



Modélisation multi-échelle du phénomène de condensation en paroi en présence de gaz incondensables avec approche CFD.

Arthur Iziquel

► To cite this version:

Arthur Iziquel. Modélisation multi-échelle du phénomène de condensation en paroi en présence de gaz incondensables avec approche CFD.. Mécanique des fluides [physics.class-ph]. Institut Polytechnique de Paris, 2023. Français. NNT : 2023IPPAX056 . tel-04467675

HAL Id: tel-04467675

<https://theses.hal.science/tel-04467675>

Submitted on 20 Feb 2024

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

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



Modélisation multi-échelle de la condensation en paroi en présence de gaz incondensables avec une approche CFD

Thèse de doctorat de l'Institut Polytechnique de Paris
préparée à l'École polytechnique

École doctorale n°626
École doctorale de l'Institut Polytechnique de Paris (EDIPP)
Spécialité de doctorat : Mécanique des fluides et des solides, acoustique

Thèse présentée et soutenue à Palaiseau, le 22/06/2023, par

ARTHUR IZIQUEL

Composition du Jury :

Olivier Simonin Professeur des universités, INP Toulouse - IMFT	Président
Stephane Vincent Professeur des universités, Université Gustave Eiffel - MSME	Rapporteur
Sebastien Tanguy Maître de conférences, Université de Toulouse - IMFT	Rapporteur
José-Maria Fullana Professeur des universités, Sorbonne Université - ∂ 'Alembert	Examineur
Marica Pelanti Maîtresse de conférences, ENSTA Paris - IMSIA	Examineur
Stephane Mimouni Ingénieur-chercheur - HDR, EDF Lab Chatou	Examineur
Christophe Josserand Directeur de recherche, Ecole polytechnique - Lad'Hyx	Directeur de thèse
Sonia Benteboula Ingénieur-chercheur, CEA Saclay - DES/ISAS/DM2S/STMF	Co-directeur de thèse

Remerciements

Je souhaiterais exprimer ci-dessous mes sincères remerciements envers celles et ceux qui m'ont soutenu et aidé durant mon doctorat.

J'aimerais premièrement remercier mon directeur de thèse, Christophe Josserand, ainsi que mon encadrante de thèse, Sonia Benteboula, pour la confiance qu'ils m'ont accordée, leurs conseils et leur soutien. Grâce à eux, ce manuscrit a pu être nettement amélioré.

Ensuite, je voudrais remercier toutes les personnes du Laboratoire d'Expérimentation en Hydraulique et sécurité Hydrogène (LE2H) et du Laboratoire d'Application de Thermohydraulique et de mécanique des Fluides (LATF) que j'ai côtoyées durant mes années au CEA. Plus particulièrement, je remercie Diana, Loïc, Vincent et Cassiano, avec qui j'ai passé beaucoup de temps ces dernières années.

Un grand merci à mon ancien collègue de bureau et colocataire Riccardo Cocci, avec qui j'ai notamment passé des périodes de confinement en télétravail. Merci aussi à mon second colocataire Pierre-Louis Lamure. Avec vous deux, j'ai eu des discussions intéressantes sur nos sujets de thèse respectifs et bien d'autres sujets.

Je souhaiterais également faire une dédicace à mes deux frères Lucas et Marin, ainsi que mon ami de longue date Pierre. Avec vous j'ai pu passer beaucoup de temps à décompresser.

Pour terminer, j'aimerais remercier mes parents pour m'avoir soutenu tout au long de mes études, et pour m'avoir permis de faire ce que je voulais.

Table des matières

1	Introduction générale	11
1.1	Contexte industriel	11
1.2	Description du phénomène de condensation en paroi	11
1.3	Modélisation du phénomène de condensation en paroi	16
1.4	Organisation de la thèse	19
2	L'écoulement d'un mélange de gaz en régime turbulent	20
2.1	Propriétés des mélanges gazeux	20
2.1.1	Fraction massique d'une espèce	20
2.1.2	Masse volumique	21
2.1.3	Enthalpie	22
2.1.4	Viscosité et conductivité thermique	22
2.2	Diffusion de la matière	23
2.2.1	Loi de Fick pour un mélange binaire	23
2.2.2	Loi de Fick pour un mélange multi-espèces	24
2.3	Flux massique	27
2.3.1	Flux massique d'une espèce	27
2.3.2	Flux massique de condensation	27
2.4	Flux thermique	28
2.4.1	Flux thermique du mélange	28
2.4.2	Flux thermique de condensation	29
2.5	Les équations de conservation	31
2.6	Modélisation RANS de l'écoulement turbulent	32
2.6.1	Les décompositions de Reynolds et de Favre	33
2.6.2	Les équations RANS compressibles	34
2.6.3	Modélisation du tenseur de Reynolds	36
	Modèle de longueur de mélange	37
	Modèle standard $k - \epsilon$	38

3	Revue de la littérature des modèles de condensation en film	42
3.1	Modèles de film liquide pour la vapeur pure	43
3.2	Modèles de la couche limite de diffusion en présence de gaz incondensables	46
3.2.1	Les équations de la couche limite laminaire	46
3.2.2	Solutions de la couche limite laminaire	47
3.3	L'analogie entre le transfert de masse et le transfert d'énergie	48
3.3.1	L'analogie Chilton-Colburn en régime de convection forcée	49
3.3.2	L'analogie en régime de convection naturelle	50
3.3.3	Correction pour la prise en compte de l'effet d'aspiration	50
3.4	Modèles RANS de condensation en paroi	52
3.4.1	Modèles RANS bas-Reynolds	54
3.4.2	Modèles RANS haut-Reynolds avec corrélations	55
3.4.3	Modèles RANS haut-Reynolds avec fonctions de paroi	57
	Fonctions de paroi en régime de convection forcée	57
	Fonctions de paroi pour tous les régimes de convection	61
4	Développement de fonctions de paroi pour la condensation en régime de convection forcée, mixte et naturelle	64
4.1	Adaptation de la fonction de paroi de Van Driest au régime de convection mixte et naturelle	65
4.1.1	Les fonctions de paroi de Van Driest usuelles pour la condensation .	65
	Fonction de paroi de vitesse	65
	Fonctions de paroi de température et de fraction massique	66
4.1.2	Prise en compte de la gravité dans les fonctions de paroi de Van Driest	68
4.2	Généralisation du modèle de fonctions de paroi thermique de (Craft et al., 2002) à la condensation	69
4.2.1	Approximation des propriétés du fluide dans la maille proche paroi	70
4.2.2	La démarche de résolution des équations de couche limite	72
4.2.3	Premier modèle de fonctions de paroi pour la condensation	73
	Fonctions de paroi de température et de fraction massique de vapeur	73
	Fonction de paroi de vitesse	74
4.3	Prise en compte de l'effet d'aspiration et du flux thermique d'inter-diffusion dans les fonctions de paroi semi-analytiques	74
4.3.1	Modifications des équations de la couche limite	75
4.3.2	Deuxième modèle de fonction de paroi pour la condensation	76
	Fonction de paroi de fraction massique de vapeur	76

	Fonction de paroi de température	76
	Fonction de paroi de vitesse	77
4.4	Modifications du modèle standard $k - \epsilon$ en proche paroi	78
4.4.1	Traitement en paroi usuel	78
4.4.2	Traitement en paroi dans les modèles de condensation proposés . . .	79
4.5	Implémentation des fonctions de paroi dans le code NEPTUNE_CFD . . .	80
4.5.1	Le système d'équations diphasique de NEPTUNE_CFD	80
4.5.2	Les équations de conservation des espèces pour les mélanges gazeux	81
4.5.3	Modélisation de la condensation en paroi	82
4.5.4	Implémentation des modèles de fonctions de paroi	83
	Implémentation des fonctions de paroi	83
	Autres modifications au niveau des parois	83
	Ajout du flux thermique d'inter-diffusion	85
5	Simulations du phénomène de condensation avec les modèles de fonc-	
	tions de paroi	87
5.1	Simulation de la condensation dans un canal en régime de convection forcée	88
5.2	Simulations des essais COPAIN de condensation en paroi : Première série .	91
5.2.1	Description de la première série d'essais COPAIN	91
5.2.2	Domaine de calcul et conditions aux limites	95
5.2.3	Sensibilité au maillage des modèles de fonctions de paroi	97
	Effet du maillage sur les transferts thermique et massique en paroi .	97
	Effet du maillage sur les variables de l'écoulement dans la couche	
	limite	100
5.2.4	Analyse des flux thermique et massique en paroi	103
	Comparaison entre les modèles de fonctions de paroi semi-analytiques	103
	Comparaison avec les mesures expérimentales	105
	Comparaison avec le modèle bas-Reynolds	106
5.2.5	Analyses des variables de l'écoulement U , T et Y_v dans la couche	
	limite	109
	Comparaison avec le modèle bas-Reynolds	109
	Comparaison avec les mesures expérimentales	120
5.3	Simulations des essais de condensation COPAIN : Deuxième série	125
5.3.1	Description de la deuxième série d'essais COPAIN	125
5.3.2	Comparaison les mesures expérimentales	127
	Flux thermique le long de la paroi	127

Flux thermique moyen en paroi	129
5.4 Simulation des essais Huhtiniemi de condensation en paroi inclinée	134
5.4.1 Description des essais Huhtiniemi	134
5.4.2 Comparaison avec les mesures expérimentales de flux thermique en paroi	135
Condensation sur une paroi horizontale (plafond)	136
Condensation sur une paroi inclinée à $\theta = 45^\circ$ C	137
Condensation sur une paroi verticale	137
Conclusions et perspectives	141
Conclusions	141
Perspectives d'amélioration du modèle de condensation en paroi	144
A Tableau de résultats des essais COPAIN de la première série	148

Nomenclature

Grandeurs physiques

t	Temps (s)
$\vec{U}$	Vecteur vitesse (m.s^{-1})
U, V, W	Composantes du vecteur vitesse (m.s^{-1})
T	Température (K)
h	Enthalpie spécifique (J.kg^{-1})
p	Pression (Pa)
ρ	Masse volumique (kg.m^{-3})
C	Concentration molaire (mol.m^{-3})
Y_i	Fraction massique de l'espèce i
X_i	Fraction molaire de l'espèce i
α_i	Fraction volumique de la phase i
k	Énergie cinétique turbulente ($\text{m}^2.\text{s}^{-2}$)
ϵ	Taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente ($\text{m}^2.\text{s}^{-3}$)
τ	Contrainte de cisaillement (Pa)
q, φ	Flux thermique (W.m^{-2})
j	Flux massique de diffusion ($\text{kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$)
h	Coefficient de transfert thermique ($\text{W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$)
K	Coefficient de transfert de masse ($\text{kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$)
g	Accélération de la pesanteur (m.s^{-2})
μ	Viscosité dynamique ($\text{kg.m}^{-1}.\text{s}^{-1}$)
ν	Viscosité cinématique ($\text{m}^2.\text{s}^{-1}$)

λ	Conductivité thermique ($\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$)
C_p	Capacité thermique ($\text{J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$)
$\mathcal{D}$	Coefficient de diffusion moléculaire ($\text{m}^2.\text{s}^{-1}$)
M	Masse molaire (kg.mol^{-1})
R	Constante des gaz parfaits ($\text{J.mol}^{-1}.\text{K}^{-1}$)
$\mathcal{L}_{vap}$	Chaleur latente de vaporisation (J.kg^{-1})
L	Longueur caractéristique (m)
θ	Angle

Nombres sans dimension

Re	Nombre de Reynolds
Pr	Nombre de Prandtl
Sc	Nombre de Schmidt
Nu	Nombre de Nusselt
Sh	Nombre de Sherwood
Gr	Nombre de Grashof
Ri	Nombre de Richardson

Indices

g	Phase gazeuse
l	Phase liquide
v	Vapeur
nc	Gaz incondensables (ou non-condensable)
t	Grandeur turbulente
p	A la paroi
i	A l'interface liquide / gaz
∞	A l'extérieur de la couche limite
e	En entrée
sat	A saturation
exp	Donnée expérimentale

M Dans la maille M en contact avec une paroi

V A l'extrémité de la sous-couche laminaire

Exposants

$+, *$ Grandeurs sans dimension

$\bar{x}$ Moyenne de Reynolds

x' Fluctuations associées à la moyenne de Reynolds

$\tilde{x}$ Moyenne de Favre

x'' Fluctuations associées à la moyenne de Favre

Chapitre 1

Introduction générale

1.1 Contexte industriel

Dans le domaine de la sûreté nucléaire, l'un des principaux enjeux est de s'assurer que l'enceinte de confinement d'un réacteur ne cède pas au cours d'un accident. Pour cela, des scénarios d'accident sont étudiés dans le but de prévenir les risques de rupture de l'enceinte de confinement. Au cours de l'Accident de Perte de Réfrigérant Primaire (APRP) caractérisé par l'apparition d'une brèche sur le circuit primaire (voir figure 1.1), l'eau du circuit s'évapore et se retrouve mélangée à l'air de l'enceinte, ce qui entraîne une augmentation de la pression. Fort heureusement, la vapeur d'eau se condense sur les parois de l'enceinte en présence d'air, et cela permet de limiter la montée de la pression. De plus, lorsque l'accident entraîne une fusion du cœur du réacteur, de l'hydrogène est produit et il finit par se trouver dans l'enceinte de confinement. Les études de sûreté visent à s'assurer que la pression dans l'enceinte reste inférieure à la pression de dimensionnement, mais aussi à prédire si la concentration d'hydrogène dans l'enceinte risque de mener à une déflagration ou une détonation au cours de l'accident. Le phénomène de condensation en paroi en présence de gaz incondensables est étudié puisque c'est notamment par ce mécanisme que l'énergie du mélange gazeux est évacuée vers la paroi réduisant ainsi la pression dans l'enceinte, et également parce que ce phénomène entraîne une augmentation de la concentration en hydrogène dans l'atmosphère de l'enceinte et au niveau des parois pouvant mener à une détonation.

1.2 Description du phénomène de condensation en paroi

Le phénomène de condensation intervient lorsque la vapeur est refroidie à une température inférieure à sa température de saturation. Ainsi, la condensation en paroi se produit lorsque la température de la paroi est inférieure à la température de saturation de la vapeur. Par ailleurs, la condensation en masse intervient lorsque la vapeur se condense à l'intérieur du mélange gazeux. Dans la nature, le phénomène de condensation en masse est notamment responsable du brouillard.

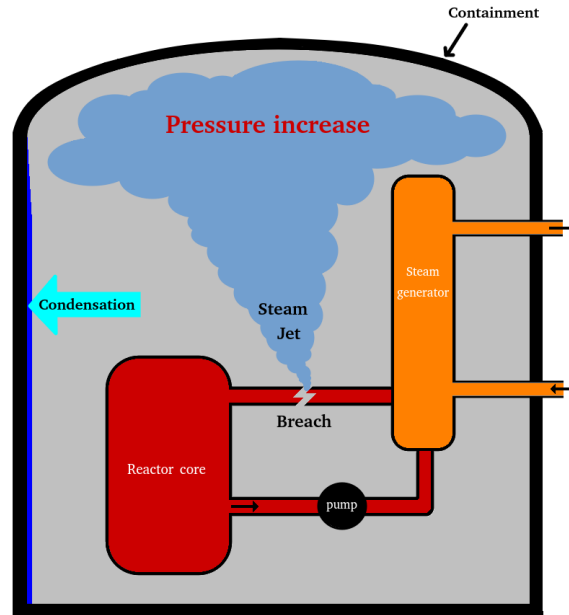


FIGURE 1.1 : Schéma de l'Accident de Perte de Réfrigérant Primaire.

En paroi, deux régimes de condensation peuvent se développer : la condensation en gouttes et la condensation en film. Le régime de condensation en gouttes (Jakob, 1936) observable à gauche sur la figure 1.2 est caractérisé par la formation de gouttes aléatoirement sur une paroi. En grossissant, les gouttes coalescent entre elles, puis elles se détachent de la paroi lorsqu'elles atteignent une taille trop importante. Enfin, de nouvelles gouttes peuvent se former à la place des anciennes, créant un cycle. Ce régime se développe majoritairement sur les surfaces hydrophobes et les surfaces horizontales, tels que les plafonds (Huhtiniemi and Corradini, 1993). Le régime de condensation en film observable à droite sur la figure 1.2 est caractérisé par la formation d'un film liquide sur une paroi. Lorsque la paroi est inclinée, le film liquide s'écoule par l'action de la gravité. Ce régime de condensation apparaît majoritairement à la suite du régime de condensation en gouttes sur les surfaces verticales et inclinées. La forme de l'interface du film liquide en contact avec le gaz peut varier selon l'épaisseur du film et la vitesse du liquide. En effet, cette interface est plane pour des débits de liquide faibles, mais lorsque le débit de liquide est important, des vaguelettes apparaissent à la surface du film, entraînant notamment une augmentation des échanges thermique, massique et de quantité de mouvement entre les phases. Le coefficient de transfert thermique est supérieur pour le régime de condensation en gouttes par rapport au régime de condensation en film, puisque la forme des gouttes augmente l'échange convectif dans le cas de la condensation en gouttes.

L'ensemble des gaz incondensables désigne tous les gaz qui se condensent à des températures cryogéniques (inférieure à -100°C), tels que l'air, l'hélium et l'hydrogène. Lorsque la vapeur d'eau se condense en présence de gaz incondensables, une couche limite de diffusion se forme dans le mélange gazeux incondensables-vapeur. En effet, le flux massique de condensation aspire les gaz incondensables au niveau de l'interface liquide-gaz, et cela entraîne l'apparition de gradients de fraction massique non nuls. Ce phénomène cause une diminution importante des transferts thermique et massique par condensation, puisque la vapeur doit traverser la couche de gaz incondensables par diffusion pour

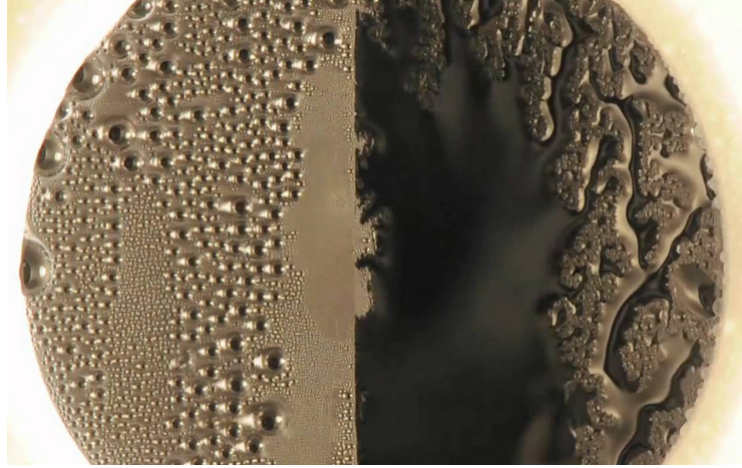


FIGURE 1.2 : Aperçu du régime de condensation en goutte (gauche) et du régime de condensation en film (droite), extrait de la vidéo YouTube *Dropwise vs. filmwise condensation*.

atteindre l'interface liquide-gaz. La fraction massique Y_k d'une espèce k est le rapport entre la masse volumique ρ_k de l'espèce et la masse volumique ρ du mélange. Une étude expérimentale (Al-Diwany and Rose, 1973) a montré qu'une fraction massique de gaz incondensables Y_{nc} de 2 % peut entraîner une baisse de 50 % du transfert thermique par rapport au cas de la vapeur pure. Dans le cas de la condensation en film, la formation de la couche limite de diffusion d'épaisseur δ_d au niveau d'un film liquide d'épaisseur δ est représentée sur la figure 1.3. A l'intérieur de la couche limite de diffusion, l'accumulation des gaz incondensables se traduit par une augmentation de leur fraction massique Y_{nc} , et une baisse de la fraction massique de la vapeur Y_v .

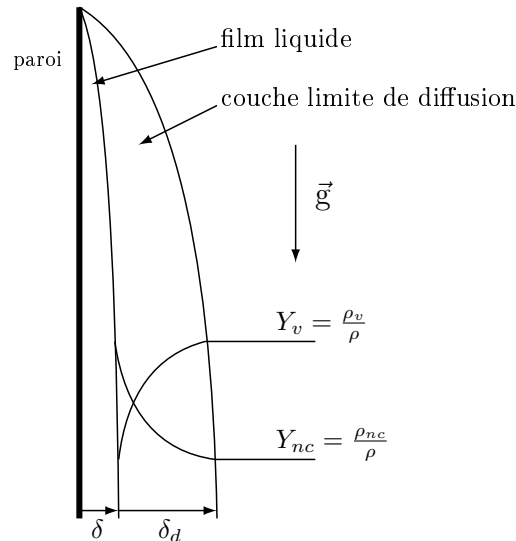


FIGURE 1.3 : Schéma de la couche de diffusion lors de la condensation en film.

Le phénomène de condensation en paroi en présence de gaz incondensables peut intervenir en régime laminaire ou turbulent. Le régime d'écoulement est caractérisé par

le nombre sans dimension de Reynolds :

$$\text{Re} = \frac{\rho U L}{\mu} \quad (1.1)$$

avec U la vitesse, μ la viscosité dynamique et L la longueur caractéristique. Au niveau d'une paroi, la couche limite turbulente se développe à la suite d'une couche limite laminaire, comme représenté sur la figure 1.4. Le nombre de Reynolds à partir duquel la couche limite est turbulente pour une paroi plane est d'environ $\text{Re}_x \simeq 4000$, où x est la longueur d'établissement de la couche limite. Dans le cas d'un accident dans une enceinte de ré-

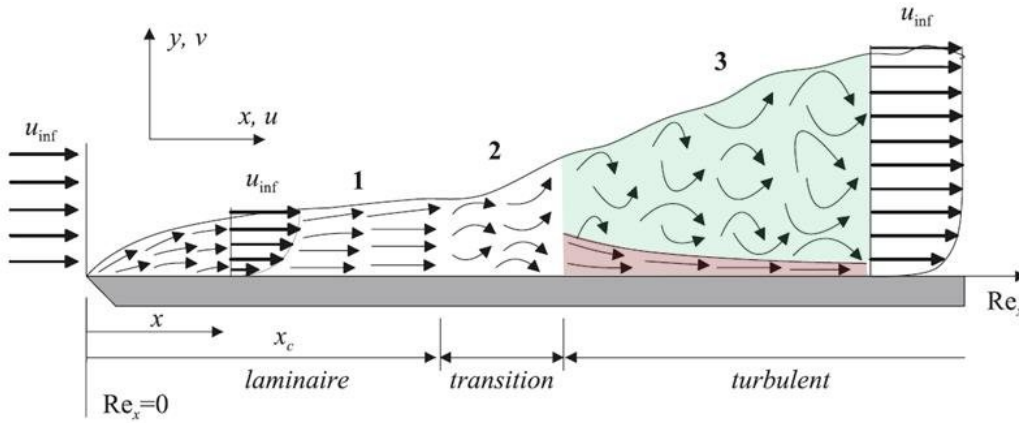


FIGURE 1.4 : Développement de la couche limite turbulente sur une paroi (Bulliard-Sauret, 2016).

acteur, le régime d'écoulement dans l'enceinte de confinement est turbulent. La couche limite turbulente est constituée d'une couche interne et d'une couche externe. La couche interne est la région en contact avec la paroi, et elle est composée d'une sous-couche dite laminaire ou visqueuse dans laquelle l'effet de la viscosité domine, d'une sous-couche dite logarithmique ou inertielle dans laquelle la turbulence domine, et d'une zone de transition entre ces deux sous-couches (voir (Pope, 2000)). En régime de convection forcée, le profil typique de vitesse dans la couche interne est représenté sur la figure 1.5.

