

**REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR
ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE**

**UNIVERSITE MENTOURI CONSTANTINE
FACULTE DES SCIENCES EXACTES
DEPARTEMENT DE CHIMIE**

N° d'ordre:.....
Série:.....

MEMOIRE

PRESENTE POUR OBTENIR LE DIPLOME DE MAGISTRE

Thème

**MODELISATION DES PROCESSUS PHYSICO-CHIMIQUES DE
L'ECOULEMENT D'UN GAZ A HAUTE TEMPERATURE**

**Par
Chenni (Née Boutebba) SOUHEILA**

Soutenu le : / / 2007

Rapporteur :

Rouag N.

Univ. Mentouri Constantine

Je dédie ce modeste travail à :

Mes parents

Mon mari Aissa

Et mes adorables enfants : Melissa & Moktada Abdel Mouiz

Remerciements

Avant tout, je dois remercier Dieu le tout puissant qui m'a permis de mener à terme ce travail.

Je tiens en premier, à remercier Mme Kaabar.Wahiba, Maître de conférences à l'université Mentouri de Constantine, de m'avoir encadré pendant la réalisation de ce travail, pour sa gentillesse, sa patience et son soutien : qu'elle reçoit l'expression de mes remerciements les plus sincères.

Je tiens aussi à exprimer toute ma gratitude à Mr Messaci Djamel Eddine, pharmacien PDG des laboratoires pharmaceutiques Isopharm-Algérie et Mr Cheriet Nadir, pharmacien directeur technique, de m'avoir laissé étudier, pour leur compréhension, leur gentillesse et leur esprit scientifique.

Un remerciement particulier au professeur Mouats Châabane, de l'université de Constantine, tant pour son aide que pour sa gentillesse. Je lui serai toujours reconnaissante.

Je remercie également Mme Bensâad Salima, professeur à l'université Mentouri de Constantine, qui m'a honoré en acceptant de présider le jury ; ainsi que le professeur Bahi Lakhder, de l'université de Constantine, d'avoir accepté d'examiner mon travail.

Mes remerciements à tous mes collègues et mes amis, surtout Mr Cheriet Hichem et Dr Boubouche Toufik, des laboratoires Isopharm-Algérie et à tous qui m'ont aidé de près ou de loin dans la réalisation de ce mémoire. J'ai du sûrement oublier quelques uns, qu'ils trouvent l'expression de ma gratitude.

Nomenclature :

A : surface (m^2).

\vec{A} : vecteur de surface

c : vitesse de la lumière (m/s)

C_p : chaleur spécifique à pression constante (j /kg K)

C_v : chaleur spécifique à volume constant (j /kg K)

Gr : nombre de Grashof

g : accélération de la pesanteur

h_c : coefficient de conductance moyenne de convection par unité de surface, [$W/m^2\text{°C}$]

I_p et I_s : intensités des champs électriques des faisceaux pompes

\vec{J} : densité du flux de chaleur (Wm^{-2})

K : Efficacité lumineuse de la radiation

$|k_i|$: vecteur d'onde

Nu : nombre adimensionnel de Nusselt

P_r : nombre de Prandtl

\dot{q}_w : flux instantané de la chaleur à la paroi

r : rayon (m)

Ra : nombre de Rayleigh

Re : nombre de Reynolds

S_θ : terme source de θ par unité de volume

T : température (K)

t : temps (s)

u_m : vitesse caractéristique de l'écoulement

u, v : vitesses axiale et radiale moyennes (m/s)

\vec{u} : vecteur de vitesse

V : Volume de la cellule

Lettres grecques :

λ : conductivité thermique ($\text{Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$).

λ_f : conductivité thermique du fluide

Φ_e : puissance totale (Watts)

Φ_v : flux lumineux (lumens)

$\Phi_{e\lambda}$: flux radiant spectral

η_e : L'efficience radiante (Watts)

η_v : l'efficacité lumineuse (lm W^{-1})

ϕ et $\nabla\phi$ la valeur du scalaire dans la cellule et son gradient.

Γ_ϕ : coefficient de diffusion de ϕ

β : coefficient de dilatation thermique du fluide

α : diffusivité thermique (m^2/s)

μ : viscosité dynamique (kg/m.s)

ν : viscosité cinématique (m^2/s)

ρ : masse volumique (kg/m^3).

ω_i : fréquence angulaire du faisceau i.

σ : constante de Stefan Boltzmann = $5,67 \cdot 10^{-8} \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-4}$

χ : susceptibilité optique.

χ^{Res} : contribution Raman résonnante.

χ^{NR} : susceptibilité non résonnante

Chapitre 1

Introduction

1.1 Introduction

Le progrès de la technologie moderne est en rapport avec la conservation d'énergie. Le développement de nouveaux appareils d'énergie efficace dépend considérablement de la compréhension des processus physique et chimique impliqués pendant le fonctionnement de ces appareils. La capacité peut résulter d'une méthodologie avec laquelle la nature de ces processus peut être prédite quantitativement à partir d'une investigation expérimentale ou d'un calcul théorique. Actuellement la modélisation basée sur les ordinateurs est utilisée largement dans le monde dans presque tous les départements de recherche et de développement, pour prédire les résultats de problèmes particuliers et réduire le besoin de faire des investigations expérimentales chères et longues.

Presque toutes les méthodes de production d'énergie impliquent essentiellement les processus de transfert de chaleur et écoulement des fluides. Ces processus sont trouvés par exemple, dans les sources lumineuses, les réacteurs

chimiques, les moteurs de combustion, les moteurs à jet etc. Notre thème s'intéresse particulièrement aux sources lumineuses.

A travers le monde la consommation de l'électricité est de 10^{12} kWh par année. Cela constitue approximativement 10 à 15% de production d'énergie globale [1.1]. Actuellement 90% de toutes les ventes de l'éclairage sont les sources incandescentes [1.1].

L'intérieur d'une source lumineuse en fonctionnement est un environnement très hostile. Dans les lampes incandescentes remplies de gaz, par exemple, l'intervalle de la température du gaz s'étend de 400K à l'enveloppe de la lampe jusqu'au 3000K à quelques centimètres du filament de tungstène chauffé. Les conditions environnementales des lampes à décharge, tel que la lampe de sodium à haute pression et la lampe à arc de métal d'halogénure, sont même plus extrêmes; les températures au centre de l'arc de 6000K chutent approximativement à 1000K à l'enveloppe, sur une distance de quelques millimètres seulement. Ces températures engendrent de grands gradients de température (jusqu'à 3000K/mm) lesquels produisent des modèles complexes de courant en circulation dans les gaz actifs ou les plasmas.

L'étude de ces environnements complexes a deux aspects; premièrement, l'utilisation des techniques diagnostiques pour mesurer en détail les différentes caractéristiques des sources lumineuses en fonctionnement et deuxièmement, l'utilisation de modèles théoriques des fluides en écoulement et des phénomènes associés pour simuler leurs caractéristiques d'exploitation. Les deux activités se complètent; les mesures expérimentales fournissent des données aux modèles, lesquels, à leur tour, aident dans l'interprétation, et servent de guide pour le travail expérimental.

Les équations différentielles qui décrivent le mouvement du fluide et les phénomènes associés ont été connus depuis plus d'un siècle, cependant, seulement pour quelques cas simples des solutions analytiques pourraient être trouvés. C'est donc nécessaire d'avoir recours aux méthodes numériques. Pendant les quarante années écoulées, il y a eu une augmentation énorme de la capacité et de l'efficacité des

ordinateurs. Cela a rendu possible l'exécution des simulations numériques des mouvements des fluides et des phénomènes de transport.

Le marché est inondé de logiciels de simulation de la dynamique des fluides [1.2] qui peuvent être utilisés pour modéliser des problèmes de courant d'eau autour de la coque de navire au refroidissement du fluide dans un réacteur nucléaire. Cependant, la plupart de ces codes se concentrent sur un problème particulier. Le logiciel Fluent est une solution CFD (Computational Fluid Dynamics) globale pour la simulation [1.3].

Depuis plus de vingt ans, Fluent a été le leader dans le développement de logiciel CFD pour simuler les écoulements de fluides et les transferts thermiques ainsi qu'une multitude de phénomènes associés incluant les écoulements turbulents, réactifs, et multiphasiques. Fluent est devenu l'un des outils les plus utilisés pour la simulation de tous les phénomènes dans le domaine de l'énergie tant pour l'industrie que pour la recherche.

En revanche, la découverte de lasers puissants et flexibles dans les deux dernières décennies, a mené à une famille de techniques spectroscopiques non linéaires exploitant les propriétés de cohérence des radiations laser. Ces techniques ont rendu possible l'investigation, d'une manière non intrusive et avec une résolution spatiale nécessaire pour vaincre les effets des gradients présents, des processus fondamentaux rencontrés dans les sources lumineuses et les systèmes apparentés.

1.2 Objectif du travail

L'objectif du présent travail consiste à **Modéliser les processus physico-chimiques de l'écoulement d'un gaz à haute température.**

Cette étude se concentre sur la limite entre la recherche expérimentale et théorique. Travailler à cette interface permet de mieux comprendre le problème et de valider la théorie et la technique expérimentale.

1.3 Contenu du mémoire :

Six chapitres constituent le mémoire. Après une introduction générale qui donne une idée sur le travail effectué et son objectif au premier chapitre, une description complète des différents types de sources lumineuses a été faite au deuxième chapitre. Un rappel sur les transferts de chaleur a été donné au troisième chapitre. Le quatrième chapitre décrit la lampe à modéliser et expose les données expérimentales obtenues par spectroscopie laser. Le cinquième chapitre concerne la modélisation de l'écoulement du fluide et description du code de calcul Fluent. Dans le dernier chapitre, résultats et discussions, nous avons montré que les résultats numériques de cette étude sont en bon accord avec ceux d'une étude expérimentale conduite avec les mêmes paramètres géométriques, dynamiques et thermiques.

Chapitre 2

Les sources de lumières

2.1 Introduction

Les sources de lumières sont fondées sur les deux phénomènes principaux d'émission de lumière par la matière :

- L'incandescence qui apparaît lorsqu'un corps est porté à haute température. La couleur de la lumière émise par les corps incandescents dépend de la température, mais ne dépend pratiquement pas de la nature du corps.
- La luminescence qui résulte de phénomènes qui ne sont pas d'origine thermique. L'émission de lumière est dans ce cas consécutive à une excitation d'atomes ou de molécules selon divers modes (absorption de lumière, application d'un champ électrique, etc.) et la couleur de la lumière émise dépend donc de la nature de ces atomes ou molécules.

Il existe essentiellement deux types de lampes :

- Les lampes à incandescence, qui restent les plus utilisées pour l'éclairage domestique. Depuis leur invention, elles ont bénéficié de diverses améliorations. En particulier, l'adjonction d'halogènes permet d'opérer à une température supérieure à celle des lampes classiques, d'où une efficacité lumineuse plus grande. La durée de vie de ces lampes est également plus longue.
- Les lampes à décharge qui reposent sur le phénomène d'électroluminescence (application d'un champ électrique à un gaz). Les lampes à décharge les plus couramment utilisées sont les lampes à vapeur de sodium et à vapeur de mercure.

2.2 Propriétés d'une source lumineuse

Le flux, l'efficacité et l'efficacités sont, parmi d'autres, les plus importantes propriétés pour une source de lumière, ils définissent ses applications et son utilité générale.

Flux radiant

Le flux radiant, Φ_e , est la puissance totale, en Watts, de la radiation électromagnétique émise ou reçue sur toutes les longueurs d'onde.

L'Efficience radiante

L'efficience radiante, η_e est le rapport du flux radiant à la puissance, W en Watts, consommée par la source lumineuse.

$$\eta_e = \Phi_e / W$$

Le flux radiant spectral

Le flux radiant spectral, $\Phi_{e\lambda}$, est le flux radiant par unité de longueur d'onde, habituellement 1 nm. Le flux radiant total est défini en intégrant le flux radiant spectral sur toutes les longueurs d'onde:

$$\Phi_e = \int_0^{\infty} \Phi_{e\lambda} d\lambda$$

Flux lumineux

Le flux lumineux, Φ_v , est la portion du flux radiant qui stimule la réponse visuelle, c'est-à-dire qui est émis dans la région du visible, 380 nm à 780 nm. L'unité de mesure de ce flux est le *lumens* (lm) et est définie en *candela* (cd). Une source ponctuelle émettant une intensité uniforme de 1 cd dans toutes les directions, émet un flux de 4π lm. Le lumen est aussi défini comme étant le flux lumineux associé au flux radiant de 1/683 W à une longueur d'onde de 555 nm dans l'air. Pour les autres longueurs d'onde le flux lumineux est $V(\lambda)$ lm.

Le flux lumineux total est donné par l'intégration du flux radiant spectral sur seulement les longueurs d'onde du domaine du visible.

$$\Phi_v = 683 \int_{380}^{780} V(\lambda) \Phi_{e\lambda} d\lambda$$

L'Efficacité lumineuse

L'Efficacité lumineuse de la radiation, K , est le rapport du flux lumineux; radiation visible, et du flux radiant; toute les radiations.

$$K = \Phi_v / \Phi_e$$

Pour une source de lumière qui consomme une puissance W , l'efficacité lumineuse, η_v (lm W^{-1}), s'écrit:

$$\eta_v = \Phi_v / W$$

Le tableau suivant résume quelques propriétés de différentes sources de lumière disponibles commercialement [2.1].

Type de lampe	Efficacité lumineuse (lumens par watt)	Durée de vie moyenne (heures)	Couleur	Rendu des couleurs
incandescence	12 à 20	~1000	blanc "chaud"	excellent
halogène	15 à 33	2000-4000	blanc	excellent
fluorescence	50 à 80	10000-20000	blanc "froid"	mauvais à bon
mercure	de 50 à 70	16000-20000	blanc-bleuté	mauvais à bon
halogénure métallique	de 70 à 90	6000-10000	blanc	excellent
sodium à haute pression	de 100 à 130	12000-22000	jaune-orange	mauvais
sodium à basse pression	de 140 à 180	~16000	orange	très mauvais

Tableau 2.1 Propriétés lumineuses de différents types de lampes.

Chaque genre de source lumineuse a sa propre répartition en longueurs d'onde. Les lumières incandescentes couvrent toutes les couleurs de l'arc-en-ciel, alors que les lumières à décharge gazeuse ne couvrent qu'une partie du spectre, provoquant ainsi parfois la distorsion dans les couleurs, par exemple, la couleur rouge peut sembler brune sous un éclairage au sodium à basse pression. Le graphique ci-dessous montre dans quelles couleurs émettent les différents types de lampes :

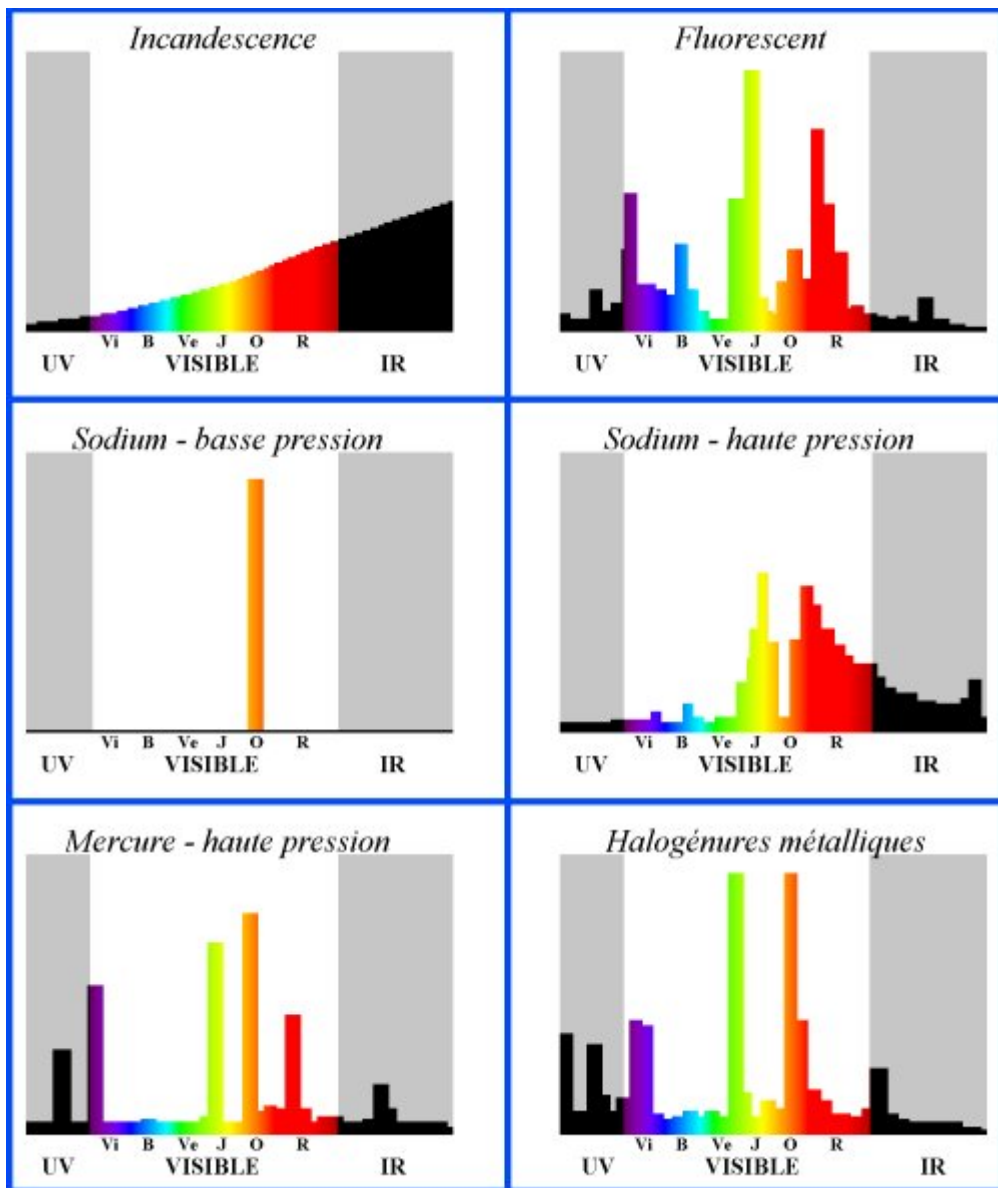


Figure 2.1 : Répartition en longueurs d'onde pour différents types de sources lumineuses.

2.3 Les lampes à incandescences

2.3.1 Etude bibliographique :

La lampe à incandescence produit de la lumière en portant à incandescence un filament de tungstène. Cette application de l'électricité est une des plus simple et n'a que peu évolué en un peu plus d'un siècle. Les découvreurs du principe de la lampe à incandescence sont [2 .2]:

en 1848, Josef Swan pour la lampe à filament de carbone ;
en 1879, Thomas Edison pour le principe du vide dans l'ampoule ;
en 1906, Auer Von Welsbach pour le filament d'osmium et tungstène ;
en 1909, William Coolidge pour le filament de tungstène ductile ;
en 1911, Irving Langmuir pour le bobinage des filaments et l'emploi d'un remplissage gazeux.



Figure 2.2 Lampe d'Edison

L'étude du transfert thermique dans les lampes à incandescence a commencé avec les travaux de Langmuir au début du vingtième siècle [2.3]. Les premiers modèles ont été basés sur l'hypothèse de la présence d'une fine couche stagnante autour du filament dominée par la conduction [2.4]. Ces modèles prédisent une bonne estimation des transferts thermiques, mais sont insensibles à l'orientation et la géométrie de l'enceinte [2.5]. Le plus important est que ces modèles ne prenaient pas en considération l'effet convectif du à l'écoulement du gaz.

La description complète du champ de l'écoulement a été obtenue à partir de la solution des équations de Navier-Stokes à deux dimensions dans les lampes horizontales cylindriques. Fisher et Fitzgerald [2.6] ont résolu les équations de conservation à deux dimensions et ont prédit avec succès le modèle de l'écoulement et le transport de tungstène dans une lampe cylindrique horizontale. Les profils de températures calculés ont montré un bon accord avec ceux obtenus à partir d'une technique holographique à double exposition. Il a été aussi démontré que des basses pressions de gaz ont réduit les effets convectifs. A des pressions très basses (0.065 atm) les contours de température prédits sont devenus des cercles

concentriques, c'est à dire que la perte de la chaleur du filament a été dominée par conduction.

En 1987, Correa [2.7] a utilisé la méthode des volumes finis pour étudier le transfert thermique par convection dans les lampes à incandescence. Son étude numérique bi dimensionnel, appliqué aux lampes orientées verticalement et horizontalement, prédit des transferts thermiques en bon accord avec ceux des corrélations semi empiriques établies dans la bibliographie classique de transfert thermique. Récemment László Makai et al. [2.8] ont étudié une lampe à Halogène avec un filament de tungstène. La simulation de la convection libre à l'intérieur de la lampe a été faite par l'équation de convection-conduction et l'équation incompressible de Navier-Stokes. Ce model a été développé pour déterminer la distribution de la température, du champ de vitesse et de la pression dans la lampe. Les résultats leur ont permis de calculer la dépendance de la pression des nombres adimensionnels.

Plusieurs d'autres études ont été faites dans le but d'améliorer les lampes à incandescences.

En 1990 Nagy et Biro [2.9] ont analysé le gaz de remplissage de la lampe à halogène, (tungstène-halogène) par chromatographie en phase gazeuse.

En 1993, des auteurs de l'université de Sheffield [2.10] ont modélisé la chimie d'une lampe incandescente à halogène. Ils ont étudié la cinétique de : H, Br, HBr, système en présence d'azote gazeux. Des données cinétiques éditées pour ce mécanisme ont été rassemblées et évaluées. Les auteurs ont modélisés les solutions en équilibre et non équilibre thermodynamique locale en utilisant un code de la dynamique des fluides.

En 2002, Liszky et al. [2.11] ont étudié l'amélioration de la structure de tungstène dans une lampe à incandescence.

Mordyuk et al. [2.12] ont étudié les propriétés qui sont la structure, la durabilité à haute température et l'évaporation de filaments de tungstène par traitement ultrasonique pour la production des lampes à incandescence. Une relation des propriétés des filaments de tungstène avec une distribution de dislocation a été déterminée.

Bunk et al. [2.13] ont développé une lampe incandescente comportant un cycle de carbone ; cette lampe contient un élément luminescent (carbure en métal) dont le point de fusion est plus grand que celui du tungstène. La distance entre l'élément luminescent et l'ampoule est moins de 18 mm. Un premier cycle pour le carbone est crée en employant le carbone et

l'hydrogène comme gaz de remplissage additionnel, tandis qu'un deuxième cycle pour le métal est créé en employant l'halogène.

En 2006, Ponomarev [2.14] a développé le filament de la lampe à incandescence, en employant du tungstène fondu, disposé dans des fentes faites à la base de céramique refroidie, ayant une température de fonctionnement très élevée ; ce qui augmente l'efficacité de la lampe à incandescence et diminue son coût, car le tungstène utilisé est ordinaire.

2.3.2 Principe de fonctionnement :

Le principe de fonctionnement de ce type de lampe est extrêmement simple, comme son nom l'indique, il s'agit d'un phénomène d'incandescence. Un filament conducteur est porté à haute température par le passage d'un courant électrique, comme tout corps chauffé, le filament émet alors de la lumière.

Constitution

Une lampe à incandescence est donc constituée d'une ampoule généralement en verre contenant un gaz de remplissage ou un vide poussé.

Le filament, relié aux connections électriques est réalisé en tungstène, un matériau très réfractaire dont la température de fusion est de 3683 Kelvins (3956° Celsius), on ajoute, dans de faibles proportions, des additifs (oxyde de thorium) destinés à améliorer la qualité du tungstène.

Toutes les lampes comportent également un fusible dont la fonction est d'assurer la protection du réseau électrique lors du "claquage" de la lampe.

Enfin le verre de l'ampoule est choisi en fonction des conditions d'utilisation de la lampe. Les lampes dépolies ou satinées subissent un traitement chimique visant à modifier l'état de surface du verre. Cette opération concerne toujours la face interne de l'ampoule.

Température et couleur

Le passage d'un courant électrique dans le filament impose un échauffement à celui-ci. La température peut atteindre 2823 Kelvins (2550°Celsius) pour une lampe d'usage courant. Dans le cas des lampes halogènes cette valeur peut atteindre 3200 Kelvins (2927° Celsius).

Pour une lampe nue, la lumière produite dépend essentiellement de la température du filament. Plus elle sera élevée, plus la lumière sera blanche. En théorie, pour produire une lumière de même qualité que la lumière solaire, une lampe à incandescence devrait utiliser un filament porté à 5222 Kelvins (4949 ° Celsius), ce n'est bien entendu jamais le cas.

Gaz ou vide

Si une ampoule était remplie d'air, le dioxygène oxyderait rapidement le filament porté à haute température. On peut évaluer la durée de vie d'une telle ampoule à quelques dixièmes de secondes.

Les premières lampes utilisaient donc des ampoules dans lesquelles on avait fait le vide, cette solution, la plus évidente, est encore employée aujourd'hui. Dans ce type de lampes, le filament, s'il n'est plus oxydé a tendance à se sublimer, ce qui signifie que porté à haute température il perd des atomes qui se retrouvent sous forme gazeuse dans l'ampoule. Ceci a deux conséquences, le filament perd des atomes et s'amincit, un claquage se produit ensuite, les atomes sublimés peuvent se déposer sur le verre de l'ampoule qui s'opacifie.

De manière à améliorer la durée de vie, on remplit donc l'ampoule avec des gaz inertes, il peut s'agir d'azote, d'Argon, de Krypton ou de Xénon. Le gaz le plus efficace est le Xénon, c'est aussi le plus cher, on emploie couramment de l'Argon bon marché ou le Krypton pour les lampes de gammes supérieures. Le gaz de remplissage limite dans une certaine mesure la sublimation du tungstène et permet ainsi de porter le filament à des températures plus élevées sans diminuer son espérance de vie [2.15].

2.3.3 Lampe à incandescence halogène :

Elle fut inventée en 1959 par Edward G. Zubler, employé de General Electric. Elle produit elle aussi de la lumière en portant à incandescence un filament. À l'intérieur de l'ampoule, des gaz halogénés (iode, bromure de méthyle ou dibromure de méthylène) à haute pression limitent l'évaporation du filament de tungstène [2.2].

Principe de fonctionnement :

En rajoutant de la vapeur d'iode dans l'ampoule, on peut augmenter un peu la température du filament. L'efficacité lumineuse de ce type de lampe est donc plus élevée que celle à incandescence.

En chauffant le filament se vaporise. Les molécules de tungstène ainsi libérées ne se déposent pas sur le verre (noircissement), mais se combinent avec les atomes de l'iode (création de l'iodure de tungstène). Par effet de convection ces molécules retournent près du filament. A ce moment l'atome de tungstène se sépare de ses deux compagnons d'iode pour se redéposer sur le filament de tungstène, assurant à celui-ci une régénération permanente, bien qu'à terme non homogène. Une lampe halogène dure donc plus longtemps qu'une lampe à incandescence classique ; la durée de vie de ce type de lampe est estimée à 2000 heures.

La température de couleur est élevée, la couleur émise tire sur le bleu avec une forte émission en ultra-violet (UV).

2.3.4 Lampe à nanotubes :

Elle fonctionne comme le modèle traditionnel mais on y a remplacé le filament de tungstène par un nanotube en carbone. Développée en 2004 par des chercheurs chinois, elle présente l'avantage d'émettre plus de lumière à tension égale. Une commercialisation est envisagée dès 2009 [2.2].

2.4 Les lampes à décharge

La lampe à décharge est constituée d'un tube en verre rempli de gaz ou de vapeur métallique à haute ou basse pression. Lorsque ce gaz est traversé par un courant électrique, il y a une production de photons donc de lumière.

2.4.1 Etude bibliographique :

L'idée d'employer la fluorescence pour l'éclairage remonte à la deuxième moitié du XIXe siècle avec Becquerel qui recouvrit l'ampoule des tubes à décharge avec différentes poudres fluorescentes. Ces lampes fluorescentes primitives ne trouveront pas d'application pratique du fait de leurs intensités lumineuses insuffisantes. Ce n'est qu'en 1895 que Thomas Edison inventera une lampe fluorescente à partir d'un tube à rayon X dont la surface interne de l'ampoule est enduite de tungstate de calcium.

La technologie des tubes fluorescents s'est développée selon le schéma de Becquerel, c'est à dire à partir de tubes à décharge sous basse pression. Mais la démocratisation des tubes fluorescents ne s'est amorcée qu'avec l'introduction en 1936, par Osram, à l'exposition universelle de Paris, de tubes à cathodes chaudes. [2.2]. Depuis les années 1950,

l'amélioration de la qualité des composants a aussi permis l'accroissement de la durée de vie de ces sources et un meilleur maintien de l'efficacité lumineuse.

