champ magnétique décroissant. Selon Wakayama *et al.* [14], l'amélioration de la combustion est expliquée par l'augmentation de l'apport d'oxygène au front de flamme par convection magnétique induite en raison de la différence de susceptibilités magnétiques entre l'air et la flamme. Wakayama *et al.* [15] ont montré qu'en gradient magnétique décroissant, une flamme de diffusion continue à brûler en microgravité. Sans champ magnétique la flamme s'éteint au bout de quelques secondes. Fujita *et al.* [16] ont mené la même expérience et déduisent qu'à la valeur du gradient magnétique au-delà de laquelle la flamme continue à brûler en microgravité correspond un nombre de Grashof magnétique similaire et de même ordre que celui gravitaire ce qui signifie que la convection magnétique compense l'absence de la convection gravitaire.

Plus récemment, les travaux de Yamada *et al.* [17, 18], s'intéressent aux émissions des radicaux OH dans différentes configurations de champ et de combustion. Une flamme de diffusion H_2/O_2 est étudiée, Yamada *et al.* [17], en présence d'un gradient de champ magnétique vertical ou horizontal par analyse numérique. Par comparaison à la distribution obtenue sans champ magnétique, l'application d'un gradient de champ produit une diminution des OH à la périphérie extérieure de la flamme, diminution de 30 à 40% et une légère augmentation sur l'intérieur de la flamme de 2,5%. La force magnétique qui agit préférentiellement sur la répartition de l'oxygène entraîne un écoulement de gaz qui modifie indirectement la distribution d'OH dans la flamme. Il est trouvé que le gradient de champ horizontal est 1,2 fois plus influant sur la modification de répartition des OH que le gradient de champ vertical.

Bien que les changements de distributions des OH soient attribués à un apport d' O_2 par écoulement de l'air, il n'est pas précisé le mécanisme de l'écoulement hormis la force d'attraction des éléments paramagnétiques vers les champs forts. Les sources de mouvements du gaz par différence de concentration ou de température ne sont pas évoquées. Les auteurs n'expliquent pas non plus l'évolution de la distribution des OH par effet du gradient magnétique. En Yamada *et al.* [18], les mêmes auteurs présentent une analyse numérique et expérimentale menée sur la flamme de diffusion H_2/O_2 . La mesure des distributions de OH* par chimioluminescence et par fluorescence induite par laser montre une migration des radicaux OH vers le centre de la flamme sous l'effet magnétique. Ces observations sont reproduites qualitativement par simulation numérique : la force magnétique n'agissant pas

directement sur la vitesse de diffusion des OH mais son action sur O₂ produit un changement de la vitesse moyenne du mélange de gaz pour transporter la distribution des radicaux OH indirectement.

En 2003, Baker *et al.* [19] trouvent par une combinaison de nombres de Froude et de Grashof et de leurs similaires magnétiques qu'une flamme de diffusion soumise à un gradient de champ décroissant montre un comportement universel pour les différentes valeurs de gradient du champ, de dimension de brûleurs et de débit de propane examinés dans l'étude.

Dans le cas d'une flamme prémélangée méthane/air, Kajimoto *et al.* [20], l'influence du champ magnétique est liée à la richesse du mélange. Pour un mélange pauvre (de 0,89 à 1), la distribution des OH mesurée par LIF montre une concentration en OH plus faible en bas de flamme et plus élevée en haut de flamme alors qu'en mélange riche (de 1 à 1,8) on retrouve une diminution des OH en périphérie de flamme et une augmentation à l'intérieur de la flamme comme pour la flamme de diffusion H₂/O₂. L'effet d'un champ magnétique uniforme est également investigué sur des flammes prémélangées laminaires par Mizutani *et al.* [21]. Les auteurs citent les trois effets possibles du champ magnétique sur la combustion que sont l'action directe sur la cinétique chimique, l'action indirecte issue de l'interaction des champs magnétiques non uniformes avec le gradient de concentration en O₂ du fait de la combustion et la force de Lorentz sur les particules chargées en mouvement. Le contour de flamme et la température ne sont pas perturbés par l'application d'un champ homogène de 5T. Par contre les concentrations en NO et NO_x déterminées par chimioluminescence sont plus basses sous l'effet du champ. A cette observation deux explications possibles c'est soit une distorsion introduite par les gradients de champ soit une action directe du champ du fait que la formation de NO est dominée par des réactions chimiques de plus faible vitesse.

En plus des interactions magnétiques, il faut considérer les interactions électromagnétiques et chimiques entre les champs magnétiques et la combustion des flammes.

Les interactions des champs magnétiques avec les charges électriques et les plasmas donnent lieu à la force de Lorentz, proportionnelle au produit de la concentration des ions et d'électrons, de leurs vitesses et du champ magnétique mais son intensité ne semble pas être suffisante pour induire un effet sur les flammes. L'analyse de Yamada *et al.* [17] fait référence à la concentration d'ions et d'électrons dans une flamme H₂/air à 2000K de 10¹⁴/m³ à comparer à 10²⁴/m³ d'autres molécules radicaux et atomes. L'intensité sur un ion H⁺ est de l'ordre de 10⁻⁷N/m³ à comparer à la force magnétique sur l'oxygène qui est de 10 N/m³.

Les interactions de nature chimique entre les champs magnétiques et la combustion ont fait l'objet de quelques travaux théoriques qui ont étudié l'effet des champs magnétiques sur les propriétés thermodynamiques des réactions chimiques. Delhez [22-23] a prédit la nécessité de champs assez élevés pour produire un effet significatif sur les réactions chimiques. Dans son exemple d'étude il a estimé qu'un champ de l'ordre de 1 Tesla est sans effet sur une réaction d'oxydoréduction. Zimmels [24-27] a reformulé les équations générales de la thermodynamique en incluant la présence des champs magnétiques. Baker *et al.* [28] ont calculé qu'un champ magnétique uniforme ne peut modifier les caractéristiques d'équilibre de la combustion du méthane dans l'air qu'à des températures extrêmement élevées dépassant celles existant en pratique dans les systèmes de combustion. Le modèle utilisé inclut un terme représentant l'énergie magnétique dans l'équation de l'énergie libre de Gibbs.

Par ailleurs, des systèmes commerciaux basés sur le magnétisme revendiquent une action bienfaisante sur la combustion. Il est promis en cas d'utilisation une économie de carburant, une augmentation du rendement de la combustion couplée ou non à une diminution des émissions polluantes qui l'accompagnent. Des essais sur circuit sur véhicule à essence mettent en doute l'efficacité de ces systèmes [29]. Par contre dans d'autres domaines notamment dans le cas de moteurs Diesel, les essais semblent plus positifs.

Objectifs spécifiques à la présente étude

Toutes les expériences citées plus haut sont menées dans des champs magnétiques de distributions assez complexes et limités en intensité. Ceci nous prive de développer des analyses simples et donc de révéler tous les effets que les champs magnétiques sont susceptibles d'exercer sur les flammes.

L'idée fondamentale et originale de la présente étude est qu'un gradient magnétique vertical assez intense peut être utilisé comme un moyen d'influencer la dynamique des flammes de diffusion d'une manière analogue à celle due à la gravité. Vis-à-vis du champ de gravité terrestre \mathbf{g} , une flamme de diffusion est un mélange de gaz léger (chaud) entouré par l'air ambiant lourd (froid) et donc la flamme subit une poussée gravitaire ascendante. Vis-à-vis d'un gradient magnétique vertical, la flamme est un mélange de gaz non magnétique entouré par l'air ambiant paramagnétique. Donc, l'air subit une force magnétique verticale,

$$\mathbf{g}_m = \frac{\chi_m}{\mu_0} B dB / dz \mathbf{e}_z$$

dont le sens dépend du signe du gradient magnétique vertical $B dB/dz$.

Ainsi, \mathbf{g}_m est parallèle à \mathbf{g} quand $BdB/dz < 0$ et ils sont antiparallèles quand $BdB/dz > 0$. Dans le premier cas, l'air exerce sur la flamme une poussée magnétique verticale ascendante et dans le deuxième cas, il exerce sur elle une poussée verticale magnétique descendante. L'effet combiné de \mathbf{g}_m et \mathbf{g} résulte une poussée magnéto-gravitaire de gravité artificielle \mathbf{g}^* , quantifiée par le coefficient $G = \mathbf{g}^* / \mathbf{g}$.

L'étude présentée par le présent mémoire se déroule comme suit :

- Chapitre 1.** Description des interactions physiques qui existent entre les champs magnétiques et la matière.
- Chapitre 2.** Observation des flammes de diffusion laminaires placées dans l'entrefer d'un aimant vertical et axisymétrique et comparaison des observations à celles issues d'autres études menant des expériences similaires dans des conditions de gravité variées. Identification des paramètres qui peuvent être utilisés pour caractériser les régimes d'influence des champs magnétiques en association avec une simulation numérique des phénomènes observés.
- Chapitre 3.** Développement d'une étude d'analogie qui simule le mouvement convectif induit par un gradient magnétique vertical dans les flammes par une expérience qui traite avec la convection magnéto-gravitaire thermique induite dans l'air.
- Chapitre 4.** Etude de la similarité qui existe entre la convection gravitaire et la convection magnéto-gravitaire étudiée dans le cadre de la configuration d'une cavité rectangulaire différentiellement chauffée.

Références

- [1] M. Faraday, On the Diamagnetic conditions of Flame and Gases, The London Edinburgh and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science, 31 (210), 401-421, (1847).
- [2] H. Hayashi, The external magnetic field effect on the emission intensity of the $A^2E^+ \rightarrow X^2\Pi(0-0)$ transition of the OH radical in flames, Chemical Physics Letters, 87 (2), 113-116, (1982).
- [3] S. Ueno, K. Harada, Experimental difficulties in observing the effects of magnetic field on biological and chemical processes, IEEE Trans. on Mag., 22 (5), 868-873, (1986).
- [4] S. Ueno, K. Harada, Effects of magnetic fields on flames and gas flow, IEEE Trans. on Mag., 23 (5), 2752-2754, (1987).
- [5] S. Ueno, Quenching of flames by magnetic fields, J. Appl. Phys., 65 (3), 1243-1245, (1989).
- [6] S. Ueno, M. Iwasaka, H. Eguchi, T. Kitajima, Dynamic behavior of gas flow in gradient magnetic fields, IEEE Trans. on Mag., 29: 6 (1993) 3264-3266.
- [7] T. Aoki, Radicals' emissions and butane diffusion flames exposed to upward-decreasing magnetic fields, Japanese Journal of Applied Physics, 28:5 (1989) 776-785.
- [8] T. Aoki, Radicals emissions and anomalous reverse flames appearing in upward-increasing magnetic fields, Japanese Journal of Applied Physics, 29:1 (1990) 181-190.
- [9] T. Aoki, Radical emissions and butane diffusion flame exposed to uniform magnetic fields encircled by magnetic gradient fields, Japanese Journal of Applied Physics, 29:5 (1990) 952-957.
- [10] T. Aoki, A magnetically induced anomalous ring flame and quenching characteristics of butane flames, Japanese Journal of Applied Physics, 29:5 (1990) 864-867.
- [11] N.I. Wakayama, Behavior of gas flow under gradient magnetic fields, J. Appl. Phys., 69:4 (1991) 2734-2736,.
- [12] N.I. Wakayama, Magnetic acceleration and deceleration of O_2 gas streams injected into air, IEEE Trans. on Mag., 31:1 (1995) 897-901.
- [13] N.I. Wakayama, Magnetic promotion of combustion in diffusion flames, Combustion and flame, 93 (1993) 207-214.
- [14] N.I. Wakayama and M. Sugie, Magnetic promotion of combustion in diffusion flames, Physica B, 216 (1996) 403-405.
- [15] N.I. Wakayama, H. Ito, Y. Kuroda, O. Fujita, K. Ito, Magnetic support of combustion in diffusion flames under microgravity, Combustion and flame, 107 (1996) 187-192.

- [16] O. Fujita, K. Ito, T. Chida, S. Nagai, Y. Takeshita, Determination of magnetic field effects on a jet diffusion flame in a microgravity environment, 27th Symposium (International) on combustion/The Combustion Institute, Pittsburgh, (1998) 2573-2578.
- [17] E. Yamada, M. Shinoda, H. Yamashita, K. Kitagawa, Numerical analysis of a hydrogen-oxygen diffusion flame in vertical or horizontal gradient of magnetic field, *Combust. Sci. and Tech.*, 174:9 (2002) 131-146.
- [18] E. Yamada, M. Shinoda, H. Yamashita, K. Kitagawa, Experimental and numerical analyses of magnetic effect on OH radical distribution in a hydrogen-oxygen diffusion flame, *Combustion and flame*, 135 (2003) 365-379.
- [19] J. Baker, M. E. Calvert, A study of the characteristics of slotted laminar jet diffusion flames in the presence of non uniform magnetic fields, *Combustion and Flame*, 133 (2003) 345-357.
- [20] T. Kajimoto, E. Yamada, M. Shinoda, K. Kitagawa, Dependence of magnetically induced change in OH distribution in a methane-air premixed flame on equivalence ratio, *Combust. Sci. and Tech.*, 175:9 (2003) 1611-1623.
- [21] Y. Mizutani, M. Fuchihata and Y. Ohkura, Premixed laminar flames in a uniform magnetic field, *Combustion and flame*, 125 (2001) 1071-1073.
- [22] R. Delhez, L'influence du champ magnétique sur les transformations physico-chimiques - I, *Bull. Soc. Royale Sciences, Liège*, 26^e année, 2 (1957) 83-87.
- [23] R. Delhez, L'influence du champ magnétique sur les transformations physico-chimiques - II *Bull. Soc. Royale Sciences, Liège*, 26^e année, 4 (1957) 161-164.
- [24] Y. Zimmels, Thermodynamics in the presence of electromagnetic fields, *Physical Review E*, 52:2 (1995) 1452-1464.
- [25] Y. Zimmels, Theory and system analysis of field-dependent thermodynamic variables and Maxwell relations, *Physical Review E*, 53:4 (1996) 3173-3191.
- [26] Y. Zimmels, Thermodynamics of ideal gases in quasistatic electromagnetic fields, *Physical Review E*, 54:5 (1996) 4924-4937.
- [27] Y. Zimmels, Thermodynamics of phase transition and chemical reactions in the presence of quasistatic electromagnetic fields, *Physical Review E*, 55:5 (1997) 5102-5112.
- [28] J. Baker, K. Saito, Magnetocombustion: A thermodynamic analysis, *Journal of propulsion and power*, 16:2 (2000) 263-268.
- [29] *Auto Journal*, 621, 28 mai 2003.

Chapitre 1

Interactions

champs magnétiques - matière

Nomenclature

<i>B</i>	champ magnétique, [Tesla]
<i>C</i>	constante de Curie,
<i>dS</i>	unité de surface, [m ²]
<i>E</i>	énergie, [J]
<i>F</i>	force, [N]
<i>h</i>	constante de Planck,
<i>J</i>	densité de courant, [A/m ²]
<i>I</i>	courant, [A]
<i>K</i>	constante de Boltzmann,
<i>l</i>	longueur, [m]
<i>m</i>	masse d'électron, [kg]
<i>M</i>	moment magnétique volumétrique, [A/m]
<i>N_A</i>	nombre d'Avogadro, 6,023×10 ²³
<i>P</i>	moment magnétique [A m ²]
<i>q</i>	charge électrique, [Coulomb]
<i>R</i>	rayon de l'orbite, [m]
<i>T</i>	température, [K]
<i>U</i>	energie d'une molecule, [J]

Symboles grecs

<i>μ</i>	perméabilité magnétique, [Henry/m]
<i>μ₀</i>	perméabilité magnétique du vide, [Henry/m]
<i>dτ</i>	volume élémentaire, [m ³]
<i>Γ</i>	moment cinétique, [kg m ²]
<i>γ</i>	rapport gyromagnétique,
<i>Π</i>	coulpe, [N.m]
<i>χ</i>	susceptibilité magnétique, [m ³ /kg]
<i>ω</i>	vitesse angulaire, [rad/s]

Indices

<i>C</i>	Coulomb
-----------------	---------

<i>L</i>	Lorentz
<i>m</i>	magnétique
<i>M</i>	molaire
<i>e</i>	électron
<i>n</i>	noyau
<i>p</i>	paramagnétique
<i>d</i>	diamagnétique
<i>o</i>	orbital
<i>s</i>	spin
<i>0</i>	sans champ magnétique
<i>T</i>	cinétique thermique

L'objectif de ce chapitre est de rappeler les fondements physiques de la loi de la force magnétique. En effet, la force magnétique est la quantité clé du présent mémoire. Quoique des ouvrages, bien connus, tels que Landau et Lifshitz [1.1], Rosensweig [1.2] et Bashtovoy *et al.*[1.3] donnent l'expression la plus générale de la force magnétique, établie en se basant sur une analyse thermodynamique des contraintes que subit une particule de fluide, nous avons choisi, dans ce chapitre, de suivre un développement physique plus simple qui se base sur des lois physiques simples appliquées à l'échelle atomique. Les travaux de ce chapitre sont issus des ouvrages suivants : Guévorkian et Chépel [1.4], Vander Vorst [1.5] et Fournet [1.6].

1.1 Notions de magnétisme

Une particule de charge électrique q et de vitesse \mathbf{u} , évoluant dans une zone où règne un champ magnétique d'induction \mathbf{B} , subit la force de Lorentz :

$$\mathbf{F}_L = q(\mathbf{u} \wedge \mathbf{B}). \quad (1.1)$$

Cette force exercée sur un conducteur de longueur l , parcouru par un courant I , s'écrit :

$$\mathbf{F}_L = l (I \wedge \mathbf{B}). \quad (1.2)$$

Le champ magnétique, \mathbf{B} , créée par un courant de densité \mathbf{j} , en un volume élémentaire $d\tau$, distant de r du courant, peut être calculé par la loi de Biot-Savart :

$$\mathbf{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \int \mathbf{j} \nabla \frac{r}{r^3} d\tau, \quad (1.3)$$

où μ_0 est la perméabilité magnétique du vide.

Deux importantes propriétés découlent de la relation (1.3), à savoir :

La conservation du champ :

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (1.4)$$

et la circulation du champ magnétique autour de son courant de source :

$$\nabla \wedge \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{j}. \quad (1.5)$$

Le moment magnétique d'un champ magnétique créé par un courant I circulant autour d'une surface S est :

$$\mathbf{P} = \oint_s I d\mathbf{S}. \quad (1.6)$$

Selon (1.3) le magnétisme est créé par des courants électriques. Dans les milieux qui ne présentent pas de courant électrique apparent il subsiste du magnétisme à l'échelle atomique qui provient des charges électriques en mouvement. L'atome est constitué de particules chargées (protons et électrons) qui sont constamment en mouvement. Les champs magnétiques dans l'atome trouvent leurs origines dans les trois processus suivants :

1. mouvement orbital électronique : la rotation de l'électron autour du noyau de l'atome.
2. mouvement de spin électronique : la rotation de l'électron autour de son propre axe.
3. mouvement de spin nucléaire : la rotation du noyau, chargé par les protons, autour de son propre axe.

Ces champs magnétiques sont aussi influencés par la configuration électronique des différents atomes et la façon avec laquelle ils se combinent chimiquement pour former des molécules. Ces champs magnétiques interagissent mutuellement et aussi avec les champs magnétiques externes. Parmi ces interactions, certaines sont fortes et d'autres négligeables. Dans la matière, les effets magnétiques les plus forts sont dus aux mouvements de spins d'électrons, bien que les mouvements orbitaux des électrons deviennent la principale source de magnétisme quand tous les spins d'électrons présents dans une molécule se compensent entre eux.

Un électron de masse m_e et de charge q_e , en rotation sur son orbite de rayon R avec une

vitesse v et une période $T = 2\pi R/v$ est analogue à un circuit de courant $I = \frac{dq}{dt} = \frac{q_e}{T}$. Selon

(1.6), le moment magnétique orbital de l'électron est $P_o = I\pi R^2 = evR/2$. Ce dernier est associé au moment cinétique orbital $\Gamma_o = m_e vR$, *figure 1.1*. Pour un ensemble d'électrons en

mouvement autour d'un noyau, la situation est plus complexe car il s'agit de faire la sommation vectorielle à tous les électrons. On obtient la relation :

$$\mathbf{P}_o = \gamma_e \mathbf{\Gamma}_o, \quad (1.7)$$

où γ_e est appelé le rapport gyromagnétique. Dans le cas simple de l'électron unique, ce rapport est égale à $q_e/2m_e$.

Un électron, en rotation sur lui-même, est considéré comme une sphère chargée électriquement tournant autour de l'un de ses diamètres. On trouve également le même rapport gyromagnétique, $\gamma_e = q_e/2m_e$, entre les deux moments de spin de l'électron, magnétique \mathbf{P}_s et cinétique $\mathbf{\Gamma}_s$:

$$\mathbf{P}_s = \gamma_e \mathbf{\Gamma}_s. \quad (1.8)$$

Le moment magnétique nucléaire dû au noyau est de très faible valeur puisqu'il doit être associé également au rapport gyromagnétique $\gamma_n = q_n/2m_n$ où q_n est la charge électrique du noyau et m_n est sa masse qui est beaucoup plus élevée que la masse de l'électron. Par exemple, pour l'atome d'hydrogène : $\gamma_e = 1850\gamma_n$.

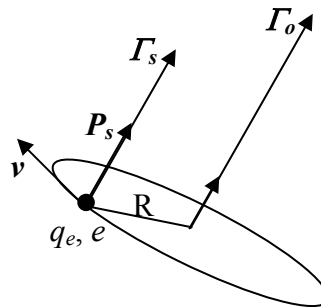


Figure 1.1 : Moments cinétique et magnétique d'un électron

1.2 Actions du champ magnétique sur les moments magnétiques

Nous ne considérons ici que les effets magnétiques créés par les deux mouvements, orbital et de spin, de l'électron.

1.2.1 Diamagnétisme

Examinons l'action d'un champ magnétique externe sur l'orbite d'un électron. Supposons sans perdre de généralité que le champ magnétique est vertical et homogène et qu'il est, aussi, perpendiculaire au plan de l'orbite de l'électron. L'électron dans sa rotation sur son orbite subit constamment la force électrique de Coulomb exercée par le noyau :

$$F_c = k \frac{q_e}{R^2}. \quad (1.9)$$

Cette force est centripète, en absence de champ et en appliquant la loi classique de mécanique :

$$\frac{m_e v_0^2}{R} = k_0 \frac{q_e}{R^2} \text{ et donc : } v_0 = \sqrt{k_0 \frac{q_e}{R m_e}}. \quad (1.10)$$

Le moment magnétique orbital est $P_{o0} = q_e v_0 R / 2$.

Selon (1.1), l'électron est sollicité par une force de Lorentz $F_L = q_e v B$; le plan de l'orbite étant perpendiculaire à \mathbf{B} , la force de Lorentz est contenue dans ce plan et sera, en fonction du sens de la rotation du mouvement sur son orbite, ou bien centrifuge (*orbite a*), *figure 1.2*, ou bien encore centripète (*orbite b*). Il découle ainsi :

$$\frac{m_e v^2}{R} = k_0 \frac{q_e}{R^2} \pm q_e v B \text{ et } P_o = q_e v R / 2. \quad (1.11)$$

Par conséquent, la vitesse v de l'électron sur son orbite dans un champ magnétique doit être différente de la vitesse v_0 en dehors du champ. A partir de (1.10) et (1.11) :

$$\frac{m_e v^2}{R} = \frac{m_e v_0^2}{R} \pm e v B ; \frac{q_e v B R}{m_e} = v^2 - v_0^2 = (v + v_0)(v - v_0) \approx 2v(v - v_0) \quad (1.12)$$

$$\text{et à la fin : } v - v_0 \approx \pm \frac{q_e R B}{2 m_e}. \quad (1.13)$$

La variation du moment magnétique orbital est :

$$\Delta P_o = P_o - P_{o0} = \frac{1}{2} q_e R (v - v_0) \approx \frac{q_e^2 R^2}{4m_e} B. \quad (1.14)$$

Quelque soit le sens de rotation de l'électron, le vecteur ΔP_o est opposé à B . Pour l'orbite *a*) les forces F_c et F_L sont opposées, ce qui résulte $v < v_0$ et donc $P_o < P_{o0}$, ΔP_o est dirigé contre P_o , par conséquent contre B . Pour l'orbite *b*) les deux forces sont du même sens, donc $v > v_0$, ce qui entraîne $P_o > P_{o0}$; ΔP_o est dirigé dans le même sens que P_o , c'est-à-dire de nouveau opposé à B . Ainsi, sous forme vectorielle, pour chaque orbite, la variation du moment magnétique est égale à :

$$\Delta P_o = -\frac{q_e^2 R^2}{4m_e} B. \quad (1.15)$$

Supposons que le moment magnétique résultant des orbites électroniques de chaque atome ou molécule de substance soit nul en l'absence de champ. Cela est possible si l'on a dans les atomes des orbites décrites en sens inverse par les électrons, c'est-à-dire des orbites de type *a*) et *b*). Introduisons une substance quelconque dans un champ magnétique, chaque orbite, indépendamment du sens de mouvement de l'électron (indépendamment de l'orientation de son moment magnétique P_o par rapport à B) acquiert un moment magnétique induit ΔP_o , toujours opposé au champ. Ainsi, la substance se trouve magnétisée. Chaque unité de volume de la substance, contenant N atomes ou molécules où chaque atome ou molécule contenant Z électrons, acquiert un moment magnétique induit égale à :

$$M_o = \sum_1^N \sum_1^Z \Delta P_{oij} = -NZ \frac{q_e^2 R_{moy}^2}{4m_e} B, \quad (1.16)$$

où R_{moy} est la distance moyenne des électrons au noyau dont l'estimation fait appel à la mécanique quantique.

L'apparition du vecteur d'aimantation M_o dirigé contre le champ magnétique extérieur est appelé effet diamagnétique ; il explique les propriétés diamagnétiques de la substance qui se quantifient par la susceptibilité diamagnétique définie par $M_o = \chi_d H$ et puisque $B = \mu_0 H$, donc :

$$\chi_d = -N_A Z \frac{e^2 R_{moy}^2}{4\zeta m} \mu_0, \quad (1.17)$$

où N_A désigne le nombre d'Avogadro et ζ le volume molaire de la substance aimantée. La susceptibilité diamagnétique est négative et toujours plus faible que l'unité (elle est normalement de l'ordre de -10^{-9} à -10^{-5}). Le diamagnétisme est une propriété intrinsèque à tous les matériaux, puisqu'il résulte de l'action d'un champ magnétique extérieur sur les orbites électroniques des atomes et des molécules. Chaque substance crée un champ magnétique dirigé contre le champ magnétique extérieur qui l'affaiblit : elle s'oppose à la pénétration du champ magnétique (loi de Lenz). L'effet diamagnétique n'est pas lié à un ordre dans la disposition des orbites électroniques, la susceptibilité diamagnétique ne dépend donc pas explicitement de la température mais dépend bien de la densité de la substance.

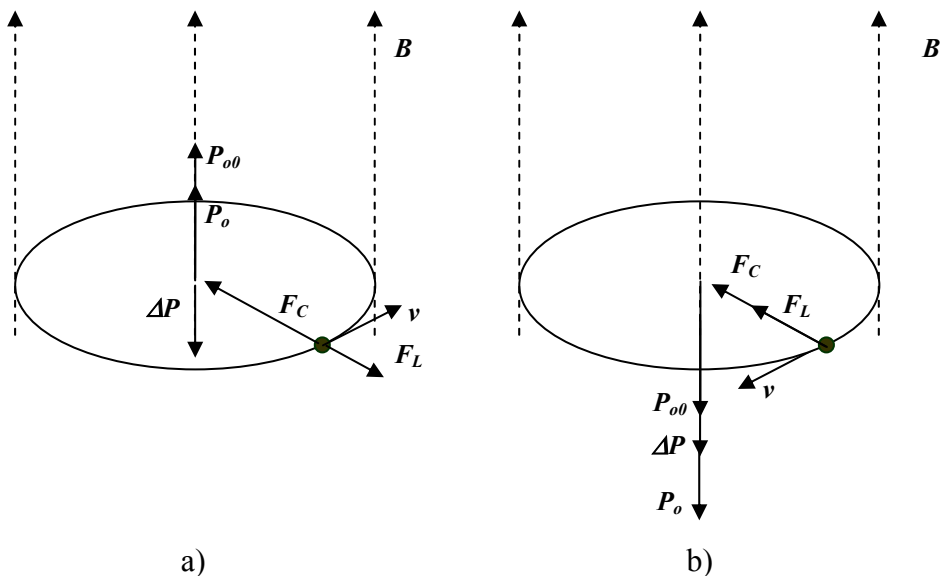


Figure 1.2 : Action de B sur P_0 : diamagnétisme

1.2.2 Paramagnétisme

Si le moment magnétique résultant des orbites électroniques et/ou des mouvements de spin des électrons de chaque atome ou molécule d'une substance est non nul (par exemple si elle contient un nombre impair d'électrons), cette substance jouit de propriétés paramagnétiques.

a) Mouvement orbital de l'électron

Quand l'électron gravite dans une orbite qui est dans un plan qui fait un angle θ avec la direction du champ magnétique extérieur *figure 1.3*, la force de Lorentz exercée sur l'électron est à l'origine d'un couple $\mathbf{\Pi} = \mathbf{F}_L \wedge \mathbf{R}$ qui s'exerce sur l'orbite de l'électron. Le vecteur $\mathbf{\Pi}$ est perpendiculaire au plan contenant les vecteurs \mathbf{F}_L et \mathbf{R} , il suit le mouvement de l'électron sur l'orbite. D'après la loi de la mécanique $d\mathbf{\Gamma}_o/dt = \mathbf{\Pi}$ et comme $\mathbf{\Pi} = q_e(\mathbf{v} \wedge \mathbf{B}) \wedge \mathbf{R} = q_e(\mathbf{R} \wedge \mathbf{v}) \wedge \mathbf{B} = \mathbf{P}_o \wedge \mathbf{B}$ et en prenant en compte la relation (1.7) :

$$d\mathbf{\Gamma}_o/dt = \gamma \mathbf{\Gamma}_o \wedge \mathbf{B} = \boldsymbol{\omega} \wedge \mathbf{\Gamma}_o, \quad (1.18)$$

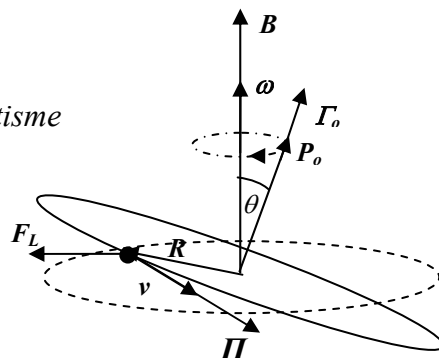
où on a défini $\boldsymbol{\omega} = -\gamma \mathbf{B}$. La relation (1.18) montre que le module de $\mathbf{\Gamma}_o$ et par conséquent celui de \mathbf{P}_o sont constants ($\mathbf{\Gamma}_o d\mathbf{\Gamma}_o = 0$). Elle est semblable à l'équation décrivant le mouvement d'un objet tournant à la vitesse angulaire $\boldsymbol{\omega}$:

$$d\mathbf{r}/dt = \boldsymbol{\omega} \wedge \mathbf{r}. \quad (1.19)$$

Elle montre que l'effet d'un champ magnétique sur un moment magnétique isolé n'est pas d'orienter ce moment dans la direction du champ, mais de le faire tourner (précesser comme une toupie) autour de la direction du champ à vitesse angulaire :

$$\boldsymbol{\omega} = -\gamma \mathbf{B}. \quad (1.20)$$

Figure 1.3 : Action de \mathbf{B} sur \mathbf{P}_o : paramagnétisme



Le paramagnétisme est caractéristique des substances dont les atomes ou molécules possèdent un moment magnétique permanent en absence de champ magnétique extérieur. L'agitation thermique crée un désordre dans les orientations des moments magnétiques, en l'absence de champ extérieur la projection de la résultante de ces moments sur toute direction dans la

substance est nulle. Dans un champ extérieur, le couple \mathbf{M} entre en compétition avec l'agitation thermique des atomes ou molécules pour aligner leurs moments magnétiques dans la direction du champ afin de minimiser l'énergie magnétique :

$$E_m = \int \mathbf{M} d\theta = \int P_o B \sin(\theta) d\theta = -P_o B \cos(\theta). \quad (1.21)$$

Supposons une direction z du champ, donc on a :

$$E_m = -\mathbf{P}_o \cdot \mathbf{B} = -P_{oz} B. \quad (1.22)$$

Or la loi de Boltzmann dit que le nombre de molécules à énergie potentielle U_m est proportionnel à la quantité $\exp(-U_m/KT)$ où T est la température et K la constante de Boltzmann. Dans un angle solide $d\Omega$, on a donc un nombre de molécules ayant une énergie $-P_{oz} B$, par unité de volume, égale à :

$$dN = N_0 \exp(P_{oz} B/KT) d\Omega, \quad (1.23)$$

où N_0 est une constante à déterminer. La magnétisation vaut alors :

$$M_{oz} = \sum_{vol} P_o \cos(\theta)_i = \int_{vol} P_o \cos(\theta) dN = N_0 \int_{4\pi} P_o \cos(\theta) e^{\beta \cos(\theta)} d\Omega, \text{ où } \beta = P_o B/kT.$$

Ce qui détermine la constante N_0 . On en déduit :

$$M_{oz} = N \frac{P_o \int_{4\pi} e^{\beta \cos(\theta)} \cos(\theta) d\Omega}{\int_{4\pi} e^{\beta \cos(\theta)} d\Omega} = NP_o \frac{\int_0^\pi e^{\beta \cos(\theta)} \cos(\theta) \sin(\theta) d\theta}{\int_0^\pi e^{\beta \cos(\theta)} \sin(\theta) d\theta},$$

puisque l'élément d'angle solide vaut $d\Omega = \sin(\theta) d\phi d\theta$.

Après intégrations on trouve que :

$$M_{oz} = NP_o L(\beta), \quad (1.24)$$

où $L(\beta) = (\cosh(\beta) - 1/\beta)$ est appelé la fonction de Langevin. En général, $\beta \ll 1$ (champ faible ou haute température) et dans ce cas la fonction de Langevin se linéarise et égale $\beta/3$, ainsi la magnétisation peut s'écrire :

$$M_{oz} = (N_A P_o^2 / 3 \zeta K T) B. \quad (1.25)$$

On peut définir la susceptibilité paramagnétique par $M_{oz} = \chi_{po} H$ et calculer sa valeur par :

$$\chi_{po} \cong \frac{N_A P_o^2 \mu_0}{3 \zeta K T}. \quad (1.26)$$

La mécanique quantique introduit une quantification du moment cinétique où l'intensité du moment cinétique est égale à $\Gamma_o = \sqrt{l(l+1)}\hbar$. Dans cette formule, l est le nombre quantique secondaire, il prend toute valeur entière telle que $0 \leq l \leq n-1$ où n est le nombre quantique principal. La projection de Γ_o sur la direction de \mathbf{B} est quantifiée et égale à $\Gamma_{oz} = m_l \hbar$ où m_l est le nombre quantique magnétique qui prend toute valeur entière telle que $-l \leq m_l \leq l$. Dans ces conditions, l'angle θ entre les directions du moment cinétique et du champ magnétique est défini par :

$$\cos(\theta) = \frac{m_l}{\sqrt{l(l+1)}}. \quad (1.27)$$

Ainsi, selon la mécanique quantique :

$$\chi_{po} = \frac{N_A \gamma^2 m_l^2 \hbar^2 \mu_0}{3 \zeta K T}. \quad (1.28)$$

La relation (1.28) exprime la proportionnalité entre la susceptibilité paramagnétique d'une substance et l'inverse de sa température: $\chi_{po} = \frac{C_o}{T}$, où $C_o = \frac{N_A \gamma^2 m_l^2 \hbar^2 \mu_0}{3 \zeta K}$.

b) Mouvement de spin d'électron

Le moment cinétique de spin d'un électron est quantifié et il est égal à $\Gamma_s = \sqrt{s(s+1)}\hbar$, où s est le nombre quantifié de spin, il prend la valeur $1/2$ ou $-1/2$. Sa projection suivant la direction du champ magnétique extérieur ne peut que prendre les valeurs $+1/2\hbar$ et $-1/2\hbar$;

L'énergie magnétique de spin de l'électron est :

$$E_{ms} = -P_{sz}B, \quad (1.29)$$

où la projection de \mathbf{P}_s suivant la direction de \mathbf{B} ne prend que deux valeurs $P_{sz} = \pm 1/2 g_L \gamma$ où g_L , facteur de Landé, est très voisin de 2 pour le mouvement propre de l'électron. Donc, également, E_{ms} prend deux valeurs à savoir :

$$E_{ms1} = -1/2 g_L \gamma B, \text{ où } \mathbf{P}_s \text{ est parallèle à } \mathbf{B}$$

et

$$E_{ms2} = 1/2 g_L \gamma B, \text{ où } \mathbf{P}_s \text{ est antiparallèle à } \mathbf{B}.$$

D'après la statique de Boltzmann, les nombres des molécules possédant les énergies E_{ms1} et E_{ms2} sont :

$$N_1 = N_0 \exp(-E_{ms1}) = N_0 e^{-x} \quad \text{et} \quad (1.30)$$

$$N_2 = N_0 \exp(-E_{ms2}) = N_0 e^x \quad \text{avec } x = 1/2 g_L \gamma B / KT.$$

Comme il n'y a que deux états possibles, en appelant N le nombre d'atomes par unité de volume possédant les deux états, on a : $N = N_1 + N_2$. Donc :

$$N_1 = N e^{-x} / (e^{-x} + e^x) \quad \text{et} \quad N_2 = N e^x / (e^{-x} + e^x).$$

L'aimantation est alors :

$$M_{sz} = (N_2 - N_1) \mu_B = N \tanh(x) \mu_B \quad (1.31)$$

Lorsque $1/2 g_L \gamma B / KT \ll 1$ (champ faible ou température élevée), soit $x \ll 1$, on a $\tanh(x) = x$ et

$$M_{sz} = (1/4 N g_L^2 \gamma^2 / KT) B = \chi_{ps} H \quad \text{avec :}$$

$$\chi_{ps} = \frac{N_A g_L^2 \gamma^2 \mu_0}{4 \zeta K T} = \frac{C_s}{T}. \quad (1.32)$$

Enfin, la susceptibilité paramagnétique χ_p résultant de M_o et M_s est la somme de χ_{po} et χ_{ps} .
Donc, on retrouve la loi de Curie en

$$\chi_p = C/T, \quad (1.33)$$

avec : $C = C_o + C_s$ appelée constante de Curie.

Le vecteur \mathbf{B} du champ magnétique dans un milieu diamagnétique et paramagnétique est constitué du vecteur $\mathbf{B}_0 = \mu_0 \mathbf{H}$ du champ extérieur magnétisant et de \mathbf{B}^* , du champ propre du milieu magnétisé :

$$\mathbf{B} = \mathbf{B}_0 + \mathbf{B}^*. \quad (1.34)$$

Le vecteur \mathbf{B}^* s'écrit :

$$\mathbf{B}^* = \mu_0 \mathbf{M}. \quad (1.35)$$

Le vecteur \mathbf{M} est le moment magnétique résultant de tous les effets paramagnétique et diamagnétique dans le milieu magnétisé :

$$\mathbf{M} = \mathbf{M}_{ps} + \mathbf{M}_{po} + \mathbf{M}_{oi}. \quad (1.36)$$

Il est égal :

$$\mathbf{M} = \chi \mathbf{H}. \quad (1.37)$$

Le vecteur

$$\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H} + \mu_0 \chi \mathbf{H} = \mu_0 (1 + \chi) \mathbf{H} = \mu_0 \mu_r \mathbf{H}. \quad (1.38)$$

La perméabilité magnétique relative du milieu est :

$$\mu_r = 1 + \chi. \quad (1.39)$$

La susceptibilité magnétique volumétrique χ , est la somme des susceptibilités paramagnétique et diamagnétique :

$$\chi = \chi_{ps} + \chi_{po} + \chi_d. \quad (1.40)$$

En général, pour une substance paramagnétique : $\chi_{ps} \gg \chi_{po} \gg \chi_d$ et donc :

$$\chi \cong \chi_{ps}. \quad (1.41)$$

Sa perméabilité magnétique relative, μ , ne dépendant que de la température est un peu plus grande que 1.

Pour une substance non paramagnétique : $\chi_{ps} = \chi_{po} = 0$, et ainsi :

$$\chi = \chi_d. \quad (1.42)$$

Et donc, sa perméabilité magnétique relative, μ , est constante et plus petite que 1.

La susceptibilité magnétique massique est $\chi_m = \chi/\rho$. La susceptibilité magnétique molaire est $\chi_M = (\zeta/\rho)\chi$.

Nous donnons les valeurs de χ en S. I. à température ambiante de quelques espèces :

O ₂	+1,8028×10 ⁻⁶
N ₂	-6,3×10 ⁻⁹
air	+0,3736×10 ⁻⁶
H ₂ O	-6,3×10 ⁻⁹

1.3 Energie magnétique

L'énergie magnétique d'une unité de volume d'une substance soumise à un champ magnétique infinitésimal $d\mathbf{B}$, est :

$$E_m = -\mathbf{M} \cdot d\mathbf{B}. \quad (1.43)$$

Elle égale, pour une augmentation de champ jusqu'à B :

$$E_m = -\int_0^B \mathbf{M} \cdot d\mathbf{B} = \int_0^B \frac{\chi}{\mu_0} \mathbf{B} d\mathbf{B}. \quad (1.44)$$

Dans le cas d'une substance à magnétisation réversible, l'énergie E_m ne dépend pas de l'histoire de la magnétisation de la substance et est simplement reliée à la valeur locale du champ appliqué B . Cette énergie s'écrit, donc :

$$E_m = -\frac{\chi}{2\mu_0} B^2. \quad (1.45)$$

Une molécule de cette substance magnétisée possède l'énergie magnétique :

$$U_m = -\frac{1}{N_A} \frac{\chi_M}{2\mu_0} B^2. \quad (1.46)$$

Prenons l'exemple d'une molécule d'oxygène, outre son énergie magnétique U_m elle possède une énergie cinétique d'agitation thermique qui reste in affectée par la présence du champ :

$$U_T = 3/2KT. \quad (1.47)$$

Voyons quelle est la valeur de B pour que l'énergie magnétique d'une molécule d'oxygène soit du même ordre de grandeur que son énergie cinétique d'agitation thermique, $U_m = U_T$, donc :

$$B = ((3KN_A\mu_0/\chi_M)T)^{1/2}, \quad (1.48)$$

ce qui donne à $T=293$ K, $B \cong 15$ Tesla.

1.4 Force magnétique

Considérons l'action d'un champ magnétique non uniforme, \mathbf{B} , sur un conducteur, en forme de cadre rectangle, parcouru par un courant I , *figure 1.4*. Supposons que le vecteur \mathbf{B} est de direction verticale et varie selon la direction x avec un gradient dB/dx et que le plan du circuit électrique est perpendiculaire au champ.

Les quatre segments du cadre sont soumis aux forces de Lorentz suivantes :

$F_{x1} = Ily(B + 0.5lxdB/dx)$, $F_{x2} = Ily(B - 0.5lxdB/dx)$, $F_{y1} = IlxB$ et $F_{y2} = IlxB$. La résultante des forces dans la direction y , suivant laquelle le champ est uniforme, est nulle. Par contre le circuit subit la force $F = F_{x1} - F_{x2}$ dans la direction de variation du champ. La force $F = ISdB/dx$, où $S = lxly$, donc :

$$F = MdB/dx. \quad (1.49)$$

Nous remarquons de la formule (1.49) et des *figures 1.4.a)* et *b)* que si les vecteurs \mathbf{M} et \mathbf{B} sont parallèles (effet de paramagnétisme) le circuit est sollicité par une force dirigée vers les B croissants, c'est-à-dire que le circuit subit une force d'attraction dans le champ. Mais si les vecteurs \mathbf{M} et \mathbf{B} sont antiparallèles (effet de diamagnétisme), le circuit est sollicité par une force vers les B décroissants, c'est-à-dire que le circuit subit une force d'expulsion du champ.