Lors de la condensation en paroi, les transferts de chaleur et de masse sont principalement causés par les phénomènes de convection et de diffusion, et les transferts radiatifs sont généralement négligés. Lors d'un accident de perte de réfrigérant primaire, au début de l'accident, le jet de vapeur localisé à la brèche produit un écoulement en régime de convection forcée dans l'enceinte. Par la suite, lorsque la puissance du jet diminue, ce sont les régimes de convection naturelle et mixte qui interviennent dans l'enceinte. Le régime de convection forcée désigne un écoulement qui est mis en mouvement à l'aide d'un mécanisme tel qu'une pompe, une turbine ou un jet. Par ailleurs, le régime de convection naturelle désigne un écoulement qui est mis en mouvement par la gravité via la poussée d'Archimède, c'est-à-dire par un gradient de la masse volumique. Lorsque le phénomène de condensation en paroi intervient, un gradient de masse volumique apparaît dans la couche limite en raison des gradients de température et de concentration. Le nombre sans dimension de Grashof permet de caractériser le régime de convection naturelle. Dans le cas où les variations de masse volumique sont liées aux gradients de température et de

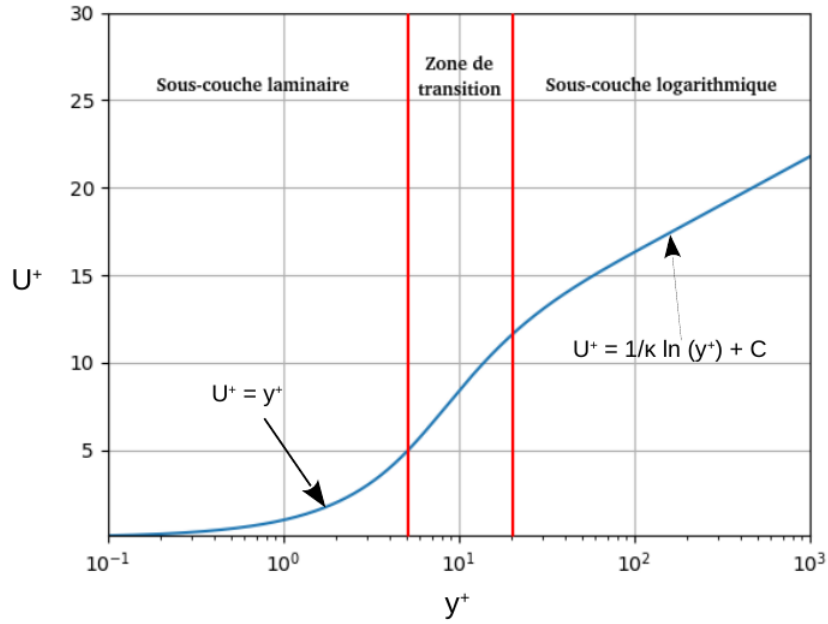


FIGURE 1.5 : Profil logarithmique de vitesse dans la couche interne (grandeurs sans dimension).

concentration, le nombre de Grashof qui caractérise l'écoulement s'écrit :

$$\text{Gr} = \frac{g}{\nu^2} \frac{|\Delta\rho|}{\rho} L^3 \quad (1.2)$$

où g est l'accélération de la pesanteur, ν la viscosité cinématique et $\Delta\rho$ la variation de masse volumique dans le mélange. Lorsqu'un fluide est mis en mouvement à la fois par un mécanisme et par la poussée d'Archimède, le régime de convection est qualifié de mixte.

Les régimes de convection peuvent être caractérisés par le nombre de Richardson, qui correspond au ratio entre l'énergie potentielle gravitationnelle et l'énergie cinétique :

$$\text{Ri} = \frac{\text{Gr}}{\text{Re}^2} \quad (1.3)$$

Dans cette thèse, le régime de convection est défini en fonction du nombre de Richardson de la manière suivante :

- $\text{Ri} < 1$: régime de convection forcée,
- $1 \leq \text{Ri} \leq 10$: régime de convection mixte,
- $\text{Ri} > 10$: régime de convection naturelle.

L'effet d'aspiration, l'effet Soret, l'effet Dufour ainsi qu'un flux thermique d'interdiffusion interviennent lors de la condensation en paroi. L'effet d'aspiration est, comme son nom l'indique, causé par l'aspiration de la vapeur vers l'interface liquide-gaz, et il provoque une diminution de l'épaisseur de la couche limite. L'effet Soret, également appelé thermo-diffusion, est un flux de diffusion massique induit par un gradient de température dans

un mélange. L'effet Dufour est un flux de chaleur induit par un gradient de concentration dans un mélange. Le flux thermique d'inter-diffusion est un flux de chaleur qui intervient dans un mélange, lorsque le phénomène de diffusion se produit et que les espèces du mélange ont des enthalpies différentes.

1.3 Modélisation du phénomène de condensation en paroi

De nombreuses études expérimentales ont été menées sur le phénomène de condensation en paroi en présence de gaz incondensables. Ces différentes études expérimentales peuvent être rangées dans deux familles : les Tests à Effet Séparé (TES) et les Tests à Effet Intégral (TEI). Les TES sont des dispositifs qui servent à étudier un phénomène spécifique et localisé. Par exemple, les dispositifs COPAIN (Bazin and Castelli, 1999), Huhtiniemi (Huhtiniemi and Corradini, 1993) ou encore SETCOM (Kelm et al., 2019) ont été réalisés dans le but d'étudier localement le phénomène de condensation en paroi en présence de gaz incondensables en régime stationnaire. La paroi est verticale pour les essais COPAIN, et elle est inclinable pour les essais Huhtiniemi et SETCOM. Les TEI sont des maquettes souvent à l'échelle réduite d'une installation industrielle, qui servent à étudier un ou plusieurs phénomènes couplés intervenant dans l'installation. Par exemple, le dispositif expérimental MISTRA (Studer et al., 2003) est une enceinte de confinement à l'échelle réduite qui permet d'étudier les transferts thermiques par condensation à l'intérieur de l'enceinte. Les différentes études expérimentales TES et TEI ont permis d'établir des corrélations de transfert thermique et massique pour la condensation en paroi, et elles servent également de base de validation pour la simulation numérique. Les scénarios d'accident dans l'enceinte sont généralement simulés à l'aide de codes de calcul 0D (Lumped Parameter en anglais) tels que dans (Benteboula and Dabbene, 2020), en évaluant les échanges thermique et massique par condensation à l'aide de corrélations. Les codes 0D sont utilisés en raison de leur coût de calcul faible, puisque les scénarios d'accident à simuler durent plusieurs heures et que le volume de gaz dans l'enceinte est important. En revanche, ces codes ne permettent pas d'obtenir d'informations sur les grandeurs locales dans l'enceinte.

Quelques modèles analytiques de condensation en paroi en présence de gaz incondensables ont été proposés. La grande majorité des modèles analytiques de condensation en paroi sont basés sur le régime de condensation en film laminaire. Initialement, le modèle de film de (Nusselt, 1916) a été introduit pour la condensation de la vapeur pure. Ensuite, le modèle de Nusselt a été étendu dans (Mincowycz and Sparrow, 1966) et (Sparrow and Mincowycz, 1967) pour tenir compte de la présence de gaz incondensables, et pour des écoulements de gaz laminaires en régime de convection naturelle et forcée. Les modèles analytiques de condensation en film ont permis de vérifier que la présence de gaz incondensables entraîne une diminution des transferts de chaleur et de masse, et que les effets Soret et Dufour sont négligeables en régime laminaire.

Du point de vue du numérique, le phénomène de condensation en paroi a aussi été modélisé en mécanique des fluides numérique, ou Computational Fluid Dynamics (CFD) en anglais. Les modèles CFD ont pour avantage de permettre de simuler des écoulements à

géométrie variable. La présence du film liquide sur la paroi est généralement négligée dans les simulations CFD. En effet, les modèles CFD de condensation sont généralement implémentés dans des codes monophasiques, dans lesquels les transferts thermique et massique en paroi sont estimés en résolvant uniquement les équations de conservation de la phase gaz. Les modèles de turbulences "Reynolds Average Navier-Stokes equations" (RANS), "Large Eddy Simulation" (LES) ou "Direct Numerical Simulation" (DNS) peuvent être appliqués en CFD pour simuler la condensation en paroi turbulente. Néanmoins, à ce jour, la condensation en film en présence de gaz incondensables n'a pas été résolue en utilisant les approches DNS et LES. La condensation d'une goutte dispersée de vapeur pure a été simulée avec l'approche DNS dans (Orazzo and Tanguy, 2019). Les résultats de simulation ont montré que l'effet d'aspiration qui intervient lors de la condensation entraîne une diminution de l'épaisseur des couches limites. La turbulence est donc modélisée par l'approche RANS dans les modèles de condensation en film en présence de gaz incondensables de la littérature, c'est-à-dire que ces modèles résolvent les équations de Navier-Stokes moyennées en temps. Les modèles CFD de condensation en paroi peuvent être rangés dans deux familles : les modèles RANS bas-Reynolds et les modèles RANS haut-Reynolds.

Dans les modèles de condensation RANS bas-Reynolds tels que ceux de (Houkema et al., 2008), (Bucci, 2009), (Dehbi et al., 2013), (Vyskocil et al., 2014) (Fu et al., 2016), (Yoon et al., 2018) ou (Jiang, 2021), les transferts thermique et massique en paroi sont estimés par différence finie. Pour que les flux soient correctement estimés, ces modèles nécessitent que le maillage soit très raffiné au niveau des parois. En fait, les mailles en contact avec les parois doivent être situées à l'intérieur de la sous-couche laminaire (voir figure 1.5). La turbulence dans le gaz est résolue par un modèle de turbulence RANS bas-Reynolds. Bien que les modèles de condensation RANS bas-Reynolds permettent d'obtenir des résultats relativement précis pour chaque régime de convection, ils demeurent trop coûteux pour simuler des volumes de gaz importants tels qu'un écoulement à l'intérieur de l'enceinte de confinement au cours d'un accident.

Dans les modèles RANS haut-Reynolds, les transferts thermique et massique liés à la condensation en paroi sont estimés à l'aide d'un modèle de fonctions de paroi ou par des corrélations. Ces modèles ont un coût de calcul nettement inférieur aux modèles RANS bas-Reynolds, puisqu'ils requièrent un maillage moins fin. En effet, les modèles RANS haut-Reynolds sont valables lorsque les mailles en contact avec les parois sont situées à l'intérieur de la sous-couche logarithmique (voir figure 1.5). La turbulence dans le gaz est résolue par un modèle de turbulence RANS haut-Reynolds. En raison de leur coût de calcul relativement faible, les modèles RANS haut-Reynolds peuvent servir à simuler des volumes de gaz importants tels qu'un écoulement à l'intérieur de l'enceinte de confinement au cours d'un accident.

Dans les modèles RANS haut-Reynolds basés sur des corrélations tels que ceux proposés dans (Martin-Valdepeñas et al., 2005) ou (Mimouni et al., 2011), le flux massique de condensation est calculé en supposant l'analogie de (Chilton and Colburn, 1934) entre le transfert de masse et le transfert d'énergie. Cette analogie permet de transposer une corrélation de transfert thermique en une corrélation de transfert de masse. Dans le modèle RANS haut-Reynolds de (Kljenak et al., 2006), le flux massique de condensation est calculé avec la corrélation de transfert de masse de (Uchida et al., 1965). Les modèles de condensation en paroi basés sur des corrélations peinent à estimer correctement les flux

thermique et massique pour chaque régime de convection.

Les fonctions de paroi sont des fonctions déterminées semi-analytiquement qui permettent d'approcher le comportement d'un écoulement turbulent au niveau d'une paroi. En régime de convection forcée, un modèle de condensation basé sur les fonctions de paroi standards a été simulé dans (Kim and Corradini, 1990), et il a permis d'estimer assez correctement la condensation en paroi. Dans (Leduc, 1995), les fonctions de paroi standards ont été modifiées pour tenir compte de l'effet d'aspiration. Plus récemment, (Li et al., 2019) ont proposé un modèle de fonctions de paroi basé sur le modèle standard pour les régimes de convection forcée, mixte et naturelle. En revanche, l'effet d'aspiration et le flux thermique d'inter-diffusion n'ont pas été pris en compte dans ce modèle, et l'effet de la gravité sur le profil de vitesse a été négligé. Un autre modèle de fonctions de paroi valable pour chaque régime de convection est développé par (Kelm et al., 2019). Il consiste à modifier les fonctions de paroi standards en les multipliant par un facteur correctif qui est déterminé à l'aide de mesures expérimentales et de résultats de simulation RANS bas-Reynolds. Ce modèle tient compte de l'effet d'aspiration et du flux thermique d'inter-diffusion, mais le facteur correctif doit encore à ce jour être mieux déterminé. Une autre approche a été explorée dans (Jiang, 2021), où c'est la fonction de paroi de Van Driest qui a été modifiée pour tenir compte du flux thermique d'inter-diffusion et de l'aspiration, mais uniquement en régime de convection forcée. Les modèles de fonctions de paroi standards et de Van Driest sont basés sur la théorie de longueur de mélange de Prandtl, qui permet d'estimer la turbulence au niveau de la paroi.

Un modèle RANS haut-Reynolds avec fonctions de paroi qui n'est pas basé sur la théorie de longueur de mélange a été proposé dans (Craft et al., 2002), pour simuler un écoulement proche paroi de transfert thermique sans condensation. Dans ce modèle semi-analytique, la viscosité turbulente est approximée linéairement par morceaux dans les mailles en contact avec les parois. Cela permet notamment de tenir compte de l'effet de la gravité dans la fonction de paroi de vitesse. En régime de convection mixte, le modèle de fonctions de paroi semi-analytiques a permis d'améliorer l'estimation du flux thermique par rapport aux fonctions de paroi standards.

L'objectif de cette thèse est de développer un modèle RANS haut-Reynolds de condensation en paroi basé sur des fonctions de paroi. Ce modèle a pour objectif principal de tenir compte de l'effet de la gravité, c'est-à-dire d'être valable en régime de convection forcée, mixte et naturelle. Pour cela, le modèle de (Craft et al., 2002) a été généralisé pour traiter du phénomène de condensation en paroi. Au final, deux modèles de fonctions de paroi pour la condensation ont été proposés. Le premier modèle tient compte de l'effet de la gravité, et le deuxième modèle tient compte à la fois de l'effet de la gravité, de l'effet d'aspiration et du flux thermique d'inter-diffusion. Les deux modèles de fonctions de paroi ont été implémentés dans le code NEPTUNE_CFD (Guelfi et al., 2007), et les résultats obtenus par simulations ont été comparés aux données expérimentales des essais COPAIN et Huhtiniemi, ainsi qu'aux résultats de simulation RANS bas-Reynolds de (Jiang, 2021).

1.4 Organisation de la thèse

Cette thèse est organisée en 5 chapitres et une conclusion. Le chapitre 2 a pour but d'introduire les équations de conservation des mélanges gazeux. Pour cela, les propriétés des mélanges et le phénomène de diffusion sont détaillés dans un premier temps. Ensuite, les équations de conservation des mélanges sont écrites une première fois sous la forme générale, puis elles sont réécrites sous une forme moyennée en temps basée sur la décomposition de Favre. Les équations moyennées en temps sont les équations RANS compressibles.

Le chapitre 3 est une revue de la littérature des modèles de condensation en paroi. Dans la première partie de ce chapitre, les modèles laminaires de condensation en film et l'analogie entre le transfert de masse et le transfert d'énergie sont détaillés. Ensuite, les différents modèles RANS de condensation en paroi sont détaillés, à savoir les modèles RANS bas-Reynolds, les modèles RANS haut-Reynolds avec corrélations, et les modèles RANS haut-Reynolds avec fonctions de paroi.

Le chapitre 4 traite du développement d'un modèle de fonctions de paroi pour la condensation en paroi en présence de gaz incondensables. D'abord, la capacité de la fonction de paroi de vitesse de Van Driest à tenir compte de la gravité est étudiée. Ensuite, deux modèles de fonctions de paroi semi-analytiques sont introduits en se basant sur le modèle de (Craft et al., 2002). L'implémentation dans le code NEPTUNE_CFD des modèles de fonctions de paroi proposés dans cette thèse est détaillée à la fin de ce chapitre.

Les résultats de simulation obtenus avec les deux modèles de condensation proposés sont analysés au chapitre 5. Les modèles de fonctions de paroi proposés dans cette thèse ont été comparés aux données expérimentales des essais COPAIN et Huhtiniemi, au modèle RANS bas-Reynolds de (Jiang, 2021), au modèle RANS haut-Reynolds avec corrélations de (Mimouni et al., 2011), ainsi qu'à un modèle RANS haut-Reynolds basé sur la fonction de paroi de Van Driest (Driest, 1956).

Dans la conclusion, le travail effectué au cours de cette thèse est résumé, les résultats obtenus avec les modèles de fonctions de paroi proposés sont rappelés, et les pistes d'amélioration de ces modèles sont abordées.

Chapitre 2

L'écoulement d'un mélange de gaz en régime turbulent

Ce chapitre a pour but d'introduire les équations de conservation qui décrivent les mélanges gazeux, et de détailler comment la turbulence peut-être modélisée à l'aide des décompositions de Reynolds ou de Favre. Dans un premier temps, les propriétés des mélanges gazeux sont décrites, et le phénomène de diffusion de la matière est détaillé pour le cas d'un mélange binaire et d'un mélange composé de n espèces. Ensuite, les équations de conservation des mélanges liquide ou gazeux sont introduites sous leurs formes générales, en tenant compte de l'effet Soret, de l'effet Dufour ainsi que du flux thermique d'inter-diffusion. Après, les décompositions de Reynolds et de Favre ainsi que les équations Reynolds Average Navier-Stokes (RANS) compressibles sont détaillées. Les équations RANS compressibles décrivent les écoulements turbulents moyennés en temps, et elles s'obtiennent à l'aide de la décomposition de Favre. Enfin, la modélisation du tenseur de Reynolds est abordée. Ce tenseur traduit l'influence des fluctuations turbulentes sur l'écoulement moyenné en temps.

2.1 Propriétés des mélanges gazeux

2.1.1 Fraction massique d'une espèce

Pour décrire la composition d'un mélange liquide ou gazeux, la proportion d'une espèce k est exprimée soit à partir de la fraction molaire X_k , soit à partir de la fraction massique Y_k . Les fractions molaire et massique d'une espèce sont des grandeurs sans dimension définies par :

$$X_k = \frac{C_k}{C} \quad (2.1)$$

$$Y_k = \frac{\rho_k}{\rho} \quad (2.2)$$

où C et ρ sont respectivement la concentration molaire et la masse volumique du mélange, et C_k et ρ_k sont la concentration molaire et la masse volumique propre à l'espèce k dans le mélange. Pour les gaz parfaits, la fraction molaire de l'espèce k peut aussi être exprimée par $X_k = p_k/p$, en fonction de la pression totale p et de la pression partielle de l'espèce

p_k . Pour un mélange liquide ou gazeux composé de n espèces, la somme des n fractions molaires ou massiques vérifie :

$$\sum_{k=1}^n X_k = 1 \quad (2.3)$$

$$\sum_{k=1}^n Y_k = 1 \quad (2.4)$$

La masse molaire d'une espèce M_k permet de relier sa concentration massique à sa masse volumique par $\rho_k = M_k C_k$. La masse molaire totale du mélange liquide ou gazeux est définie par :

$$M = \frac{\rho}{C} = \sum_{k=1}^n M_k X_k = \left(\sum_{k=1}^n \frac{Y_k}{M_k} \right)^{-1} \quad (2.5)$$

Cette définition permet de relier les fractions massiques et molaires des espèces par les relations :

$$X_k = 1 - \sum_{i \neq k} \frac{Y_i/M_i}{\sum_{j=1}^n Y_j/M_j} \quad (2.6)$$

$$Y_k = 1 - \sum_{i \neq k} \frac{X_i M_i}{\sum_{j=1}^n X_j M_j} \quad (2.7)$$

2.1.2 Masse volumique

Dans un mélange de gaz parfaits, la masse volumique du mélange varie en fonction de la température et des fractions massiques ou molaires des espèces :

$$\rho = \sum_{k=1}^n \frac{p_k M_k}{RT} = \frac{p}{RT} \sum_{k=1}^n M_k X_k = \frac{p}{RT} \left(\sum_{k=1}^n \frac{Y_k}{M_k} \right)^{-1} = \frac{pM}{RT} \quad (2.8)$$

où $R = 8.314 \text{ J.mol}^{-1}.\text{K}^{-1}$ est la constante universelle des gaz parfaits. La vapeur n'est généralement pas considérée comme un gaz parfait. Par conséquent, la masse volumique d'un mélange de gaz parfaits et de vapeur s'écrit :

$$\rho = \frac{p_v M_v}{ZRT} + \sum_{k \neq v} \frac{p_k M_k}{RT} \quad (2.9)$$

où Z est le facteur de compressibilité de la vapeur. Cette expression peut s'écrire en fonction des fractions molaires :

$$\rho = \frac{p}{RT} \left(\frac{M_v X_v}{Z} + \sum_{k \neq v} M_k X_k \right) \quad (2.10)$$

Avec l'expression (2.6), la masse volumique peut aussi être écrite en fonction des fractions massiques.

2.1.3 Enthalpie

L'équation de conservation de l'énergie qui sera détaillée prochainement peut être donnée sous différentes formes équivalentes. En effet, cette équation peut être écrite en fonction de la température T , de l'enthalpie h , de l'enthalpie totale h_t , de l'énergie interne u ou de l'énergie totale e_t (voir (Bird et al., 2002)). Dans la suite de cette thèse, l'équation de conservation de l'énergie sera exprimée soit en fonction de l'enthalpie totale h_t , soit en fonction de la température T . La définition de l'enthalpie totale et la relation entre l'enthalpie et la température sont détaillées ci-dessous dans le cas d'un mélange de gaz.

L'enthalpie spécifique d'un mélange gazeux constitué de n espèces est la somme pondérée des enthalpies spécifiques de chaque espèce :

$$h = \sum_{k=1}^n Y_k h_k \quad (2.11)$$

En négligeant l'énergie potentielle, l'enthalpie spécifique totale est la somme de l'enthalpie spécifique et de l'énergie cinétique :

$$h_t = h + \frac{1}{2} |\vec{U}|^2 = \sum_{k=1}^n Y_k h_k + \frac{1}{2} |\vec{U}|^2 \quad (2.12)$$

Pour un gaz parfait, l'enthalpie totale est reliée à l'énergie totale et à l'énergie interne du mélange gazeux par la relation :

$$h_t = e_t + \frac{p}{\rho} = u + \frac{1}{2} |\vec{U}|^2 + \frac{p}{\rho} \quad (2.13)$$

Dans un mélange de gaz parfaits, l'enthalpie spécifique est reliée à la température par :

$$h = \rho C_p T \quad (2.14)$$

où C_p est la capacité thermique spécifique du mélange qui s'écrit :

$$C_p = \sum_{k=1}^n C_{p,k} Y_k \quad (2.15)$$

avec $C_{p,k}$ la capacité thermique de l'espèce k . La capacité thermique des espèces peut varier en fonction de la température, mais ces variations sont souvent négligées.

2.1.4 Viscosité et conductivité thermique

La viscosité dynamique μ d'un mélange gazeux dépend des viscosités μ_k associées à chaque espèce k présentes dans le fluide. La loi de (Wilke, 1950) est couramment utilisée pour évaluer la viscosité dynamique d'un mélange de gaz.

$$\mu = \sum_{i=1}^n \frac{X_i \mu_i}{\sum_{k=1}^n X_k \phi_{i,k}} \quad (2.16)$$

Où $\phi_{i,k}$ est le coefficient de Wilke donné par :

$$\phi_{i,k} = \frac{\left[1 + \left(\frac{\mu_i}{\mu_k}\right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{M_k}{M_i}\right)^{\frac{1}{4}}\right]^2}{\left[8\left(1 + \frac{M_i}{M_k}\right)\right]^{\frac{1}{2}}} \quad (2.17)$$

La viscosité cinématique ν d'un mélange est le rapport entre la viscosité dynamique et la masse volumique du mélange :

$$\nu = \frac{\mu}{\rho} \quad (2.18)$$

Comme pour la viscosité dynamique, la conductivité thermique λ d'un gaz multi-espèces est donnée par la loi de (Wilke, 1950) :

$$\lambda = \sum_{i=1}^n \frac{X_i \lambda_i}{\sum_{k=1}^n X_k \phi_{i,k}} \quad (2.19)$$

où λ_k est la conductivité thermique de l'espèce k . De plus, la diffusivité thermique α d'un mélange se définit à partir de la conductivité thermique par :

$$\alpha = \frac{\lambda}{\rho C_p} \quad (2.20)$$

où C_p est la capacité thermique du mélange donnée par l'expression (2.15).

Le nombre de Prandtl est le rapport entre la viscosité cinématique et la diffusivité thermique :

$$\text{Pr} = \frac{\nu}{\alpha} = \frac{\mu C_p}{\lambda} \quad (2.21)$$

Un nombre de Prandtl faible ($\text{Pr} \ll 1$) signifie que la diffusivité thermique domine, et à l'inverse un nombre de Prandtl élevé ($\text{Pr} \gg 1$) signifie que la viscosité cinématique domine. Pour les gaz, le nombre de Prandtl est généralement compris entre $0.5 < \text{Pr} < 1.0$.