Une innovation majeure verra le jour en 1973 avec l'introduction par Philips de mélanges ternaires de silicates et d'aluminates dont les propriétés générales sont bien supérieures à celles des halophosphates. En plus d'une grande efficacité lumineuse pouvant dépasser les 80lm/W avec une qualité de lumière grandement accrue, la résistance de ce type de matériaux à la décharge électrique permit la réduction du diamètre des tubes de 38 mm à 26 mm puis à 10 mm et même moins. Cette réduction des dimensions des lampes permit la conception de luminaires plus compacts avec un meilleur contrôle optique de la lumière émise. De plus, le pliage en deux ou quatre du tube à décharge a ouvert la perspective de lampes encore plus compactes dont la première fut créée par Philips (annoncée en 1976, introduite en 1980), Osram (1981) suivi par les autres fabricants [2.2]. L'introduction des lampes compactes en 1981, sources utilisées pour l'éclairage commercial (boutiques, vitrines etc..), et l'emploi, en 1994, de tubes à arc (brûleur) en alumine fritté, ont permis un gain de 30-50 % sur l'efficacité lumineuse avec un meilleur rendu des couleurs. Une variante de cette technologie est aussi apparue en 1991 : les phares au xénon.

Dans la simple lampe à vapeur de mercure haute pression, le transport d'énergie par convection naturelle influence la stabilité de la lampe à décharge [2.4, 2.16]. L'addition des halogénures métalliques à la source à décharge complique beaucoup le rôle de la convection [2.17, 2.18]. Les additifs de l'halogénure métallique sont séparés par compétition entre la diffusion et la convection. Bien que le gaz à décharge prédominant soit la vapeur de mercure; les additifs contribuent d'une façon dominante à la radiation. La performance de la lampe est fortement influencée par la distribution des halogénures métalliques par convection.

Des lampes à décharges aux halogénures métalliques ont été modelées par Dakin et Gilliard en 1986 [2.19] puis en 1987 [2.20] mais en supprimant la convection. Les résultats ont donné une description détaillée des gradients de température et du domaine de radiation dans les lampes à décharges. Les spectres calculés ont été comparés avec ceux obtenus d'une expérience réalisée sur une lampe à décharge qui a été tournée horizontalement pour supprimer la convection. Le model décrit précédemment a été développé pour inclure les effets bidimensionnel [2.21]. Ce model a permis le calcul des distributions de température et de vitesse, des propriétés chimiques et radiatives ainsi que la distribution des champs électriques. L'influence des électrodes a été prise en considération mais en négligent les pertes

d'énergie à la surface des électrodes. En 1996, Chittka et al. [2.22] ont amélioré la qualité des électrodes des lampes à décharge de gaz (à basse et haute pression), et donc augmenter la qualité et la durée de vie de ces lampes.

Les modèles tridimensionnels sont plus compliqués à modéliser. Chang et al. [2.23] ont développé le premier modèle de convection à 3-dimensions dans des tubes à arc. D'autres modèles tridimensionnels de décharge ont été élaborés récemment en considérant les effets dus aux électrodes et le départ de l'équilibre thermodynamique à l'intérieur de la lampe [2.24-2.26].

En raison du rôle dominant des lampes à décharge dans les applications d'éclairage et en raison de la diversification croissante ces lampes sont toujours un sujet de recherches.

2.4.2 Principe de fonctionnement :

Les molécules du gaz utilisé ou des vapeurs métalliques ont la particularité de pouvoir s'ioniser lorsqu'elles sont soumises à une différence de potentiel. Les électrons libérés sont attirés par une des électrodes et les ions positifs par l'autre. Le déplacement d'électrons est donc un courant électrique.

Lors du passage du courant électrique, il y a de nombreuses collisions entre les électrons libres et les atomes contenus dans la lampe. Il y a à ce moment des électrons qui sont chassés de leur orbite et une émission de photon - dont la longueur d'onde est dans le spectre de la lumière visible ou de l'ultra-violet.

La couleur émise par ces lampes dépend du gaz utilisé:

- Le néon donne une couleur rouge.
- Le mercure s'approche du bleu tout en produisant une quantité d'ultraviolet importante.
- Le sodium offre une couleur jaune orangée.
- Le xénon (employé principalement dans l'industrie automobile) est le gaz qui permet de s'approcher le plus possible du blanc pur.

2.4.3 Tubes fluorescents :

Le principe de fonctionnement est celui de la fluorescence : une décharge électrique à travers un gaz constitué de vapeurs de mercure, ce qui produit une lumière ultraviolette. Cette

lumière, non exploitable directement dans un but d'éclairage, est absorbée par une poudre fluorescente recouvrant la paroi interne du tube de verre ; la poudre émet une lumière visible.

2.4.4 Lampes à vapeur de sodium :

Les lampes à vapeur de sodium sous basse pression sont composées d'un tube à décharge plié en forme de U et enclos dans une ampoule externe tirée sous vide. Le tube à décharge est rempli d'un mélange néon (99%) argon (1%) sous basse pression permettant l'amorçage de la décharge et l'échauffement du sodium jusqu'à 260 degrés Celsius. Le tube est fabriqué à base de verre sodocalcique recouvert d'une couche mince de verre au borate, résistant à la vapeur du métal alcalin.

2.4.5 Les lampes à vapeur de mercure

Les lampes à vapeur de mercure haute pression sont composées d'un tube à décharge en quartz, enfermé dans une ampoule remplie d'azote. Le tube à décharge est pourvu de deux électrodes en tungstène à chaque extrémité, ainsi que d'une ou deux petites électrodes d'amorçage connectées aux électrodes principales via des résistances. Ce tube est rempli d'argon sous basse pression, et d'une goutte de mercure qui sera totalement vaporisée en régime normal de fonctionnement.

2.4.6 Les lampes aux halogénures métalliques

La majorité des lampes aux halogénures métalliques ont une construction similaire à celle des lampes à vapeur de mercure haute pression. Un tube à décharge en quartz, muni de deux électrodes en tungstène, est enfermé dans une ampoule externe. En plus d'argon et du mercure, le tube à décharge est dosé avec différents sels métalliques, dont la composition et la quantité dépendent du type de lumière et des performances voulus. La distance entre les électrodes est plus courte que pour les lampes à vapeur de mercure afin de permettre une plus grande dissipation de puissance par centimètre d'arc. Les extrémités du tube à décharge sont aussi recouvertes d'un dépôt blanc d'oxyde de zirconium ou d'aluminium afin d'accroître la température du point le plus froid. Toutes ces mesures permettent d'obtenir une pression de vapeur de sels métalliques aussi élevée que possible afin de maximiser l'émission lumineuse.

2.5 Source électroluminescente à semi conducteur :

Composées de plusieurs diodes électroluminescentes (LED: Light-Emitting Diode) haute luminosité, d'une durée de vie très importante (cinquante à cent mille heures) les lampes à diodes commencent à remplacer les lampes à incandescence dans l'éclairage portatif. Leur coût très élevé, la nécessité de l'emploi d'alimentation électronique et leur efficacité lumineuse modeste (25 lm/W pour les meilleures sources) limitent encore leur démocratisation face aux lampes à filaments.

Chapitre 3

Transfert thermique

3.1 Introduction

Les multiples procédés utilisés dans l'industrie sont très souvent le siège d'échanges de chaleur, soit parce que c'est le but recherché (fours, échangeurs, thermoformage), soit parce que ceux-ci interviennent d'une manière inévitable (chocs thermiques, pertes de chaleurs, rayonnement).

Le transfert de chaleur est un processus par lequel de l'énergie est échangée sous forme de chaleur entre des corps ou des milieux aux températures différentes. Cette discipline est également appelée transfert thermique ou thermocinétique.

L'étude des transferts de chaleur complète l'étude de la thermodynamique en décrivant la manière dont s'opère le transfert d'énergie. La thermodynamique établit les conditions de cette transmission de chaleur et détermine les conséquences qui en résultent, mais elle ne se préoccupe pas de la vitesse de cette transmission. En thermodynamique classique, les transformations réversibles supposent essentiellement le voisinage de l'équilibre et par conséquent, les échanges ne peuvent s'effectuer qu'entre corps à températures très voisines. À la différence de la thermodynamique, la thermocinétique fournit des informations sur le mode de transfert en situation de non

équilibre ainsi que sur les valeurs de flux de chaleur. Mais le transfert de chaleur s'appuie sur les lois et le concept de la thermodynamique. Ce chapitre a pour objet de montrer la manière dont s'effectue cet échange. Les phénomènes de transfert sont décrits dans les références [3.1]-[3.4].

3.2 Les modes de transfert de chaleur

La chaleur peut être transmise par conduction, convection ou rayonnement. Bien que les trois processus puissent avoir lieu simultanément, l'un des mécanismes est généralement prépondérant.

3.2.1 Conduction

La conduction thermique est le mode de transfert de chaleur provoqué par une différence de température entre deux régions d'un même milieu ou entre deux milieux en contact sans déplacement appréciable de matière. C'est le seul mode de transfert de chaleur à l'intérieur d'un solide. La conduction est une transmission de la chaleur dans la matière par vibration moléculaire.

Ce transfert de chaleur spontané d'une région de température élevée vers une région de température plus basse obéit à la loi dite de Fourier : le flux de chaleur à travers une surface est, par définition, la quantité de chaleur (mesurée en joules) qui traverse, par unité de temps (la seconde), cette surface. La densité de flux de chaleur; en un point est le rapport du flux de chaleur passant à travers un élément de surface entourant ce point à l'aire de cet élément. Cette densité est proportionnelle au gradient de température.

$$\vec{J} = -\lambda \overrightarrow{\text{grad}} T$$

- $\overrightarrow{\text{grad}} T$ représente le gradient local de température.
- λ est le coefficient de conductivité thermique du milieu de transmission.

3.2.2 Rayonnement

Le rayonnement correspond à un échange de chaleur par l'intermédiaire d'une onde de nature électromagnétique et il ne nécessite aucun support matériel, c'est-à-

dire les substances échangeant de la chaleur n'ont pas besoin d'être en contact l'une avec l'autre. Elles peuvent même être séparées par le vide.

Tous les corps solides, liquides ou gazeux émettent un rayonnement de nature électromagnétique. Cette émission d'énergie représente un flux de chaleur émis par le corps considéré. L'intensité dépend de la température du corps. Le vide et la plupart des gaz simples (O_2 , N_2 , H_2) constituent des milieux parfaitement transparents à la propagation de ce rayonnement. Certains gaz composés (en particulier CO_2 , H_2O , CO , CH_4) sont seulement partiellement transparents, car la propagation s'accompagne d'une diminution de l'énergie transportée. Certains liquides et solides (polymères, verres) entrent également dans cette catégorie. Mais la majorité des liquides et solides sont opaques, car ils arrêtent la propagation de tout rayonnement dès leur surfaces. Du point de vue de l'émission, on distingue :

- le rayonnement de corps opaques provenant de leur seule surface
- le rayonnement des corps partiellement transparents qui provient de toute leur masse.

Un rayonnement incident, qui arrive sur un corps opaque est en partie réfléchi et le reste est absorbé sous forme de chaleur au voisinage du lieu de l'impact. Lorsqu'on étudie l'équilibre thermique d'un système, tout corps doit être considéré de deux points de vue :

- comme émetteur, car il envoie toujours un rayonnement lié à sa température (sauf s'il est parfaitement transparent).
- comme récepteur, car il reçoit des rayonnements émis ou réfléchis et diffusés par les corps qui l'entourent.

A ce titre, un corps absorbe une partie du rayonnement et en réfléchit le reste, donc le flux de rayonnement provenant d'un corps est très souvent la somme du flux émis et du flux réfléchi. La Figure 3.1 montre les rayonnements électromagnétiques ordonnés selon leurs longueurs d'onde et selon leurs fréquences.

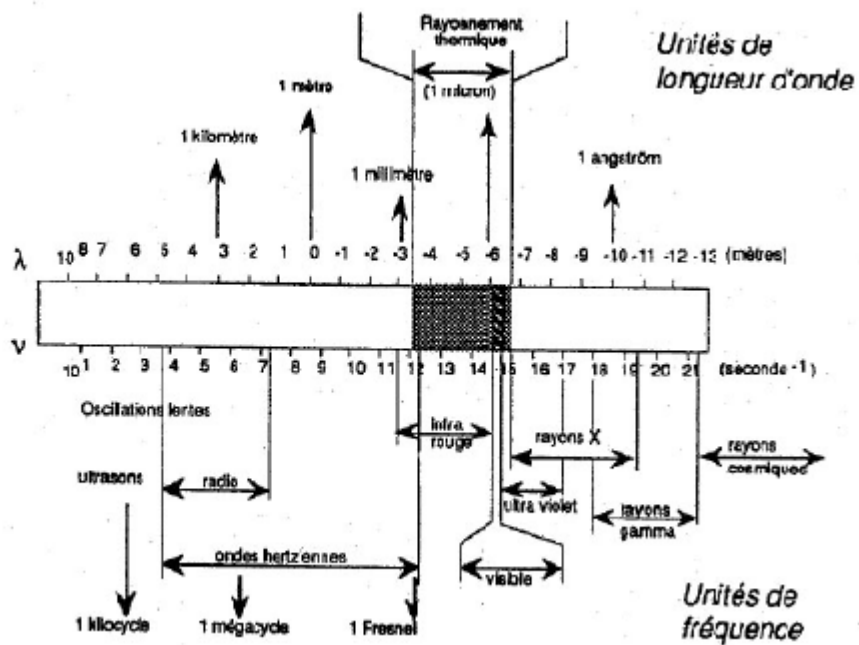


Figure 3.1 : Rayonnements électromagnétiques

C'est la loi de Stefan qui permet de quantifier ces échanges. L'énergie rayonnée par un corps s'écrit :

$$E = c_0 S \sigma T^4$$

- σ : constante de Stefan Boltzmann = $5,67 \cdot 10^{-8} \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-4}$.
- c_0 : coefficient qui vaut 1 pour un corps noir et qui est compris entre 0 et 1 selon l'état de surface du matériau.
- S : surface du corps.
- T : température du corps en Kelvin.

Les capacités d'absorption, de réflexion et de transmission d'une substance dépendent de la longueur d'onde du rayonnement incident. Le verre, par exemple, transmet de grandes quantités de rayonnement ultraviolet (ondes courtes), mais transmet mal le rayonnement infrarouge (ondes longues).

3.2.3 Convection

La convection est un mode de transport d'énergie par l'action combinée de la conduction, de l'accumulation de l'énergie et du mouvement du milieu. La convection est le mécanisme le plus important de transfert d'énergie entre une surface solide et un

liquide ou un gaz. Le transfert d'énergie par convection d'une surface dont la température est supérieure à celle du fluide qui l'entoure s'effectue en plusieurs étapes. D'abord la chaleur s'écoule par conduction de la surface aux molécules du fluide adjacentes. L'énergie ainsi transmise sert à augmenter la température et l'énergie interne de ces molécules du fluide. Ensuite les molécules vont se mélanger avec d'autres molécules situées dans une région à basse température et transférer une partie de leur énergie. Dans ce cas l'écoulement transporte le fluide et l'énergie. L'énergie est, à présent, emmagasinée dans les molécules du fluide et elle est transportée sous l'effet de leur mouvement.

La transmission de chaleur par convection est désignée, selon le mode d'écoulement du fluide, par convection libre et convection forcée. Lorsqu'il se produit au sein du fluide des courants dus simplement aux différences de température, on dit que la convection est naturelle ou libre. Par contre si le mouvement du fluide est provoqué par une action externe, telle une pompe ou un ventilateur, le processus est appelé convection forcée.

On peut exprimer la quantité de chaleur transmise par convection entre une paroi solide et un fluide au moyen de l'équation suivante:

$$P = h \cdot S (T_1 - T_2)$$

- P est le flux de chaleur.
- h s'interprète comme un coefficient d'échange de chaleur, h est, le plus souvent, une fonction de la température et du matériau.
- S est la section de passage.
- ΔT est la variation de la température.

Sous cette forme, l'équation de la convection semble être tout à fait simple. En réalité, il n'en est rien, car cette équation est une définition de l'unité de conductance thermique moyenne par convection plutôt qu'une loi de transmission de la chaleur par convection. Le coefficient d'échange de chaleur par convection est, en effet, une fonction de l'écoulement du fluide, des propriétés thermiques du milieu fluide et de la

géométrie du système. Sa valeur numérique n'est généralement pas uniforme sur une surface et elle dépend également du lieu où on mesure la température.

3.2.3.1 Écoulement du fluide

Comme le transfert d'énergie par convection est très intimement lié au mouvement du fluide, il est nécessaire de connaître le mécanisme de l'écoulement du fluide avant d'examiner celui de l'écoulement de la chaleur. Un des plus importants aspects de l'étude hydrodynamique est d'établir si le mouvement du fluide est laminaire ou turbulent. Lorsqu'un fluide s'écoule en mouvement laminaire le long d'une surface dont la température est différente de celle du fluide, la chaleur est transmise seulement par conduction aussi bien à l'intérieur du fluide qu'à l'interface entre le fluide et la surface. Par contre dans un écoulement turbulent, le mécanisme de conduction est modifié et favorisé par d'innombrables tourbillons. Les petits volumes de fluide en se mélangeant avec d'autres jouent le rôle de porteur d'énergie. Par conséquent un accroissement de turbulence amène une augmentation de la quantité de chaleur s'écoulant par convection.

Lorsqu'un fluide s'écoule le long d'une surface, indépendamment de la nature de l'écoulement —laminaire ou turbulent — les molécules à proximité de la surface sont ralenties à cause des forces de visqueuses. Les molécules du fluide adjacentes à la surface y adhèrent et ont une vitesse nulle par rapport à la paroi. Les autres molécules du fluide s'efforçant de glisser sur les premières sont ralenties, phénomène qui donne naissance aux forces de cisaillement. Dans un écoulement laminaire l'interaction, appelée cisaillement visqueux, s'effectue entre les molécules à une échelle microscopique. Dans l'écoulement turbulent une interaction entre les masses du fluide à une échelle macroscopique, appelée cisaillement turbulent, se superpose au cisaillement visqueux. Les effets des forces visqueuses qui prennent naissance à la paroi s'étendent dans la masse du fluide, mais à une faible distance de la paroi la vitesse des particules fluides atteint celle de l'écoulement libre non perturbé. La région dans laquelle sont localisées les variations notables de la vitesse est appelée couche limite hydrodynamique.

L'écoulement est laminaire ou turbulent suivant la valeur du nombre de Reynolds défini par :

$$Re = \frac{u_m d}{\nu}$$

où d est une échelle de longueur caractéristique de l'écoulement (par exemple diamètre, dans le cas d'un écoulement de conduite), u_m est une vitesse caractéristique de l'écoulement, $\nu = \mu/\rho$ est la viscosité cinématique, μ étant la viscosité dynamique et ρ la masse volumique.

Ce nombre joue un rôle fondamental dans la caractérisation de l'écoulement :

- Si $Re < 2400$ on est en régime laminaire.
- Pour des vitesses plus élevées, $Re \gg 2400$, le régime turbulent apparaît.

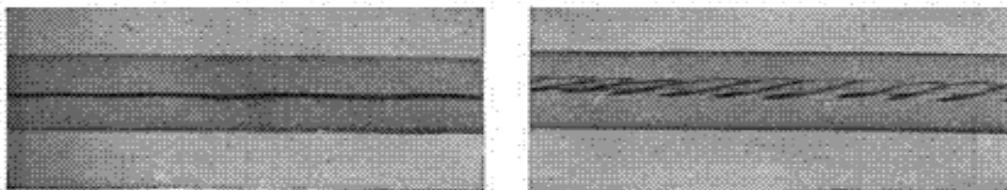


Figure 3.2 : Ecoulement laminaire et écoulement turbulent.

3.2.3.2 Ecoulement de la chaleur

Lorsque la vitesse du fluide et la turbulence sont faibles, le transport d'énergie n'est que faiblement aidé par les courants de mélange à une échelle macroscopique. Par contre, si la vitesse est grande et si le mélange entre le fluide chaud et le fluide froid contribue notablement au transfert d'énergie, le mécanisme de conduction devient moins important. En conséquence, pour transporter par convection à travers un fluide une quantité de chaleur donnée, il est nécessaire que le gradient de température soit plus grand dans la région à faible vitesse que dans celle où la vitesse est élevée. Au voisinage immédiat de la paroi la chaleur se meut par conduction pure, les molécules du fluide étant stationnaires par rapport à la frontière de la couche limite. On compte naturellement sur un grand gradient de la température dans cette couche. A mesure que l'on s'éloigne de la paroi, le mouvement du fluide favorise le transport d'énergie et le gradient de température diminue de moins en moins vite pour atteindre finalement celui du courant principal.

Dans les fluides, l'existence d'un champ de températures non uniforme modifie localement la masse volumique de ces fluides et entraîne, dans un champ de forces volumiques (pesanteur, force centrifuge), des mouvements dits de convection naturelle.

Les coefficients d'échange de chaleur par convection h_c sont exprimés par l'intermédiaire du nombre adimensionnel de Nusselt (Nu) défini par: $Nu = h_c L / \lambda_f$ où λ_f est la conductivité thermique du fluide, L est une échelle de longueur. Le nombre de Nusselt caractérise l'efficacité du transport thermique convectif.

3.2.3.3 Convection Naturelle

La convection naturelle (ou libre) est le transport de chaleur dû à des mouvements de fluide provoqués par un champ de pesanteur (ou de force centrifuge). Lorsqu'un fluide se trouve en contact avec un corps chaud, sa température augmente et sa masse volumique diminue, et il se déplace (il monte) par rapport au corps chaud. Cet écoulement de fluide le long de ce corps chaud entraîne un phénomène de convection naturelle. Si le fluide est plus chaud que le corps, l'écoulement se fera vers le bas mais il y aura toujours de la convection. En convection libre comme en convection forcée, l'écoulement peut être laminaire ou turbulent et dépend des propriétés du fluide, de la force de pesanteur et de l'écart de température entre la surface et le fluide. Le champ de température en convection naturelle est identique à celui observé en convection forcée. De ce fait l'interprétation physique du nombre de Nusselt peut être utilisée.

On distingue entre convection naturelle interne, qui a lieu dans une enceinte fermée à paroi non isotherme, et convection naturelle externe, qui se produit au voisinage des parois d'un corps dont la température est différente de celle de l'ambiance:

- La convection interne prend naissance lorsque des perturbations du champ de température correspondant à un régime de conduction pure croissent au lieu de s'amortir. Cela se produit pour une certaine valeur critique d'un nombre sans dimensions, le nombre de Rayleigh :

$$Ra = \frac{\beta g L^3 \Delta T}{\nu \alpha}$$

Où:

g est l'accélération de la pesanteur,

β est le coefficient de dilatation thermique du fluide,

ΔT est la variation de température dans l'enceinte,

L est une dimension de longueur,

$\nu = \mu / \rho$ la viscosité cinématique du fluide, μ étant la viscosité dynamique et ρ la masse volumique,

α est la diffusivité thermique.

- La convection externe se produit au voisinage d'un objet à température différente de l'ambiance. Le champ de températures provoqué par la conduction entraîne une poussée d'Archimède qui met en mouvement vers le haut les parties les plus chaudes du fluide. En régime permanent, le transfert de chaleur s'effectue donc à la fois par conduction et par transport d'enthalpie.

Le flux de chaleur à partir du corps chauffé (ou refroidi) est sous la dépendance de deux nombres sans dimensions, le nombre de Grashof :

$$Gr = \frac{\beta g L^3 \Delta T}{\nu^2}$$

où L est une dimension caractéristique du corps, et le nombre de Prandtl :

$$Pr = \frac{\mu C_p}{\lambda}$$

où C_p est la capacité calorifique à pression constante et λ est la conductivité thermique.

Ce nombre est entièrement caractéristique du fluide considéré. Dans le cas des gaz, Pr est sensiblement constant avec la pression et la température et ne varie qu'avec les changements thermiques de $C_p(T)$.

Si le nombre de Grashof est suffisamment important, les variations les plus grandes de température et de vitesse ont lieu dans une zone située au voisinage immédiat du

corps, qui constitue une couche limite de convection naturelle. Cette couche limite, orientée vers le haut (ou vers le bas) si le corps est chauffé (ou refroidi), peut être laminaire ou turbulente.

En fonction de la valeur du nombre de Rayleigh ($Ra = Gr Pr$), le transfert de chaleur a les caractéristiques suivantes :

. $Ra < 10^3$: convection négligeable ; le transfert a lieu essentiellement par conduction.

. $10^3 < Ra < 10^9$: le transfert a lieu en régime de convection libre laminaire (rouleaux convectifs stables dans le temps).

. $Ra > 10^9$: le transfert a lieu en régime de convection libre turbulente.

3.3 Les propriétés de transport

Un gaz hors d'équilibre est le siège de flux nets de particules qui portent avec elles les propriétés microscopiques qui leur sont attachées telles que : la quantité de mouvement, la masse ou l'énergie. Il y a alors transport de ces quantités. Ce transport est la conséquence de l'existence d'hétérogénéité spatiale des grandeurs caractéristiques du gaz (température, pression, densité) ou de la présence de forces extérieures appliquées. Ces processus physiquement semblables dans le sens où ils correspondent au transport d'une grandeur physique dans le gaz, se manifestent respectivement à l'échelle macroscopique par les phénomènes suivants :

- **La viscosité** : qui caractérise le transport de quantité de mouvement dû à la présence d'un gradient de vitesse ;
- **La diffusion** : qui décrit le flux de particules sous l'effet d'un gradient de concentration: c'est la "diffusion ordinaire", ou d'un gradient de température : c'est la "diffusion thermique" ;
- **La conductivité thermique** : qui représente le flux d'énergie thermique sous l'effet d'un gradient de température;
- **La conductivité électrique** : qui décrit le flux des espèces chargées sous l'effet d'un champ électrique.

Ce sont ces différents phénomènes que l'on regroupe sous le concept de propriétés de transport. Ils sont caractéristiques d'un état hors équilibre, puisque dans une situation d'équilibre tous les flux nets correspondants sont nuls. Dans les situations proches de l'équilibre, c'est-à-dire si les équations de transport sont linéaires, il y a proportionnalité entre les flux et les gradients qui leur donnent naissance. Les coefficients de proportionnalité sont les coefficients de transport.

Les propriétés de transport sont nécessaires pour toute étude des fluides en écoulement et du transfert de la chaleur. Malheureusement, l'utilisation quantitative de ces propriétés souffre généralement du manque de données expérimentales sur un large intervalle des températures. Pour la plupart des gaz, les données expérimentales sont disponibles à température ambiante mais la disponibilité de telles données diminue rapidement avec l'augmentation de la température. Les propriétés de transport nécessaires pour notre étude sont la viscosité et la conductivité thermique.

3.3.1 Viscosité

La viscosité (du latin viscum) désigne la capacité d'un fluide à s'écouler. La viscosité introduit dans les fluides des forces de frottement. Celles-ci s'exercent entre les diverses parties du fluide lui-même lorsqu'elles sont animées de vitesses différentes. Elles s'opposent aussi aux mouvements relatif par rapport aux fluides des corps immergées lorsque ceux-ci sont entraînés par le champ de pesanteur ou un champ électrostatique. La viscosité d'un fluide varie en fonction de sa température ou des actions mécaniques auxquelles il est soumis.

La viscosité a été mesurée par plusieurs techniques, la plus précise été la méthode du viscosimètre à disc oscillatoire [3.5]. Une des premières corrélations de données expérimentales de la viscosité était celle de Maitland et Smith [3.6], ils ont rassemblé toutes les mesures de viscosités de plusieurs gaz (y compris l'azote) et en se basant sur l'analyse des données par les méthodes de lissage ils ont pu décider quelles données pouvaient être acceptées comme fiables. La plupart des viscosités ont été mesurées par rapport à la viscosité supposée être connue précisément d'un gaz standard, ce gaz était l'azote parce qu'il peut être obtenu pur et les différentes mesures de ses viscosités étaient semblables. Dans la période qui suit quelques nouvelles mesures de la viscosité de l'azote gazeux ont été réalisées ce qui a conduit à d'autres

corrélations dont les plus récentes sont celles de Millat et Wakeham [3.7] pour un intervalle de température de 110K à 2100K. La Figure 3.3 montre la variation de la viscosité de l'azote gazeux en fonction de la température pour la corrélation des données expérimentales de Millat et Wakeham [3.7], de Maitland et Smith [3.6] et des valeurs théoriques de Svehla [3.8]. En se basant sur le potentiel de Lennard Jones, Svehla a calculé les viscosités et les conductivités thermiques pour 200 gazes à l'état fondamental pour des températures de 100K jusqu'à 5000K et une pression de 1atm.