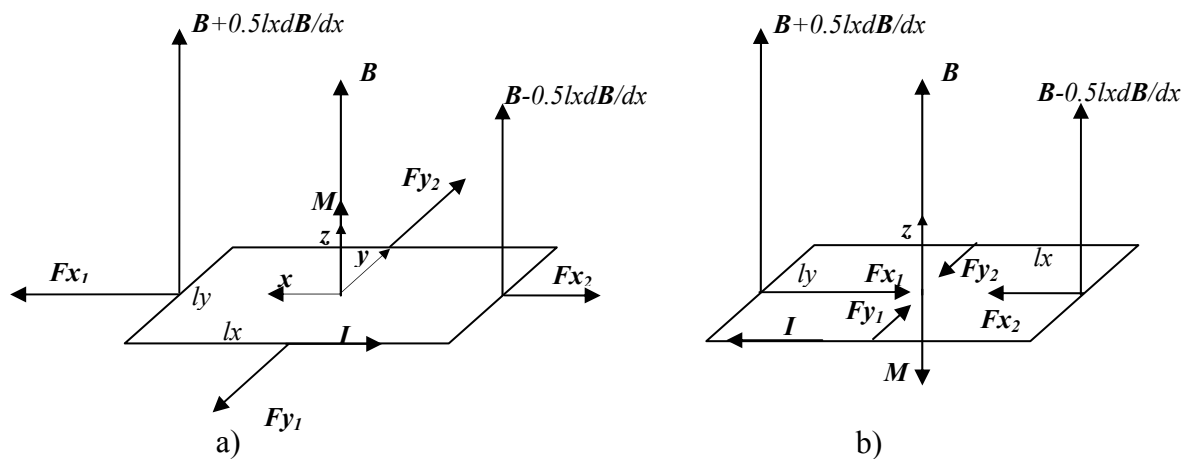


Figure 1.4 : Force magnétique

Nous appliquons le même raisonnement sur l'orbite de l'électron *figure 1.5*. Nous considérons que son moment magnétique est de direction verticale. Le vecteur \mathbf{B} est de composantes cartésiennes B_x , B_y et B_z au centre du circuit effectué par l'orbite de l'électron. Les composantes de \mathbf{B} en tout point du circuit repéré par son angle φ sont :

$$\mathbf{B} \begin{pmatrix} Bx + \frac{\partial Bx}{\partial x} R \cos(\varphi) + \frac{\partial Bx}{\partial y} R \sin(\varphi) \\ By + \frac{\partial By}{\partial x} R \cos(\varphi) + \frac{\partial By}{\partial y} R \sin(\varphi) \\ Bz + \frac{\partial Bz}{\partial x} R \cos(\varphi) + \frac{\partial Bz}{\partial y} R \sin(\varphi) \end{pmatrix} \quad (1.50)$$

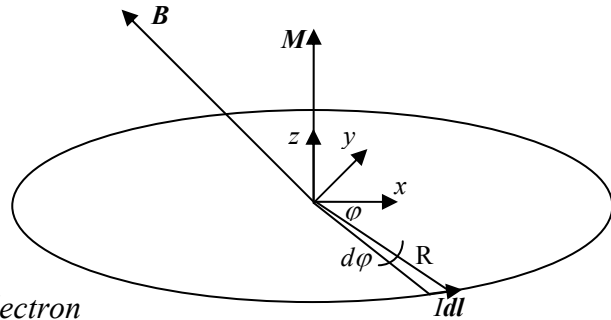


Figure 1.5 : \mathbf{B} dans l'orbite de l'électron

Un élément $d\mathbf{l}$ du circuit est sollicité par la force de Lorentz $d\mathbf{F} = I d\mathbf{l} \wedge \mathbf{B}$. Tout le circuit est sollicité par la force :

$$\mathbf{F} = \int_0^{2\pi} IR(\mathbf{i}_r \wedge \mathbf{B}) d\varphi. \quad (1.51)$$

Nous trouvons pour résultante des forces :

$$\mathbf{F} \begin{pmatrix} I\pi R^2 \partial Bz / \partial x \\ I\pi R^2 \partial Bz / \partial y \\ -I\pi R^2 \partial Bx / \partial x - I\pi R^2 \partial By / \partial y \end{pmatrix} \quad (1.52)$$

Puisque $M = I\pi R^2$ et puisque en tout point $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$, on a pour expression de \mathbf{F} :

$$\mathbf{F} \begin{pmatrix} M \partial B_z / \partial x \\ M \partial B_z / \partial y \\ M \partial B_z / \partial z \end{pmatrix} \quad (1.53)$$

Dans le cas général où le moment magnétique est de coordonnées quelconques $(M_x \ M_y \ M_z)^T$, nous avons donc :

$$\mathbf{F} \begin{pmatrix} M_x \partial B_x / \partial x + M_y \partial B_y / \partial y + M_z \partial B_z / \partial z \\ M_x \partial B_x / \partial y + M_y \partial B_y / \partial y + M_z \partial B_z / \partial y \\ M_x \partial B_x / \partial z + M_y \partial B_y / \partial z + M_z \partial B_z / \partial z \end{pmatrix} \quad (1.54)$$

Exprimant \mathbf{M} par $\rho \frac{\chi_m}{\mu_0} \mathbf{B}$, d'une manière vectorielle et compacte la force (1.54) est de la forme :

$$\mathbf{F} = \rho \frac{\chi_m}{2\mu_0} \nabla B^2. \quad (1.55)$$

Une unité de volume d'un fluide diamagnétique ($\chi_m < 0$) en présence d'un champ magnétique non uniforme subit une force de répulsion dans la direction du champ décroissant et une unité de volume d'un fluide paramagnétique ($\chi_m > 0$) subit une force d'attraction dans la direction du champ croissant. Dans un volume de fluide ayant une masse volumique ρ et une susceptibilité magnétique χ_m constantes, la force (1.55) n'induit pas de mouvement, ce qui est traduit par

$$\nabla \wedge \mathbf{F} = \mathbf{0}, \quad (1.56)$$

et son effet se résume à créer un gradient de pression hydrostatique. Mais en présence d'un gradient de ρ combiné (dans le cas d'une substance paramagnétique) ou non (dans le cas diamagnétique) à un gradient de χ_m dû à un gradient de température, la force magnétique induit une convection magnétique dans le fluide. Une variation de χ_m peut aussi être générée par un arrangement de fluides de susceptibilités magnétiques différentes.

1.5 Production du champ magnétique intense

Les champs magnétiques faisant l'objet de notre étude sont axisymétriques et verticaux.

1.5.1 Description d'un aimant supraconducteur

L'aimant supraconducteur référencié dans ce mémoire est de type 8T Oxford Instrument. Il est composé d'alliage NbTi (niobium titane) plongé dans un vase d'hélium liquide à 4 K où il acquiert toutes ses propriétés supraconductrices. Le vase d'hélium est séparé par du vide d'un vase d'azote liquide. Cet aimant est de géométrie cylindrique annulaire, avec une hauteur $h=260$ mm, un diamètre extérieur $r_2=260$ mm et un diamètre intérieur $r_1=120$ mm. Il délivre un champ statique et axisymétrique. De part et d'autre de son centre, le champ magnétique est fortement non homogène. Il a un gradient de signe positif en-dessous du centre et un gradient négatif au-dessus avec une symétrie en valeur absolue par rapport au centre. L'aimant peut délivrer jusqu'à 8 Tesla en son centre sur l'axe. A cette valeur du champ, le gradient de champ magnétique au carré maximum $\nabla B^2/\max$ sur l'axe est de ± 250 T²/m, à une distance verticale $z=\mp 110$ mm.

1.5.2 Calcul du champ magnétique axisymétrique et de son gradient

Dans le cas d'un solénoïde d'axe de révolution z et en coordonnées cylindriques, de l'équation (1.3) on trouve :

$$B_z = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_{\rho, \zeta, \varphi} \frac{\rho^2 - \rho r \cos(\varphi)}{[(z - \zeta)^2 + \rho^2 + r^2 - 2\rho r \cos(\varphi)]^{3/2}} j d\rho d\zeta d\varphi \quad (1.57)$$

et

$$B_r = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_{\rho, \zeta, \varphi} \frac{(z - \zeta)\rho \cos(\varphi)}{[(z - \zeta)^2 + \rho^2 + r^2 - 2\rho r \cos(\varphi)]^{3/2}} j d\rho d\zeta d\varphi, \quad (1.58)$$

où B_z et B_r sont les composantes axiale et radiale du champ en un point de coordonnées (r, z) et (ρ, ζ, φ) sont les coordonnées radiale, axiale et azimutale d'un point de solénoïde où la densité du courant est \mathbf{j} , voir figure 1.6. Ce courant est azimutal, il fait des boucles perpendiculaires à l'axe z . La composante azimutale, B_φ , est nulle.

Les deux composantes, axiale et radiale, du gradient de l'induction magnétique au carré, ∇B^2 , s'écrivent, respectivement, comme suit :

$$\partial B^2 / \partial z = B_z dB_z / dz + B_r dB_r / dz \quad (1.59)$$

et

$$\partial B^2 / \partial r = B_z dB_z / dr + Br dB_r / dr. \quad (1.60)$$

En prenant en considération les deux propriétés (1.4) et (1.5), il découle :

$$dB_z / dr = dB_r / dz \quad (1.61)$$

et

$$dB_r / dr = -Br / r - dB_z / dz. \quad (1.62)$$

En conséquence, on n'a besoin de calculer dans (1.59) et (1.60) que les deux termes $B_z dB_z / dz$ et $Br dB_r / dz$.

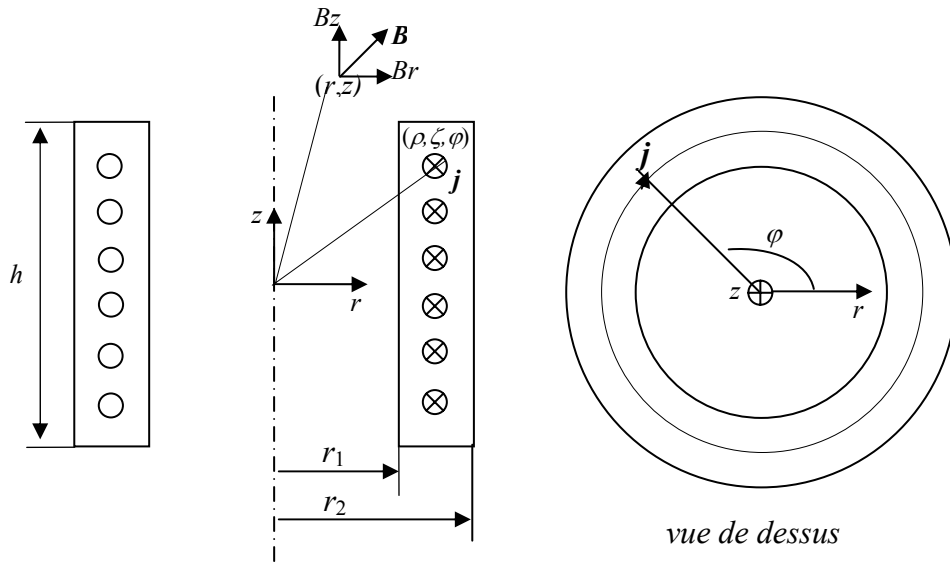


Figure 1.6 : Géométrie d'un solénoïde vertical et axisymétrique.

En dérivant les termes à l'intérieur des intégrales (1.57) et (1.58) par rapport à z , on peut en déduire :

$$dB_z / dz = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_{\rho, \zeta, \varphi} \frac{-3(\rho^2 - \rho r \cos(\varphi))(z - \zeta)}{[(z - \zeta)^2 + \rho^2 + r^2 - 2\rho r \cos(\varphi)]^{5/2}} j d\rho d\zeta d\varphi \quad (1.63)$$

et

$$dB_r / dz = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_{\rho, \zeta, \varphi} \frac{-\rho \cos(\varphi)}{[(z - \zeta)^2 + \rho^2 + r^2 - 2\rho r \cos(\varphi)]^{3/2}} j d\rho d\zeta d\varphi +$$

$$\frac{\mu_0}{4\pi} \int_{\rho, \zeta, \varphi} \frac{-3(z - \zeta)^2 \rho \cos(\varphi)}{[(z - \zeta)^2 + \rho^2 + r^2 - 2\rho r \cos(\varphi)]^{5/2}} j d\rho d\zeta d\varphi. \quad (1.64)$$

Les équations, (1.57), (1.58), (1.63) et (1.64) peuvent être intégrées analytiquement deux fois suivant ζ et ρ . Conformément à ce qui a été rapporté dans Urankar [1.7], ces intégrales ont les formes suivantes :

$$Bz = \int_{\varphi=0}^{\varphi=2\pi} \cos(\varphi)[D(\varphi) + r \sinh^{-1}(\beta_1(\varphi))]d\varphi, \quad (1.65)$$

$$Br = \int_{\varphi=0}^{\varphi=2\pi} \gamma \sinh^{-1}(\beta_1(\varphi)) - r \cos(\varphi) \sinh^{-1}(\beta_2(\varphi))d\varphi, \quad (1.66)$$

$$dBz/dz = \int_{\varphi=0}^{\varphi=2\pi} D^{-1}(\varphi)[\rho - D(\varphi) \sinh^{-1}(\beta_1(\varphi))]d\varphi, \quad (1.67)$$

et

$$\frac{dBr}{dz} = \int_{\varphi=0}^{\varphi=2\pi} -\gamma D^{-1}(\varphi) \cos(\varphi)[1 - r \cos(\varphi) \beta_1(\varphi) / G(\varphi)]d\varphi. \quad (1.68)$$

Dans les intégrales écrites ci-dessus,

$$\gamma = \zeta - z, \quad D^2(\varphi) = \gamma^2 + B^2(\varphi), \quad B^2(\varphi) = \rho^2 + r^2 - 2r\rho \cos(\varphi), \quad G^2(\varphi) = \gamma^2 + r^2 \sin^2(\varphi),$$

$$\beta_1(\varphi) = (\rho - r \cos(\varphi)) / G(\varphi), \quad \beta_2(\varphi) = \gamma / B(\varphi) \quad \text{et} \quad \beta_3(\varphi) = \gamma(\rho - r \cos(\varphi)) / [r \sin(\varphi)D(\varphi)].$$

Pour plus de commodité, on exprime les intégrales (1.65-1.68) de la façon suivante :

$$Bz = \widehat{Bz} /_{\rho=r_1}^{r_2} /_{\zeta=-h/2}^{h/2}, \quad (1.69)$$

$$Br = \widehat{Br} /_{\rho=r_1}^{r_2} /_{\zeta=-h/2}^{h/2}, \quad (1.70)$$

$$dBz / dz = d\widehat{Bz} / dz /_{\rho=r_1}^{r_2} /_{\zeta=-h/2}^{h/2} \quad (1.71)$$

et

$$dBr / dz = d\widehat{Br} / dz /_{\rho=r_1}^{r_2} /_{\zeta=-h/2}^{h/2}. \quad (1.72)$$

Urankar [1.7] a proposé une résolution semi-analytique des intégrales (1.69-1.72). L'idée est de les exprimer par des fonctions élémentaires. Ensuite, on y introduit les intégrales

elliptiques complètes de premier, deuxième et troisième types, respectivement, $F(K)$, $E(k)$ et $\Pi(n^2, k)$. Toutes de modules k . Les expressions finales ont les formes suivantes :

$$\widehat{Bz} = Dz + 2\gamma\xi(\pi/2) - \frac{3}{4} \frac{a}{r} \gamma k^2 F(k) - \frac{1}{4ar} \sum_{p=1}^3 (-1)^p Qz(n_p) \Pi(n_p^2, k), \quad (1.73)$$

$$\widehat{Br} = r\xi(\pi/2) - \frac{1}{2} \frac{a}{r} \rho(E(k) - v(k)F(k)) - \frac{1}{4ar} \sum_{p=1}^3 (-1)^p Qr(n_p) \Pi(n_p^2, k), \quad (1.74)$$

$$d\widehat{Bz}/dz = 2 \frac{\rho}{a} F(k), \quad (1.75)$$

$$d\widehat{Br}/dz = -\frac{1}{2} \frac{a\gamma k^2 F(k)}{\rho^2} + \frac{\gamma c}{4ar^3} \sum_{q=1}^2 (-1)^q R(n_q) \Pi(n_q^2, k), \quad (1.76)$$

où, $Dz = -\frac{1}{2} \pi r \operatorname{sgn}(\gamma)[1 + \operatorname{sgn}(\rho - r)]$, $\xi(\pi/2) = \int_0^{\pi/2} \sinh^{-1}(\beta_1(\alpha)) d\alpha$, $k^2 = 4r\rho/a^2$,

$$a^2 = \gamma^2 + (r + \rho)^2, Qz(n_p) = \delta_{pq}[\rho - (-1)^p c]Rz(n_p) + \delta_{p3}\gamma b(\rho - r)n_p,$$

$$Qr(n_p) = \delta_{pq}[\rho - (-1)^p c]Rr(n_p), \text{ avec } q=p, \text{ si } p=1,2, \text{ et } Rz(n_p) = -2\gamma cn_p, Rr(n_p) = n_p \gamma^2 c/r,$$

$$n_1 = 2r/(r - c), n_2 = 2r/(r + c), n_3 = 4r\rho/b^2, c^2 = \gamma^2 + r^2 \text{ et finalement, } v(k) = 1 + \frac{k^2(\gamma^2 - br)}{2r\rho}.$$

Dans notre étude, pour calculer \widehat{Bz} , \widehat{Br} , $d\widehat{Bz}/dz$ et $d\widehat{Br}/dz$, nous avons utilisé l'algorithme de Carlson [1.8] qui est valide pour le calcul des trois intégrales elliptiques. Pour calculer $\xi(\pi/2)$, nous avons utilisé la méthode d'intégration numérique de Simpson.

La *figure 1.7* présente le champ vecteur et les iso-valeurs de \mathbf{B} ainsi que ceux de ∇B^2 dans l'entrefer d'un aimant vertical. Les profils verticaux de ces derniers, normalisés, tracés sur l'axe de l'aimant supraconducteur sont présentés *figure 1.8*, qui schématise, aussi, le sens de la force magnétique en fonction de la nature magnétique du fluide, paramagnétique ou diamagnétique.

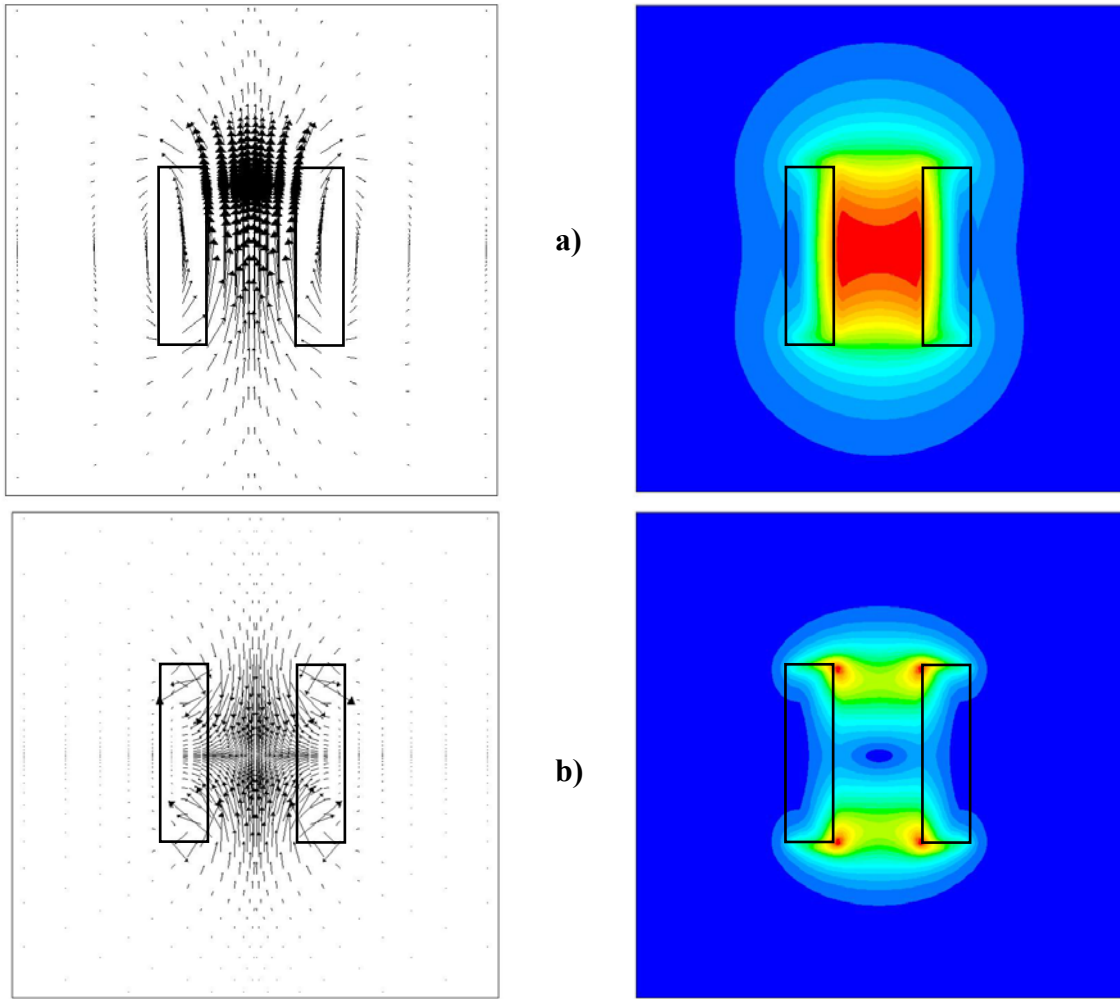


Figure 1.7 : Champ de vecteur et iso-valeurs dans l'entrefer d'un aimant vertical et axisymétrique de : a) champ magnétique, \mathbf{B} et b) gradient magnétique, ∇B^2

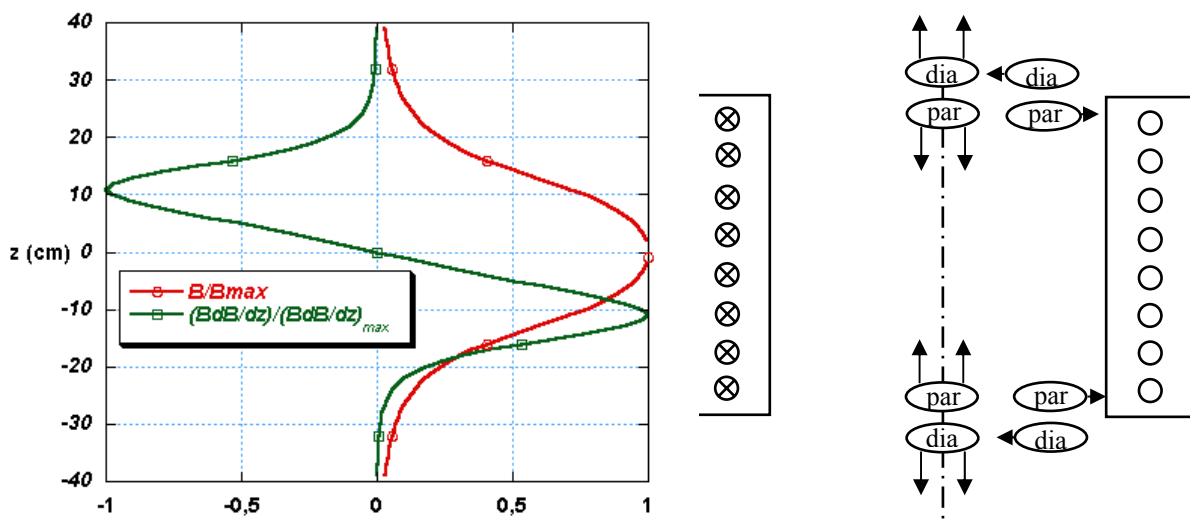


Figure 1.8 : Profils de B et ∇B^2 sur l'axe et sens de force magnétique F agissant sur un fluide paramagnétique ou diamagnétique dans l'entrefer d'un aimant vertical et axisymétrique.

Références

- [1.1] L. D. Landau et E. M. Lifshitz, *Electrodynamics of continuous media*, Pergamon, (1960).
- [1.2] R. E. Rosensweig, *Ferrohydrodynamics*, Cambridge University Press, (1985).
- [1.3] V. G. Bashtovoy, B. M. Berkovsky et A. N. Vislovich, *Introduction to thermomechanics of magnetic fluids*, Hemisphere Publishing Corporation, (1988).
- [1.4] R. G. Guévorkian et V. V. Chépel, *Cours de physique générale (troisième partie, chapitre III)*, Editions 'Ecole supérieure', (1967).
- [1.5] A. Vander Vorst, *Electromagnétisme : Champs et circuits*, De Boeck Université Elecha, (1994).
- [1.6] G. Fournet, *Electromagnétisme, Techniques de l'ingénieur, traité Génie électrique*, D 1020.
- [1.7] L. K. Urankar, *Vector potential and magnetic field of current-carrying finite arc segment in analytical form*, IEEE Transaction on magnetics, 18:6 (1982) 1860-1866.
- [1.8] W. H. Press, S. A. Teukolsky, W. T. Vetterling, B. P. Flannery, *Numerical recipes in C*, Cambridge University Press (1992).

Chapitre 2

Une flamme-jet de diffusion laminaire dans un gradient magnétique vertical

Nomenclature

B	champ magnétique, [T]
C	concentration molaire, [mole/m ³]
c_p	chaleur spécifique, [J/kgK]
D	coefficient de diffusion, [m ² /s]
d	diamètre du brûleur, [m]
d_{ext}	diamètre extérieur du brûleur, [m]
F_m	force magnétique, [N/kg]
Fr_l^*	nombre de Froude basé sur L_f : $\frac{u_0^2}{2Gg(\alpha - 1)L_f}$
Fr_d	nombre de Froude basé sur d : u^2/gd
f	fréquence de pulsation de la flamme, [Hz]
g	gravité terrestre, [N/kg]
g_m	force magnétique massique, [N/kg]
G	gravité artificielle adimensionnelle
h	enthalpie massique, [J/kg]
H_f	hauteur de la flamme, [m]
H_{dec}	hauteur de décrochage de la flamme, [m]
k	conductivité thermique, [m ² /s]
L_f	longueur de flamme, [m]
L_b	longueur de la partie bleu de la flamme, [m]
M	masse molaire, [kg/mole]
p	pression, [Pascal]
Q	chaleur de combustion, [J/mole]
Q_r	perte d'énergie par rayonnement, [W/m ³]
Q_{v0}	débit du combustible, [m ³ /s]
r, z	cordonnées cylindriques, [m]
T	température, [K]
Y	concentration massique,
u_0	vitesse moyenne d'éjection du combustible, [m/s]
u, v	vitesse horizontale et vertical, [m/s]
Re	nombre de Reynolds : $u_0 d / \nu$
W	taux de consommation ou de destruction, [mole/m ³ s]

X	fraction molaire,
Sc	nombre de Schmidt : ν/D
St	nombre de Strouhal : $u_0 d/D$
R_f	largeur de flamme, [m]

Symboles grecs

α	T_f/T_0
ρ	masse volumique, [kg/m ³]
χ_m	susceptibilité magnétique massique, [m ³ /kg]
χ	susceptibilité magnétique volumétrique,
μ_0	perméabilité magnétique du vide, [Henry/m]
π_m	poussée magnétique [N]
π_g	poussée gravitaire, [N]
ν	viscosité cinématique, [m ² /s]
μ	viscosité dynamique, [Kg.m ⁻¹ s ⁻¹]
τ_d	temps de diffusion, [s]
τ_c	temps de convection, [s]
Φ_c	flux de combustible brûlé, [m ³ /s]
Φ_0	flux d'oxygène brûlé, [m ³ /s]

Indice

i	espèce
o	ambient
f	flamme
δ	couche limite, [m]

2.1 Introduction

La combustion dans une flamme est une réaction fortement exothermique qui induit un fort dégagement de chaleur qui a lieu dans une zone très mince d'épaisseur 0,1 à 1 mm conduisant à des gradients thermiques très élevés et de larges variations de masse volumique (le rapport des températures entre gaz brûlés et gaz frais est de l'ordre de 5 à 7).

Une analyse qualitative de la structure d'une flamme-jet de diffusion, *figure 2.1*, permet de constater que les réactifs combustible et comburant sont introduits séparément dans la zone de réaction, de part et d'autre de la flamme. Ils sont alors essentiellement entraînés dans la zone de réaction par diffusion moléculaire. La combustion est contrôlée non seulement par la réaction chimique mais aussi par le transport diffusif des réactifs l'un vers l'autre. Le plus souvent le transfert diffusif, plus lent, limite la vitesse de réaction et la réaction chimique peut être supposée infiniment rapide, c'est-à-dire le combustible et le comburant ne peuvent coexister sans être immédiatement transformés en produits.

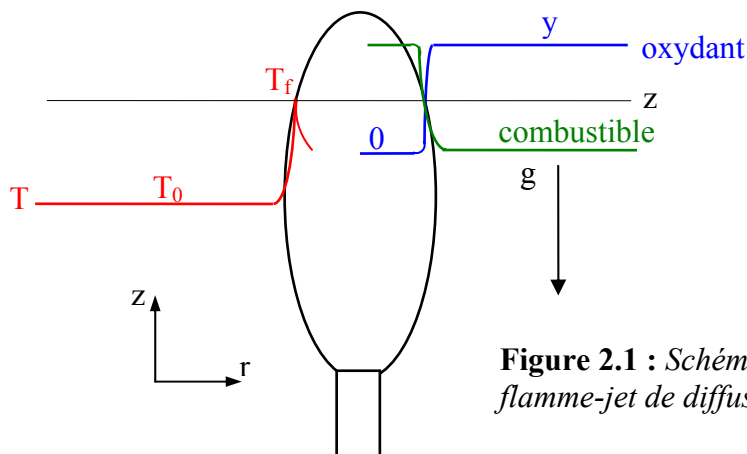


Figure 2.1 : Schéma de la structure d'une flamme-jet de diffusion

La flamme-jet de diffusion laminaire a fait l'objet de plusieurs études parce qu'elle est relativement simple, facile à contrôler et sûre et aussi parce qu'elle englobe plusieurs des mécanismes rencontrés dans les autres types de combustion. D'un point de vue pratique, il n'y a pas de problème de mise au point pour avoir le bon mélange de réactifs, risques d'extinction ou auto-inflammation involontaires de l'autre type de flamme, appelée la flamme de prémélange (le comburant et l'oxydant sont mélangés préalablement avant de brûler ensemble dans la zone de la réaction). D'un point de vue académique, les flammes du feu sont considérées de type flamme de diffusion et par conséquent, l'étude de cette dernière permet de

comprendre les procédés complexes qui prennent lieu dans le feu et par la suite de remédier aux problèmes de sécurité incendie. La combustion dans la chambre de combustion d'un moteur Diesel se fait principalement par diffusion. En effet, le combustible est injecté dans l'air et c'est le mélange des deux qui pilote la combustion. En réalité, les flammes citées plus haut sont des exemples de flammes de diffusion turbulentes. Toutefois, la compréhension des mécanismes contrôlant les flammes de diffusion laminaires de type jet donne accès à la compréhension de ces mécanismes dans les flammes turbulentes. En effet, ce passage peut être réalisé par l'utilisation du modèle des flammelettes laminaires. Le concept des flammelettes laminaires considère une flamme de diffusion turbulente comme un ensemble de petites flammes (flammelettes) de diffusion laminaires. La connaissance de la structure de chaque flammelette permet de constituer une bibliothèque à partir de laquelle est définie la structure de la flamme turbulente.

La production des suies dans les flammes de diffusion d'hydrocarbures reste un des principaux désavantages de ce type de flamme et de nombreuses études lui ont été consacrées afin d'établir les rapports qui existent entre le mécanisme de production des suies et les autres mécanismes mis en jeu dans la combustion.

La dynamique d'une flamme de diffusion contrôle sa structure et elle détermine plusieurs de ses propriétés. La gravité joue un rôle dominant dans la dynamique d'une flamme de diffusion à l'échelle du laboratoire. Elle affecte profondément sa forme dont l'observation, plus particulièrement la longueur, à des niveaux variés de gravité est un outil puissant pour évaluer les modèles prédisant l'impact de la gravité sur la combustion des flammes de diffusion. Des expériences sont menées dans des centrifugeuses où est créé un environnement de gravité artificielle de niveau élevé ou dans des tours de chute libre, dans des vols paraboliques ou dans l'espace afin de mettre des flammes de diffusion dans un environnement de gravité réduite.

Un aimant vertical et axisymétrique peut délivrer un gradient de champ magnétique vertical qui fournit une force magnétique verticale et assez homogène à l'échelle d'une petite flamme. Cette force peut être parallèle ou antiparallèle à la gravité terrestre. Elle peut être considérée comme une gravité magnétique qui affecte la dynamique de la flamme du même mécanisme que la gravité terrestre. Le contrôle de son intensité offre la possibilité de produire des phénomènes de combustion des flammes de diffusion similaires à ceux observés dans des conditions de gravité artificielle élevée, réduite et voire inversée. En d'autre terme, le champ magnétique offre le moyen de produire une gamme très large de gravité depuis des niveaux de

gravité très élevés jusqu'à des niveaux très faibles et particulièrement ceux qui existent entre la gravité normale et la microgravité, qui restent inexplorables jusqu'à présent.

2.2 Forces électromagnétiques dans la flamme

L'article de Von Engel et Cozens [2.1] rapporte qu'une flamme de bougie penche vers l'électrode négative quand elle est soumise à un champ électrique horizontal, voir *figure 2.2*. Ce phénomène découle de la présence dans la flamme de charges positives (ions positifs) et de charges négatives (ions négatifs et électrons) avec une concentration nette de charges positives dans la partie centrale de la flamme, entourée par une charge nette négative d'électrons, distribués dans une mince couche externe, voir *figure 2.3*. Quand un champ électrique est appliqué, les charges positives, attirées en direction de la plaque négative entrent en collision avec les molécules et atomes neutres dans la flamme, les entraînant avec elles dans leurs mouvements vers la plaque négative. Ce mouvement ne peut être contrecarré par le mouvement des électrons, de concentration et de quantités de mouvement faibles, dans leur attirance vers la plaque positive.

La flamme subit le même phénomène dans le cas où le champ électrique est vertical. La longueur de la flamme augmente quand la plaque négative est au-dessus d'elle et diminue dans la position inverse.

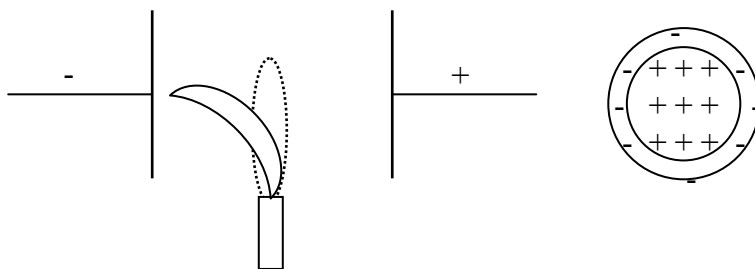


Figure 2.3 : Coupe transversale des distributions des charges dans la flamme

Figure 2.2: Déviation d'une flamme de bougie dans un champ électrique

Conformément à la loi (1.1), un champ magnétique, qu'il soit homogène ou non, exerce une force électromagnétique de Lorentz qui agit sur le mouvement de la flamme dès lors que celle-ci comporte des charges électriques en mouvement. Une analyse semi qualitative faite

par Von Engel et Cozens [1.1] estimant l'ordre de grandeur de cette force sur le mouvement d'une flamme-jet verticale de diffusion montre que cette force est incapable de déformer une flamme et que tout effet dû à la présence du champ magnétique vient du fait qu'il est non homogène. Ce constat est appuyé en cas de gradient magnétique vertical par les arguments suivants :

1-Les ions et les électrons suivent un mouvement quasi-vertical dans une flamme de diffusion verticale et donc un champ magnétique vertical n'y induit pas de force électromagnétique.

2-Dans nos expériences aucun effet visible n'est détecté sur une flamme soumise dans une région de champ magnétique homogène et ce jusqu'à une intensité du champ de 13 Tesla.

3- Selon la loi (1.1), le sens d'action de la force de Lorentz dépend de celui du champ magnétique, donc du sens de rotation du courant circulant dans le bobinage de l'électro-aimant. Cependant, les effets observés par Aoki [2.2-2.5] sur une flamme de diffusion restent inaffectés par le sens du champ magnétique.

A la suite de ce qui vient d'être exposé, nous considérons possible de négliger tout effet électromagnétique du champ magnétique. Nous expliquons dans la section suivante le mécanisme avec lequel le champ magnétique influe sur la combustion d'une flamme de diffusion.

2.3 Force magnétique dans la flamme

Dans un mélange de masse volumique ρ à la température T composé de N espèces de concentration et de susceptibilité magnétique massique, Y_i et χ_{mi} , la force volumique (1.55) s'écrit :

$$F_m = \sum_{i=1}^N \chi_{mi}(T) Y_i \rho(T) \frac{\nabla B^2}{2\mu_0} . \quad (2.1)$$

En effet, la flamme est considérée vis-à-vis du champ de gravitation terrestre comme un gaz chaud, plus léger, de masse volumique ρ_f entourée par l'air ambiant froid, plus lourd, de masse volumique ρ_0 et vis-à-vis du champ magnétique, la flamme et l'air qui l'entoure

forment un milieu composé de deux types d'espèces, les espèces paramagnétiques et les espèces diamagnétiques. L'oxygène est la principale espèce paramagnétique dans ce milieu comparée aux radicaux libres qui se trouvent en de très faibles quantités dans la flamme. L'azote, le combustible d'hydrocarbure, la vapeur d'eau, le dioxyde de carbone et le monoxyde de carbone sont des espèces diamagnétiques. Compte tenu des faibles valeurs de χ_m des espèces diamagnétiques par rapport à celle des espèces paramagnétique, il est tout à fait naturel de considérer la flamme comme un milieu gazeux non magnétique entouré par l'air ambiant paramagnétique.

Par une analyse simple nous considérons une flamme de diffusion produite par la combustion d'un jet vertical d'un combustible gazeux brûlant dans l'air comme étant un jet rond axisymétrique de gaz non magnétique, de rayon constant R_0 , de vitesse constante u_0 et de température constante T_f , s'éjectant verticalement dans l'air ambiant au repos à la température T_0 et de concentration en oxygène $Y_{O_2,0}$. Nous supposons qu'entre le jet et l'air s'établit une couche limite d'épaisseur constante, δ . Au sein de cette couche limite, règne un gradient de température, $\Delta T = T_f - T_0$, et un gradient de concentration d'oxygène, $\Delta Y_{O_2} = Y_{O_2,0}$, où nous supposons qu'au contact du jet l'oxygène brûle complètement en raison d'une chimie très rapide et donc sa concentration est nulle ($Y_{O_2} = 0$). Par rapport au champ magnétique, nous nous mettons uniquement dans le cas où ∇B^2 est de direction verticale et nous considérons qu'à l'échelle des petites flammes, son module $2BdB/dz$, est constant.

Finalement, la force magnétique (2.1) s'écrit :

$$F_m = \rho(T) \chi_{mO_2}(T) Y_{O_2} \frac{BdB/dz}{\mu_0}, \quad (2.2)$$

où χ_{mO_2} , Y_{O_2} et ρ désignent, respectivement, la susceptibilité magnétique massique de l'oxygène, sa concentration et la masse volumique de l'air ambiant.

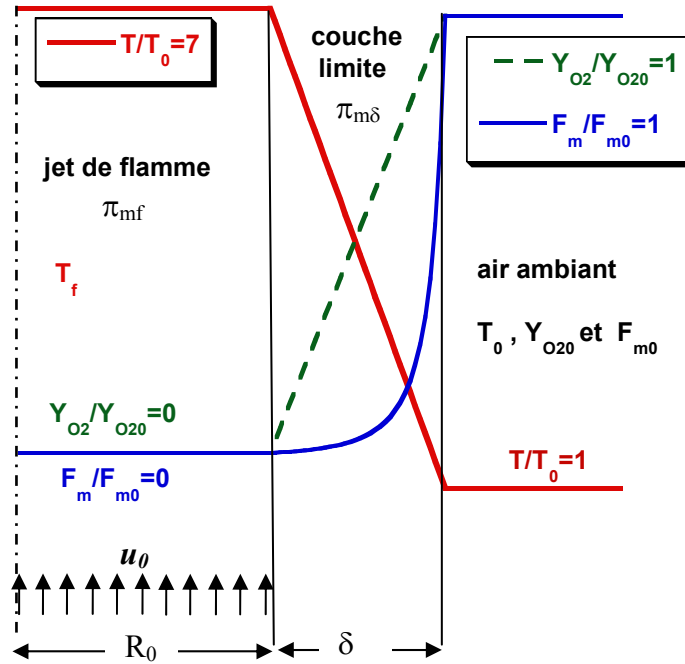


Figure 2.4 : Schéma de distribution de F_m dans l'air et la flamme en fonction de Y_{O_2} et T .

Dans la figure 2.4 nous faisons l'hypothèse que la variation de température dans la couche limite est linéaire et que $T_f=7T_0$ (température de flamme $T_f=2016$ K et température de l'air ambiant $T_0=288$ K). Les évolutions de ρ et χ_m dans la couche limite suivent la même loi en température : $\propto 1/T$ (lois de gaz parfait incompressible et de Curie). Il s'ensuit : la force F_m décroît dans la couche limite depuis sa valeur maximale F_{m0} exercée dans l'air, avant de s'annuler au contact du jet. Cette force est rotationnelle, elle induit, aussi bien dans la couche limite que dans le jet de flamme une poussée magnétique verticale π_m de même sens. Dans la couche limite, la poussée π_m est due simultanément aux gradients de température et de concentration d'oxygène, elle est donc thermosolutale d'ordre de grandeur donné par :

$$\pi_{m\delta} = \rho_m \chi_{mO_2} Y_{O_2m} \frac{BdB/dz}{\mu_0}, \quad (2.3)$$

où l'indice m réfère à des quantités moyennes estimées à $T_m=0,5(T_0+T_f)$ et à $Y_{O_2m}=0,5 Y_{O_20}$.

Dans le jet de flamme, π_m est due à la différence de concentration en oxygène entre l'air ambiant et le jet de flamme:

$$\pi_{mf} = \rho_0 \chi_{mO_2,0} Y_{O_2,0} \frac{BdB/dz}{\mu_0}. \quad (2.4)$$

Du fait que $\pi_{mf} \gg \pi_{m\delta}$, le jet de flamme ressent plus l'action de la force magnétique F_{m0} que la couche d'air qui l'enveloppe. De études telles que celles de Roper[2.6], Roper *et al.* [2.7] et Lin et Fateth [2.8] ont montré que le mouvement de l'air est sans effet sur la dynamique de la flamme même lorsqu'il s'agit d'une flamme de diffusion de type co-écoulement tant que sa vitesse reste relativement faible par rapport à la vitesse d'éjection du combustible. Nous considérons donc dans la suite que l'effet de π_{mf} . Ainsi, le jet de flamme est soumis à l'action d'une poussée magnéto-gravitaire verticale :

$$\pi = \pi_g + \pi_m, \quad (2.5)$$

combinée de la poussée gravitaire π_g qui pousse le jet de flamme vers le haut et s'exprime :

$$\pi_g = (\rho_f - \rho_0)g \quad (2.6)$$

et de la poussée magnétique notée désormais π_m qui peut s'exprimer similairement à π_g comme :

$$\pi_m = -\rho_0 g_{m0} \quad (2.7)$$

où la force magnétique massique g_{m0} s'exerce sur l'air ambiant, elle est similaire à g et peut s'appeler, ainsi, la gravité magnétique et s'écrit selon (2.2)

$$g_{m0} = \chi_{m0} \frac{BdB/dz}{\mu_0} \mathbf{i}_z, \quad (2.8)$$

où $\chi_{m0} = \chi_{mO_2,0} Y_{O_2,0}$ est la susceptibilité magnétique massique de l'air ambiant.

Théoriquement, la poussée combinée π peut reproduire les mêmes effets qu'une poussée gravitaire équivalente de gravité artificielle g^* :

$$\pi = (\rho_f - \rho_0)g^*, \quad (2.9)$$

où d'après (2.5)

$$\mathbf{g}^* = \mathbf{g} \left(1 + \frac{\alpha}{\alpha - 1} \frac{\mathbf{g}_{m0}}{\mathbf{g}} \right), \quad (2.10)$$

Le symbole $\alpha = \rho_0 / \rho_f$ représente le rapport des masses volumiques de l'air ambiant de température T_0 et des gaz chauds dans la flamme de température moyenne T_f . En appliquant la loi des gaz parfaits incompressibles $\alpha = T_f / T_0$.

L'action de \mathbf{g}_{m0} sur le mouvement du jet de flamme dépend du signe de BdB/dz . Quand $BdB/dz < 0$, \mathbf{g}_{m0} est parallèle à \mathbf{g} et leurs effets sur le mouvement du jet s'ajoutent par contre quand $BdB/dz > 0$, \mathbf{g}_{m0} est antiparallèle à \mathbf{g} , dans ce cas leurs effets sur le jet s'opposent. Il est commode de quantifier l'effet combiné de \mathbf{g} et de \mathbf{g}_{m0} (donc de BdB/dz) par l'introduction du coefficient G qui est défini par :

$$\mathbf{g}^* = G\mathbf{g}, \quad (2.11)$$

et est exprimé, donc, par:

$$G = \left(1 + \frac{\alpha}{\alpha - 1} \frac{\mathbf{g}_{m0}}{\mathbf{g}} \right). \quad (2.12)$$

Le coefficient G mesure le taux de gravité artificielle introduite par le champ magnétique relativement à \mathbf{g} .