2.2 Diffusion de la matière

Le phénomène de diffusion intervient à l'intérieur des mélanges liquides ou gazeux hétérogènes. C'est un processus microscopique et irréversible, qui met les différentes espèces du mélange en mouvement pour tendre vers l'état stable : le mélange homogène. Ce phénomène est généralement décrit par le flux de diffusion massique $\vec{j}_k$ ou molaire $\vec{j}_k^*$ de l'espèce k , qui est lié au gradient de la fraction massique ou molaire par la loi de Fick.

2.2.1 Loi de Fick pour un mélange binaire

Dans un mélange binaire isotherme liquide ou gazeux composé des espèces a et b , le flux de diffusion massique de a noté $\vec{j}_a$ est exprimé par la loi de Fick en fonction du coefficient de diffusion binaire de a dans b noté $\mathcal{D}_{ab}$:

$$\vec{j}_a = -\rho \mathcal{D}_{ab} \vec{\nabla} Y_a \quad (2.22)$$

La somme des flux de diffusion massiques vérifie la relation $\vec{j}_a + \vec{j}_b = \vec{0}$, ce qui implique également $\mathcal{D}_{ab} = \mathcal{D}_{ba}$. Le coefficient de diffusion peut être déterminé à l'aide de corrélations empiriques ou par des formules analytiques. Pour les mélanges de gaz, ce coefficient est généralement évalué à partir de la théorie cinétique des gaz. Dans un mélange idéal, c'est-à-dire un mélange de liquides infiniment dilués ou un mélange de gaz parfaits, le coefficient de diffusion $\mathcal{D}_{ab}$ varie peu en fonction de la fraction massique ou molaire des espèces. Pour les liquides, la loi de Fick est généralement formulée avec les gradeurs molaires :

$$\vec{j}_a^* = -C\mathcal{D}_{ab}\vec{\nabla}X_a \quad (2.23)$$

Le flux de diffusion massique peut aussi être exprimé de manière équivalente à la loi de Fick par l'équation de Maxwell-Stefan :

$$\vec{\nabla}Y_a = -\frac{Y_a Y_b}{\mathcal{D}_{ab}} \left(\frac{\vec{j}_a}{\rho_a} - \frac{\vec{j}_b}{\rho_b} \right) \quad (2.24)$$

Lorsque le mélange liquide ou gazeux n'est pas isotherme, l'effet Soret (ou thermo-diffusion) intervient. Cet effet traduit l'apparition d'un flux de diffusion massique induit par un gradient de température dans le mélange. Le flux de diffusion massique de l'espèce a est alors généralement donné sous la forme :

$$\vec{j}_a = -\rho\mathcal{D}_{ab}\vec{\nabla}Y_a - D_a^T \frac{\vec{\nabla}T}{T} \quad (2.25)$$

où D_a^T est le coefficient de diffusion thermique de l'espèce a . Dans la littérature, l'effet Soret est souvent négligé devant le terme lié au gradient de fraction massique lors de la condensation en paroi.

Le nombre de Schmidt est défini de façon analogue au nombre de Prandtl. C'est le rapport entre la viscosité cinématique et le coefficient de diffusion :

$$\text{Sc} = \frac{\mu}{\rho\mathcal{D}} \quad (2.26)$$

Pour les gaz, le nombre de Schmidt est généralement similaire au nombre de Prandtl $\text{Sc} \simeq \text{Pr}$.

2.2.2 Loi de Fick pour un mélange multi-espèces

Pour les mélanges liquides ou gazeux composés de n espèces, le flux de diffusion massique est exprimé en fonction des forces motrices de diffusion $\vec{\mathbf{d}}_k$ par la loi de Fick généralisée ou par l'équation de Maxwell-Stefan généralisée. Le phénomène de diffusion dans un mélange multi-espèces est détaillé dans (Bird et al., 2002). L'expression de la force motrice de diffusion de l'espèce k est obtenue à partir de la théorie de la thermodynamique des processus irréversibles, elle inclut les actions du gradient de fraction massique, du gradient de pression et des forces extérieures :

$$CRT\vec{\mathbf{d}}_k = \rho_k \frac{RT}{M_k} \sum_{i=1}^{n-1} \left(\frac{\partial \ln \mathbf{a}_k}{\partial Y_i} \right) \vec{\nabla}Y_i + (\alpha_k - Y_k) \vec{\nabla}p - \rho_k \vec{g}_k + \rho_k \sum_{i=1}^n Y_i \vec{g}_i \quad (2.27)$$

avec R la constante des gaz parfaits, $\mathbf{a}_k$ l'activité chimique, α_k la fraction volumique, et $\vec{g}_k$ les forces extérieures agissant sur l'espèce k . Dans le cas du mélange binaire qui a été détaillé au paragraphe 2.2.1, les actions du gradient de pression et des forces extérieures ont été négligées. La somme des n forces motrices vérifie la relation $\sum_{k=1}^n \vec{\mathbf{d}}_k = 0$. La loi de Fick généralisée est exprimée en fonction des forces motrices par :

$$\vec{j}_k = -D_k^T \vec{\nabla}(\ln T) + \rho_k \sum_{i=1}^n \mathbb{D}_{ki} \vec{\mathbf{d}}_i \quad \forall k \in [1, n] \quad (2.28)$$

où D_k^T est le coefficient de diffusion thermique de l'espèce k , et $\mathbb{D}_{ki}$ le coefficient de diffusion de Fick entre les espèces k et i . Le flux massique induit par le gradient de température correspond à l'effet Soret. La somme des flux de diffusion massiques vérifie :

$$\sum_{i=k}^n \vec{j}_k = \vec{0} \quad (2.29)$$

Cela implique que les coefficients D_k^T et $\mathbb{D}_{ki}$ vérifient les propriétés suivantes :

$$\mathbb{D}_{ki} = \mathbb{D}_{ik} \quad (2.30)$$

$$\sum_{i=1}^n Y_i \mathbb{D}_{ik} = 0 \quad (2.31)$$

$$\sum_{k=1}^n D_k^T = 0 \quad (2.32)$$

L'équation de Maxwell-Stefan généralisée est équivalente à la loi de Fick généralisée. Elle permet de relier le flux de diffusion massique et la force motrice de diffusion de l'espèce k par :

$$\vec{\mathbf{d}}_k = \sum_{i \neq k}^n \frac{X_i X_k}{\mathfrak{D}_{ik}} \left(\frac{\vec{j}_i}{\rho_i} - \frac{\vec{j}_k}{\rho_k} \right) + \sum_{i \neq k}^n \frac{X_i X_k}{\mathfrak{D}_{ik}} \left(\frac{D_i^T}{\rho_i} - \frac{D_k^T}{\rho_k} \right) \vec{\nabla}(\ln T) \quad (2.33)$$

où $\mathfrak{D}_{ik}$ est le coefficient de Maxwell-Stefan entre les espèces k et i , qui vérifie $\mathfrak{D}_{ik} = \mathfrak{D}_{ki}$. La relation qui lie les coefficients $\mathfrak{D}_{ik}$ et les coefficients $\mathbb{D}_{ki}$ a été détaillée dans (Bird and Klingenberg, 2013). Comme dans l'expression de la loi de Fick généralisée (2.28), le terme induit par le gradient de température correspond à l'effet Soret. La loi de Fick généralisée et l'équation de Maxwell-Stefan généralisée peuvent être exprimées sous la forme d'un système matriciel (voir (Bucci, 2009) pour plus de détails).

Pour les mélanges idéaux tels que les gaz parfaits, il est possible d'appliquer certaines simplifications à la loi de Fick généralisée et à l'équation de Maxwell-Stefan généralisée. En effet, l'activité chimique d'un gaz parfait est égale à sa pression partielle $\mathbf{a}_k = p_k$, et les coefficients de diffusion de Maxwell-Stefan pour les gaz parfaits sont égaux aux coefficients de diffusion binaire $\mathfrak{D}_{ik} \simeq \mathcal{D}_{ik}$. En général, lors de la condensation en paroi, les effets du gradient de pression et des forces extérieures sont souvent négligés, donc la force motrice de diffusion est exprimée par :

$$\vec{\mathbf{d}}_k = \vec{\nabla} X_k \quad (2.34)$$

Ainsi, lorsque l'effet Soret est négligé, l'équation de Maxwell-Stefan généralisée s'écrit :

$$\vec{\nabla} X_k = \sum_{i \neq k}^n \frac{X_i X_k}{\mathcal{D}_{ik}} \left(\frac{\vec{j}_i}{\rho_i} - \frac{\vec{j}_k}{\rho_k} \right) \quad (2.35)$$

Dans les mélanges réels liquides ou gazeux, les coefficients de diffusion de Maxwell-Stefan et les coefficients de diffusion binaire sont différents. Il existe peu de mesures des coefficients de Maxwell-Stefan pour les gaz, car cela requiert la détermination des activités chimiques des composants en fonction de leurs concentrations molaire. Pour des mélanges de liquides, certains coefficients de Maxwell-Stefan ont été mesurés (voir (Rutten, 1992)).

Le coefficient de diffusion effectif $\mathcal{D}_{k,\text{eff}}$ a été introduit dans le but de simplifier l'expression du flux de diffusion massique d'une espèce dans un mélange liquide ou gazeux (2.28) lorsque $n \geq 3$. Il permet d'écrire chaque flux massique $\vec{j}_k$ de l'espèce k de façon analogue à la loi de Fick pour les mélanges binaires (2.22), c'est-à-dire uniquement en fonction du gradient de la fraction massique de l'espèce :

$$\vec{j}_k \simeq -\rho \mathcal{D}_{k,\text{eff}} \vec{\nabla} Y_k \quad (2.36)$$

Ce coefficient effectif est obtenu en supposant que chaque l'espèce k diffuse dans un mélange liquide ou gazeux stagnant. Wilke a exprimé le coefficient de diffusion effectif par :

$$\frac{1 - X_k}{\mathcal{D}_{k,\text{eff}}} = \left(\sum_{i \neq k}^n \frac{X_i}{\mathcal{D}_{ik}} \right) \quad (2.37)$$

Pour un mélange binaire, la formule de Wilke permet de retrouver exactement le coefficient de diffusion binaire. En revanche, dans le cas des mélanges liquides ou gazeux multi-espèces, l'utilisation du coefficient de diffusion effectif ne permet pas de vérifier la conservation des flux de diffusion massique, ce qui signifie que :

$$\sum_{k=1}^n \rho \mathcal{D}_{k,\text{eff}} \vec{\nabla} Y_k \neq \vec{0} = \sum_{k=1}^n \vec{j}_k \quad (2.38)$$

Toutefois, pour des cas de condensation en paroi dans des mélanges de gaz parfaits ternaires air-vapeur-hélium, un modèle basé sur le coefficient de diffusion effectif (2.36) a été comparé à un modèle basé sur l'équation de Maxwell-Stefan (2.35) dans (Bucci, 2009), et des résultats similaires ont été obtenus avec ces deux modèles. Ainsi, la simplification de la loi de Fick par l'introduction du coefficient de diffusion effectif semble être une bonne approximation pour les mélanges ternaires de gaz parfaits.

2.3 Flux massique

2.3.1 Flux massique d'une espèce

Dans un mélange, le flux de masse de l'espèce k noté $\rho_k \vec{U}_k$ est la somme du flux massique de convection et du flux de diffusion massique :

$$\rho_k \vec{U}_k = \rho \vec{U} Y_k + \vec{j}_k \quad (2.39)$$

où $\vec{U}_k$ est la vitesse de l'espèce k dans le mélange liquide ou gazeux. A l'aide des formules (2.4) et (2.29), la somme des flux de masse des n espèces s'écrit :

$$\sum_{k=1}^n \rho_k \vec{U}_k = \rho \vec{U} \sum_{k=1}^n Y_k + \sum_{k=1}^n \vec{j}_k \quad (2.40)$$

$$= \rho \vec{U} \quad (2.41)$$

où $\rho \vec{U}$ est le flux massique du mélange.

2.3.2 Flux massique de condensation

Pour un mélange gazeux de vapeur v et de $n - 1$ gaz incondensables, les flux de masse projetés selon l'axe y normal à l'interface s'écrivent :

$$\rho_v V_v = \rho V Y_v + j_v \quad (2.42)$$

$$\forall k \neq v, \quad \rho_k V_k = \rho V Y_k + j_k \quad (2.43)$$

où V est la composante de la vitesse selon l'axe y normal à l'interface. Dans le cas de la condensation en film, le flux de condensation correspond au flux de masse de vapeur $\rho_{v,i} V_{v,i}$ qui traverse l'interface entre le liquide et le gaz, où l'indice i désigne que le terme est évalué à l'interface. Comme la vapeur est par hypothèse la seule espèce qui se condense à l'interface entre le liquide et le gaz, le flux de masse de chaque gaz incondensable est nul à l'interface, ce qui signifie que :

$$\forall k \neq v, \quad V_{k,i} = 0 \quad (2.44)$$

Dans le cas où la couche limite est établie, ce résultat s'étend à toute la couche limite, c'est-à-dire que la vitesse normale des $n - 1$ gaz incondensables vérifie $V_k = 0$ dans la couche limite. Ainsi, pour une couche limite établie, les $n - 1$ équations pour les gaz incondensables deviennent :

$$\forall k \neq v \quad 0 = \rho V Y_k + j_k \quad (2.45)$$

La somme de ces $n - 1$ équations permet d'obtenir l'expression de la vitesse du gaz selon l'axe y dans la couche limite :

$$V = \frac{-\sum_{k \neq v}^n j_k}{\rho \sum_{k \neq v}^n Y_k} = \frac{j_v}{\rho (1 - Y_v)} \quad (2.46)$$

Au final, l'expression du flux de condensation donnée dans (Bird et al., 2002) s'obtient en exprimant la vitesse normale V par la formule (2.46) dans l'expression (2.42) et en évaluant à l'interface :

$$\rho_{v,i} V_{v,i} = \frac{j_{v,i}}{1 - Y_{v,i}} = \rho_i V_i \quad (2.47)$$

Lorsque le flux de diffusion massique j_v est exprimé par le coefficient de diffusion effectif, le flux de condensation s'écrit :

$$\rho_i V_i = \frac{-\rho_i \mathcal{D}_{v,\text{eff}}}{1 - Y_{v,i}} \cdot \frac{\partial Y_v}{\partial y} \Big|_i \quad (2.48)$$

En transfert de matière, le coefficient de transfert de masse K_k d'une espèce k est introduit de façon analogue au coefficient de transfert thermique h . Il permet d'exprimer le flux de diffusion massique de l'espèce k sur une paroi p par :

$$j_{k,p} = K_k (Y_{k,p} - Y_{k,\infty}) \quad (2.49)$$

où $Y_{k,\infty}$ est la fraction massique de k dans l'écoulement loin de la couche limite. Ainsi, le flux de condensation à l'interface i peut être exprimé en fonction du coefficient de transfert de masse de la vapeur par :

$$\rho_i V_i = \frac{K_v (Y_{v,i} - Y_{v,\infty})}{1 - Y_{v,i}} \quad (2.50)$$

Le fait que la vitesse normale du mélange gazeux à l'interface V_i soit non nulle provoque un rétrécissement de l'épaisseur de la couche limite appelé phénomène d'aspiration. L'influence de ce phénomène sur la condensation en paroi a été étudiée au cours de cette thèse.

2.4 Flux thermique

2.4.1 Flux thermique du mélange

Lorsque les transferts radiatifs sont négligeables, le flux thermique d'un mélange a été exprimé dans (Bird et al., 2002) par :

$$\vec{q} = -\lambda \vec{\nabla} T + \sum_{k=1}^n h_k \vec{j}_k - \sum_{k=1}^n D_k^T \frac{CRT}{\rho_k} \left[\sum_{i \neq k}^n \frac{X_i X_k}{\mathfrak{D}_{ik}} \left(\frac{\vec{j}_i}{\rho_i} - \frac{\vec{j}_k}{\rho_k} \right) \right] \quad (2.51)$$

Ce flux thermique est la somme du flux de conduction, du flux d'inter-diffusion et du flux lié à l'effet Dufour. Le flux thermique d'inter-diffusion est un flux de chaleur qui intervient dans un mélange diffusif lorsque les enthalpies des différentes espèces ne sont pas égales, et l'effet Dufour traduit l'apparition d'un flux de chaleur induit par un gradient de fraction massique dans un mélange liquide ou gazeux. En général, tel que lors de la condensation en paroi, l'effet Dufour peut être négligé, donc le flux thermique est exprimé par :

$$\vec{q} = -\lambda \vec{\nabla} T + \sum_{k=1}^n h_k \vec{j}_k \quad (2.52)$$

Pour simplifier les notations, le flux thermique de conduction et le flux thermique d'inter-diffusion seront notés respectivement $\vec{q}_\lambda$ et $\vec{q}_h$ dans la suite de la thèse :

$$\vec{q}_\lambda = -\lambda \vec{\nabla} T \quad (2.53)$$

$$\vec{q}_h = \sum_{k=1}^n h_k \vec{j}_k \quad (2.54)$$

L'influence du flux thermique d'inter-diffusion $\vec{q}_h$ sur le phénomène de condensation en paroi a été étudiée au cours de cette thèse.

2.4.2 Flux thermique de condensation

Dans ce paragraphe, l'effet Dufour et la résistance thermique interfaciale sont négligés, et les vecteurs sont projetés selon l'axe y normal à l'interface liquide-vapeur. Comme représenté sur la figure 2.1 pour le cas de la condensation en film, le flux thermique noté φ_i à l'interface entre le liquide et le gaz s'écrit :

$$\varphi_i = q_i + \rho_i V_i h_{g,sat} \quad (2.55)$$

où q_i est le flux thermique du mélange gazeux à l'interface et $h_{g,sat}$ est l'enthalpie du mélange gazeux aux conditions de saturation. Le flux thermique $\rho_i V_i h_{g,sat}$ est lié au flux massique de condensation $\rho_i V_i$.

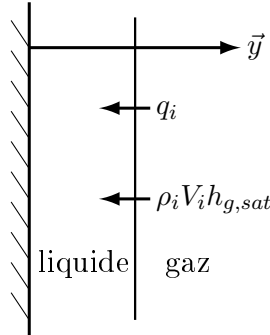


FIGURE 2.1 : Transfert thermique à l'interface i entre le liquide et le gaz.

En développant le flux thermique du mélange gazeux q_i selon la formule (2.52), puis en exprimant l'enthalpie du mélange gazeux $h_{g,sat}$ à l'aide de la définition (2.11), l'expression (2.55) s'écrit :

$$\varphi_i = -\lambda_i \frac{\partial T}{\partial y} \Big|_i + \sum_{k=1}^n h_{k,sat} j_{k,i} + \rho_i V_i \sum_{k=1}^n Y_{k,i} h_{k,sat} \quad (2.56)$$

$$= q_{\lambda,i} + \sum_{k=1}^n h_{k,sat} (j_{k,i} + \rho_i V_i Y_{k,i}) \quad (2.57)$$

$$= q_{\lambda,i} + \sum_{k=1}^n h_{k,sat} \rho_{k,i} V_{k,i} \quad (2.58)$$

où $q_{\lambda,i}$ est le flux thermique de conduction du gaz, et $\rho_{k,i}V_{k,i}$ est le flux de masse de l'espèce k à l'interface défini à l'expression (2.39). Comme les flux de masse des gaz incondensables sont nuls à l'interface (2.45), le flux thermique φ_i est donné par :

$$\varphi_i = q_{\lambda,i} + h_{v,sat} \rho_{v,i} V_{v,i} \quad (2.59)$$

$$= q_{\lambda,i} + h_{v,sat} \rho_i V_i \quad (2.60)$$

En raisonnant de façon similaire dans la phase liquide, le flux thermique φ_i à l'interface peut également s'écrire :

$$\varphi_i = q_{l,i} + \rho_i V_i h_{l,sat} \quad (2.61)$$

où $q_{l,i}$ est le flux thermique de conduction dans le liquide, et $h_{l,sat}$ est l'enthalpie du liquide à saturation. Par conséquent, à l'aide des formules (2.60) et (2.61), le flux thermique de conduction dans le liquide s'écrit :

$$q_{l,i} = q_{\lambda,i} + \rho_i V_i (h_{v,sat} - h_{l,sat}) \quad (2.62)$$

$$= q_{\lambda,i} + \rho_i V_i \mathcal{L}_{vap} \quad (2.63)$$

où $\mathcal{L}_{vap} = h_{v,sat} - h_{l,sat}$ est la chaleur latente de vaporisation ou de condensation. Le flux thermique de condensation noté $q_{vap,i}$ est le produit entre la chaleur latente de vaporisation et le flux massique de condensation :

$$q_{vap,i} = \rho_i V_i \mathcal{L}_{vap} \quad (2.64)$$

Dans le cas de la condensation en film, si la résistance thermique du film liquide est négligée, le bilan d'énergie sur le film liquide illustré sur la figure 2.2 permet d'exprimer le flux thermique total traversant la paroi φ_p par :

$$\varphi_p = \varphi_i + \dot{m} h_{l,sat} - (\dot{m} + \rho_p V_p) h_{l,sat} \quad (2.65)$$

$$= \varphi_i - \rho_p V_p h_{l,sat} \quad (2.66)$$

$$= q_{l,i} \quad (2.67)$$

$$= q_{\lambda,i} + q_{vap,i} \quad (2.68)$$

Par conséquent, les flux thermiques de conduction $q_{\lambda,i}$ et de condensation $q_{vap,i}$ sont entièrement transmis à la paroi si la résistance thermique du film liquide est négligeable.

Le coefficient de transfert thermique h permet d'exprimer un flux thermique q par :

$$q = h \Delta T \quad (2.69)$$

où ΔT est un écart de température. Pour le cas de la condensation en film, le coefficient de transfert thermique h permet de calculer le flux thermique $q_{\lambda,i}$ par :

$$q_{\lambda,i} = h (T_\infty - T_i) \quad (2.70)$$

où T_∞ est la température dans l'écoulement. A l'aide des formules (2.50) et (2.64), le flux thermique de condensation est exprimé en fonction du coefficient de transfert de masse de la vapeur K_v par :

$$q_{vap,i} = \frac{K_v (Y_{v,i} - Y_{v,\infty})}{1 - Y_{v,i}} \mathcal{L}_{vap} \quad (2.71)$$

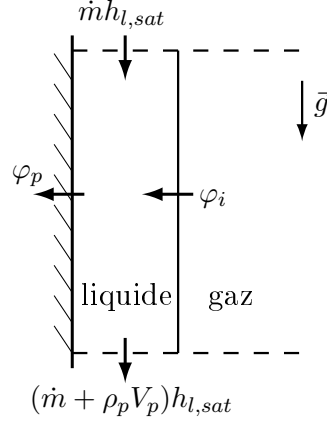


FIGURE 2.2 : Bilan d'énergie sur le film liquide.

2.5 Les équations de conservation

Dans cette section, les équations de conservation sont détaillées sous leur forme générale, pour un mélange liquide ou gazeux non réactif composé de n espèces. Ces équations sont généralement appelées équations de Navier-Stokes. Les équations de conservation de la masse, de la quantité de mouvement, de l'énergie et des espèces forment un système de $n + 5$ équations (une équation par composante de la vitesse) :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{U}) = 0 \quad (2.72)$$

$$\frac{\partial(\rho \vec{U})}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{U} \otimes \vec{U}) = -\vec{\nabla} p + \vec{\nabla} \cdot \bar{\bar{\tau}} + \rho \vec{g} \quad (2.73)$$

$$\frac{\partial(\rho h_t)}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho h_t \vec{U}) = \frac{\partial p}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\bar{\bar{\tau}} \cdot \vec{U}) - \vec{\nabla} \cdot \vec{q} + \rho \vec{g} \cdot \vec{U} \quad (2.74)$$

$$\frac{\partial(\rho Y_k)}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho Y_k \vec{U}) = -\vec{\nabla} \cdot \vec{j}_k \quad \forall k \in [1, n] \quad (2.75)$$

où $\bar{\bar{\tau}}$ est le tenseur des contraintes visqueuses, $\vec{j}_k$ est le flux de diffusion massique de l'espèce k donné par la loi de Fick généralisée (2.28), et $\vec{q}$ est le flux thermique du mélange donné par l'expression (2.51). Le tenseur des contraintes visqueuses est donné par :

$$\bar{\bar{\tau}} = \mu(\vec{\nabla} \vec{U} + (\vec{\nabla} \vec{U})^T) - \frac{2}{3}\mu(\vec{\nabla} \cdot \vec{U}) \mathbb{I} \quad (2.76)$$

Où $(M)^T$ est la transposée de la matrice M , et $\mathbb{I}$ la matrice identité.