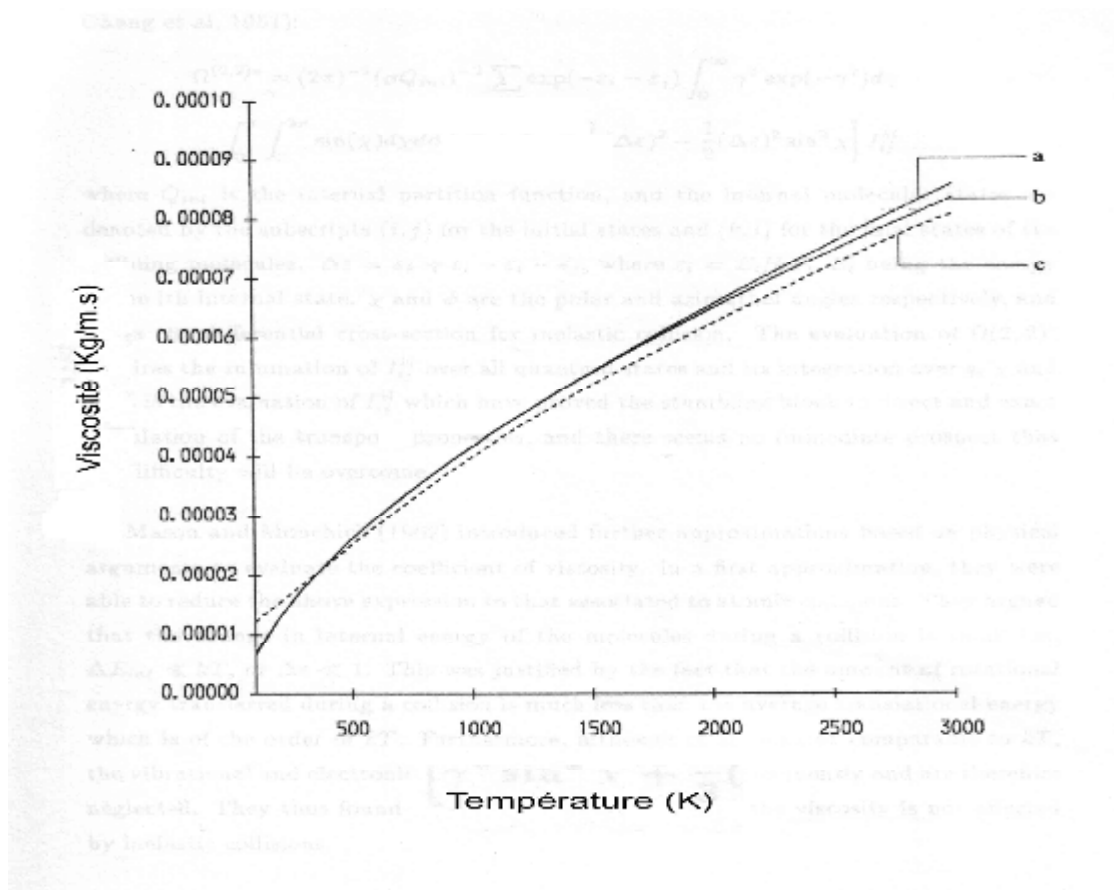


Figure 3.3 : Viscosité de l'azote gazeux en fonction de la température; (a) corrélation des données expérimentales de Millat et Wakeham, (b) corrélation des données expérimentales de Maitland et Smith, (c) valeurs théoriques de Svehla.

3.3.2 Conductivité thermique

La conduction thermique (ou de chaleur) est un phénomène de transfert d'énergie dans un système à température non uniforme. La conductivité thermique représente l'aptitude du système à transférer de la chaleur entre ses différentes parties.

Les mesures de la conductivité thermique ont été réalisées plus tard que celles de la viscosité. Les mesures des conductivités thermiques de l'azote gazeux pour un intervalle de température de 350K à 1500K ont été faites par Saxena et Saxena [3.9] (Figure 3.4 (a)) en utilisant la technique dite instrument de colonnes. Plus tard, Saxena et Chen [3.10] en utilisant un instrument de colonnes plus performant, ont répété les mesures des conductivités thermiques de l'azote gazeux sur un intervalle plus large des températures s'étalant de 338K à 2518K (Figure 3.4 (b)). Depuis 1975 des efforts considérables ont été faits pour développer la technique de mesure des conductivités thermiques des gazes. La version moderne de la technique des colonnes a permis à Millat et Wakeham [3.7] d'obtenir de nouvelles valeurs expérimentales de N_2 dans l'intervalle de température (120K, 2100K) (Figure 3.4 (c)), plus tard Wakeham et al. [3.11] élargissent les mesures pour un intervalle plus grand de températures (Figure 3.4 (d)).

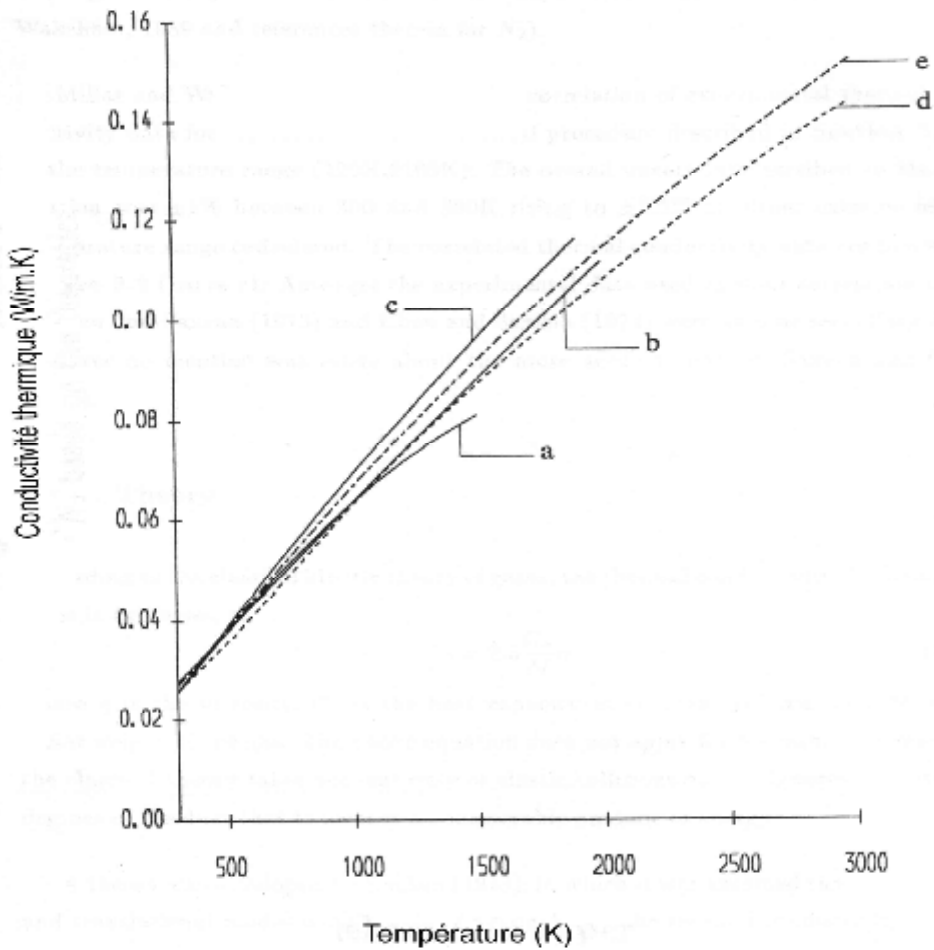


Figure : 3.4 Conductivité thermique de l'azote gazeux en fonction de la température; (a) corrélation des données expérimentales de Saxena et Saxena, (b) corrélation des données expérimentales de Saxena et Chen, (c) corrélation des données expérimentales de Millat et Wakeham, (d) corrélation des données expérimentales de Wakeham et al., (e) valeurs théoriques de Svehla.

Dans cette étude les données de Svehla [3.8] de la viscosité et de la conductivité thermique de l'azote gazeux ont été utilisées parce qu'elles sont proches des valeurs expérimentales.

Chapitre 4

Modélisation de l'enceinte optique et la théorie CARS

4.1 Introduction

Ce chapitre résume la procédure expérimentale qui a incité à faire l'investigation numérique présente. L'enceinte optique simulant la lampe à incandescence sur laquelle notre modélisation est basée est décrite en détail. Une description de la théorie CARS (Coherent Anti-Stokes Raman Scattering) ainsi que quelques résultats expérimentaux sont donnés.

4.2 Description de l'enceinte modélisée

L'enceinte utilisée dans notre étude, a été construite afin d'offrir le meilleur environnement possible pour réaliser des expériences par la technique CARS. Pour cela la lampe ne ressemble pas directement à la lampe incandescente commerciale, mais par contre elle offre un environnement physique similaire [4.1], [4.2].

Les critères du modèle, seront décrits individuellement dans les sections qui suivent. Le schéma de la lampe est montré dans la Figure 4.1 et ses caractéristiques sont résumées dans le Tableau 4.1.

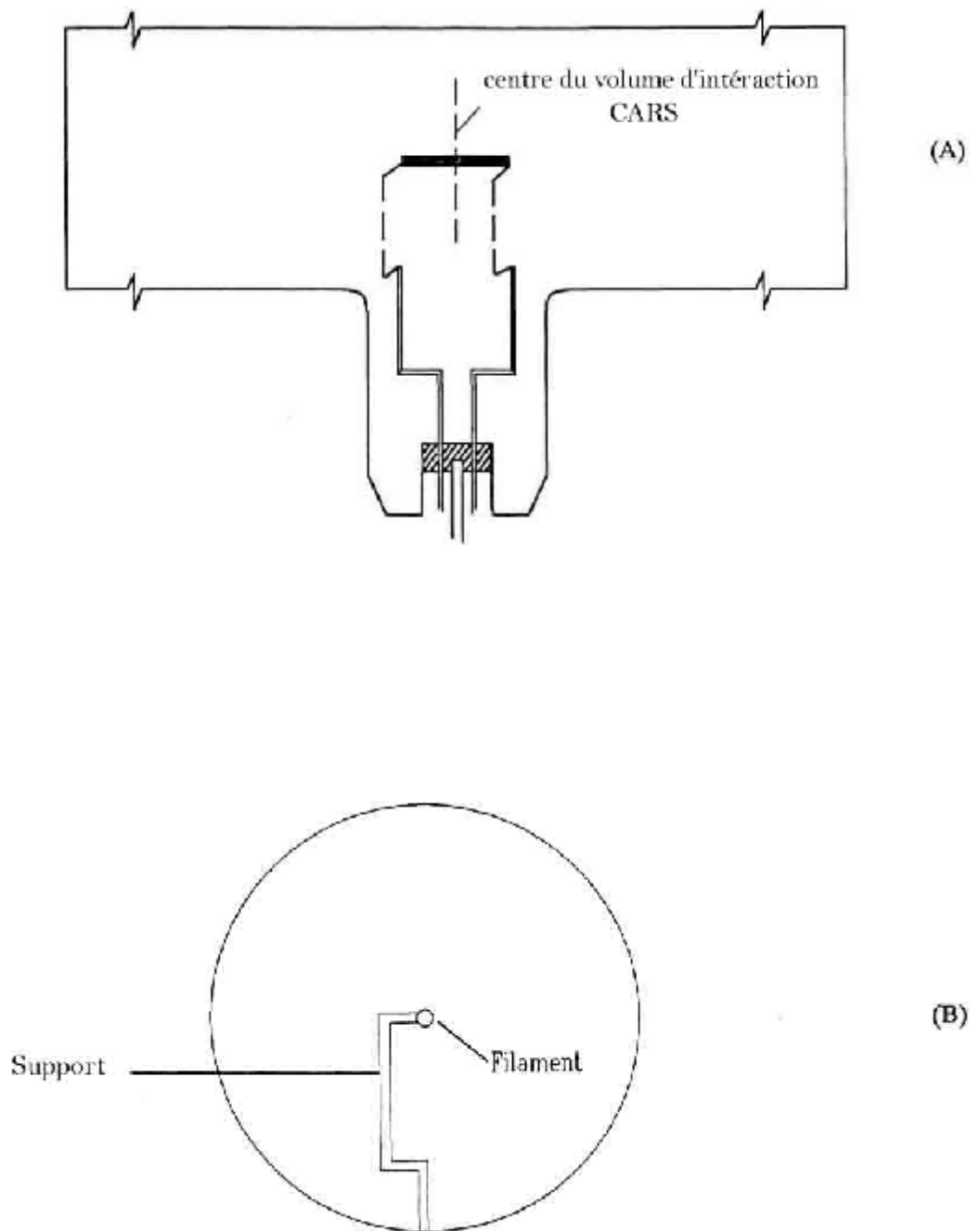


Figure 4.1 : Schéma de l'enceinte expérimentale, (A) section longitudinale, (B) section transversale à l'extrémité du filament.

Température du filament	2700K \pm 30K
Pression de remplissage	170 mm Hg = 0.224 atm
Pression opératoire	237 mm Hg = 0.312 atm
Températures de la paroi	Paroi = 380K Base = 382K Haut = 428K
Puissance d'entrée	278 Watts
Voltage	29.4 Volts

Tableau 4.1 : Caractéristiques opératoires de l'enceinte expérimentale.

4.2.1 Enveloppe externe

La cellule optique est en pyrex et de forme cylindrique : 250 mm de longueur et 75 mm de diamètre. Les dimensions de l'enveloppe sont relativement grandes pour assurer la réduction du pouvoir laser sur les parois. En effet, la puissance des faisceaux lasers (CARS) ; étant si élevée, endommagerait le matériau de l'enveloppe si ce dernier était situé trop près de la région de focalisation.

La lampe a été aussi ajustée avec des surfaces planes aux extrémités afin de laisser des accès optiques libres aux faisceaux CARS, en effet, les surfaces courbées ont l'inconvénient d'interférer avec toute technique optique. La géométrie cylindrique tiendra compte des simplifications de symétrie dans le modèle théorique.

4.2.2 Le filament

Les mesures exactes exigent que le filament soit indépendant et fléchisse librement. Le tungstène est un choix idéal, pour sa ductilité, sa résistance et sa durabilité. Une bobine de tungstène a été utilisée à cet effet. Le filament est localisé centralement et co-axialement dans l'enveloppe, et supporté sur des fils de tungstène formés pour assurer une pénétration ininterrompue des faisceaux CARS au-dessus, au-dessous et à l'extrémité du filament. Les supports du filament doivent être aussi minces que possible, et cela pour:

- Laisser des accès optiques autour du filament.

- Minimiser la conduction de la chaleur à partir du filament et donc réduire les gradients de température le long du filament.
- Minimiser la perturbation de l'écoulement du gaz, donc admettre leur omission par la modélisation numérique.

Une autre condition est que le filament doit être suffisamment long par rapport à la longueur d'interaction expérimentale des faisceaux lasers $\sim 6\text{mm}$ [4.3], dans le but de réduire les effets des gradients de température dans l'enceinte. La correction des effets des gradients de température à travers le volume d'interaction peut être réalisée à l'aide du code DIFCARS [4.4]. La longueur du filament est 23.5 mm et son diamètre est 1.58 mm.

4.2.3 Gaz de remplissage

L'espèce la plus utilisée dans la thermométrie CARS est l'azote moléculaire [4.5]. C'est également le gaz le plus utilisé pour le remplissage des lampes à incandescence; principalement comme un diluant d'un gaz inerte tel que l'argon ou les halogénures [4.6]. Il a également des propriétés de conductivité thermique, favorable et une faible tendance de se décomposer autour du filament.

Dans cette étude il a été décidé d'utiliser de l'azote pur en tant que gaz de remplissage car les propriétés de transport de N_2 pur sont précises [4.7] et de plus l'utilisation d'un gaz unique facilite la modélisation des propriétés de transport du gaz en écoulement à haute température. Aucune eau ou oxygène ne devrait être présente puisque ces espèces interagissent avec la vapeur de tungstène et donnent des dépôts d'oxyde de tungstène sur les parois.

La pression de remplissage détermine la distribution de la température ainsi que les gradients de la température dans la lampe. Des pressions élevées causent une augmentation rapide de la convection, ayant pour résultat la compression du champ thermique autour du filament et une forte plume convective. D'un autre côté les basses pressions de remplissage réduisent les signaux CARS et causent le noircissement de la paroi par des dépôts de tungstène. Une pression de remplissage de 170 mm Hg (0.224 atm) a été utilisée afin de réduire le nombre de collision tout en

maintenant une importante force de poussée thermique induisant un mouvement de convection naturelle dans l'enceinte.

4.2 La théorie CARS

La spectroscopie CARS est un processus d'optique non linéaire observé dans les milieux gazeux lorsqu'on soumet le milieu à deux faisceaux lasers monochromatiques de fréquences ν_p (faisceau pompe) et ν_s (faisceau Stokes). Lorsque l'écart en fréquence ($\nu_p - \nu_s$) est voisin de la fréquence de vibration ν_v d'un mode vibrationnel actif en Raman d'une des espèces présentes dans le milieu, un signal lumineux intense est alors créé sous la forme d'une onde monochromatique. Les deux ondes excitatrices cohérentes forcent les molécules à osciller en phase, à la fréquence ($\nu_p - \nu_s$); les deux rayonnements sont alors diffusés par les molécules dont la polarisabilité est modulée par l'oscillation. La diffusion de l'onde ν_p génère une nouvelle onde monochromatique à la fréquence anti-Stokes $\nu_{as} = \nu_p + (\nu_p - \nu_s)$ d'où le nom du processus. L'interaction est montrée dans la Figure 4.2, la différence ($\nu_p - \nu_s$) coïncide avec une transition Raman permise. La théorie CARS est décrite en détail dans les références [4.8] et [4.9].

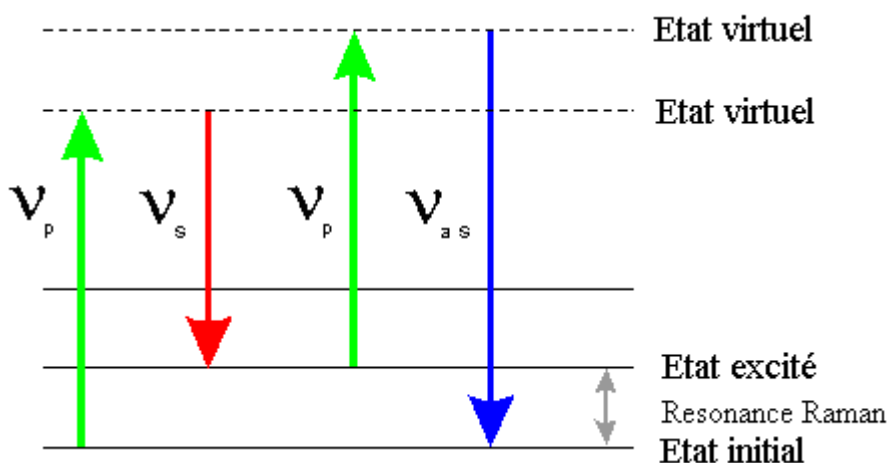


Figure 4.2: Schéma d'énergie pour la technique CARS.

4.3.1 Accord de phase

Pour que le faisceau CARS soit généré efficacement, il faut que la condition d'accord de phase soit respectée, c'est-à-dire que le faisceau CARS généré en un point du volume d'interaction des trois autres faisceaux doit être en phase avec le faisceau CARS généré en tous les autres points de ce volume. La condition d'accord de phase peut être remplie en ajustant l'angle d'incidence des différents faisceaux, et s'écrit:

$$\Delta k = 2k_p - k_s$$

$|k_i| = n_i \omega_i / c$ est le vecteur d'onde;

ω_i est la fréquence angulaire du faisceau i ,

n_i est l'indice de réfraction à la fréquence ω_i ,

c est la vitesse de la lumière.

Plusieurs géométries sont possibles, parmi ces géométries citons:

- géométrie CARS colinéaire: l'accord de phase apparaît quand les faisceaux lasers incidents sont parallèles, Figure 4.3. Cet arrangement, facile à établir, présente l'inconvénient d'une mauvaise résolution spatiale à cause du recouvrement des faisceaux incidents tout le long du volume et la génération du signal CARS parallèlement à ces faisceaux.
- géométrie BOXCARS: garante de mesures spatialement résolues et respectueuse de l'accord de phase requis pour la génération du signal CARS. Le faisceau pompe ω_p est dédoublé en deux faisceaux rigoureusement parallèles, le faisceau Stokes de fréquence ω_s étant superposé en position et en direction sur les deux faisceaux pompes ω_p . Le faisceau CARS ω_{as} est généré du volume d'interaction des faisceaux incidents, Figure 4.3.

Dans cette étude les faisceaux lasers sont disposés selon la géométrie BOXCARS avec un volume d'interaction de 0.2mm x 0.2mm x 6mm.

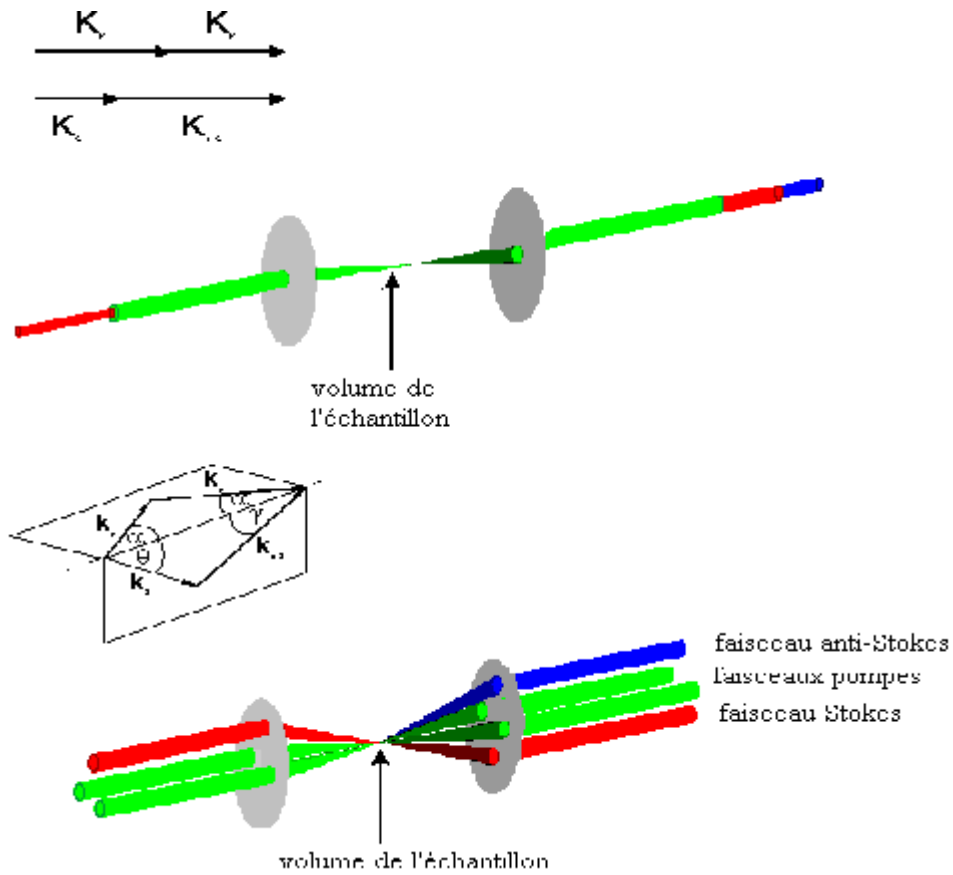


Figure 4.3: Géométries des faisceaux et diagrammes d'accord de phase:
CARS colinéaire (haut) et BOXCARS (bas).

4.3.2 Génération du signal CARS

La réponse d'un milieu matériel à des champs électriques incidents très intenses peut être exprimée en une série de puissances des champs électriques:

$$P = \chi^{(1)}E + \chi^{(2)}E^2 + \chi^{(3)}E^3 + \dots$$

où P est la polarisation, $\chi^{(1)}$ est la susceptibilité optique linéaire et correspond à la susceptibilité à basse intensité, responsable des processus d'optique linéaire tel que la diffusion Raman. $\chi^{(2)}$ est la susceptibilité optique non linéaire de 2^{ème} ordre et est responsable des phénomènes de génération de seconde harmonique, et de génération de fréquence somme et différence et d'autres effets. $\chi^{(3)}$ est la susceptibilité optique non linéaire de 3^{ème} ordre qui donne naissance à CARS.

L'intensité CARS à la fréquence ω_{as} est donnée par l'équation suivante [4.10]:

$$I_{as} = \left(\frac{4\pi^2 \omega_{as}}{c^2 n_{as}} \right) I_p^2 I_s |3\chi^{(3)}|^2 z^2 \left[\frac{\sin(\Delta kz / 2)}{(\Delta kz / 2)} \right]^2$$

I_p et I_s sont les intensités des champs électriques des faisceaux pompes et Stokes aux fréquences ω_p et ω_s respectivement,

z est la distance d'interaction où l'accord de phase est établi et représente l'épaisseur de l'échantillon traversé,

n est l'indice de réfraction et $\Delta k = 2k_p - k_s$,

$\chi^{(3)}$ est la susceptibilité optique d'ordre 3 du milieu dont l'expression dépend de la température, de la composition du mélange gazeux et des polarisations des faisceaux. Les faisceaux étant généralement focalisés en un point, le faisceau signal est alors créé dans la zone focale et est émis dans le même angle solide que les faisceaux excitateurs. On note également que le signal varie en $I_p^2 I_s$, d'où l'intérêt d'utiliser des sources laser pulsées de fortes puissances. Le tenseur de la susceptibilité non linéaire se décompose en une partie résonante Raman et une partie non résonante:

$$\chi^{Total} = \chi^{Res} + \chi^{NR}$$

La première partie, χ^{Res} , est la contribution Raman résonante. Elle décrit la réponse du milieu lorsque $(\omega_p - \omega_s)$ est balayé et arrive en accord avec une fréquence moléculaire ω_j . χ^{Res} s'écrit sous la forme d'une sommation sur les différentes résonances moléculaires. La seconde partie, χ^{NR} , est la susceptibilité non résonante. Elle contient les contributions des résonances Raman très éloignées de $(\omega_p - \omega_s)$ et celles liées à la déformation des nuages électroniques sous l'effet des champs lasers intenses. χ^{NR} est un nombre réel, proportionnel à la concentration totale des molécules variant très lentement en fonction de $(\omega_p - \omega_s)$. La contribution de χ^{NR} au signal CARS devient particulièrement gênante lorsque la concentration de l'espèce sondée est faible. Cette contribution peut être annulée en ajustant judicieusement les

polarisations des faisceaux lasers excitateurs, la dépendance des tenseurs χ^{Res} et χ^{NR} en fonction de ces polarisations étant différentes.

4.3.3 Mesure des températures CARS

Toute expérience CARS a pour objet d'enregistrer un spectre moléculaire qui est la variation de la puissance du faisceau signal P_{as} , c'est à dire la susceptibilité $|\chi|^2$ en fonction de $(\omega_p - \omega_s)$. L'étude de cette variation conduit à l'analyse chimique du mélange, par l'identification des fréquences moléculaires caractéristiques de chaque espèce, et à la mesure de la température, par l'étude de la répartition des molécules sur leurs divers niveaux quantiques.

La nature complexe des spectres obtenus de la spectroscopie CARS signifie que les techniques simples de récupération des données expérimentales ne sont pas applicables. La précision dans la récupération de la température, la pression et les concentrations à partir des spectres CARS dépend de la capacité à accorder parfaitement l'information expérimentale aux spectres connus. A cet effet un logiciel 'FitSpec' a été développé [4.11] et qui permet de modeler correctement un spectre CARS. L'interface graphique de l'utilisateur de FitSpec est montrée dans la Figure 4.4.

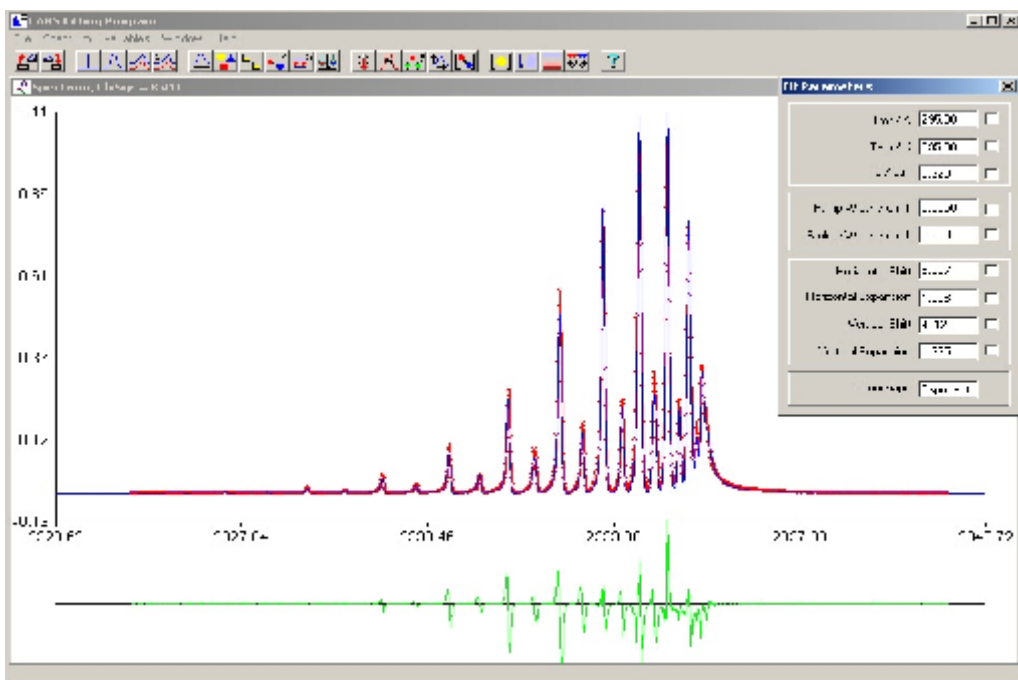


Figure 4.4: Interface graphique de FitSpec.