La poussée $\pi^* = G\mathbf{g}(\rho_0 - \rho_f)$ agit sur le mouvement de la flamme et entre ainsi en compétition avec la propre inertie du jet du combustible due à son éjection dans l'air à une vitesse moyenne u_0 . Cette compétition est arbitrée par le nombre de Froude, Fr_l^* , qui mesure le rapport de l'ordre de grandeur de l'énergie cinétique du jet de la flamme et celui de son énergie cinétique induite par l'action de la poussée π^* tout au long de la longueur de la flamme L_f . En exprimant π^* par (2.9) et utilisant (2.10) et (2.11) dans la présente analyse, le nombre de Froude est défini comme suit :

$$Fr_l^* = \frac{\rho_f \frac{u_0^2}{2}}{G / \mathbf{g} (\rho_0 - \rho_f) L_f} \quad (2.12)$$

et prend la forme :

$$Fr_l^* = \frac{u_0^2}{2/G/g(\alpha-1)L_f}. \quad (2.13)$$

L'estimation de Fr_l^* ignore l'amortissement de la vitesse de la colonne cylindrique du jet dû à son mélange avec l'air stagnant plus dense. Cette supposition est valable pour des flammes de petites longueurs.

Nous donnons dans le *tableau 2.1* quelques valeurs de G en prenant les exemples de $\alpha=4$ et 7 pour $L_f=10$ et 13,5 mm qui représentent les longueurs des deux flammes examinées dans cette étude.

G	BdB/dz (T ² /m)		Fr _l [*]			
	α = 4	α = 7	L _f =10 mm		L _f =13,5 mm	
			α = 4	α = 7	α = 4	α = 7
-3	117,9	134,7	0,299	0,150	0,466	0,233
-2,5	103,2	117,9	0,359	0,180	0,559	0,280
-2	88,42	101,1	0,449	0,224	0,700	0,349
-1,5	73,68	84,21	0,598	0,299	0,932	0,466
-1	58,95	67,37	0,897	0,449	1,40	0,699
0	29,47	33,68	-	-	-	-
+0,5	14,74	16,84	1,794	0,897	2,80	1,398
+1	0	0	0,897	0,449	1,40	0,699
+2	-29,47	-33,68	0,449	0,224	0,700	0,349
+3	-58,95	-67,37	0,299	0,150	0,466	0,233
+4	-88,42	-101,1	0,224	0,112	0,349	0,175
+5	-117,9	-134,7	0,179	0,090	0,277	0,140
+6	-147,4	-168,4	0,150	0,075	0,233	0,116

Tableau 2.1 : Quelques valeurs significatives de G et Fr_l^* en fonction de BdB/dz .

En gravité normale correspondant à $G=1$ ($BdB/dz=0$), Fr_l^* est plus ou moins proche de l'unité pour les deux flammes, signifiant des présences comparables de l'effet gravitaire et inertiel dans le mouvement du jet de la flamme. En gravité élevée correspondant à $G>1$ ($BdB/dz<0$), Fr_l^* diminue jusqu'à l'ordre d'un dixième pour $G=6$ indiquant l'importance du mouvement convectif par rapport au mouvement inertiel dans la dynamique de la flamme. En gravité réduite correspondant à $0 \leq G \leq 1$ ($0 \leq BdB/dz \leq BdB/dz_c$), Fr_l^* augmente, atteignant des valeurs

très élevées, théoriquement jusqu'à l'infini quand $G=0$. Physiquement, la gravité magnétique \mathbf{g}_{m0} contrecarre la gravité terrestre \mathbf{g} annulant ainsi la poussée équivalente π^* ce qui inhibe en conséquence tout mouvement d'origine convective au niveau de la flamme, mettant de ce fait, la flamme dans un environnement similaire à celui d'apesanteur pour une certaine valeur de BdB/dz qu'on appelle critique et qu'on désigne par BdB/dz_c . D'après (2.8) et (2.12)

$$BdB/dz_c = \frac{\mu_0}{\chi_m} \frac{\alpha - 1}{\alpha} g. \quad (2.14)$$

La valeur de BdB/dz_c est relativement sensible à α . Elle égale $29,47T^2/m$ pour $\alpha=4$ et $33,68T^2/m$ pour $\alpha=7$. Pour $BdB/dz > BdB/dz_c$, $G < 0$ et on parle ici d'antigravité, le mouvement convectif magnéto-gravitaire dans le jet de flamme est à l'encontre de son mouvement inertielle ascendant. Fr_i^* redescend traduisant que le mouvement inertiel perd de plus en plus de sa dominance jusqu'à des faibles valeurs correspondant au renversement du mouvement du jet.

2.4 Expérimentation

Les expériences sont réalisées au Laboratoire des Champs Magnétiques Intenses (L.C.M.I.) à Grenoble. Le dispositif expérimental est décrit dans la *figure 2.5*. Une cavité cylindrique ouverte à double paroi où circule de l'eau à température $T_0=288$ K et de diamètre intérieur 120 mm est placée dans l'entrefer d'un aimant de type résistif, axisymétrique et vertical. La topologie de son champ magnétique est décrite dans *figure 1.7* du chapitre 1. Il est capable de fournir jusqu'à 13 Tesla à son centre. Le brûleur est un tube d'acier inoxydable de diamètre intérieur $d=0,7$ mm et de diamètre extérieur $d_{ext}=1,1$ mm avec une longueur qui offre un rapport entre longueur et diamètre qui dépasse 100 assurant un écoulement laminaire développé à sa sortie. Le jet de propane s'éjecte verticalement vers le haut dans l'air stagnant. Il débite d'une bouteille de propane commerciale en passant par un débit-mètre de type Brooks (modèle GT 1355, tube : R-2-15-AAA, flotteur sphérique : saphir). Le support du brûleur est capable de se mouvoir verticalement le long de l'axe de l'aimant pour permettre la sortie du tube d'être à 150 mm au-dessus ou en-dessous du centre de l'aimant. A ces deux positions $|BdB/dz|=\pm 650T^2/m$, la flamme est filmée par une caméra couleur CCD (Sony, DXC-9100P, 60 images/seconde) et est enregistrée par un magnétoscope digital (Panasonic DVCPRO, AJ-D230 E). La caméra est positionnée au-dessus de l'aimant et dirigée verticalement vers le bas pour enregistrer simultanément la vue de dessus de la flamme (accès

à la mesure du rayon) ainsi que la vue de face (accès à la mesure de la longueur) reflétée par un miroir incliné de 45° . Trois débits de combustible sont expérimentés : $Q_{v0}=9,713$; 16,29 et 23,22 cm^3/min correspondant, respectivement, aux vitesses moyennes de sortie du brûleur $u_0=4Q_{v0}/d^2$: 0,3973 ; 0,7055 et 1,006 m/s, aux nombres de Reynolds $Re=u_0d/\nu$: 71,08 ; 119,2 et 169,9 ; aux nombres de Froude $Fr_d=u_0^2/gd$: 22,98 ; 72,48 et 147,4 et aux longueurs visibles de flamme L_f : 10 ; 13,5 et 16,5 mm.

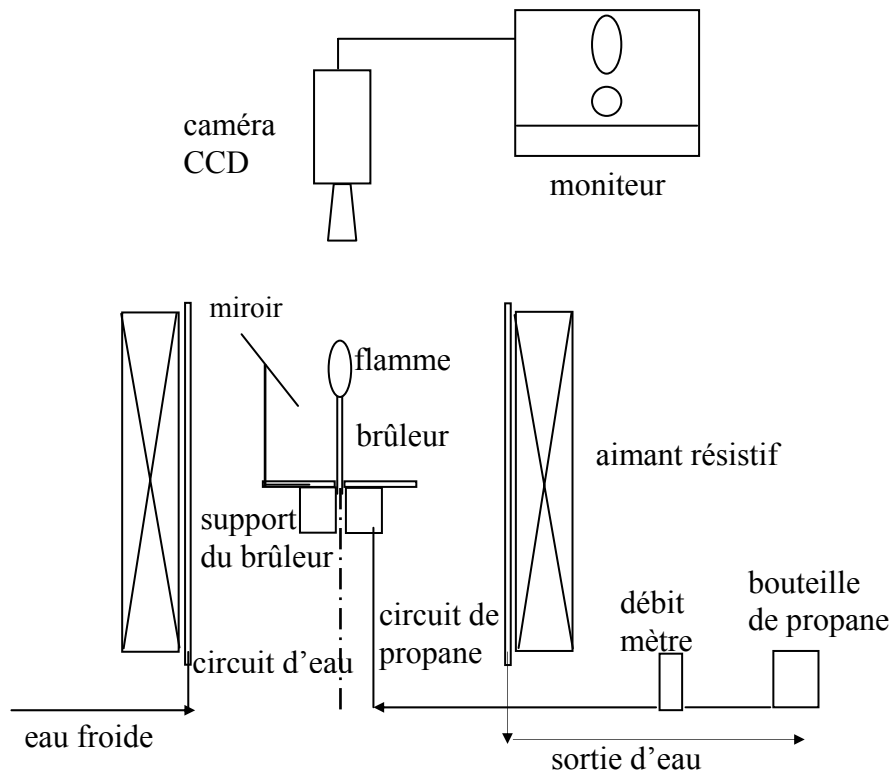


Figure 2.5: *Dispositif expérimental*

2.5 Démarche numérique

L'étude numérique que nous développons ici s'inspire des travaux publiés suivants : Mitchell *et al.* [2.9], Smooke *et al.* [2.10], Yuenong *et al.* [2.11], Coelho et Pereira [2.12] Anne *et al.* [2.13], Yamada *et al.* [2.14] et Nakamura *et al.* [2.15]. La géométrie et les conditions aux limites du schéma simulant le système de combustion expérimental sont illustrées, *figure 2.6*. Le jet de propane sort verticalement du brûleur et s'éjecte vers le haut dans l'air stagné et non confiné. Son écoulement est laminaire, axisymétrique et stationnaire. La *figure 2.7* montre le

maillage approprié au calcul numérique. L'origine du repère cylindrique (r, z) adopté est fixée au centre de la sortie du brûleur. Le brûleur est d'une longueur de 15 mm afin de prendre en compte, en particulier, son effet sur le retournement de la flamme. Le domaine du calcul s'étend verticalement de $z=-15$ mm à $z=70$ mm et s'étend radialement depuis l'axe de symétrie $r=0$ jusqu'à $r=30$ mm. Il est non confiné et choisi d'être assez long, donc ses conditions aux limites sont de type 'ouverte' où à son entrée et à sa sortie :

($z=-15$ pour $r>0,55$ mm et $z=70$ mm)

$$\frac{du}{dz} = \frac{dv}{dz} = 0, T=288 \text{ K}, Y_{O_2}=0,23 \text{ et } Y_{C_3H_8}=0, \quad (2.15)$$

sur l'axe et loin de l'axe :

$$(r=0 \text{ et } 30 \text{ mm}) \quad \frac{\partial u}{\partial r} = \frac{\partial v}{\partial r} = \frac{\partial T}{\partial r} = \frac{\partial Y_i}{\partial r} = 0. \quad (2.16)$$

Le calcul numérique impose que le combustible entre dans le domaine de calcul à débit constant et suppose un couplage de chaleur entre le brûleur et la flamme.

Le maillage comporte 9782 mailles, 146 mailles selon z l'axe et 67 mailles selon le rayon r ; 1680 mailles sont attribuées au brûleur. Ce maillage est non uniforme, à la sortie du brûleur, le jet de combustible croise une grille avec une maille de 0,0522 mm de hauteur et 0,0439 mm de largeur puis la grille s'élargit axialement et radialement avec le même taux d'expansion de 1,05.

La combustion du propane avec l'oxygène se déroule en une seule réaction chimique globale, exothermique et irréversible produisant de la vapeur d'eau et du dioxyde de carbone :



Le symbole Q désigne la chaleur totale dégagée par l'oxydation d'une mole de propane.

En effet, l'effet d'une chimie complexe multi-étapes de la combustion du propane qui inclut les radicaux libres et les espèces intermédiaires n'est pas essentiel dans notre problème et nous considérons seulement le comportement global de la flamme.

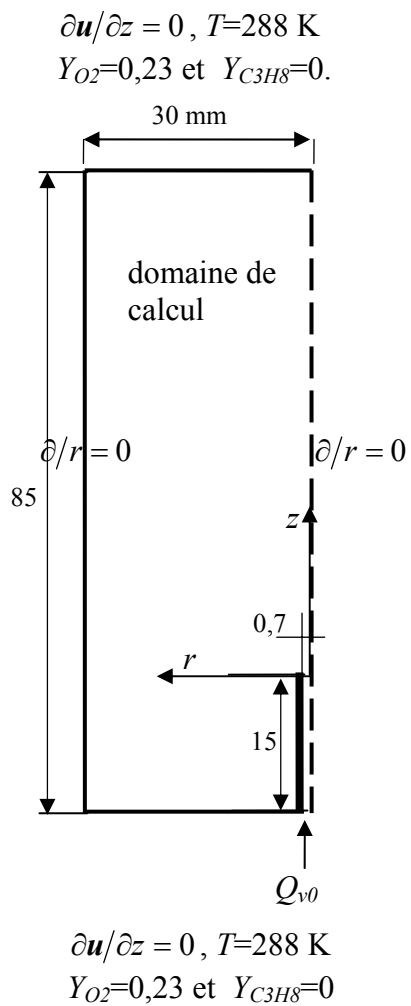


Figure 2.6 : Géométrie et conditions aux limites

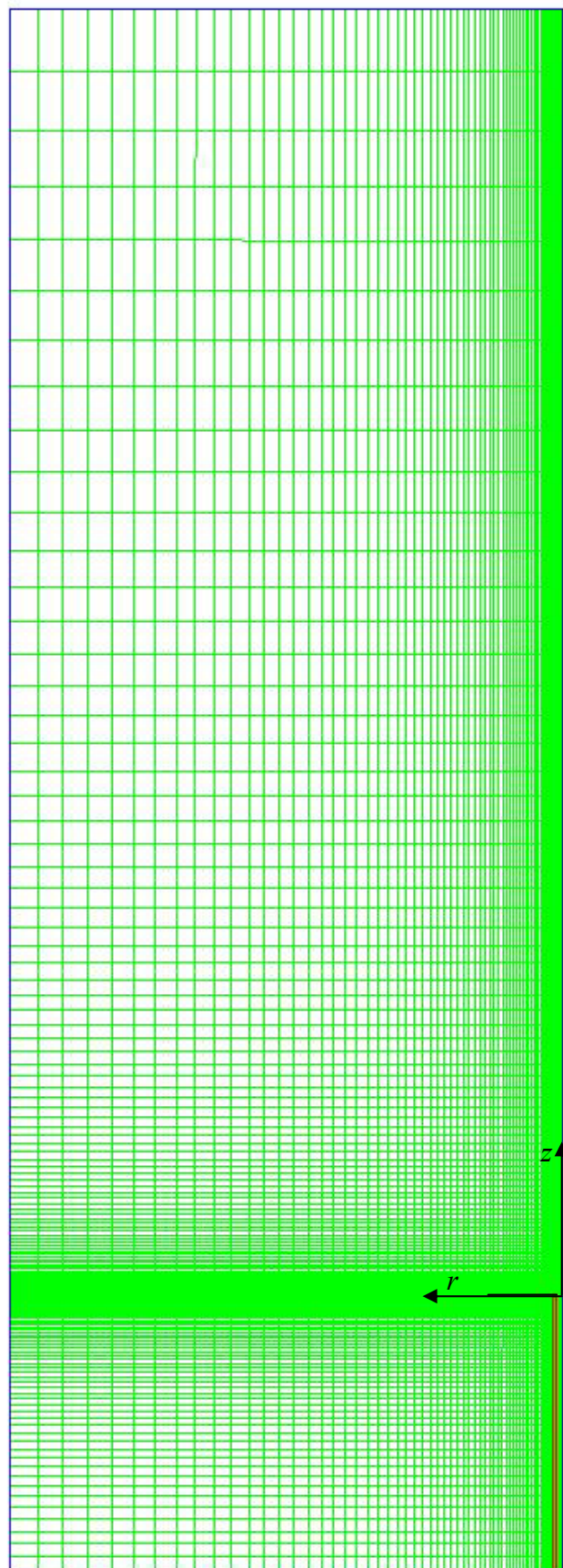


Figure 2.7 : Maillage

Lors de l'oxydation complète et stœchiométrique du propane, son taux de consommation ainsi que celui de l'oxygène et les taux de production de vapeur d'eau et de dioxyde de carbone sont reliés comme suit :

$$W_{C_3H_8}^* = \frac{1}{5}W_{O_2}^* = -\frac{1}{4}W_{H_2O}^* = -\frac{1}{3}W_{CO_2}^* \quad (2.18)$$

et se calculent par la loi d'Arrhenius :

$$W_{C_3H_8}^* = AC_{C_3H_8}^a C_{O_2}^b e^{-E/RT} \quad (2.19)$$

où C_i est la concentration molaire de l'espèce, $A=4,836e^{+09}$ est le facteur préexponentiel, $a=0,1$ et $b=1,65$ sont les taux d'exposants et $E=1,256e^{+08}$ J/Kmole est l'énergie d'activation du propane et $R=8,314$ J/(Kmol.K) désigne la constante universelle des gaz. De (2.17), il vient qu'au front de la flamme, le rapport stœchiométrique des concentrations de propane et d'oxygène $(Y_{C_3H_8}/Y_{O_2})_{st}=0,275$.

Le solver Fluent [2.16] calcule simultanément les équations de mouvement, de conservation de masse, de conservation d'énergie dans la flamme et l'air et celle dans le brûleur et de conservation d'espèces :

$$\begin{aligned} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial z}(r\rho uu) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r\rho vu) &= -\frac{\partial p}{\partial z} \\ &+ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial z} [r\mu(T) (2\frac{\partial u}{\partial z} - \frac{2}{3}(\nabla \cdot \mathbf{U}))] \\ &+ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} [r\mu(T) (\frac{\partial u}{\partial r} + \frac{\partial v}{\partial z})] \\ &+ (\rho - \rho_0)g + (\rho g_m - \rho_0 g_{m0}), \end{aligned} \quad (2.20)$$

$$\begin{aligned} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial z}(r\rho uv) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r\rho vv) &= -\frac{\partial p}{\partial r} \\ &+ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial z} [r\mu(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial u}{\partial r})] \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r \mu \left(2 \frac{\partial v}{\partial r} - \frac{2}{3} (\nabla \cdot \mathbf{U}) \right) \right] \\
& - 2 \mu \frac{v}{r^2} + \frac{2}{3} \frac{\mu}{r} (\nabla \cdot \mathbf{U}) + \rho \frac{v^2}{r},
\end{aligned} \tag{2.21}$$

l'équation de continuité :

$$\rho \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial v}{\partial r} + \frac{v}{r} \right) + \mathbf{U} \cdot \nabla \rho = 0, \tag{2.22}$$

l'équation de l'énergie incluant la production de chaleur par la réaction d'oxydation, le rayonnement thermique de la flamme, Q_r , déjà important pour des flammes de faible Re , il le devient plus à faible Fr_l^* où le transport convectif est réduit, et le transport d'enthalpie, h_i , par diffusion d'espèces :

$$\rho c_p u \frac{\partial T}{\partial z} + \rho c_p v \frac{\partial T}{\partial r} = - \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rk \frac{\partial T}{\partial r}) + \frac{\partial}{\partial z} (k \frac{\partial T}{\partial z}) \right] + W_{C_3H_8} Q - Q_r + \nabla \cdot \left[\sum_{i=1}^5 h_i \mathbf{J}_i \right], \tag{2.23}$$

l'équation de conduction thermique au sein du brûleur :

$$\frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} = 0, \tag{2.24}$$

et l'équation de conservation d'espèce :

$$\rho u \frac{\partial Y_i}{\partial z} + \rho v \frac{\partial Y_i}{\partial r} = -\nabla \cdot \mathbf{J}_i + W_i. \tag{2.25}$$

Et finalement l'équation d'état du gaz parfait incompressible qui se traduit par l'équation :

$$\rho T \sum_i X_i M_i = \rho_0 T_0 M_0. \tag{2.26}$$

La contribution magnétique dans l'évolution de la flamme est introduite en incluant la force

$$g_m = \frac{\rho(T)\chi_{mO_2}(T)Y_{O_2}}{\mu_0} BdB / dz \text{ dans la composante verticale de l'équation de Navier- Stokes}$$

(2.20). Nous rappelons que ρ et χ_{mO_2} varient proportionnellement à l'inverse de la température.

Dans les équations l'indice i fait référence aux espèces : C_3H_8 , O_2 , CO_2 , H_2O et N_2 . Dans le but d'inclure l'effet du rayonnement dans le transport d'énergie dans la flamme sans augmenter excessivement le coût du calcul, un simple traitement de perte d'énergie par rayonnement dans la flamme est adopté, Barlow *et al.*[2.17]. Le modèle utilisé considère que la flamme est optiquement un milieu mince de telle sorte que chaque point de source radiante a une vue isotropique de l'air ambiant. La perte d'énergie par radiation par unité de volume peut être calculée comme :

$$Q_r(T,i) = 4\sigma \sum_{i=1}^N p_i a_{p,i} (T^4 - T_0^4) \quad (2.27)$$

où $\sigma=5,669 \times 10^{-08} \text{ W/m}^2\text{K}^4$ est la constante de Steffan-Boltzmann, p_i est la pression partielle (en atmosphères) de l'espèce i impliquée dans le calcul du rayonnement et $a_{p,i}$ est le coefficient d'absorption moyen de l'espèce i . CO_2 et H_2O sont les espèces les plus radiantes dans les flammes d'hydrocarbures. En effet, le calcul (2.27) ne prend en considération que ces deux espèces et des courbes de lissage de leurs coefficients moyens d'absorption en fonction de la température sont proposées par Barlow *et al.*[2.17] pour une gamme de température entre 300 K et 2500 K :

$$ap=c_0+c_1*(1000/T)+c_2*(1000/T)^2+c_3*(1000/T)^3+c_4*(1000/T)^4+c_5*(1000/T)^5. \quad (2.28)$$

Les coefficients sont :

	H ₂ O	CO ₂
c_0	-0,23093	18,741
c_1	-1,12390	-121,31
c_2	9,41530	273,50
c_3	-2,9988	-194,050
c_4	0,51382	56,310
c_5	$-1,86840 \times 10^{-05}$	-5,8169

Le flux de diffusion de masse de chaque espèce i dans le mélange s'écrit

$$\mathbf{J}_i = -\rho D_{im} \nabla Y_i, \quad (2.29)$$

où D_{im} est le coefficient de diffusion de masse de l'espèce i dans le mélange. Dans une flamme de diffusion laminaire de petite taille ce sont ces propriétés moléculaires de transport qui contrôlent la vitesse de combustion. La conductivité thermique, la viscosité dynamique et le coefficient de diffusion de masse dans la flamme varient considérablement en fonction de la température et les concentrations d'espèces ce qui est pris en compte dans la présente simulation numérique. Donc, la flamme est considérée comme un système multi composants et par conséquent :

$$D_{im} = \frac{1 - X_i}{\sum_{ij \neq i} (X_i / D_{ij})}. \quad (2.30)$$

Le symbole X_i désigne la fraction molaire de l'espèce i et le coefficient de diffusion de masse binaire D_{ij} entre l'espèce i et l'espèce j se calcule par la loi de Chapman-Enskog basée sur la théorie cinétique des gaz :

$$D_{ij} = \frac{1.88 \times 10^{-3} T^{3/2} (1/M_i + 1/M_j)}{p \sigma_{ij}^2 \Omega_D}, \quad (2.31)$$

où M_i désigne la masse molaire de l'espace i , p désigne la pression absolue et $\sigma_{ij} = (\sigma_i + \sigma_j)/2$ désignent de gauche à droite le facteur de collision, le diamètre de la molécule de l'espèce i et celui de l'espèce j . L'intégrale de collision de diffusion Ω_D mesure l'énergie d'interaction moléculaire du mélange et sa valeur calculée en se basant sur le potentiel de Leonard-Jones dépend de la quantité T_D^* , où

$$T_D^* = \frac{T}{(\varepsilon/K_b)_{ij}}, \quad (2.32)$$

K_b est la constante de Boltzmann et

$$(\varepsilon/K_b)_{ij} = \sqrt{(\varepsilon/K_b)_i (\varepsilon/K_b)_j}. \quad (2.33)$$

La chaleur spécifique, la viscosité dynamique et la conductivité thermique du mélange gazeux sont calculées comme les moyennes massiques des chaleurs spécifiques, des viscosités dynamiques et des conductivités thermiques des espèces composant le mélange ;

$$c_p = \sum_i Y_i c_{pi}, \quad \mu = \sum_i Y_i \mu_i \quad \text{et} \quad k = \sum_i Y_i k_i, \quad (2.34)$$

où c_{pi} , μ_i et k_i sont choisis dépendants de la température. c_{pi} est un polynôme d'ordre 4 ou 5 :

$$c_{pi} = \sum_k a_k T^k. \quad (2.35)$$

La viscosité dynamique de chaque espèce dépend de la température selon la loi de puissance:

$$\frac{\mu_i}{\mu_{i0}} = \left(\frac{T}{T_0} \right)^b, \quad (2.36)$$

où μ_{i0} est à $T_0=273,15$ K. La théorie cinétique des gaz est utilisée pour calculer k_i :

$$k_i = \frac{15}{4} \frac{R}{M_i} \mu_i \left(\frac{4}{15} \frac{c_{pi} M_i}{R} + \frac{1}{3} \right). \quad (2.37)$$

Dans le tableau 2.2 sont dressées les valeurs de a_n , de μ_{oi} et de b de toutes les espèces :

	C ₃ H ₈		O ₂	CO ₂	H ₂ O	N ₂
a_0	300<T<1000 K	1000<T<5000 K	8,112×10 ²	5,354×10 ²	1,609×10 ³	1,027×10 ⁻⁹
	1,691×10 ²	1,419×10 ³				
a_1	5,032	3,567	4,108×10 ⁻¹	1,279	0,7405	2,162×10 ⁻²
a_2	1,024×10 ⁻³	-1,185×10 ⁻³	-1,751×10 ⁻⁴	5,468×10 ⁻⁴	-9,130×10 ⁻⁶	1,486×10 ⁻⁴
a_3	-4,008×10 ⁻⁶	1,731×10 ⁻⁷	3,756×10 ⁻⁸	2,382×10 ⁻⁷	-3,814×10 ⁻⁸	4,484×10 ⁻⁸
a_4	1,743×10 ⁻⁹	-9,074×10 ⁻¹²	-2,974×10 ⁻¹²	1,892×10 ⁻¹⁰	4,802×10 ⁻¹²	
$\mu_{i0} \times 10^{-5}$	1,919		1,919	1,37	1,703 ($T_0=416,67$ K)	1,663
b	0,69		0,69	0,79	1,04	0,67

Tableau 2.2 : Valeurs des constantes relatives aux coefficients du transport des espèces

Les équations sont résolues par l'algorithme SIMPLEC qui couple le champ de vitesse et la pression et le schéma PRESTO pour l'interpolation de la pression. Le schéma amont de second ordre est utilisé pour les termes de convection et le schéma centré de second ordre pour les termes de diffusion.

A l'échelle des longueurs des flammes examinées dans l'étude (<20 mm) le gradient magnétique BdB/dz est assez uniforme mais le long de la hauteur de la boîte de calcul (85 mm) il ne l'est pas, donc il est présenté par un polynôme d'ordre 5 interpolant les valeurs mesurées de BdB/dz sur l'axe de l'aimant :

$$BdB/dz = BdB/dz_0 (1 - 2,7882z - 203,23z^2 + 46,204z^3 + 14066z^4 + 50113z^5), \quad (2.38)$$

où BdB/dz_0 est la valeur de BdB/dz à la sortie du brûleur ($z=0$). Nous gardons la notation de BdB/dz pour désigner la valeur de BdB/dz_0 .

2.6 Phénomènes observés

La *figure 2.8a*) montre l'évolution que connaît la flamme pour $Re=71,08$ quand elle est exposée au $BdB/dz > 0$. Sans champ magnétique, la flamme est, visiblement, stable, lumineuse, de couleur jaune-orange avec une base bleue et elle n'émet pas de fumée. Dans un premier temps, au fur et à mesure que l'intensité de BdB/dz augmente, la flamme se gonfle considérablement en devenant de plus en plus lumineuse avec un penchant vers la couleur orange. Ensuite, la flamme arrête d'accroître sa taille, devient complètement orange et dégage de la fumée. A BdB/dz plus élevé la flamme perd peu à peu de sa couleur orange au profit de la couleur bleue à partir de sa base et arrête d'émettre de la fumée, jusqu'à ce qu'elle devienne complètement bleu-vert avec une extrémité ouverte. En même temps, elle flotte tout entière et sa base devenant plus large elle déborde du diamètre du brûleur. Dans un deuxième temps, pour une certaine valeur de BdB/dz la flamme, toute bleue, referme son bout et sa taille diminue jusqu'à ce qu'elle devienne quasi-hémisphérique. Puis avec l'augmentation de BdB/dz , la flamme se renverse complètement, se colle à la paroi du tube et redevient lumineuse.

La *figure 2.8b*) montre l'évolution de la flamme dans les mêmes conditions initiales en $BdB/dz < 0$. Au fur et à mesure que l'intensité de BdB/dz augmente, la flamme devient moins lumineuse et sa longueur comme sa largeur diminuent doucement. La couleur bleue de la

flamme augmente en taille par rapport à la couleur jaune-orange. A une certaine valeur de BdB/dz , la base de la flamme quitte les lèvres du brûleur et se décroche. La longueur du décrochage qui est la distance entre la base de la flamme et le brûleur, augmente avec l'augmentation de BdB/dz . Cela est accompagné de pulsations verticales en bout de flamme qui s'intensifient jusqu'à ce que la flamme s'éteigne à une certaine valeur de BdB/dz .

Quand la flamme est exposée au champ homogène ($BdB/dz=0$) elle ne manifeste, visiblement, aucun changement de son apparence et ce pour une valeur de champ allant jusqu'à 13 Tesla.

Ces mêmes phénomènes ont été observés par Aoki [2.2-2.5] dont la description est donnée dans l'avant propos.

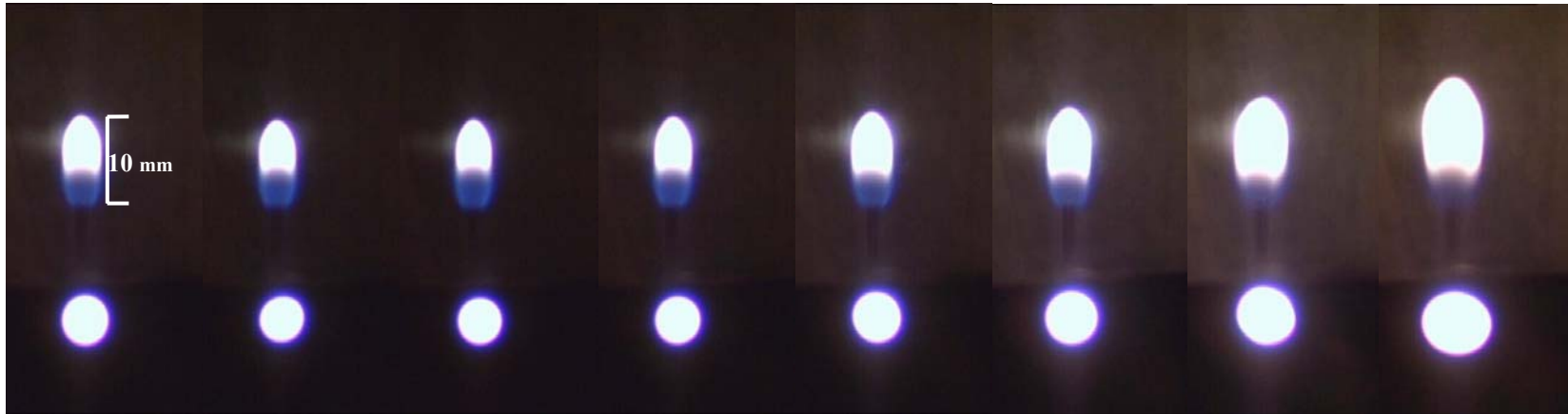
L'analyse des images est faite par le logiciel SPOTLIGHT 2.0 [2.18]. C'est un logiciel conçu par une équipe de recherche de la NASA afin d'automatiser l'analyse d'une séquence d'images et il est dédié initialement aux expériences de combustion en microgravité.

La simulation numérique prédit les mêmes évolutions de forme et de taille de la flamme que celles observées par l'expérience dans les mêmes gammes de BdB/dz . Ces évolutions calculées pour le même Re , sont mises en évidence à partir du champ de température et du champ de chaleur de combustion, présentés dans *la figure 2.9* à différentes valeurs de BdB/dz . En effet, le maximum de chaleur dégagée par la combustion permet de localiser le front de flamme. La simulation numérique, stationnaire, se limite à $BdB/dz=-80 \text{ T}^2/\text{m}$ qui représente la valeur à laquelle la flamme devienne instable. *La figure 2.9* présente, aussi, aux mêmes valeurs de BdB/dz , les iso-courants, le champ de vitesse et le flux surfacique d'oxygène par diffusion dans la flamme. Avec une vision globale des évolutions de toutes les quantités issues de la simulation numérique, le rétrécissement et l'amincissement de la flamme observés, pour $BdB/dz<0$, sont accompagnés par l'augmentation de la température dans la flamme causée par l'accroissement de la chaleur de combustion due à l'amélioration de son alimentation en oxygène par diffusion, conséquence de l'accélération du mouvement dans la flamme. Alors que quand $BdB/dz>0$, l'allongement et l'élargissement de la flamme sont associés à la décélération du mouvement dans le jet ce qui réduit l'alimentation du front de la flamme en oxygène, à la suite de quoi, le front de la flamme dégage moins de chaleur ce qui a pour effet de faire chuter la température dans la flamme. Ces effets sont reproduits également dans les deux *figures 2.10* et *2.11* qui présentent, respectivement, le profil axial de la

température et celui de la vitesse axiale sur l'axe de la flamme aux différentes valeurs négatives et positives de BdB/dz . En effet, de $BdB/dz=0$ jusqu'à $27,5 \text{ T}^2/\text{m}$, la vitesse sur l'axe de la flamme diminue tout en restant ascendante, le maximum de la température diminue et se déplace vers le haut, ce qui est observé expérimentalement par l'allongement en continu de la flamme jusqu'à $28,75 \text{ T}^2/\text{m}$. A $BdB/dz = 30 \text{ T}^2/\text{m}$, la vitesse est plus faible, le maximum de la température réaugmente et se déplace vers le bas, ce qui est confirmé expérimentalement où à $31,25 \text{ T}^2/\text{m}$ le haut du front de la flamme revient en arrière. A $BdB/dz = 40 \text{ T}^2/\text{m}$, le mouvement dans la flamme est dirigé vers le bas dès la sortie du combustible du brûleur, le maximum de la température reste assez élevé (la flamme existe toujours) et se rapproche très près du brûleur laissant la température le long de l'axe pas loin du brûleur égale à celle de l'air ambiant. Expérimentalement, la flamme se retourne complètement. A $BdB/dz = -30 \text{ T}^2/\text{m}$, le mouvement dans la flamme s'accélère sans pour autant augmenter notablement et déplacer le maximum de la température, ce qui s'observe expérimentalement par un faible changement de taille et de couleur de flamme entre $-40 \leq BdB/dz \leq 0 \text{ T}^2/\text{m}$. A $BdB/dz = -60 \text{ T}^2/\text{m}$, le mouvement du jet de propane ralentit à la sortie du brûleur puis s'accélère brutalement en arrivant à la base de la flamme qui se décroche à une hauteur considérable, bien qu'expérimentalement, la flamme se décroche, elle ne reste pas loin du brûleur.

Nous présentons dans *la figure 2.12*, une comparaison entre les évolutions, mesurées expérimentalement et celles calculées numériquement, de la longueur de la flamme à $Re=71,08$, en fonction de BdB/dz . Les longueurs mesurées ont des valeurs plus élevées que celles des longueurs calculées. Cela est dû au fait que la simulation numérique calcule la longueur stœchiométrique dont la mesure est altérée en expérience à cause de la présence des suies en bout de flamme qui lui donnent une longueur visible plus longue. Sunderland *et al.* [2.26] rapportent que le décalage entre les valeurs des deux longueurs peut atteindre 40% ce qui est, presque, le double de celui de notre étude (24% pour $BdB/dz=0 \text{ T}^2/\text{m}$). Toutefois, nous remarquons que les longueurs mesurées et calculées ne présentent pas parfaitement la même allure vis-à-vis BdB/dz . La variation de la longueur de flamme obtenue numériquement est moins sensible à l'effet magnétique sauf quand la flamme décroche brutalement. La majorité des résultats expérimentaux et en conséquence les corrélations rapportées dans la littérature concernent des flammes lumineuses. Donc, toutes nos analyses qui viennent par la suite reposent entièrement sur les résultats expérimentaux.

a)



BdB/dz (T^2/m)

0

1,25

3,75

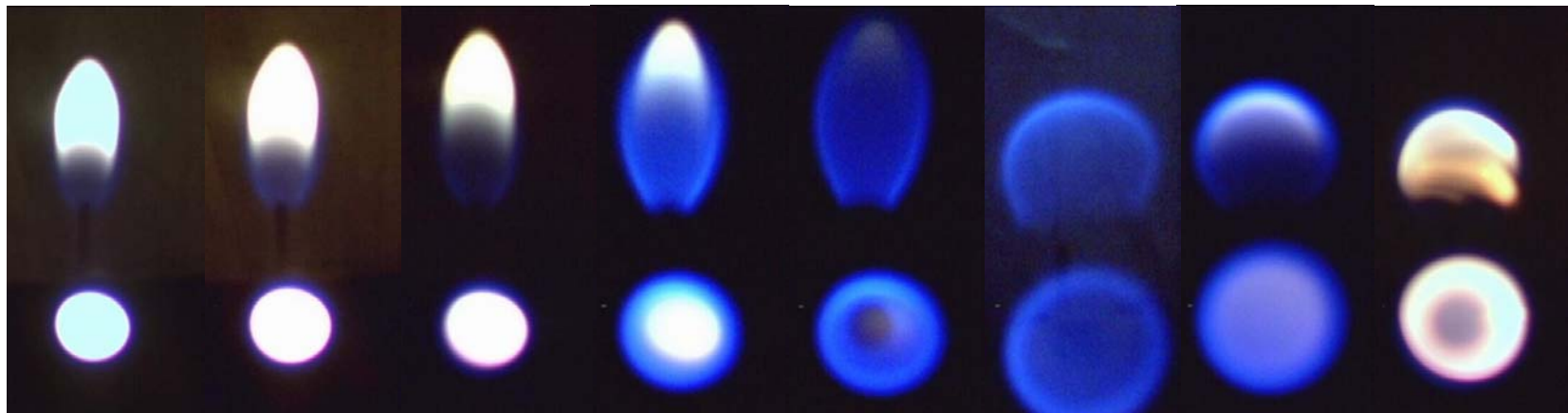
6,25

8,75

11,25

13,75

16,25



18,75

21,25

23,75

26,25

28,75

31,25

33,75

36,25

b)

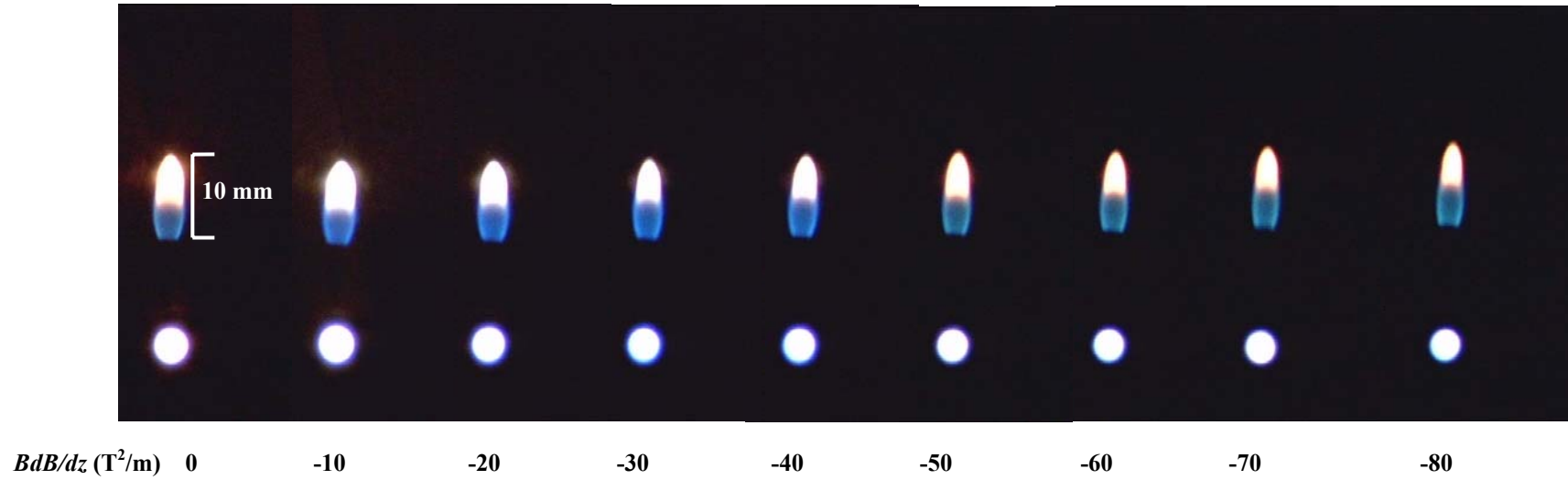
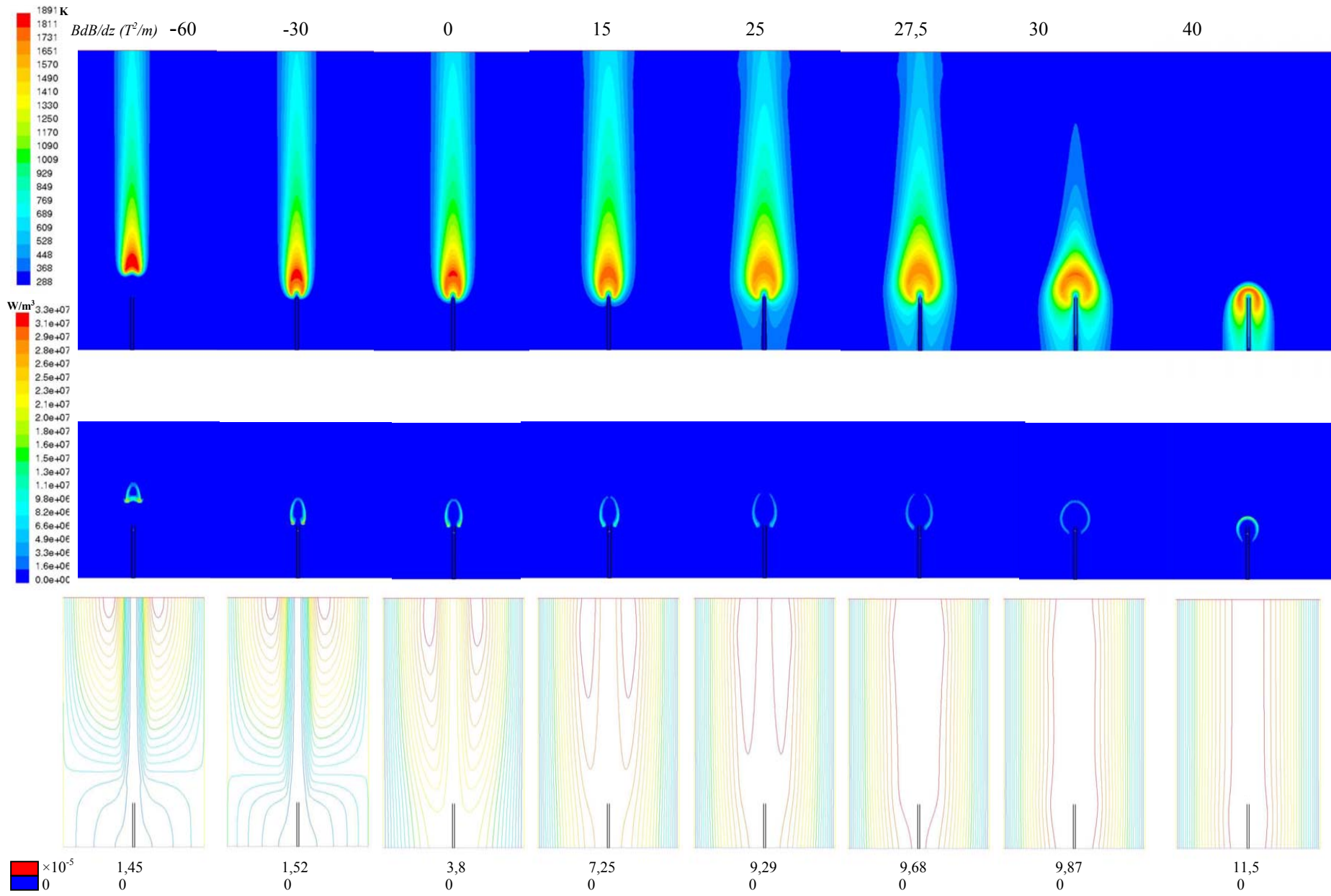


Figure 2.8 : Images de flamme, de $Re=71,08$, en fonction de BdB/dz .
(en dessus : vue de face, en dessous : vue dessus)

- a) $BdB/dz > 0$
- b) $BdB/dz < 0$



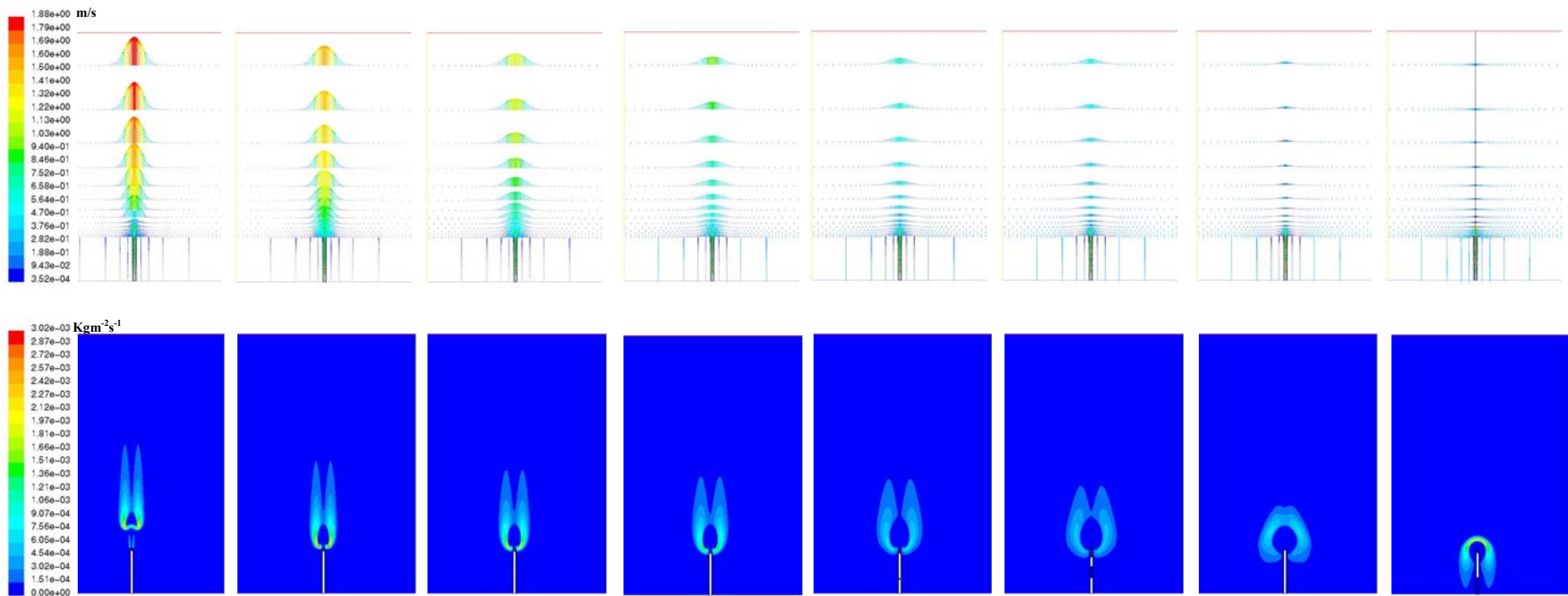


Figure 2.9 : Du haut en bas, le champ de température, le champ de la chaleur de combustion, les iso-courants, le champ de vitesse et le flux surfacique de diffusion de l'oxygène, en fonction de BdB/dz , dans une flamme de $Re=71,08$.