Pour résoudre le système d'équations, il suffit de résoudre $n - 1$ équations des espèces puisque la somme des n équations de conservation des espèces est égale à l'équation de conservation de la masse. Cette égalité s'obtient grâce aux relations de conservation $\sum_{k=1}^n Y_k = 1$ et $\sum_{k=1}^n \vec{j}_k = \vec{0}$.

2.6 Modélisation RANS de l'écoulement turbulent

La mécanique des fluides numérique, ou Computational Fluid Dynamic (CFD) en anglais, désigne l'ensemble des méthodes numériques développées pour étudier les écoulements laminaires et turbulents. Ces méthodes permettent d'obtenir une solution plus ou moins approchée des équations de Navier-Stokes (2.72), (2.73), (2.74) et (2.75) en représentant le milieu continu par un milieu discret à l'aide d'un procédé de discrétisation temporelle (pas de temps) et spatiale (maillage). Les méthodes CFD les plus couramment utilisées pour simuler des écoulements turbulents sont la simulation directe ou DNS (Direct Numerical Simulation), la simulation des grandes échelles ou LES (Large Eddy Simulation) et l'approche RANS (Reynolds Averaged Navier-Stokes).

La méthode DNS est basée sur la théorie de la turbulence de Kolmogorov, qui suppose qu'il existe une taille et un temps caractéristique des plus petits tourbillons dans un écoulement turbulent. En dessous de ces échelles spatiale et temporelle, les tourbillons sont dissipés par la viscosité du fluide. Une simulation DNS nécessite que la taille des mailles et le pas de temps de discrétisation soient inférieurs aux grandeurs caractéristiques définies par Kolmogorov. Le nom de simulation directe est lié au fait que les équations de Navier-Stokes sont résolues numériquement, sans modèle de turbulence. En revanche, comme les simulations DNS ont un coût de calcul très important, cette méthode est principalement utilisée dans le domaine de la recherche sur des cas académiques comme outil de compréhension des mécanismes de la turbulence.

La méthode LES résout uniquement les grandes échelles de la turbulence dans le but de réduire le coût de calcul. Pour cela, les petites échelles sont modélisées en appliquant un filtre passe-bas aux équations de Navier-Stokes. Malgré le gain considérable en coût de calcul de cette méthode par rapport à la DNS, elle demeure souvent trop coûteuse pour les applications industrielles.

L'approche RANS est basée sur la résolution des équations de Navier-Stokes moyennées en temps. Le système d'équations RANS s'obtient en remplaçant les variables résolues par leur décomposition de Reynolds, puis en appliquant la moyenne temporelle. Cette démarche fait apparaître le tenseur de Reynolds, qui traduit l'influence des fluctuations turbulentes sur l'écoulement moyen. Le tenseur de Reynolds doit ensuite être modélisé à l'aide d'un modèle de turbulence. Comme l'approche RANS est considérablement plus économe en coût de calcul par rapport aux méthodes DNS et LES, elle est très majoritairement employée pour la simulations d'applications industrielles.

Ce travail de thèse vise à développer un modèle de condensation en paroi basé sur l'approche RANS de l'écoulement turbulent, puisque cette approche permet de simuler des volumes importants, tels que des expériences représentatives de scénarios d'accident dans l'enceinte de confinement. Par conséquent, l'approche RANS est détaillée ci-dessous.

Dans cette section, les équations sont écrites en appliquant la convention de sommation d'Einstein, et les composantes du vecteur vitesse U , V et W sont notées U_i .

2.6.1 Les décompositions de Reynolds et de Favre

L'approche RANS est basée sur la décomposition de Reynolds, qui permet d'exprimer une variable a comme la somme de sa moyenne temporelle $\bar{a}$ et de ses fluctuations a' :

$$a = \bar{a} + a' \quad (2.77)$$

Pour un écoulement en trois dimensions, la moyenne temporelle est définie par :

$$\overline{a(x, y, z, t)} = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_t^{t+T} a(x, y, z, \tau) d\tau \quad (2.78)$$

Dans un écoulement réel, il n'est pas possible de calculer la limite à l'infini. Néanmoins, en définissant une période T_0 suffisamment grande devant le temps caractéristique des fluctuations turbulentes, l'intégrale entre t et $t + T_0$ est une bonne approximation de la valeur moyenne. L'opérateur de moyenne temporelle vérifie les propriétés suivantes :

$$\overline{\bar{a}} = \bar{a} \quad (2.79)$$

$$\overline{a'} = 0 \quad (2.80)$$

$$\overline{\bar{a}b'} = 0 \quad (2.81)$$

$$\overline{ab} = \overline{(\bar{a} + a')(\bar{b} + b')} = \overline{\bar{a}\bar{b} + \bar{a}b' + a'\bar{b} + a'b'} = \bar{a}\bar{b} + \overline{a'b'} \quad (2.82)$$

En appliquant cette décomposition, la vitesse, l'enthalpie totale et la fraction massique se décomposent en $U_i = \bar{U}_i + U'_i$, $h_t = \bar{h}_t + h'_t$ et $Y_k = \bar{Y}_k + Y'_k$, sachant que l'enthalpie totale moyennée vaut :

$$\bar{h}_t = h + \frac{1}{2} \sum_{i=1}^3 \overline{U_i U_i} = \bar{h} + \frac{1}{2} \sum_{i=1}^3 (\bar{U}_i \bar{U}_i + \overline{U'_i U'_i}) = \bar{h} + \frac{1}{2} \sum_{i=1}^3 \bar{U}_i \bar{U}_i + k_R \quad (2.83)$$

où $k_R = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^3 \overline{U'_i U'_i}$ est l'énergie cinétique turbulente définie avec la moyenne de Reynolds. Lorsque les variations de la masse volumique du fluide sont négligeables, la décomposition de Reynolds permet d'obtenir le système d'équations RANS incompressibles.

Une seconde méthode de décomposition a été introduite par (Favre, 1965) pour tenir compte des variations de la masse volumique dans l'écoulement. La décomposition de Favre est définie de façon analogue à celle de Reynolds :

$$a = \tilde{a} + a'' \quad (2.84)$$

où $\tilde{a}$ est une moyenne pondérée par la masse volumique, appelée moyenne de Favre du scalaire a :

$$\tilde{a} = \frac{\overline{\rho a}}{\bar{\rho}} \quad (2.85)$$

Cette moyenne vérifie les propriétés suivantes :

$$\overline{\rho a''} = 0 \quad (2.86)$$

$$\overline{\rho \tilde{a}} = \bar{\rho} \tilde{a} = \bar{\rho a} \quad (2.87)$$

De façon similaire à la décomposition de Reynolds, la vitesse, l'enthalpie totale et la fraction massique se décomposent en $U_i = \tilde{U}_i + U_i''$, $h_t = \tilde{h}_t + h_t''$ et $Y_k = \tilde{Y}_k + Y_k''$, avec l'enthalpie totale moyenne :

$$\tilde{h}_t = \frac{\overline{\rho h_t}}{\bar{\rho}} = \tilde{h} + \frac{1}{2} \sum_{i=1}^3 \left(\tilde{U}_i \tilde{U}_i + \widetilde{U_i'' U_i''} \right) = \tilde{h} + \frac{1}{2} \sum_{i=1}^3 \tilde{U}_i \tilde{U}_i + k_F \quad (2.88)$$

où $k_F = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^3 \widetilde{U_i'' U_i''}$ est l'énergie cinétique turbulente définie avec la moyenne de Favre. Cette méthode de décomposition permet d'obtenir le système d'équations RANS compressibles.

Lorsque la vapeur se condense au niveau d'une paroi en présence de gaz incondensables, les gradients de température et de fraction massique des espèces peuvent entraîner de fortes variations de la masse volumique. Avec la décomposition de Favre, ces variations de la masse volumique peuvent être prises en compte. Par conséquent, dans la suite de ce chapitre, les variables sont décomposées selon la formulation de Favre.

2.6.2 Les équations RANS compressibles

Le système d'équations RANS pour les écoulements compressibles s'obtient en appliquant la moyenne temporelle aux équations de Navier-Stokes compressibles, puis en faisant apparaître la décomposition de Favre :

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{\rho} \tilde{U}_i) = 0 \quad (2.89)$$

$$\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{U}_i}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{U}_j \tilde{U}_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\overline{\tau_{ij}} - \bar{\rho} \widetilde{U_i'' U_j''} \right) + \bar{\rho} g_i \quad (2.90)$$

$$\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{h}_t}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{h}_t \tilde{U}_i}{\partial x_i} = \frac{\partial \bar{p}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left(-\overline{q_i} - \bar{\rho} \widetilde{h_t'' U_i''} + \overline{U_j \tau_{ij}} - \bar{\rho} \widetilde{U_j U_i'' U_j''} - \frac{1}{2} \bar{\rho} \widetilde{U_i'' U_j'' U_j''} \right) + \bar{\rho} \tilde{U}_i g_i \quad (2.91)$$

$$\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{Y}_k}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{Y}_k \tilde{U}_i}{\partial x_i} = -\frac{\partial}{\partial x_i} \left(\overline{j_{k,i}} + \bar{\rho} \widetilde{Y_k' U_i'} \right) \quad \forall k \in [1, n-1] \quad (2.92)$$

Pour les équations de conservation de la quantité de mouvement et des espèces, les termes $\overline{\tau_{ij}}$ et $\overline{j_{k,i}}$ se développent en :

$$\overline{\tau_{ij}} = \widetilde{\tau_{ij}} + \overline{\tau_{ij}''} \quad (2.93)$$

$$\overline{j_{k,i}} = \widetilde{j_{k,i}} + \overline{j_{k,i}''} \quad (2.94)$$

En négligeant l'effet Soret ainsi que les fluctuations temporelles de la viscosité μ et du coefficient de diffusion $\mathcal{D}_{k,eff}$, le tenseur des contraintes et le flux de diffusion massique moyennés selon Favre s'écrivent :

$$\widetilde{\tau_{ij}} = \mu \left(\frac{\partial \tilde{U}_j}{\partial x_i} + \frac{\partial \tilde{U}_i}{\partial x_j} - \frac{2}{3} \frac{\partial \tilde{U}_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right) \quad (2.95)$$

$$\widetilde{j_{k,i}} = -\bar{\rho}\mathcal{D}_{k,eff}\frac{\partial\widetilde{Y}_k}{\partial x_i} \quad (2.96)$$

En supposant que $|\widetilde{\tau_{ij}}| \gg |\overline{\tau_{ij}''}|$ et que $|\widetilde{j_{k,i}}| \gg |\overline{j_{k,i}''}|$, les équations de conservation de la quantité de mouvement et des espèces se simplifient en :

$$\frac{\partial\bar{\rho}\widetilde{U}_i}{\partial t} + \frac{\partial\bar{\rho}\widetilde{U}_j\widetilde{U}_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial\bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\widetilde{\tau_{ij}} - \bar{\rho}\widetilde{U_i''U_j''} \right) + \bar{\rho}g_i \quad (2.97)$$

$$\frac{\partial\bar{\rho}\widetilde{Y}_k}{\partial t} + \frac{\partial\bar{\rho}\widetilde{Y}_k\widetilde{U}_i}{\partial x_i} = -\frac{\partial}{\partial x_i} \left(\widetilde{j_{k,i}} + \bar{\rho}\widetilde{Y_k''U_i''} \right) \quad \forall k \in [1, n-1] \quad (2.98)$$

Pour traiter de la condensation en paroi, plusieurs simplifications peuvent être appliquées à l'équation de conservation de l'enthalpie totale. En effet, le terme visqueux $\overline{U_j\tau_{ij}}$, les termes liés aux variations d'énergie cinétique $\bar{\rho}\widetilde{U_j}\widetilde{U_i''U_j''}$ et $\frac{1}{2}\bar{\rho}\widetilde{U_i''U_j''U_j''}$, ainsi que le terme de gravité $\bar{\rho}\widetilde{U_i}g_i$ peuvent être négligés. Le terme lié aux fluctuations d'enthalpie $\bar{\rho}\widetilde{h''U_i''}$, quant-à-lui, peut être exprimé en fonction des fluctuations de température et de fraction massique en se basant sur la définition de l'enthalpie spécifique du mélange gazeux :

$$h = \sum_{k=1}^n Y_k h_k = \sum_{k=1}^n \widetilde{Y}_k \widetilde{h}_k + \widetilde{Y}_k h_k'' + Y_k'' \widetilde{h}_k + Y_k'' h_k'' \quad (2.99)$$

Cela mène à l'expression $\widetilde{h} = \widetilde{Y}_k \widetilde{h}_k + \widetilde{Y_k''h_k''}$, donc la fluctuation d'enthalpie h'' vaut :

$$h'' = \sum_{k=1}^n \widetilde{Y}_k h_k'' + Y_k'' \widetilde{h}_k + Y_k'' h_k'' - \widetilde{Y_k''h_k''} \quad (2.100)$$

$$\simeq \sum_{k=1}^n \widetilde{Y}_k h_k'' + Y_k'' \widetilde{h}_k \quad (2.101)$$

Ainsi, le terme lié aux fluctuations peut être exprimé par :

$$\bar{\rho}\widetilde{h''U_i''} = \bar{\rho}C_p\widetilde{T''U_i''} + \sum_{k=1}^n \widetilde{h}_k \left(\bar{\rho}\widetilde{Y_k''U_i''} \right) \quad (2.102)$$

Le terme du milieu dans l'expression (2.102) correspond au flux thermique de convection turbulente, et le terme de droite correspond au flux thermique d'inter-diffusion turbulente. En négligeant les fluctuations temporelles de la conductivité thermique, l'effet Dufour, ainsi que les transferts radiatifs, le flux thermique moyen s'obtient à l'aide de l'expression (2.52) :

$$\bar{q}_i = -\lambda\frac{\partial}{\partial x_i} \left(\widetilde{T} + \overline{T''} \right) + \sum_{k=1}^n \left(\widetilde{h_k j_{k,i}} + \widetilde{h_k j_{k,i}''} + \overline{h_k'' j_{k,i}} + \overline{h_k'' j_{k,i}''} \right) \quad (2.103)$$

En supposant que $|\widetilde{T}| \gg |\overline{T''}|$, que $|\widetilde{j_{k,i}}| \gg |\overline{j_{k,i}''}|$, que $|\widetilde{h_k}| \gg |\overline{h_k''}|$ et que $|\widetilde{h_k j_{k,i}}| \gg |\overline{h_k'' j_{k,i}''}|$ l'expression du flux thermique moyen se simplifie en :

$$\bar{q}_i = -\lambda\frac{\partial\widetilde{T}}{\partial x_i} - \sum_{k=1}^n \bar{\rho}\mathcal{D}_{k,eff}\widetilde{h}_k\frac{\partial\widetilde{Y}_k}{\partial x_i} = \bar{q}_{\lambda,i} + \bar{q}_{h,i} \quad (2.104)$$

où $\bar{q}_{\lambda,i}$ (2.53) est le flux thermique de conduction moyenné, et $\bar{q}_{h,i}$ (2.54) est le flux thermique d'inter-diffusion moyenné. Finalement, avec les simplifications (2.102) et (2.104), l'équation de conservation de l'enthalpie totale (2.91) s'écrit :

$$\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{h}_t}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{h}_t \tilde{u}_i}{\partial x_i} = \frac{\partial \bar{p}}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\underbrace{\left[\bar{q}_{\lambda,i} + \bar{\rho} C_p \widetilde{T'' U_i''} \right]}_1 + \underbrace{\left[\bar{q}_{h,i} + \sum_{k=1}^n \bar{\rho} \tilde{h}_k \widetilde{Y_k'' U_i''} \right]}_2 \right) \quad (2.105)$$

Dans cette équation, le terme 1 correspond à la somme des flux thermiques laminaire et turbulent liés au gradient de température, et le terme 2 correspond à la somme des flux thermiques d'inter-diffusion laminaire et turbulent liés à la présence d'espèces de différentes enthalpies dans le mélange gazeux.

Le système d'équations RANS compressibles obtenu ressemble au système d'équations détaillé à la section 2.5. Cependant, l'opérateur moyenne fait apparaître trois termes liés aux fluctuations turbulentes $\widetilde{\bar{\rho} U_i'' U_j''}$, $\widetilde{\bar{\rho} C_p T'' U_i''}$ et $\widetilde{\bar{\rho} Y_k'' U_i''}$. Ces derniers permettent de rendre compte de l'influence des fluctuations de vitesse U'' , de température T'' et de fraction massique Y_k'' sur l'écoulement moyen. Le tenseur lié aux fluctuations de vitesse $\widetilde{\bar{\rho} U_i'' U_j''}$ est appelé tenseur de Reynolds. La modélisation des termes liés aux fluctuations sera détaillée au paragraphe suivant 2.6.3. Dans la suite du document, par soucis de notation, la valeur moyenne $\tilde{x}$ d'une variable selon Favre sera notée x .

2.6.3 Modélisation du tenseur de Reynolds

En trois dimensions, comme le tenseur de Reynolds $\widetilde{\bar{\rho} U_i'' U_j''}$ est symétrique, il contient six inconnues. Plusieurs modèles ont été introduits pour évaluer au mieux les composantes du tenseur de Reynolds. Dans le modèle des contraintes de Reynolds de (Rotta, 1951), ou Reynolds Stress equation Model (RSM) en anglais, chaque composante du tenseur est déterminée par une équation de conservation. Bien que ce modèle soit le plus précis puisqu'il tient compte notamment des effets de turbulence anisotrope dans l'écoulement, il est peu employé car le coût de calcul lié à la résolution des six équations de conservation est important. Dans le but de réduire le nombre d'inconnues du tenseur de Reynolds, J. Boussinesq a introduit le concept de viscosité turbulente μ_t , qui relie les composantes du tenseur de Reynolds à l'écoulement moyen par la relation :

$$-\widetilde{\bar{\rho} U_i'' U_j''} \simeq \mu_t \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial U_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right) - \underbrace{\frac{2}{3} \rho k \delta_{ij}}_1 \quad (2.106)$$

où le terme 1 permet de conserver l'énergie cinétique turbulente k en faisant la trace du tenseur de Reynolds. Ainsi, le tenseur de Reynolds peut être déterminé lorsque les variables μ_t et k sont connues. Plusieurs modèles ont été développés pour évaluer la viscosité turbulente, tels que les modèles de longueur de mélange à une équation, ou encore les modèles à deux équations $k - \epsilon$ (Launder and Sharma, 1974) et $k - \omega$ (Wilcox, 2006). Le modèle de longueur de mélange de Prandtl et le modèle standard $k - \epsilon$ seront détaillés plus loin.

Les termes liés aux fluctuations de température et de fraction massique peuvent être exprimés similairement au tenseur de Reynolds en introduisant la notion de conductivité thermique turbulente λ_t et de coefficient de diffusion turbulent $\mathcal{D}_t$:

$$-\rho C_p \widetilde{T'' U_i''} = \lambda_t \frac{\partial T}{\partial x_i} \quad (2.107)$$

$$-\rho \widetilde{Y_k'' U_i''} = \rho \mathcal{D}_t \frac{\partial Y_k}{\partial x_i} \quad (2.108)$$

Pour réduire le nombre de variables à modéliser, la conductivité turbulente et le coefficient de diffusion turbulent peuvent être exprimés en fonction de la viscosité turbulente, en introduisant les nombres de Prandtl turbulent Pr_t et Schmidt turbulent Sc_t :

$$\lambda_t = \frac{\rho C_p \nu_t}{\text{Pr}_t} \quad (2.109)$$

$$\mathcal{D}_t = \frac{\nu_t}{\text{Sc}_t} \quad (2.110)$$

Bien que les mesures expérimentales montrent que les nombres sans dimension Pr_t et Sc_t varient au niveau d'une paroi, ils sont généralement supposés constants pour simplifier le calcul des termes turbulents λ_t et $\mathcal{D}_t$. Dans (Vijaya Kumar et al., 2021), la condensation en paroi d'un mélange de vapeur et de gaz incondensables a été simulée avec les valeurs des nombres de Prandtl turbulent et Schmidt turbulent égales à $\text{Pr}_t = \text{Sc}_t = 0.9$.

Modèle de longueur de mélange

Le concept de longueur de mélange a été introduit par Prandtl pour estimer la viscosité turbulente. Pour un écoulement en deux dimensions dans le repère (x,y) , tel que les variations de la vitesse U selon l'axe x sont faibles et que $U \gg V$, la composante principale du tenseur de Reynolds est donnée par :

$$-\rho \widetilde{U'' V''} = \mu_t \frac{\partial U}{\partial y} \quad (2.111)$$

Selon Prandtl, la viscosité cinématique turbulente peut être évaluée comme le produit d'une vitesse caractéristique de la turbulence U_t et d'une longueur caractéristique L appelée longueur de mélange. La vitesse caractéristique est supposée égale à :

$$U_t \simeq L \left| \frac{\partial U}{\partial y} \right| \quad (2.112)$$

Ce qui mène à l'expression de la viscosité dynamique turbulente :

$$\mu_t = \rho L^2 \left| \frac{\partial U}{\partial y} \right| \quad (2.113)$$

Finalement, le terme de turbulence s'écrit :

$$-\rho \widetilde{U'' V''} = \rho L^2 \left| \frac{\partial U}{\partial y} \right| \frac{\partial U}{\partial y} \quad (2.114)$$

La valeur de la longueur de mélange dépend du type d'écoulement considéré, et elle est déterminée empiriquement. Par exemple, pour un écoulement isotherme au niveau d'une paroi, la longueur de mélange dans la sous-couche logarithmique est souvent approchée par $L = \kappa y$, où $\kappa \simeq 0.41$ est la constante de Von Karman, et y la distance à la paroi.

Pour les champs de température et des fractions massiques, il est possible d'approcher la diffusivité thermique turbulente et le coefficient de diffusion turbulent de façon analogue à la formule de la viscosité turbulente (2.113) :

$$\alpha_t = \frac{\lambda_t}{\rho C_p} = L_T L \left| \frac{\partial U}{\partial y} \right| \quad (2.115)$$

$$\mathcal{D}_t = L_Y L \left| \frac{\partial U}{\partial y} \right| \quad (2.116)$$

où L_T et L_Y sont respectivement les longueurs de mélange associées aux champs de température et de fraction massique. Les termes de fluctuations peuvent être calculés par :

$$\rho \widetilde{T'' V''} = \rho L_T L \left| \frac{\partial U}{\partial y} \right| \frac{\partial T}{\partial y} \quad (2.117)$$

$$\rho \widetilde{Y_k'' V''} = \rho L_Y L \left| \frac{\partial U}{\partial y} \right| \frac{\partial Y_k}{\partial y} \quad (2.118)$$

Les longueurs de mélange associées aux champs de température et de fraction massique peuvent être approchées de façon analogue à la longueur de mélange dynamique. Ainsi, pour un écoulement au niveau d'une paroi, ces longueurs s'écrivent $L_T = \kappa_T y$ et $L_Y = \kappa_Y y$. Pour le champ de température, la constante $\kappa_T \simeq 0.44$ a été déterminée empiriquement dans (Cebeci, 1973). Cette valeur correspond à un nombre de Prandtl turbulent de :

$$\text{Pr}_t = \frac{\kappa}{\kappa_T} \simeq 0.9 \quad (2.119)$$

En revanche, la constante κ_Y n'a pas été estimée à cause d'un manque de données expérimentales pour les couches limites de diffusion. Toutefois, en supposant que le nombre de Schmidt turbulent est égal au nombre de Prandtl turbulent pour les écoulements en paroi, cette constante peut aussi être approchée par $\kappa_Y = 0.44$.