Figure 4.5 montre une série de spectres simulés de la molécule d'azote gazeux pour des valeurs différentes de température de 500K à 2500K. Ces spectres montrent une forte dépendance de la température.

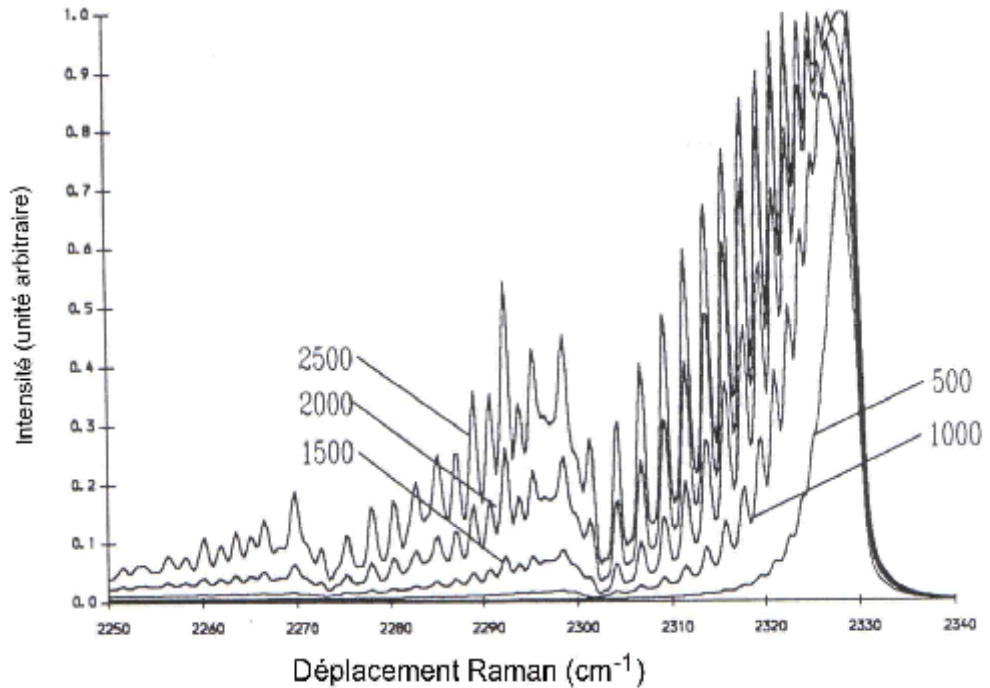


Figure 4.5: Spectres simulés de N_2 .

L'analyse du spectre N_2 -CARS obtenu expérimentalement [4.12] nous donne la variation de la température en fonction du déplacement vertical (Figure 4.6) et en fonction du déplacement horizontal (Figure 4.7). L'expérience a été réalisée sur la lampe, décrite dans la section 4.2, en fonctionnement disposée horizontalement, avec un axe parallèle à l'axe optique du faisceau CARS. Pour les mesures verticales le volume d'interaction CARS a été limité dans le plan vertical perpendiculaire au filament et passant par son axe. Pour les mesures horizontales le déplacement se fait à partir du centre du filament jusqu'à son extrémité à une distance d'environ 2mm au dessus de celui-ci.

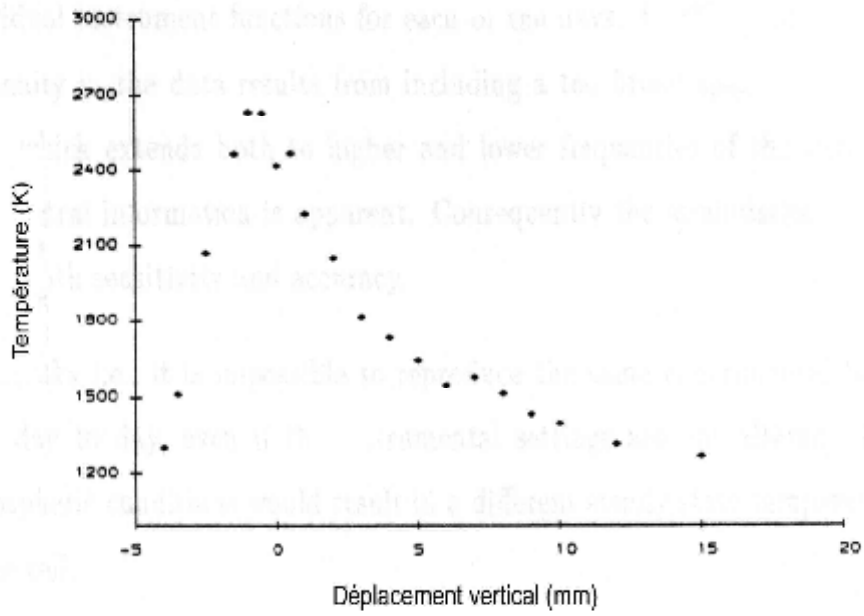


Figure 4.6: Variation de la température en fonction du déplacement vertical.

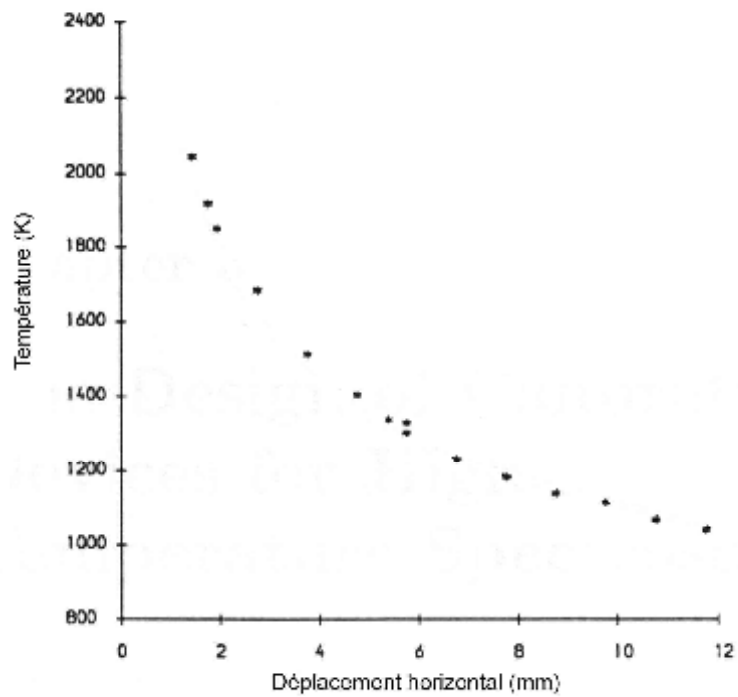


Figure 4.7: Variation de la température en fonction du déplacement horizontal.

Chapitre 5

Modélisation de l'écoulement du fluide et transfert de chaleur

5.1 Introduction

La résolution d'un problème de convection consiste en la détermination des champs de température, de vitesse et de pression. Ce sont les principes généraux de mécanique et de thermodynamique qui permettent d'exprimer les lois de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie lors du mouvement du fluide.

Les équations de conservation de quantité de mouvement et d'énergie régissant le phénomène de convection naturelle dans une enceinte, sont des équations différentielles aux dérivées partielles elliptiques et non linéaires d'une part, et complexes et couplées d'autre part. Vu la complexité de les résoudre analytiquement, on fait appel aux méthodes numériques.

5.2 La dynamique numérique des fluides: CFD

La dynamique numérique des fluides (CFD: Computational Fluid Dynamics) permet la modélisation des écoulements complexes des fluides et des problèmes des échanges de chaleur [5.1]. Les techniques modernes de CFD sont appliquées dans plusieurs disciplines.

L'analyse CFD est basée sur un ensemble d'algorithmes numériques qui décrivent l'écoulement d'un fluide et le transfert de chaleur dans un système arbitraire.

Le logiciel CFD commercial est composé de trois éléments essentiels :

1. Pré-processeur
2. solveur
3. post-processeur

Le pré-processeur fournit les moyens nécessaires pour la description du problème. Cela inclus : la définition de la géométrie qui représentera le problème et formera le domaine numérique. La subdivision de ce domaine en petits volumes ou cellules, c'est le processus de maillage. La sélection des phénomènes physiques à modéliser. Et finalement la définition des propriétés matérielles et les conditions aux limites.

Le solveur exécute une tâche spécifique : l'approximation des variables inconnues de l'écoulement par des fonctions simples, la discrétisation des équations gouvernantes de l'écoulement et enfin la résolution des équations algébriques.

Le post-processeur assure la capacité de l'affichage des graphes appropriés, en permettant la visualisation des solutions par l'utilisateur dans n'importe quelle forme demandée. Ceci inclus : la visualisation de la grille initiale, les vecteurs, les contours...etc.

Le processus de modélisation débute par la décomposition du système en petits éléments ou cellules. Les équations gouvernantes de l'écoulement du fluide et d'échanges de chaleur sont résolues pour chaque cellule. Ces équations sont des équations différentielles partielles, donc elles sont calculées d'une manière itérative. Une fois le calcul terminé, la température, la pression, la vitesse de l'écoulement...etc. peuvent être sauvegardées pour chaque cellule dans le système.

5.2.1 Formulation mathématique

Le but de cette section est d'exposer les équations utilisées par le solveur CFD. Plusieurs différentes méthodes peuvent résoudre de telles équations. Dans ce travail on utilise la méthode

des volumes finis, les détails de l'application de cette méthode numérique sont documentés dans l'ouvrage de Patankar [5.2].

Dans la méthode des volumes finis le système sous investigation consiste en un domaine de fluide pour lequel l'écoulement du fluide et le transfert de la chaleur seront calculés. Ce volume est décomposé en petits volumes infinitésimaux où le fluide peut être décrit en fonction des propriétés macroscopiques et de leurs dérivées en espace et en temps. Les équations de l'écoulement du fluide peuvent être appliquées au fluide dans le volume et à travers les surfaces ;
Figure 5.1:

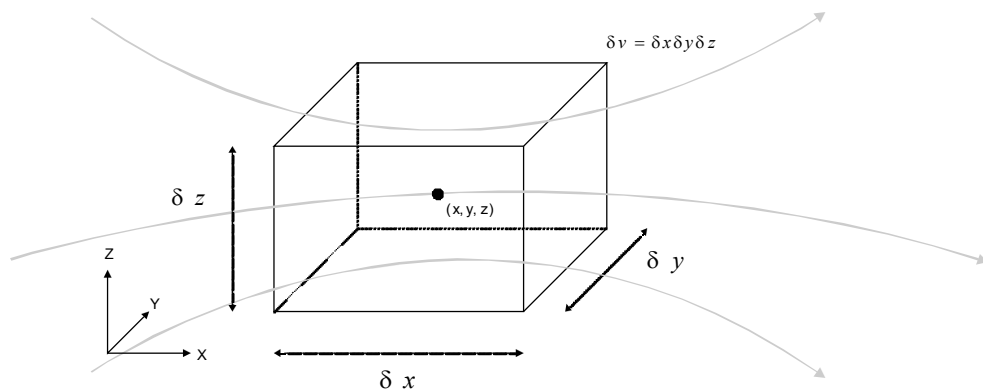


Figure 5.1: Ecoulement de fluide passant à travers un élément de volume fini fixé dans l'espace

Le centre de chaque cellule est un nœud, la méthode des volumes finis décrit les inconnus, ϕ , à ces points nodaux. Dans ce cas, les séries de développement de Taylor peuvent être utilisées pour générer des approximations de différences finies des dérivés de ϕ à chaque point nodal et aux points adjacents. En pratique, la cellule est suffisamment petite pour que seulement les deux premiers termes de l'expansion de Taylor sont utilisés pour représenter ϕ à la paroi, en permettant aux gradients de ϕ d'être facilement calculés.

5.2.1.2 Ecoulement du fluide

Les équations qui gouvernent l'écoulement du fluide sont, simplement, les représentations mathématiques des lois de conservation;

- la masse d'un fluide est toujours conservée: conservation de masse,
- le taux de changement du mouvement est égal à la somme des forces exercées sur une particule du fluide ($f = ma$): conservation de la quantité de mouvement,
- le taux de changement de l'énergie est égal à la somme du taux de la chaleur d'addition et du taux de travail exercé sur une particule du fluide: conservation de l'énergie.

Chacune de ces équations sera décrite, individuellement dans ce qui suit.

5.2.1.3 Equation de continuité

L'équation de continuité est une application au fluide du premier principe de conservation; conservation de masse. Elle peut être exprimée sous forme tensorielle comme il suit :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho \mathbf{u}) = 0 \quad (5.1)$$

Où :

ρ est la masse volumique

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = \text{div}(\mathbf{u})$$

L'équation 5.1, décrit la conservation de la masse en trois dimensions pour un fluide compressible. Pour un fluide incompressible, la densité est constante, ce qui conduit à l'équation 5.2 :

$$\text{div}(\mathbf{u}) = 0 \quad (5.2)$$

5.2.1.4 Equation de quantité de mouvement

Elle provient de la deuxième loi de Newton, qui une fois appliquée à un fluide exprime que le taux d'augmentation de la quantité de mouvement d'une particule de fluide est égal à la somme des forces agissant sur cette particule.

Les composantes selon x, y et z de l'équations de quantité de mouvement sont données par:

$$\begin{aligned}
 \rho \frac{Du}{Dt} &= \frac{\partial(-p + \tau_{xx})}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yx}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial z} + S_{Mx} \\
 \rho \frac{Dv}{Dt} &= \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial(-p + \tau_{yy})}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{zy}}{\partial z} + S_{My} \\
 \rho \frac{Dw}{Dt} &= \frac{\partial \tau_{xz}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yz}}{\partial y} + \frac{\partial(-p + \tau_{zz})}{\partial z} + S_{Mz}
 \end{aligned} \tag{5.3}$$

Où τ est la composante de la contrainte de viscosité, p est la pression et S_M est une limite de source.

Le signe lié à la pression est opposé à la contrainte normale de viscosité, parce que c'est par convention que les contraintes de tension sont positives et les contraintes de compression, tels que la pression, sont négatives.

Les trois termes de source tiennent compte des forces de corps, par exemple si la pesanteur devrait être incluse de haut en bas dans la direction z, les termes de source seraient:

$$S_{Mx} = 0, S_{My} = 0 \text{ et } S_{Mz} = -\rho g.$$

5.2.1.5 Equation d'énergie

L'équation d'énergie provient de la première loi de la thermodynamique. Une fois appliquée à une cellule du fluide, elle exprime que le taux de changement d'énergie d'une cellule est égal à la somme du taux d'augmentation de la chaleur et le taux du travail exercé sur la cellule.

La conservation de l'énergie peut être exprimée par l'équation suivante :

$$\begin{aligned}
 \rho Cp \frac{DT}{Dt} &= \text{div}(\lambda \text{grad}T) + \tau_{xx} \frac{\partial u}{\partial x} + \tau_{yx} \frac{\partial u}{\partial y} + \tau_{zx} \frac{\partial u}{\partial z} + \\
 &\tau_{xy} \frac{\partial v}{\partial x} + \tau_{yy} \frac{\partial v}{\partial y} + \tau_{zy} \frac{\partial v}{\partial z} + \tau_{xz} \frac{\partial w}{\partial x} + \tau_{yz} \frac{\partial w}{\partial y} + \tau_{zz} \frac{\partial w}{\partial z} + S_h
 \end{aligned} \tag{5.4}$$

Où S_h est un terme de source, μ est la viscosité dynamique, λ est la conductivité thermique et C_p est la chaleur spécifique.

5.2.1.6 Les équations de Navier-Stokes pour un écoulement de fluide

Les sections ci-dessus montrent la dérivation des équations qui représentent un écoulement de fluide.

Dans plusieurs fluides, la contrainte de viscosité, τ_{ij} , peut être exprimée en fonction du taux de déformation local, qui est représenté dans trois dimensions par un taux de déformation linéaire et un taux de déformation volumétrique.

Isaac Newton a affirmé que les contraintes de cisaillement sont proportionnelles aux taux de déformation pour un fluide Newtonien. La forme tridimensionnelle de Newton implique deux constantes de proportionnalité:

- la viscosité dynamique, μ , relie des contraintes aux déformations linéaires,
- la viscosité, λ , relie des contraintes à la déformation volumétrique.

Les composantes de la contrainte de viscosité, pour un fluide Newtonien, sont données dans l'équation 5.5:

$$\begin{aligned} \tau_{xx} &= 2\mu \frac{\partial u}{\partial x} + \lambda \operatorname{div} \mathbf{u} & \tau_{yy} &= 2\mu \frac{\partial v}{\partial y} + \lambda \operatorname{div} \mathbf{u} & \tau_{zz} &= 2\mu \frac{\partial w}{\partial z} + \lambda \operatorname{div} \mathbf{u} \\ \tau_{xy} = \tau_{yx} &= \mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) & \tau_{xz} = \tau_{zx} &= \mu \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right) & \tau_{yz} = \tau_{zy} &= \mu \left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \right) \end{aligned} \quad (5.5)$$

La substitution de l'équation 5.5 dans l'équation 5.3 des composantes de la vitesse, donne les équations de Navier-Stokes. Le modèle Newtonien pour la contrainte de viscosité peut également être substitué dans l'équation 5.4 de l'énergie interne dérivée ci-dessus.

L'ensemble des équations représentant l'écoulement d'un fluide Newtonien compressible est donné dans l'équation 5.6:

Masse

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho \mathbf{u}) = 0$$

Mouvement selon x :

$$\frac{\partial(\rho u)}{\partial t} + \text{div}(\rho u \mathbf{u}) = -\frac{\partial p}{\partial x} + \text{div}(\mu \text{grad} u) + S_{Mx}$$

Mouvement selon y :

$$\frac{\partial(\rho v)}{\partial t} + \text{div}(\rho v \mathbf{u}) = -\frac{\partial p}{\partial y} + \text{div}(\mu \text{grad} v) + S_{My} \quad (5.6)$$

Mouvement selon z :

$$\frac{\partial(\rho w)}{\partial t} + \text{div}(\rho w \mathbf{u}) = -\frac{\partial p}{\partial z} + \text{div}(\mu \text{grad} w) + S_{Mz}$$

Energie interne:

$$\frac{\partial(\rho h)}{\partial t} + \text{div}(\rho h \mathbf{u}) = -p \text{div} \mathbf{u} + \text{div}(\mu \text{grad} T) + \Phi + S_h$$

Où :

h: est l'enthalpie.

De l'équation 5.6, il apparaît clairement qu'il y a un rapport entre les diverses équations. En introduisant la propriété générale ϕ , la forme conservatrice de toutes les équations peut être écrite sous une forme générale. Cette forme générale inclut les équations représentant des quantités scalaires telles que la température et la concentration des espèces, etc. La forme générale de ces équations est l'équation générale de transport, elle est donnée par l'équation 5.7.

$$\frac{\partial(\rho \phi)}{\partial t} + \text{div}(\rho \phi \mathbf{u}) = \text{div}(\Gamma \text{grad} \phi) + S_\phi \quad (5.7)$$

Où :

Γ est le coefficient d'échange de diffusion de ϕ .

L'équation 5.7 peut être fractionnée de gauche à droite en quatre termes respectivement : le terme dépendant du temps, le terme convectif, le terme diffusif et le terme de source.

5.2.2 Conditions aux limites

Les équations ci-dessus décrivent l'écoulement d'un fluide et le même ensemble d'équations est employé à n'importe quel système mis à l'étude. Ce sont les conditions aux limites et les conditions initiales qui rendent le système à étudier unique.

Les conditions aux limites définies la manière dont le fluide agit à l'interface entre la zone du fluide et une zone différente. Les autres types de zones incluent, les parois, les entrées et les sorties, et la symétrie.

5.2.2.1 Parois

Les parois sont utilisées pour limiter les fluides aux régions définies. En considérant un écoulement visqueux, la condition aux limites de la paroi assure une vitesse relative nulle entre le fluide et la paroi à l'interface. Elle est exprimée par:

$$u = v = z = 0 \quad (5.8)$$

Il y a une condition aux limites analogue pour la température. Si la paroi a une température T_w , le fluide adjacent à la paroi a également une température de T_w . L'équation 5.9, représente cette condition pour les cellules du fluide voisines des cellules de la paroi.

$$T = T_w \quad (5.9)$$

S'il n'y a pas de transfert thermique au fluide, la température de la paroi devient une température adiabatique et la condition aux limites peut être exprimée par l'équation suivante:

$$\left(\frac{\partial T}{\partial n} \right)_w = 0 \quad (5.10)$$

Où n est la direction.

Si la température de la paroi n'est pas connue et s'il y a un changement de la température dû au transfert thermique à partir du fluide, la loi de Fourier de la conduction de la chaleur peut être appliquée sous forme d'équation 5.11.

$$\dot{q}_w = -\left(\lambda \frac{\partial T}{\partial n}\right)_w \quad (5.11)$$

Où \dot{q}_w représente le flux instantané de la chaleur à la paroi, et n est la normale de direction à la paroi.

5.2.2.2 l'entrée et la sortie

Les conditions aux limites de l'entrée et de la sortie peuvent être employées pour représenter une entrée ou une sortie dans les systèmes physiques. Certains types de l'entrée et de la sortie sont : la vitesse, la pression, la masse.

5.2.2.3 Symétrie

Les conditions aux limites de symétrie peuvent être employées pour réduire le temps de calcul numérique. Si la géométrie du système à modéliser, et donc de la solution, a un plan de symétrie, la condition à la limite de cette symétrie peut être employée pour réduire le nombre de cellules dans le calcul. Cette condition assume un flux nul de toutes les quantités à travers la limite de la symétrie ; il n'y a aucun écoulement convectif c.-à-d. une vitesse normale nulle au plan de symétrie et il n'y a aucun flux de diffusion à travers le plan de la symétrie c.-à-d. que les gradients normaux de toutes les variables d'écoulement sont zéro au plan de symétrie.

5.2.3 Formulation numérique

5.2.3.1 Méthode de Calcul

Le processus d'analyse CFD commence par la fragmentation du domaine numérique en sous-domaines ou cellules. L'équation générale de transport (équation 5.7) doit alors être intégrée sur chaque cellule.

Dans le cas stationnaire, la forme intégrée de l'équation à l'état stationnaire est donnée par l'équation 5.12.

$$\int_A \mathbf{n} \cdot (\rho \phi \mathbf{u}) dA = \int_A \mathbf{n} \cdot (\Gamma \text{grad} \phi) dA + \int_{CV} S_\phi dV \quad (5.12)$$

Où A est la surface de la face et n est le nombre de faces.

Dans le cas non-stationnaire la forme intégrée de l'équation dépendante du temps est donnée par l'équation 5.13.

$$\int_{\Delta t} \frac{\partial}{\partial t} \left(\int_{CV} (\rho \phi) dV \right) dt + \int_{\Delta t} \int_A \mathbf{n} \cdot (\rho \phi \mathbf{u}) dA dt = \int_{\Delta t} \int_A \mathbf{n} \cdot (\Gamma \text{grad} \phi) dA dt + \int_{\Delta t} \int_{CV} S_\phi dV dt \quad (5.13)$$

Les intégrations ci-dessus sont effectuées par le solveur et incluent les paramètres physiques de la grille, par exemple la distance entre les points nodaux consécutifs. Les équations résultantes de cette intégration s'appellent équations discrétisées. Les noeuds qui sont situés à côté des frontières sont discrétisées pour inclure les conditions aux limites appropriés.

5.2.3.2 Discrétisation :

Pour convertir les différentes équations en des équations algébriques, la technique utilisée consiste à intégrer les équations différentielles sur le volume de contrôle.

En prenant la Figure 5.2 comme exemple d'un maillage quadrilatéral et pour un cas stationnaire d'une équation de transport d'un scalaire ϕ , sa forme intégrale est donnée par l'équation 5.12.

L'équation 5.12 est appliquée sur chaque volume de contrôle ou cellule du domaine de calcul. Cette équation exprime que la quantité de ϕ produite par unité de temps à l'intérieur du polyèdre est égal à la quantité de ϕ qui sort nette par unité de temps à travers la surface (les n faces) enveloppant le volume de contrôle V, par convection et par diffusion. La discrétisation de l'équation 5.12 pour un volume de contrôle donne :

$$\sum_f^{nfaces} \rho_f \vec{u}_f \phi_f \cdot \vec{A}_f = \sum_f^{nfaces} \Gamma_\phi (\nabla_\phi)_n \cdot \vec{A}_f + S_\phi V \quad (5.14)$$

Où

n_{faces} : Nombre de faces entourant la cellule.

ϕ_f : Valeur de la quantité scalaire transportée à travers la face f.

$\rho_f \vec{u} \vec{A}_f$: Débit massique à travers la face

\vec{A}_f : Surface de la face f

V : Volume de la cellule.

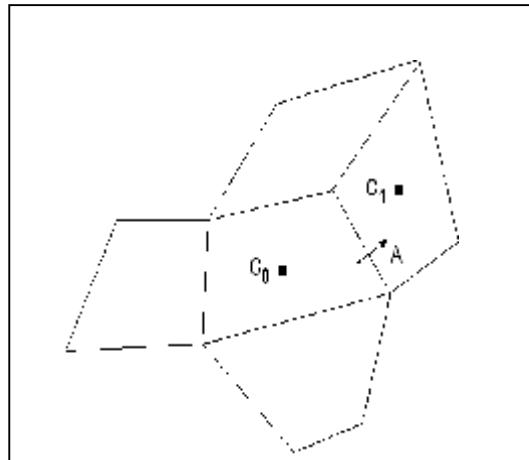


Figure 5.2 : Volume de contrôle (maillage quadrilatéral)

Les valeurs discrètes du scalaire ϕ_f sont stockées aux centres des cellules (c_0 et c_1). Cependant, les valeurs de ϕ_f sont exigées pour les termes de convection dans l'équation (5-14) et doivent être interpolées à des valeurs aux centres des cellules par un schéma décentré amont (upwind).

Dans le Schéma de discrétisation (Schéma du second ordre amont) un développement en série de Taylor des valeurs aux centres des cellules est effectué (reconstruction linéaire multidimensionnelle). La valeur sur la face est donnée par :

$$\phi_f = \phi + \nabla \phi \Delta S \quad (5.15)$$

Où

ϕ et $\nabla\phi$ sont respectivement la valeur du scalaire dans la cellule et son gradient.

ΔS est la valeur de déplacement de la cellule centrale en amont vers la face centrale.

Cette formule exige la détermination du gradient $\nabla\phi$ pour chaque cellule. Le gradient est calculé en utilisant le théorème de divergence :

$$\nabla\phi = \frac{1}{V} \sum_f^{nfaces} \tilde{\phi}_f A \quad (5.16)$$

5.2.3.3 Couplage pression-vitesse

Les équations forment un ensemble d'équations simultanées qui peut être résolu par le solveur. Il y a, cependant, un problème ; l'équation de mouvement (équation 5.6), a un terme de pression. Il n'y a pas une équation évidente pour calculer le champ de pression, qui ne peut pas être résolu jusqu'à ce que le champ de vitesse soit connu. Ceci conduit à un problème de couplage, pression-vitesse, qui peut être résolu itérativement.

Des calculs de couplage vitesse-pression peuvent être préformés en utilisant des algorithmes tels que SIMPLE (Semi-Implicit Method for Pressure-Linked Equations) [5.3], SIMPLER [5.2] et PISO [5.4]. SIMPLE est essentiellement une méthode de correction, il utilise une relation entre les corrections de vitesse et de pression pour assurer la conservation de masse et pour obtenir le champ de pression.

A partir d'une valeur initiale P^* (qui donne un champ de vitesse incorrect) les vitesses u^* , v^* , w^* peuvent être calculées. Les valeurs de correction sont ajoutées aux valeurs initiales et deviennent P' , u' , v' , w' . Une correction de pression est alors obtenue en combinant l'équation de continuité et les équations linéarisées de quantité de mouvement. Une fois que la correction de pression, P' est obtenue, les ajustements correspondants au champ de vitesse peuvent être faits. La correction de la pression est donnée par:

$$p = p^* + \alpha_p p' \quad (5.17)$$

Où α_p est le facteur de sous relaxation pour la pression.

5.2.3.4 Méthode de Solution

Les équations simultanées discrètes ne peuvent pas être résolues explicitement, mais doivent être résolues en utilisant une méthode itérative. Ceci commence à partir d'un ensemble de conditions initiales arbitraires et converge à la solution correcte après un certain nombre d'itérations.