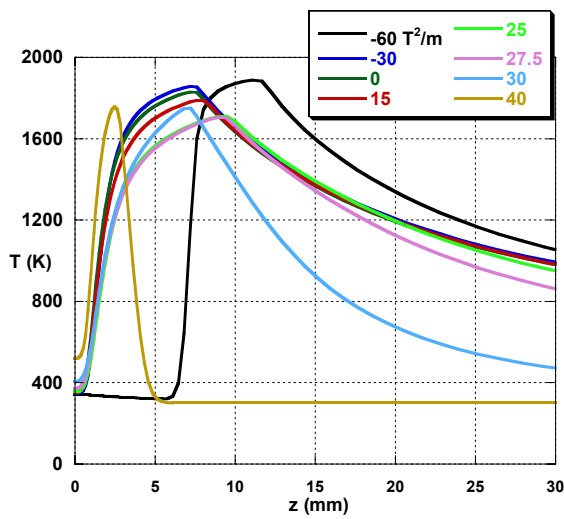


Figure 2.10 : Profil vertical de température sur l'axe de la flamme à différentes valeurs de BdB/dz . $Re=71,08$.

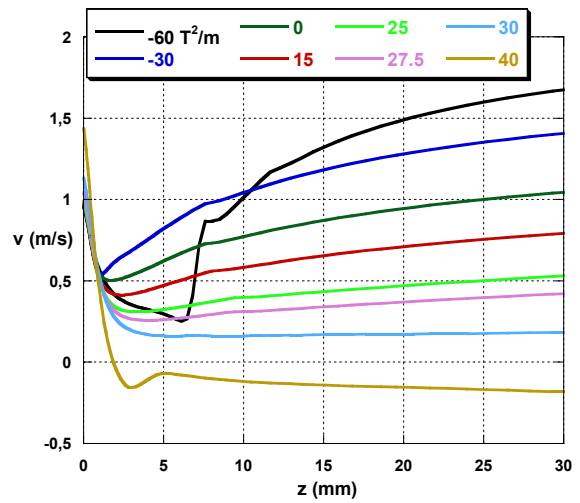


Figure 2.11 : Profil vertical de la vitesse axiale sur l'axe de la flamme à différentes valeurs de BdB/dz . $Re=71,08$

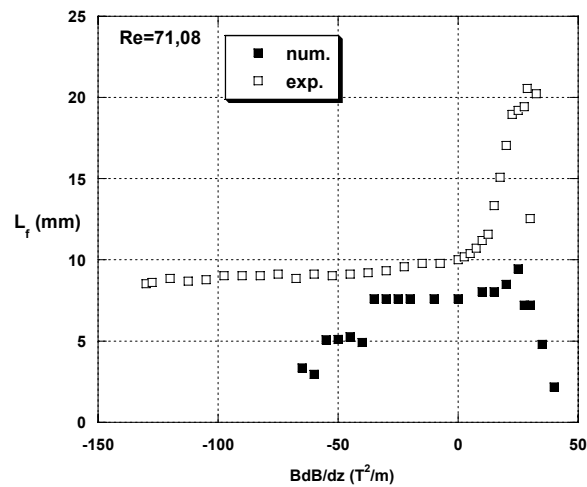


Figure 2.12 : Longueur de flamme pour $Re=71,08$ en fonction de BdB/dz . Comparaison entre les évolutions, expérimentale () et numérique ().

2.7 Analyse des phénomènes observés

Les phénomènes que manifeste la flamme sous l'effet du gradient magnétique, décrits ci-dessus, sont similaires à ceux observés pour des flammes en gravité réduite quand $BdB/dz > 0$ et à ceux observés en gravité élevée quand la flamme est soumise à $BdB/dz < 0$. Ainsi, nous

discutons en terme du coefficient de gravité G (introduit dans (2.11) et (2.12) où $\alpha=6$), l'effet du gradient magnétique sur la forme et la taille de la flamme, son dégagement de suies, son instabilité et son décrochage et extinction, tout en se basant sur les explications des mécanismes de ces phénomènes données par les travaux qui ont étudié l'effet de la gravité sur les flammes de diffusion.

2.7.1 Flamme en microgravité

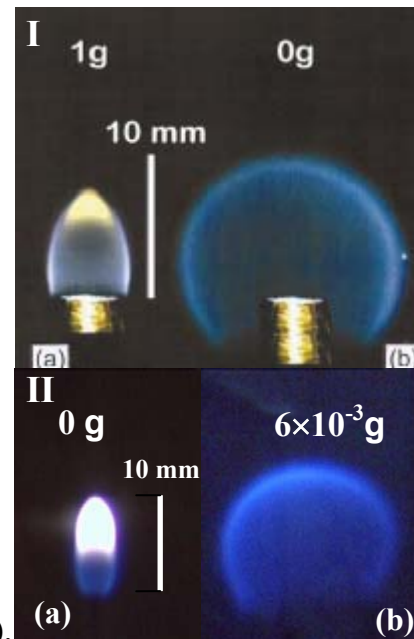


Figure 2.13 : Images de flammes :
 I) flamme d'éthane, Sunderland *et al.* [2.21], $Re=21$:
 a) $G=1$, $Fr_d^*=0,08$ b) $G=0$.
 II) flamme de propane, présente étude, $Re=71,08$:
 a) $G=1$, $Fr_d^*=22,98$ b) $BdB/dz=31,25 \text{ T}^2/\text{m}$ ($G\approx 6\times 10^{-3}$).

Dans la *figure 2.8 a)*, l'image correspondante à $BdB/dz=31,25 \text{ T}^2/\text{m}$, dévoile un phénomène très original, en effet, *la figure 2.13* montre que la flamme à $BdB/dz=31,25 \text{ T}^2/\text{m}$, a les mêmes taille, forme et couleur qu'une flamme qui brûle en microgravité dans une tour de chute libre, Sunderland *et al* [2.21]. Ces deux flammes ont, presque, la même longueur en gravité normale. Le mystère se dissipe quand on connaît qu'à $BdB/dz = 31,25 \text{ T}^2/\text{m}$, G est d'une valeur très faible de l'ordre de 6×10^{-3} . A $G=6\times 10^{-3}$, nous pouvons considérer que la flamme brûle en microgravité ou du moins, dans un environnement qui défavorise le mouvement convectif. Entre autres, Sunderland *et al.* [2.21] rappellent qu'en microgravité la diffusion domine la convection dans une flamme de petite taille ce qui procure à cette dernière sa forme hémisphérique qui s'étend au-delà des lèvres du brûleur. Cette forme est la conséquence de la symétrie du mécanisme de transport par diffusion alors que la convection suit une direction privilégiée. La couleur bleue est le résultat de l'absence des suies en microgravité.

L'existence du phénomène de microgravité 'magnétique' est appuyée par la théorie qui a prédit la réalisation de la microgravité ($G=0$) avec un BdB/dz qui soit entre 29,50 et 33,5 T^2/m voir *tableau 2.1*. Notons que G n'est qu'une estimation qui reflète assez bien le niveau de la gravité dans lequel règne la flamme bien qu'elle suppose que BdB/dz est homogène et donne une estimation indicative de la température de la flamme, considérée constante dans toute la flamme.

2.7.2 Longueur de flamme

La célèbre étude de Burke et Schumann [2..19] est la première qui a pu estimer avec un modèle très simple la longueur d'une flamme-jet de diffusion laminaire. Ils ont confirmé expérimentalement leur modèle bien que ce dernier ignore, entre autres, la présence de la gravité. Le modèle de Roper [2.6], qu'il a validé expérimentalement dans Roper *et al.* [2.7], est plus précis et plus complet. Lui aussi, calcule la longueur d'une flamme de diffusion indépendamment de la gravité. Il argumente que la gravité accélère la vitesse du combustible sur l'axe du jet ce qui a comme effet le resserrement des lignes de son mouvement. Le premier effet a tendance à augmenter la longueur de la flamme tandis que le deuxième a tendance à la réduire à cause de l'amélioration de la diffusion des réactifs vers la zone de réaction. Dans le cas d'un jet rond, les deux effets se compensent et en conséquence la longueur de la flamme reste insensible à la gravité. Les observations expérimentales et les prédictions numériques de Raymond *et al.*[2.20] sont en accord avec le fait qu'une flamme-jet de diffusion d'hydrocarbure s'allonge et s'élargit quand elle est soumise à un environnement de microgravité. Expérimentalement, ils observaient et mesuraient les longueurs des flammes lumineuses dans une tour de chute libre alors que numériquement, ils calculaient les longueurs stœchiométriques des flammes. Le modèle numérique néglige le transport axial par diffusion et ne prend pas en considération le rayonnement de la flamme mais il inclut un mécanisme de transport de masse détaillé. Pour éviter toute interférence des observations précédentes avec la présence des suies dans une flamme lumineuse qui risque de gêner la mesure exacte de sa longueur, Sunderland *et al.*[2.21] ont effectué les mêmes expériences avec une centaine de flammes non lumineuses pour différents combustibles, diamètres de brûleurs et débits. Ils ont observé pour la gamme du nombre de Reynolds étudiée s'étendant de 5 à 1020, que les longueurs des flammes augmentent de 40%. Toutefois, cette différence de longueur diminue avec pour un nombre de Reynolds élevé. Les auteurs, parmi d'autres explications, penchent pour celle qui préconise qu'en microgravité la température de la

flamme chute, ce qui diminue les coefficients de diffusion des espèces et par la suite la flamme doit s'allonger pour brûler tout le combustible ; et attribuent son élargissement à la convection radiale qui déplace le contour stœchiométrique loin de l'axe du jet contrairement à ce qui se passe en gravité normale. Altenkirich *et al.* [2.22] ont rapporté qu'une flamme de diffusion lumineuse placée dans une centrifugeuse rétrécit et s'amincit au fur et mesure que la gravité dans la centrifugeuse s'intensifie. Les auteurs ont établi un modèle simple qui repose sur l'idée de considérer le jet de flamme comme un cylindre de rayon fixe qui réajuste sa longueur pour qu'il puisse consommer la quantité d'oxygène suffisante pour brûler tout le combustible injecté à sa base ; la gravité agit dans la couche limite qui le sépare de l'air en intensifiant le transport d'oxygène par convection à sa surface latérale. L'effet de la gravité est introduit par l'intégration du nombre de Froude dans le modèle. En confrontation avec les résultats expérimentaux, le modèle propose la loi $L_f/d\alpha Re^{2/3} Fr^{1/3}$ pour $Fr < 4$, soit $L_f\alpha g^{-1/3}$; et propose la loi $L_f/d\alpha Re^{2/3} Fr^{0,08334}$ pour Fr plus élevé en constatant par ailleurs que l'effet de la gravité demeure même pour des valeurs de Fr très élevées allant jusqu'à 10^6 . A la suite de cette étude, par une analyse physique plus complète Villermaux *et al.* [2.23] prédisent la même loi de $L_f\alpha g^{-1/3}$ pour des flammes de très faible nombre de Froude Fr . Le modèle explique que la gravité accélère le mouvement du jet de flamme, plus chaud que l'air, ce qui réduit la couche limite diffusionnelle entre lui et l'air et par conséquent intensifie le transport de l'oxygène en direction de la zone de réaction. Cette même loi en $L_f\alpha g^{-1/3}$ est observée expérimentalement par Durox *et al.* [2.24] pour des flammes de méthane brûlées dans une centrifugeuse de gravité artificielle allant jusqu'à 8,25g. La gamme du nombre de Froude est de 3×10^{-4} jusqu'à 38 et celle du nombre de Reynolds de 1,33 à 123. Sato *et al.* [2.25] réalisent des expériences similaires dans un spectre de gravité plus large qui s'étend jusqu'à la microgravité. Ils observent les mêmes phénomènes physiques que ceux observés par Altenkirich *et al.* [2.22], pour trois combustibles hydrocarbures de densité supérieure, égale ou inférieure à celle de l'air. Ils obtiennent une corrélation empirique qui confirme la tendance trouvée par Altenkirich *et al.* [2.22] et qui estime la longueur visible moyenne d'une flamme lumineuse: $L_f/d = 0,58 Re^{2/3} Fr^{0,089}$. Récemment, dans une synthèse générale de tous les travaux qui ont examiné l'effet de la gravité sur les flammes de diffusion, Sunderland *et al.* [2.26] ont conclu qu'en réalité la longueur d'une flamme-jet de diffusion d'hydrocarbure change en microgravité et reste in affectée en gravité élevée. Ils expliquent que les travaux précédents observaient en fait des flammes lumineuses dont les longueurs visibles sont de l'ordre de 10-60 % de leurs longueurs stœchiométriques et que la gravité élevée ne fait que diminuer cette

différence en minimisant le dégagement des suies réduisant ainsi les longueurs visibles des flammes dont les longueurs stœchiométriques restent indifférentes jusqu'à des gravités très élevées où les deux longueurs se confondent. Les auteurs argumentent ce raisonnement par des expériences et observent que la flamme d'hydrogène connue pour être non lumineuse ne varie pas sa longueur en gravité élevée.

Base théorique

Villermaux *et al.*[2.23] ont établi un modèle asymptotique qui établit la loi régissant la dépendance de la longueur d'une flamme de diffusion en fonction de G . En effet, ce modèle physique examine les deux limites du nombre de Fr_l^* : $Fr_l^* \ll 1$ et $Fr_l^* \gg 1$. Nous rappelons ici les fondements de ce modèle avec quelques simplifications et modifications appropriées à notre étude. Il s'agit d'une flamme de diffusion laminaire s'éjectant d'un brûleur cylindrique de diamètre d et brûlant dans l'air au repos. Nous considérons que la flamme est à chimie très rapide. Le modèle physique part du principe que la flamme est une colonne cylindrique de rayon R_0 qui réajuste sa longueur afin de réaliser l'équilibre entre le flux du combustible injecté par sa base et le flux d'oxygène présent dans l'air ambiant nécessaire à sa combustion en proportion stœchiométrique :

$$\Phi_c = \frac{1}{m} \Phi_0 \quad (2.39)$$

où Φ_c , Φ_0 et m désignent, respectivement, le flux du combustible, le flux d'oxygène et le coefficient massique stœchiométrique. Le flux par unité de surface d'oxygène à une distance z au-dessus du brûleur est donné par la loi de Fick :

$$N(z) = \frac{DY_0}{\delta(z)}, \quad (2.40)$$

où D est la diffusion de l'oxygène dans le jet de combustible à travers l'épaisseur de la couche limite δ et Y_0 sa concentration dans l'air. δ est déterminée par l'égalité entre le temps de convection $\tau_c = z/U(z)$ et le temps de diffusion $\tau_d = \delta^2(z)/D$:

$$\delta(z) = \left(\frac{Dz}{u(z)} \right)^{1/2}. \quad (2.41)$$

Pour $(Fr_l^* \ll 1)$, $u(z)$ est d'origine purement convective et elle s'écrit :

$$u(z) = (Gg(\alpha - 1)z)^{1/2}. \quad (2.42)$$

La loi $u \propto z^{1/2}$ suppose que la base de la flamme est accrochée au brûleur ($z=0, u=0$) et que le jet du combustible est non visqueux ce qui est valable que pour des petites longueurs de flamme au-dessous desquelles l'effet du frottement du jet avec l'air sur le mouvement du premier est négligeable.

Pour $Fr_l^* \gg 1$, $u(z)$ est d'origine purement inertielle elle est égale :

$$u(z) = u_0. \quad (2.43)$$

Le flux d'oxygène consommé par diffusion le long de la longueur de la flamme égale :

$$\Phi_0 = 2\pi R_0 \int_0^L N(z) dz, \quad (2.44)$$

En remplaçant $\delta(z)$ et $u(z)$ par leurs expressions (2.41) et (2.42) ou (2.43), la relation (2.44) devient pour $(Fr_l^* \ll 1)$:

$$\Phi_0 = \frac{8}{3} \pi R_0 \sqrt{D} y_0 (2Gg(\alpha - 1))^{-1/4} L_f^{3/4} \quad (2.45)$$

et pour $(Fr_l^* \gg 1)$:

$$\Phi_0 = \frac{8}{3} \pi R_0 \sqrt{D} y_0 u_0^{-1/2} L_f^{3/4}. \quad (2.46)$$

Le débit du combustible sortant du brûleur :

$$\Phi_F = 0,25 \pi d^2 u_0. \quad (2.47)$$

En combinant (2.45) et (2.47), (2.32) nous donne pour $(Fr_l^* \ll 1)$:

$$\frac{L_f}{d} = \left(\frac{R_0}{d}\right)^{4/3} \left(\frac{m}{y_0}\right)^{2/3} \left(\frac{u_0 d}{D}\right)^{2/3} \left(\frac{u_0^2}{Gg(\alpha-1)d}\right)^{1/3} \quad (2.48)$$

et (2.46) et (2.47), (2.32) nous donne pour ($Fr_l^* \gg 1$) :

$$\frac{L_f}{d} = \left(\frac{R}{d}\right)^2 \left(\frac{m}{y_0}\right)^2 \frac{u_0 d}{D}, \quad (2.49)$$

Nous préférons dans notre étude exprimer (2.48) et (2.49), respectivement, en nombres adimensionnels de Strouhal $St = \frac{u_0 d}{D}$ et de Froude basé sur le diamètre du brûleur

$$Fr_d^* = \frac{u_0^2}{Gg(\alpha-1)d} :$$

$$\frac{L_f}{d} = \left(\frac{R_0}{d}\right)^{4/3} \left(\frac{m}{y_0}\right)^{2/3} (St)^{2/3} (Fr_d^*)^{1/3} \quad (2.50)$$

et :

$$\frac{L_f}{d} = \left(\frac{R_0}{d}\right)^2 \left(\frac{m}{y_0}\right)^2 St \quad (2.51)$$

Nous savons que $St = Sc Re$ où le nombre de Reynolds $Re = \frac{u_0 d}{\nu}$ et le nombre de Schmidt $Sc = \nu/D$, nous profitons, donc, du fait que $Sc \cong 1$, pour la plupart des gaz, pour rendre (2.50) de la forme :

$$\frac{L_f}{d} \propto Re^{2/3} Fr_d^{1/3} \quad (2.52)$$

et (2.51) de la forme :

$$\frac{L_f}{d} \propto Re. \quad (2.53)$$

Finalement, (2.52) et (2.53) incluent, respectivement :

pour $Fr_l^* \ll 1$, la loi :

$$L_f \propto G^{-1/3}. \quad (2.54)$$

et pour $Fr_l^* \gg 1$, la loi :

$$L_f \propto u_0. \quad (2.55)$$

Nous récapitulons en disant que pour une petite flamme dont le mouvement convectif contrôle complètement la dynamique ($Fr_l^* \ll 1$), la gravité réduit la longueur nécessaire à la combustion du combustible selon la loi $L_f \sim G^{-1/3}$ ce qui s'explique par le fait qu'elle intensifie le transport par diffusion d'oxygène vers le front de la flamme en diminuant l'épaisseur de la couche limite de diffusion. En contre partie, la gravité n'exerce aucune influence sur la longueur d'une grande flamme dont le mouvement inertiel contrôle complètement sa dynamique ($Fr_l^* \gg 1$) et la longueur de la flamme est dépendante uniquement de u_0 selon la loi $L_f \sim u_0$.

En général, comme le modèle concevant les deux lois (2.54) et (2.55) est asymptotique, il n'est pas valable pour une gamme de Fr_l^* plus large comprenant la gamme transitionnelle entre les deux limites $Fr_l^* \ll 1$ et $Fr_l^* \gg 1$, où la dynamique de la flamme est régie par le contrôle mixte de la gravité et de l'inertie du jet de combustible. Le modèle ne peut pas prédire les limites de cette gamme mais néanmoins on s'attend à ce que l'exposant de G soit compris entre les exposants correspondants à ces deux limites, c'est à dire entre 1/3 et 0.

Résultats expérimentaux

Les deux figures 2.14 et 2.15 présentent, respectivement, les évolutions de la longueur et de la largeur de la flamme L_f et R_f , rapportées, respectivement, à ses longueur et largeur initiales ($BdB/dz=0$) L_{f0} et R_{f0} , pour $Re=71,08$ et $119,2$. La gamme de BdB/dz est de -130 à $36,25$ T^2/m , ce qui représente, respectivement, la limite d'extinction de la flamme et le début de son retournement vers le bas. Au fur et à mesure que BdB/dz augmente L_f/L_{f0} et R_f/R_{f0} augmentent, respectivement, pour les deux Re , avec la même tendance. Nous distinguons deux régimes d'évolution de L_f/L_{f0} et de R_f/R_{f0} en fonction de BdB/dz : lors du premier régime où $BdB/dz \leq 0$ T^2/m , L_f/L_{f0} et R_f/R_{f0} varient lentement avec BdB/dz , la longueur et la largeur de la flamme à $Re=71,08$, diminuent, respectivement, de 15 et 30% pour $BdB/dz=-130$ T^2/m , alors que dans le deuxième régime où $BdB/dz \geq 0$ T^2/m , L_f/L_{f0} et R_f/R_{f0} varient considérablement et atteignent leurs maxima pour $BdB/dz=28,75$ T^2/m , et là la flamme à $Re=71,08$ voit sa longueur doublée et sa largeur augmentée de 2,8 fois. Nous nous arrêtons dans notre analyse à cette limite et nous ne considérons pas le phénomène de retournement de la flamme.

Les deux régimes observés correspondent, respectivement, à $G \geq 1$ et $0 \leq G \leq 1$. Dans la littérature, plusieurs études ont été consacrées à la corrélation entre l'effet de gravité élevée

($G > 1$) et la longueur de la flamme, par contre son effet sur la largeur n'a suscité pratiquement aucun intérêt. Jusqu'à présent il n'y a pas eu de moyen qui permette de créer des conditions de gravité réduite afin d'observer l'effet de la gamme $0 \leq G \leq 1$ sur la forme des flammes. Néanmoins, les deux limites de cette gamme ont fait l'objet de plusieurs études. Nous avons choisi de corrélérer l'évolution de la longueur de la flamme séparément dans les deux gammes de G , par contre celle de la largeur s'effectue sur toute la gamme de G .

Figure 2.14 : Evolution de la longueur de la flamme, L_f en fonction de BdB/dz , rapportée à sa longueur initiale, L_{f0} ($BdB/dz=0$), pour $Re= 71,08$ et $119,2$.

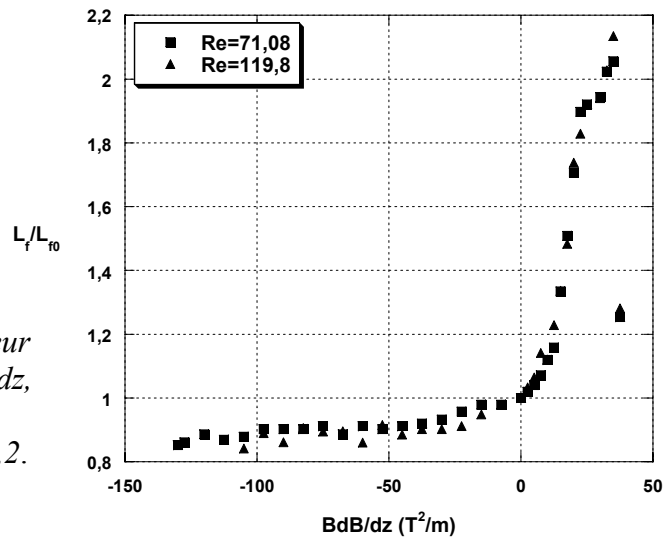
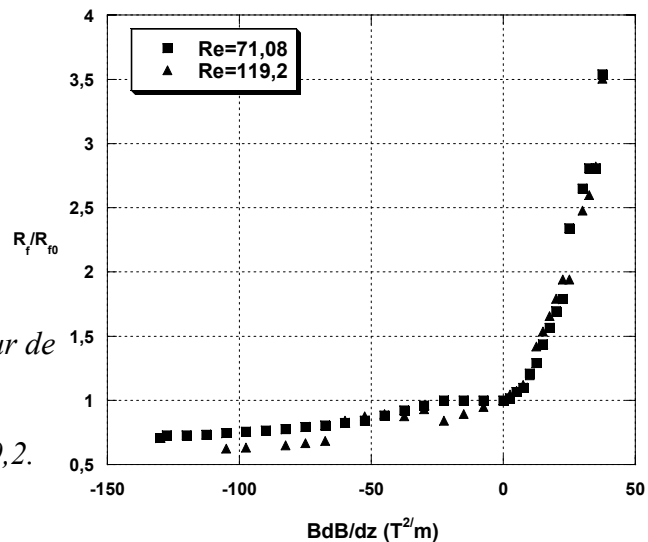


Figure 2.15 : Evolution de la largeur de la flamme, R_f en fonction de BdB/dz , rapportée à sa largeur initiale, R_{f0} ($BdB/dz=0$), pour $Re= 71,08$ et $119,2$.



a) $G \geq 1$

Dans le même esprit que celui de l'analyse théorique effectuée ci-dessus et à l'instar de Altenkirich *et al.* [2.22] et Sato *et al.*[2.25], Sunderland *et al.*[2.26] ont tracé, dans une étude de synthèse, les évolutions du groupe adimensionnel $(L_f/d)Re^{-2/3}Fr_d^{*-1/3}$ en fonction de Fr_d^* , issues de sept études expérimentales examinant l'effet de Fr_d^* sur la longueur de flamme. Le nombre de Fr_d^* varie de 10^{-4} à 10^5 et un intérêt particulier est donné à son effet dû au changement de la gravité. Ne disposant que des résultats concernant la gravité élevée, la valeur de G varie de 1 à 30. Il a été trouvé que toutes les évolutions du groupe adimensionnel fusionnent dans la corrélation $(L_f/d)Re^{-2/3}Fr_d^{*-1/3}=0,4266Fr_d^{*-0,2546}$.

La corrélation de Sunderland *et al* sert de référence pour nos mesures expérimentales qui concernent le cas de $G>1$. Dans la figure 2.16, les deux évolutions du groupe adimensionnel $(L_f/d)Re^{-2/3}Fr_d^{*-1/3}$ pour $Re=71,08$ et $119,2$, ont, individuellement, la même allure que la corrélation de Sunderland *et al.* avec des puissances de Fr_d^* qui font, respectivement, 1,22% et 1,88% par rapport à la corrélation. Cependant, ces deux évolutions présentent un écart entre elles de 14,61% ce qui gêne assez légèrement l'universalité de nos résultats expérimentaux et ils présentent des décalages, respectivement, de 41% et 21,8 % par rapport à la corrélation de Sunderland *et al.* Par ailleurs, nos résultats expérimentaux pour $G>1$ s'accordent avec la loi $L_f/d \propto Re^{2/3}Fr_d^a$, ce qui traduit implicitement la loi $L_f \propto G^{-a}$ où est a est proche de 0,07873. Cela rejoint la thèse de Sunderland *et al.* qui prétend que la gravité élevée ($G>1$) affecte très peu la longueur de la flamme.

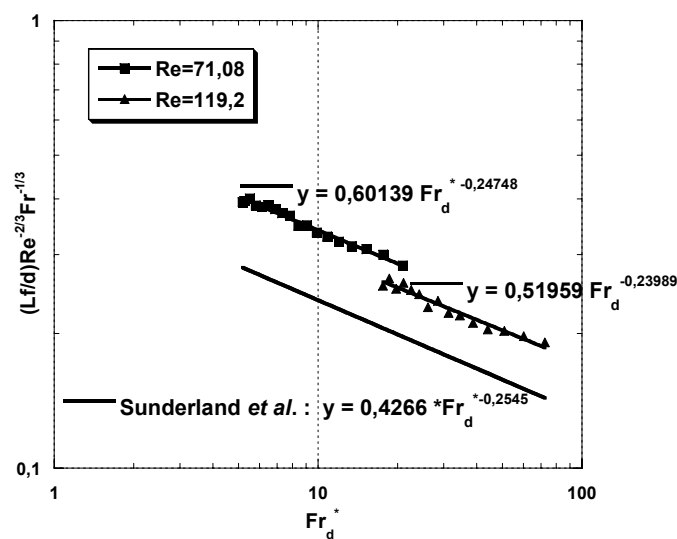


Figure 2.16 : Evolution de $(L_f/d)Re^{-2/3}Fr_d^{*-1/3}$ en fonction de Fr_d^* pour $G>1$. Comparaisons entre les évolutions expérimentales pour $Re=71,08$ et $119,2$ et la corrélation de Sunderland *et al.*

b) $0 \leq G \leq 1$

Nous avons choisi de représenter dans *la figure 2.17* l'évolution de longueur adimensionnelle L_f/L_{f0} de flamme en fonction de G , pour G compris entre 1 et 0,084. D'après *la figure 2.17*, la longueur de flamme pour $Re=71,08$ et $119,2$ confondus, en fonction de G , et leur évolution suit globalement la loi empirique $L_f \propto G^{-0,32953}$. Cette loi est d'exposant $\cong 1/3$, ce qui à la surprise n'est pas étranger au développement théorique qui prédit la loi $L_f \propto G^{-1/3}$ mais pour $G \gg 1$. Ceci renforce l'idée de Sunderland *et al.* [2.26] qui croient que la longueur de flamme ne change considérablement sous l'effet de la gravité que lorsque la flamme s'approche de l'état de la microgravité. Ce phénomène n'est observé par Sunderland *et al.* [2.22] que pour des flammes de modestes valeurs de Re ne dépassant pas 291. En conclusion nous pensons que Fr_l^* ne suffit pas comme seul critère pour définir la nature de l'effet de G sur les flammes de diffusion selon le modèle théorique (2.54) et (2.55) et qu'il est probable que le nombre de Reynolds joue également un rôle.

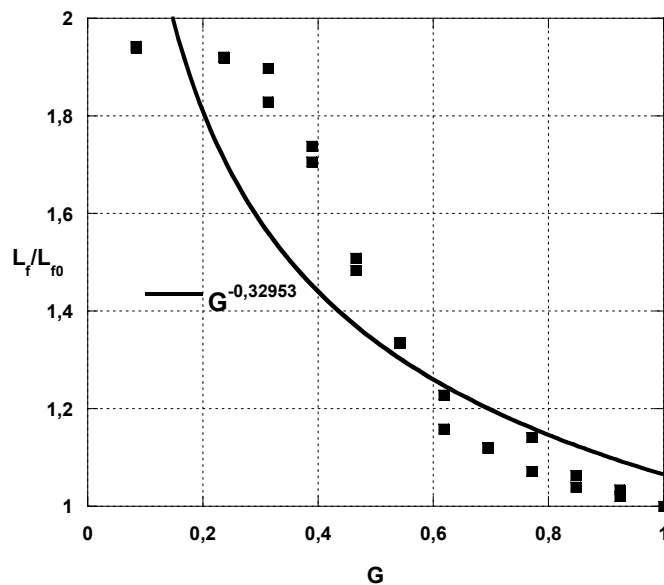


Figure 2.17 : Evolution de la longueur de la flamme, L_f en fonction de G , rapportée à sa longueur initiale, L_{f0} ($G=1$), pour $0 \leq G \leq 1$.

2.7.3 Largeur de flamme

Nous présentons dans *la figure 2.18* l'évolution de la largeur adimensionnelle R_f/R_{f0} de flamme en fonction de G , pour G compris entre 0,0075 et 5, à $Re=71,08$ et $119,2$. L'évolution du rayon de flamme en fonction de G est en bon accord avec la corrélation $\propto G^a$ avec a proche

de 1/4. Physiquement, plus G augmente, plus le mouvement dans la flamme s'accélère et plus les lignes du courant se serrent et s'approchent en déplaçant avec elles le front de la flamme vers l'axe ce qui diminue la largeur de la flamme.

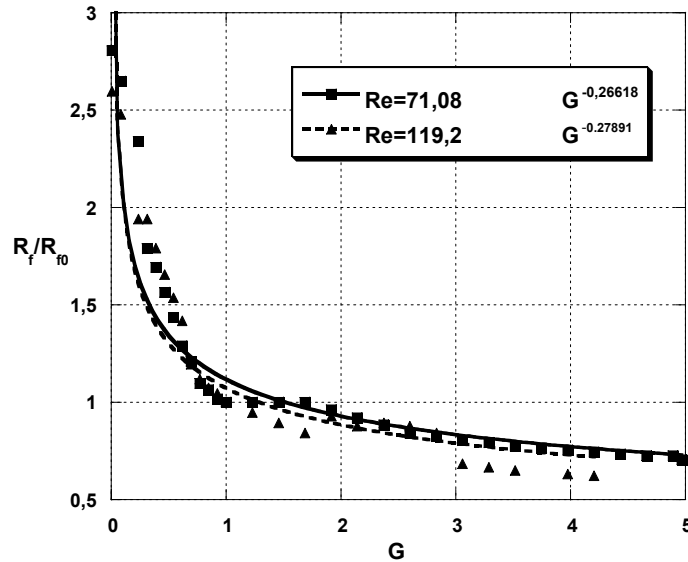


Figure 2.18 : Evolution de largeur de flamme, R_f en fonction de G , rapportée à sa largeur initiale, R_{f0} ($G=1$), pour $0,0075 \leq G \leq 5$, pour $Re=71,08$ et $119,2$.

2.7.4 Formation des suies

Dans les flammes de diffusion d'hydrocarbures, les suies sont fréquemment présentes. Elles sont source principale de luminosité en leur donnant leur apparence typique orange ou jaune. Bien que la chimie et la physique de la formation des suies soient très complexes, néanmoins d'une manière générale, la formation des suies évolue en trois étapes selon Turns[2.27], F. Tao et al.[2.28], El-leathy *et al.*[2.29], Liu *et al.* [2.30] et Borghi *et al.* [2.31]:

1. Nucléation
2. Croissance et agglomération surfaciques
3. Oxydation surfacique

Dans la première étape, la cinétique chimique joue un rôle important dans la création des particules primaires de suies qui sont des particules carbonées, plus ou moins hydrogénées, plus ou moins sphériques formées principalement dans la région du combustible par rapport à la zone de la réaction par pyrolyse des molécules de combustible chaudes et éventuellement par d'autre processus. Pendant la deuxième étape, les particules de suies grossissent puis

quand ils le peuvent, se regroupent en longues chaînes. Elles contiennent en surfaces des sites radicalaires qui peuvent permettre de réaliser des liaisons plus au moins solides. L'étape d'oxydation des suies s'effectue dans la région d'oxygène par rapport à la zone de la réaction et elle a lieu en surfaces des particules de suies où l'oxygène et l'hydroxyle OH oxydent les atomes de carbone accumulés dans les particules de suies. Si toutes les particules de suies sont oxydées, la flamme est dite non fumante, tandis qu'à la suite d'une oxydation non complète des suies, la flamme dégage de la fumée. La mesure de la tendance d'un combustible à dégager de la fumée est déterminée expérimentalement et est appelée 'le point de fumée'. Le principe de base est d'augmenter le débit du combustible jusqu'à ce que la flamme commence à dégager de la fumée. Par exemple, pour le propane le débit de point de fumée est de 7,8 mKg/s, Turns[2.27]. Parfois le point de fumée est défini comme la longueur de la flamme juste à l'amorçage de son émission de fumée.

Des études ont examinées l'influence de la gravité sur le phénomène de formation des suies dans des flammes de diffusion en observant ce phénomène dans des flammes laminares en gravité normale et en microgravité. Il a été constaté que l'influence de la gravité est la conséquence de son effet combiné à la fois sur le mouvement et sur le transport de chaleur dans la flamme.

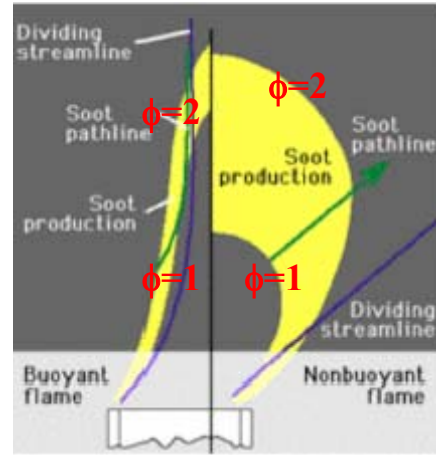
a) Effet thermique

T'ien [2.32] rapporte que le changement de la couleur de la flamme en microgravité peut être la conséquence de l'effet du rayonnement thermique sur l'apparence de la flamme. Une flamme jaune-orange en gravité normale devient entièrement bleue en microgravité. Ce changement de couleur de la flamme est la conséquence de la réduction de la convection en microgravité où la taille de la flamme augmente ce qui diminue le transport de chaleur par conduction au profit du rayonnement accompagné par la diminution du dégagement de chaleur par combustion. En conséquence la température de la flamme chute en dessous de la limite de création des suies, 1300 K, ce qui a été observé et confirmé par des mesures de température dans une flamme de bougie en microgravité, Zhang *et al.* [2.33]. Le mécanisme de formation des suies n'est pas affecté par le niveau de la gravité et il a de faibles interactions avec les réactions chimiques.

b) Effet dynamique

Sunderland *et al.*[2.34] et Urban *et al.*[2.35] expliquent que dans une flamme de diffusion, la gravité influe sur le temps de séjour nécessaire à la formation des suies. Leur théorie basée sur des observations expérimentales est schématisée, *figure 2.19*, où sont comparées les trajectoires que prennent les suies dans une flamme de diffusion laminaire en gravité normale (*gauche*) et en microgravité (*droite*). La région de production des suies (nucléation et croissance surfacique) se situe dans l'espace où le taux de richesse de la flamme, $\phi = \frac{Y_{C_3H_8}/Y_{O_2}}{(Y_{C_3H_8}/Y_{O_2})_{st}}$, est pratiquement entre 1 et 2. Les particules de suies sont trop volumineuses pour pouvoir diffuser comme des molécules gazeuses, elles sont donc entraînées par le mouvement dans la flamme en direction de la ligne du courant de vitesse radiale $v=0$ divisant le champ de vitesse en une région interne où $v>0$ et une région externe où $v<0$. En présence de la gravité, due à l'accélération du mouvement de la flamme, cette ligne de courant se rapproche de l'axe de symétrie au fur et mesure qu'elle s'éloigne du brûleur et elle est presque complètement à l'intérieur de la région de la production des suies. Par contre, en microgravité, le ralentissement du mouvement de la flamme déplace cette ligne de courant loin de l'axe de la flamme qui est pratiquement à l'extérieur de la région de production de suies. Pour les flammes en gravité normale, les particules de suies commencent la nucléation près de la limite extérieure de la région de production des suies ($\phi=1$) et elles se meuvent radialement vers l'intérieur de la flamme moins chaud et moins réactif avant de croiser le front de flamme à son extrémité. Par contre, en microgravité, les particules de suies se forment à la limite intérieure de la région de production des suies ($\phi=2$) et puis elles se déplacent radialement vers l'extérieur avec une diminution monotone de ϕ . Dans la flamme en microgravité, la vitesse prise par les suies, diminue progressivement le long de leur trajectoire, tandis que dans la flamme en gravité normale elle augmente. Le front de flamme et la ligne du courant divisant sont proches l'un de l'autre dans la flamme en gravité normale ce qui fait que le processus d'oxydation des suies se déroule dans un espace étroit proche du bout de la flamme. Tandis que pour la flamme en microgravité, le processus d'oxydation des suies se déroule dans une région plus étendue.

Figure 2.19 : Schémas des trajectoires des suies dans une flamme en gravité normale (à gauche) et dans une flamme en microgravité (à droite). Sunderland et al.[2.34]



Nous combinons les deux analyses pour donner une explication aux changements de couleur de la flamme observés en fonction de G , dans nos expériences. Dans la figure 2.20, la flamme en gravité normale ($G=1$) est lumineuse due à la présence des suies avec une base bleue et elle ne dégage pas de fumée. En gravité élevée ($G>1$, $BdB/dz<0$), au fur et mesure que G augmente, le temps de séjour de formation des suies diminue avec l'augmentation de la vitesse du mouvement dans la flamme. La quantité et la taille des particules de suies diminuent, elles s'oxydent plus facilement en arrivant au front de flamme dans une région qui se concentre de plus en plus vers le bout de la flamme suite au déplacement de la ligne divisant vers l'axe de la flamme. Donc, comme le montre la figure 2.20, la luminosité de la flamme diminue au profit de la couleur bleue dont la présence est due à l'émission des radicaux libres dans la région chemilumineuse. La couleur bleue augmente d'autant plus avec l'entraînement de l'oxygène par convection à la base de la flamme qui se décroche petit à petit du brûleur. Le bleu de flamme est une des indications de l'entraînement de l'oxygène à la base de la flamme.



BdB/dz (T^2/m)	-80	-60	-40	-20	0	16,75	21,25	26,75	28,75
G	3,44	2,83	2,22	1,61	1	0,49	0,35	0,18	0,12

Figure 2.20 : Changement de la luminosité de la flamme en fonction de G

En gravité réduite ($G < 1$), au fur et mesure que la gravité diminue, le mouvement dans la flamme se ralentit ce qui augmente le temps de séjour nécessaire à la formation des suies dont la quantité et la taille augmentent. La partie lumineuse de la flamme augmente et se déplace vers le bas de la flamme en suivant la ligne de courant divisant qui s'éloigne en entier de plus en plus de l'axe de la flamme. Pour une diminution supérieure de G ($0,43 \leq G \leq 0,58$), la flamme dégage de la fumée due à l'oxydation incomplète des particules de suie qui deviennent denses et volumineuses, puis la flamme devient quasiment complètement orange quand la ligne divisant s'approche très près de l'horizontale dû au ralentissement du mouvement ce qui engendre la chute de sa température causée par le rayonnement thermique de plus en plus élevé. La température dans toute la flamme continue à diminuer jusqu'à des niveaux de gravité plus faible ($0,35 < G \leq 0,5$). Alors, elle ne dégage plus de fumée et commence à devenir bleue à partir de sa base. Le bleu de la flamme augmente de plus en plus jusqu'à ce que la flamme devienne complètement bleue pour $G \leq 0,12$ quand la température dans toute la flamme est en dessous de la limite de nucléation des suies.