Modèle standard $k - \epsilon$

Ce modèle de turbulence, introduit par (Launder and Spalding, 1974), est basé sur la résolution des équations de conservation de l'énergie cinétique turbulente k et de la dissipation turbulente ϵ :

$$k = \frac{1}{2} \widetilde{U_i'' U_i''} \quad (2.120)$$

$$\epsilon = \nu \overline{\left(\frac{\partial U_i''}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j''}{\partial x_i} \right)^2} \quad (2.121)$$

Ces variables sont reliées à la viscosité turbulente par l'expression :

$$\mu_t = \rho c_\mu \frac{k^2}{\epsilon} \quad (2.122)$$

Où c_μ est une constante de modélisation. Les équations de conservation des variables k et ϵ s'écrivent :

$$\frac{\partial \rho k}{\partial t} + \frac{\partial \rho k U_i}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + \mathcal{P}_k + \mathcal{G}_k - \rho \epsilon \quad (2.123)$$

$$\frac{\partial \rho \epsilon}{\partial t} + \frac{\partial \rho \epsilon U_i}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\epsilon} \right) \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} \right] + c_1 \frac{\epsilon}{k} (\mathcal{P}_k + c_3 \mathcal{G}_k) - c_2 \rho \frac{\epsilon^2}{k} \quad (2.124)$$

où $\mathcal{P}_k$ est le terme de production d'énergie cinétique turbulente donnée par :

$$\mathcal{P}_k = -\rho \widetilde{U_i'' U_j''} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \quad (2.125)$$

$$= \mu_t \left[\left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial U_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right) - \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij} \right] \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \quad (2.126)$$

$$= \mu_t \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \frac{2}{3} \mu_t \left(\frac{\partial U_k}{\partial x_k} \right)^2 - \frac{2}{3} \rho k \frac{\partial U_k}{\partial x_k} \quad (2.127)$$

et $\mathcal{G}_k$ est le terme lié aux effets de la gravité :

$$\mathcal{G}_k = -\frac{1}{\rho} \frac{\mu_t}{\text{Pr}_t} g_i \frac{\partial \rho}{\partial x_i} \quad (2.128)$$

En général, le terme $\mathcal{G}_k$ est négligé. Les constantes présentes dans les équations ont été déterminées empiriquement, et leurs valeurs sont données dans le tableau 2.1 pour un écoulement stratifié stable :

Constante	σ_k	σ_ϵ	c_μ	c_1	c_2	c_3
Valeur	1.0	1.3	0.09	1.44	1.92	1.0

TABLE 2.1 : Valeurs des constantes du modèle standard $k - \epsilon$.

Le modèle standard $k - \epsilon$ est qualifié de modèle haut-Reynolds, puisqu'il est valable uniquement lorsque l'écoulement est turbulent, c'est-à-dire lorsque le nombre de Reynolds local dans l'écoulement est grand. Par conséquent, ce modèle de turbulence n'est pas adapté aux écoulements en proche paroi, puisqu'il ne permet pas de modéliser la présence de la sous-couche laminaire dans laquelle le nombre de Reynolds local diminue fortement. Le développement de fonctions de paroi a permis d'adapter le modèle standard $k - \epsilon$ aux écoulements proche paroi. Les fonctions de paroi sont des fonctions déterminées semi-empiriquement qui permettent d'approcher le comportement du fluide au niveau d'une paroi. Il existe deux famille de fonctions de paroi : les fonctions de paroi haut-Reynolds et les fonctions de paroi bas-Reynolds.

Dans la première famille, les mailles en contact avec une paroi doivent être situées dans la sous-couche logarithmique (turbulente). Ainsi, le nombre de Reynolds caractéristique de la maille sera suffisamment élevé pour que le modèle standard $k - \epsilon$ présenté ci-dessus soit valable. Ensuite, les fonctions de paroi pour les champs de vitesse, de température et de fraction massique permettent de tenir compte de l'influence de la paroi dans les équations de conservation.

Dans la seconde famille, les fonctions de paroi sont intégrées aux équations de conservation de k et ϵ pour amortir les termes turbulents qui deviennent négligeables dans la sous-couche visqueuse. Les modèles ainsi obtenus sont appelés modèles $k - \epsilon$ bas-Reynolds. Parmi les nombreuses fonctions de paroi bas-Reynolds proposées, les modèles de (Launder and Sharma, 1974) et (Chien, 1982) sont les plus courants. Pour tenir compte de la présence de la sous-couche laminaire au niveau de la paroi, les modèles $k - \epsilon$ bas-Reynolds nécessitent de mailler à l'intérieur de cette couche. Par conséquent, ces modèles sont plus coûteux que les modèles haut-Reynolds.

RÉSUMÉ

Ce chapitre avait pour objectif d'introduire les équations de conservation des mélanges appelées aussi equations de Navier-Stokes. Ces équations ont d'abord été écrites sous leurs formes générales, puis sous leurs formes moyennées en temps. Comme le phénomène de condensation en paroi d'un mélange gazeux air-vapeur entraîne d'importantes variations de la masse volumique au niveau de la paroi, le système d'équations moyenné en temps qui a été détaillé est basé sur la décomposition de Favre, et il est appelé système d'équations RANS compressibles.

Les flux de diffusion massique des espèces $\vec{j}_k$ interviennent dans les équations de conservation des espèces (2.75), mais aussi dans l'équation de conservation de l'énergie (2.74) à travers du flux thermique d'inter-diffusion et dans l'effet Dufour (2.51). Ces flux ont été exprimés dans ce chapitre pour un mélange binaire et pour un mélange composé de n espèces. De plus, le flux massique de condensation a été exprimé en fonction du flux de diffusion massique de la vapeur à l'interface entre le liquide et le gaz, en utilisant le fait que l'interface est imperméable pour les gaz incondensables. Le coefficient de transfert de masse a été défini par analogie au coefficient de transfert de chaleur.

Dans le système d'équations RANS compressibles détaillé, les effets Soret et Dufour n'ont pas été pris en compte puisque ces effets sont négligeables lors de la condensation en paroi selon (Mincowycz and Sparrow, 1966). En revanche, comme la condensation en paroi peut intervenir en régime turbulent, les termes liés aux fluctuations turbulentes $\overline{\rho U_i'' U_j''}$, $\overline{\rho C_p T'' U_i''}$ et $\overline{\rho Y_k'' U_i''}$ dans les équations RANS compressibles ne peuvent pas être négligés. Ces termes sont modélisés ici en introduisant une viscosité turbulente μ_t , une conductivité thermique turbulente λ_t et des coefficients de diffusion turbulents des espèces $\mathcal{D}_{k,t}$. Le modèle de longueur de mélange de Prandtl et le modèle standard $k - \epsilon$ qui permettent de déterminer la viscosité turbulente ont été détaillés dans ce chapitre. La conductivité thermique turbulente et les coefficients de diffusion turbulents des espèces peuvent être exprimés en fonction de la viscosité turbulente à l'aide des nombres de Prandtl turbulent Pr_t et Schmidt turbulent Sc_t .

Dans la suite du manuscrit, comme le phénomène étudié est la condensation en paroi lors de scénarios d'accident nucléaire, les mélanges gazeux considérés seront soit des mélanges binaires air-vapeur, soit des mélanges ternaires air-vapeur-hélium ou air-vapeur-hydrogène. Pour les mélanges ternaires, les flux de diffusion massique sont généralement évalués dans la littérature avec le coefficient de diffusion effectif (2.36). Au chapitre suivant, l'importance de l'effet d'aspiration, de l'effet Soret, de l'effet Dufour et du flux thermique d'inter-diffusion lors du phénomène de condensation en paroi sera discutée.

Chapitre 3

Revue de la littérature des modèles de condensation en film

Ce chapitre a pour but de décrire les différents modèles de condensation en film de la littérature, et d'énoncer les résultats importants qui ont été obtenus avec ces modèles.

A la section 3.1, les modèles de condensation en paroi de vapeur pure qui sont basés sur la résolution des équations de conservation dans le film liquide sont détaillés.

Lorsque la vapeur se condense en présence de gaz incondensables, le phénomène de diffusion qui intervient dans la phase gazeuse modifie considérablement les échanges thermique et massique, comme l'ont montré (Al-Diwany and Rose, 1973). Par conséquent, en présence de gaz incondensables, les équations de conservation du mélange gazeux (2.72), (2.73), (2.74) et (2.75) doivent être résolues pour estimer la condensation en paroi.

Dans les modèles de condensation en film qui sont détaillés à la section 3.2, les équations de conservation du gaz ont été résolues analytiquement pour un mélange air-vapeur en régime laminaire.

En régime laminaire ou turbulent, l'analogie entre le transfert de masse, le transfert d'énergie et le transfert de quantité de mouvement qui est détaillée à la section 3.3 permet de simplifier la résolution des équations de conservation d'un mélange gazeux, en proposant une relation entre le coefficient de frottement, le nombre de Nusselt et le nombre de Sherwood.

Les modèles RANS de condensation en paroi sont détaillés à la section 3.4. Dans ces modèles, les équations de conservation (2.89), (2.97), (2.98) et (2.105) sont résolues par une méthode de discrétisation temporelle (pas de temps) et spatiale (maillage), et les termes liés aux fluctuations turbulentes sont modélisés à l'aide de la viscosité turbulente. Les trois familles de modèles RANS de condensation sont les modèles RANS bas-Reynolds, les modèles RANS haut-Reynolds avec corrélations et les modèles RANS haut-Reynolds avec fonctions de paroi.

3.1 Modèles de film liquide pour la vapeur pure

Le premier modèle de condensation a été introduit par (Nusselt, 1916) pour la condensation en film de vapeur pure à saturation sur une paroi verticale en régime stationnaire. Le film de condensat est modélisé par un système d'équations de conservation en deux dimensions. Dans ce modèle, un film liquide supposé laminaire et d'épaisseur δ s'écoule à une vitesse U le long d'une paroi verticale (voir figure 3.1). Les hypothèses suivantes sont considérées :

- L'écoulement est stationnaire ;
- Le gradient de pression est dû aux variations de la pression hydrostatique $\vec{\nabla}p = \rho_v \vec{g}$;
- L'interface i entre le liquide et la vapeur est à saturation $T_i = T_{sat}$
- La température de la paroi T_p est constante ;
- Le profil de température dans le film est linéaire $T(y) = T_p + (T_i - T_p)y/\delta$;
- L'écoulement du film est laminaire ;
- L'interface entre le liquide et la vapeur est plane et les forces de cisaillement à l'interface sont négligées ;
- La convection thermique et les forces d'inertie dans le film sont négligées.

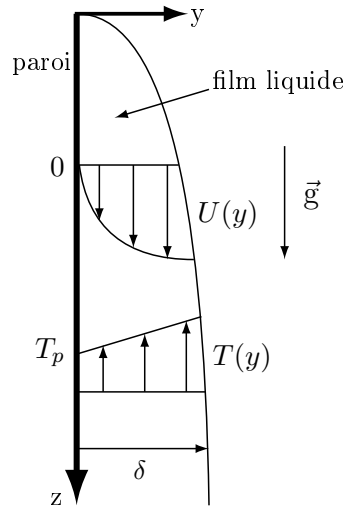


FIGURE 3.1 : Schéma du film liquide de Nusselt.

Avec ces hypothèses, l'équation de conservation de la quantité de mouvement selon l'axe vertical z s'écrit :

$$0 = (\rho_l - \rho_v)g + \mu_l \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} \quad (3.1)$$

où μ_l est la viscosité dynamique du liquide, g est l'accélération de la pesanteur, et les termes ρ_l et ρ_v sont les masses volumiques du liquide et de la vapeur. Le terme $(\rho_l - \rho_v)g$ correspond à la poussée d'Archimède. L'intégration de cette équation permet d'exprimer

le profil de vitesse à une hauteur z , puis le débit massique de liquide $\dot{m}_l$ qui s'écoule dans le film :

$$\dot{m}_l(z) = g\rho_l \frac{\rho_l - \rho_v}{\mu_l} \frac{\delta(z)^3}{3} \quad (3.2)$$

Grâce aux hypothèses mentionnées ci-dessus, l'équation de conservation de l'énergie peut s'écrire :

$$\lambda_l \frac{\partial T}{\partial y} = \frac{\partial \dot{m}_l}{\partial z} \mathcal{L}_{vap} \quad (3.3)$$

où λ_l est la conductivité thermique du liquide, et $\mathcal{L}_{vap}$ est la chaleur latente de vaporisation. L'intégration de cette équation permet d'obtenir l'expression de l'épaisseur du film liquide en fonction de la hauteur z :

$$\delta(z) = \left[4 \frac{\mu_l \lambda_l}{g \mathcal{L}_{vap}} \cdot \frac{T_{sat} - T_p}{\rho_l (\rho_l - \rho_v)} z \right]^{\frac{1}{4}} \quad (3.4)$$

Comme le profil de température est supposé linéaire, le coefficient d'échange thermique local $h(z)$ s'écrit :

$$h(z) = \frac{\lambda_l}{\delta(z)} = \left[\frac{g \mathcal{L}_{vap} \lambda_l^3}{4 \mu_l} \cdot \frac{\rho_l (\rho_l - \rho_v)}{T_{sat} - T_p} \cdot \frac{1}{z} \right]^{\frac{1}{4}} \quad (3.5)$$

Ce coefficient d'échange thermique n'est pas le même que celui détaillé au paragraphe 2.4.2, puisqu'il n'y a pas de gaz incondensables. Il permet ici d'estimer le flux thermique de condensation par :

$$q_{vap,i}(z) = h(z) (T_p - T_i) \quad (3.6)$$

Pour estimer l'échange thermique par condensation sur une paroi de longueur L , il est plus pratique de calculer le coefficient d'échange thermique moyen :

$$h_L = \frac{2\sqrt{2}}{3} \left[\frac{g \mathcal{L}_{vap} \lambda_l^3}{\mu_l} \cdot \frac{\rho_l (\rho_l - \rho_v)}{T_{sat} - T_p} \cdot \frac{1}{L} \right]^{\frac{1}{4}} \quad (3.7)$$

Lorsque la paroi est inclinée d'un angle θ par rapport à l'horizontale, il suffit de remplacer l'accélération de la pesanteur g par $g \cdot \sin(\theta)$ dans les expressions ci-dessus. Toutefois, lorsque la paroi est proche de l'horizontale (plafonds ou planchers), ce modèle n'est plus valable.

Les améliorations du modèle du film liquide

Dans la théorie du film liquide introduite par Nusselt, un certain nombre de phénomènes pouvant modifier l'échange par condensation ont été négligés dans le film liquide, à savoir les effets du sous-refroidissement, des forces d'inertie et de la contrainte de cisaillement à l'interface liquide-gaz. Pour rendre compte de ces effets, plusieurs auteurs ont apporté des modifications au modèle initial.

Tout d'abord, le modèle a été modifié dans (Bromley, 1952) et (Rohsenow, 1956) pour tenir compte de l'énergie de convection thermique (i.e Sous-refroidissement) dans le film liquide. Dans ces modèles, le coefficient de transfert thermique est corrigé en remplaçant la chaleur latente de vaporisation $\mathcal{L}_{vap}$ dans la formule (3.7) par :

$$\mathcal{L}'_{vap,Bromley} = \mathcal{L}_{vap} (1 + 0.4\beta)^2 ; \quad 0 < \beta < 3 \quad (3.8)$$

$$\mathcal{L}'_{vap,Rohsenow} = \mathcal{L}_{vap} (1 + 0.68\beta) ; \quad 0 < \beta < 1 \quad (3.9)$$

où $\beta = \frac{C_p(T_{sat}-T_i)}{\mathcal{L}_{vap}}$ est un terme sans dimension. Pour des valeurs de β inférieure à 0.2, l'effet du sous-refroidissement dans le film liquide est négligeable.

Pour tenir compte des forces d'inertie en plus de l'énergie de convection, (Sparrow and Gregg, 1959) ont résolu numériquement les équations de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie dans le film liquide en régime stationnaire.

$$\frac{\partial V}{\partial y} + \frac{\partial U}{\partial z} = 0 \quad (3.10)$$

$$\rho \left(V \frac{\partial U}{\partial y} + U \frac{\partial U}{\partial z} \right) = g(\rho - \rho_b) + \mu \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} \quad (3.11)$$

$$\rho C_p \left(V \frac{\partial T}{\partial y} + U \frac{\partial T}{\partial z} \right) = \lambda \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \quad (3.12)$$

où V est la composante de la vitesse selon l'axe y . La contrainte de cisaillement est négligée à l'interface entre le liquide et la vapeur, ce qui signifie que $\frac{\partial U}{\partial y} \big|_{y=\delta} = 0$. Une solution auto-similaire du système d'équations a été obtenue. Pour valider cette méthode de résolution, le système a été résolu dans un premier temps en négligeant les forces d'inertie, pour pouvoir comparer à la formule de Rohsenow, et des résultats similaires ont été obtenus. Les tests de condensation réalisés en incluant les forces d'inertie ont montré que l'effet de ces forces est négligeable pour les liquides caractérisés par un nombre de Prandtl $Pr > 1$, tels que l'eau. Le modèle de résolution du film liquide a été amélioré pour tenir compte de la contrainte de cisaillement à l'interface liquide-vapeur, pour un écoulement de gaz en régime de convection naturelle dans (Koh et al., 1961) et de convection forcée dans (Koh, 1962). Pour cela, les équations de conservation de la vapeur en régime laminaire sont résolues en plus des équations du film liquide. Les deux systèmes d'équations sont couplés par les conditions aux limites imposées à l'interface entre le liquide et le gaz :

$$U_g(\delta) = U_l(\delta) \quad (3.13)$$

$$V_g(\delta) = V_l(\delta) \quad (3.14)$$

$$\frac{\partial U_g}{\partial y} \bigg|_{\delta} = \frac{\partial U_l}{\partial y} \bigg|_{\delta} \quad (3.15)$$

En régime de convection naturelle, lorsque le nombre de Prandtl du liquide Pr_l est supérieur ou égal à 10, la prise en compte de la contrainte de cisaillement à l'interface entraîne une faible diminution du flux thermique (inférieure à 1.5 %) par rapport au modèle de (Rohsenow, 1956). En revanche, pour le régime de convection forcée, la contrainte de cisaillement à l'interface a un effet non négligeable.

3.2 Modèles de la couche limite de diffusion en présence de gaz incondensables

3.2.1 Les équations de la couche limite laminaire

Le modèle d'équations de conservation utilisé pour la condensation de vapeur pure dans (Sparrow and Gregg, 1959) et (Koh et al., 1961) a été complété dans (Sparrow and Lin, 1964) pour tenir compte de l'effet des gaz incondensables sur la condensation en paroi. Dans ce modèle, les équations de conservation sont résolues dans le film liquide et dans la phase gaz, en supposant que les écoulements sont laminaires. De plus, la phase gazeuse est supposée à saturation et en régime de convection naturelle. Ce modèle a ensuite été étendu dans (Mincowycz and Sparrow, 1966), pour tenir compte de la résistance interfaciale, de la surchauffe du gaz, des variations des propriétés physiques, de l'effet Soret et de l'effet Dufour. Ce système d'équations de la couche limite de diffusion laminaire est basé sur les hypothèses suivantes :

- L'écoulement est stationnaire ;
- La vapeur est à saturation à l'interface liquide-gaz ;
- L'écoulement est laminaire dans le film liquide et dans le gaz ;
- Le gaz est un mélange binaire air-vapeur ($n = 2$) ;
- Seule la pression hydrostatique varie $\frac{\partial p}{\partial z} = \rho_\infty g$;
- Les transferts radiatifs sont négligés.

Comme l'air est l'unique gaz incondensable nc dans le mélange binaire considéré, sa fraction massique est notée Y_{nc} ci-dessous. Pour la phase gazeuse et dans le repère (y, z) où y est l'axe normal à la paroi et z l'axe vertical, les équations de conservation de la couche limite de diffusion résolues dans (Mincowycz and Sparrow, 1966) s'écrivent :

$$\frac{\partial \rho V}{\partial y} + \frac{\partial \rho U}{\partial z} = 0 \quad (3.16)$$

$$\rho \left(V \frac{\partial Y_{nc}}{\partial y} + U \frac{\partial Y_{nc}}{\partial z} \right) = - \frac{\partial j_{nc}}{\partial y} \quad (3.17)$$

$$\rho \left(V \frac{\partial U}{\partial y} + U \frac{\partial U}{\partial z} \right) = g(\rho - \rho_\infty) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{\partial U}{\partial y} \right) \quad (3.18)$$

$$\rho C_p \left(V \frac{\partial T}{\partial y} + U \frac{\partial T}{\partial z} \right) + j_{nc} (C_{p,nc} - C_{p,v}) \frac{\partial T}{\partial y} = - \frac{\partial q_\lambda}{\partial y} \quad (3.19)$$

avec ρ_∞ la masse volumique du gaz hors de la couche limite et $\mathbf{r} = R/M$ la constante spécifique du mélange de gaz parfaits. Lorsque les effets Dufour et Soret sont pris en compte, le flux thermique q_λ et le flux de diffusion massique du gaz incondensable j_{nc} s'écrivent respectivement :

$$q_\lambda = -\lambda \frac{\partial T}{\partial y} + \gamma \frac{\mathbf{r} T M^2}{M_{nc} M_v} j_{nc} \quad (3.20)$$

$$j_{nc} = -\rho\mathcal{D} \left(\frac{\partial Y_{nc}}{\partial y} + \frac{\gamma Y_{nc}(1 - Y_{nc})}{T} \frac{\partial T}{\partial y} \right) \quad (3.21)$$

où $\gamma = \frac{D^T}{\mathcal{D}} \frac{1}{\rho Y_{nc}(1 - Y_{nc})}$ est le facteur de diffusion thermique du mélange binaire. Selon (Bird et al., 2002), le facteur γ peut être supposé constant puisqu'il varie peu en fonction de la température et de la fraction massique. Les formules (3.20) et (3.21) s'obtiennent pour un mélange gazeux binaire, en faisant apparaître le facteur de diffusion thermique dans les formules (2.25) et (2.51). Le facteur de diffusion thermique γ a été évalué pour différents mélanges binaires dans (Monchick and Mason, 1961) à l'aide de la théorie cinétique des gaz. Pour un mélange gazeux air-vapeur, ce facteur vaut $\gamma \simeq -0.0059$ selon (Jiang, 2021).

Les propriétés de la vapeur à l'interface liquide-gaz sont évaluées à l'aide des tables de la vapeur saturante à la température de l'interface, ce qui permet de déduire les propriétés du mélange gazeux à l'interface.

3.2.2 Solutions de la couche limite laminaire

Des solutions auto-similaires des équations de conservation de la couche de diffusion laminaire présentées ci-dessus ont été proposées pour différents régimes de convection dans une série de publications. Les résultats importants sont détaillés ci-dessous.

Pour la condensation de la vapeur en régime convection naturelle, les résultats présentés dans (Sparrow and Lin, 1964) ont permis de confirmer les observations expérimentales, à savoir qu'une faible fraction de gaz incondensables présente dans l'écoulement entraîne l'accumulation des gaz incondensables au niveau de l'interface liquide-vapeur, provoquant une baisse considérable du transfert thermique et massique par condensation. Dans une seconde étude de condensation en régime de convection naturelle, (Mincowycz and Sparrow, 1966) ont déterminé que la surchauffe du mélange gazeux peut modifier considérablement l'échange thermique par condensation en présence de gaz incondensables. En revanche, la résistance interfaciale, l'effet Soret et l'effet Dufour semblent avoir peu d'influence sur les transferts thermique et massique en régime de convection naturelle. Dans cette étude, le flux thermique d'inter-diffusion est pris en compte dans l'équation de l'énergie, mais son importance n'a pas été discutée. Par conséquent, les auteurs ont considéré que le flux thermique d'inter-diffusion doit être pris en compte.

En régime de convection forcée, le système d'équations a été résolu dans (Sparrow and Mincowycz, 1967) sans tenir compte de la surchauffe du gaz, c'est-à-dire sans résoudre l'équation de conservation de l'énergie. Les résultats ont une nouvelle fois montré que la présence de gaz incondensables entraîne une baisse considérable de l'échange thermique par condensation. Toutefois, cette baisse de l'échange thermique est moins importante en régime de convection forcée par rapport au régime de convection naturelle. De plus, cette étude a permis de montrer que l'effet de la résistance interfaciale est négligeable en régime de convection forcée. Dans une seconde étude, (Minkowycz and Sparrow, 1969) ont constaté que l'effet de la surchauffe du mélange gazeux n'est pas toujours négligeable en régime de convection forcée.

Une solution intégrale du système d'équations de la couche limite a été proposée par (Rose, 1969). Cette méthode permet de simplifier la résolution du système d'équations en utilisant des profils de vitesse et de fraction massique approchés. Ce modèle a permis d'approcher les résultats des modèles précédents.

Les différentes études qui ont été mentionnées dans ce paragraphe sont souvent citées pour justifier certaines hypothèses, comme la non prise en compte de la résistance interfaciale ou des effets Soret et Dufour, et aussi pour appuyer l'importante influence des gaz incondensables sur les transferts thermique et massique.