Le procédé d'itération comprend les étapes suivantes :

- Mise à jour des propriétés du fluide basées sur la solution actuelle.
- Chaque équation de quantité de mouvement pour u , v et w est résolue en utilisant les valeurs actualisées des pressions et flux de masse (s'il y a un débit massique) pour la mise à jour du champ de vitesse.
- Si les valeurs de vitesse dans l'étape précédente ne satisfont pas l'équation de continuité localement, une équation de type « poisson » pour la correction de la pression, dérivée de l'équation de continuité et les équations de quantité de mouvement linéarisées, seront résolues pour obtenir les corrections des champs de pression et vitesse nécessaire pour satisfaire la continuité.
- Si c'est bon, les équations d'autres scalaires (énergie, espèces,...) sont résolues.

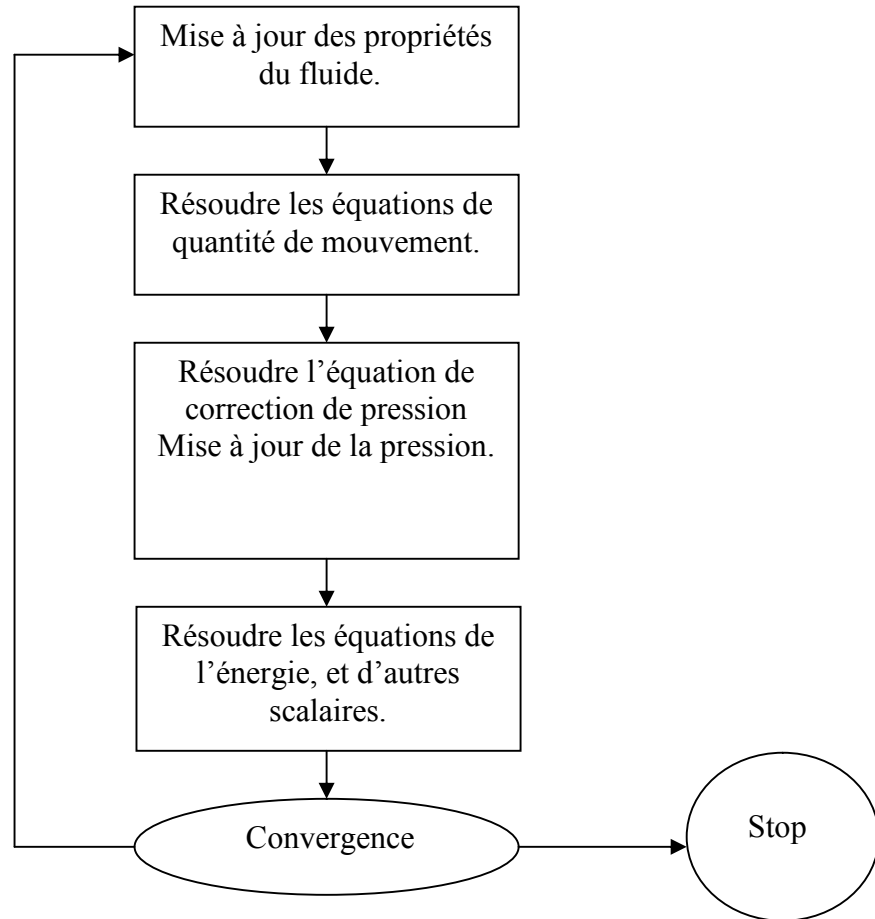


Figure 5.3: Algorithme de calcul.

5.2.3.5 Convergence

La nature itérative de l'algorithme exige la stabilité des résultats. Après chaque itération, les différences entre chaque variable de l'écoulement et ses valeurs précédentes sont additionnées sur tous les nœuds de calcul. Ces différences sont souvent rapportées comme résiduels, qui sont une mesure de la conservation globale des propriétés d'écoulement.

Pour la présente étude, la convergence est atteinte lorsque les résidus normalisés diminuent au dessous de 10^{-4} . Une exception à cette valeur générale, est celle prise par le résidu de l'enthalpie, pour lequel une valeur de 10^{-6} est plus appropriée. Cette convergence est souvent facilitée en utilisant une technique connue sous le nom de sous-relaxation. La sous-relaxation sert à changer les valeurs à substituer après chaque itération car elle n'est habituellement pas

pratique pour mettre des valeurs corrigées directement de nouveau dans les équations dues à la non-linéarité des équations résolues.

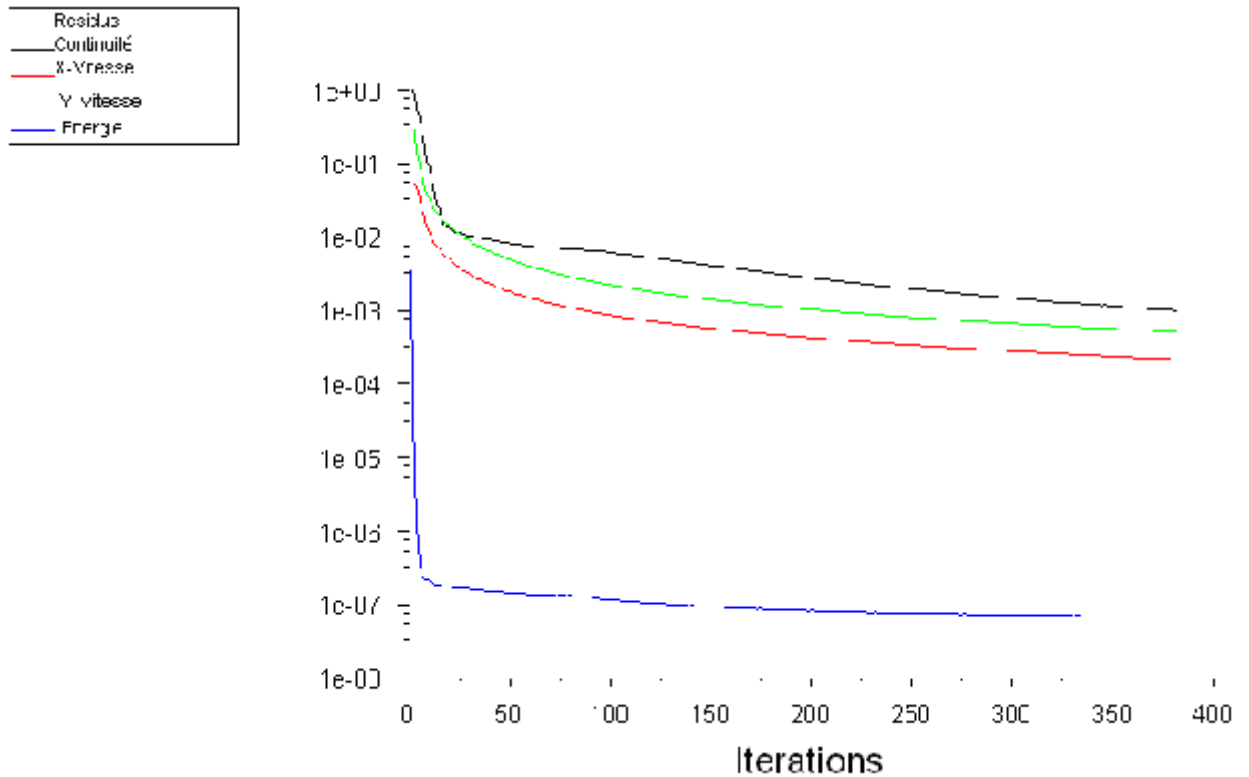


Figure 5.4: Courbes des résidus dans le cas bidimensionnel.

5.3 FLUENT

Fluent est un programme informatique conçu pour la simulation des écoulements de fluide, de transfert de chaleur et de masse. Son grand avantage est sa capacité à être utilisé pour des géométries complexes souvent rencontrées dans les problèmes industriels. Il présente une grande flexibilité d'adaptation vers n'importe quel type de maillage. Il permet le raffinement du maillage en fonction des conditions aux limites, des dimensions et même des résultats déjà obtenus. Cela est très utile dans les régions à gradients importants (couches limites, couches à cisaillement libre).

Fluent est écrit en langage C. Il emploie toute la flexibilité et la puissance qu'offre ce langage. Il a une architecture serveur client nécessaire au calcul parallèle sur plusieurs machines.

Fluent dispose d'un outil de graphisme pour l'affichage des résultats et leur exploitation. On peut aussi exporter les résultats vers un autre logiciel de graphisme.

Enfin, l'option UDF permet de résoudre des équations additionnelles ou des termes sources additionnels définis par l'utilisateur.

Il se compose d'un pré-processeur (Gambit), d'un solveur et d'un post-processeur (Fluent).

5.3.1 Pré-processeur Gambit :

C'est un pré-processeur intégré pour l'analyse en CFD. Il peut être utilisé pour construire une géométrie et lui générer un maillage.

La géométrie peut être créée à partir de points, de cotés, de volumes ou d'un groupe de tous ces éléments. On peut effectuer des opérations d'union, d'intersection, de séparation ou de décomposition.

Les options de génération de maillage de Gambit offrent une flexibilité de choix. On peut décomposer la géométrie en plusieurs parties pour générer un maillage structuré. Sinon, Gambit génère automatiquement un maillage non structuré adapté au type de géométrie construite.

Avec les outils de vérification du maillage, les défauts sont facilement détectés.

5.3.2 Post-Processeur et Solveur

Le Solveur de Fluent peut être utilisé pour résoudre :

- les écoulements dans les géométries bidimensionnelles et tridimensionnelles,
- les écoulements compressibles et incompressibles,
- les cas stationnaires et non stationnaires,
- les écoulements laminaires et turbulents,
- les fluides Newtonien et non Newtonien,
- le transfert de chaleur convectif ou couplé conduction/convection.

Une fois que la grille est exportée de Gambit, elle peut être lue dans FLUENT où d'autres opérations seront effectuées. Ces opérations incluent la détermination: des conditions aux limites, des propriétés du fluide, des critères de convergence et des paramètres de sous-relaxation. Une fois que ces opérations sont complètes le cas de simulation peut être sauvegardé. Le processus itératif ne peut commencer que si des valeurs initiales de température, de pression et

de vitesse aient été entrées. Enfin le solveur peut résoudre les équations de transport d'une manière itérative jusqu'à ce que les critères de convergence soient satisfaits.

Fluent incorpore le postprocesseur dans le même logiciel que le solveur. Le postprocesseur permet l'affichage des résultats sous une forme graphique. Il permet aussi le traçage des résultats dans deux ou trois dimensions comme contours ou vecteurs dans le cas des vitesses.

Chapitre 6

Résultats et discussions

6.1 Introduction

La modélisation numérique de l'enceinte simulant la lampe à incandescence, décrite au chapitre 4, a été réalisée en utilisant le code puissant de la dynamique des fluides, Fluent 6.3.26. Ce programme est basé sur le travail décrit par Patankar [6.1]. Deux modèles ont été considérés pour cette étude, un modèle bidimensionnel (model 2D) pour une investigation préliminaire et un model tridimensionnel (model 3D) pour un travail plus général permettant la simulation des effets 3D.

6.2 Description du problème

Dans ce travail on considère la simulation numérique du transfert thermique par convection naturelle dans une enceinte cylindrique horizontale. Cette enceinte est remplie d'azote gazeux et chauffée par un filament de tungstène situé sur son axe. L'enceinte est de longueur 250mm et de diamètre 75mm. Le filament est modelé par un cylindre solide avec une longueur de 23.5mm et un diamètre de 1.58mm.

L'intervalle de la température du gaz s'étend de 380K à l'enveloppe de la lampe jusqu'au 2700K à quelques centimètres du filament de tungstène. Ces températures engendrent de grands gradients de température (jusqu'à 500K/mm) lesquels

produisent des modèles complexes de courants en circulation à l'intérieur de l'enceinte. Les propriétés physiques du fluide sont thermo dépendantes.

Les mesures exactes des paramètres utilisés pour le fonctionnement de la lampe ont permis de produire des calculs réels des propriétés physico-chimiques du gaz en écoulement.

6.3 Régimes laminaire et turbulent des écoulements

Dans la convection du transfert thermique à partir d'un cylindre horizontal, le courant devient turbulent quand le nombre de Rayleigh (Ra) devient supérieur à 10^9 [6.2].

$$Ra = (\beta g D^3 \Delta T) / (v \alpha)$$

Où β est le coefficient d'expansion thermique (égal à $1/T$ pour un gaz idéal), g est l'accélération dû à la gravité, D est le diamètre du cylindre, ΔT égale la différence de température entre le filament et la paroi, v est la viscosité cinématique (η/ρ) et α est la diffusivité thermique ($\lambda/\eta C_p$).

Dans notre enceinte de modélisation le nombre de Rayleigh varie de 1.1×10^{-4} à $2700K$ jusqu'à 2.6×10^{-3} à $380K$. Ces valeurs sont bien au dessous du seuil du début de la turbulence, et ainsi un régime laminaire est supposé dans notre calcul.

6.4 Radiation

Pour une lampe il est désirable d'avoir le maximum de radiation dans la région visible du spectre évidemment; la production spectrale idéale pour l'éclairage domestique serait aussi proche que possible à celle de la lumière du jour. Le maximum de la courbe du corps noir se déplace vers la partie visible du spectre seulement à très hautes températures et par conséquent la température de radiation du corps noir doit être aussi élevée que possible. La commission Internationale de l'Eclairage (CIE) fixe la température standard de la lumière du jour; D_{65} , à une valeur de $6504K$ [6.3]. La température D_{65} ne peut jamais être atteinte avec un filament de tungstène puisque le tungstène a un point de fusion de $3683K$. Plusieurs applications

ne nécessitent pas une production spectrale dans le visible et les températures du filament correspondantes peuvent être réduites, de telles lampes sont utilisées pour le chauffage où la production en infra-rouge est désirée.

La plupart de la radiation émise par le filament est dans la région infra-rouge. L'azote n'a aucun dipôle et donc les absorptions en infra-rouge seront très petites. Par conséquent le transport thermique par rayonnement au gaz est négligé dans cette étude.

6.5 Constantes physiques

Les constantes physiques utilisées dans cette étude sont représentées dans le Tableau 6.1. Dans le tableau ρ représente la masse volumique du gaz, P est la pression du fonctionnement, C_p est la capacité calorifique à pression constante, et λ et η (conductivité thermique et viscosité) sont des propriétés de transport à l'équilibre, ceux-ci avec la capacité calorifique sont considérées variables (fonctions de la température) à cause de la variation considérable de la température dans l'enceinte. Dans la présente étude, les données de Svehla [6.4] ont été utilisées pour produire les polynômes à température dépendante des propriétés du gaz.

ρ (Kg m ⁻³)		1.25
P (Pascal)		31596
P (atm)		0.3118
C_p (J K ⁻¹ Kg ⁻¹)	A ₀	1.0455 (03)
	A ₁	-1.7446 (-01)
	A ₂	5.8117 (-04)
	A ₃	-3.8269 (-07)
	A ₄	1.0287 (-10)
	A ₅	-1.0006 (-14)
λ (Watts m ⁻¹ K ⁻¹)	A ₀	1.0493 (-02)
	A ₁	5.3238 (-05)
	A ₂	1.0058 (-08)
	A ₃	-9.5281 (-12)
	A ₄	2.5497 (-15)
	A ₅	-2.3762 (-19)
η (Kg m ⁻¹ s ⁻¹)	A ₀	6.4906 (-06)
	A ₁	4.5616 (-08)
	A ₂	-1.6459 (-11)
	A ₃	5.9779 (-15)
	A ₄	-1.2183 (-18)
	A ₅	1.0138 (-22)

$A = A_0 + A_1T + A_2T^2 + A_3T^3 + A_4T^4 + A_5T^5$, T est la température

Tableau 6.1: Constantes physiques

6.6 Model bidimensionnel : Model 2D

6.6.1 Définition du domaine :

La géométrie de la lampe est définie dans trois dimensions et modelée dans l'orientation horizontale. La symétrie du problème (2 plans de symétrie: horizontal et vertical) réduit le domaine de calcul au ¼ du volume total de la lampe. Initialement on

considère le modèle bidimensionnel (model 2D) de la lampe. La géométrie est illustrée dans la Figure 6.1.

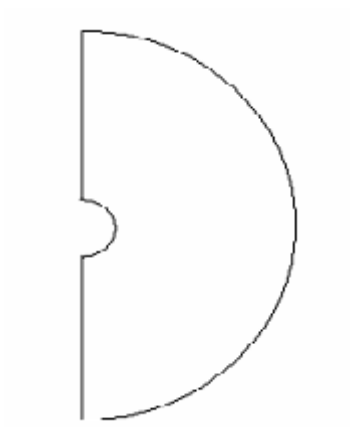


Figure 6.1 : Géométrie 2D

6.6.2 Conditions aux limites

Les conditions aux limites de la température sont basées sur des données expérimentales rapportées dans le chapitre 4. Une frontière axisymétrique est choisie à la section transversale de la lampe. Pour les autres frontières on a opté pour des conditions de température données comme suit :

Température de la paroi de l'enceinte = 380K

Température du filament = 2700K

Fluide = azote gazeux

Les différentes conditions aux limites sont schématisées dans la Figure 6.2 :

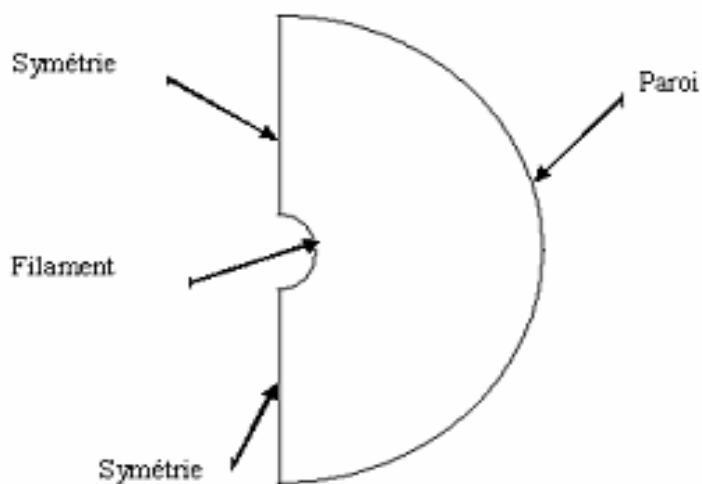


Figure 6.2 : Conditions aux limites

6.6.3 Maillage

Une semi-circulaire (exploitant le plan de symétrie vertical de la lampe) non uniforme grille a été construite avec presque 20000 points nodaux où le plus grand nombre de mailles est concentré dans les régions à fortes variations de gradients de température, à savoir les zones près du filament, Figure 6.3. Concernant le maillage, on a opté pour des formes de mailles quadrilatérales. Le choix du nombre de noeuds a été décidé après avoir exécuté plusieurs calculs avec différents nombres de points nodaux. La définition de la géométrie et la génération du maillage ont été réalisées à l'aide du code générateur de mailles Gambit 2.3.16.

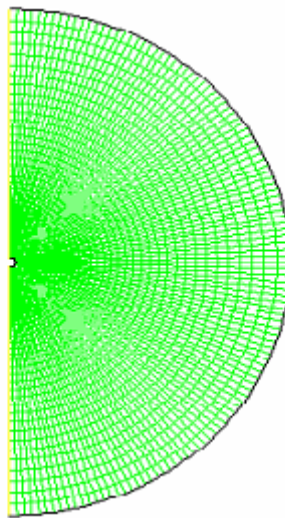


Figure 6.3 : Schéma du maillage

6.6.4 Effet du maillage :

Nous avons examiné l'influence du maillage sur la solution. Nous avons considéré, à cet effet cinq grilles ayant différents nombres de nœuds allant de 2000 jusqu'à 27528 nœuds. Les résultats obtenus avec les différents maillages de la variation de la température en fonction de la position axiale ont montré une allure presque identique des différentes courbes, Figure 6.4. L'examen des courbes nous permet de conclure que c'est assurément les grilles de (27528 nœuds) et (17538 nœuds) qui nous permettent d'avoir une meilleure information sur la nature de l'écoulement. Ces résultats ont orienté le choix du maillage définitif vers la grille de (17538 nœuds) ; vu que le temps d'exécution du calcul pour la première grille est plus grand que la grille choisie.

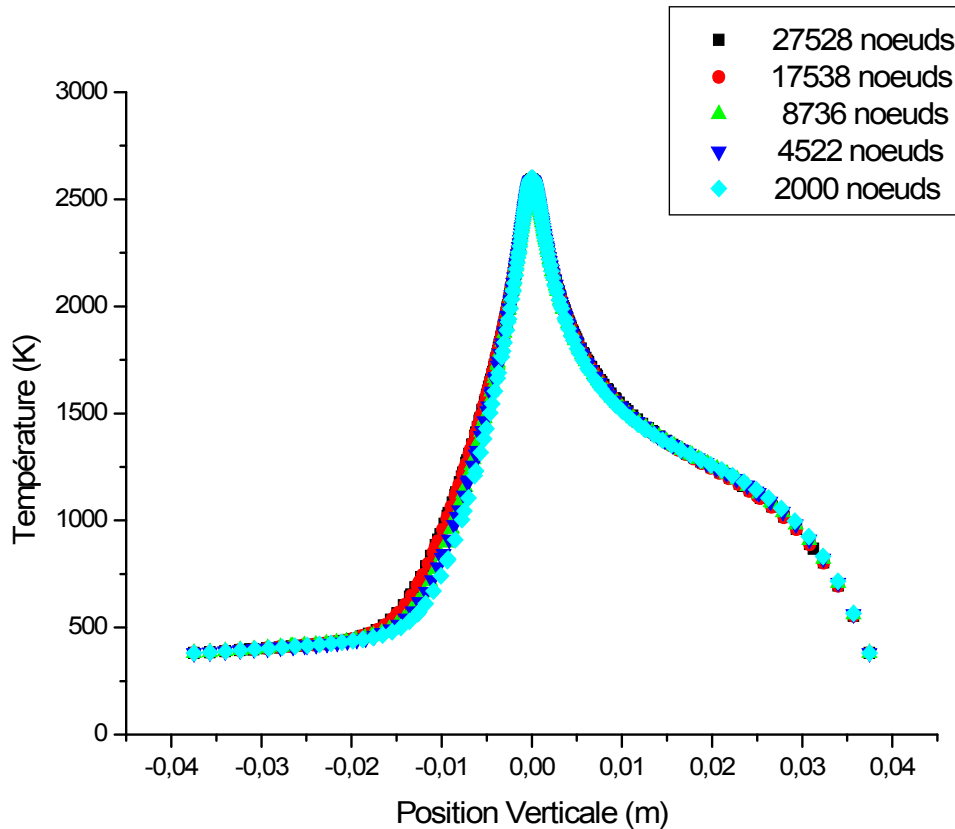


Figure 6.4 : Effet du maillage

6.6.5 Résultats

Le problème décrit au-dessus a été soumis pour calcul et une solution convergente a été obtenue après avoir exécuté 1000 itérations.

Le chauffage électrique du filament par effet Joule est une source de chaleur locale dans l'enceinte. Les gradients de température dans le plan polaire entraînent la génération de la force de poussée thermique. A cause du montage horizontal de l'enceinte cylindrique, cette force de poussée thermique n'a de composantes que dans le plan polaire. La poussée thermique induit un mouvement de convection naturelle dans l'enceinte.

Les contours de la pression prédits par le calcul en utilisant le code Fluent (Figure 6.5a) montrent que la pression minimale est atteinte dans la région au dessus du filament où les forces de poussée thermique accélèrent le gaz vers le haut de l'enceinte. Une fois atteignant la paroi où la pression est maximale, l'écoulement

change de direction et suit un mouvement descendant le long et parallèlement à la paroi latérale de l'enceinte.

Le champ thermique est représenté dans la Figure 6.5b. D'importants gradients de température existent dans la région du filament (environ 520 Kmm^{-1}), particulièrement, au dessous du filament où le champ thermique est quelque peu comprimé par le modèle du courant.

Dans La Figure 6.5b on peut remarquer qu'en s'éloignant radialement du filament, la température diminue considérablement surtout près de la paroi. Cependant la distribution de la température n'est pas axisymétrique et ceci est dû à l'effet convectif du mouvement du fluide. Les isothermes seraient des cercles concentriques en l'absence de la circulation du fluide où le transfert de chaleur sera basé sur la conduction seulement (Figure 6.6). Dans notre cas, la circulation du fluide dans le plan polaire entraîne un transfert de chaleur convectif non axisymétrique : le fluide chaud est déplacé de la région proche du filament vers le haut de l'enceinte et le fluide relativement froid est déplacé parallèlement à la paroi latérale de l'enceinte vers le bas de celle-ci.

Le champ de vitesse expose le modèle de circulation de la convection libre autour d'un cylindre chauffé dans une enceinte [6.5], le courant montre la plume due à la poussé thermique. Le fluide relativement plus chaud près du filament est entraîné dans un mouvement ascendant vers le haut de l'enceinte.

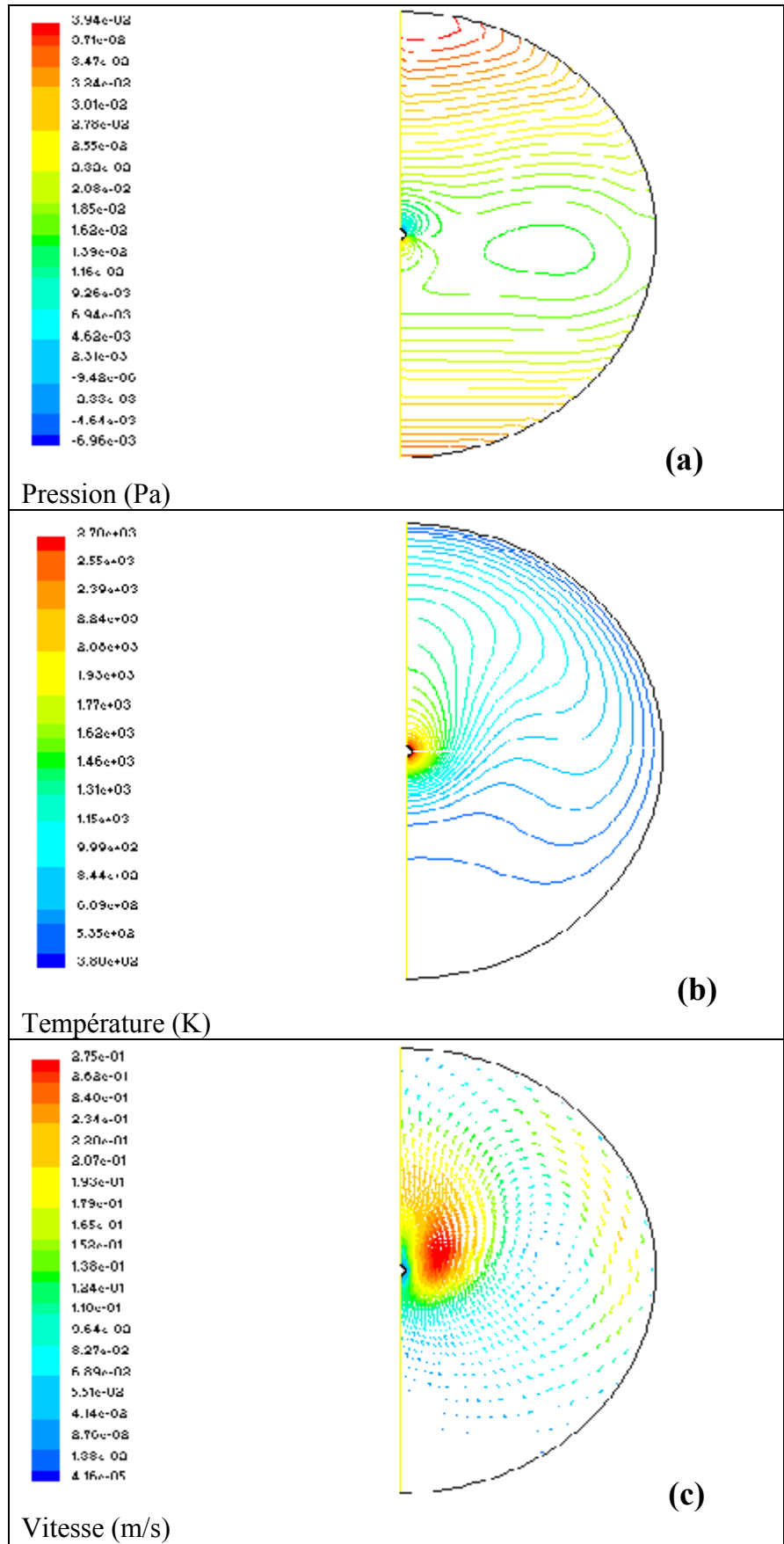


Figure 6.5 : Contours de pression (a), de température (b) et vecteurs vitesse (c)

Une fois atteignant la paroi, l'écoulement est divisé en deux parties qui sont déviées, à droite et à gauche du plan vertical de symétrie, le long et parallèlement à la paroi latérale de l'enceinte. En bas de l'enceinte, les deux parties de l'écoulement se rejoignent dans un mouvement ascendant parallèlement au plan vertical de symétrie. Le mouvement décrit est représenté par une cellule de circulation dans le plan polaire, par raison de symétrie (Figure 6.5c).