2.7.5 Fluctuations de flamme

Le profil radial de la vitesse verticale, v , de l'écoulement d'un jet de la flamme de diffusion est la source de toute instabilité susceptible d'être rencontrée par la flamme. En effet, dans ce profil, il existe deux maximums locaux, *figure 2.21* : v_{max0} évolue sur l'axe et est dû à la fois à l'inertie du jet et à la convection et v_{maxg} évolue dans la zone de réaction et est dû entièrement à la convection. Cet écoulement présente donc deux couches de cisaillement, la couche intérieure existant entre v_{max0} et v_{maxg} dont l'épaisseur est δ_0 et la couche extérieure existant entre v_{maxg} et l'air ambiant au repos dont l'épaisseur est δ_g . Juste à la sortie du brûleur $v_{maxg} < v_{max0}$ mais plus en aval, $v_{maxg} > v_{max0}$. Pour des flammes de diffusion de petits diamètres de

brûleur, v diminue rapidement dans la couche intérieure avec une vortacité $\frac{\partial v}{\partial x} \propto \frac{v_{max0}}{\delta_0}$ et

diminue doucement dans la couche extérieure avec une vortacité moins forte, $\frac{\partial v}{\partial x} \propto \frac{v_{maxg}}{\delta_g}$. Ces

deux vorticités sont des germes d'instabilités qui dans des conditions favorisantes évoluent en structures tourbillonnaires de fréquences et de natures différentes. La supériorité de v_{max0}/δ_0 sur v_{maxg}/δ_g fait que la taille des tourbillons de la couche intérieure est plus petite que celle

des tourbillons de la couche extérieure et donc de fréquence plus élevée. Comme la température dans la zone de réaction est plus élevée que sur l'axe, la convection profite plus à v_{maxg} qu'à v_{max0} et ainsi la gravité joue un rôle essentiel dans le mécanisme d'instabilité de la couche extérieure.

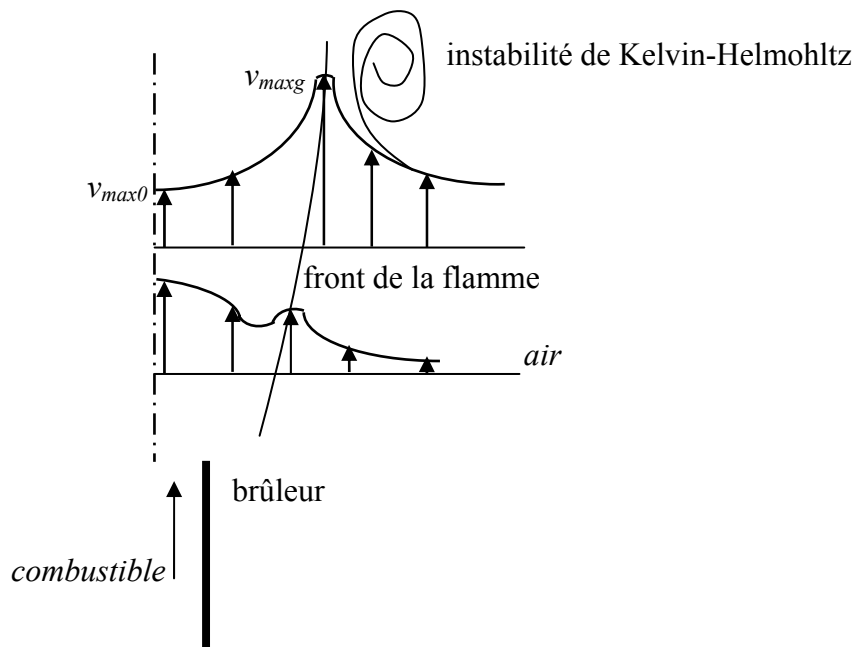


Figure 2.21 : *Instabilité de Kelvin-Helmholtz associée au profil radial de v .*

En gravité normale, Chene *et al.*[2.36] ont pu visualiser la double structure des tourbillons dans des flammes de diffusion assez longues. Ils ont observé des tourbillons toroïdaux de grande taille à l'extérieur de la surface lumineuse de la flamme (dans la couche de cisaillement extérieure) et un rouleau de tourbillons de petite taille à l'intérieur de la flamme (dans la couche de cisaillement intérieure). Cette étude est venue confirmer les résultats d'autres études antérieures qui avaient conclu que les deux structures tourbillonnaires sont dues à l'instabilité hydrodynamique de Kelvin-Helmholtz de type convectif dans la couche extérieure et de type similaire à celui du jet froid dans la couche intérieure. L'étude a également montré que la fréquence de pulsation verticale des flammes, mesurée est égale à celle des gros tourbillons. Cette découverte a confirmé l'étude théorique de Buckmaster et Peters [2.37] qui ont proposé une explication théorique du phénomène de fluctuation des flammes de diffusion dans une fourchette de fréquences entre 10 et 20 Hz, relativement indépendamment du type et débit de combustible et de diamètre de brûleur. L'idée de leur théorie est de calculer la fréquence de la fluctuation en se basant sur l'analyse de la stabilité

linéaire de l'écoulement purement convectif dans une flamme de bougie. Cette fréquence calculée, ne dépendant que du nombre de Pr , dont la valeur pour une grande partie de combustibles d'hydrocarbures, est égale 17 Hz.

Cetegen et Dong [2.38] ont prouvé la possibilité de modifier le phénomène de fluctuation de la flamme de diffusion par la variation de la densité du milieu oxydant dans lequel brûle la flamme ce qui affecte l'effet de la gravité sur ce phénomène. Ils ont pu, d'un côté, réduire et même supprimer complètement les fluctuations des flammes brûlant dans des mélanges de He-O₂ (plus léger que l'air) et de l'autre côté, intensifier les fluctuations des flammes brûlant dans des mélanges de CO₂-O₂ (plus lourd que l'air). Les auteurs associent aux tourbillons de la couche extérieure le mode d'instabilité de type cosinus qui signifie que ces tourbillons sont axisymétriques par rapport à l'axe du jet ce qui entraîne dans leurs mouvements la compression et la dilatation périodique et axisymétrique de la surface de la flamme et il résulte aussi que l'extinction de la combustion dans ces tourbillons est le responsable de la visible pulsation verticale de la hauteur de la flamme, tandis qu'ils associent à l'instabilité de la couche intérieure le mode sinus qui signifie que la flamme est distordue asymétriquement d'une façon serpentine due à la disposition inclinée des tourbillons toroïdaux par rapport à leurs axes. Les fréquences mesurées par une sonde de pression placée sur l'axe du jet de la flamme varient entre 9 et 15 Hz. Yuan *et al.*[2.39] ont pu réduire la fréquence de fluctuation d'une colonne d'hélium en réduisant la pression dans l'air ambiant selon la loi $\propto p^{1/3}$. Les auteurs rapportent qu'à température ambiante, le mécanisme d'instabilité de cette colonne d'hélium possède la même morphologie que celle d'une flamme de diffusion.

Durox *et al.* [2.40] attribuent, aussi, l'apparition de la pulsation verticale régulière dans les flammes de diffusion assez longues ($L_f > 40$ mm) au mouvement convectif des gros tourbillons. Ils ont mesuré les fréquences des fluctuations des flammes de méthane dans une centrifugeuse offrant un G de 10. La fréquence de toutes les flammes de l'ordre de 10 Hz en gravité normale augmente en fonction de G selon une loi en puissance avec une valeur de l'exposant entre 1/2 et 2/3.

H. Sato *et al.* [2.25] ont observé deux mécanismes d'instabilité en gravité élevée dans une centrifugeuse pour des brûleurs de petits diamètres. Ils en déduisent que l'existence d'un mécanisme ou l'autre dépend de la vitesse de sortie du combustible. Pour une valeur de cette vitesse inférieure à une certaine vitesse critique qui augmente avec G , c'est le mouvement des gros tourbillons qui confie à tout le volume de la flamme son mouvement fluctuant, appelé par les auteurs 'fluctuation en volume' (*Bulk flickering*). Cette fluctuation morcelle la surface de la flamme et sa fréquence ne dépendant pas de la vitesse de sortie du combustible, elle

augmente avec G selon la loi $\propto G^{1/2}$. Par contre, pour une vitesse de sortie de combustible supérieure à cette vitesse critique, c'est le mouvement des tourbillons de petite taille qui domine et c'est uniquement son mouvement ondulatoire qui est à l'origine de la pulsation verticale du bout de la flamme, appelée 'fluctuation en bout' (*Tip flickering*). La fréquence de cette fluctuation augmente avec la vitesse de sortie du combustible et elle augmente avec G selon la loi $\propto G^{0,41}$.

Bahadori *et al.* [2.41] ont bien trouvé la loi $f \propto G^{1/2}$ pour des flammes de diffusion dans des conditions de gravité réduite, G compris entre 1 et 0 dans un vol parabolique. Récemment, quasiment la même loi a été trouvée numériquement par Kushida et Ito [2.42] avec un G qui varie de 1 à 4.

A cause de leurs petites tailles ($L_f < 16,5$ mm), les flammes examinées dans notre étude ne fluctuent pas en gravité normale, mais une fois soumises aux effets de gravité élevée $G > 1$, ces flammes, décrochées, manifestent de légères pulsations verticales de leurs bouts pour G de l'ordre de 4 juste avant de s'éteindre. Toutefois, l'analyse spectrale par la TFR (Transformation de Fourier Rapide) des images de ces flammes filmées par la caméra n'a pas permis de mesurer les fréquences de ses pulsations observées en raison, d'une part, de la faible vitesse de la caméra utilisée (60 images/seconde) sachant que Sato *et al.* [2.25] ont rapporté qu'ils ont utilisé des images de flammes obtenues par une caméra de vitesse élevée (2250 images/seconde) pour pouvoir mesurer les mêmes fréquences mesurées (entre 10 et 20 Hz) par un photocapteur d'images vidéo et d'autre part de la faible résolution des images obtenues (0,333 mm/pixel) qui ne permet pas de reproduire fidèlement les mouvements fluctuants de faible amplitude (quelques millimètres) des bouts des flammes. En conséquence, cela nous a privé d'analyse quantifiée de l'effet de G sur la fluctuation des flammes. Cependant, à partir de l'observation attentive des images, *figure 2.22*, d'une flamme de $Re = 169,7$, soumise à $G \approx 4$ ($BdB/dz = -100$ T²/m), nous pouvons identifier le phénomène de compression axisymétrique et périodique du front de la flamme manifesté clairement au niveau de son bout (encerclé dans les images correspondantes). Naturellement, cette compression devrait être suivie par une dilatation qui est, malheureusement, difficile à identifier sur les images. Néanmoins, en comparaison avec les observations des études évoquées ci-dessus dans cette section, nous pouvons dire que le mécanisme avec lequel la poussée magnétique déclenche la pulsation verticale du bout de la flamme est similaire à celui dû à la gravité élevée créée dans une centrifugeuse. En effet, la déformation périodique

observée du bout de la flamme est due probablement au passage d'une structure tourbillonnaire axisymétrique de taille assez grande du côté extérieur du front de la flamme.

2.7.6 Décrochage et extinction de flamme

Altenkirch *et al.* [2.22] et Sato *et al.* [2.25] ont observé que pour certains combustibles, y compris le propane, au fur et mesure que la gravité dans la centrifugeuse augmente, la base de la flamme se décroche et la distance qui la sépare du brûleur continue à augmenter jusqu'à que la flamme s'éteigne pour une certaine valeur de gravité. En réalité, l'effet de la gravité sur le mouvement de la flamme est combiné à son effet sur le jet du combustible froid et à son effet sur les gaz chauds dans la flamme. Toutefois, c'est le dernier effet qui domine largement quoique Sato *et al.*[2.25] aient observé que la flamme de méthane (combustible plus léger que l'air ambiant) se décroche plus tôt que la flamme de propane (combustible plus lourd que l'air ambiant). Ces derniers auteurs ont déduit à partir de leurs expériences que des flammes de mêmes longueurs, avant qu'elles se décrochent, sont affectées similairement par la gravité et ce indépendamment du type de combustible et de son débit.

Il reste que la structure de la flamme décrochée ainsi que ses mécanismes de stabilisation et d'extinction sous l'effet de la gravité ne sont pas bien décrits.

Les phénomènes de décrochage et d'extinction d'une flamme de diffusion ont été bien examinés par plusieurs études que ce soit expérimentalement ou théoriquement dans le cas où ils apparaissent à la suite de l'augmentation de la vitesse d'éjection du combustible (par augmentation du débit de combustible pour un diamètre de brûleur donné ou par diminution du diamètre du brûleur pour un débit donné) au-delà de la limite d'accroche de la flamme. Souvent, ces études négligent la présence de la gravité dans leurs analyses de ces deux phénomènes. Entre autres, Savaş et Gollahalli [2.43], Chung et Lee [2.44] et Ghosal et Vervisch [2.45] rapportent qu'en fonction du débit du combustible, la base d'une flamme de diffusion de certains combustibles quitte les lèvres du brûleur dès que le débit excède une certaine valeur, la flamme se décroche et reste suspendue avec sa base qui se stabilise à une certaine hauteur du brûleur, appelée hauteur de décrochage. A une hauteur de décrochage assez élevée, comme le schématise *la figure 2.23*, la base de la flamme décrochée a une structure triple qui est due à la stratification de la concentration du combustible dans le jet à la suite de son mélange avec l'air et son épanouissement qui augmentent, tous les deux, avec la distance en aval du brûleur. A cette hauteur du décrochage, à partir du l'axe du jet, la richesse

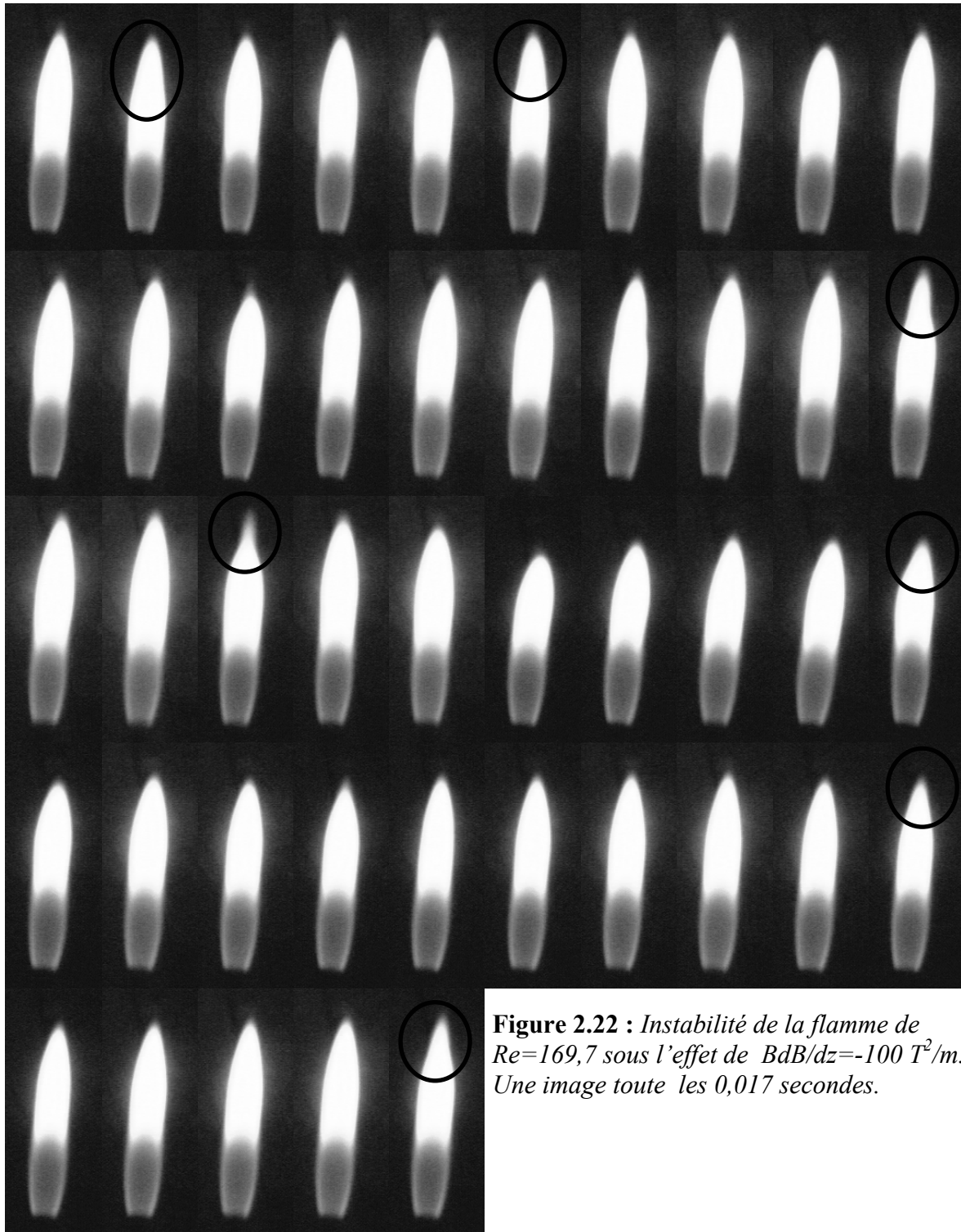


Figure 2.22 : *Instabilité de la flamme de $Re=169,7$ sous l'effet de $BdB/dz=-100 T^2/m$. Une image toute les 0,017 secondes.*

du mélange combustible-air diminue jusqu'à ce qu'elle arrive à sa limite supérieure d'inflammabilité. On assiste alors à sa combustion en une flamme de prémélange de moins en moins riche jusqu'à ce que le mélange combustible-air soit stœchiométrique. A partir de là, le mélange brûle en une flamme de prémélange de plus en plus pauvre jusqu'à ce qu'il ait atteint

sa limite inférieure d'inflammabilité, une flamme de diffusion s'installe entre les deux flammes de prémélange où brûlent, en proportion stœchiométrique en son front, d'un côté, le combustible imbrûlé échappé de la flamme de prémélange riche et de l'autre côté, l'air chaud échappé de la flamme de prémélange pauvre. Donc, les trois flammes se branchent et se stabilisent au même point, appelé le point triple. Le mécanisme de stabilisation dans ce point triple dépend essentiellement des propriétés du jet froid en amont. L'augmentation du débit augmente la hauteur de décrochage de la flamme ce qui augmente l'épanouissement du jet et par conséquent élargit l'étendue du mélange combustible-air entre ces deux limites d'inflammabilité et ainsi aplatit de plus en plus la base de la triple flamme, puis pour une certaine valeur du débit plus élevée, la flamme se déstabilise et s'éteint.

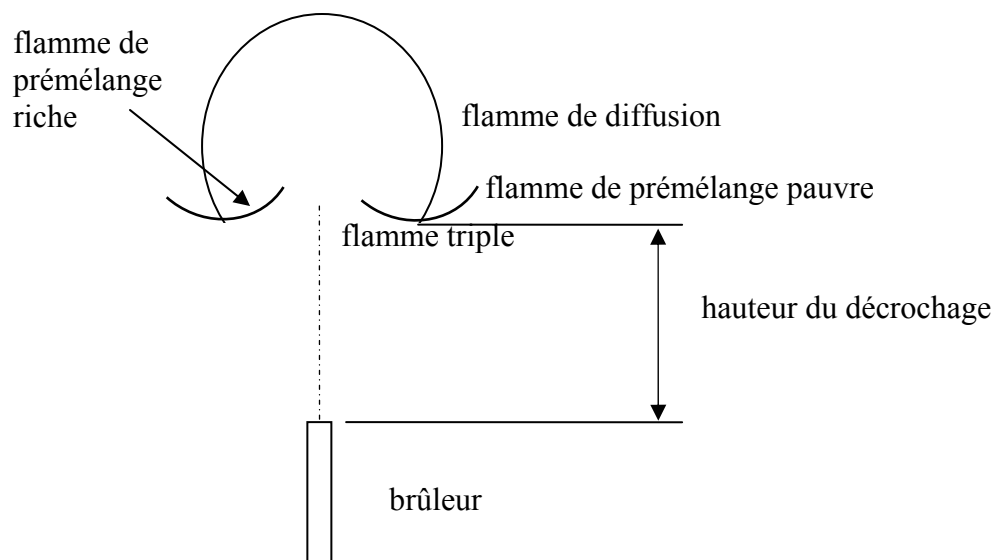


Figure 2.23 : Structure d'une flamme triple

Takahashi *et al.* [2.46] ont montré qu'il existe une zone de prémélange du combustible et d'air qui sépare la base d'une flamme de diffusion laminaire accrochée en-dessous de la sortie du brûleur et la paroi de ce dernier. La combustion dans cette zone ne se produit pas en raison des pertes de chaleur et de radicaux libres à la paroi très proche du brûleur. Quand la flamme est prête à se décrocher, cette zone de prémélange se déplace en aval au-dessus de la sortie du brûleur et sépare la base de la flamme et le jet du combustible.

Savaş et Gollahalli [2.43] ont expliqué que la base de la flamme décrochée est stable tant que la vitesse du jet du combustible froid en amont égale la vitesse de flamme correspondant à la concentration du combustible à la base. Plus la vitesse du jet à la base augmente plus la base

se déplace en aval (la hauteur du décrochage de la flamme augmente). Dès que la concentration du jet à la base de la flamme sort des limites d'inflammabilité la flamme s'éteint.

La figure 2.24 montre l'évolution de la flamme en fonction de $G > 1 (BdB/dz < 0)$. A partir du moment où elle est soumise à la poussée magnétique, la flamme se décroche et s'éloigne de plus en plus du brûleur jusqu'à son extinction. Tout au long de cette évolution, la flamme ne manifeste aucun changement de structure. Comme discuté auparavant et montré dans la figure 2.23, la longueur de la flamme, L_f , diminue, la longueur de sa couleur bleue, L_b , augmente, sa hauteur, H_f , augmente et sa hauteur de décrochage H_{dec} augmente, mais jusqu'à son extinction la flamme garde, visiblement, sa structure de flamme de diffusion.

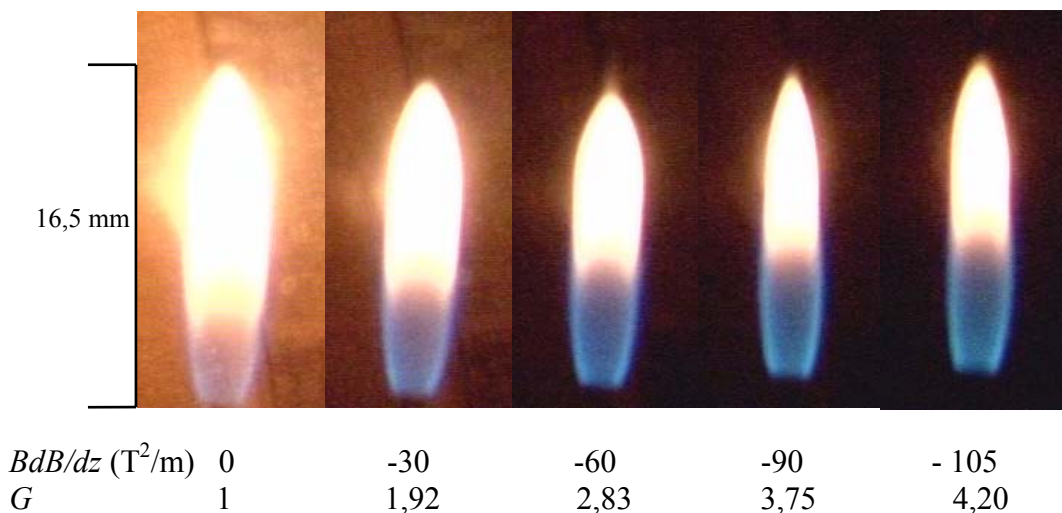


Figure 2.24 : Décrochage et bleuissement de la flamme en fonction de G pour $Re=169,9$

A l'instar des études Altenkirch *et al.* [2.22] et Sato *et al.* [2.25], nous pensons que le décrochage des flammes observé dans nos expériences est le résultat de l'effet combiné de la poussée magnétique et de la poussée gravitaire, aussi bien, sur le gaz chaud dans la flamme que sur le jet froid du propane en amont. Cependant, tandis que la poussée gravitaire accélère le mouvement du gaz chaud dans la flamme et ralentit celui du jet froid du propane (plus lourd que l'air) en sortie du brûleur, la poussée magnétique les accélère tous deux de la même intensité. En conséquence, une flamme sous l'effet de $BdB/dz < 0$, se décroche et ensuite s'éteint à des valeurs de G plus petites que celles qu'auraient été observées dans une centrifugeuse. Cet effet est confirmé par la figure 2.25 qui montre qu'une flamme de

longueur $L_f=13,5$ mm ($Re=119,2$) commence à se décrocher à partir de $G=1,5$ et s'éteint à $G=4$ à $H_{dec}\cong 4$ mm, alors qu'une flamme de propane de même longueur s'est décrochée à $G=9$ et s'est éteinte à $G=15$ à $H_{dec}\cong 5,5$ mm dans les expériences de Sato *et al* [2.25]. Nous pensons que le phénomène de décrochage des flammes observée dans nos expériences ainsi que celui de leurs extinctions sont régis par les mêmes mécanismes expliqués par Savaş et Gollahalli [2.43]. Toutefois, la non observation de la structure triple de la flamme réside dans l'explication suivante. Le jet de flamme accéléré sous l'effet de la poussée magnéto-gravitaire rétrécit sa section afin de conserver son débit ce qui l'empêche de s'épanouir et d'avoir, en conséquence, une stratification assez étalée de la concentration en combustible. Ainsi, la zone de prémélange combustible-air juste en amont de la base de la flamme décrochée, susceptible d'avoir une gamme de concentration dans les limites d'inflammabilité est très mince. Cela est la raison pour laquelle il est difficile de décerner l'existence des deux éventuelles flammes de prémélange susceptibles d'offrir la structure triple à la flamme décrochée.

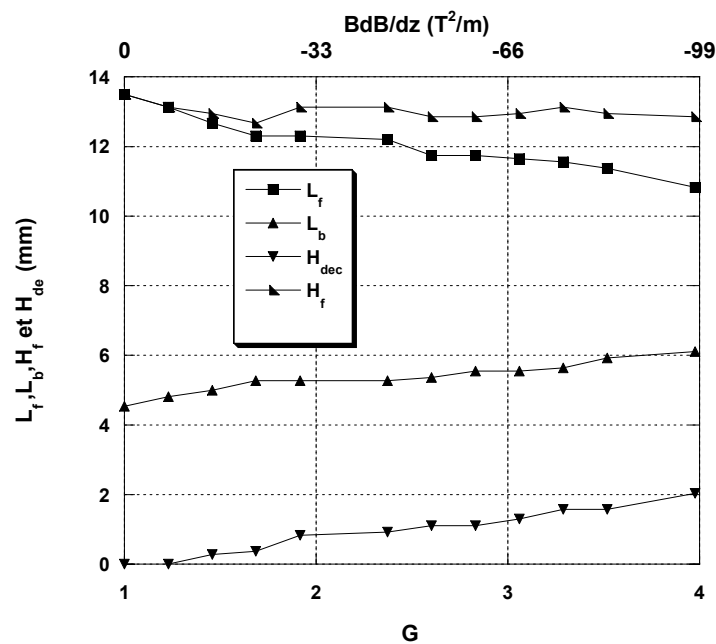


Figure 2.25 : Evolutions de la Longueur L_f , la longueur de la couleur bleue L_b , la hauteur H_f et la hauteur du décrochage H_{dec} de la flamme en fonction de G (donc de BdB/dz) pour $Re=119,2$.

2.8 Conclusion

L'étude présentée dans ce chapitre concerne l'effet d'un champ magnétique créé par un aimant vertical sur la combustion d'une flamme-jet laminaire de diffusion.

Vis-à-vis du champ de gravité terrestre \mathbf{g} , une flamme de diffusion est un mélange de gaz léger (chaud) entouré par l'air ambiant lourd (froid) et donc la flamme subit une poussée gravitaire ascendante. Vis-à-vis d'un gradient magnétique vertical, la flamme est un mélange de gaz non magnétique entouré par l'air ambiant paramagnétique. Donc, l'air subit une force magnétique verticale, \mathbf{g}_m dont le sens dépend du signe du gradient magnétique. Ainsi, \mathbf{g}_m est parallèle à \mathbf{g} quand le gradient magnétique est décroissant-ascendant et ils sont antiparallèles quand le gradient magnétique est croissant-ascendant. Dans le premier cas, l'air ambiant plus lourd que la flamme exerce, sur elle une poussée magnétique verticale ascendante et dans le deuxième cas, plus léger il exerce sur elle une poussée verticale magnétique descendante. De l'effet combiné de \mathbf{g}_m et \mathbf{g} résulte une poussée magnéto-gravitaire de gravité artificielle \mathbf{g}^* , quantifiée par le coefficient $G = \mathbf{g}^* / \mathbf{g}$. En fonction des phénomènes que manifeste la flamme, le spectre de G se divise en quatre gammes, à savoir :

- 1) $G \geq 1$ qui correspond à une gravité élevée
- 2) $0 < G < 1$ qui correspond à une gravité réduite
- 3) $G = 0$ qui correspond à la apesanteur
- 4) $G < 0$ qui correspond à l'antigravité

Les première et troisième gammes ont déjà fait l'objet de plusieurs études menant des expériences dans des centrifugeuses ($G \geq 1$) et dans des tours de chute libre, des vols paraboliques ou dans l'espace ($G = 0$), tandis que les gammes 2 et 4 sont typiques à la présente étude. La gamme de $G \geq 1$, se limite à $G = 4,5$; limite à laquelle les flammes examinées dans la présente étude s'éteignent. Dans cette gamme la longueur de la flamme varie parfaitement selon la loi $L_f \propto G^{-0,07873}$. Cette loi est une loi synthétisée, à partir de plusieurs études examinant l'effet de la gravité élevée sur la longueur d'une flamme de diffusion. Par contre, dans la gamme de $0 < G < 1$, la longueur de la flamme suit la loi $L_f \propto G^{-1/3}$. L'évolution de la longueur de la flamme dans les deux gammes confondues, rejoint parfaitement le raisonnement de Sunderland *et al.* qui affirme que la longueur de la flamme diminue doucement en gravité élevée tandis qu'elle augmente considérablement en s'approchant de la microgravité. A $G \cong 0$, la flamme est hémisphérique et complètement bleue, forme et couleur

typiques des flammes observées en microgravité. L'antigravité est associée avec le retournement de la flamme quand le mouvement convectif descendant dans la flamme domine le mouvement inertiel ascendant. Toutes ces mêmes tendances d'évolution de la forme de la flamme en fonction de G sont prédites par le calcul numérique. Les phénomènes de fluctuation, de décrochage et d'extinction relatifs aux flammes de diffusion en gravité élevée observés dans des centrifugeuses sont également observés dans la présente étude en présentant des mécanismes similaires. La présente étude présente l'atout d'observer l'évolution du phénomène d'émission des suies en gravité réduite. Le mécanisme de ce phénomène dépend de l'effet simultané de G sur la thermique et la dynamique de la flamme. Dans un premier temps, la réduction de G décélère le mouvement convectif dans la flamme, augmente le temps de séjour des suies ce qui augmente la longueur lumineuse de la flamme jusqu'à ce qu'elle émette de la fumée et puis dans un deuxième temps, la perte d'énergie de combustion par rayonnement procure une diminution de la température dans la flamme en dessous de la limite de formation des suies. Ainsi, à l'approche des conditions de microgravité, la flamme devient bleue sans émissions de suies.

Références

- [2.1] A. Von Engle, J. R. Cozens, Flame plasmas, *Advances in Electronics and Electron Physics*, 20 (1964) 99-146.
- [2.2] T. Aoki, Radicals' emissions and butane diffusion flames exposed to upward-decreasing magnetic fields, *Japanese Journal of Applied Physics*, 28 (1989) 776-785.
- [2.3] T. Aoki, Radicals' emissions and anomalous reverse flames appearing in upward-increasing magnetic fields, *Japanese Journal of Applied Physics*, 29 (1990) 181-190.
- [2.4] T. Aoki, A magnetically induced anomalous ring flame and quenching characteristics of butane flames, *Japanese Journal of Applied Physics*, 29 (1990) 864-867.
- [2.5] T. Aoki, Radical emissions and butane diffusion flames exposed to uniform magnetic fields encircled by magnetic gradient fields, *Japanese Journal of Applied Physics*, 29 (1990) 952-957.
- [2.6] F. G. Roper, The predictions of laminar jet diffusion flames: part I. Theoretical model, *Combustion and flame*, 29:3 (1977) 219-226.
- [2.7] F. G. Roper, C. Smith et A. C. Cunningham, The predictions of laminar jet diffusion flames : part II. Experimental verification, *Combustion and flame*, 29:3 (1977) 227-234.
- [2.8] K.-C. Lin et G. M. Faeth, Shapes of nonbuoyant round luminous laminar-jet diffusion flames in coflowing air, *AIAA Journal*, 37: 6 (1999) 759-765.
- [2.9] R. E. Mitchell, A. F. Sarofim et L. A. Clomburg, Experimental and numerical investigation of confined laminar diffusion flames, *Combustion and flame*, 37 (1980) 227-244
- [2.10] M. D. Smooke, R. E. Mitchell et D. E. keys, Numerical solution of two-dimensional axisymmetric laminar diffusion flames, *Combust. Sci. And Tech.*, 67 (1989) 85-122.
- [2.11] X. Yuenong, M. D. Smooke, P. Lin et M. B. Long, Primitive variable modelling of multidimensional laminar flames, *Combust. Sci. And Tech.*, 90 (1993) 289-313.
- [2.12] P. J. Coelho et J. C. F. Pereira, Calculated of a confined axisymmetric laminar diffusion using a local grid refinement technique, *Combust. Sci. And Tech.*, 92 (1993) 243-264.
- [2.13] B. Anne, V. Bennett et M. D. Smook, Local rectangular refinement with application axisymmetric laminar flames, *Combust. Theory Modelling*, 2 (1998) 221-258.
- [2.14] E. Yamada, M. Shinoda, H. Yamashita, K. Kitagawa, Numerical analysis of a hydrogen-oxygen diffusion flame in vertical or horizontal gradient of magnetic field, *Combust. Sci. and Tech.*, 174 (2002) 131-146.
- [2.15] Y. Nakamura, A. Kubota, H. Yamashita et K. Saito, Small size effects on extinction of microflames, *Proc. Fourth Intl. Symp. On Scale Modelling*, Cleveland (2003).
- [2.16] Fluent 6.01, User's guide, (2002).

- [2.17] R. S. Barlow, A. N. Karpetis, J. H. Franck and J.-Y. Chen, *Combustion and flame* 127 (2001) 2102-2118.
- [2.18] R. Klimek et T. Wright, *Spotlight 2.0: Image analysis software*, (2003).
<http://microgravity.grc.nasa.gov/spotlight>
- [2.19] S. P. Burke et T. E. W. Schumann, *Diffusion Flames*, *Industrial and Engineering Chemistry*, 20:10 (1928) 998-1004.
- [2.20] R. B. Edelman, O. F. Fortune, G. Weilerstein, T. H. Cochran et J. B. Haggard, An analytical and experimental investigation of gravity effects upon laminar gas jet-diffusion flames, *Fourteenth Symposium (International) on Combustion*, The Combustion Institute, Pittsburgh, (1972) 399-412.
- [2.21] P. B. Sunderland, B. J. Mendelson, Z. G. Yuang, D. L. Urban, Shapes of buoyant and nonbuoyant laminar jet diffusion flames, *Combustion and Flame*, 116 (1999) 376-386.
- [2.22] B. A. Altenkirch, R. Eichhorn, N.N. Hsu, A. B. Brancic, N. E. Cevallos, Characteristics of laminar gas jet diffusion flames under the influence of elevated gravity, *Sixteenth Symposium (International) on Combustion*, The Combustion Institute, Pittsburgh, (1976) 1165-1174.
- [2.23] E. Villermaux, D. Durox, On the physics of jet diffusion flames, *Combust. Sci. And Tech.*, 84 (1992) 279-294.
- [2.24] D. Durox, T. Yuan, F. Baillet et J. M. Most, Premixed and diffusion flames in a centrifuge, *Combustion and flame*, 102 (1995) 501-511.
- [2.25] H. Sato, K. Amagai et M. Arai, Diffusion flames and their flickering motions related with Froude numbers under various gravity levels, *Combustion and flame*, 123 (2000) 107-118.
- [2.26] P. B. Sunderland, J. E. Haylett, D. L. Urban and V. Nayagam, Gas-jet flame length scaling at elevated gravity, *Proc. Fourth Intl. Symp. On Scale Modelling*, Cleveland, 2003.
- [2.27] S. R. Turns, *An introduction to combustion*, McGraw-Hill, Inc. (1986).
- [2.28] F. Tao, V. I. Golovichev and J. Chomiak, A phenomenological model for the prediction of soot formation in diesel spray combustion, *Combustion and Flame*, 136 (2004) 270-282.
- [2.29] A. M. El-leathy, F. Xu and G. M. Faeth, structure and soot formation properties of laminar flames, *Sixth International Microgravity Combustion Workshop*, Cleveland, Ohio, , May 22-24 (2001) 325-328.
- [2.30] F. Liu, H. Guo, G. J. Smallwood and Ö. L. Gülder, Numerical modelling of soot formation and oxidation in laminar coflow non-smoking and smoking ethylene diffusion flames, *Combust. Theory Modelling*, 7 (2003) 301-315.

- [2.31] R. Borghi, M. Destriau and G. De soete, la combustion et les flammes, Editions technip, (1995).
- [2.32] J. S. T'ien, The role of radiation on microgravity flames, The first international Symposium on Physical Science in Space, Spacebound 2000, Vancouver, Canada (2000).
- [2.33] X. Q. Zhang, W. F. Du, M. G. Wei, W. J. Kong and Y. Hua, A study of candle flame in microgravity, Microgravity Combustion Workshop, May 18-20 (1999) Cleveland, Ohio.
- [2.34] P. B. Subderland, S. Mortazani, G.M. Faeth and C. L. Urban, Laminar smoke points of nonbuoyant jet diffusion flames, *Combustion and Flame*, 96 (1994) 97-103.
- [2.35] D. L. Urban, Z. -G. Yuan, P. B. Sunderland, G. T. Linteris, J. E. Voss, K. -C. Lin, Z. Dai, K. Sun and G. M. Faeth, Structure and soot properties of nonbuoyant ethylene/air laminar jet diffusion flames, *AIAA journal*, 36:8 (1998) 1346-1359.
- [2.36] L.-D. Chene, J.P. Seaba, W. M. Roquemore et L.P. Goss, Buoyant diffusion flames, Twenty-second Symposium (international) on Combustion /The Combustion Institute, (1988) 677-684.
- [2.37] J. Buckmaster et N. Peters, The infinite candle and its stability-A paradigm for flickering diffusion flames, Twenty-first Symposium (International) on combustion /the combustion Institute, (1986) 1829-1836.
- [2.38] B. M. Cetegen and Y. Dong, Experiments on the instability modes of buoyant diffusion flames and effects of ambient atmosphere on the instabilities, *Experiments in Fluids*, 28 (2000) 546-558.
- [2.39] T. Yuan, D. Durox et E. Villermaux, An analogue study for flame flickering, *Experiments in Fluids*, 17 (1994) 337-349.
- [2.40] D. Durox, T. Yuan, F. Baillot and J. M. Most, Premixed and diffusion flames in a centrifuge, *Combustion and Flame*, 102 (1995) 501-511.
- [2.41] M. Y. Bahadori, L. Zhou, D. P. Stocker and U. Hegde, Functional dependence of flame flicker on gravitational level, *AIAA journal*, 39: 7 Technical notes (2001) 1404-1406.
- [2.42] G. Kushida et K. Ito, Scale effects in unsteady behavior of jet diffusion flame with buoyancy driven flow, Proc. Fourth Intl. Symp. On Scale Modeling, Cleveland, 2003.
- [2.43] Ö. Savaş et S. R. Gollahalli, Stability of lifted laminar round gas-jet flame, *J. Fluid Mech.*, 165 (1986) 297-318.
- [2.44] S. H. Chung et B. J. Lee, On the characteristics of laminar lifted flames in a nonpremixed jet, *Combustion and flame* 86 (1991) 62-72.
- [2.45] S. Ghosal et L. Vervisch, Stability diagram for lift-off and blowout of a round jet laminar diffusion flame, *Combustion and flame*, 123 (2001) 646-655.

[2.46] F. Takahashi, M. Mizomoto et S. Ikai, Structure of the stabilizing region of a laminar jet diffusion flame, *Journal of Heat Transfer*, 110 (1988) 182-189.

Chapitre 3

**Une étude de la convection magnéto-gravitaire
thermique dans l'air :**

*Analogie avec le mouvement convectif d'une flamme
de diffusion dans un gradient magnétique vertical*

Nomenclature

D	rayon de la cavité, [m]
d	épaisseur de la résistance, [m]
F_m	force magnétique, [N]
g	gravité terrestre, [N/kg]
g_m	force magnétique massique, [N/kg]
G	gravité apparente adimensionnelle
h_c	coefficient de transfert par convection, [W/m ² s]
h	hauteur de la résistance, [m]
H	hauteur de la cavité, [m]
K	conductivité thermique, [W/m]
p	pression, [Pascale]
q	flux de chaleur, [W/m ²]
Q	chaleur dégagée par la résistance, [W]
I	luminance, [W/m ²]
r, z	cordonnées cylindriques, [m]
Ra	nombre de Rayleigh, $Ra = \frac{Gg\beta(T_a - T_0)h^3}{\nu\sigma}$
T	température, [K]
u, v	vitesse radiale et axiale, [m]

Symboles grecs

π_m	poussée magnétique, [N]
π_g	poussée gravitaire, [N]
θ, φ, Ω	angles, [rad]
ν	viscosité cinématique, [m ² /s]
ε	coefficient d'émission par rayonnement,
μ	viscosité dynamique, [kg m ⁻¹ s ⁻¹]

Indices

c	critique
p	paroi
f	fluide
e	rayonnement émis
r	flux de chaleur par rayonnement

3.1 Contexte

Les expériences que nous avons menées sur les flammes en présence d'un champ magnétique, décrites dans le deuxième chapitre, ne comportent pas de mesures directes, que ce soit de vitesse ou de température. Cependant, les observations du comportement d'apparence des flammes concordent avec les prédictions théoriques qui préconisent que les phénomènes que manifeste une flamme de diffusion en présence d'un gradient magnétique vertical sont la conséquence de l'action de ce dernier sur la composante convective de son mouvement en compétition avec sa composante inertielle.

Nous présentons dans ce chapitre une étude d'analogie qui simule le mouvement convectif magnéto-gravitaire présent dans une flamme de diffusion. En effet, P. Gillon [3.1] a réalisé une expérience modèle, où la flamme est représentée expérimentalement par une source de chaleur non réactive, typiquement une résistance thermique dégageant de la chaleur dans l'air. Les résultats de cette expérience sont discutés, plus en détail, avec le support d'une étude numérique. Les travaux de Khaldi et Gillon [3.2-3.4] entrent dans le contexte de la convection magnéto-gravitaire, tandis que l'objectif de ce chapitre consiste à étudier, en particulier, l'effet dynamique d'un gradient magnétique vertical sur le mouvement induit dans l'air par convection et faire le rapprochement avec les observations du chapitre 2. En effet, une petite résistance cylindrique verticale génère dans la couche d'air qui l'entoure un gradient de température principalement radial. Donc, ce gradient de température résulte une différence de susceptibilité paramagnétique entre l'air ambiant et la couche d'air chaud. Ainsi, la couche d'air chaud subit la même action d'un gradient magnétique vertical que subit une flamme de diffusion dans l'air ambiant.

L'état de l'art du phénomène de convection magnéto-gravitaire thermique fait l'objet du quatrième chapitre où il est étudié dans le cadre d'un liquide en configuration de cavité rectangulaire différentiellement chauffée.

3.2 Principe de la convection magnéto-gravitaire thermique

Dans le deuxième chapitre, la flamme subit une poussée magnéto-gravitaire qui provient simultanément des effets gravitaires thermiques (la flamme est un gaz chaud dans l'air ambiant froid) et des effets magnétiques d'espèces (la flamme est un gaz non magnétique

entouré par l'air paramagnétique). Dans ce chapitre, comme il s'agit d'une source de chaleur dans l'air ambiant, l'air subit une poussée magnétique uniquement d'origine thermique.