L'importance du flux thermique d'inter-diffusion lors de la condensation en paroi a été étudiée dans (Jiang, 2021) en régime laminaire avec le code OpenFoam. Le cas test simulé correspond à une cavité carrée bidimensionnelle en contact avec une paroi froide et une paroi chaude dans laquelle se trouve un mélange constitué d'un gaz condensable et d'un gaz incondensable. L'écoulement dans la cavité est en régime de convection naturelle. Les résultats ont montré que le flux thermique d'inter-diffusion n'est pas négligeable lorsque le flux massique de condensation est élevé et lorsque les capacités thermiques des deux gaz sont sensiblement différentes. Pour un mélange air-vapeur, la capacité thermique de la vapeur est environ deux fois supérieure à la capacité thermique de l'air.

3.3 L'analogie entre le transfert de masse et le transfert d'énergie

L'analogie entre le transfert de masse et le transfert d'énergie est une approche semi-analytique basée sur la similitude entre les équations de conservation de la quantité de mouvement, de l'énergie et de la masse des espèces. Cette méthode permet de simplifier la résolution du système d'équations de la couche limite de diffusion, en proposant une relation entre le coefficient de frottement C_f , le nombre de Nusselt Nu et le nombre de Sherwood Sh . Ces nombres sont définies par :

$$C_f = \frac{\tau_p}{\frac{1}{2}\rho U_\infty^2} \quad (3.22)$$

$$Nu = \frac{hL}{\lambda} \quad (3.23)$$

$$Sh = \frac{KL}{\mathcal{D}} \quad (3.24)$$

où τ_p est la contrainte de cisaillement à la paroi, U_∞ est la vitesse dans l'écoulement, L une longueur caractéristique, h est le coefficient de transfert thermique et K est le coefficient de transfert de masse. En invoquant l'analogie, le flux de masse par condensation peut être estimé à partir d'une solution de la couche limite dynamique ou thermique. L'analogie est généralement utilisée pour étendre des corrélations de transfert de quantité de mouvement ou de transfert de chaleur au transfert de masse.

Ce modèle a été introduit par (Chilton and Colburn, 1934) pour les écoulements laminaires ou turbulents en régime de convection forcée, en se basant sur l'analogie de Reynolds entre les transferts de chaleur et de quantité de mouvement. En régime de convection naturelle laminaire ou turbulente, une analogie subsiste mais uniquement entre les équations de conservation de l'énergie et de la masse des espèces, puisque le terme de flottabilité dans l'équation de conservation de la quantité de mouvement n'est plus négligeable.

3.3.1 L'analogie Chilton-Colburn en régime de convection forcée

Ci-dessous, l'analogie est détaillée pour un mélange binaire de vapeur et de gaz incondensables. En régime de convection forcée, l'analogie Chilton-Colburn est basée sur les hypothèses suivantes :

- L'écoulement est stationnaire ;
- Le fluide est incompressible ;
- La masse volumique du mélange gazeux est constante ;
- La présence du film liquide est négligée ;
- Le flux thermique d'inter-diffusion, l'effet Dufour, l'effet Soret et les transferts radiatifs sont négligés ;
- Au niveau de la paroi ($y = 0$), la température T_0 et la fraction massique de vapeur $Y_{v,0}$ sont connues, et la vitesse est nulle ;
- Hors de la couche limite ($y > \delta_d$), la température T_∞ , la vitesse U_∞ et la fraction massique de vapeur $Y_{v,\infty}$ sont connues ;
- La fraction massique de vapeur dans l'écoulement est inférieure à $Y_{v,\infty} < 0.9$;
- Les nombres de Prandtl et Schmidt vérifient $Pr \simeq Sc$ et $Pr > 0.5$, $Sc > 0.5$.

Avec ces hypothèses, les équations de conservation de la couche limite s'écrivent :

$$V \frac{\partial U}{\partial y} + U \frac{\partial U}{\partial z} = \nu \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} \quad (3.25)$$

$$V \frac{\partial T}{\partial y} + U \frac{\partial T}{\partial z} = \alpha \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \quad (3.26)$$

$$V \frac{\partial Y_v}{\partial y} + U \frac{\partial Y_v}{\partial z} = \mathcal{D} \frac{\partial^2 Y_v}{\partial y^2} \quad (3.27)$$

L'analogie Chilton-Colburn est basée sur la similitude entre les équations de conservation écrites ci-dessus. En convection forcée, l'analogie permet de relier les nombres de Nusselt et Sherwood au coefficient de frottement C_f par :

$$\frac{C_f}{2} = \frac{Nu}{Re^{\frac{1}{2}} Pr^{\frac{1}{3}}} = \frac{Sh}{Re^{\frac{1}{2}} Sc^{\frac{1}{3}}} \quad (3.28)$$

Ainsi, l'analogie Chilton-Colburn permet d'approcher le transfert de masse par condensation à partir d'une solution issue du problème de thermique ou de quantité de mouvement. Cette analogie permet d'exprimer le coefficient de transfert de matière en fonction du coefficient de transfert thermique :

$$K = h \left(\frac{Pr}{Sc} \right)^{2/3} (\rho C_p)^{-1/3} \quad (3.29)$$

L'analogie Chilton-Colburn est notamment utilisée pour estimer le transfert de masse à partir d'une corrélation de transfert de quantité de mouvement ou de transfert de chaleur, à l'aide de la formule (3.28).

3.3.2 L'analogie en régime de convection naturelle

En régime de convection naturelle, le terme de flottabilité lié aux variations de la masse volumique du mélange gazeux n'est plus négligeable dans l'équation de conservation de la quantité de mouvement. Par conséquent, il n'y a plus d'analogie possible entre les transferts de quantité de mouvement, de chaleur et de masse. En revanche, l'analogie subsiste entre le transfert de chaleur et le transfert de masse, puisque les équations de conservation et l'énergie (3.26) et de la masse des espèces (3.27) restent similaires.

Dans le cas de la condensation en paroi en présence de gaz incondensables et en régime de convection naturelle, l'analogie est utilisée pour étendre des corrélations de transfert de chaleur au transfert de masse. Ces corrélations dépendent du nombre de Grashof défini en fonction des variations de la masse volumique :

$$\text{Gr} = \frac{g}{\nu_g^2} \frac{|\rho_{g,i} - \rho_g|}{\rho_g} L^3 \quad (3.30)$$

En appliquant l'analogie en régime de convection naturelle, les nombres de Nusselt et Sherwood peuvent être estimés de façon analogues :

$$\text{Nu} = X \cdot \text{Gr}^a \text{Pr}^b \quad (3.31)$$

$$\text{Sh} = X \cdot \text{Gr}^a \text{Sc}^b \quad (3.32)$$

où les exposants a et b varient selon la corrélation de transfert thermique considérée.

3.3.3 Correction pour la prise en compte de l'effet d'aspiration

En général, les corrélations de transfert de chaleur et de transfert quantité de mouvement utilisées pour évaluer le transfert de masse avec l'analogie ont été déterminées en considérant que la vitesse normale à la paroi V est nulle. En réalité, comme évoqué à la section 2.3, la condensation en paroi de la vapeur provoque un effet d'aspiration dans la couche limite. L'utilisation des corrélations est acceptable uniquement lorsque la vitesse normale reste faible, c'est-à-dire pour les faibles taux de condensation. Pour les forts taux de condensation, (Bird et al., 2002) et (Moffat and Kays, 1968) ont introduit un facteur correctif basé sur la théorie du film stagnant. Ce facteur correctif s'obtient en supposant que la vitesse tangentielle du gaz U est nulle, que la diffusion se fait dans la direction normale à la paroi et que la masse volumique ρ est constante. En appliquant ces simplifications, le système d'équations s'écrit :

$$\frac{\partial V}{\partial y} = 0 \quad (3.33)$$

$$V \frac{\partial Y_v}{\partial y} - D \frac{\partial^2 Y_v}{\partial y^2} = 0 \quad (3.34)$$

avec les conditions aux limites :

$$Y_v(y = 0) = Y_{v,i} \quad (3.35)$$

$$Y_v(y = \delta_d) = Y_{v,\infty} \quad (3.36)$$

$$V(y = 0) = V_i \quad (3.37)$$

La solution de l'équation différentielle est :

$$Y_v(y) = Y_{v,i} + (Y_{v,\infty} - Y_{v,i}) \frac{\exp\left(\frac{V_i}{\mathcal{D}}y\right) - 1}{\exp\left(\frac{V_i}{\mathcal{D}}\delta_d\right) - 1} \quad (3.38)$$

L'évaluation de la dérivée de Y_v en $y = 0$ mène à la relation :

$$\mathcal{B} = \frac{Y_{v,i} - Y_{v,\infty}}{1 - Y_{v,i}} = \exp\left(\frac{V_i}{\mathcal{D}}\delta_d\right) - 1 \quad (3.39)$$

En reprenant la définition (2.50), le coefficient de transfert de masse s'écrit :

$$\mathbf{K} = \frac{\rho_i V_i}{\exp\left(\frac{V_i}{\mathcal{D}}\delta_d\right) - 1} \quad (3.40)$$

Dans le cas où l'effet d'aspiration est négligeable, le coefficient de transfert de masse $\mathbf{K}_0$ s'écrit :

$$\mathbf{K}_0 = \lim_{V \rightarrow 0} \mathbf{K} = \frac{\rho_i \mathcal{D}}{\delta_d} \quad (3.41)$$

Finalement, en faisant apparaître $\mathbf{K}_0$ et en remplaçant $\rho_i V_i = \mathbf{K}\mathcal{B}$ dans l'équation (3.40), la relation entre les coefficients de transfert de masse $\mathbf{K}$ et $\mathbf{K}_0$ s'écrit :

$$\mathbf{K} = \mathbf{K}_0 \frac{\ln(1 + \mathcal{B})}{\mathcal{B}} \quad (3.42)$$

En procédant de façon analogue, lorsque les nombres de Prandtl et de Schmidt sont égaux, il est possible de définir une correction de l'effet d'aspiration similaire pour le coefficient de transfert thermique :

$$\mathbf{h} = \mathbf{h}_0 \frac{\ln(1 + \mathcal{B})}{\mathcal{B}} \quad (3.43)$$

où $\mathbf{h}_0$ est le coefficient de transfert thermique valable lorsque le phénomène d'aspiration est négligé.

3.4 Modèles RANS de condensation en paroi

Bien que la condensation en paroi en présence de gaz incondensables soit un phénomène diphasique, la grande majorité des modèles de condensation a été implémentée dans des codes RANS monophasiques. Cette simplification repose sur trois hypothèses :

- La résistance thermique du film liquide R_l et la résistance interfaciale R_i peuvent être négligées devant celles de la couche limite thermique du gaz ;
- Le film liquide est considéré stagnant, ce qui signifie que la vitesse du film est supposée nulle ;
- L'épaisseur du film liquide est négligée, donc les positions de l'interface i et de la paroi p sont confondues.

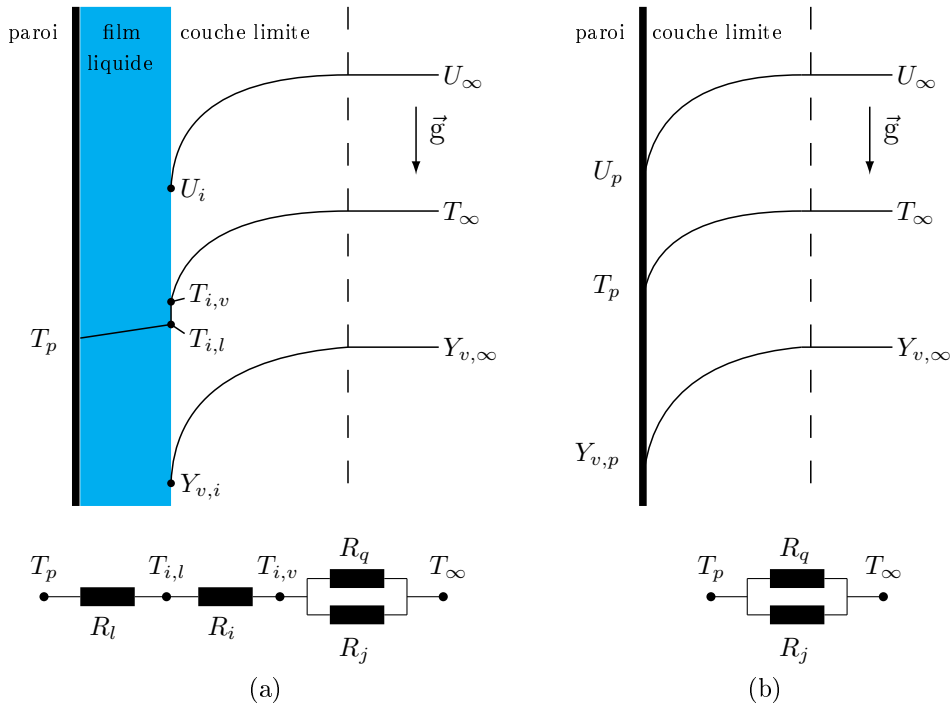


FIGURE 3.2 : (a) Schéma de la condensation en film avant simplification, (b) Schéma de la condensation en film après simplification en un écoulement monophasique.

Ainsi, comme le montre la figure 3.2, le phénomène diphasique (a) est simplifié en un problème monophasique (b), dans lequel l'échange thermique tient uniquement compte de la résistance liée à la diffusion thermique R_q et de la résistance liée à la condensation R_j .

Dans le cadre de la thèse, l'étude de la condensation en paroi se limite aux écoulements à faible nombre de Mach ($M < 0.3$), c'est-à-dire aux écoulements dans lesquels les variations de masse volumique ne sont pas dues aux variations de pression mais aux variations de température et aux espèces dans le mélange. Ce type d'écoulement est qualifié de faiblement compressible. Les codes qui sont mentionnés dans cette section tiennent compte des variations de la masse volumique dans l'écoulement.

Pour tenir compte de la condensation dans les mailles en contact avec la paroi, il faut déterminer la contrainte de cisaillement $\bar{\tau}_p$ (2.76), le flux thermique $\bar{q}_p$ (2.52) et les flux de diffusion massiques $\vec{j}_{k,p}$ (2.36) échangés à la paroi. Deux méthodes permettent de tenir compte du flux de masse "traversant" la paroi induit par la vitesse normale non nulle du gaz à l'interface (voir section 2.3). La première méthode consiste à supposer que les parois sont fixes $\vec{U}_p = \vec{0}$, et à prendre en compte ce flux de masse par des termes sources dans la maille proche paroi notée M :

$$\Gamma = \frac{s_M}{v_M} \rho_p V_p = \frac{s_M}{v_M} \frac{\vec{j}_{v,p} \cdot \vec{n}_p}{1 - Y_{v,p}} \quad (3.44)$$

$$\vec{I} = \Gamma \vec{U} \quad (3.45)$$

$$\Pi = \Gamma h \quad (3.46)$$

où $\rho_p V_p$ est le flux massique de condensation donné par la formule (2.47), $\vec{n}_p$ est le vecteur normal à la paroi, Γ , $\vec{I}$ et Π sont respectivement les termes sources des équations de conservation de la masse (2.89), de la quantité de mouvement (2.97) et de l'enthalpie (2.105), s_M est la surface de contact entre la paroi et la maille M et v_M le volume de cette maille.

La seconde méthode consiste à supposer que les parois sont poreuses, c'est-à-dire que $\vec{U}_p = V_p \vec{n} \neq \vec{0}$. Les travaux de (Vijaya Kumar et al., 2021) ont montré que la seconde méthode donne de meilleurs résultats en terme de convergence et de conservation de la masse.

Dans la suite de cette section, une liste non exhaustive de modèles de condensation en paroi de la littérature est faite. Ils sont classés selon trois familles : les modèles RANS bas-Reynolds, les modèles RANS haut-Reynolds avec corrélations et les modèles RANS haut-Reynolds avec fonctions de paroi. Du point de vue numérique, ces différents modèles sont caractérisés par la taille sans dimension de la maille en contact avec la paroi :

$$y^+ = \frac{\rho U_\tau y}{\mu} \quad (3.47)$$

où $U_\tau = (\tau_p/\rho)^{1/2}$ est la vitesse de frottement. Les modèles RANS bas-Reynolds nécessitent de raffiner le maillage au niveau des parois à l'intérieur de la sous-couche laminaire. En effet, lors d'une simulation avec un modèle RANS bas-Reynolds, le centre d'une maille M en contact avec la paroi doit vérifier la condition $y_M^+ < 1$, comme représenté sur la figure 3.3 (a). Sur cette figure, la longueur $y_V^+ \simeq 10.8$ correspond à l'intersection entre la sous-couche laminaire et la sous-couche logarithmique, c'est-à-dire à la position de la zone de transition représentée sur la figure 1.5. Les modèles RANS haut-Reynolds, quant-à-eux, sont valables lorsque la maille M est située dans la sous-couche logarithmique, c'est-à-dire lorsque $30 < y_M^+ < 300$, comme représenté sur la figure 3.3 (b).

En s'appuyant sur les résultats de (Mincowycz and Sparrow, 1966), l'effet Dufour et l'effet Soret sont négligés dans les modèles RANS bas-Reynolds et RANS haut-Reynolds de la littérature. De plus, dans ces modèles, les transferts radiatifs sont négligés dans le but de simplifier le problème à modéliser.

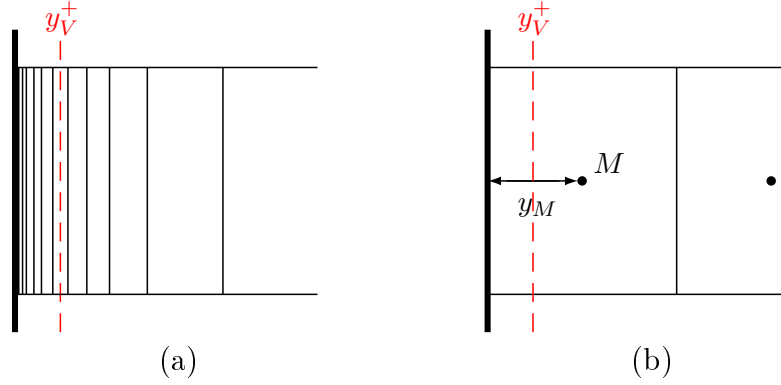


FIGURE 3.3 : Schéma du maillage au niveau de la paroi : (a) modèles RANS bas-Reynolds vérifiant $y_M^+ < 1$; (b) modèles RANS haut-Reynolds vérifiant $y_M^+ > 30$.

3.4.1 Modèles RANS bas-Reynolds

Les modèles de condensation en paroi RANS bas-Reynolds sont associés à un modèle de turbulence, tels que les modèles $k - \epsilon$ bas-Reynolds ou les modèles $k - \omega$ bas-Reynolds. Grâce au raffinement du maillage au niveau de la paroi ($y_M^+ < 1$), les termes $\bar{\tau}_p$, $\bar{q}_p$ et $\bar{j}_{k,p}$ peuvent être déterminés par approximation linéaire dans la maille M :

$$\bar{\tau}_p \cdot \vec{n} = \mu \frac{\vec{U}_M - \vec{U}_p}{y_M} \quad (3.48)$$

$$\bar{q}_p \cdot \vec{n} = -\lambda \frac{T_M - T_p}{y_M} + \sum_{k=1}^n C_{p,k} T_p \vec{j}_{k,p} \cdot \vec{n} \quad (3.49)$$

$$\bar{j}_{k,p} \cdot \vec{n} = -\rho \mathcal{D}_k \frac{Y_{k,M} - Y_{k,p}}{y_M} \quad (3.50)$$

Dans l'expression du flux thermique en paroi (3.49), le flux thermique d'inter-diffusion est pris en compte. Suivant les modèles, les propriétés physiques sont définies soit à l'interface, soit au centre de la maille M . Pour les mélanges gazeux multi-espèces, la matrice des coefficients de diffusion est en général remplacée par le coefficient de diffusion effectif $\mathcal{D}_k$ (voir section 2.2).

Dans (Leduc, 1995), l'expérience de condensation d'un mélange air-vapeur sur une paroi inclinée de (Huhtiniemi and Corradini, 1993) a été simulée avec le code TrioCFD en utilisant le modèle $k - \epsilon$ bas-Reynolds de (Jones and Launder, 1972), en régime de convection mixte. Les résultats de simulation ont permis d'estimer assez correctement le flux thermique sauf pour le cas où la paroi est horizontale. Plus tard, (Bucci, 2009) a simulé avec le code Fluent les expériences COPAIN (Bazin and Castelli, 1999) et CONAN (Ambrosini et al., 2005) pour la condensation sur une paroi verticale en présence de gaz incondensables avec le modèle de turbulence "Re-Normalisation Group" (RNG) $k - \epsilon$ de (Yakhot et al., 1992). Les résultats de simulation correspondent assez bien aux mesures expérimentales. Récemment, un modèle a été développé par (Vijaya Kumar et al., 2021) dans le code OpenFoam pour un mélange gazeux multi-espèces, dans lequel la turbulence est résolue par le modèle $k - \omega$ SST. Les résultats de simulation obtenus avec ce modèle

approchent bien les données expérimentales du dispositif SETCOM (Kelm et al., 2019). Certains essais COPAIN ont aussi été simulés par (Jiang, 2021) avec le code Cast3M avec le modèle de turbulence $k - \epsilon$ bas-Reynolds de (Chien, 1982). Les résultats de simulation obtenus sur ces essais COPAIN avec ce modèle RANS bas-Reynolds seront comparés au chapitre 5 aux résultats des modèles de condensation proposés dans cette thèse.

Le choix du modèle turbulence RANS bas-Reynolds a une influence sur les résultats de simulation. Dans la thèse de (Bucci, 2009), la condensation en paroi a été simulée avec le modèle $k - \omega$ de (Wilcox, 2006), les $k - \epsilon$ de (Abe et al., 1994) et (Yang and Shih, 1993), et le modèle RNG $k - \epsilon$ de (Yakhot et al., 1992), dans le but de déterminer le modèle de turbulence le mieux adapté. Les modèles ont été comparés selon trois critères. Le premier critère est la capacité des modèles de turbulence à retrouver les profils de vitesse expérimentaux de (Favre et al., 1966), dans le cas d'un écoulement isotherme avec aspiration. Le second critère est une comparaison des nombres de Nusselt, de Sherwood et le coefficient de frottement obtenu par simulations avec des corrélations de la littérature, pour des écoulements avec transfert de chaleur ou transfert de masse et de chaleur. Le troisième critère est l'effet du terme source explicite (3.44) sur le transfert de masse. Au final, cette étude a conclu que le modèle de turbulence RNG $k - \epsilon$ est le plus performant, puisque ce modèle permet de mieux tenir compte de l'effet d'aspiration et qu'il est moins sensible au raffinement du maillage. En supplément, cette étude a conclu que le terme source de quantité de mouvement (3.44) influence peu la composante de la vitesse dans la direction normale à la paroi.

Toujours dans la thèse de (Bucci, 2009), le coefficient de diffusion effectif (2.36) a été comparé à la matrice des coefficients de diffusion (2.35) pour un mélange air-vapeur-hélium. Cette étude a conclu que l'utilisation du coefficient de diffusion effectif est une bonne approximation pour ce mélange.

Comme évoqué au paragraphe 2.6.3, la condition de raffinement en maillage $y_M^+ < 1$ limite l'utilisation des modèles de turbulence RANS bas-Reynolds à des volumes relativement petit, de l'ordre du m^3 . Ainsi, d'autres modèles moins coûteux ont été proposés pour pouvoir simuler la condensation dans des volumes tels que l'atmosphère de l'enceinte de confinement d'un réacteur nucléaire.

3.4.2 Modèles RANS haut-Reynolds avec corrélations

Les modèles de condensation RANS haut-Reynolds avec corrélations peuvent être classés dans deux groupes : les modèles basés sur des corrélations de transfert de masse empiriques et les modèles basés sur l'analogie entre le transfert de masse et le transfert d'énergie. Ces modèles ont pour principal avantage d'avoir un coût de calcul nettement plus faible que les modèles RANS bas-Reynolds. Dans les modèles RANS haut-Reynolds avec corrélations, le flux thermique d'inter-diffusion est négligé, ce qui revient à supposer que $q_p \simeq q_{\lambda_p}$.