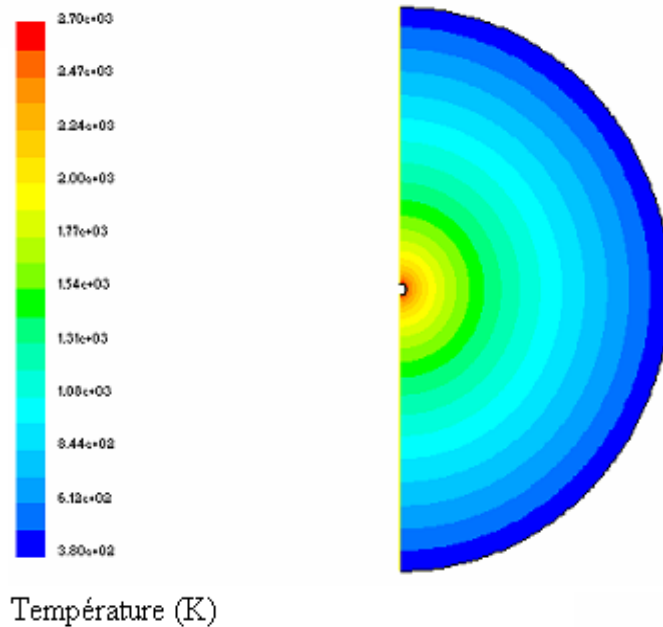


Figure 6.6 : Contours de conduction thermique

La vitesse maximale du gaz est égale à 0.275 m/s et se produit à environ 1cm au côté du filament, indiquant que des courants convectifs considérables se produisent près du filament (Figure 6.7). Après circulation dans l'enceinte, le gaz refroidi se mélange dans la région chaude du filament, ceci entraîne une diminution des valeurs des températures qui implique des courants moins visqueux et donc des vitesses plus grandes.

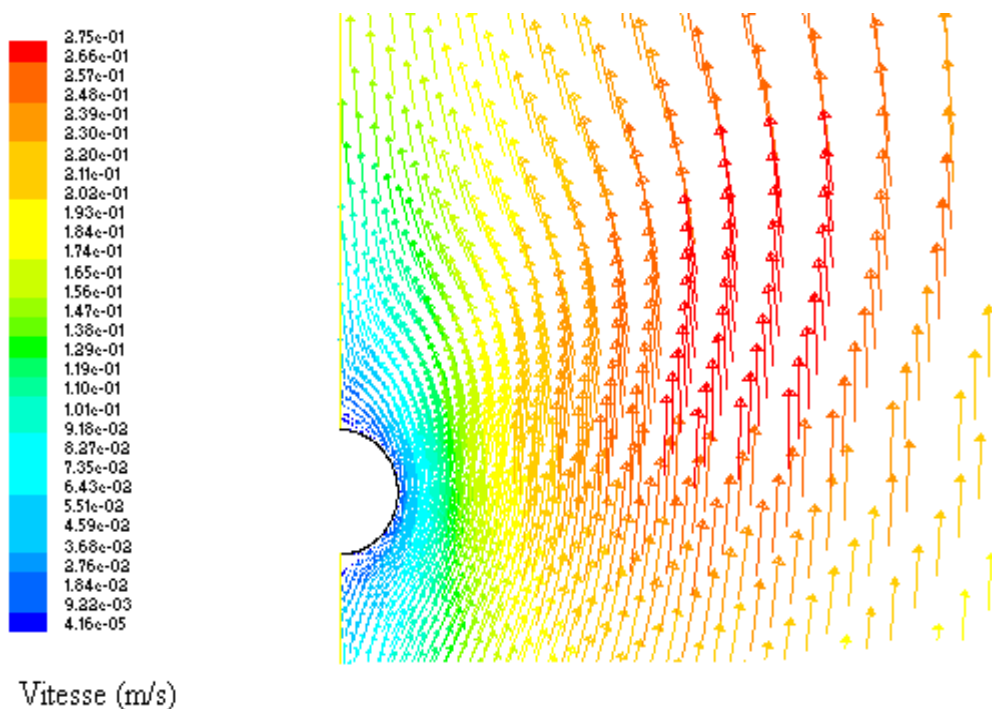


Figure 6.7 : Vecteurs vitesse près du filament

Le But de l'étude suivante est de produire une description complète de la distribution des champs thermique et dynamique en fonction de la position spatiale dans l'enceinte par rapport au filament, de la température du filament et de la pression du gaz.

6.6.6 Variation des champs thermique et dynamique avec le déplacement

Pour explorer la variation des champs thermique et dynamique avec le déplacement le long d'une section transversale, cinq positions verticales au dessus du filament, ont été sélectionnées. Ces positions correspondent à $d=0\text{mm}$ (variation à partir du centre du filament), $d=2\text{mm}$ (variation à partir de la position d'intersection des faisceaux lasers), $d=10\text{mm}$, $d=20\text{mm}$ et $d=35\text{mm}$ (variation à la paroi de l'enceinte). Les profils des variations de vitesse et de température pour les différentes positions verticales sont présentées dans les Figures 6.8 – 6.12. Les variations de température et de vitesse dans les différentes sections donnent pratiquement la même allure, en s'éloignant de la région du filament les variations deviennent moins intenses.

6.6.6.1 Profils de vitesse

Dans la Figure 6.8, on constate que le gaz est accéléré vers le haut de l'enceinte à cause de la poussée thermique. En s'approchant de la paroi supérieure, le gaz décélère à partir d'une vitesse maximale de 0.16m/s jusqu'à atteindre un minimum de 0.02m/s. Dans cette région le gaz change de direction et suit un mouvement descendant jusqu'au bas de l'enceinte. Le gaz accélère puis décélère en s'approchant d'une région stagnante à basse température à la base de l'enceinte. Une augmentation considérable a lieu lorsque le gaz est alors balayé jusqu'à la région du filament.

6.6.6.2 Profils de température

Les profils de température montrent que le gaz passe la majorité du temps dans les régions à basse température. On constate une décroissance rapide de la température jusqu'à 0.025m où une région stagnante à basse température est atteinte pour $d=0\text{mm}$, $d=2\text{mm}$ et $d=10\text{mm}$. Dans cette région la vitesse augmente considérablement. Près de la paroi la température décroît continuellement et lentement.

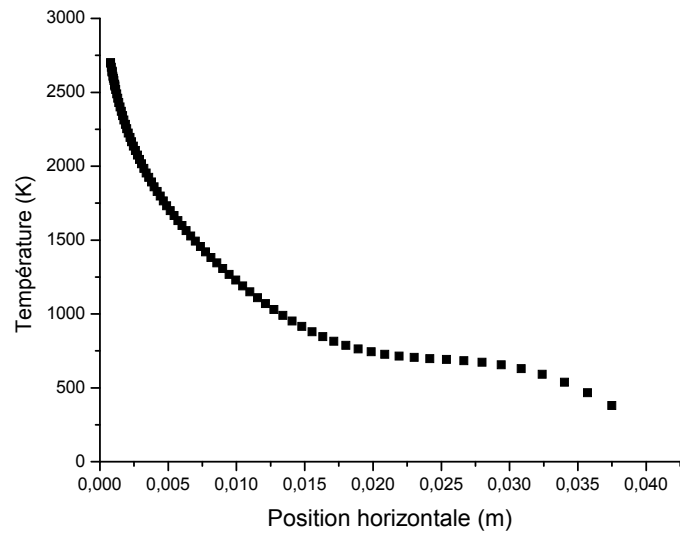
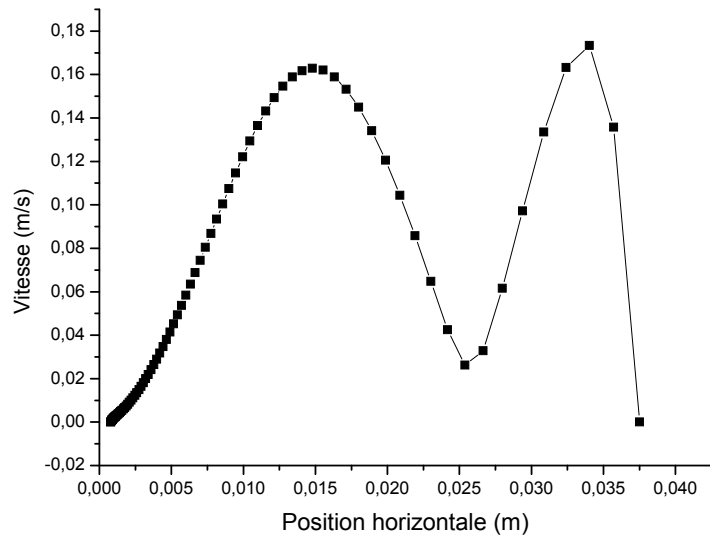


Figure 6.8 : Profils des variations de la vitesse et de la température avec le déplacement horizontal pour $d=0\text{mm}$

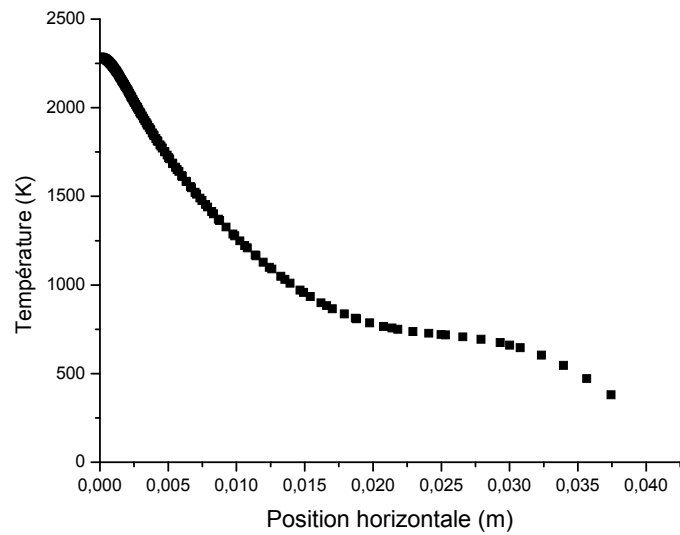
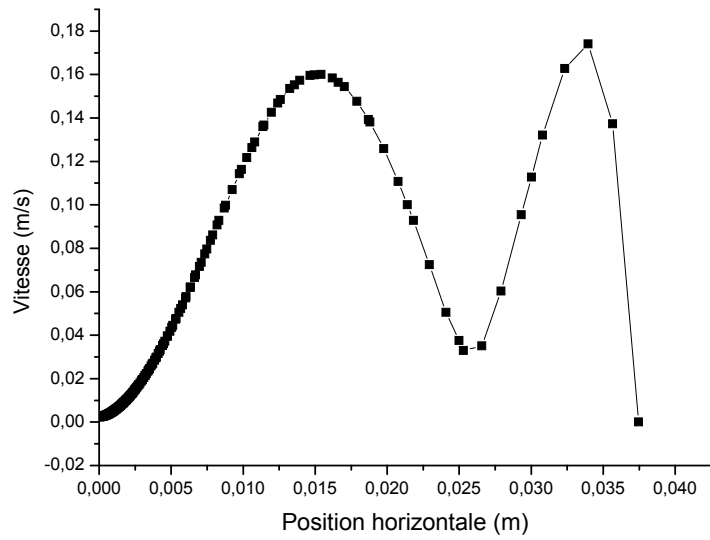


Figure 6.9 : Profils des variations de la vitesse et de la température avec le déplacement horizontal pour $d=2\text{mm}$

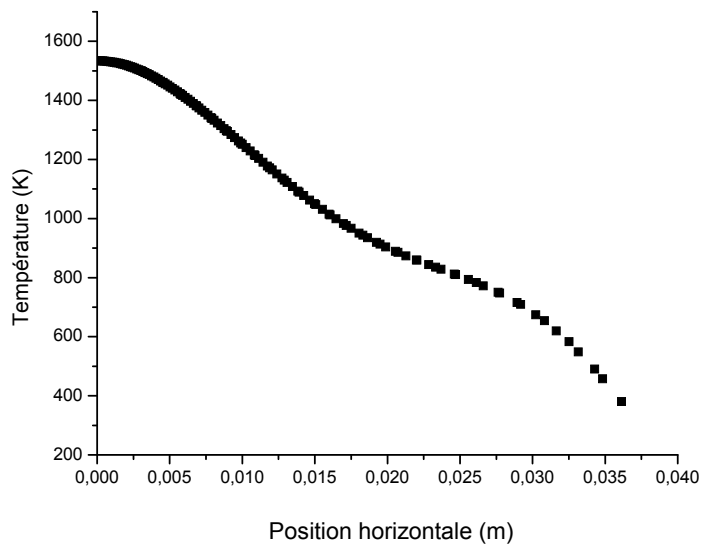
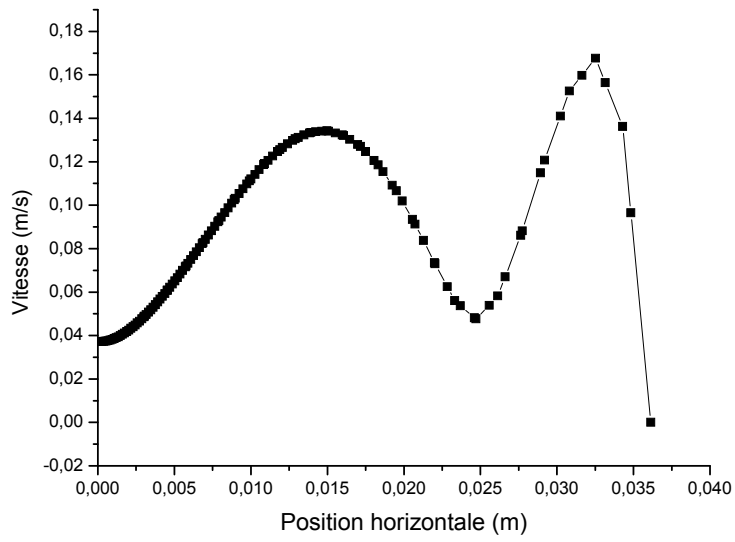


Figure 6.10 : Profils des variations de la vitesse et de la température avec le déplacement horizontal pour $d=10m$

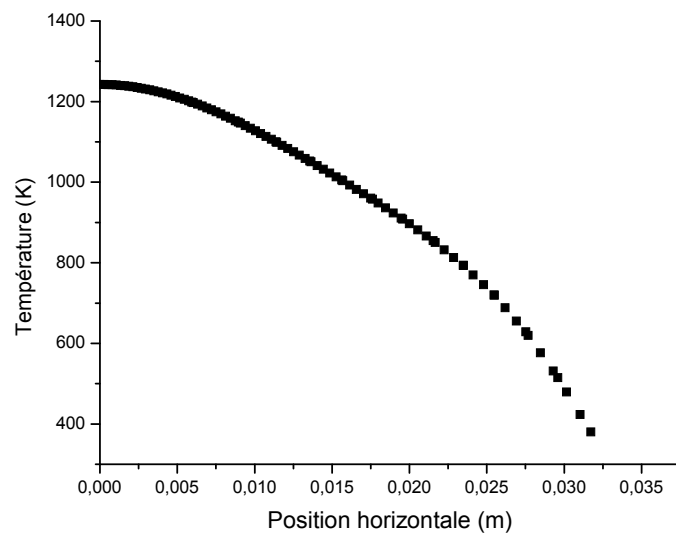
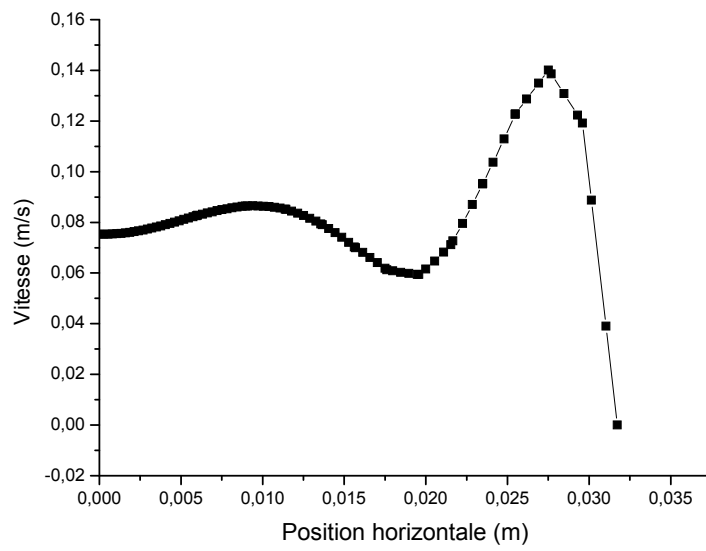


Figure 6.11 : Profils des variations de la vitesse et de la température avec le déplacement horizontal pour $d=20\text{mm}$

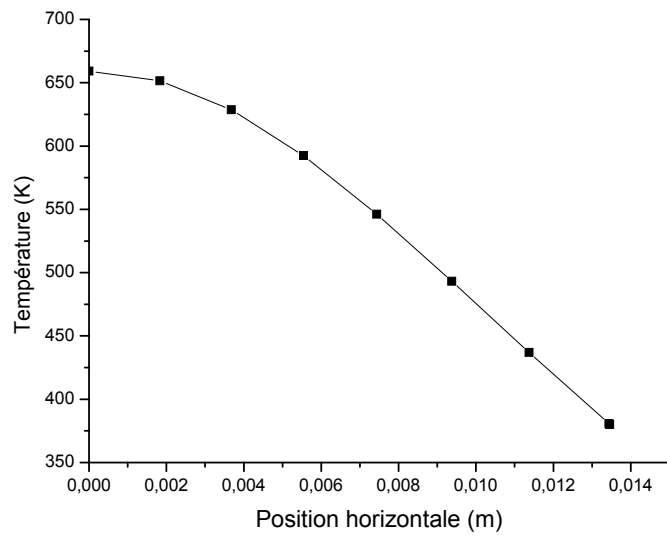
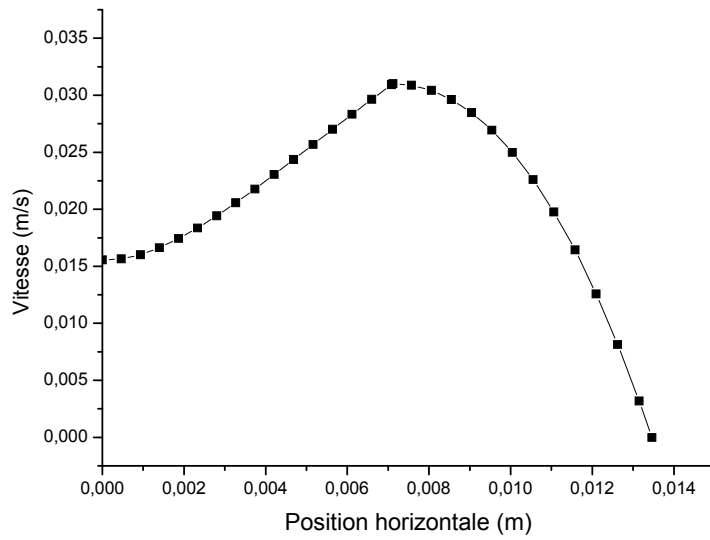


Figure 6.12 : Profils des variations de la vitesse et de la température avec le déplacement horizontal pour $d=35\text{mm}$

6.6.7 Effets de la variation de la température du filament

L'augmentation de la température du filament conduit à une augmentation de la température du gaz près du filament et la création de gradients de température dans le volume de la lampe. Ces gradients résultent en gradients de densité lesquels provoquent le phénomène de convection. Cette convection conduit le gaz chaud du filament vers la paroi qui joue le rôle d'un échangeur de chaleur. Les courants internes de convection fournissent un mécanisme de refroidissement du filament chauffé, en plus de la perte de la chaleur par radiation et par conduction. Le tout contribue à la distribution non-uniforme de la température dans une lampe en fonctionnement.

Quand le filament est chauffé, des gradients de température apparaissent, ces gradients sont réduits à une valeur de l'équilibre à travers deux types de pertes thermiques: convection à travers le gaz et conduction à travers les supports du filament. La Figure 6.13 montre les profils de température perpendiculairement et parallèlement au filament.

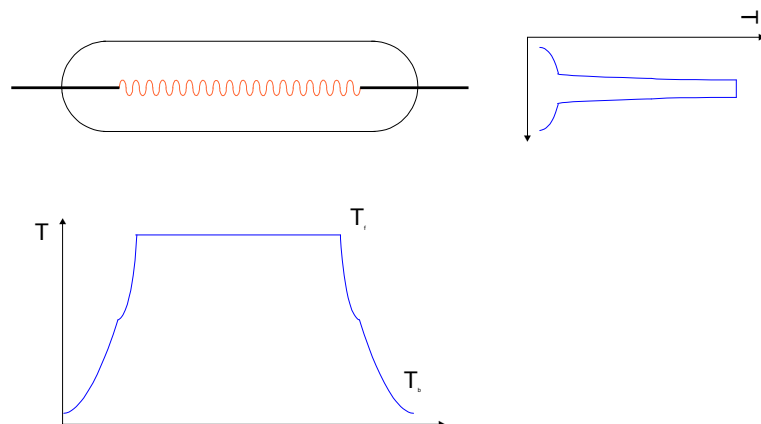


Figure 6.13 : Variation de la température perpendiculairement et parallèlement au filament.

On peut constater d'après le premier schéma qu'en s'éloignant du filament la température décroît très rapidement. Ce décroissement rapide ne peut être causé par convection, puisque la convection est un processus long, et donc causé par conduction. Le gaz entourant le filament devient très chaud et les molécules constituant le gaz acquièrent une grande énergie cinétique. Dans cette région; région

de Langmuir [6.6] le transfert thermique se produit à travers la collision par échange de moment, plutôt que par convection. Après cette région on distingue un plateau de la température dû à une balance entre la conduction et la convection. Le deuxième schéma montre les changements de la température le long de l'axe du filament. Dans ce schéma on constate que la température décroît aux extrémités du filament. Ceci est causé par la conduction thermique du filament vers les supports où se produisent les pertes de l'énergie thermique. C'est pour cette raison que dans les lampes modernes on essaye de minimiser le besoin de supports du filament. Dans notre cas on a négligé les effets dus aux supports du filament.

Dans cette section on montre l'effet de l'abaissement progressif de la température du filament à partir de 2700K, pour les températures suivantes: 2500K, 2000K, 1500K, 1000K, 500K. Les filaments sont considérés isothermes. Figure 6.14 donne les profils de température pour les différentes températures du filament, les profils sont identiques à celui discuté au dessus. La présence du plateau est maintenue pour les différentes températures du filament et qui devient plus importante quand la température du filament diminue. On peut dire que la température du filament est un paramètre important pour ajuster le gradient de température à l'intérieur de l'enceinte.

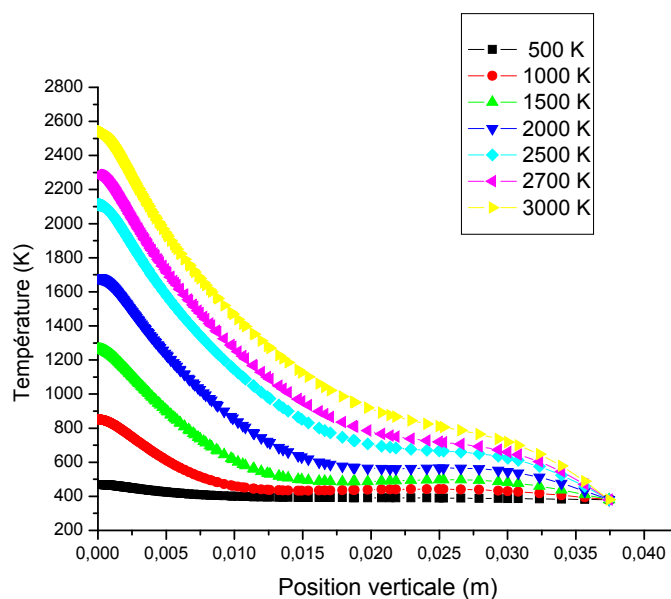


Figure 6.14 : Variation de la température avec le déplacement vertical pour différentes températures du filament

6.6.8 Effet de la variation de la pression

Les courants observés du fluide et les autres changements dans les propriétés du fluide sont un résultat direct des transferts d'énergie thermique à partir du filament. La haute température du filament agit pour augmenter l'énergie interne des molécules du gaz et par conséquent une grande variation dans la pression et la densité du gaz est observée. Les variations dans la densité sont locales dans les différentes régions de la lampe et ce sont ces gradients de la densité qui, combinés avec la pesanteur, conduisent aux courants convectifs observés.

Dans cette section on montre l'effet de la variation de la pression du gaz à l'intérieur de l'enceinte. L'étude a été faite pour quatre différentes valeurs de pression: 0.066atm – 0.253atm – 0.658atm – 0.987atm.

Les contours de température pour les différentes valeurs de la pression sont illustrés dans la Figure 6.15. On constate que l'abaissement de la pression engendre une expansion graduelle de contours concentriques de la région du filament vers la paroi de l'enceinte, jusqu'à $P = 0.066\text{atm}$, où seulement des contours de température concentriques sont observés dans tout le volume de l'enceinte.

Réduire les pressions au dessous de l'atmosphère revient à abaisser les densités du gaz et les forces de poussée thermique de la convection libre. L'effet de la convection naturelle devient plus petit et les champs thermiques ressemblent à ceux prédits par un modèle de la convection purement forcé pour des pressions très basse par rapport à 1atm.

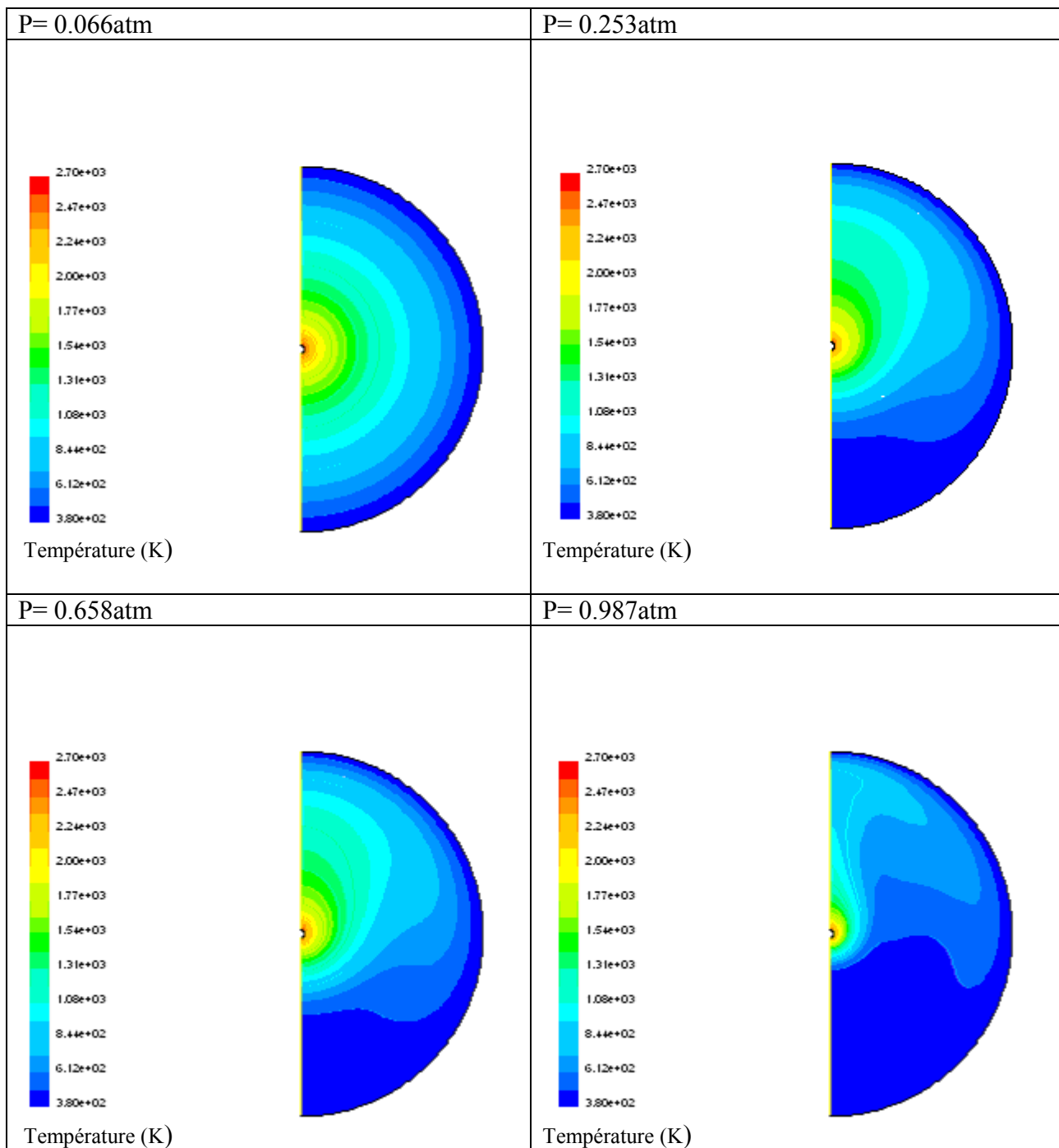


Figure 6.15 : Contours de température pour différentes valeurs de pression

6.7 Model tridimensionnel : Model 3D

Dans le model 2D les effets des extrémités du filament et de la lampe ont été négligés. Le filament n'est pas infiniment long et sa longueur (23mm) n'est pas égale à celle de l'enveloppe de la lampe (250mm). Ceci résultera en un volume assez important de gaz froid à l'intérieur de la lampe et qui causera l'abaissement de la température moyenne dans l'enceinte. Pour prendre en compte ces effets et montrer leur importance un model 3D a été défini.