Nous rappelons qu'en présence d'un gradient magnétique vertical constant la force magnétique agissant sur une unité de volume d'air est

$$F_m = \rho(T) g_m(T) \quad (3.1)$$

où

$$g_m = \frac{\chi_m(T)}{\mu_0} B dB / dz \mathbf{i}_z. \quad (3.2)$$

Un gradient de température ($T_c - T_a$) entre une partie d'air chaud de température T_c , de masse volumique ρ_c , subissant la force magnétique g_{mc} et l'air ambiant de température T_a , de masse volumique ρ_a , subissant la force magnétique g_{ma} , induit dans l'air chaud une poussée magnétique :

$$\pi_m = \rho_c g_{mc} - \rho_a g_{ma} = -\rho_a g_{ma} \left(1 - \frac{\chi_{ma} \rho_a}{\chi_{mc} \rho_c}\right) = -\rho_a g_{ma} \left(1 - \frac{T_c^2}{T_a^2}\right)$$

du fait que $\frac{\rho_a}{\rho_c} = \frac{\chi_a}{\chi_c} = \frac{T_c}{T_a}$ d'après la loi des gaz parfaits incompressibles et la loi de Curie.

Le *tableau 3.1* récapitule l'analogie entre le phénomène de convection magnéto-gravitaire induit dans la flamme et celui induit dans l'air généré par une source de chaleur en comparant les paramètres clés de ce phénomène dont les définitions sont dans *la section 2.3*.

Dans *le tableau 3.1*, β , ν et σ désignent le coefficient d'expansion thermique, la viscosité cinématique et la diffusivité thermique de l'air et u_0 désigne la vitesse d'éjection du combustible.

Le coefficient de gravité artificielle G , est le critère de similitude entre les deux systèmes, la flamme dans l'air ambiant et la source de chaleur dans l'air ambiant, ce qui impose qu'il doit être le même pour que des phénomènes similaires soient observés dans les deux systèmes. En réalité, il n'y a qu'un seul phénomène qui puisse être commun entre les deux systèmes. Il correspond à $G=0$ où le mouvement convectif est complètement freiné dans les deux systèmes ce qui correspond pour la flamme au phénomène de microgravité observé dans le chapitre 2 (*section 2.31*), et correspond pour la source de chaleur dans l'air à l'état de transport de chaleur par conduction pure.

	flamme de diffusion dans l'air ambiant	couche d'air chaud dans l'air ambiant
Température	T_f	T_c
force magnétique	0	$\mathbf{g}_{mc}(T_c)$
masse volumique	ρ_f	ρ_c
température, masse volumique et force magnétique dans l'air ambiant	T_a, ρ_a et \mathbf{g}_{ma}	T_a, ρ_a et \mathbf{g}_{ma}
α : gaz parfait incompressible	$\alpha_f = \rho_a / \rho_f = T_f / T_a$	$\alpha_c = \rho_a / \rho_c = T_c / T_a$
$\chi(T_c) / \chi(T_a)$: loi de Curie (1.33)	-	$= T_a / T_c$
longueur caractéristique	L_f : longueur de la flamme	h : hauteur de la résistance (source de chaleur)
π_g : poussée gravitaire	$(\rho_f - \rho_a)\mathbf{g} = -\rho_a \left(\frac{\alpha_f - 1}{\alpha_f} \right) \mathbf{g}$	$(\rho_c - \rho_a)\mathbf{g} = -\rho_a \left(\frac{\alpha_c - 1}{\alpha_c} \right) \mathbf{g}$
π_m : poussée magnétique	$-\rho_a \mathbf{g}_{ma}$	$(\rho_c \mathbf{g}_{mc} - \rho_0 \mathbf{g}_{ma}) = -\rho_a \mathbf{g}_{ma} \left(\frac{\alpha_c^2 - 1}{\alpha_c^2} \right)$
$\pi = \pi_g + \pi_m$: poussée magnéto-gravitaire	$-\rho_a \left(\mathbf{g}_{ma} + \frac{\alpha_f - 1}{\alpha_f} \mathbf{g} \right)$	$-\rho_a \left(\frac{\alpha_c^2 - 1}{\alpha_c^2} \mathbf{g}_{ma} + \frac{\alpha_c - 1}{\alpha_c} \mathbf{g} \right)$
$\pi_g^* = \Delta \rho \mathbf{g}^* = \pi$: gravité équivalente	$\mathbf{g}^* = \mathbf{g} \left(1 + \frac{\alpha_f}{\alpha_f - 1} \frac{\mathbf{g}_{ma}}{\mathbf{g}} \right)$	$\mathbf{g}^* = \mathbf{g} \left(1 + \frac{\alpha_c + 1}{\alpha_c} \frac{\mathbf{g}_{ma}}{\mathbf{g}} \right)$
$G = \mathbf{g}^* / \mathbf{g}$: critère de similitude	$\left(1 + \frac{\alpha_f}{\alpha_f - 1} \frac{\mathbf{g}_{ma}}{\mathbf{g}} \right)$	$\left(1 + \frac{\alpha_c + 1}{\alpha_c} \frac{\mathbf{g}_{ma}}{\mathbf{g}} \right)$
Fr_i^* : nombre de Froude	$Fr_i^* = \frac{u_0^2}{2/G/g(\alpha_f - 1)L_f}$	-
Ra : nombre de Rayleigh	-	$Ra = \frac{Gg\beta(T_c - T_a)h^3}{\nu\sigma}$
BdB / dz_c : BdB/dz ($G=0$)	$\frac{\alpha_f - 1}{\alpha_f} \frac{\mu_0}{\chi_{ma}} \mathbf{g}$	$\frac{\alpha_c}{\alpha_c + 1} \frac{\mu_0}{\chi_{ma}} \mathbf{g}$

Tableau 3.1

La condition de similitude de ce phénomène est conditionnée, d'après le tableau 3.1, par la relation

$$BdB / dz_{cc} = \frac{\alpha_f / (\alpha_f - 1)}{(\alpha_c + 1) / \alpha_c} BdB / dz_{cf}, \quad (3.3)$$

où les indices c et f référencient, respectivement, à la couche d'air chaud et à la flamme.

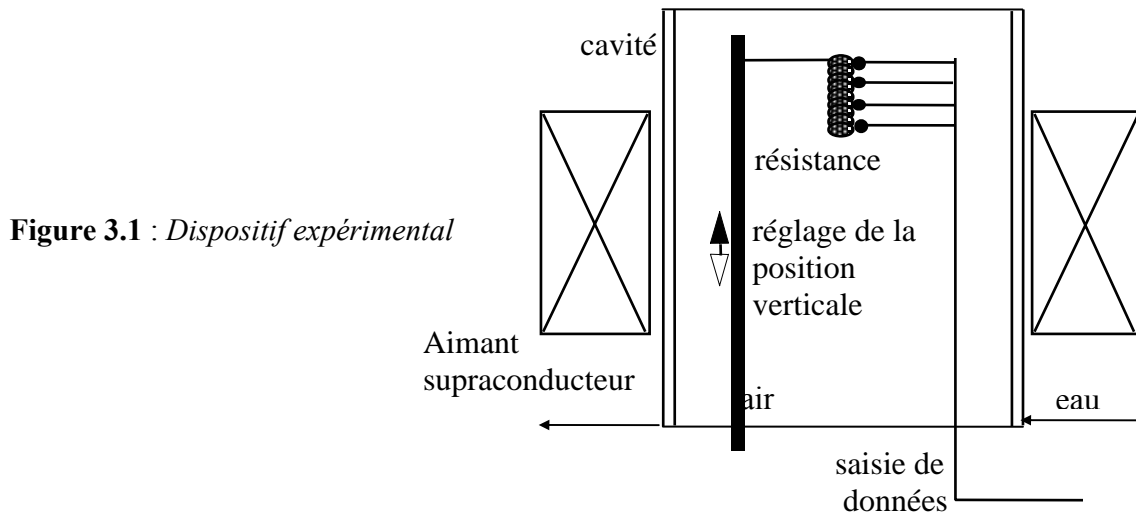
Nous avons trouvé dans le deuxième chapitre que $BdB/dz_{cf}=31,25 \text{ T}^2/\text{m}$ correspondant, d'après (2.14), à $\alpha_f=4,88$. Ce qui implique

$$BdB / dz_{cc} = 39,30 \frac{\alpha_c}{(\alpha_c + 1)}. \quad (3.4)$$

Par exemple, pour $\alpha_c = 2, 3$ et 4 , $BdB/dz_{ca} = 26,20 ; 29,47$ et $31,44 \text{ T}^2/\text{m}$.

3.2 Dispositif expérimental

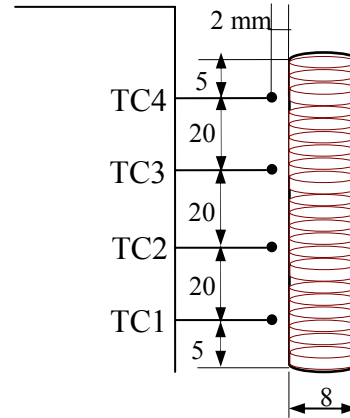
La source de chaleur est une résistance électrique fabriquée à partir d'un fil NIKROTHAL 80, qui fait 1mm de diamètre, et est enroulé en forme de solénoïde à spires non jointives autour



d'un tube d'alumine de 7 mm de diamètre et 70 mm de long. Le fil de NIKROTHAL est alimenté en courant continu. La résistance est maintenue verticalement par un support qui lui permet de se mouvoir verticalement le long de l'axe de l'aimant dans une cavité cylindrique. La cavité cylindrique est une chemise-cylindre de cuivre, elle est fermée et placée dans l'entrefer de l'aimant supraconducteur (décrit *section I.3*). Son diamètre interne est de 110 mm et sa hauteur de 644 mm. A l'intérieur d'une double paroi du cylindre, de l'eau à la température constante $T_0=293 \text{ K}$ circule en continu, voir *figure3.1*.

Quatre thermocouples (TC1, TC2, TC3 et TC4) Chromel-Alumel (type K) sont disposés à intervalles réguliers de 20 mm, le long du bobinage. La distance latérale entre ce dernier et les thermocouples est de 2 mm, voir *figure3.2*.

Figure 3.2 : Dimension de la bobine et position des thermocouples



Le centre de la résistance peut occuper les deux positions qui correspondent au maximum de $|dB/dz|$, donc $z=\pm 110$ par rapport au centre de l'aimant.

Les mesures de température se font à puissance Q constante pour un champ magnétique B qui varie par palier. Pour chacune des deux positions de la résistance dans l'aimant, des mesures sont effectuées pour quatre puissances différentes ($\sim 8, 36, 84, 149$ W).

3.2 Calcul numérique

Le code FLUENT est utilisé pour réaliser le calcul numérique. L'écoulement de l'air dans la cavité est considéré axisymétrique, stationnaire, incompressible et laminaire. Seules les parois échangent entre elles de l'énergie par rayonnement, elles sont considérées grises et diffuses. L'air considéré comme milieu transparent, ne participe pas au rayonnement. Toutes les propriétés thermophysiques de l'air sont considérées constantes. En revanche, la variation de la masse volumique en fonction de la température suit la loi des gaz parfaits incompressibles.

Pour des raisons de symétrie du problème, nous choisissons d'effectuer le calcul numérique sur un demi cylindre de hauteur $H=224$ mm et de rayon $D=55$ mm. La résistance est un anneau de hauteur $h=70$ mm, d'épaisseur $e=1$ mm et de rayon extérieur $d=4$ mm. Elle est coaxiale avec la cavité. Les parois de la cavité sont supposées isothermes à $T_0=293$ K. La résistance dégage une puissance volumétrique homogène q_v .

Le maillage représenté *figure3.5*, se compose de 4860 mailles. Dans la partie fluide, le maillage est uniforme verticalement avec 70 mailles sur la hauteur de la résistance et non uniforme radialement avec 37 mailles sur le rayon. La couche limite sur la paroi de la

résistance a une épaisseur de 3 mm qui comporte 6 mailles uniformes. Une distribution verticale symétrique de 30 mailles est effectuée au-dessus et au-dessous de la résistance. Le maillage s'élargit avec un taux d'expansion de 1,1 puis il se resserre avec un taux de 1,15 à l'approche de la paroi horizontale de la cavité. Le maillage uniforme au sein de la résistance comporte 140 mailles.

Les équations qui décrivent l'écoulement de l'air incluant la force magnétique (3.2) sont les équations de Navier-Stokes, écrites en coordonnées cylindriques :

$$\begin{aligned}
\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial z} (r \rho u u) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho v u) &= -\frac{\partial p^*}{\partial z} \\
&+ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial z} \left[r \mu \left(2 \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{2}{3} (\nabla \cdot \mathbf{U}) \right) \right] \\
&+ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r \mu \left(\frac{\partial u}{\partial r} + \frac{\partial v}{\partial z} \right) \right] \\
&+ (\rho - \rho_0) g + (\rho g_m - \rho_a g_{ma}),
\end{aligned} \tag{3.5}$$

$$\begin{aligned}
\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial z} (r \rho u v) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho v v) &= -\frac{\partial p}{\partial r} \\
&+ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial z} \left[r \mu \left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial u}{\partial r} \right) \right] \\
&+ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r \mu \left(2 \frac{\partial v}{\partial r} - \frac{2}{3} (\nabla \cdot \mathbf{U}) \right) \right] \\
&- 2 \mu \frac{v}{r^2} + \frac{2}{3} \frac{\mu}{r} (\nabla \cdot \mathbf{U}) + \rho \frac{v^2}{r},
\end{aligned} \tag{3.6}$$

l'équation de continuité :

$$\rho \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial v}{\partial r} + \frac{v}{r} \right) + \mathbf{U} \cdot \nabla \rho = 0 \tag{3.7}$$

et l'équation de l'énergie :

$$\rho c_p u \frac{\partial T}{\partial z} + \rho c_p v \frac{\partial T}{\partial r} = -k_f \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right]. \tag{3.8}$$

Le champ de température dans l'air est couplé à celui dans la résistance. Ce dernier est décrit par l'équation de conduction thermique incluant la puissance volumétrique, q_v :

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} + \frac{q_v}{k_k} = 0. \quad (3.9)$$

Dans l'équation (3.5) :

$$\frac{\partial p^*}{\partial z} = \frac{\partial p}{\partial z} + \rho_a g + \rho_a g_{ma}. \quad (3.10)$$

Les schémas de second ordre sont choisis pour discrétiser les termes de diffusion et de convection. Le couplage pression-vitesse est effectué avec l'algorithme SIMPLEC.

Le flux de chaleur dégagé par la résistance, échangé en partie par convection avec l'air et en partie par rayonnement direct avec les parois de la cavité, est de la forme :

$$q = h_c (T_p - T_0) + q_r. \quad (3.12)$$

Le coefficient de transfert de chaleur, h_c , est estimé comme ceci :

$$h_c = -k_f \frac{\partial T}{\partial n} / \rho. \quad (3.13)$$

Le flux radiatif q_r , est la somme de la partie réfléchie du flux incident q_e et du flux radiatif émis à la température T_p . Il est calculé par la formule suivante :

$$q_r = (1 - \varepsilon_p) q_e + \varepsilon \sigma T_p^4. \quad (3.14)$$

Le flux radiatif incident sur une surface élémentaire, q_e , est calculé comme suit :

$$q_e = \int I_e n d\Omega. \quad (3.15)$$

Le modèle DTRM (Discret Transfer Radiation Model) est utilisé pour calculer q_e . Ce modèle est basé sur l'idée d'assimiler la luminance, I , quittant un élément de surface dans une certaine fourchette d'angle solide Ω , à un rayon unique. Pour chaque unité de surface et en fonction du nombre des angles solides discrets, $\Delta\Omega$, le solveur trace des rayons qui en émanent à des valeurs discrètes d'angles polaire θ et azimutal ϕ , *figure 3.3*. L'angle θ varie de 0 à $\pi/2$ et l'angle ϕ varie de 0 à 2π afin de couvrir tout l'hémisphère rayonné par l'élément de surface. C'est le maillage imposé dans le problème qui détermine le nombre de surfaces élémentaires radiatives des parois. Comme l'air ne participe pas au rayonnement, les rayons conservent leurs intensités le long de leur trajet entre parois.

Ainsi, le modèle DTRM calcule q_e par la formule suivante :

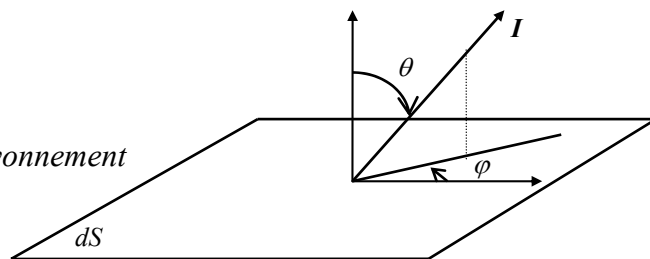
$$q_e = \sum_i I_{ei} \cos(\theta_i) d\Omega_i. \quad (3.22)$$

L'intensité de la luminance imposée comme condition aux limites pour chaque surface élémentaire se calcule ainsi :

$$I_s = \frac{q_e}{\pi}. \quad (3.23)$$

Le solveur calcule et réajuste séparément avec une fréquence fixée, d'une part le champ de vitesse et celui de température et d'autre part les luminances de toutes les parois.

Figure 3.3 : *Tracé des rayons de rayonnement*



Dans notre configuration l'action de la poussée thermomagnétique sur le mouvement de l'air se limite juste au voisinage de la résistance dans une couche très mince de quelques millimètres où existent de forts gradients de température. A cette faible distance de l'axe, la composante radiale $\nabla_r B^2$ du ∇B^2 est faible par rapport à sa composante axiale $\nabla_z B^2$, elle ne

dépasse pas 3,5 % de $\nabla_z B^2$ à $r=9$ mm et 8% à $r=14,5$ mm, voir *figure 3.4*. Dans le calcul nous négligeons $\nabla_r B^2$ et nous considérons que $\nabla_z B^2$ est indépendant de r pour conserver l'irrotationnalité de ∇B^2 . En toute position verticale z , la valeur de $\nabla_z B^2 = 2BdB/dz$ est calculée pour $r=4$ mm et sera référencée par sa valeur moyenne tout au long de la hauteur de la résistance et qui fait 0,9 de sa valeur maximale au centre de la résistance.

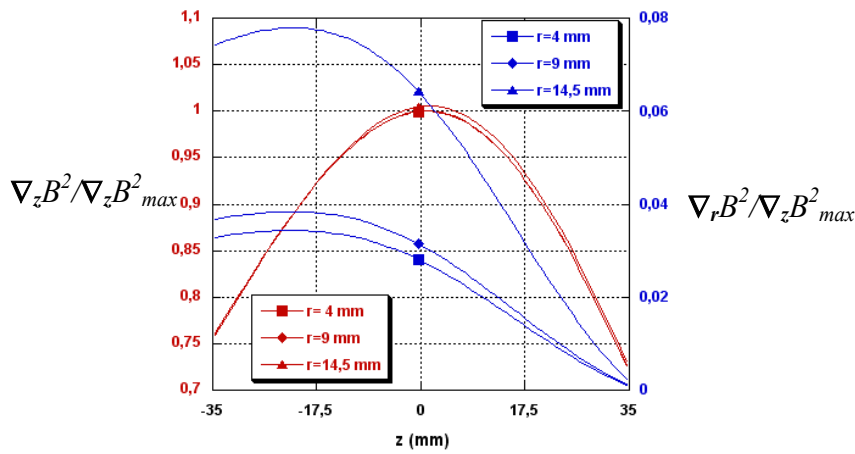


Figure 3.4: Profils verticaux de $\nabla_z B^2 / \nabla_z B^2_{max}$ (couleur rouge) et de $\nabla_r B^2 / \nabla_z B^2_{max}$ (couleur bleue), pour différentes valeurs de r .

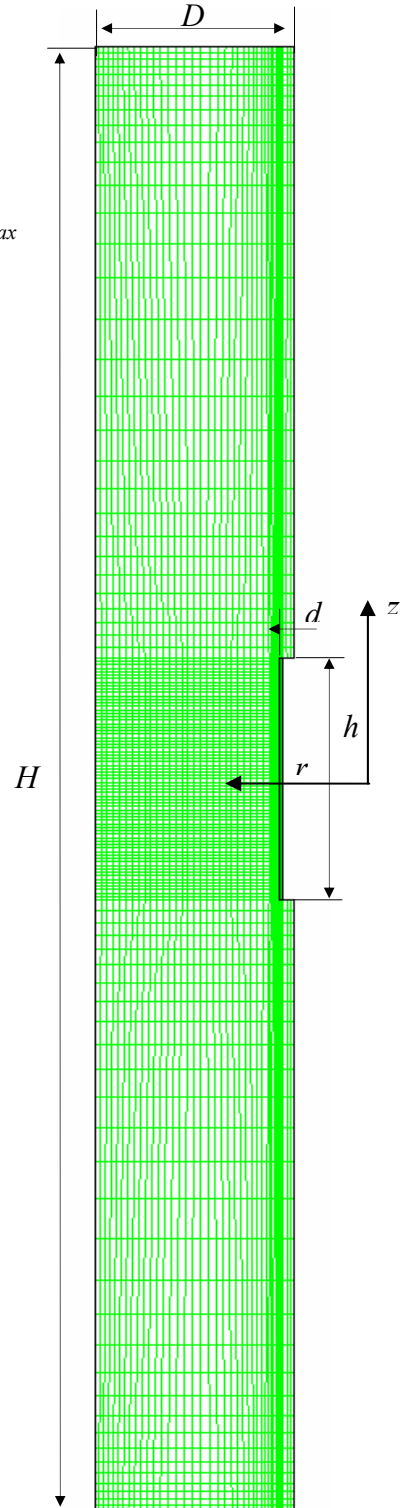


Figure 3.5 : Maillage

3.3 Résultats et discussions

Pour mettre en évidence les effets du champ magnétique sur le mouvement de l'air autour de la résistance en fonction du champ de température, chaque puissance, Q , est représentée par la température moyenne, $T_{mzg}=(TC1+TC2+TC3+TC4)/4$, en absence du champ magnétique, voir *tableau 3.2*.

Q (W)	8,6	38,4	80	145
T_{mzg} (K)	349	439	556	637

Tableau 3.2 : Représentation de Q par T_{mzg}

Pour définir le régime d'écoulement de l'air induit autour de la résistance, nous estimons à partir des mesures expérimentales la limite maximale que peut atteindre le nombre de Rayleigh de ce mouvement. La transition entre un régime laminaire et un régime turbulent donnée par Bejan [3.5] dans le cas d'un cylindre vertical correspond à la valeur de 1×10^9 pour le nombre de Rayleigh. Dans notre étude, la valeur maximale du nombre de Rayleigh est $Ra=2,85 \times 10^7$ atteinte dans les conditions suivantes : $Q=80W$ et $BdB/dz=-89,6T^2/m$ correspondant à $\alpha_a=1,81$ et $G=4,37$. Nous pouvons donc considérer comme laminaire l'écoulement de l'air induit autour de la résistance.

Toutes les propriétés physiques incluses dans la définition de Ra (voir le *tableau 3.1*) sont estimées à la température $(T_{mz}+T_0)/2$. Il reste que la valeur de G dépendant de la température par le biais de α_a n'est qu'indicative en raison de la forte variation de la température dans l'air qui entoure la résistance.

Dans les deux *figures 3.6* et *3.7* de a) à d) sont reportées les évolutions de la température dans l'air, mesurées et calculées le long de la résistance en fonction de BdB/dz et pour les quatre valeurs de T_{mzg} .

La *figure 3.6* concerne le cas où $BdB/dz > 1$ et la *figure 3.7* celui de $BdB/dz < 1$. Signalons, tout de même, une perte de reproductibilité relative aux mesures de température en absence de champ magnétique, quand la résistance est positionnée à $z=+110$ mm ($BdB/dz < 0$) et à $z=-110$ mm ($BdB/dz > 0$). Pour toutes les mesures, le décalage relatif ne dépasse pas 5% sauf pour $T_{mzg}=637$ K où il est de 14,5% enregistrée par TC1. Les mesures et les calculs de température sont qualitativement en bon accord. Ils présentent des évolutions similaires du même phénomène dans des mêmes gammes de BdB/dz avec toutefois des disparités en terme de

valeurs de température qui sont plus ou moins importantes. La différence entre les résultats expérimentaux et les résultats numériques est due en partie à l'affectation des mesures effectuées par les thermocouples, occasionnée par le rayonnement thermique fortement présent et en partie à la modélisation numérique qui considère une géométrie compacte de la résistance alors qu'en réalité elle ne l'est pas (spires jointes), il en résulte une différence dans la distribution de la chaleur surfacique dégagée par la résistance. Pour toutes les valeurs de T_{mz0} , à $BdB/dz = 0$, la température dans l'air est d'allure monotone : plus élevée en haut qu'en bas. La figure 3.6 (a-d) montre que la température dans l'air augmente au fur et mesure que BdB/dz augmente tout en conservant la même allure initiale. A l'approche d'une certaine valeur de BdB/dz , désignée par BdB/dz_c (voir tableau 3.1), dont la valeur varie avec T_{mz0} , la température dans l'air atteint son maximum avec un changement d'allure qui devient non monotone en comportant un à deux maxima de température. Quand $BdB/dz > BdB/dz_c$, l'allure initiale de la température est complètement inversée : l'air devient plus chaud en bas qu'en haut. Ensuite, plus BdB/dz augmente, plus la température dans l'air diminue. La figure 2.7(a-d) rapporte qu'au fur et à mesure que BdB/dz augmente en valeur absolue, la température dans l'air diminue constamment en conservant la même allure initiale de $BdB/dz=0$. En effet, ces observations qui tracent l'évolution thermique dans l'air en fonction de BdB/dz peuvent être traduites, avec l'appui du calcul numérique, en évolution dynamique de l'air en fonction de BdB/dz . Nous interprétons les effets de BdB/dz sur le mouvement de l'air en fonction de G et nous suivons, sans perdre de généralité, le cas de $T_{mzg}=439$ K. Pour ce faire, nous dressons dans le tableau 3.3 l'évolution de G en fonction de différentes valeurs de BdB/dz , et la vitesse verticale maximale de l'air, v_{max} , rapportée à sa valeur à $BdB/dz=0$, v_{maxg} . Pour les mêmes valeurs de BdB/dz , nous traçons l'évolution de v/v_{maxg} le long de la résistance, figure 3.9 et nous présentons avec les mêmes échelles, les lignes de courant, figure 3.10 a), le champ de vitesse, figure 3.11 c), et pour moins de valeurs, le champ de température figure 3.12, dans tout le volume de la cavité. Pour bien visualiser le champ de température, un zoom sur la résistance est effectué, figure 3.12. L'ensemble des figures présentées interprète le résultat suivant. Pour $BdB/dz=0$, correspondant à $G=1$, le mouvement de l'air est ascendant. A $BdB/dz = 14,3$ T²/m, G est de l'ordre de 1/2. Cela implique le ralentissement du mouvement ascendant de l'air ($v_{max}=0,72v_{maxg}$), ce qui occasionne une baisse du transport de chaleur par convection vers le haut au profit du transport de chaleur par conduction dans toutes les directions. Pour $BdB/dz = 27,1$ T²/m, $G=0$. La valeur 27,1 T²/m est considérée d'un point de vue physique égale à celle de BdB/dz_c . A cette valeur, le calcul numérique prédit une allure de température similaire à celle obtenue quand $G=g=g_m=0$. Les deux allures sont axisymétriques, la

température est maximale au niveau de la mi-hauteur de la résistance. Cependant, cette allure n'est pas observée expérimentalement du fait qu'elle présente une chute de température plus rapide depuis sa valeur maximale dans une distance de moins de 10 mm de part et d'autre de la mi-hauteur de résistance. Cet effet est dû à la non homogénéité de g_m qui fait qu'à mi-hauteur de la résistance où BdB/dz est maximum et égale BdB/dz_c , g_m est maximum et sa valeur correspond à $G \cong 0$, donc le mouvement de l'air est arrêté alors que de part et d'autre, comme $BdB/dz < BdB/dz_c$ ce qui fait ($G > 0$) et donne $v_{max}/v_{maxg} = 0,25$. Quand $BdB/dz > 27,1$ T²/m, $G < 0$, l'air chaud commence à descendre le long de la résistance avec une vitesse qui augmente avec l'augmentation de BdB/dz . Pour $BdB/dz = 57,4$ T²/m, $G \cong -1/3$, ce qui inverse complètement le mouvement de l'air devenant descendant avec une v_{max} qui fait presque - v_{maxg} .

Nous comparons maintenant dans le tableau 3.4 les valeurs de BdB/dz_c , correspondantes aux différents T_{mzg} , aux valeurs du critère de similitude BdB/dz_{ca} exprimé par (3.3). Nous remarquons que les valeurs de BdB/dz_c et celles de BdB/dz_{ca} correspondantes sont en bon accord. La valeur de BdB/dz_c suit bien l'augmentation de la température de l'air comme exigé par BdB/dz_{ca} . Nous pouvons dire que la différence entre la valeur de BdB/dz_c et celle de BdB/dz_{ca} est dans la marge d'erreur commise dans les mesures expérimentales et dans les hypothèses relatives à l'estimation de α_a et de α_f .

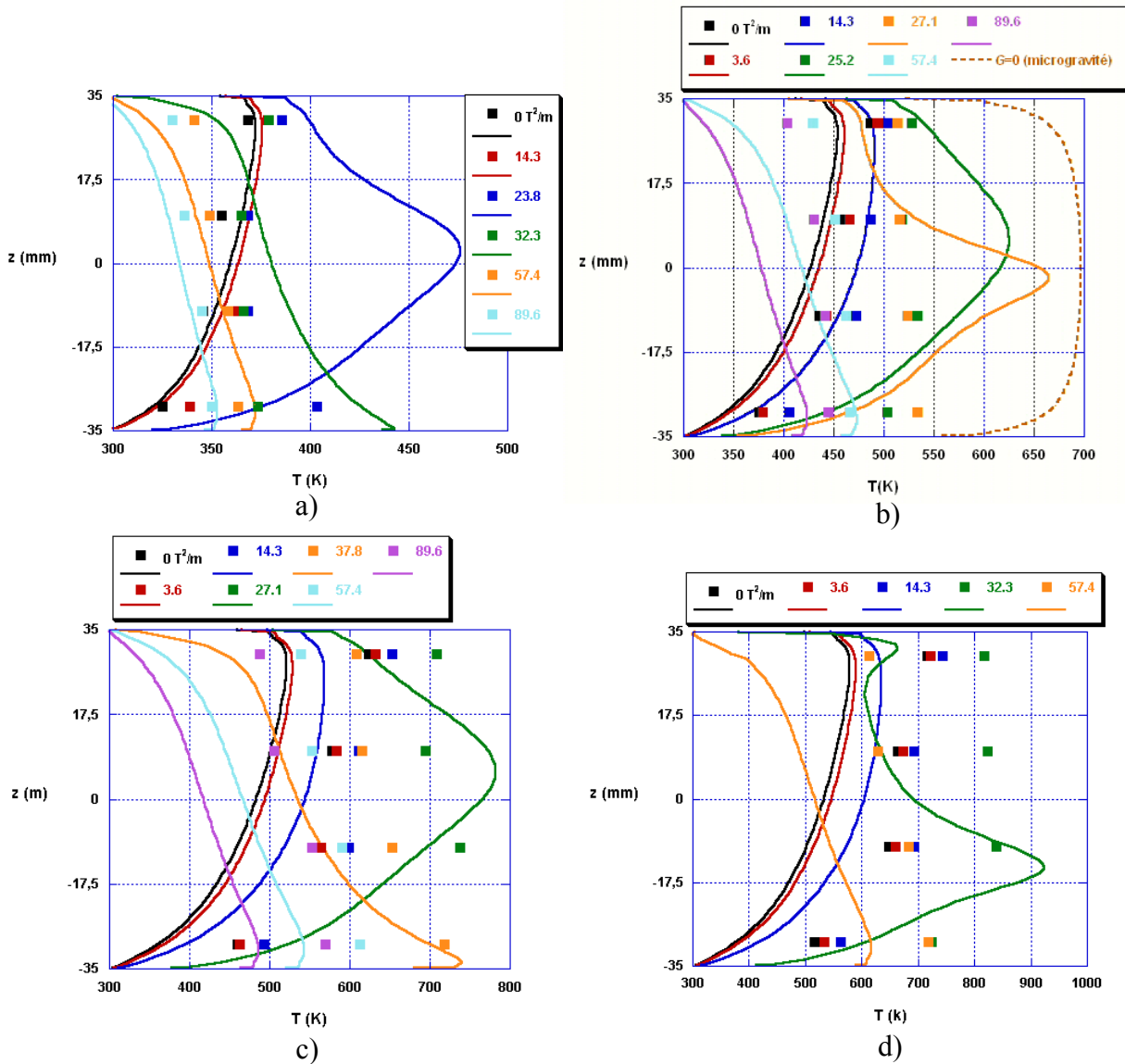


Figure 3.6 : Evolution de la température le long de la résistance pour différentes valeurs de $BdB/dz (>0)$ et pour différentes valeurs de T_{mzg} :
a) 349 K, b) 439 K, c) 556 K et d) 637 K.
Comparaison entre les mesures expérimentales (symboles) et les prédictions du calcul numériques (lignes continues).

Nous revenons au cas de $T_{mzg}=439$ K pour continuer la discussion sur l'effet de $BdB/dz < 0$ ($G > 1$) sur le mouvement de l'air autour de la résistance. Cette fois ci, plus BdB/dz augmente, plus G augmente et plus le mouvement ascendant de l'air autour la résistance est amplifié. L'évacuation de la chaleur par ce mouvement convectif augmente ce qui baisse la température dans l'air à proximité de la résistance. Pour $BdB/dz = -14,3$ T^2/m , $G \approx 1,5$ et $v_{max}/v_{maxg} = 1,18$. Ce dernier rapport de vitesse augmente d'un tiers pour $G > 3$. De même pour les autres T_{mzg} , où pour $BdB/dz = -89,6$ T^2/m , G égale, respectivement, expérimentalement et numériquement, 4,98 et 5,05 pour $T_{mzg} = 349$ K ; 4,31 et 4,78 pour $T_{mzg} = 439$ K.

Pour le cas de T_{mzg} exposé ici, sur toute la gamme de G exposée dans le tableau 3.3, de -2,78 à 4,9, le rapport v_{max}/v_{maxg} (omettant les valeurs de G proches de 0 : 0,003 et 0,085) évolue proportionnellement à $(G)^{0,35}$, voir figure 3.10. Cette tendance est similaire à celle obtenue de l'analyse des ordres de grandeur des phénomènes en compétition dans la convection thermique gravitaire : $v \propto g^{1/3}$.

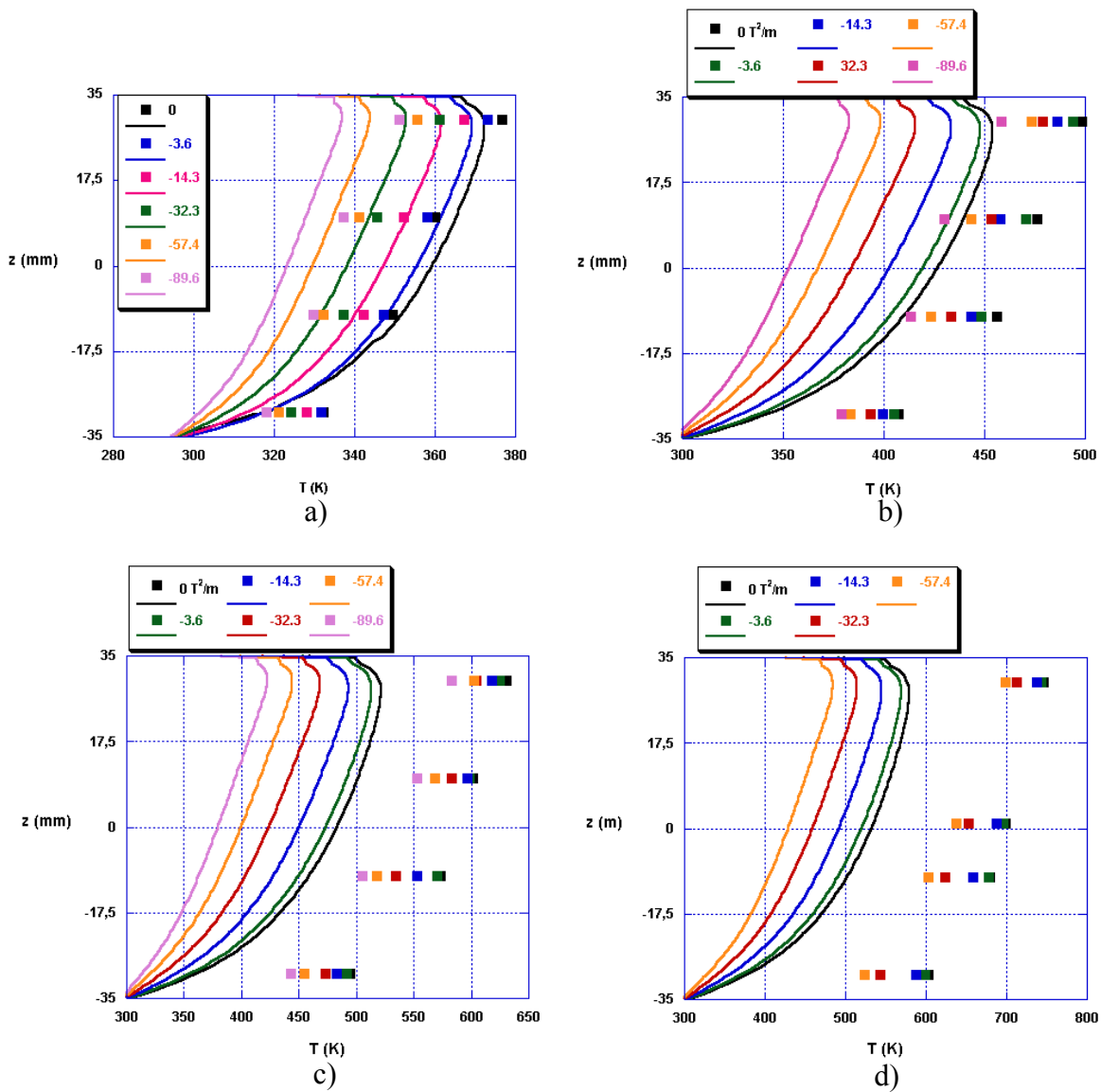


Figure 3.7 : Evolution de la température le long de la résistance pour différentes valeurs de BdB/dz (<0) et pour différentes valeurs de T_{mzg} : a) 349 K, b) 439 K, c) 556 K et d) 637 K.

Comparaison entre les mesures expérimentales (symboles) et les prédictions du calcul numériques (lignes continues).

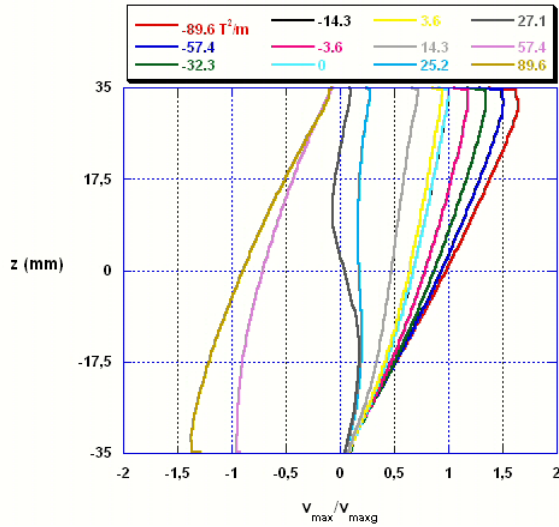


Figure 3.8 : Evolution de v/v_{maxg} le long de la résistance pour $T_{mzg}=439$ K et différentes valeurs de BdB/dz .

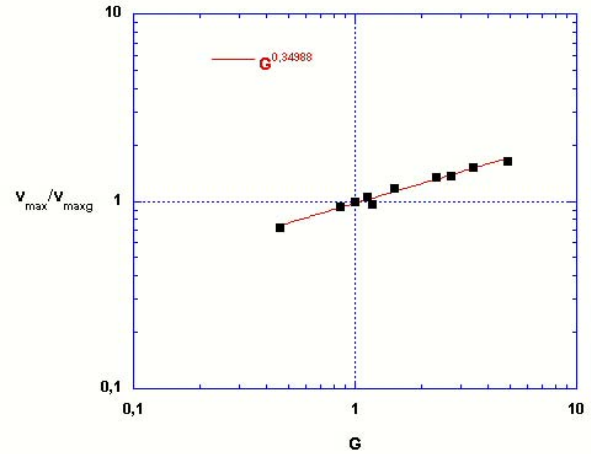


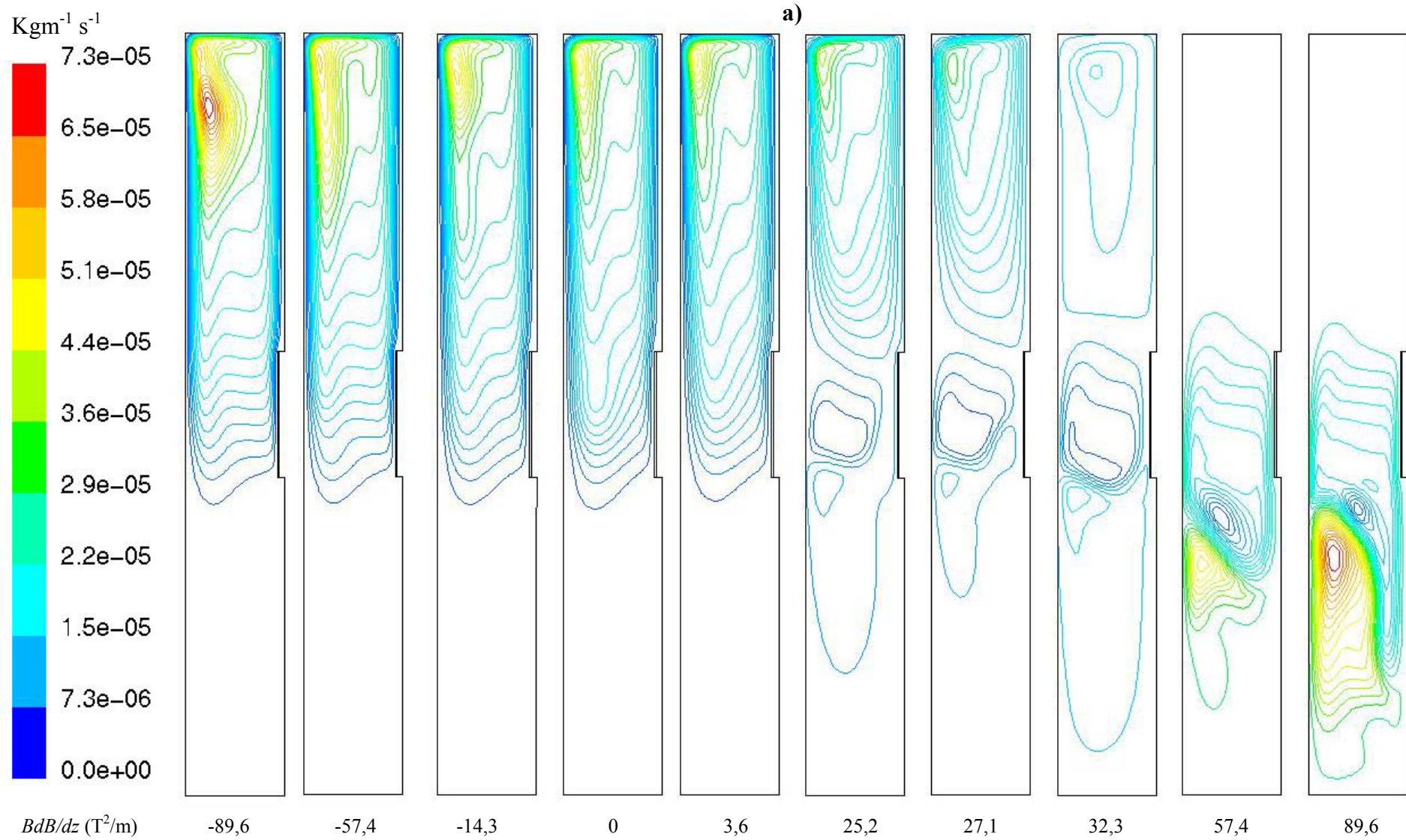
Figure 3.10 : Evolution de v_{max}/v_{maxg} en fonction de G pour $T_{mzg}=439$ K.