Pour les modèles du premier groupe, le flux de masse par condensation est évalué par une corrélation empirique basée sur des expériences de condensation. Dans le modèle de (Martin-Valdepeñas et al., 2005), ce flux de masse est évalué par la formule de (Terasaka and Makita, 1997) qui a été établie à partir des données expérimentales de (Asano et al., 1979) et des résultats de simulation de (Kim and Corradini, 1990). Le flux thermique q_p et la contrainte de cisaillement à la paroi τ_p sont eux évalués par les fonctions de paroi

usuelles, et la turbulence est résolue par le modèle standard $k - \epsilon$. Un autre modèle de condensation similaire a été proposé par (Kljenak et al., 2006), où le flux de masse est évalué par la corrélation de (Uchida et al., 1965). La principale limite de ces modèles est qu'ils ne sont valides que dans le domaine des conditions physiques dans lequel la corrélation a été établie.

Pour les modèles du second groupe, le flux de masse lié à la condensation est évalué par une corrélation de transfert thermique ou une corrélation de frottement, grâce à l'application de l'analogie entre le transfert de masse et le transfert d'énergie qui a été détaillée à la section 3.3. Dans un des modèles proposés par (Martin-Valdepeñas et al., 2005), le flux de masse par condensation est estimé par la corrélation de transfert thermique de (McAdams, 1978) qui a été établie pour le régime de convection naturelle turbulente :

$$\text{Nu} = 0.13 (\text{Gr Pr})^{1/3} \xRightarrow{\text{analogie}} \text{Sh} = 0.13 (\text{Gr Sc})^{1/3} \quad (3.51)$$

Les termes τ_p et q_p sont évalués par des fonctions de paroi usuelles, et le modèle standard $k - \epsilon$ est résolu dans le coeur de l'écoulement. Un modèle similaire a été proposé par (Bucci, 2009) dans lequel le flux de masse est évalué soit par la corrélation de Mc Adams en le régime de convection naturelle (3.51), soit par la corrélation de (Schlichting and Gersten, 2000) en régime de convection forcée exprimée par :

$$\text{Nu} = 0.0296 \text{Re}^{4/5} \text{Pr}^{1/3} \xRightarrow{\text{analogie}} \text{Sh} = 0.0296 \text{Re}^{4/5} \text{Sc}^{1/3} \quad (3.52)$$

Un modèle de condensation en gouttes basé sur l'analogie entre le transfert de masse et le transfert d'énergie a été développé dans le code diphasique NEPTUNE_CFD, et il est décrit dans (Mimouni et al., 2011). Dans ce modèle, le flux thermique q_p est estimé par la corrélation Mc Adams, et le flux massique de condensation $\rho_p V_p$ est évalué à l'aide de la corrélation (Ranz and Marschall, 1952), qui a été établie initialement pour estimer le transfert thermique lors de l'évaporation d'une goutte. En appliquant l'analogie, le nombre de Sherwood en régime de convection forcée est estimé par :

$$\text{Nu} = 2 + 0.56 \text{Re}_d^{1/2} \text{Pr}^{1/3} \xRightarrow{\text{analogie}} \text{Sh} = 2 + 0.56 \text{Re}_d^{1/2} \text{Sc}^{1/3} \quad (3.53)$$

où $\text{Re}_d = \frac{Ud}{\nu}$ est le nombre de Reynolds qui caractérise l'écoulement autour d'une goutte de diamètre d . Le flux de masse total par condensation est ensuite obtenu en multipliant le flux de masse autour d'une goutte par le nombre de gouttes n au niveau de la paroi, où n est calculé par un modèle. Dans ce modèle, la contrainte de cisaillement à la paroi τ_p est évaluée par la fonction de paroi de (Driest, 1956).

Dans les modèles qui ont été évoqués ci-dessus, comme le champ de vitesse et parfois le champ de température sont résolus à partir de fonctions de paroi, les mailles M en contact avec la paroi doivent être situées à l'intérieur de la couche logarithmique ($30 < y_M^+ < 300$). Les corrélations, quant-à-elles, sont appliquées avec les données locales alors qu'elles ont été initialement définies à partir des propriétés de l'écoulement hors de la couche limite. Par conséquent, les modèles RANS haut-Reynolds avec corrélations permettent d'obtenir une estimation plus ou moins correcte des flux thermique et massique, mais ils ne permettent pas de simuler correctement les phénomènes locaux.

3.4.3 Modèles RANS haut-Reynolds avec fonctions de paroi

Une fonction de paroi haut-Reynolds est une fonction approchée du profil de vitesse, de température ou de fraction massique dans la couche limite turbulente. Grâce aux fonctions de paroi, il est possible d'estimer la contrainte de cisaillement τ_p , le flux thermique $q_{\lambda,p}$ et le flux de diffusion massique $j_{k,p}$ lorsque la maille proche paroi se situe dans la couche interne $30 < y_M^+ < 300$. Ainsi, les modèles RANS haut-Reynolds avec fonctions de paroi ont un coût de calcul nettement plus faible que les modèles RANS bas-Reynolds. Dans les modèles RANS haut-Reynolds avec corrélations évoqués précédemment, la contrainte de cisaillement et le flux thermique étaient généralement évalués par des fonctions de paroi, mais pas le flux de diffusion massique. Le flux thermique d'inter-diffusion q_h est généralement négligé dans les fonctions de paroi de température, ce qui revient à supposer que $q_p = q_{\lambda,p}$.

Les fonctions de paroi de vitesse, de température et de fraction massique sont généralement exprimées avec les grandeurs sans dimension définies ci-dessous :

$$U^+ = \frac{U}{U_\tau} \quad (3.54)$$

$$T^+ = \rho C_p U_\tau \frac{T_p - T}{q_{\lambda,p}} \quad (3.55)$$

$$Y_k^+ = \rho U_\tau \frac{Y_{k,p} - Y_k}{j_{k,p}} \quad (3.56)$$

où U_τ est la vitesse de frottement donnée par $U_\tau = (\tau_p/\rho)^{1/2}$.

Fonctions de paroi en régime de convection forcée

La fonction de paroi de Von Karman est généralement implémentée dans les codes RANS haut-Reynolds pour approcher le profil de vitesse dans la couche limite. Cette loi a été déterminée pour le régime de convection forcée, en supposant que la contrainte de cisaillement est constante dans la sous-couche interne. Les fluctuations turbulentes sont modélisées dans la sous-couche logarithmique par la théorie de longueur de mélange de Prandtl $L = \kappa y$. Cette loi permet d'exprimer la vitesse sans dimension U^+ en fonction de la distance sans dimension y^+ par la relation :

$$U^+ = \begin{cases} y^+ & 0 < y^+ < y_V^+ \\ \frac{1}{\kappa} \ln y^+ + 5.5 & y_V^+ < y^+ \end{cases} \quad (3.57)$$

où $\kappa = 0.41$ est la constante de Von Karman et $y_V^+ \simeq 10.8$ est l'épaisseur de la sous-couche laminaire. En régime de convection forcée, la fonction de paroi de Von Karman a été étendue pour les champs de température et de fraction massique dans (Kader, 1981). La fonction de paroi de température sans dimension s'écrit :

$$T^+ = \begin{cases} \text{Pr } y^+ & 0 < y^+ < y_T^+ \\ \text{Pr}_t (U^+ + P_T) & y_T^+ < y^+ \end{cases} \quad (3.58)$$

où y_T^+ est l'intersection des deux formules, et P_T est une constante introduite par (Jayatilleke, 1966) :

$$P_T = 9.24 \left[\left(\frac{\text{Pr}}{\text{Pr}_t} \right)^{3/4} - 1 \right] \left[1 + 0.28 \exp \left(-0.007 \frac{\text{Pr}}{\text{Pr}_t} \right) \right] \quad (3.59)$$

Dans (Kader, 1981), la fonction de paroi de fraction massique est obtenue en remplaçant les termes liés au champ de température par les termes liés au champ de fraction massique dans l'expression (3.58) :

$$Y_k^+ = \begin{cases} \text{Sc } y^+ & 0 < y^+ < y_k^+ \\ \text{Sc}_t (U^+ + P_k) & y_k^+ < y^+ \end{cases} \quad (3.60)$$

où y_k^+ est l'intersection des deux formules, et P_k est la constante de Jayatilleke de l'espèce k adaptée au transfert de masse. Pour un mélange gazeux, les nombres de Prandtl turbulent et Schmidt turbulent sont généralement fixés à $\text{Pr}_t = \text{Sc}_t = 0.9$, tels que dans (Vijaya Kumar et al., 2021). Les grandeurs sans dimension y^+ , U^+ , T^+ et Y_k^+ sont parfois substituées par d'autres grandeurs sans dimension définies en fonction de l'énergie cinétique turbulente k_M dans la maille proche paroi M (voir (Craft et al., 2002)) :

$$y^* = \frac{k_M^{1/2} y}{\nu} \quad (3.61)$$

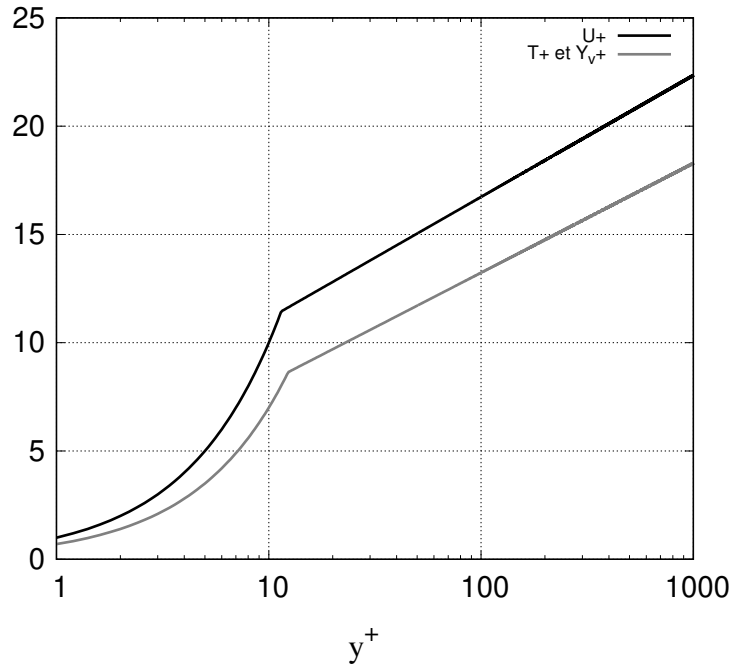
$$U^* = \frac{\rho U k_M^{1/2}}{\tau_p} \quad (3.62)$$

$$T^* = \rho C_p k_M^{1/2} \frac{T_p - T}{q_{\lambda,p}} \quad (3.63)$$

$$Y_k^* = \rho k_M^{1/2} \frac{Y_{k,p} - Y_k}{j_{k,p}} \quad (3.64)$$

Pour les couches limites turbulentes développées en régime de convection forcée, les deux types de grandeurs sans dimension définies permettent d'obtenir des résultats similaires. Ces fonctions de paroi pour U^+ , T^+ et Y_k^+ sont généralement appelées fonctions de paroi standards ou fonctions de paroi de Von Karman, et elles sont représentées sur la figure 3.4 pour $\text{Pr} = \text{Sc} = 0.7$ et $\text{Pr}_t = \text{Sc}_t = 0.9$. Les fonctions de paroi standards sont parfois formulées de façon légèrement différentes par rapport à celles détaillées ci-dessus.

Des modèles de condensation basés sur les fonctions de paroi standards ont été proposés pour les mélanges binaires air-vapeur. Les fonctions de paroi standards ont d'abord été testées dans (Kim and Corradini, 1990), pour simuler la condensation en paroi à l'intérieur du dispositif "Carolinas-Virginia Tube Reactor" (CVTR), qui est la reproduction d'une enceinte de confinement à échelle réelle. Dans cette étude, le modèle RANS haut-Reynolds avec fonctions de paroi a été comparé avec un modèle RANS haut-Reynolds avec corrélation. Les résultats de simulation permettent d'observer que c'est le modèle de fonctions de paroi standards qui donne la meilleure estimation de la condensation dans l'enceinte. Les fonctions de paroi standards ont aussi été comparées à des modèles RANS bas-Reynolds dans (Dehbi, 2013) et (Vijaya Kumar et al., 2021). En régime de convection forcée, les fonctions de paroi standards permettent d'obtenir des résultats similaires aux

FIGURE 3.4 : Profils logarithmiques des fonctions de paroi standards pour $Pr = Sc = 0.7$.

modèles RANS bas-Reynolds. En revanche, pour les régimes de convection naturelle et mixte, les fonctions de paroi standards ont tendance à sous-estimer les flux en paroi, et les profils de vitesse, de température et de fraction massique ne correspondent plus aux résultats de simulation RANS bas-Reynolds. Cette différence observée sur le profil de vitesse est notamment liée à la non prise en compte des effets de la gravité dans la fonction de paroi de Von Karman.

Dans (Leduc, 1995), les fonctions de paroi standards ont été modifiées pour tenir compte du phénomène d'aspiration dans la couche limite. Ce modèle RANS haut-Reynolds avec fonctions de paroi a été validé sur les expériences de (Huhtiniemi and Corradini, 1993) pour la condensation d'un mélange gazeux air-vapeur sur une paroi inclinable. En régime de convection forcée, ces fonctions de paroi permettent d'améliorer l'estimation du flux thermique lié au phénomène de condensation par rapport aux fonctions de paroi standards. En revanche, les résultats de simulation diffèrent significativement des données expérimentales pour les cas de condensation sur une paroi horizontale.

La fonction de paroi de Van Driest a aussi été modifiée pour traiter le phénomène de condensation en paroi en présence de gaz incondensables. Comme la fonction de paroi de Von Karman, elle permet d'estimer le profil de vitesse en paroi à l'aide de la théorie de longueur de mélange de Prandtl. La longueur de mélange de Van Driest est le produit de la longueur de mélange de Von Karman par une fonction d'amortissement qui permet de tenir compte de la présence de la sous-couche laminaire :

$$L^+ = \kappa y^+ (1 - e^{-\frac{y^+}{A^+}}) \quad (3.65)$$

où $A^+ = 26$ est le facteur d'amortissement. Cette loi a été étendue au champ de température dans (Cebeci, 1973), et elle peut être étendue au champ de fraction massique de façon analogue. Pour tenir compte du phénomène d'aspiration dans la couche limite au

niveau d'une paroi plane, (Cebeci, 1970) a modifié le facteur d'amortissement en fonction de la vitesse d'aspiration V_p par :

$$A_C^+ = A^+ \sqrt{e^{-y_V^+ V_p^+}} \quad (3.66)$$

où $V_p^+ = V_p/U_\tau$ est la vitesse d'aspiration sans dimension et $y_V^+ = 11.8$ est l'épaisseur de la sous-couche laminaire. Comme cette première modification du facteur d'amortissement ne tient pas compte de la modification de l'épaisseur de la sous-couche laminaire y_V^+ causée par phénomène d'aspiration, (Lehmkuhl et al., 2016) ont proposé une seconde modification :

$$y_V^+ = 27 e^{-\left(\frac{V_p^+ - 0.09}{0.09}\right)^2} \quad (3.67)$$

Ce dernier modèle a été validé à l'aide de mesures expérimentales du champ de vitesse réalisées par (Favre et al., 1966) pour un écoulement isotherme avec aspiration. Les résultats ont montré que ce modèle permet d'améliorer l'estimation du profil de vitesse en paroi par rapport à la fonction de paroi de Van Driest initiale. En conclusion de leur étude, ils suggèrent la possibilité d'étendre cette fonction de paroi aux champs de température et de fraction massique, et aussi la possibilité de prendre en compte l'influence de la gravité sur le profil de vitesse.

Récemment, (Muto et al., 2019) ont développé un modèle itératif de fonctions de paroi basé sur la fonction de paroi de Van Driest, pour simuler l'écoulement turbulent d'un mélange réactif au niveau d'une paroi. Ce modèle permet d'obtenir les fonctions de paroi de vitesse, de température et de fraction massique en tenant compte du flux thermique d'inter-diffusion. En revanche, l'effet de la gravité et le phénomène d'aspiration ne sont pas pris en compte dans le modèle, puisque ce modèle est appliqué à un écoulement en régime de convection forcée avec une vitesse normale nulle. Les résultats de simulation ont montré que ce modèle permet d'approcher les profils de vitesse et de température obtenus par simulations DNS en l'absence de condensation. En se basant sur cette méthode itérative, (Jiang, 2021) a développé un modèle de fonctions de paroi pour la condensation qui tient compte à la fois du phénomène d'aspiration et du flux thermique d'inter-diffusion. Le phénomène d'aspiration est pris en compte en modifiant la valeur du facteur d'amortissement A^+ dans la longueur de mélange (3.65) en fonction de la vitesse d'aspiration V_p . Pour cela, les valeurs de A^+ ont été ajustées pour correspondre au mieux aux mesures expérimentales de (Favre et al., 1966). Les résultats de simulation ont montré que la prise en compte du flux thermique d'inter-diffusion modifie significativement le profil de température au niveau de la paroi et l'estimation du flux thermique de convection. Cette méthode itérative a permis de retrouver les mesures expérimentales de (Fulachier et al., 1977) pour un écoulement turbulent en régime de convection forcée avec aspiration et transfert thermique. Ce modèle a aussi été comparé aux essais de condensation en paroi COPAIN (Bazin and Castelli, 1999). Cette fois, les profils de température et de fraction massique obtenus avec les fonctions de paroi diffèrent des mesures expérimentales, et ce pour tous les régimes de convection. Ces résultats peuvent être dus soit aux méthodes de mesure expérimentales, soit au modèle de fonctions de paroi. Les principaux facteurs pouvant expliquer ces écarts sont listés ci-dessous :

- L'effet de la gravité est négligé dans les fonctions de paroi. En régime de convection mixte ou naturelle, cet effet modifie considérablement le profil de vitesse ;

- La présence du film liquide est négligée dans les fonctions de paroi. Cela revient à négliger à la fois la résistance thermique du film liquide, et l'influence de l'écoulement du film liquide sur l'écoulement gazeux ;
- La viscosité turbulence est modélisée dans les fonctions de paroi à l'aide de la longueur de mélange de Van Driest, alors que ce modèle de turbulence n'a pas été validé pour la condensation en paroi ;
- Les mesures expérimentales ont une incertitude, notamment les mesures COPAIN de fraction massique qui sont jugées imprécises dans (Bucci, 2009) à cause du caractère intrusif de la méthode de mesure.

Fonctions de paroi pour tous les régimes de convection

En régime de convection naturelle et mixte, la gravité a un effet non négligeable qui s'observe notamment sur le champ de vitesse. En effet, comme l'illustre la figure 3.5, le profil de vitesse en régime de convection naturelle ($Ri > 20$) ne correspond pas à la fonction de paroi de Von Karman (courbe noire). Ainsi, pour ces régimes de convection, l'utilisation d'un modèle de fonctions de paroi qui néglige l'action de la gravité a tendance à sous-estimer les flux thermiques de conduction $q_{\lambda,p}$ et de condensation $q_{vap,p}$.

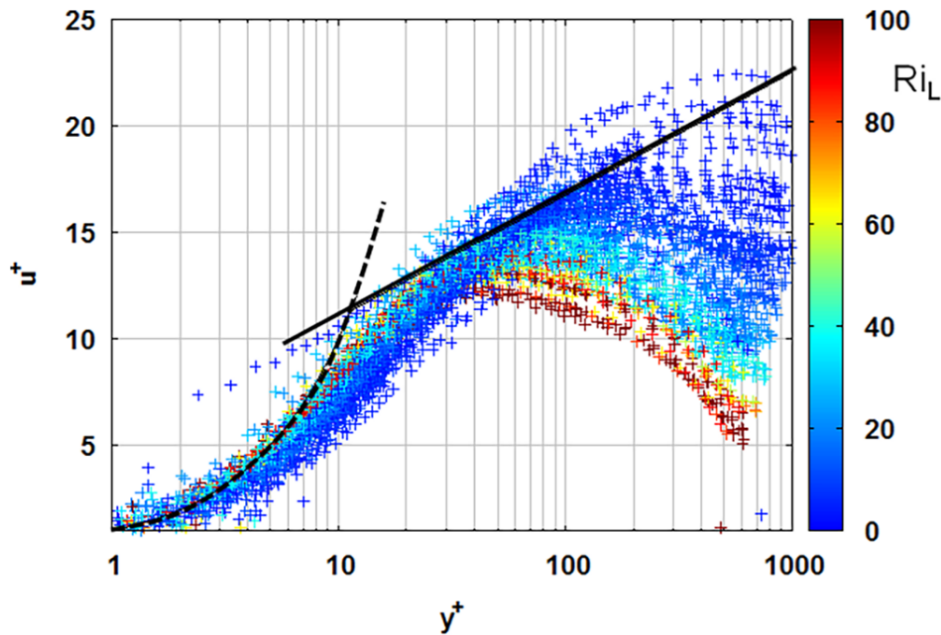


FIGURE 3.5 : Profils logarithmiques de vitesse sans dimension mesurés sur le dispositif expérimental SETCOM pour différents nombres de Richardson (Kelm et al., 2019)

Pour pouvoir traiter de tous les régimes de convection, (Li et al., 2019) ont proposé un modèle qui combine les fonctions de paroi standards valides en régime de convection forcée et des fonctions de paroi valides en régime de convection naturelle. Dans ce modèle, seuls les champs de température et de fraction massique sont modifiés en fonction du régime de convection, et le champ de vitesse est estimé par la fonction de paroi de Von Karman. En régime de convection naturelle, les fonctions de paroi dépendent de constantes

qui ont été déterminées à partir de résultats de simulation DNS sans condensation et de mesures expérimentales. Pour que le modèle soit aussi valable en régime de convection mixte, une fonction de pondération $\Psi(\text{Ri})$ calée sur des résultats de simulation DNS a été introduite, où Ri est le nombre de Richardson. Les résultats de simulation montrent que ce modèle est très dépendant de la taille des mailles au niveau de la paroi notamment pour les régimes de convection naturelle et mixte. Il faut noter que ce modèle ne tient pas compte des effets d'aspiration et du flux thermique d'inter-diffusion, puisque les constantes de modélisation sont basées sur des résultats de simulation DNS d'échange thermique sans condensation.

Un autre modèle de condensation RANS haut-Reynolds avec fonctions de paroi qui tient compte de la gravité a été développé par (Kelm et al., 2019) à partir de mesures expérimentales et de résultats de simulation RANS bas-Reynolds. Pour pouvoir tenir compte à la fois de l'influence de la gravité, du flux thermique d'inter-diffusion et de l'aspiration au niveau de la paroi, les fonctions de paroi proposées ne varient plus uniquement selon la distance sans dimension y^+ , mais aussi selon la force de gravité sans dimension F_g^+ et du flux thermique de condensation sans dimension q^+ . Les fonctions de paroi de vitesse, de température et de fraction massique sont obtenues en multipliant les fonctions de paroi standards par une fonction correctrice $\Psi(y^+, F_g^+, q^+)$. Dans cet article, la fonction correctrice a été déterminée uniquement à partir des mesures de vitesse réalisées sur le dispositif expérimental de condensation en paroi SETCOM (voir figure 3.5) et de résultats de simulation RANS bas-Reynolds.

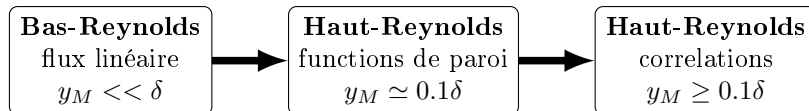
RÉSUMÉ

Ce chapitre avait pour objectif de passer en revue les différents modèles de condensation en film de la littérature et de détailler les résultats importants qui ont été obtenus avec ces modèles. Dans un premier temps, les modèles de film liquide laminaire, les modèles de la couche limite de diffusion laminaire ainsi que l'analogie entre le transfert de masse et le transfert d'énergie ont été détaillés. Ensuite, les modèles RANS pour la condensation en film ont été décrits.

Les modèles de la couche limite de diffusion laminaire ont permis de montrer que lors de la condensation en paroi en présence de gaz incondensables, la résistance interfaciale ainsi que les effets Soret et Dufour peuvent être négligés, mais que le flux thermique d'inter-diffusion et la surchauffe du gaz ne sont pas toujours négligeables. De plus, les résultats obtenus avec ces modèles sont en accord avec les observations expérimentales de (Al-Diwany and Rose, 1973), à savoir que la présence de gaz incondensables entraîne une diminution importante des flux thermique et massique.