Les propriétés physiques utilisées dans cette étude sont les mêmes que celles utilisées dans le model 2D.

6.7.1 Définition du domaine

La géométrie de la lampe a été définie en exploitant la symétrie de l'enceinte. Deux plans de symétrie, un contenant l'axe du filament et l'autre perpendiculaire au filament et passant par son centre, permettent de réduire le domaine de calcul au $\frac{1}{4}$ du volume total de la lampe. La géométrie est illustrée dans la Figure 6.16.

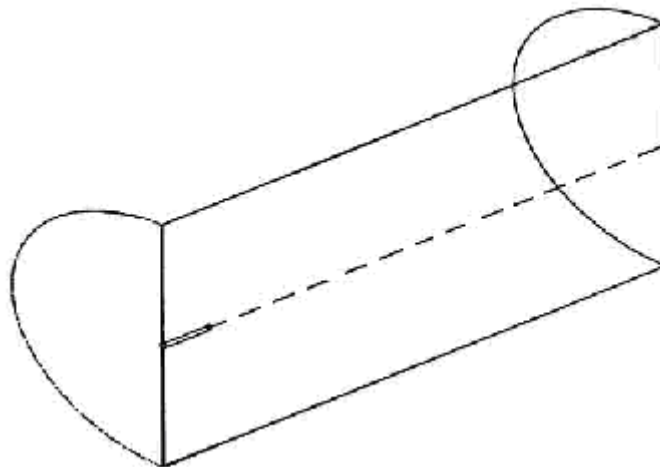


Figure 6.16 : Géométrie 3D.

L'enveloppe de la lampe est de longueur 125 mm, soit la moitié de la longueur actuelle de la lampe et de rayon 37.5 mm. Le filament est considéré comme un cylindre solide de longueur 11.75 mm, soit la moitié de la longueur actuelle du cylindre et de rayon 0.79 mm.

6.7.2 Conditions aux limites

Deux frontières axisymétriques sont choisies à la section transversale et à la section longitudinale de la lampe. Pour les autres frontières on a opté pour les mêmes conditions de température que dans le cas bidimensionnel, à savoir :

Température de la paroi de l'enceinte = 380K

Température du filament = 2700K

Les différentes conditions aux limites sont schématisées dans la Figure 6.17.

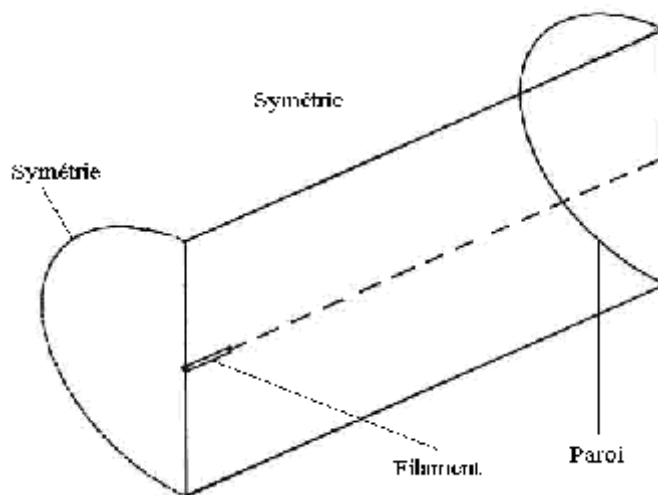


Figure 6.17 : Conditions aux limites.

6.7.3 Maillage

Le code Fluent utilise un système de coordonnées cartésiennes. Concernant le maillage, on a opté pour des formes de mailles quadrilatérales avec un nombre de nœuds de 253790, Figure 6.18. Un raffinement des zones près du filament dans la direction axiale et dans la direction radiale a été envisagé pour prendre en compte les fortes variations se déroulant dans ces zones notamment les gradients de température et de vitesse.

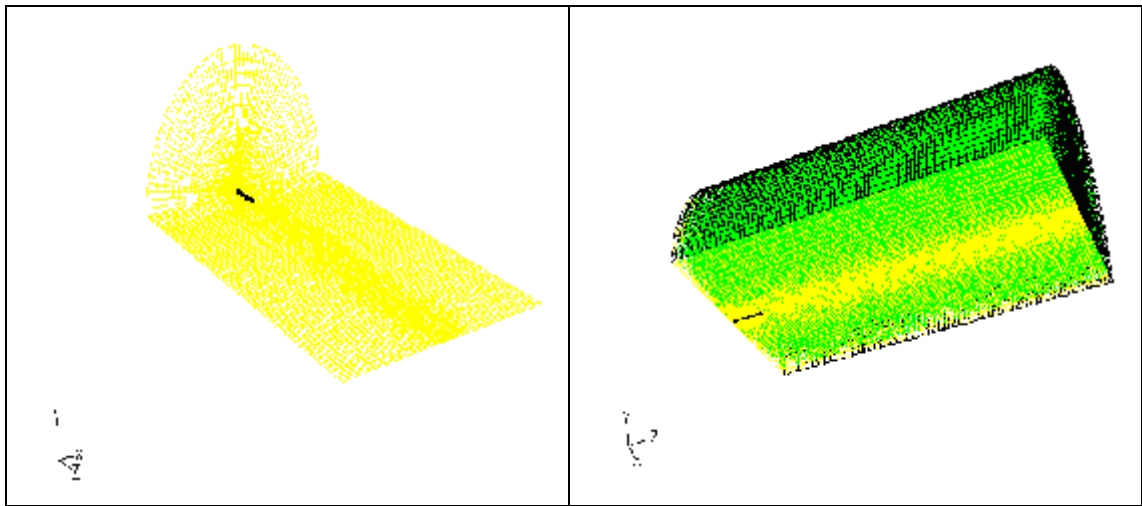


Figure 6.18: Schéma du maillage.

6.7.4 Comparaison des modèles 2D et 3D

En général les résultats produits par le modèle 2D sont semblables à ceux produits par le modèle 3D dans le plan perpendiculaire au filament à son centre. Cependant quelques différences subtiles ont été observées dans la distribution de température, et par conséquent de vitesse, comme le montre la Figure 6.19. Dans le cas 3D la distribution est plus compressée du fait que les effets de convection sont plus importants.

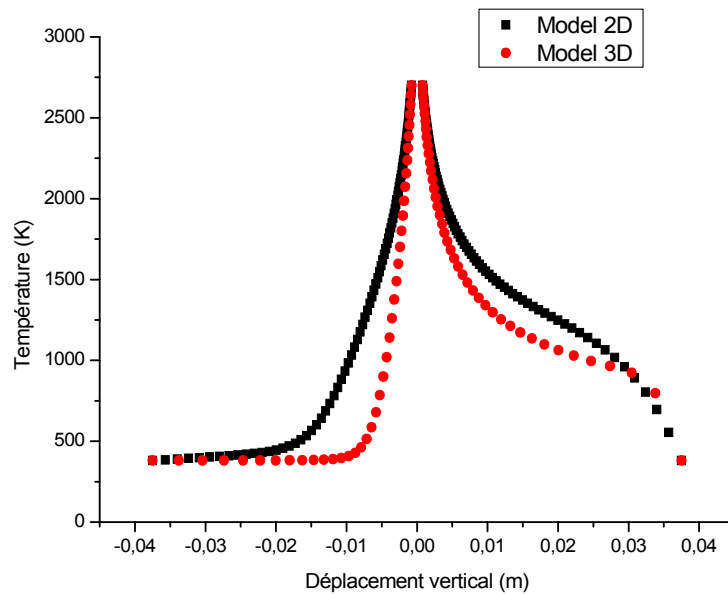


Figure 6.19: Comparaison de la distribution de température : modèles 2D et 3D.

6.7.5 Résultats

Les résultats obtenus montrent que les champs thermique et dynamique sont tridimensionnels.

6.7.5.1 Le champ de vitesse

Figure 6.20 montre les vecteurs vitesses dans différents plans perpendiculaires à l'axe du filament et qui correspondent à la position du milieu du filament ($z=0$), à l'extrémité du filament ($z=11.75\text{mm}$), à une distance entre le filament et la paroi ($z=20\text{mm}$) et finalement près de la paroi ($z=124\text{mm}$).

La propriété principale observée de la vitesse est, comme dans le cas bidimensionnel, la structure du vortex dans les plans perpendiculaires à l'axe du filament. Les valeurs de la vitesse diminuent en s'éloignant du milieu du filament vers la paroi de l'enceinte. Le tableau 6.2 montre les valeurs maximales de vitesse dans les différents plans considérés.

Plan z (mm)	Vitesse maximale (m/s)
0	0.609
11.75	0.427
20	0.366
124	0.061

Tableau 6.2: Vitesse maximale dans différents plans z perpendiculaires à l'axe du filament.

La composante axiale de la vitesse (Figure 6.21) conduit le gaz froid de la paroi de la lampe dans la région chaude du filament. Cet effet de refroidissement est la cause de l'abaissement des températures moyennes du gaz comparées à celles dans le cas bidimensionnel [6.7]. Des températures plus basses signifient un écoulement moins visqueux et donc des vitesses moyennes plus grandes. La vitesse maximale est prédite dans le plan perpendiculaire au filament à son milieu avec une valeur égale à 0.609 m/s comparée à une valeur de 0.275 m/s dans le cas 2D.

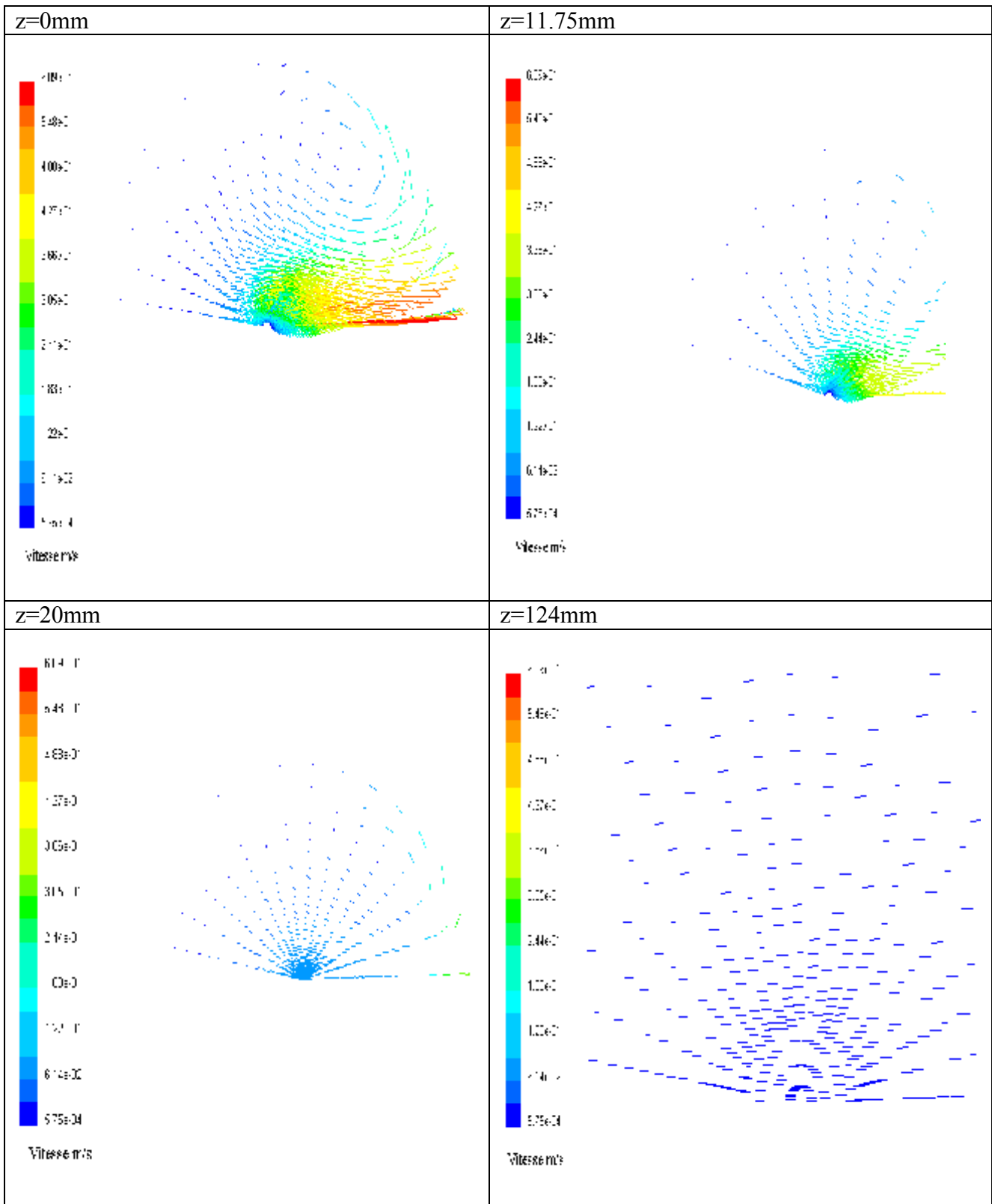


Figure 6.20: Vecteurs de vitesse dans différents plans perpendiculaires à l'axe du filament.

En outre, dans ce même plan, le mouvement du gaz est plus compact que dans le cas 2D et la vitesse maximale n'est plus observée à côté du filament mais elle est située environ 0.5 centimètre au-dessus du filament. Ceci est aussi une conséquence de l'abaissement de la température moyenne qui résulte en un plus grand nombre de Rayleigh et donc à de plus forts effets de convection.

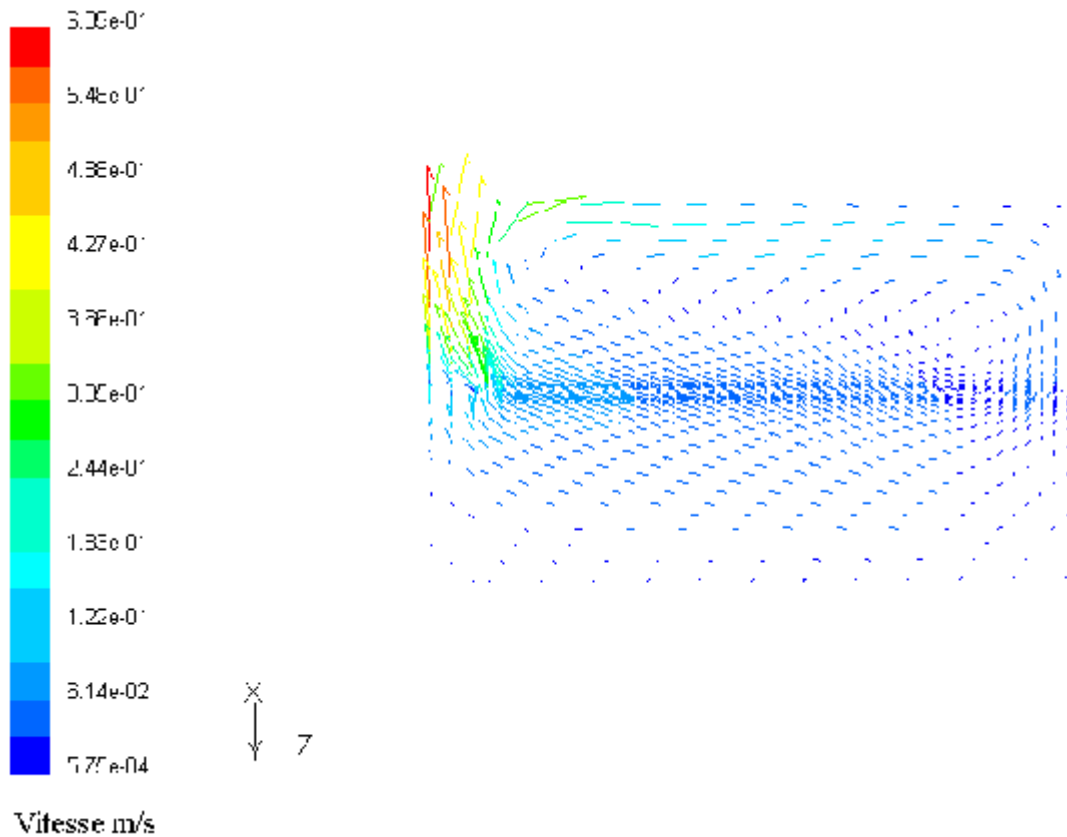


Figure 6.21: Vecteurs de vitesse dans le plan contenant l'axe du filament.

6.7.5.2 Le champ de température

La Figure 6.22 montre les contours de température dans différentes sections transversales principalement au centre du filament ($z=0$) et à l'extrémité du filament ($z=11.75\text{mm}$).

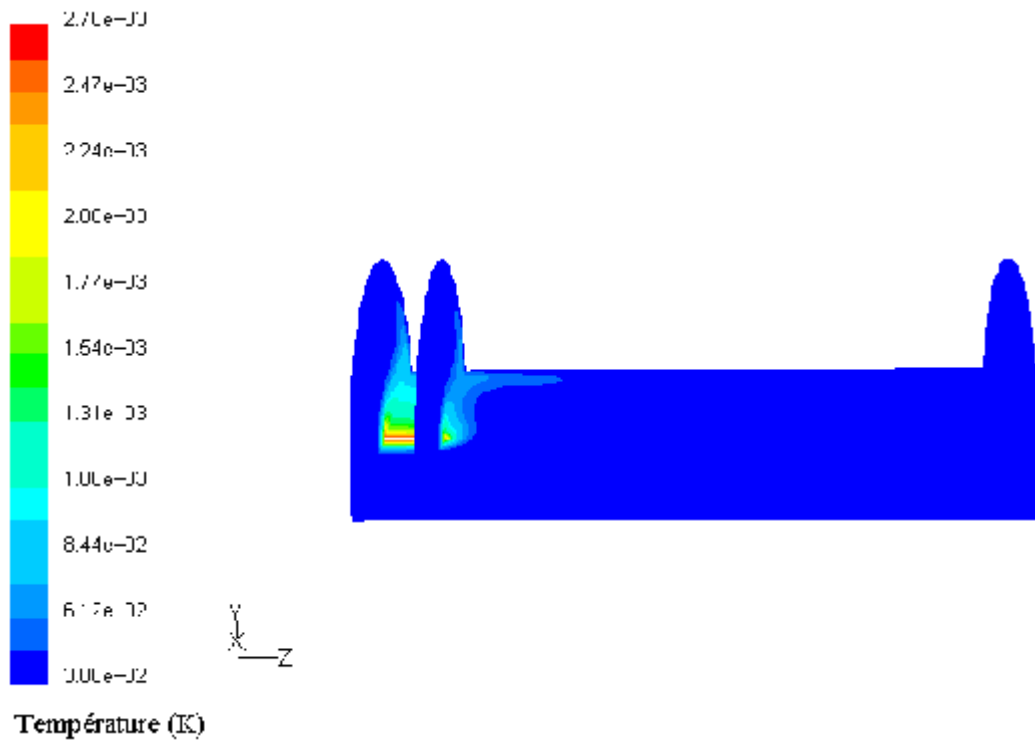


Figure 6.22: Contours de température dans les sections transversales.

Dans le plan $z=0\text{mm}$, l'effet convectif est plus important que dans le cas correspondant 2D dû à l'augmentation du nombre de Rayleigh par les effets 3D comme le montre la Figure 6.23. De plus, en s'éloignant du centre du filament vers la paroi de l'enceinte, les effets de la convection deviennent moins importants jusqu'à atteindre une région presque stagnante du gaz à la paroi de l'enceinte.

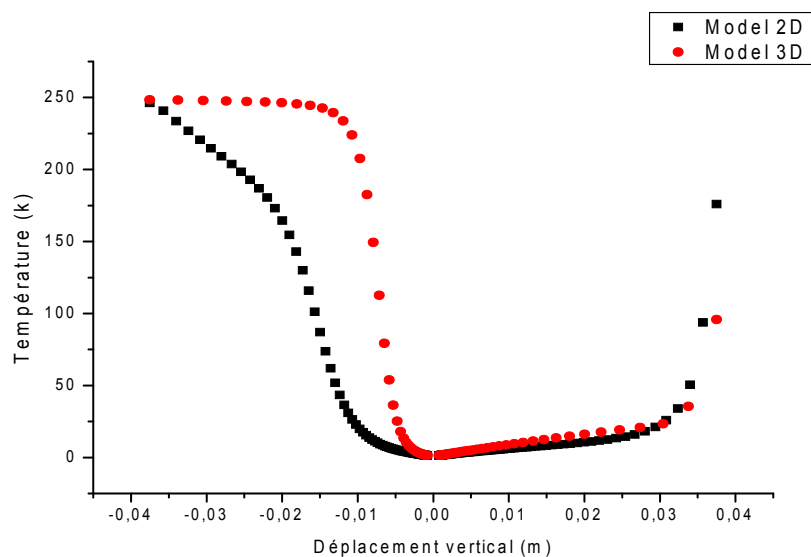


Figure 6.23: Comparaison du nombre de Rayleigh pour les modèles 2D et 3D.

La Figure 6.24 illustre les contours de température dans le plan longitudinal contenant l'axe du filament. On constate que dans la région située au centre du filament, des contours presque parallèles au filament sont observés, signifiant que, dans cette région les gradients de température selon l'axe du filament sont proches de zéro. Les mesures des températures par la technique CARS ont été réalisées dans le plan perpendiculaire au milieu du filament avec une longueur d'interaction de 6mm (et 0.2mm x 0.2mm dans le plan perpendiculaire au filament à son centre). Par conséquent, dû aux zéro gradients de température prédits dans cette région, il peut être conclu que les mesures par la technique CARS sont exactes dans cette direction particulière. Cependant, dans certaines régions dans le plan perpendiculaire au centre du filament et au dessous de celui-ci, un maximum gradient de température de 500K/mm a été prédit lequel engendre une différence de température de 100 K à travers le volume de génération du signal.

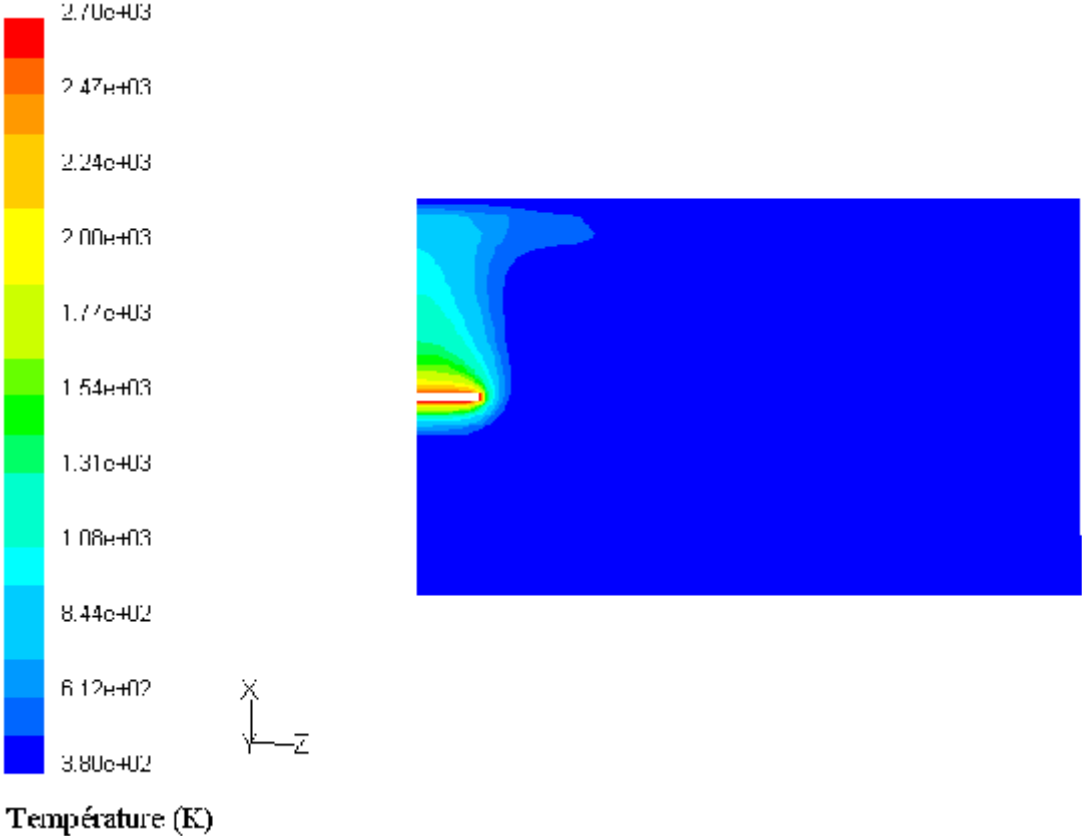


Figure 6.24: Contours de température dans le plan longitudinal contenant l'axe du filament.

Les figures dans le cas 3D montrent clairement la nature tridimensionnelle des modèles de l'écoulement. Les vitesses les plus fortes du courant se produisent autour des extrémités du filament où on rencontre les plus forts gradients de température. La première étude expérimentale de cette lampe a montré que les plus importants taux de déposition sur la paroi se sont produits également dans ces régions [6.8]. Cela est une conséquence des modèles de l'écoulement prédits ici puisque l'écoulement du gaz augmente autour des extrémités du filament et cause le transport du tungstène dans ces régions.

6.7.5.3 La densité

La densité du système est supposée idéale, c'est-à-dire la densité obéit à l'équation d'état [6.9]. Pour un gaz parfait cette équation est donnée par:

$$PV = nRT$$

Le réarrangement de cette équation donne l'équation de la densité molaire donnée par:

$$\frac{n}{V} = \frac{P}{RT}$$

En utilisant la masse molaire du gaz, on obtient l'expression de la densité d'un gaz idéal:

$$\rho = \frac{PM_r}{RT}$$

Cette expression permet le calcul de la densité du gaz à partir de la température et de la pression. La densité du gaz est inversement proportionnelle à la température du gaz et elle représente le point de départ de la convection observée à la paroi. Figure 6.25 montre la variation de la densité de l'azote gazeux avec la température pour une pression constante.

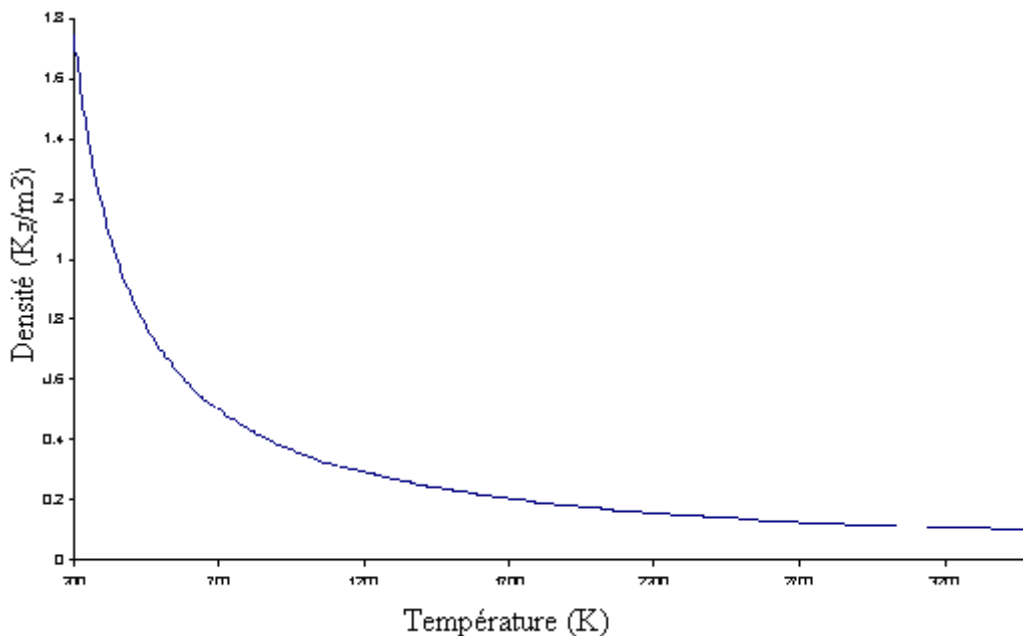


Figure 6.25: Variation de la densité avec la température pour 1 mole d'azote gazeux à 1atm.