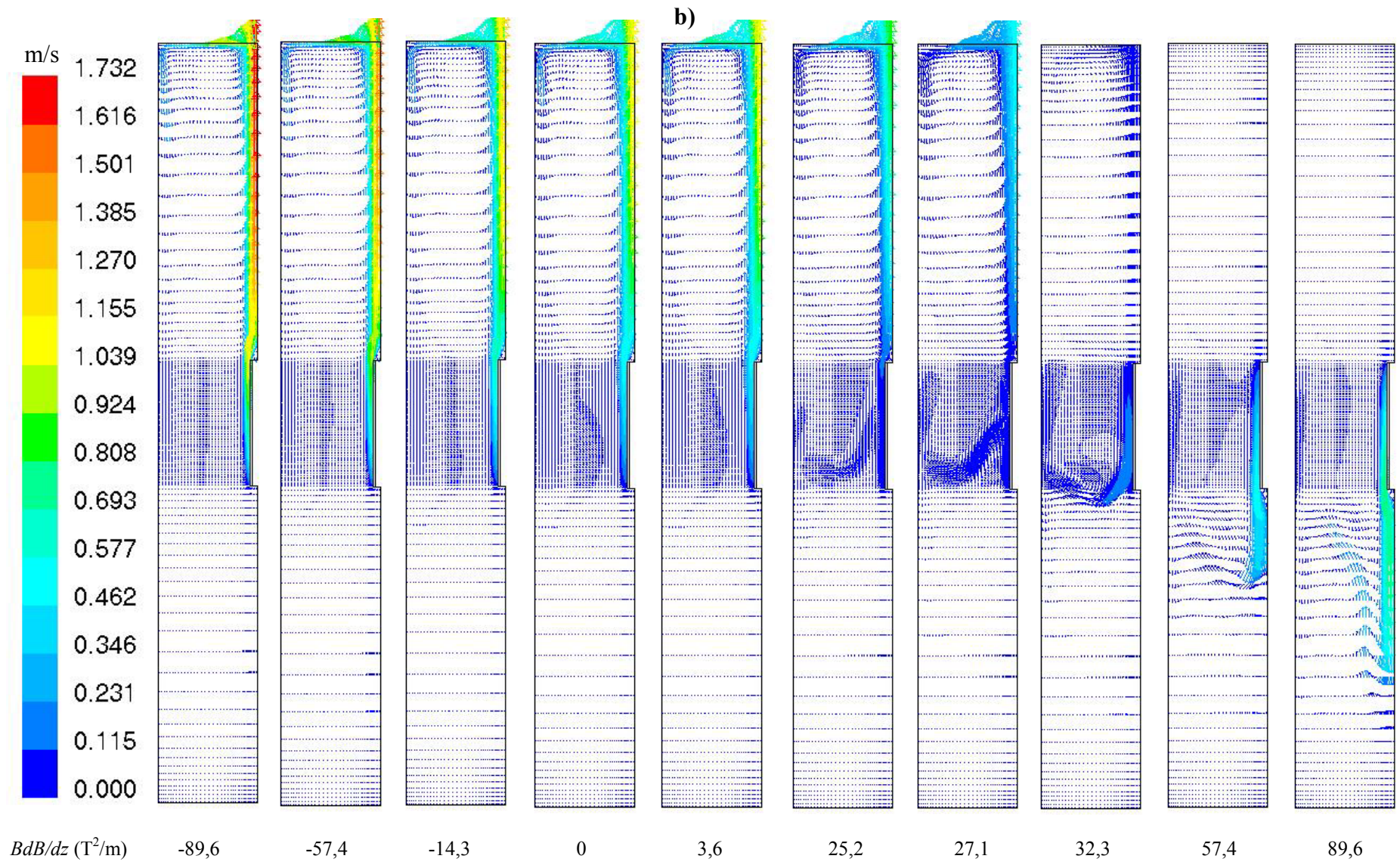
BdB/dz (T^2/m)	G		v_{max}/v_{maxg}
	Exp.	Num.	
0	1,00	1,00	1,00
3,6	0,86	0,86	0,94
14,3	0,45	0,44	0,72
25,2	0,067	0,085	0,28
27,1	-0,002	0,003	0,25
57,4	-1,24	-1,32	-0,96
89,6	-2,60	-2,78	-1,37
-3,6	1,14	1,15	1,05
-14,3	1,56	1,58	1,18
-32,3	2,27	2,36	1,35
-57,4	3,28	3,46	1,51
-89,6	4,60	4,90	1,64

Tableau 3.3 : Valeurs de G et de v_{max}/v_{maxg} pour différentes valeurs de BdB/dz , pour $T_{mzg}=439$ K

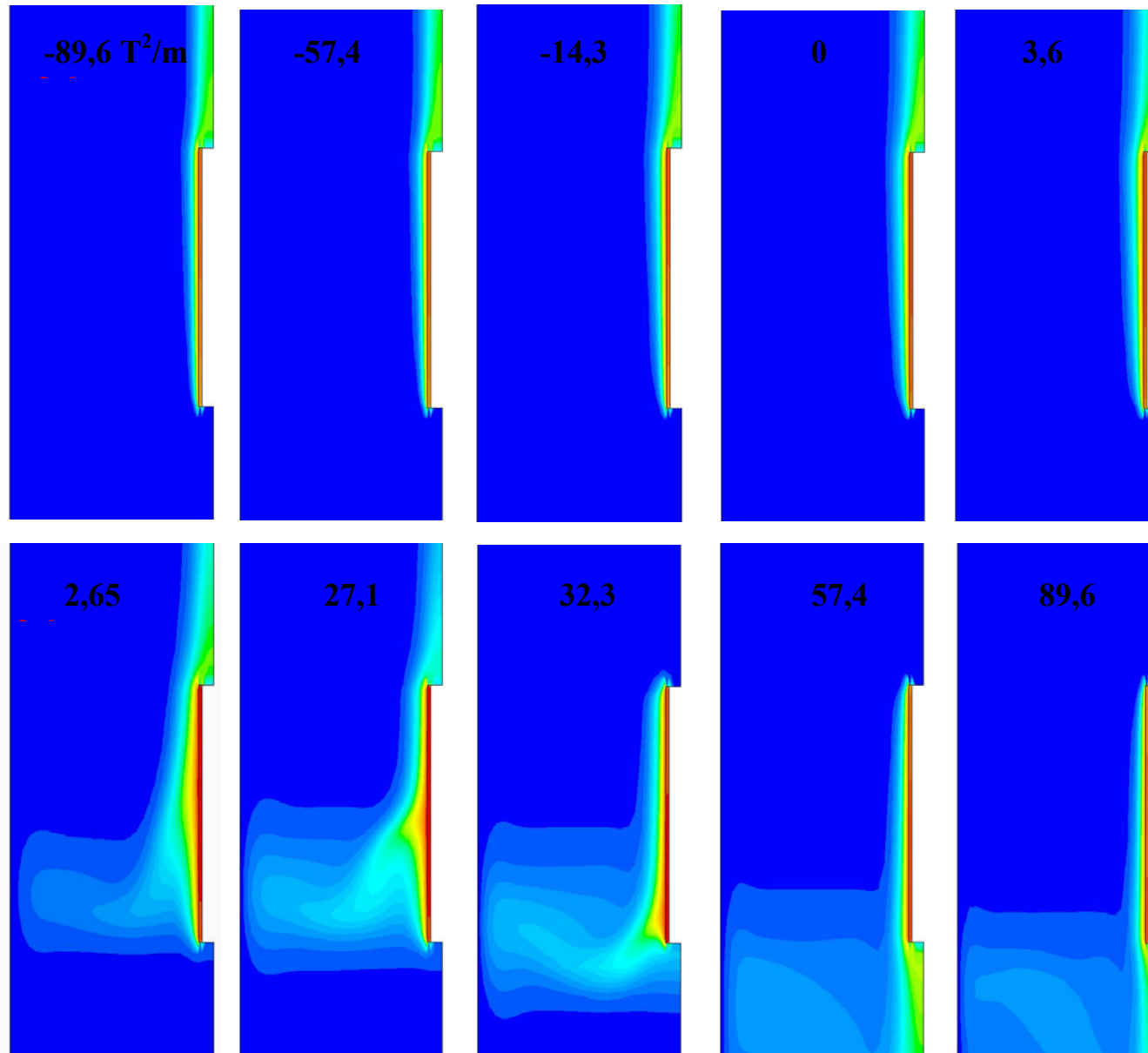
T_{mzg} (K)	BdB/dz_c (T^2/m)	α_a	BdB/dz_{ca} (T^2/m)
349	23,8	1,32	22,36
439	27,1	1,81	25,31
637	32,3	2,78	28,90

Tableau 3.4 : Comparaison des valeurs de BdB/dz_c et de BdB/dz_{ca} correspondantes aux T_{mzg}





c.2)



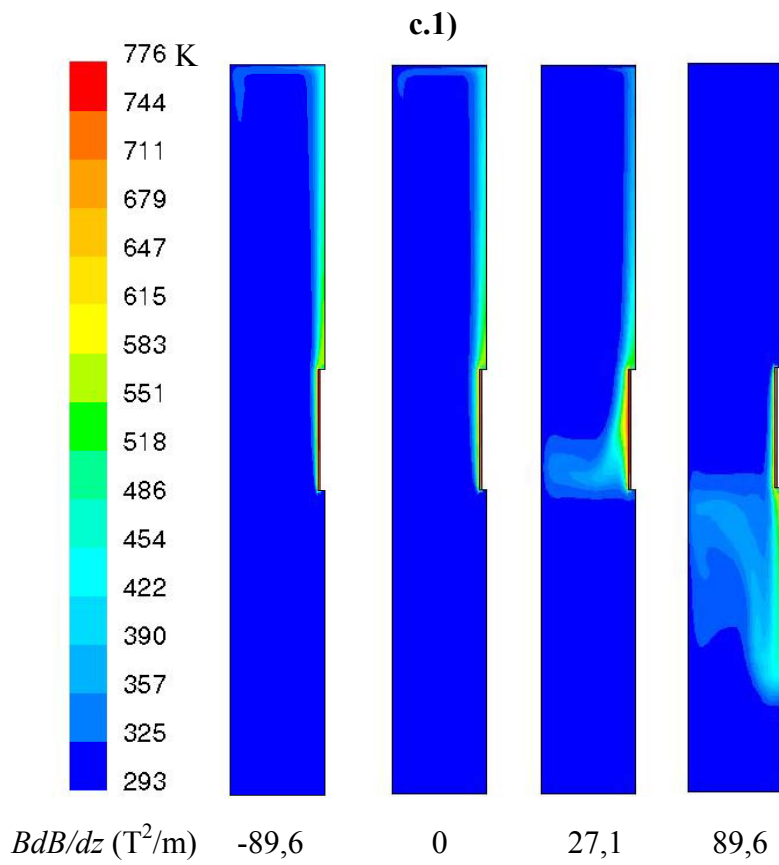


Figure 3.9 : a) Lignes de courant, b) champ de vitesse, c.1) champ de température dans tout le volume de la cavité et c.2) champ de température zoomée autour de la résistance, pour différentes valeurs de BdB/dz .

3.4 Conclusion

Dans ce chapitre nous nous sommes fixés l'objectif de bien consolider les analyses faites dans le deuxième chapitre en s'appuyant ici sur des mesures directes accompagnées par une approche numérique. La tâche de l'étude menée est de contourner la complexité de la dynamique de la flamme en ne simulant que sa composante convective dont l'étude du deuxième chapitre considère qu'elle est la source d'affectation que cause un gradient magnétique vertical aux flammes de diffusion. Donc, en présence d'un gradient magnétique vertical une source de chaleur génère dans l'air de la convection thermique magnéto-gravitaire qui induit un mouvement convectif vertical. Dans ce cadre nous avons étudié la même gamme de G que celle appliquée aux flammes dans le deuxième chapitre, $G \geq 1$, $0 < G < 1$, $G = 0$ et $G < 0$. L'analogie entre l'évolution du mouvement convectif dans la flamme et celui dans l'air en fonction de G , exige que le mouvement convectif dans l'air soit freiné à $G = 0$ pour une valeur de BdB/dz_c qui est corrélée à celle à laquelle la flamme est considérée en microgravité dans le deuxième chapitre. Les valeurs de BdB/dz_c mesurées dans cette étude d'analogie satisfont bien le critère de similitude. Ce résultat appuie fortement les fondements physiques que nous avons utilisés pour expliquer les phénomènes observés dans le deuxième chapitre. Cette étude a permis en outre de mettre en évidence qu'un gradient magnétique vertical constitue un outil original du contrôle de la convection naturelle dans un fluide aussi présent dans la nature que l'air.

Références

- [3.1] P. Gillon, Convection magnétique dans des fluides non électro-conducteurs, Congrès Français de Thermique, CFT 2000, Lyon15-17 mai, 241-247.
- [3.2] F. Khaldi, P. Gillon, Etude expérimentale et numérique de la convection thermomagnétique dans un fluide non électroconducteur, C. R. Acad. Sci. Paris, t. 329, Serie II b, (2001) 357-362.
- [3.3] F. Khaldi, P. Gillon, Etude numérique de la convection thermomagnétique dans un fluide non électroconducteur, Congrès Français de Thermique SFT 2002, Vittel 3-6 juin, 183-188.
- [3.4] F. Khaldi, P. Gillon, Experimental and numerical investigation of thermomagnetic convection in an non electroconducting fluid, 12 International Heat Transfer Conference IHTC du 18 au 23 oct 2002, Grenoble, 553-559.
- [3.5] A. Bejan, Convection heat transfer, Willy Press 1995.

Chapitre 4

Sur la similarité entre la convection magnéto-gravitaire et la convection gravitaire dans un fluide paramagnétique et non électro-conducteur confiné dans une cavité rectangulaire

Nomenclature

A_y	rapport d'aspect suivant y : D/L
A_z	rapport d'aspect suivant z : H/L
B	champ magnétique, [T]
C	constante de Curie,
D	profondeur de la cavité, [m]
G	gravité apparente adimensionnelle g^*/g ,
g	gravité terrestre, [N/Kg]
g_m	force magnétique massique, [N/kg]
g^*	gravité équivalente, [N/Kg]
H	hauteur de la cavité, [m]
k	conductivité thermique, [WK ⁻¹ m ⁻¹]
L	largeur de la cavité, [m]
Nu	nombre de Nusselt : $\frac{Q/DH}{k \Delta T/L}$
p	pression, [Pascale]
Pr	nombre de Prandtl : ν/α
Q	puissance thermique, [W]
Ra	nombre de Rayleigh : $\frac{Gg\beta_\rho \Delta TH^3}{\nu\alpha}$
T	température, [K]
T_c	température de la paroi chaude, [K]
T_f	température de la paroi froide, [K]
ΔT	$T_c - T_f$, [K]
T_m	température moyenne : $(T_c + T_f)/2$, [K]
u, v, w	vitesse adimensionnelles, horizontale, verticale et longitudinale
v_{gmax}	vitesse maximale du profil horizontal de v à $z=0$ et $y=0$ en absence du champ magnétique
v_{max}	vitesse maximale du profil horizontal de v à $z=0$ et $y=0$

Symboles grecs

α diffusivité thermique, [m²/s]

ν	viscosité cinématique, [m ² /s]
β_ρ	coefficient d'expansion thermique, [1/K]
β_χ	variation relative de la susceptibilité magnétique massique ($-\frac{1}{\chi_{mm}} \frac{\partial \chi_m}{\partial T}$), [1/K]
π	poussée magnéto-gravitaire, [N/kg]
χ	susceptibilité magnétique volumique
χ_m	susceptibilité magnétique massique, [m ³ /kg]
δ	épaisseur de la couche limite, [m]
μ_0	perméabilité du vide ($4 \times \pi \times 10^{-7}$), [Henry/m]
ν	viscosité cinématique, [m ² /s]
θ	température adimensionnelle
ρ	masse volumique, [kg/m ³]

Indices

0	valeurs au centre de la cavité
c	valeurs critiques
m	valeurs à T_m
*	équivalent

4.1 Introduction

Sur terre, les mouvements induits par la convection gravitaire sont présents et inévitables tant dans la nature que dans des situations technologiques. Dans de nombreuses situations, les effets de la convection gravitaire sont indésirables. Ils introduisent des perturbations et masquent les manifestations d'autres phénomènes physiques, empêchant leur étude et leur caractérisation. Des moyens souvent onéreux tels que les tours de chute libre, les vols paraboliques et des expériences dans l'espace sont utilisés pour réduire, voire arrêter les mouvements convectifs, permettant ainsi d'accéder, par exemple, aux effets capillaires, à améliorer la compréhension des phénomènes fondamentaux de la combustion ou encore de la croissance cristalline.

Par ailleurs, il y a des situations qui nécessitent d'améliorer la convection telle que la combustion d'une flamme de diffusion dans l'espace.

De nombreux travaux ont montré que les champs magnétiques ont la capacité de réduire et même de supprimer les mouvements convectifs dans les fluides électroconducteurs tels que les métaux liquides *via* la force de Lorentz [4.1-4.3]. Cette force est proportionnelle à la conductivité électrique du fluide et au champ magnétique appliqué. Pour les fluides non électroconducteurs, la force de Lorentz est nulle et l'interaction ne peut être que d'origine magnétique.

Le développement de la technologie des aimants supraconducteurs permet le contrôle de la convection naturelle en exploitant la dépendance en fonction de la température de la susceptibilité magnétique des fluides en présence de forts gradients de champ magnétique. Deux configurations sont bien étudiées dans la cadre de la convection gravitaire : *la cavité de Rayleigh-Bénard cylindrique et la cavité rectangulaire différenciellement chauffée*. Profitant de ce fait, la première configuration a été étudiée par Braithwaite *et al.* [4.4] dans l'entrefer d'un aimant supraconducteur vertical. Ils ont montré que le transport de chaleur par convection magnéto-gravitaire dans une solution paramagnétique ($\chi=4,25\chi$ d'air) est plus que doublé par rapport à celui induit par convection gravitaire ou encore complètement arrêté, respectivement, à partir de $BdB/dz=5$ et -5 T²/m. A la suite de cette étude, en se basant sur ces résultats, deux références, Huang *et al.*[4.5] et Qi *et al.*[4.6], ont examiné, l'une théoriquement par l'étude de la stabilité hydrodynamique et l'autre numériquement, le

mécanisme responsable de la convection magnéto-gravitaire dans la configuration de Rayleigh-Bénard cylindrique. Récemment, avec la même configuration, Maki *et al.* [4.7] ont mis en évidence l'existence de la similarité entre la convection gravitaire et la convection magnéto-gravitaire dans l'air, induite par un gradient magnétique vertical. L'évolution du nombre de Nusselt est en bon accord avec la corrélation classique de Silveston (sans champ magnétique).

Deux études expérimentales se sont intéressées à la deuxième configuration : *la cavité rectangulaire différentiellement chauffée*. Dans la première, Carruthers et Wolfe [4.8] ont observé le renversement de l'écoulement au sein de l'oxygène ($\chi=5\chi$ d'air) pour $BzdBz/dz \cong 5 \text{ T}^2/\text{m}$ délivré par un électro-aimant de 1,5 Tesla, tandis que le principale objectif de l'étude de Seybert *et al.* [4.9] est de stopper complètement le mouvement convectif dans une solution paramagnétique ($\chi=543\chi$ d'air) dans l'entrefer d'un aimant supraconducteur, réalisé à $3,6 \text{ T}^2/\text{m}$. Tagawa *et al.* [4.10] ont étudié numériquement l'effet de la direction du champ magnétique sur la convection naturelle dans l'air dans une cavité cubique. Kaneda *et al.* [4.11] ont induit magnétiquement la convection dans un cube d'air chauffé par le haut et entouré par quatre pôles d'un électroaimant de 0,9 Tesla.

D'autres études ont examiné le phénomène de la convection magnéto-gravitaire dans des fluides paramagnétiques dans différentes configurations. Ueno *et al.* [4.12] ont observé le phénomène dans un tube vertical rempli d'oxygène et refroidi en haut par de l'azote liquide. Uetake *et al.* [4.13] et [4.14] l'ont observé dans un tube rempli d'air chauffé latéralement, le tube est vertical dans la première étude et horizontal dans la deuxième. L'étude de la convection magnéto-gravitaire dans des fluides diamagnétiques n'a fait l'objet que de quelques études numériques : Qi *et al.* [4.15], Qi *et al.* [4.16] et Wang *et al.* [4.17]. La susceptibilité magnétique des fluides diamagnétiques présente une faible valeur qui ne dépend pas de la température et donc, il n'y a que la variation de la masse volumique des fluides qui est à l'origine de la poussée magnétique. D'après le calcul numérique de Qi *et al.* [4.16], il faut $BdB/dz=1180 \text{ T}^2/\text{m}$ pour arrêter l'écoulement dans une cavité remplie d'eau et chauffée par le bas. A l'heure actuelle, la valeur de $1180 \text{ T}^2/\text{m}$ ne peut pas être réalisée expérimentalement.

A l'instar de l'étude de Maki *et al.* [4.7], nous visons dans ce chapitre à mettre en évidence la similarité qui existe entre la convection magnéto-gravitaire induite par un gradient magnétique quasi-vertical et la convection gravitaire dans un fluide paramagnétique confiné dans une cavité rectangulaire différentiellement chauffée. C'est une étude à double aspect,

expérimental et numérique qui prend en considération le caractère tridimensionnel du gradient magnétique. La partie expérimentale a été réalisée par J.NouDEM [4.18] dans le cadre de sa thèse de doctorat au laboratoire EPM. Nous présentons ici le modèle qui gère le problème et la résolution numérique permettant d'expliquer les résultats expérimentaux. Une comparaison des évolutions du transport de chaleur par convection avec champ magnétique, issues de la présente étude et avec celles sans champ magnétique issues d'autres études, est présentée et commentée.

Le travail présenté dans ce chapitre a fait l'objet des articles F. Khaldi *et al.* [4.19-4.20].

Le principe de la convection magnéto-gravitaire ainsi que ses notions de base et définitions sont rapportées dans *la section 2.3*.

4.2 Procédure expérimentale

L'étude expérimentale s'est intéressée à la caractérisation du transport de chaleur par convection magnéto-gravitaire dans la cavité quand $BdB/dz > 0$ ($G < 1$). Le dispositif expérimental est représenté *figure 4.1* : il est constitué d'une cavité de dimensions : $L=8\text{mm}$, $D=30\text{mm}$ et $H=30\text{mm}$. Le fluide paramagnétique est une solution aqueuse de nitrate de gadolinium ($\text{Gd}(\text{NO}_3)_3 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$) de concentration 433 kg/m^3 . Cette concentration assure à température ambiante de 293 K , une susceptibilité magnétique massique $\chi_m = 1,63 \times 10^{-7} \text{ m}^3/\text{kg}$ et une conductivité thermique $k=0.55 \text{ W/mK}$. Les deux parois actives de la cavité sont conçues en cuivre tandis que les autres parois supposées adiabatiques sont en plexiglas. L'une des plaques refroidie à l'eau est maintenue à une température constante de 293 K , tandis que l'autre est chauffée grâce à une résistance électrique en fil de constantan. Un thermocouple cuivre-constantan soudé permet de mesurer le gradient de température entre les deux plaques. L'ensemble est thermiquement isolé par du polystyrène expansé. A chaque puissance de chauffage Q le gradient thermique ΔT résultant entre les deux plaques de cuivre est mesuré, permettant d'en déduire la valeur du nombre de Nusselt défini comme suit :

$$Nu = \frac{Q/DH}{k \Delta T/L} \quad (4.1)$$

Les expériences sont menées dans l'entrefer d'un aimant supraconducteur, voir *section 1.2*. La cavité est disposée verticalement sur l'axe de l'entrefer avec le centre de la cavité placé à $z=-$

110 mm. La variation de Nu est mesurée en fonction de BdB/dz pour quatre valeurs de ΔT : 5, 10, 15 et 20K.

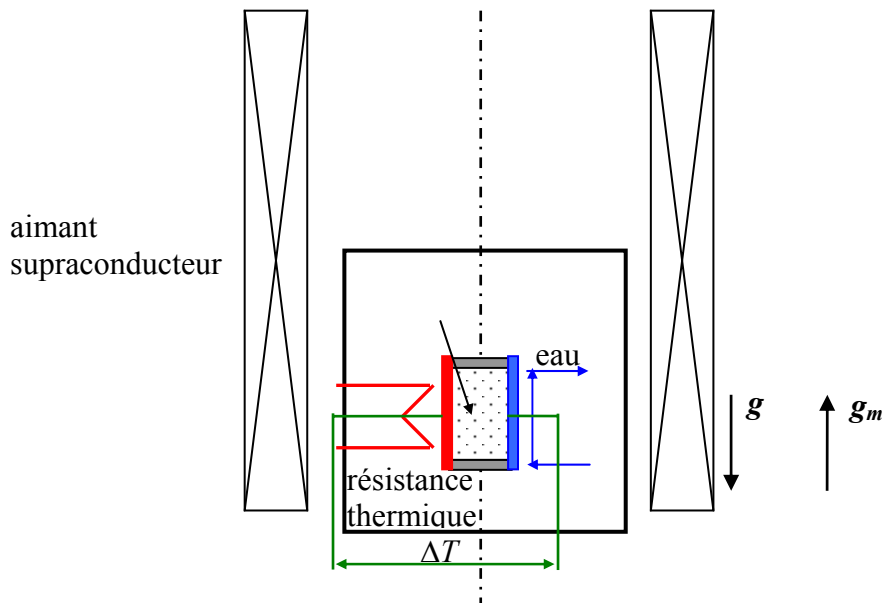


Figure 4.1 : Dispositif expérimental

4.3 Modélisation numérique

En plus du cas examiné expérimentalement, l'étude numérique analyse le cas où g_m est parallèle à g ($G > 1$).

La cavité représentée *figure 4.2* est de mêmes rapports d'aspects vertical et d'envergure, $A_z = H/L$ et $A_y = D/L = 3,75$. Les deux parois actives de la cavité selon x sont soumises aux températures T_c , température chaude et T_f , température froide au niveau des parois de gauche et de droite, respectivement. Toutes les autres parois sont considérées adiabatiques. Les propriétés thermophysiques de la solution liquide sont supposées égales à celles de l'eau et prises à la température $T_m = (T_c + T_f)/2$. Les hypothèses du calcul sont que l'écoulement est stationnaire, laminaire, incompressible et Newtonien. L'approximation de Boussinesq est supposée valide.

Dans le volume de la cavité, la composante radiale $\partial B^2 / \partial r$ du vecteur ∇B^2 , se projette en deux composantes, transversale, $\partial B^2 / \partial x$, et longitudinale, $\partial B^2 / \partial y$. Ces dernières sont relativement faibles par rapport à la composante verticale, $\partial B^2 / \partial z$. En conséquence, la force magnétique, verticale sur l'axe, est tridimensionnelle aux extrémités de la cavité avec toutefois une dominance de sa composante verticale. Dans *la figure 4.4* sont tracés les profils

verticaux de $|\partial B^2/\partial z|$ et de $\partial B^2/\partial r$ rapportés à $|2BdB/dz_0|$ qui représente la valeur de $|\nabla B^2|$ au centre de la cavité. Nous remarquons que les deux profils de $|\partial B^2/\partial z|$ le long de l'axe de l'aimant et le long des deux parois verticales isothermes, se confondent et présentent une

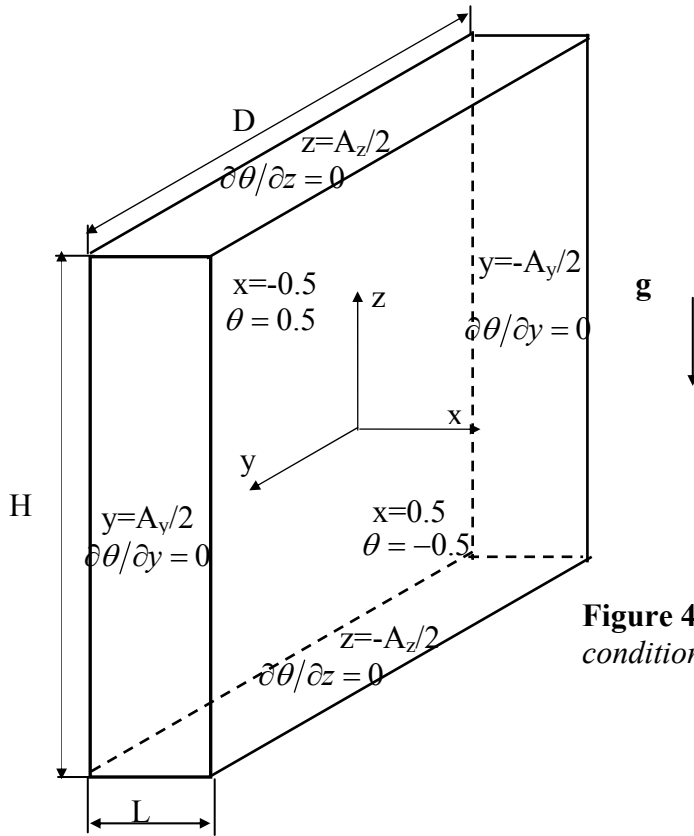


Figure 4.2 : Géométrie de la cavité et conditions aux limites adimensionnelles

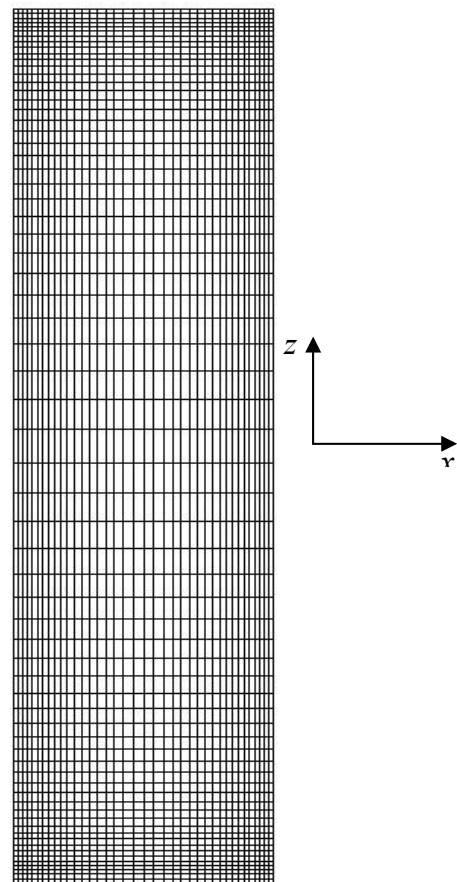


Figure 4.3 : Maillage dans le plan (x,z) .

homogénéité verticale de 5%. Par contre le long des deux parois verticales adiabatiques $|\partial B^2/\partial z|$ est plus élevé, au maximum de 1,5 % à mi-hauteur de la cavité par rapport à $|2BdB/dz_0|$ et son profil présente une homogénéité verticale de 5%. La valeur de $\partial B^2/\partial r$ atteint son maximum le long des deux parois verticales adiabatiques et ne dépasse pas 12% de $|2BdB/dz_0|$. La figure 4.5 présente les isovaleurs rapportées à $|2BdB/dz_0|$, des trois composantes, $\partial B^2/\partial x$, $\partial B^2/\partial y$ et $|\partial B^2/\partial z|$ dans le plan (x,y) au niveau de la paroi horizontale supérieure, à mi-hauteur de la cavité et de la paroi horizontale inférieure. De ce que vient d'être dit, il est commode d'exprimer les composantes transversale, longitudinale et verticale de la force magnétique massique, respectivement : $\alpha_x g_m$, $\alpha_y g_m$, g_m , avec :

$$\alpha_x = \frac{\partial B^2/\partial x}{|\partial B^2/\partial z|}, \quad \alpha_y = \frac{\partial B^2/\partial y}{|\partial B^2/\partial z|} \quad \text{et} \quad g_m = \frac{1}{2} \frac{\chi_{mm}}{\mu_0} \partial B^2/\partial z.$$

La distribution de la force magnétique étant tridimensionnelle, nous avons choisi de développer une étude numérique 3D.

Pour effectuer l'adimensionnalisation, la force magnétique au centre de la cavité :

$$g_{m0} = \frac{\chi_{mm}}{\mu_0} BdB/dz_0 \quad (4.2)$$

est prise comme référence de force magnétique ainsi que la largeur L de la cavité comme une longueur de référence pour les coordonnées spatiales. Les références de vitesse, de pression, de température et de différence de température sont définies comme α/L , $\rho\alpha^2/L^2$, T_m et ΔT , respectivement. Aussi, nous avons

$$\alpha_{x0} = \frac{\partial B^2/\partial x(x=0.5, y=0, z=0)}{|2BdB/dz_0|} \quad \text{et} \quad \alpha_{y0} = \frac{\partial B^2/\partial y(x=0, y=0.5, z=0)}{|2BdB/dz_0|}.$$

En raison de α_{x0} et $\alpha_{y0} \ll 1$, le transport de chaleur dans la cavité se fait principalement par la poussée magnéto-gravitaire :

$$\boldsymbol{\pi} = \rho_m \beta_\rho \mathbf{g} + \rho_m (\beta_\rho + \beta_\chi) \mathbf{g}_{m0}. \quad (4.3)$$

Conformément aux expressions (2.10) (2.11) et (2.14) du chapitre 2 :

$$g^* = g \left(1 + \frac{(\beta_\rho + \beta_\chi) \mathbf{g}_m}{\beta_\rho \mathbf{g}} \right), \quad (4.4)$$

$$G = \left(1 + \frac{(\beta_\rho + \beta_\chi) \mathbf{g}_m}{\beta_\rho \mathbf{g}} \right), \quad (4.5)$$

$$BdB / dz_c = \frac{\beta_\rho}{(\beta_\rho + \beta_\chi)} \frac{\mu_0}{\chi_m(T)} g. \quad (4.6)$$

Le nombre de Rayleigh est défini comme ceci

$$Ra = \frac{Gg\beta_\rho \Delta TH^3}{\nu\alpha}. \quad (4.7)$$

Finalement, l'écoulement dans la cavité est gouverné par les lois de conservation de masse, de quantité de mouvement et d'énergie. Ces équations écrites sous forme adimensionnelle sont les suivantes :

$$\left. \begin{aligned} & \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0, \\ & u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{\partial p}{\partial x} + \text{Pr} \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right) + \alpha_{x0} \frac{G-1}{G} Ra \text{Pr} \theta, \\ & u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} = -\frac{\partial p}{\partial y} + \text{Pr} \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \right) + \alpha_{y0} \frac{G-1}{G} Ra \text{Pr} \theta, \\ & u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial z} = -\frac{\partial p}{\partial z} + \text{Pr} \left(\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \right) + Ra \text{Pr} \theta, \\ & \text{et} \\ & u \frac{\partial \theta}{\partial x} + v \frac{\partial \theta}{\partial y} + w \frac{\partial \theta}{\partial z} = \frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial z^2}. \end{aligned} \right\} \quad (4.8)$$

Les symboles u , v et w désignent les vitesses adimensionnelles transversale, longitudinale et verticale. La température adimensionnelle est désignée par θ . La résolution numérique de ces équations est réalisée à l'aide du code Fluent avec l'algorithme SIMPLEC. Des schémas de deuxième ordre sont utilisés pour discrétiser les termes de diffusion et de convection.

Après des tests sur différents maillages, le maillage adopté comporte $38 \times 30 \times 67$ mailles suivant x , y et z , respectivement. Ce maillage est non uniforme dans le plan (x, z) , *figure 4.3*. Pour Ra supérieur à 10^3 , trois mailles sont incluses dans la couche limite au niveau des parois. L'épaisseur de cette couche limite est calculée par la formule $\delta = 1,8Ra^{-0,24}A_z^{0,25}L$, donnée par Gill [4.21]. Le taux d'expansion du maillage est de 1,05. Le maillage est uniforme suivant la direction y . Nous avons gardé un maillage assez fin même lorsque le nombre de Ra est inférieur à 10^3 . Cette contrainte est imposée par la nécessité d'assurer l'irrotationalité numérique de ∇B^2 . *Le tableau 4.1* donne la gamme des valeurs de Ra examinées dans notre étude de 0 jusqu'à $7,6 \times 10^5$.

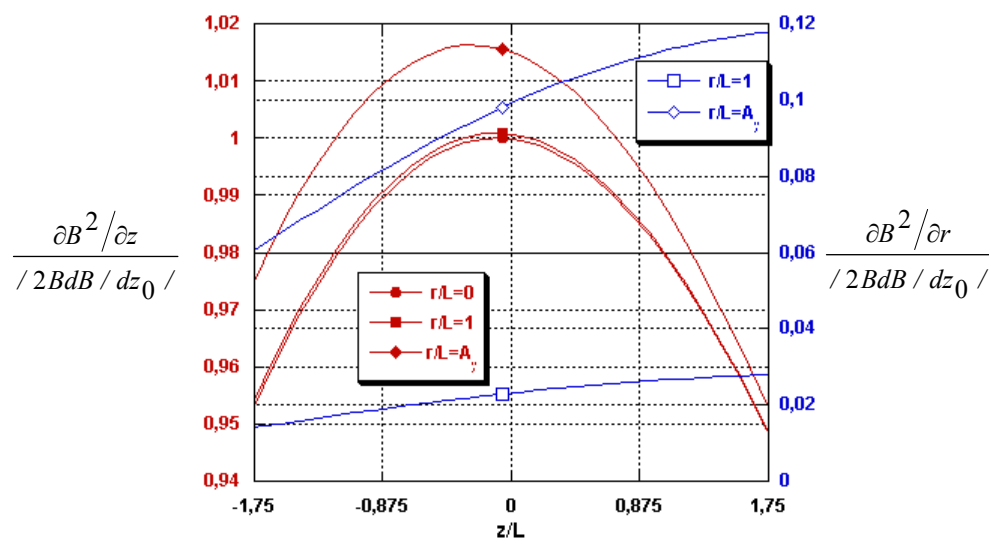


Figure 4.4 : Profils verticaux de $\partial B^2 / \partial z$ et $\partial B^2 / \partial r$, symboles fermés et ouverts, respectivement, rapportés à $2BdB/dz_0$, pour différentes valeurs de r .

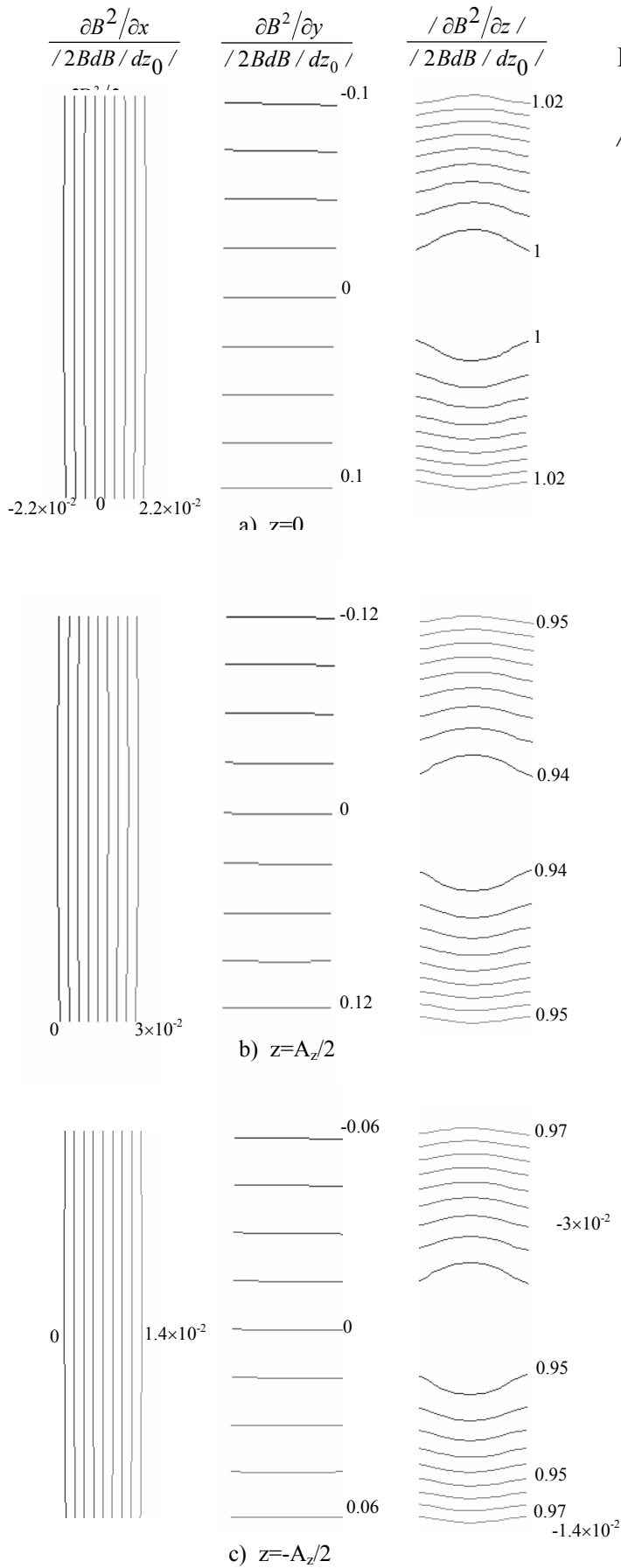


Figure 4.5 : Iso-valeurs de $\partial B^2/\partial x$, $\partial B^2/\partial y$ et $\partial B^2/\partial z$, rapportées à $2BdB/dz_0$ à :
 a) $z=0$, b) $z=A_z/2$ et c) $z=-A_z/2$

4.4 Résultats et discussion

a) $BdB/dz_0 = 0$ ($G=1$)

McBain [4.22] a montré que pour une cavité rectangulaire de $A_y \geq 1,8$, l'influence dynamique des parois verticales d'envergure sur l'écoulement pouvait être négligeable. Dans l'étude expérimentale, nous avons supposé ces deux parois parfaitement isolées, or la réalisation pratique est extrêmement difficile du fait du rapport très faible des conductivités thermiques entre solution et parois de plexiglas (~ 3). Afin de caractériser les conditions imposées tant au niveau expérimental que numérique, nous nous sommes basés sur la corrélation de Catton [4.23] qui propose d'estimer la valeur de Nu selon :

$$Nu = 0.22 A_z^{-0.25} \left(\frac{Pr}{0.2 + Pr} Ra \right)^{0.28}. \quad (4.9)$$

La comparaison en l'absence de champ magnétique des trois Nu expérimental, numérique et celui issue de la corrélation de Catton, est présentée dans la figure 4.6 pour différentes valeurs de Ra (donc de ΔT). Les valeurs obtenues par la simulation numérique sont très proches des valeurs théoriques pour toute la gamme de Ra étudiée ; ce qui permet une première validation du modèle numérique. Par contre, les valeurs expérimentales présentent un écart avec la théorie d'autant plus important que Ra est élevé. L'explication réside dans le fait que plus ΔT est élevé, plus la différence entre la température moyenne dans la cavité et la température du milieu ambiant augmente démontrant une isolation thermique imparfaite des parois latérales qui se traduit par une augmentation des pertes de chaleur avec l'augmentation de ΔT . L'écart relatif est de 0,4 % pour $\Delta T=5$ K et atteint 15 % pour $\Delta T=20$ K.

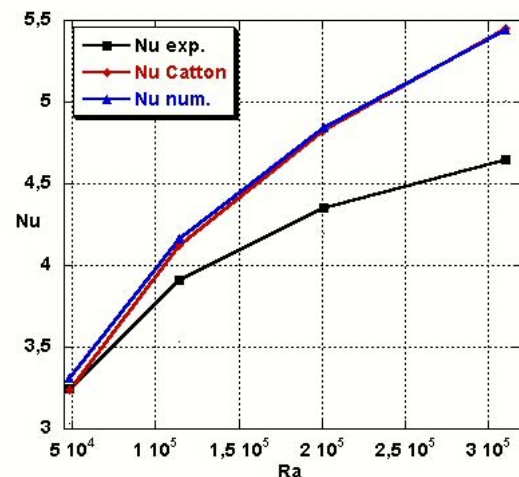


Figure 4.6 : Evolution de Nu en fonction de Ra . Comparaison entre les résultats expérimentaux (■) empiriques issus de la corrélation de Catton (◆) et numérique (▲), en absence de champ magnétique.

b) $BdB/dz_0 > 0$ ($G < 1$)

La figure 4.7 présente les évolutions expérimentale et numérique de Nu en fonction de BdB/dz_0 pour $\Delta T = 5$ K et $\Delta T = 10$ K. Nous en déduisons que la convection dans la cavité présente deux régimes en fonction de BdB/dz_0 . Dans le premier régime la convection s'atténue au fur et à mesure que BdB/dz_0 augmente (G diminue), cela se traduit par la diminution de Nu depuis sa valeur initiale où $BdB/dz_0 = 0$ ($G = 1$). La convection est régit par la poussée thermogravitaire qui perd de sa dominance au profit de la poussée thermomagnétique dont la valeur est de plus en plus élevée.