Cette figure montre que dans les régions à basse température la grande variation de la densité est associée à une faible variation de la température. Les forts gradients thermiques se produisant autour des extrémités du filament engendrent de forts gradients de densité comme le montre la Figure 6.26. Cette figure représente la densité du gaz en fonction du déplacement horizontal pour différentes températures du filament.

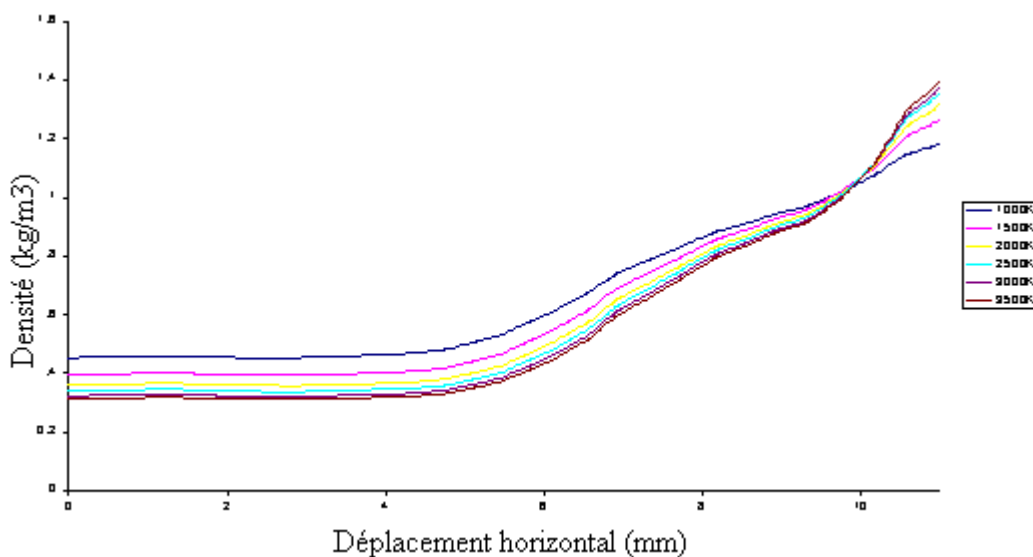


Figure 6.26: Variation de la densité avec le déplacement horizontal pour différentes températures du filament.

On constate que l'effet de la variation de la température du filament sur le gradient de densité n'est pas important. Les gradients de densité sont la cause des écoulements des fluides à l'intérieur des lampes. Il y a écoulement de fluide des régions chaudes; moins denses, vers les régions froides; plus denses, de la lampe.

6.7.6 Comparaison des températures théoriques et expérimentale CARS

La Figure 6.27 montre la comparaison de la température dérivée par la technique expérimentale CARS et celles prédites par la modélisation des fluides en écoulement au-dessus du centre du filament dans la lampe longitudinale. On constate que le résultat théorique est en bon accord avec le résultat expérimental pour les modèles 2D et 3D, cependant le modèle 3D est meilleur, particulièrement dans les régions loin du filament.

Pour les régions en dessous du filament, aucun des deux modèles ne montre un bon accord avec l'expérience. Ceci peut être attribué à l'effet de non équilibre entre les modes d'énergie de l'azote gazeux. C'est un domaine d'étude séparé utilisant des lampes conçues pour illustrer cet effet [6.10].

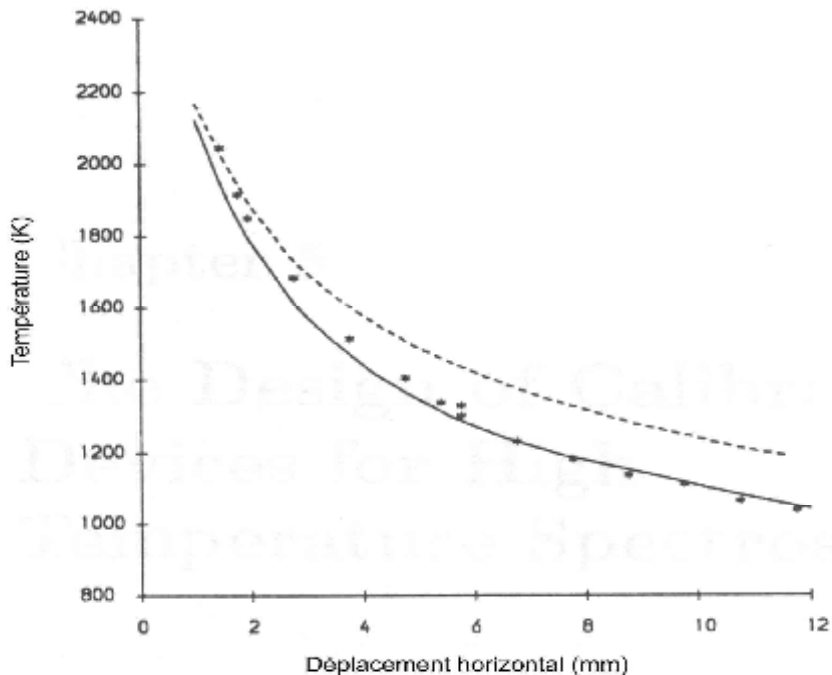


Figure 6.27: Comparaison des températures théoriques et expérimentale CARS

CONCLUSION

Dans cette étude nous avons considéré la simulation numérique du transfert thermique par convection naturelle dans une enceinte cylindrique horizontale simulant une lampe à incandescence. Cette enceinte est remplie d'azote gazeux et chauffée par un filament de tungstène situé sur son axe. L'intervalle de la température du gaz s'étend de 380K à l'enveloppe de la lampe jusqu'au 2700K à quelques centimètres du filament de tungstène. Ces températures engendrent de grands gradients de température lesquels produisent des modèles complexes de l'écoulement du gaz à l'intérieur de l'enceinte. Deux modèles ont été considérés pour cette étude, un modèle bidimensionnel (model 2D) pour une investigation préliminaire et un modèle tridimensionnel (model 3D) pour une étude plus générale permettant la simulation des effets 3D.

Les résultats numériques de l'étude par le model 2D ont montré que les gradients de température entraînent la génération de la force de poussée thermique qui induit un mouvement de convection naturelle dans l'enceinte. La température décroît radialement du filament jusqu'à la paroi latérale de l'enceinte. D'importants gradients de température existent dans la région du filament (environ 500 Kmm^{-1}), particulièrement, au dessous du filament où le champ thermique est quelque peu comprimé par le modèle du courant. La température du filament est un paramètre important pour ajuster le gradient de température à l'intérieur de l'enceinte.

L'écoulement dans l'enceinte est sous la forme de deux rouleaux contrarotatifs symétriques dans le plan polaire. La vitesse maximale du gaz est égale à 0.275 m/s et se produit à environ 1cm au côté du filament, indiquant que des courants convectifs considérables se produisent près du filament. En s'éloignant de la région du filament les variations de température et de vitesse deviennent moins intenses.

Réduire les pressions au dessous de l'atmosphère conduit à l'abaissement des densités du gaz et des forces de la convection libre. L'effet de la convection naturelle devient plus petit et les champs de température se réduisent à ceux prédits par le modèle de la conduction.

Les résultats obtenus par le model 3D ont montré que les champs thermique et dynamique sont tridimensionnels. La composante axiale de la vitesse conduit le gaz

froid de la paroi de la lampe dans la région chaude du filament. Cet effet de refroidissement est la cause de l'abaissement des températures moyennes du gaz comparées à celles dans le cas bidimensionnel. Des températures plus basses signifient un écoulement moins visqueux et donc des vitesses moyennes plus grandes. En outre, le mouvement du gaz est plus compact que dans le cas bidimensionnel et la vitesse maximale n'est plus observée près du filament mais au dessus de celui-ci à environ 0.5 cm. L'effet convectif est plus important que dans le cas correspondant bidimensionnel dû à l'augmentation du nombre de Rayleigh par les effets tridimensionnels.

Les forts gradients thermiques se produisant autour des extrémités du filament engendrent de forts gradients de densité. L'effet de la variation de la température du filament sur le gradient de densité n'est pas très important. Les gradients de densité sont la cause des écoulements des fluides à l'intérieur des lampes.

La température, utilisée dans ce travail, a été mesurée par la technique CARS en supposant un volume d'interaction isothermal; ce dernier était de 0.2mm x 0.2mm x 6mm. Le calcul tridimensionnel de la lampe modelée a montré que ce choix était généralement acceptable puisque les gradients de température dans le volume d'interaction étaient pratiquement nuls. Cependant, dans une petite région directement au dessous du filament, un maximum gradient de température de 500 K/mm a été prédit lequel engendre une différence de température de 100 K à travers le volume de génération du signal. Avec les développements rapides et récents de la spectroscopie laser, les futures mesures par la technique CARS peuvent être réalisées en utilisant un volume d'interaction plus petit afin de minimiser ces gradients de température dans ce volume.

Les résultats numériques de cette étude sont en bon accord avec ceux d'une étude expérimentale réalisée par la technique CARS conduite avec les mêmes paramètres géométriques, dynamiques et thermiques. Ces résultats sont d'une grande importance pour les mesures spectroscopiques des températures basées sur N_2 , y compris la thermométrie CARS.

Enfin sur le plan pratique, les résultats obtenus au cours de cette étude peuvent être utilisés comme un début pour concevoir l'intérieur des lampes.

Par ailleurs, le modèle peut être amélioré pour inclure des phénomènes plus complexes de courants en réaction afin d'étudier les effets chimiques intervenant dans les lampes de tungstène-halogène. Dans ces systèmes, les réactions chimiques à haute température se produisent entre le tungstène qui s'évapore de la surface du filament et les composés halogénures présents dans la phase gazeuse de la lampe. La circulation du gaz remplissant l'enceinte prédit qu'il y a des régions particulières dans l'enceinte dont les compositions chimiques ne reflètent pas simplement la température locale de cette région; ce sont les conditions de non équilibre thermodynamique local (LTE).

Références

Chapitre 1.

- 1.1 F. Dawson et G. Zissis, *Electrical Discharges for Lighting*, IAS Annual Meeting, 2004, 8-12 October (2004).
- 1.2 ICEM CFD Engineering, www.icemcfd.com/cfd/cfd_codes.html, (2001).
- 1.3 FLUENT inc., www.fluent.com, (2006).

Chapitre 2.

- 2.1 B. Williams, *Light Sources for Architectural Lighting*, (2000).
- 2.2 *Ampoule électrique*, Encyclopédie libre, Wikipédia (2006)
- 2.3 I. Langmuir, *Convection and Conduction of Heat in Gases*, Phys. Rev. **34**, 40, 1912.
- 2.4 W. Elenbass, *The Dissipation of Heat by Free Convection from Vertical and Horizontal Cylinders*, J. Appl. Phys. **19**, 1148 (1948).
- 2.5 S. Howe, *A Predictive Theory of Power Balance in Incandescent Lamps*, Proc. North Amer. Illum. Eng. Soc., Atlanta, paper **13** (1982).
- 2.6 E. Fisher and J. Fitzgerald, *Heat and Mass Transport in Cylindrical Gas Field Incandescent Lamps*, J. Appl. Phys. **45**, 2895 (1974).
- 2.7 S. M. Correa, *Fluid Flow and Heat Transfert in Incandescent Lamps*, int. J. Heat Mass Trans. **30**, 663 (1987).
- 2.8 L. Makai, G. Hárs, G. Varga, G. Fülöp et P. Deák, *Computer simulation of the operating pressure of tungsten halogen lamps*, J. Phys. D: Appl. Phys. **38** 3217 (2005)
- 2.9 L. Nagy et E. Biro, *Analysis of Internal Filling Gas of Small-Sized Halogen Lamps by Gas Chromatography*, J. chromat. **A** 520 (1990).
- 2.10 M. J. Abbott, D. L. Trindell et R. Devonshire, *Computer Modeling of Halogen Incandescent Lamp Chemistry*, Electrochem. Soc. Pro. 93 (1993).

- 2.11 L. Liskay, Zs. Kajcsos, M. F. Barthe, L. Henry, G. Duplâtre et A. Nagy, *Improved Tungsten Moderator Structures for Slow Positron Beams*, Appl. Surf. science. **194** 16 (2002).
- 2.12 B.N. Mordyuk, V.S. Mordyuk et V.V. Buryak, *Ultrasonic of tungsten wire of incandescent lamps production*, Ultrasonics. **42** 109 (2004).
- 2.13 A. Bunk, M. Damm et G. Rosenbauer, *Incandescent Lamps Employing Filaments Comprising High Temperature Stable Metal Carbides in Bulbs with a Carbon-Hydrogen-Fluorine Component-Containing Fill*, PCT Int. Appl. **22** 22 (2006).
- 2.14 A. A. Ponomarev, *Incandescent Lamps Employing Tungsten Filaments Disposed in Slots in Ceramic Base*, Russ. **3** (2006).
- 2.15 B. Brolis, *Mon Petit Web*, Enseignement des sciences physiques et informatique (2006).
- 2.16 R. J. Zollweg, *Convection in Vertical High Pressure Mercury Arcs*, J. Appl. Phys. **49** 1077 (1978).
- 2.17 E. Fisher, *Axial Segregation of Additives in Mercury Metal Halide Arcs*, J. Appl. Phys. **47** 2954 (1976).
- 2.18 R. J. Zollweg, R. W. Lieberman et D. K. McLain, *A Radiation and Convection Model of the Vertical Mercury Arc Containing Sodium and Scandium Iodides*, J. Appl. Phys. **52** 3293 (1981).
- 2.19 J. T. Dakin et R. P. Gillierd, *Model and Diagnostics of The High Pressure Mercury Discharge with Sodium Iodide Additives*, J. Appl. Phys. **60** 1281 (1986).
- 2.20 J. T. Dakin et R. P. Gillierd, *The Energy Balance of The High Pressure Mercury Discharge with Sodium and Scandium Iodide Additives*, J. Appl. Phys. **62** 79 (1987).
- 2.21 J. T. Dakin et W. Shyy, *The Prediction of Convection and Additive De-Mixing in Vertical Metal Halide Lamps*, in High Temperature Lamp Chemistry (II), The Electro. Chem. Soc. Proc. **88** 139 (1988).
- 2.22 U. Chittka, P. Postma and W. Schlager, *Electrodes for gas discharge lamps*, *Applied surface science*. Vol 111, pages 302-310 (1996).
- 2.23 P. Y. Chang, W. Shyy et J. T. Dakin, *A Study of Three Dimensional Natural Convection in Horizontal High Pressure Mercury Lamps*, 5th Int. Symp. On the Science and Tech. of Light Sources, paper 86:P (1999).

- 2.24 S. Kitsinelis, R Devonshire, D A Stone et R C Tozer, *Medium Pressure Mercury Discharge for Use as an Intense White Light Source*, J. Phys. D: Appl. Phys. **38** 3208 (2005).
- 2.25 L. Mi, P. Xu et P. N. Wang, *Temperature Determination of N₂ Discharge Plasma by Computational Simulation of its Emission Spectra*, J. Phys. D: Appl. Phys. **38** 3885 (2005).
- 2.26 G. E. Georgiou, A. P. Papadakis, R. Morrow et A. C. Metaxas, *Numerical Modelling of Atmospheric Pressure Gas Discharges Leading to Plasma Production*, J. Phys. D: Appl. Phys. **38** 303 (2005).

Chapitre 3.

- 3.1 I. Tosun, *Modelling in Transport Phenomena*, 1st Ed. Elsevier Science (2002).
- 3.2 R. P. King, *Introduction to Practical Fluid Flow*, 1st Ed. Butterworth-Heinemann (2002).
- 3.3 P. K. Kundu et I. M. Cohen, *Fluid Mechanics*, 2nd Ed. Elsevier Science (2002).
- 3.4 R. Siegel et J. R. Howell, *Thermal Radiation Heat Transfer*, 2nd Ed. Hemisphere (1981).
- 3.5 K. Kestin et W. A. Wakeham, *Transport Properties of Fluids: Thermal conductivity, Viscosity and Diffusion Coefficients*, Hemisphere (1988).
- 3.6 G. C. Maitland et E. B. Smith, J. Chem. Engng. Data, **17** 150 (1972).
- 3.7 J. Millat et W. A. Wakeham, J. Phys. Chem. Ref. Data, **18** 565 (1989).
- 3.8 R. A. Svehla, *Estimated Viscosities and Thermal conductivities of Gases at High Temperatures*, NASA Tech. Rep., **R-132** (1962).
- 3.9 S. C. Saxena et V. K. Saxena, J. Phys., **A3** 309 (1970).
- 3.10 S. C. Saxena et S. H. P. Chen, Molecular physics, **29** 1507 (1975).
- 3.11 W. A. Wakeham, A. Nagashima et J. V. Sengers, *Measurement of the Transport Properties of Fluids*, Blackwell Scientific Publications (1991).

Chapitre 4.

- 4.1 R.L. Farrow, R. Trebino et R.E. Palmer, *High Resolution CARS Measurements of Temperature and Pressure in Tungsten Lamp*, *App. Opt.* **26** 333 (1987).
- 4.2 R. Devonshire, *The Application of Spatially Resolving Laser Diagnostic Techniques to The Study of Operating Light Sources and related systems*, In *High Temperature Lamp Chemistry II*, *Electrochem. Soc. Proc.* **88-4** 281 (1988).
- 4.3 D.A. Greenhalgh, R. Devonshire, I.S. Dring, J. Meads et H.F. Boysan, *A Temperature Calibration Device for High Temperature Spectroscopy: CARS Spectrum of N₂ Gas in Thermal Equilibrium*, *Chem. Phys. Lett.* **133** 458 (1987).
- 4.4 W. Kaabar et R. Devonshire, *Model for Simulating Interaction Volumes for Coherent Anti-Stokes Raman Scattering*, *J. Raman. Spectrosc.* **28** 339 (1997).
- 4.5 D. Greenhalgh, P.J. Stopford, D.R Williams et C.A. Baker, *A Study of CARS Nitrogen Thermometry at High Pressure*, *Appl. Phys. B* **51** 31 (1990).
- 4.6 R. Bruckshaw, *A Combined Modelling and Experimental Investigation of Complex High Temperature Chemical Environments*, thèse Ph.D., Université de Sheffield (2004).
- 4.7 W.A. Wakeham, A. Nagashima et J. V. Sengers, *Measurement of transport properties*, *Experimental Thermodynamics*, Vol. III, Oxford (1991).
- 4.8 D.A. Long, *Raman Spectroscopy*, McGraw-Hill, UK (1977).
- 4.9 A.C. Eckbreth, *Laser Diagnostics for Combustion Temperature and Species*, Abacus, Cambridge (1988).
- 4.10 W.M. Tolles, J.R. McDonald, A.B. Harvey, *A Review of the Theory and Application of Coherent Anti-Stokes Raman Spectroscopy*, *Appl. Spectr.*, **31** 253 (1977).
- 4.11 Cavendish Instruments Ltd, *FitSpec*, <http://www.cavendishinstruments.com>, (2003).
- 4.12 Les résultats expérimentaux ont été obtenus au laboratoire HTSL (High Temperature Science Laboratories) de l'université de Sheffield en Grande Bretagne.

Chapitre 5.

- 5.1 H. K. Versteeg et W. Malalasekera, *An Introduction to Computational Fluid Dynamics*, Longman (1999).
- 5.2 S. Patankar, *Numerical Heat Transfer and Fluid Flow*, McGraw-Hill. New-York, (1980).
- 5.3 S.V. Patanker et D.B Spalding, *A Calculation Procedure for Heat, Mass and Momentum Transfer in Three-dimensional Parabolic Flows*, Int. J. Heat Mass Transfer, **15** 1787 (1972).
- 5.4 R.I. Issa, A.D. Gosman et A.P. Watkins, *The Computation of Compressible and Incompressible Flows*, J. Comput. Phys., **62** 65 (1986).
- 5.5 Fluent documentation, User's Guide. Fluent. Inc. www.fluent.com, (2006).

Chapitre 6.

- 6.1 S. Patankar, *Numerical Heat Transfer and Fluid Flow*, McGraw-Hill. New-York, (1980).
- 6.2 S. W. Churchill et H. H. S. Chu, *Correlating equations for laminar and turbulent free convection from a horizontal cylinder*, Int. J. Heat Mass Trans., **18** 1049 (1975).
- 6.3 G. Wyszecki, *Colour Science*, J. Willy (1982).
- 6.4 R. A. Svehla, *Estimated Viscosities and Thermal conductivities of Gases at High Temperatures*, NASA Tech. Rep., **R-132** (1962).
- 6.5 B. Farouk et S. I. Guceri, *Lamina rand Turbulent Naturel Convection in the Annulus Between Horizontal Concentric cylinders*, J. Heat. Trans., **104** 631 (1982).
- 6.6 I. Langmuir, *Convection and Conduction of Heat in Gases*, Phys. Rev., **34**, 40, 1912.
- 6.7 W. Kaabar, S. Nebti et M. Benzitouni, *Fluid Flow Modelling in a Gas Filled Lamp*, 12^{èmes} Journées Internationales de Thermique, 355 (2005).

- 6.8 E. Schnedler, *Three Dimensional Model for the Theoretical Description of Tungsten Transports in Halogen Incandescent Lamps*, High. Temp. Sci., **19** 237 (1985).
- 6.9 P.W. Atkins, *Physical Chemistry*, Oxford University Press, **5th edn.** (1994).
- 6.10 D. Hong, *Modelling of Chemical Non-Equilibrium in Recirculating Gas Flows*, Thèse Ph.D., Département de Chimie, Université de Sheffield (1997).

Résumé

L'intérieur d'une source lumineuse en fonctionnement est un environnement très hostile. Dans les lampes incandescentes remplies de gaz de forts gradients de température existent lesquels produisent des modèles complexes de l'écoulement du gaz à l'intérieur de l'enceinte.

Dans notre étude on considère le transfert thermique dans une enceinte cylindrique horizontale simulant une lampe à incandescence. Cette enceinte est remplie d'azote gazeux et chauffée par un filament en tungstène situé sur son axe. L'intervalle de la température du gaz s'étend de 380K à l'enveloppe de la lampe jusqu'au 2700K à quelques centimètres du filament de tungstène. Ces températures engendrent des gradients de température jusqu'à 500 K/mm près du filament.

Le transfert thermique est modélisé par les équations différentielles, aux dérivées partielles, de continuité, de Navier-Stokes et d'énergie. Pour ce fait nous avons utilisé le code commercial Fluent, qui est une solution CFD (Computational Fluid Dynamics) globale pour la simulation.

Deux modèles ont été considérés pour cette étude, un modèle bidimensionnel (model 2D) pour une investigation préliminaire et un model tridimensionnel (model 3D) pour une étude plus générale permettant la simulation des effets 3D.

Les résultats numériques de l'étude par le model 2D ont montré que les gradients de température entraînent la génération de la force de poussée thermique qui induit un mouvement de convection naturelle dans l'enceinte. La température décroît radialement du filament jusqu'à la paroi latérale de l'enceinte. La température du filament est un paramètre important pour ajuster le gradient de température à l'intérieur de l'enceinte.

Réduire les pressions au dessous de l'atmosphère conduit à l'abaissement des densités du gaz et l'effet de la convection naturelle devient plus faible.

Les résultats obtenus par le model 3D ont montré que les champs thermique et dynamique sont tridimensionnels. L'effet convectif est plus important que dans le cas 2D dû à l'augmentation du nombre de Rayleigh par les effets tridimensionnels. Les forts gradients thermiques se produisant autour des extrémités du filament engendrent de forts gradients de densité.

Ce modèle théorique peut contribuer à une meilleure compréhension des processus de transfert d'énergie pour la description des courants de gaz dans des enceintes à haute température.

Les résultats numériques de cette étude sont en bon accord avec ceux d'une étude expérimentale réalisée par la technique CARS conduite avec les mêmes paramètres géométriques, dynamiques et thermiques.

Mots-clés : convection naturelle, lampe à incandescence, transfert thermique, écoulement laminaire, simulation numérique.

Abstract

The interior of an operating light source is a very hostile environment. In the familiar gas-filled incandescent lamps, large temperature gradients are present. The greatly different gas/solid boundary temperatures give rise to large temperature gradients in the near atmospheric pressure gas filling which, in turn, result in complex, buoyancy driven, recirculating flow patterns in the working gases.

In this work a modelling investigation of the recirculating nitrogen gas flows present in an optical cell containing an incandescent filament is carried out. The flows are driven by the hot filament located centrally in the optical cell; gas temperatures range from 380 K in wall regions to 2700 K at the filament; gas temperature gradients of over 500 K mm^{-1} exist near the filament.

The fluid is regarded as a continuum, and the flow motion is basically described by the equations for the conservation of mass, momentum (the Navier Stokes equations) and energy. The theoretical modelling of the high temperature cell is carried out using the powerful fluid dynamic computer code, FLUENT. Fluent is a general purpose computer program for modeling fluid flow problems.

Two models have been used for this study, a two dimensional model (2D model) for a preliminary investigation and a three dimensional model (3D model) for a more general investigation allowing for 3D effects to be considered.

Numerical results from the 2D model show that large temperature gradients result in the buoyant plume and recirculation patterns typical of free convection. The radial temperature is shown to decrease from the filament to the lamp envelope. The filament temperature is an important parameter for adjusting the temperature gradient inside the lamp.

Reducing the pressure below the atmosphere results in a decrease of gas densities, and thus the effect of natural convection becomes very low.

Results from the 3D model show that thermal and flow fields are three-dimensional. The convection effect is shown to be more important than in the 2D case due to the higher Rayleigh number in the 3D case. The very steep temperature gradients existing in the filament region generate large density gradients in this region.

This theoretical modelling can contribute to better understanding of energy transfer processes in descriptions of gas flows in high temperature cells.

The numerical results of our study are in good agreement with those of an experimental work, performed with the CARS technique, done with the same geometric, dynamic and thermal parameters.

Key-words: naturel convection, incandescent lamps, heat transfer, laminar flow, numerical simulation,

ملخص

إن الوسط الداخلي لأي منبع ضوئي معقد و متناقض جدا. توجد عدة نماذج معقدة تجريان الغاز داخل مصابيح متوهجة مملوءة بالغاز و ذات تدرجات حرارية عالية. في المدكرة الحالية بدراسة التغير الحراري داخل مصباح متوهج ذو شكل أسطواني أفقي، مملوء بغاز الأزوت المسخن عن طريق سلك من التنجستين و الموجود في محور هذا المصباح. تتراوح حرارة الغاز ما بين 380 كالفن الى 2700 كالفن على بعد بعض السنتيمترات من سلك التنجستين. تم تشكيل التغير الحراري عدديا عن طريق معادلات تفاضلية ذات مشتقات جزئية و استعملنا لهذا الغرض الرمز الأعلامي التجاري FLUENT. تمت دراسة نموذجين: الأول ثنائي الأبعاد، و الذي أظهرت نتائجه بأن تدرجات الحرارة تنتج قوة دفع حرارية والتي بدورها تؤدي الى حركة حمل حراري طبيعي داخل المصباح، وبأن الحرارة تتناقص قطريا من السلك الى الغلاف

خلاصة

إن الوسط الداخلي لأي منبع ضوئي معقد و متناقض جدا. توجد عدة نماذج معقدة تجريان الغاز داخل مصابيح متوهجة مملوءة بالغاز و ذات تدرجات حرارية عالية.

في المذكرة الحالية بدراسة التغير الحراري داخل مصباح متوهج ذو شكل أسطواني أفقي، مملوء بغاز الأزوت المسخن عن طريق سلك من التنجستين و الموجود في محور هذا المصباح.

تتراوح حرارة الغاز ما بين 380 كالفن الى 2700 كالفن على بعد بعض السنتيمترات من سلك التنجستين.

تم تشكيل التغير الحراري عدديا عن طريق معادلات تفاضلية ذات مشتقات جزئية و استعملنا لهذا الغرض الرمز الإعلامي التجاري FLUENT.

تمت دراسة نموذجين: الأول ثنائي الأبعاد، و الذي أظهرت نتائجه بأن تدرجات الحرارة تنتج قوة دفع حرارية والتي بدورها تؤدي إلى حركة حمل حراري طبيعي داخل المصباح، وبأن الحرارة تتناقص قطريا من السلك إلى الغلاف.

أما النموذج الثاني فهو ثلاثي الأبعاد، و الذي أظهرت نتائجه بأن الحمل الحراري أكبر من المتحصل عليه في النموذج ثنائي الأبعاد، نتيجة لتأثيرات الأبعاد الثلاثية، و بسبب ارتفاع العدد Rayleigh.

هذا النموذج النظري يسهم في الاستيعاب الجيد لآليات نقل الطاقة في النطاقات العالية الحرارة.

النتائج العددية لهاته الدراسة أظهرت اتفاق مع دراسة تجريبية تمت بطريقة CARS.

الكلمات المفاتيح: الحمل الحراري الطبيعي، مصباح متوهج، تغير حراري، جريان أشنه، نموذج عددي.