La transition au deuxième régime est marquée par une valeur minimum Nu pour les deux valeurs de ΔT . La poussée thermomagnétique atteint la valeur qui lui permet de freiner au maximum la convection dans la cavité. Dans l'étude expérimentale voir tableau 4.2, cette valeur critique notée BdB/dz_{0c} est constante et égale à $5,5 T^2/m$ ($G = 0,0103$) pour toutes les valeurs de ΔT . La même valeur de $5,5 T^2/m$ ($G = 0,0103$) pour BdB/dz_{0c} est déterminée numériquement pour $\Delta T = 5$ K mais varie quand ΔT augmente. Conformément à la relation (4,6) qui prédit que la valeur de BdB/dz_{0c} nécessaire pour bloquer la convection dans la cavité dépend de la température, la figure (4.8) montre que $BdB/dz_{0c} \propto T^2$, où BdB/dz_{0c} estimé numériquement est reporté pour différentes valeurs de ΔT . Ces valeurs sont assez proches de celles prédites théoriquement, tableau 4.1 (cellules ombrées). Expérimentalement, la valeur de Nu n'atteint pas l'unité, la valeur attendue théoriquement, correspondant à l'arrêt complet de la convection. La convection n'est pas arrêtée complètement en raison de la non-homogénéité de BdB/dz dans le volume de la cavité. En conséquence la convection n'est que partiellement arrêtée et par zone. La valeur de BdB/dz_{0c} déterminée expérimentalement semble indépendante de la température pour deux raisons : la première est que le pas de variation de BdB/dz_0 n'est pas assez fin pour accéder à la valeur exacte de BdB/dz_{0c} ainsi que tout éventuel changement avec la température et la deuxième raison est une conséquence de l'isolation imparfaite des parois de la cavité supposées adiabatiques qui fait que la valeur réelle de T_m est moindre que $(T_c + T_f)/2$. Comme BdB/dz_{0c} est proportionnel à T_m^2 , la valeur déterminée expérimentalement est sous-estimée par rapport à la valeur théorique. L'écart entre les deux valeurs augmente avec ΔT . L'étude numérique ne souffrant pas de ces deux lacunes, la prédiction de la variation de BdB/dz_{0c} avec ΔT est proche de celle prédite théoriquement.

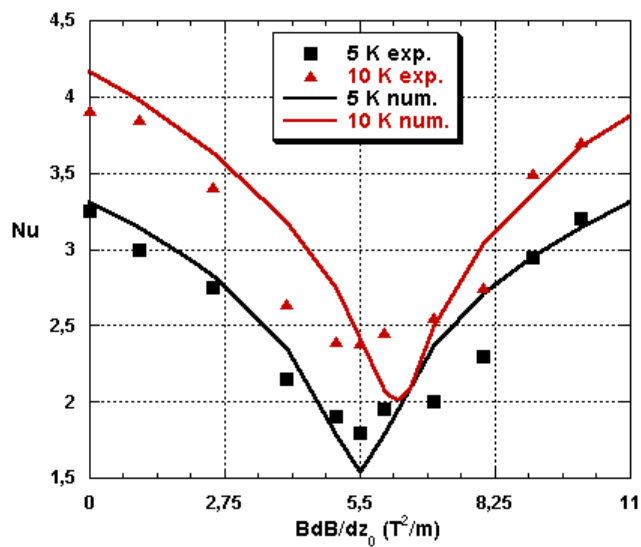


Figure 4.7 : Evolution de Nu en fonction de BdB/dz_0 , pour $\Delta T=5K$ et $\Delta T=10$. Comparaisons entre les résultats expérimentaux (symboles fermés) et numériques (lignes).

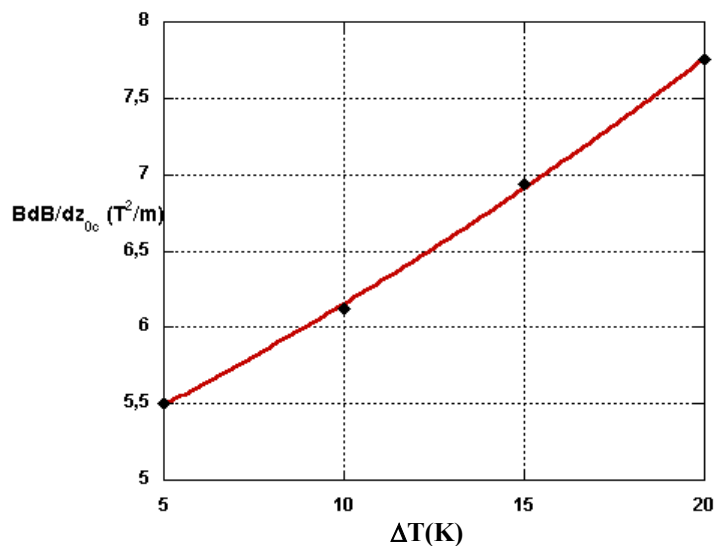


Figure 4.8 : Valeurs de BdB/dz_{0c} (\blacklozenge) estimées par simulation numérique, lissées par un polynôme de 2^{ème} degré, en fonction de ΔT .

Le deuxième régime commence quand BdB/dz_0 dépasse $BdB/dz_{0c}(G<0)$. Nu augmente à nouveau avec l'augmentation de BdB/dz_0 témoignant de la renaissance de la convection, de dominance thermomagnétique cette fois et qui s'intensifie avec l'augmentation de BdB/dz_0 .

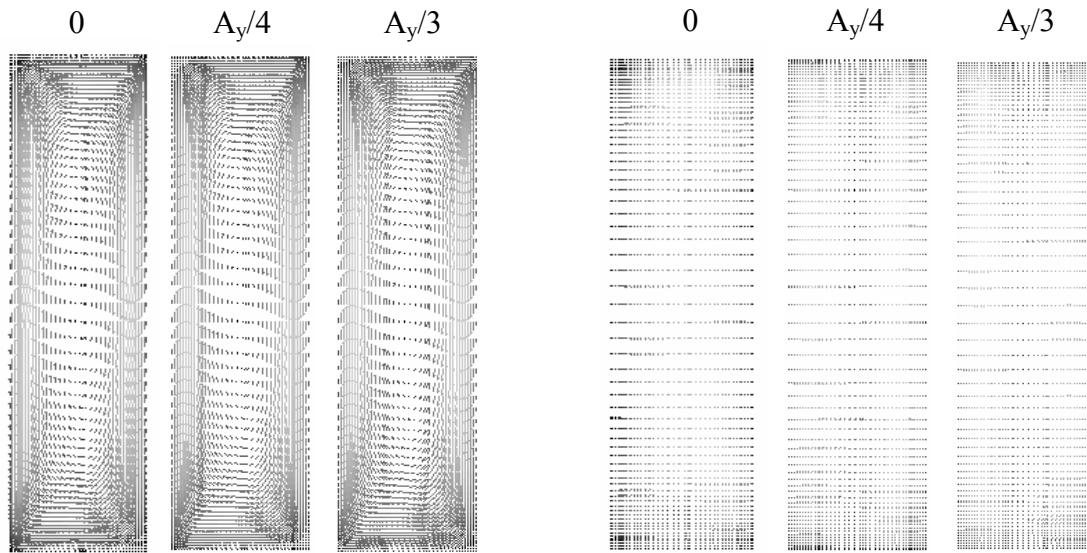
La figure 4.9 présente le champ de vitesse calculé pour $\Delta T=5K$ à trois sections transversales, $y=0$, $y=A_y/4$ et $y=A_y/3$. A $g_m=0$ qui sert de cas de référence, les trois sections présentent un écoulement identique (révélant un comportement 2D) et une vitesse maximale montante le long de la paroi chaude et descendante le long de la froide ($w_{max}=1,82$ mm/s). L'écoulement évolue en fonction de BdB/dz_0 . On observe un amortissement de l'écoulement à $BdB/dz_0=4$ T²/m ($G=0,2655$), ($w_{max}=0,97$ mm/s). A $5,5$ T²/m ($G=0,0103$), dans la partie centrale de la cavité le fluide est au repos mais des mouvements sont décelés dans les parties supérieures et inférieures avec des vitesses très faibles ($w_{max}=0,32$ mm/s). L'écoulement est complètement renversé pour $BdB/dz_0=11$ T²/m ($G=-1,018$), il est ascendant au niveau de la paroi froide et descendant au niveau de la paroi chaude ($w_{max}=-1,9$ mm/s). La figure 4.10 présente pour $\Delta T=5$ K, les évolutions des profils horizontaux à mi-hauteur de la cavité et aux différentes profondeurs, de w/w_{maxg} pour différentes valeurs de BdB/dz_0 . En absence du champ magnétique, l'écoulement est parfaitement bidimensionnel (cas a)), les profils à $y=0$, $y=A_y/4$ et $y=A_y/3$ se confondent et présentent une allure symétrique. A $BdB/dz_0=5,5$ T²/m ($G=0,0103$) (cas b)), le profil de vitesse vertical présente un écoulement renversé de vitesse très faible (<4% de w_{maxg} : vitesse maximale du profil horizontal de w à $z=0$ et $y=0$ pour $G=1$). On note également la perte du caractère bidimensionnel, le profil de vitesse diffère selon la profondeur y et devient non symétrique. A $BdB/dz_0=11$ T²/m ($G=-1,018$) (cas c)), on retrouve l'allure d'un écoulement renversé avec des profils de vitesse presque similaires au cas de référence avec un léger décalage de la caractéristique de symétrie.

La figure 4.11 présente les isothermes correspondant aux mêmes conditions : ΔT , sections transversales, y et BdB/dz_0 . Le profil horizontal de la température adimensionnelle à mi-hauteur et mi-profondeur de la cavité est présenté, figure 4.12. La tendance globale du transfert de chaleur dans la cavité montrée par l'évolution de Nu en fonction de BdB/dz_0 est confirmée. Les lignes d'isothermes se déforment en fonction de BdB/dz_0 et s'inclinent de plus en plus dans tout le volume de la cavité. Les couches limites le long des deux parois s'épaississent et à $BdB/dz_0=5,5$ T²/m ($G=0,0103$), elles se rejoignent au centre de la cavité, le gradient horizontal de température crée tout au long de la transversale de la cavité assure le passage de chaleur entre les parois chaude et froide par le mécanisme de conduction. A 11 T²/m ($G=-1,018$), les lignes d'isothermes se resserrent aux niveaux des parois verticales, et

montrent une configuration inversée comparable à celle de $G=1$: la convection reprend le contrôle du transfert de chaleur dans la cavité. Les profils de température, voir figure 4.12, sont significatifs du mode de transport de la chaleur : diffusif pour $BdB/dz_0=5,5 \text{ T}^2/\text{m}$ ($G=0,0103$), et convectif pour les autres valeurs. Les profils pour $BdB/dz_0=0 \text{ T}^2/\text{m}$ ($G=1$) et $BdB/dz_0=11 \text{ T}^2/\text{m}$ ($G=-1,018$) sont confondus : ils correspondent au même nombre de Ra , l'un pour la convection thermogravitaire seule ($G=0$), le second où la poussée thermomagnétique est double de la poussée thermogravitaire ($G=-1$). Le transport de chaleur est le même et ne dépend pas du sens de l'écoulement. Cela se traduit, en fonction de BdB/dz_0 , par une symétrie paire de l'évolution de Nu par rapport à BdB/dz_{0c} ($G=1$).

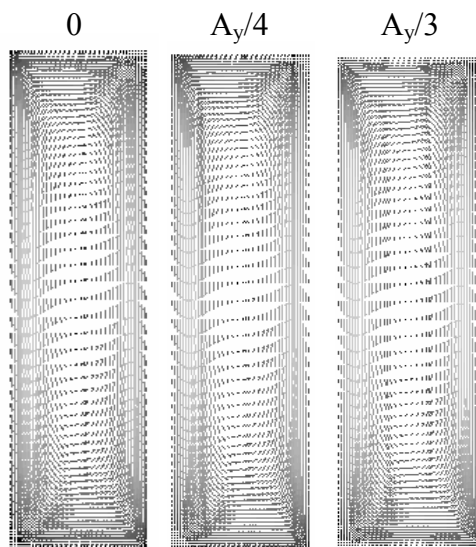
BdB/dz_0 (T^2/m)		$\Delta T(\text{K})$			
		5	10	15	20
0		4,82	11,4	20,1	31,0
+	4,00	1,28	4,00	8,40	14,7
-		8,36	18,9	31,8	47,3
+	5,45	0	1,31	4,16	8,80
-		9,64	21,6	36,0	53,2
+	5,50	0,05	1,20	4,00	86,0
-		9,68	21,6	36,2	53,4
+	6,00	4,02	2,88	2,55	6,53
-		1,01	22,6	37,6	55,5
+	6,15	4,20	0	2,11	5,92
-		10,2	22,8	38,7	56,1
+	6,87	1,26	1,33	0	3,00
-		10,9	24,2	20,1	59,0
+	7,60	1,90	2,68	2,12	0
-		11,5	25,6	42,3	31,0
+	8,00	2,26	3,43	3,29	1,70
-		12,0	26,3	43,5	63,7
+	11,0	4,91	9,00	12,1	13,9
-		14,5	31,9	52,2	75,9

Tableau 4.1 : Valeurs de Ra en terme de BdB/dz_0 pour les quatre valeurs de ΔT .



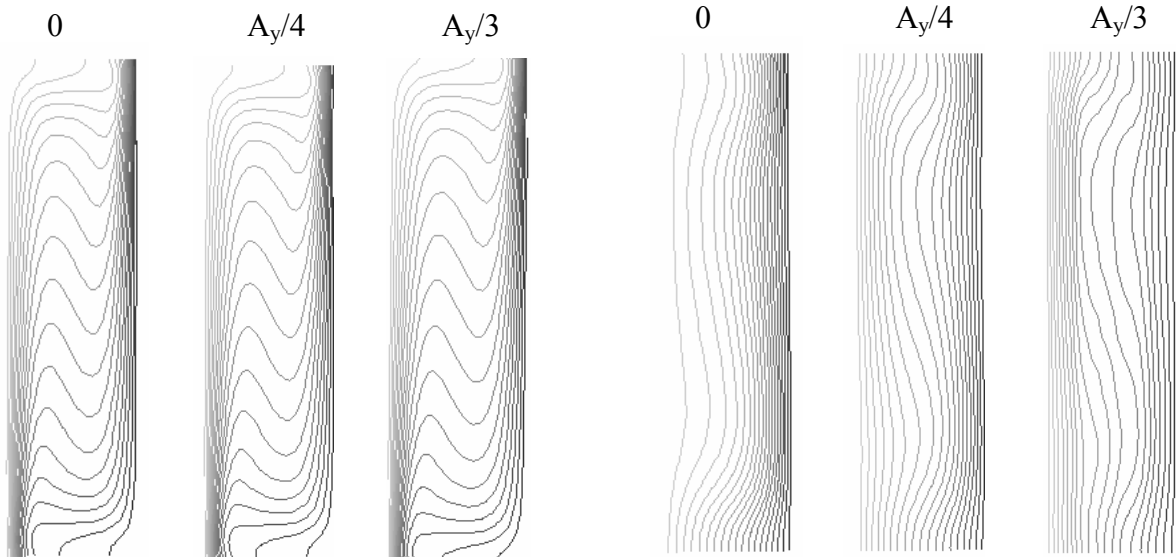
a) $BdB/dz_0=0 \text{ T}^2/\text{m}$

b) $BdB/dz_0=5,5 \text{ T}^2/\text{m}$



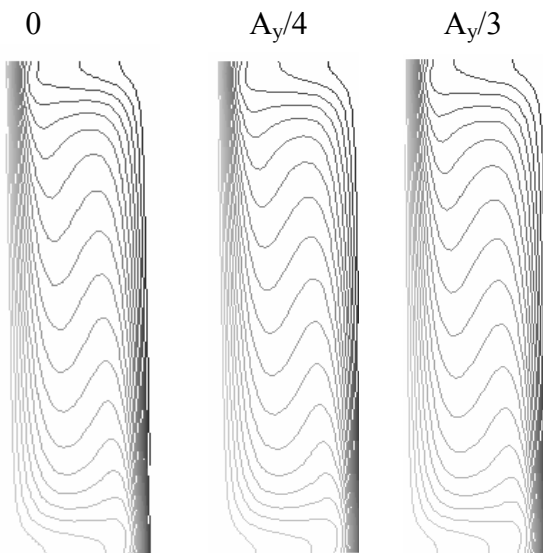
c) $BdB/dz_0=11 \text{ T}^2/\text{m}$

Figure 4.9 : Champ de vitesse pour $\Delta T=5 \text{ K}$ et pour différentes valeurs de BdB/dz_0 et y : a) $y=0$, b) $y=A_y/4$ et c) $y=A_y/3$.



a) $BdB/dz_0 = 0 \text{ T}^2/\text{m}$

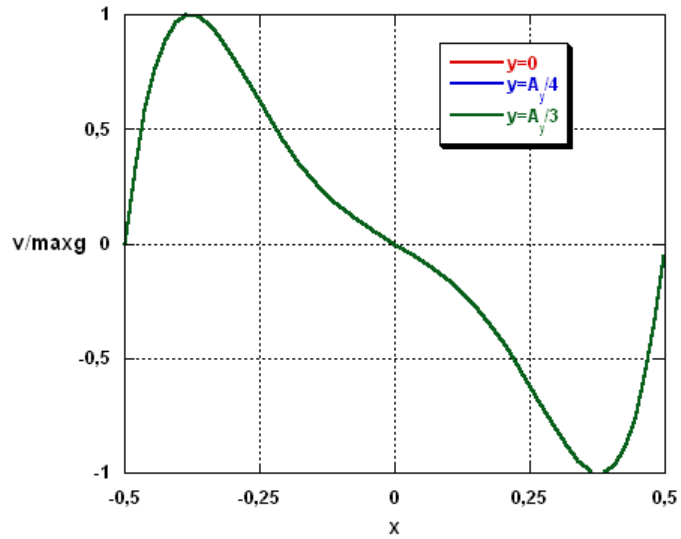
b) $BdB/dz_0 = 5,5 \text{ T}^2/\text{m}$



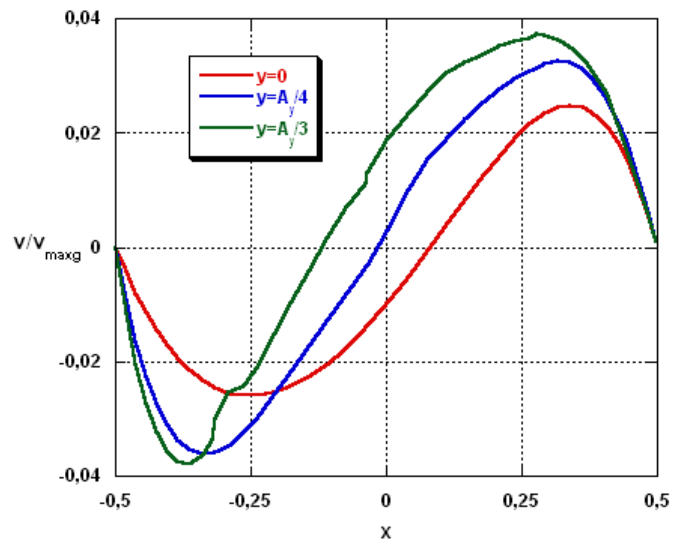
c) $BdB/dz_0 = 11 \text{ T}^2/\text{m}$

Figure 4.10 : Lignes isothermes pour $\Delta T = 5 \text{ K}$ et pour différentes valeurs de y et BdB/dz_0 :
a) $BdB/dz_0 = 0 \text{ T}^2/\text{m}$, b) $BdB/dz_0 = 5,5 \text{ T}^2/\text{m}$ et
c) $BdB/dz_0 = 11 \text{ T}^2/\text{m}$

a) $BdB/dz_0 = 0 \text{ T}^2/\text{m}$



b) $BdB/dz_0 = 5,5 \text{ T}^2/\text{m}$



c) $BdB/dz_0 = 11 \text{ T}^2/\text{m}$

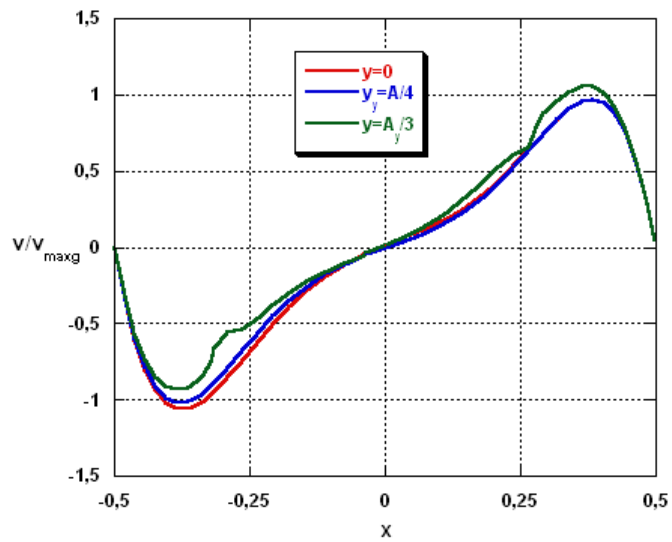


Figure 4.11 : Profil horizontal de v rapportée à v_{maxg} , à mi-hauteur et mi-profondeur de la cavité pour $\Delta T = 5 \text{ K}$ et différentes valeurs de y et BdB/dz_0 : a) $BdB/dz_0 = 0 \text{ T}^2/\text{m}$, b) $BdB/dz_0 = 5,5 \text{ T}^2/\text{m}$ et c) $BdB/dz_0 = 11 \text{ T}^2/\text{m}$.

$\Delta T(K)$	$BdB/dz_{0c} (T^2/m)$		Nu minimum	
	Résultats expérimentaux	Résultats numériques	Résultats expérimentaux	Résultats numériques
5	5,50	5,50	1,80	1,54
10	5,50	6,25	2,39	2,01
15	5,50	6,94	2,65	2,39
20	5,50	7,75	2,81	2,67

Tableau 4.2 : Comparaison des valeurs de BdB/dz_{0c} et valeurs minimales de Nu , estimées par expérience et simulation numérique, pour les quatre valeurs de ΔT .

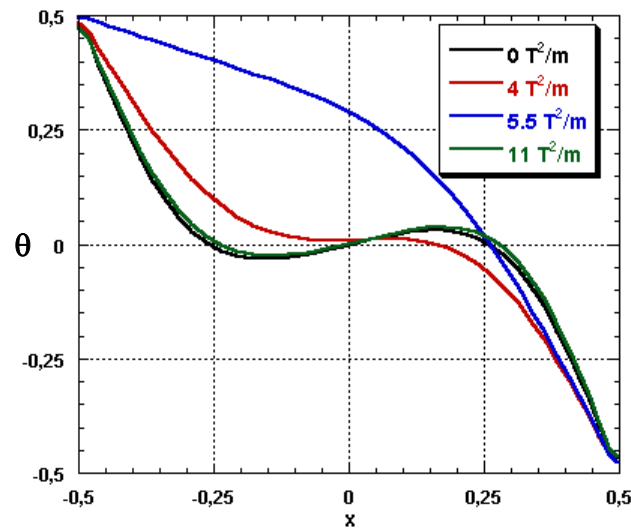


Figure 4.12 : Profil horizontal de θ à mi-hauteur et mi-profondeur de la cavité pour $\Delta T=5 K$ et pour différentes valeurs de BdB/dz_0 .

c) $BdB/z_0 < 0$ ($G > 1$)

La figure 4.13 montre que Nu augmente avec l'augmentation de l'intensité de BdB/dz_0 avec la même allure pour toutes les valeurs de ΔT . Les figures 4.14 et 4.15 illustrent l'accélération de l'écoulement pour $\Delta T=5K$, à différentes positions dans la cavité et pour différentes valeurs de BdB/dz_0 . L'aspect symétrique par rapport au centre de la cavité du profil horizontal de vitesse verticale de l'écoulement, existant à $G=1$ est observé. De même, l'écoulement présente un caractère bidimensionnel en présence de la poussée thermomagnétique : les trois profils

horizontaux de vitesse verticale à mi-hauteur de la cavité, à différentes profondeurs sont confondus.

La figure 4.16 illustre le comportement thermique de l'écoulement dans cette configuration : y sont reportés les profils horizontaux de température à mi hauteur et mi-profondeur de la cavité pour différentes valeurs de BdB/dz_0 ; ce sont des profils classiques de convection où l'accélération de l'écoulement se caractérise par un resserrement des couches limites le long des parois.

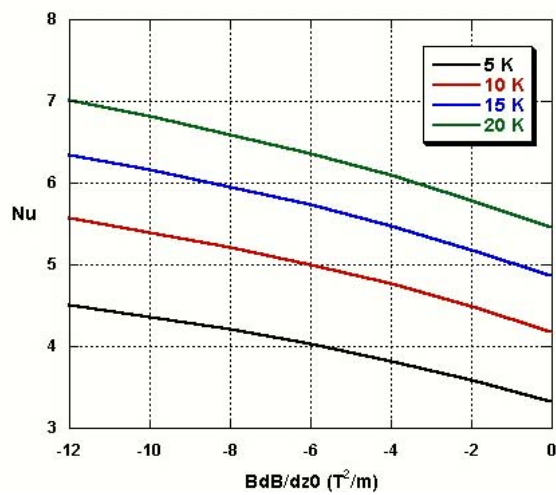


Figure 4.13 : Evolution de Nu numérique en fonction de BdB/dz_0 pour $\Delta T=5, 10, 15$ et 20 K.

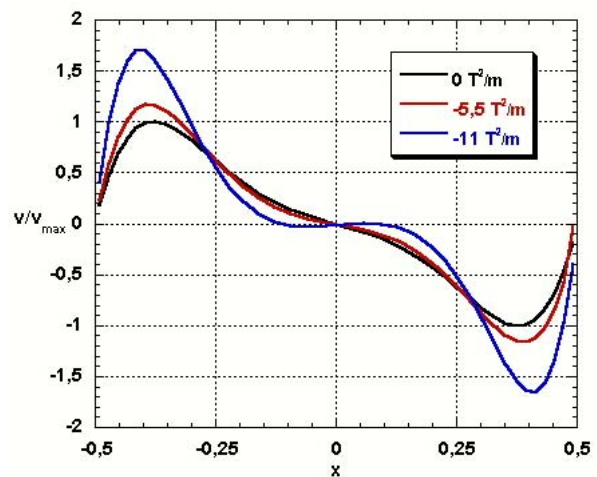


Figure 4.14 : Profil horizontal de v rapportée à v_{max} , à mi-hauteur et mi-profondeur de la cavité pour $\Delta T=5K$ et pour différentes valeurs de BdB/dz_0 .

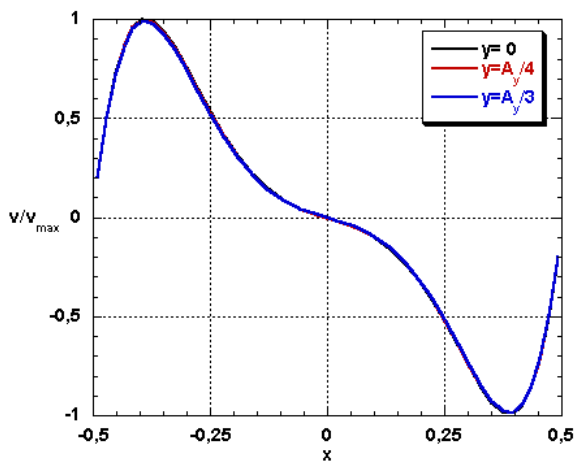


Figure 4.15 : Profil horizontal de v rapportée à v_{max} , à mi-hauteur de la cavité pour $BdB/dz_0=-5,5 T^2/m$ et différentes valeurs de profondeur, y .

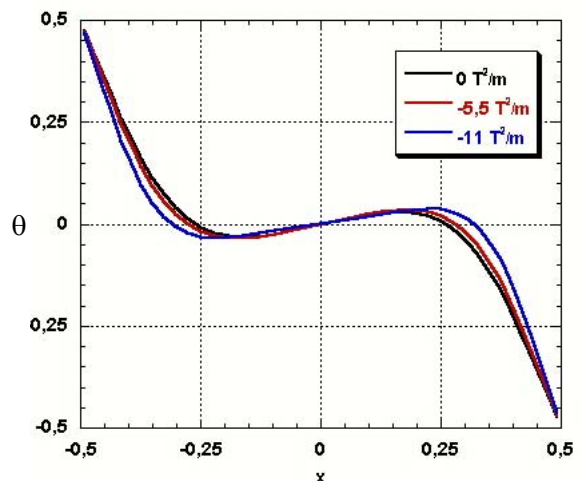


Figure 4.16 : Profil horizontal de θ à mi-hauteur et mi-profondeur de la cavité pour $\Delta T=5 K$ et différentes valeurs de BdB/dz_0 .

Nous avons reporté dans *la figure 4.17* l'ensemble des résultats obtenus au cours de la présente étude que ce soit pour $BdB/dz_0 > 0$ ou pour $BdB/dz_0 < 0$, par la variation de Nu en fonction de Ra . Les évolutions expérimentale et numérique de la convection magnéto-gravitaire sont comparées à l'évolution prédite par Catton pour la convection gravitaire. Les trois évolutions sont en très bon accord. La corrélation de Catton n'est valable que pour $Ra > 10^3$, ce qui impose que des valeurs de BdB/dz très proches de BdB/dz_{0c} , susceptibles de donner des Ra de faible valeurs, sont exclues de la comparaison.

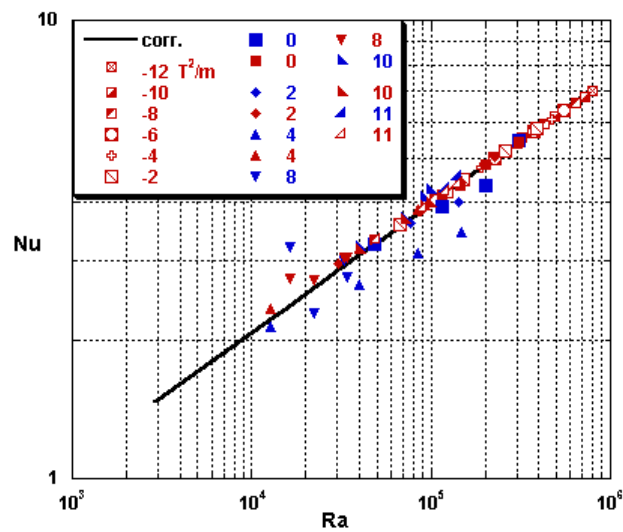


Figure 4.17 : Comparaison de Nu estimé par expérience (couleur bleu,) calculé by simulation numérique (couleur rouge) et son évolution obtenue par la corrélation de Catton (ligne pleine), pour différentes valeurs de BdB/dz_0 , en fonction de Ra .

4.5 Conclusion

Nous étudions la convection magnéto-gravitaire dans le cadre d'une cavité rectangulaire différentiellement chauffée remplie d'un liquide paramagnétique. Un gradient magnétique vertical crée dans un fluide paramagnétique et non électro-conducteur une force magnétique verticale \mathbf{g}_m , qui peut être parallèle ou antiparallèle à la gravité \mathbf{g} . La combinaison de \mathbf{g}_m et de \mathbf{g} donne une gravité équivalente \mathbf{g}^* qui est le moteur d'une poussée magnéto-gravitaire quantifiée par le coefficient $G = \mathbf{g}^*/\mathbf{g}$. Après l'introduction de G dans la définition de Ra , les résultats expérimentaux et numériques exprimés par la variation de Nu en fonction de Ra sont en bon accord avec la corrélation de Catton dédiée à la convection gravitaire. Cela traduit que le transport de chaleur induit par la poussée magnéto-gravitaire est similaire à celui induit par

la poussée gravitaire. Notre étude démontre en outre qu'un gradient magnétique vertical est capable d'étendre la gamme de Ra pour un ΔT donnée. En effet, dans le fluide considéré, pour $\Delta T=5$ K, Ra égalant $4,82 \times 10^4$ pour $BdB/dz=0$ T²/m ($G=0$) est quasiment réduit à 0 pour $BdB/dz=5,5$ T²/m ($G=0,0103$), conservé avec un écoulement renversé pour $BdB/dz=11$ T²/m ($G=-1,018$) et il est quasiment doublé et triplé pour $BdB/dz=-5,5$ et -11 T²/m. D'un point de vue pratique, l'augmentation de Ra par BdB/dz_0 au lieu de le faire par ΔT nous permet d'éviter les contraintes liées à un écart important de température, telles que la dissymétrie des propriétés physiques du fluide dans la cavité à cause des variations importantes de la température dans la cavité, ou les pertes thermiques vers l'extérieur.

Par ailleurs, l'effet tridimensionnel de la répartition de la force magnétique dans le volume de la cavité s'avère non négligeable à faible valeur de Ra où les deux poussées magnétiques horizontales, transversale et longitudinale, sont du même ordre de grandeur que la poussée magnéto-gravitaire.

Le champ magnétique permet d'étendre la gamme des Ra étudiés sans modifier la contrainte en température appliquée à la cavité. En effet, à partir d'une plage de Ra de $4,82 \cdot 10^4$ à $3,10 \cdot 10^5$ sans champ magnétique (correspondant à ΔT de 5 à 20 K), nous avons pu prolonger la plage en Ra $7,8 \cdot 10^5$ (correspondant à 11 T²/m et 20 K).

Références

- [4.1] G.M. Oreper, J. Szekely, The effect of an externally imposed magnetic field on buoyancy driven flow in a rectangular cavity, *Journal of Crystal Growth*, 64 (1983) 505-515.
- [4.2] J.P. Garandet, T. Alboussiere, R. Moreau, Buoyancy driven convection in a rectangular enclosure with a transverse magnetic field, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 35 (1992) 741-748.
- [4.3] R. Mößner, U. Müller, A numerical investigation of three-dimensional magnetoconvection in rectangular cavities, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 42 (1999) 1111-1121.
- [4.4] D. Braithwaite, E. Beaugnon, R. Tournier, Magnetically controlled convection in a paramagnetic fluid, *Nature*, 354 (1991) 7-8.
- [4.5] J. Huang, D.D. Gray, B. F. Edwards, Thermoconvective instability of paramagnetic fluids in a non-uniform field, *Physical Review E*, 35 (1998) 5564-5571.
- [4.6] J. Qi, N. I. Wakayama, A. Yabe, Magnetic control of thermal convection in electrically non-conducting or low-conducting paramagnetic fluids, *Int. J. of Heat and Mass Transfer*, 44 (2001) 3043-3052.
- [4.7] S. Maki, T. Tagawa, H. Ozoe, Enhanced convection or quasi-conduction states measured in a super-conducting magnet for air in a vertical cylindrical enclosure heated from below and cooled from above in gravity field, *Journal of Heat Transfer*, 124 (2002) 667-673.
- [4.8] J. R. Carruthers, R. Wolfe, Magnetothermal convection in insulating paramagnetic fluids, *Journal of Applied Physics*, 39:12 (1968) 5718-5722.
- [4.9] C. D. Seybert, J. W. Evans, F. Lesie, W.K. Jones Jr, Suppression/reversal of natural convection by exploiting the temperature composition dependence of magnetic susceptibility, *Journal of Applied Physics*, 88:7 (2000) 4347-4351.
- [4.10] T. Tagawa, R. Shigemitsu, H. Ozoe, Magnetizing force modelled and numerically solved for natural convection of air in a cubic enclosure: effect of the direction of the magnetic field, *Int. J. of Heat and Mass Transfer* 45 (2002) 267-277.
- [4.11] M. Kaneda, T. Tagawa, H. Ozoe, Convection induced by a cusp-shaped magnetic field for air in a cube heated from above and cooled from below, *Journal of Heat Transfer*, Vol. 124 (2002) 17-25.
- [4.12] S.Ueno, S. Iwaki, K. Tazume, K. Area, Control of heat transport in heat pipes by magnetic fields, *Journal of Applied Physics*, 69 (1991) 4925-4927.
- [4.13] H. Uetake, N. Hirota, J. Nakawa, Y. Lkezone, K. Kitazawa, Thermal convection control by gradient magnetic field, *Journal of Applied Physics*, 87 (2000) 6310-6312.

- [4.14] H. Uetake, J. Nakagawa, N. Horota, K. Kitazawa, Nonmechanical magnetothermal wind blower by a superconducting magnet, *Journal of Applied Physics*, 85 (1999) 5735-5737.
- [4.15] J. Qi and N. I. Wakayama, Suppression of natural convection in nonconducting and lowconducting fluids by the application of a static magnetic field, *Materials Transactions, JIM*, N0. 8 (2000) 970-975.
- [4.16] J. Qi, N.I. Wakayama and A. Yabe, Attenuation of natural convection by magnetic force in electro-nonconducting fluids, *J. Cryst. Growth*, 204 (1999) 408-412.
- [4.17] L. B. Wang, N. I. Wakayama, Control of natural convection in non- and low-conducting diamagnetic fluids in a cubical enclosure using inhomogeneous magnetic fields with different directions, *Chemical Engineering Science*, 57 (2002) 1867-1876.
- [4.18] J. G. Noudem, Texturation des céramiques supraconductrices Bi-Pb-Sr-Ca-Cu-O par combinaison des effets du champ magnétique et de la contrainte uniaxiale à haute température, Thèse de Doctorat, Université Joseph Fourier, 1995.
- [4.19] F. Khaldi, P. Gillon, J. Noudem, Thermoconvection gravitaire et magnétique combinée en cavité rectangulaire, Congrès Français de Thermique SFT 2003 du 3 au 6 juin 2003 à Grenoble, 261-266.
- [4.20] F. Khaldi, J. Noudem, P. Gillon, On the similarity between gravity and magneto-gravity convection within a non-electroconducting fluid in a differentially heated rectangular cavity, soumis et accepté en janvier 2004 au : *International Journal of Heat and Mass Transfer*.
- [4.17] A. E. Gill, Boundary-layer regime for convection in a rectangular cavity, *J. Fluid Mech.*, 26:3 (1966) 515-536.
- [4.19] G. D. Mcbain, Fully developed laminar buoyant flow in vertical cavities and ducts of bounded section, *J. Fluid Mech.*, 401 (1999) 365-377.
- [4.20] I. Catton, Natural convection in enclosures, in: *Proceedings of the Sixth International Heat Transfer Conference*, 6 (1978) 13–31.

Conclusion

Conclusion générale

Les objectifs de cette étude étaient d'élucider les mécanismes mis en jeu lors de l'interaction d'un système de combustion en présence d'un champ magnétique fortement non homogène. Nous nous sommes intéressés au cas d'une flamme de diffusion laminaire propane/air dans une configuration jet où le combustible est injecté dans l'air. Dans les flammes de diffusion le combustible et le comburant sont amenés séparément dans la flamme et le mélange entre les gaz et la combustion se produit simultanément. Le processus de combustion dépend essentiellement de la qualité du mélange entre les réactifs et de la façon dont il s'effectue. Pour être en mesure d'identifier le rôle joué par le gradient de champ magnétique, nous avons choisi un champ magnétique vertical avec une configuration où les gradients de champ magnétique sont essentiellement verticaux. Parmi les interactions champ magnétique/ flamme de diffusion dans l'air, le mouvement convectif d'origine magnétique dans la flamme qui provient du fait que la susceptibilité magnétique varie sous l'effet de forts gradients de température est apparue comme l'un des mécanismes prépondérants.

Avec un gradient magnétique vertical, la convection magnétique dans la flamme est alors similaire à celle développée par la gravité : les deux sources de mouvement sont alignées. Il est alors plus simple de caractériser le mouvement convectif magnéto-gravitaire résultant dont le moteur est une gravité résultante g^* , l'intensité de l'effet magnétique étant mesuré par le coefficient $G=g^*/g$.

Cette disposition d'un champ magnétique de gradient vertical et assez uniforme à l'échelle de laboratoire offre la possibilité de s'appuyer sur l'ensemble des connaissances de la littérature sur plusieurs décennies consacré à l'étude du mouvement convectif gravitaire, acteur principal dans la dynamique d'une flamme de diffusion à l'échelle de laboratoire.

Dans notre étude de l'effet de G sur une flamme de diffusion laminaire, nous avons montré expérimentalement et numériquement qu'avec le champ magnétique on dispose d'un moyen de créer des conditions de pesanteur artificielle qu'on ne peut pas atteindre par d'autres moyens : deux nouvelles gammes de G sont accessibles ici : $0 < G < 1$ correspondant à une gravité réduite et $G < 0$ correspondant à l'antigravité. En gravité réduite, $0 < G < 1$, nos observations visuelles de l'apparence d'une flamme de diffusion montrent comment sa forme, sa taille et sa couleur évoluent. Cette gamme transitoire entre les deux limites $G=1$ et $G=0$ est particulièrement intéressante puisqu'elle n'a pas encore été étudiée. Dans cette gamme, plus

G diminue, plus la flamme se gonfle devenant dans un premier temps plus lumineuse jusqu'à une certaine valeur où elle devient orange et émet de la fumée, puis elle n'émet plus quand elle commence à bleuir en redevenant de moins en moins lumineuse jusqu'à ce qu'elle devienne complètement bleue avec un bout ouvert qui se referme en s'approchant de $G=0$. La flamme atteint son maximum de largeur et avec une longueur légèrement plus faible quand $G=0$. Une loi mesurant l'évolution de la longueur de la flamme en fonction de G dans la gamme de $0 < G < 1$ est proposée $L_f \propto G^{-1/3}$.

En antigravité, la flamme se retourne complètement vers le bas quand les forces d'inertie du combustible sont dominées par le mouvement convectif descendant.

En gravité élevée, $G > 1$, les phénomènes que manifestent les flammes examinées dans cette étude sont similaires et s'expliquent par les mêmes mécanismes que ceux observés dans des centrifugeuses où à G croissant, la flamme bleuit, devient moins lumineuse, ses longueur et largeur diminuent légèrement, puis elle se décroche, « lifte » et fluctue avant de s'éteindre. Dans cette gamme, la longueur de la flamme suit parfaitement la loi $L_f \propto G^{-0,07873}$, en accord avec la loi issue des expériences réalisées dans les centrifugeuses.

Le phénomène plus original reste celui de la flamme à $G \approx 0$: de forme hémisphérique et de couleur bleue, elle adopte la forme et la couleur typique des flammes en microgravité observées dans les tours de chute libre ou dans les vols paraboliques.

L'effet dynamique du champ magnétique sur la composante convective du mouvement dans la flamme est confirmé par une deuxième étude où le même spectre de G est réalisé dans une expérience d'analogie où l'effet thermo-convectif généré par une flamme de diffusion est simulé par une source de chaleur dans un volume d'air. Des mesures de température menées en parallèle à une simulation numérique montrent que le mouvement ascendant de l'air chaud s'accélère pour $G > 1$ et ralentit pour $G < 1$ avant de s'arrêter quasiment pour $G \approx 0$. Cet état est obtenu pour une valeur du gradient magnétique reliée par similitude à la valeur à laquelle la microgravité est réalisée dans le cas d'une flamme de diffusion. Ensuite pour $G < 0$, le mouvement de l'air chaud est descendant et s'accélère avec l'augmentation du module de G .

La philosophie de la similarité a également été mise en évidence entre la convection gravitaire et la convection magnéto-gravitaire générée par un gradient magnétique vertical en étudiant cette dernière dans une cavité rectangulaire différentiellement chauffée confinant une solution

paramagnétique. Le coefficient G est introduit dans la définition du nombre classique de Rayleigh Ra . Les mesures de température et les prédictions numériques montrent que l'évolution du nombre de Nusselt Nu , en fonction de Ra , quantifiant le transport de chaleur par convection magnéto-gravitaire dans la cavité est cohérent avec la corrélation de Catton conçue pour prédire l'évolution de Nu en convection gravitaire.

Perspectives

Par la présente étude nous avons identifié l'un des mécanismes d'interaction du champ magnétique avec une flamme de diffusion via les effets de convection. Nous n'avons cependant pas pris en compte ces effets de convection dans le processus plus complet de la combustion et en particulier comment la réaction de combustion est affectée par un apport différent des réactifs du fait d'une distribution complètement différente des vitesses des gaz. Cette action indirecte du champ magnétique sur la chimie de la combustion reste à étudier plus en détail.

Notre étude s'est focalisée sur un système propane/air, d'autres couples combustible/comburant présentent dans ce cadre d'action sur le mélange un intérêt important en particulier ceux mettant en jeu l'oxygène. L'application aux moteurs de fusée dont la propulsion est le résultat de l'éjection des gaz produits à haute température par la combustion hydrogène/oxygène en flammes non prémélangées est évidente.

Nous avons vu que le choix d'un champ magnétique et d'un gradient magnétique vertical fournissait une opportunité de simplification du fait de l'alignement des effets magnétiques avec la gravité. L'application de champs magnétiques dans les procédés industriels nécessitera de mieux appréhender l'action de gradients de champ magnétiques de distribution plus complexe.

Enfin, et nous avons soulevé cette piste en introduction, le champ magnétique est également capable d'agir directement sur la réaction chimique : que ce soit via les données thermodynamiques qui comme l'a montré *Baker et al.* sont modifiées par l'addition d'un terme d'énergie magnétique, ou par une action directe sur les espèces radicalaires (qui sont paramagnétiques) ou leur distribution. Pour identifier de tels phénomènes, des mesures cinétiques de la réaction de combustion réalisée dans un réacteur parfaitement mélangé pour se dégager des effets magnétiques sur le mélange pourraient permettre de mettre en évidence une éventuelle interaction magnétique de nature chimique.