En général, comme l'écoulement de gaz est turbulent lors de la condensation en paroi en présence de gaz incondensables, les modèles de la couche limite de diffusion laminaire ne sont pas adaptés. L'analogie entre le transfert de masse et le transfert d'énergie, quant-à-elle, peut-être appliquée aux écoulements turbulents. En revanche, cette méthode ne permet pas de résoudre localement la couche limite de diffusion, et le flux thermique d'inter-diffusion est négligé pour obtenir l'analogie.

Les modèles de condensation RANS permettent de tenir compte de la turbulence. Les familles de modèles RANS sont classées ci-dessous par ordre croissant en fonction de la taille des mailles en paroi y_M , où δ est l'épaisseur de la couche limite.



Les modèles de condensation RANS bas-Reynolds permettent de simuler assez correctement le phénomène de condensation en paroi pour chaque régime de convection. En contrepartie, ces modèles sont coûteux puisqu'ils nécessitent de mailler finement au niveau des parois.

Les modèles de condensation RANS haut-Reynolds avec corrélations peinent à estimer correctement le phénomène de condensation en paroi, puisque les corrélations sont appliquées dans ces modèles avec des données locales alors qu'elles ont été établies initialement à partir de données non locales.

Plusieurs modèles de condensation RANS haut-Reynolds avec fonctions de paroi ont été proposés pour simuler la condensation en régime de convection forcée. Ces modèles sont basés sur la théorie de longueur de mélange de Prandtl, et certains d'entre eux tiennent compte du flux thermique d'inter-diffusion et du phénomène d'aspiration. Pour que les fonctions de paroi soient valables en régime de convection mixte et naturelle, elles doivent tenir compte de l'effet de la gravité.

Chapitre 4

Développement de fonctions de paroi pour la condensation en régime de convection forcée, mixte et naturelle

Ce travail de thèse a consisté dans un premier temps à développer un modèle RANS haut-Reynolds avec fonctions de paroi valables pour chaque régime de convection, ce qui signifie que les fonctions de paroi doivent tenir compte des effets de gravité. Dans un second temps, l'effet de l'aspiration et le flux thermique d'inter-diffusion ont été pris en compte dans le modèle en plus de l'effet de la gravité. Dans ce chapitre, les différentes étapes de développement qui ont mené à l'établissement d'un modèle de condensation en paroi sont décrites.

La première étape de développement qui fait l'objet de la section 4.1 a consisté à étudier la capacité de la fonction de paroi de vitesse de Van Driest à être modifiée pour tenir compte de la force de gravité. Au vu des résultats, l'étude s'est reportée sur une autre méthode : le modèle de fonctions de paroi semi-analytiques de (Craft et al., 2002). Deux modèles de condensation ont été obtenus en se basant sur cette méthode. Le premier modèle, qui fera l'objet de la section 4.2, tient compte des effets de gravité. Le deuxième modèle qui est détaillé à la section 4.3 tient compte à la fois des effets de gravité, de l'effet d'aspiration et du flux thermique d'inter-diffusion. Les modifications des conditions aux limites du modèle de turbulence standard $k - \epsilon$ associées au modèle de fonctions de paroi semi-analytiques seront également détaillées à la section 4.4.

A la section 4.5, le code NEPTUNE_CFD est présenté, et les spécificités en lien avec l'implémentation des deux modèles de fonctions de paroi proposés dans ce code sont détaillées.

Dans tout ce chapitre, les modèles de fonctions de paroi sont basés sur les hypothèses suivantes :

- L'écoulement de couche limite est stationnaire et établi ;
 - Le gaz est un mélange binaire de vapeur et d'un gaz incondensable ;
 - La présence du film liquide au niveau de la paroi est négligée et la paroi est lisse.
- Les conditions à la paroi sont donc :

$$U(y=0) = 0; \quad T(y=0) = T_p; \quad Y_v(y=0) = Y_{v,p}$$

- ;
- La vapeur est à saturation à la paroi $T_p = T_{sat}$;
- Les transferts radiatifs, l'effet Soret et l'effet Dufour sont négligés.

Comme la présence du film liquide est négligée, les indices i sont remplacés par les indices p dans la suite, puisque les positions de l'interface entre le liquide et le gaz et de la paroi sont confondues.

4.1 Adaptation de la fonction de paroi de Van Driest au régime de convection mixte et naturelle

4.1.1 Les fonctions de paroi de Van Driest usuelles pour la condensation

Dans ce paragraphe, les effets de gravité, le flux thermique d'inter-diffusion et le phénomène d'aspiration sont négligés. Les fonctions de paroi de Van Driest usuelles obtenues à partir de ces hypothèses sont presque équivalentes aux fonctions de paroi standards décrites au paragraphe 3.4.3. Pour les champs de vitesse et de température, les fonctions de paroi détaillées ci-dessous correspondent à celles proposées dans (Driest, 1956) et (Cebeci, 1973). Au chapitre suivant, les fonctions de paroi développées dans cette thèse seront comparées à ces fonctions de paroi de Van Driest usuelles.

Fonction de paroi de vitesse

De façon similaire à la fonction de paroi standard de vitesse, la fonction de paroi de Van Driest est valable pour un écoulement incompressible en régime de convection forcée, et elle suppose que la contrainte de cisaillement τ est constante dans la sous couche interne ($y^+ < 300$) :

$$0 = \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{\partial U}{\partial y} - \rho \widetilde{U''V''} \right) \quad (4.1)$$

Le terme de fluctuation est modélisé par la théorie de longueur de mélange de Prandtl. Dans la sous couche interne, la longueur de mélange de Van Driest est donnée par :

$$L = \kappa y (1 - e^{-\frac{y}{A}}) \quad (4.2)$$

où κ est la constante de Von Karman et A est une constante de modélisation. Cette longueur de mélange est le produit de la longueur de mélange de Von Karman par une fonction d'amortissement, qui permet d'atténuer la longueur de mélange au niveau de la paroi lorsque les effets visqueux sont importants devant les fluctuations turbulentes. Dit-autrement, la fonction d'amortissement permet de tenir compte de la présence de la sous-couche laminaire au niveau de la paroi. Après intégration, l'équation (4.1) s'écrit sous la forme d'un polynôme :

$$\tau_p = \mu \frac{\partial U}{\partial y} + \rho L^2 \frac{\partial U}{\partial y} \left| \frac{\partial U}{\partial y} \right| \quad (4.3)$$

Lorsque $\frac{\partial U}{\partial y} = \left| \frac{\partial U}{\partial y} \right|$, la solution positive de ce polynôme écrite en fonction des variables sans dimension correspond à l'expression donnée dans (Driest, 1956) :

$$\frac{\partial U^+}{\partial y^+} = \frac{2}{1 + \sqrt{1 + 4\kappa^2 y^{+2} \left(1 - e^{-\frac{y^+}{A^+}}\right)^2}} \quad (4.4)$$

où la constante $A^+ = 26$ a été déterminée empiriquement. La fonction de paroi standard et la fonction de paroi de Van Driest sont tracées sur la figure 4.1. Elles sont très similaires hormis dans la zone de transition $5 < y^+ < 30$ entre la sous-couche laminaire et la sous-couche turbulente.

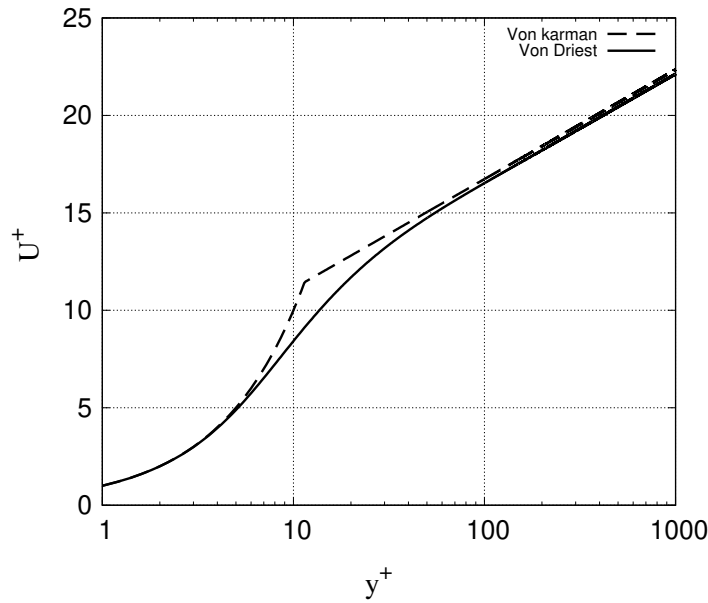


FIGURE 4.1 : Profils logarithmiques des fonctions de paroi standards et de Van Driest pour le champ de vitesse sans dimension.

Dans une maille M en contact avec une paroi, la contrainte de cisaillement τ_p peut être estimée avec la fonction de paroi de Van Driest à partir des données dans la maille U_M , y_M et ν_M en utilisant la relation :

$$y_M^+ U_M^+ = y_M^+ U^+(y_M^+) = \frac{U_M y_M}{\nu_M} \quad (4.5)$$

En effet, comme le produit $y^+ U^+$ est strictement croissant en fonction de y^+ , il existe une unique valeur de y_M^+ qui vérifie la relation (4.5). Une fois que y_M^+ a été déterminé, la contrainte de cisaillement à la paroi τ_p est obtenue avec la formule (3.47).

Fonctions de paroi de température et de fraction massique

La fonction de paroi de Van Driest a été étendue au champ de température par (Cebeci, 1973), et elle peut également être étendue au champ de fraction massique en procédant de façon analogue. Pour cela, le flux thermique d'inter-diffusion est négligé, et le flux

thermique q et le flux de diffusion massique de la vapeur j_v sont supposés constants dans la couche limite :

$$0 = \frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial y} - \rho C_p \widetilde{T'' V''} \right) \quad (4.6)$$

$$0 = \frac{\partial}{\partial y} \left(\rho \mathcal{D} \frac{\partial Y_v}{\partial y} - \rho \widetilde{Y_v'' V''} \right) \quad (4.7)$$

Les termes de fluctuations sont modélisés en introduisant une longueur de mélange pour la température L_T et une longueur de mélange pour la fraction massique L_Y de façon analogue à la longueur de mélange du champ de vitesse :

$$L_T = \kappa_T y (1 - e^{-\frac{y}{B}}) \quad (4.8)$$

$$L_Y = \kappa_Y y (1 - e^{-\frac{y}{C}}) \quad (4.9)$$

où κ_T et B sont les constantes liées au champ de température et κ_Y et C sont les constantes liées au champ de fraction massique. L'intégration des équations de couche limite mène aux expressions du flux thermique $q_{\lambda,p}$ et du flux de diffusion massique $j_{v,p}$ suivantes :

$$q_{\lambda,p} = -\lambda \frac{\partial T}{\partial y} + \rho C_p L_T \frac{\partial T}{\partial y} \left| \frac{\partial U}{\partial y} \right| \quad (4.10)$$

$$j_{v,p} = -\rho \mathcal{D} \frac{\partial Y_v}{\partial y} + \rho L_Y \frac{\partial Y_v}{\partial y} \left| \frac{\partial U}{\partial y} \right| \quad (4.11)$$

En fonction de la température sans dimension T^+ et de la fraction massique sans dimension Y_v^+ définies par les formules (3.55) et (3.56), les expressions (4.10) et (4.11) s'écrivent :

$$\frac{\partial T^+}{\partial y^+} = \left[\frac{1}{\text{Pr}} + \kappa_T \kappa y^{+2} \left(1 - e^{-\frac{y^+}{A^+}} \right) \left(1 - e^{-\frac{y^+}{B^+}} \right) \frac{\partial U^+}{\partial y^+} \right]^{-1} \quad (4.12)$$

$$\frac{\partial Y_v^+}{\partial y^+} = \left[\frac{1}{\text{Sc}} + \kappa_Y \kappa y^{+2} \left(1 - e^{-\frac{y^+}{A^+}} \right) \left(1 - e^{-\frac{y^+}{C^+}} \right) \frac{\partial U^+}{\partial y^+} \right]^{-1} \quad (4.13)$$

Dans (Cebeci, 1973), les constantes du champ de température ont été calées à partir de données expérimentales, et elles valent en régime de convection forcée $\kappa_T = 0.44$ et $B^+ = 35$. Pour le champ de fraction massique, les constantes n'ont pas été déterminées en raison d'un manque de données expérimentales. Néanmoins, comme l'équation de couche limite de la fraction massique (4.7) s'écrit de façon analogue à celle de la température (4.6), ces constantes peuvent être estimées par analogie : $\kappa_Y = \kappa_T$ et $C^+ = B^+$. Dans ce cas de figure, les fonctions de paroi de température et de fraction massique sont égales lorsque $\text{Pr} = \text{Sc}$.

En intégrant numériquement ces équations, les profils sans dimension de température $T^+(y^+)$ et de fraction massique $Y_v^+(y^+)$ sont estimés dans la couche limite. Ensuite, le flux thermique $q_{\lambda,p}$ et le flux de diffusion massique de la vapeur $j_{v,p}$ peuvent être estimés en y_M par les expressions :

$$q_{\lambda,p} = \rho C_p U_\tau \frac{T_p - T_M}{T_M^+} \quad (4.14)$$

$$j_{v,p} = \rho U_\tau \frac{Y_{v,p} - Y_{v,M}}{Y_{v,M}^+} \quad (4.15)$$

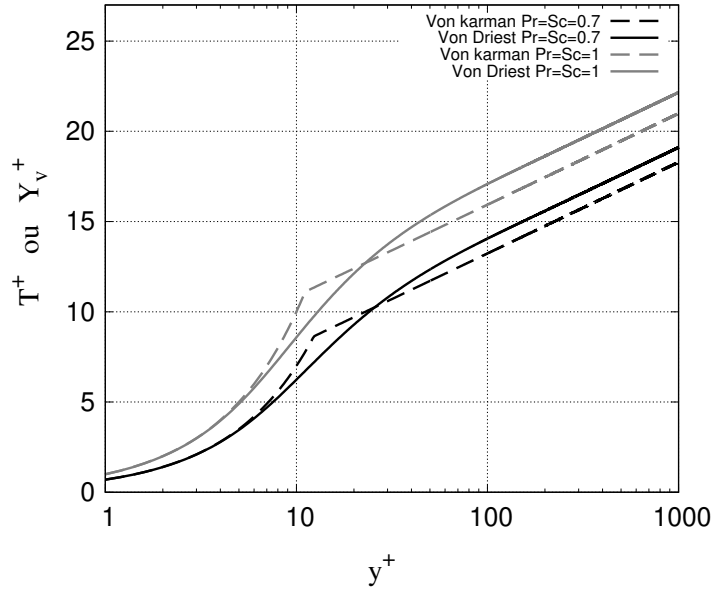


FIGURE 4.2 : Profils logarithmiques des fonctions de paroi standards et de Van Driest pour les champs de température et de fraction massique de vapeur, avec $Pr = Sc = 1.0$ et $Pr = Sc = 0.7$.

Les fonctions de paroi de Van Driest pour les champs de température et de fraction massique sont comparées aux fonctions de paroi standards sur la figure 4.2. Pour les nombres de Prandtl ou Schmidt de 0.7 et 1, un écart inférieur à 10 % est observé entre les fonctions de paroi standards et de Van Driest dans la sous-couche logarithmique ($y^+ > 30$).

4.1.2 Prise en compte de la gravité dans les fonctions de paroi de Van Driest

Ci-dessous, la méthode suivie est similaire à celle qui a permis d'obtenir les expressions des fonctions de paroi de Van Driest usuelles au paragraphe 4.1.1. Pour tenter de tenir compte de l'effet de la gravité dans les fonctions de paroi, il faut résoudre le système d'équations suivant :

$$0 = \frac{\partial}{\partial y} \left((\mu + \mu_t) \frac{\partial U}{\partial y} \right) + g(\rho - \rho_\infty) \quad (4.16)$$

$$0 = \frac{\partial}{\partial y} \left((\lambda + \lambda_t) \frac{\partial T}{\partial y} \right) \quad (4.17)$$

$$0 = \frac{\partial}{\partial y} \left(\rho(\mathcal{D} + \mathcal{D}_t) \frac{\partial Y_v}{\partial y} \right) \quad (4.18)$$

où les termes turbulents μ_t , λ_t et $\mathcal{D}_t$ sont modélisés par la longueur de mélange de Van Driest :

$$\mu_t = \rho L^2 \left| \frac{\partial U}{\partial y} \right| \quad (4.19)$$

$$\lambda_t = \rho C_p L L_T \left| \frac{\partial U}{\partial y} \right| \quad (4.20)$$

$$\mathcal{D}_t = LL_Y \left| \frac{\partial U}{\partial y} \right| \quad (4.21)$$

où la masse volumique ρ dans l'équation (4.16) peut être approchée par la formule (2.6) en fonction de la température et de la fraction molaire ou massique.

A la différence des fonctions de paroi de Van Driest usuelles, ce système d'équations est couplé, puisque la masse volumique ρ dans l'équation (4.16) dépend de la température et de la fraction massique, et que les termes turbulents λ_t et $\mathcal{D}_t$ dans les équations (4.17) et (4.18) dépendent de la vitesse. Ce système d'équations peut être résolu en utilisant une méthode itérative, de façon similaire à (Jiang, 2021).

En revanche, la modélisation de la turbulence par la théorie de longueur de mélange de Prandtl ne semble pas adaptée pour traiter des régimes de convection naturelle et mixte. En effet, lorsque les effets de gravité sont suffisamment importants, un pic de vitesse est observé dans la couche limite. Le modèle de longueur de mélange implique que les termes turbulents μ_t (4.19), λ_t (4.20) et $\mathcal{D}_t$ (4.21) soient nuls au niveau du pic, ce qui signifie que les termes turbulents $\widetilde{U''V''}$, $\widetilde{T''V''}$ et $\widetilde{Y''V''}$ s'annuleront également. Ces résultats au niveau du pic de vitesse ne sont pas compatibles avec les résultats de simulation DNS de (Kasagi and Nishimura, 1997) pour un écoulement turbulent avec transfert thermique en régime de convection naturelle. En effet, les résultats de simulation DNS montrent que le terme de fluctuation d'énergie $\widetilde{T''V''}$ ne s'annule pas dans la couche limite malgré la présence du pic de vitesse. En fait, il n'est pas cohérent que la viscosité turbulente, la conductivité turbulente et le coefficient de diffusion turbulent s'annulent à l'intérieur de la couche turbulente, puisque cette zone est caractérisée par $\mu_t \gg \mu$, $\lambda_t \gg \lambda$ et $\mathcal{D}_t \gg \mathcal{D}$.

En raison de ce défaut de modélisation qui intervient en régime de convection mixte et naturelle pour les modèles de longueur de mélange de Prandtl, l'idée d'étendre la fonction de Van Driest a été écartée.

4.2 Généralisation du modèle de fonctions de paroi thermique de (Craft et al., 2002) à la condensation

Un modèle de fonctions de paroi qui tient compte des variations de la masse volumique dans un écoulement avec transfert de chaleur a été proposé par (Craft et al., 2002). Dans ce modèle, les fonctions de paroi de vitesse et de température sont obtenues par intégration des équations de la couche limite, en modélisant la viscosité turbulente et la conductivité turbulente dans la maille M à partir de l'énergie cinétique turbulente k_M . Ce modèle de fonctions de paroi a été validé pour un écoulement de convection mixte dans une conduite dont les parois sont froides. Les résultats ont montré que l'utilisation de ces fonctions de paroi semi-analytiques permet de retrouver les mesures expérimentales du flux thermique le long de la paroi. Ce modèle a pour avantage de pouvoir être modifié pour tenir compte d'effets supplémentaires. Ainsi, il a été appliqué aux écoulements en contact avec une paroi rugueuse dans (Suga et al., 2006), aux écoulements avec un nombre de Prandtl élevé dans (Suga, 2007), à l'interaction entre une onde de choc et la couche limite turbulente dans (Wang et al., 2017), et aux écoulements supersonic et hypersonic dans (Wang et al., 2023).

Au cours de cette thèse, le modèle de fonctions de paroi semi-analytiques a été généralisé au phénomène de condensation en paroi en présence de gaz incondensables.

A la différence du modèle de (Craft et al., 2002), cette application implique de résoudre l'équation de conservation de la fraction massique de vapeur en supplément aux équations de conservation de la quantité de mouvement et de l'énergie. Un premier modèle de fonctions de paroi pour la condensation est proposé dans cette section, dans lequel les effets de gravité sont pris en compte. La prise en compte du phénomène d'aspiration et du flux thermique d'inter-diffusion dans les fonctions de paroi fera l'objet de la section 4.3.

4.2.1 Approximation des propriétés du fluide dans la maille proche paroi

Lors de la condensation en paroi en présence de gaz incondensables, les viscosités μ et μ_t , les conductivités λ et λ_t ainsi que les coefficients de diffusion $\mathcal{D}$ et $\mathcal{D}_t$ peuvent varier considérablement dans la maille proche paroi. Dans le modèle de fonctions de paroi de (Craft et al., 2002), ces propriétés moléculaires et turbulentes de l'écoulement dans la maille proche paroi sont approchées par une fonction linéaire par morceaux.

Les propriétés moléculaires μ , λ et $\mathcal{D}$ varient notamment en fonction de la température et de la fraction massique. Dans la sous-couche laminaire $y < y_V$, comme les gradients de température et de fraction massique peuvent être importants et que les propriétés turbulentes sont négligeables, les variations des propriétés moléculaires peuvent avoir une influence non négligeable sur le phénomène proche paroi. En revanche, dans la couche turbulente, comme les propriétés moléculaires deviennent négligeables devant les propriétés turbulentes et que les gradients de T et Y_v sont moins importants, les variations des propriétés moléculaires peuvent être négligées. Dans le modèle de fonctions de paroi semi-analytiques de (Craft et al., 2002), la viscosité μ et la conductivité thermique λ sont approchées linéairement par morceaux dans la maille proche paroi par :

$$\gamma(y) = \begin{cases} \gamma_p + (\gamma_V - \gamma_p) \frac{y}{y_V} & \text{if } 0 < y < y_V \\ \gamma_V & \text{if } y > y_V \end{cases} \quad (4.22)$$

où $\gamma = \{\mu, \lambda\}$ et l'indice V désigne la frontière entre la sous-couche laminaire et la sous-couche logarithmique. Pour appliquer ce modèle à la condensation en paroi, une approximation analogue doit être introduite pour le champ de fraction massique. En revanche, dans la loi de Fick (2.22) le coefficient de diffusion $\mathcal{D}$ est multiplié par la masse volumique du fluide ρ , qui elle même varie dans la couche limite. Ainsi, pour simplifier la résolution de l'équation de conservation de la fraction massique, c'est le produit $\rho\mathcal{D}$ qui va être exprimé linéairement par morceaux dans les modèles de condensation en paroi proposés :

$$(\rho\mathcal{D})(y) = \begin{cases} \rho_p\mathcal{D}_p + (\rho_V\mathcal{D}_V - \rho_p\mathcal{D}_p) \frac{y}{y_V} & \text{if } 0 < y < y_V \\ \rho_V\mathcal{D}_V & \text{if } y > y_V \end{cases} \quad (4.23)$$

Le profil linéaire par morceaux des propriétés moléculaires $\gamma = \{\mu, \lambda, \rho\mathcal{D}\}$ est représenté sur la figure 4.3 (a).

Les propriétés turbulentes μ_t , λ_t et $\mathcal{D}_t$ servent à décrire l'influence des fluctuations turbulentes sur le champs moyen. Dans la sous-couche laminaire, la diffusion s'opère

principalement à l'échelle moléculaire, ce qui signifie que $\gamma \gg \gamma_t$. En revanche, dans la couche turbulente, le fluide se diffuse essentiellement sous l'effet des fluctuations turbulentes. Dans (Craft et al., 2002), la viscosité turbulente au centre de la maille $\mu_{t,M}$ est évaluée à l'aide du modèle de turbulence standard $k - \epsilon$ par :

$$\mu_{t,M} = \rho_M c_\mu \frac{k_M^2}{\epsilon_M} \quad (4.24)$$

Cette valeur permet ensuite d'approcher linéairement par morceaux le profil de la viscosité turbulente dans la maille par :

$$\mu_t(y) = \begin{cases} 0 & \text{si } 0 < y < y_V \\ \mu_{t,M} \frac{y - y_V}{y_M - y_V} & \text{sinon} \end{cases} \quad (4.25)$$

Ensuite, le profil de la conductivité thermique turbulente est obtenu via la relation :

$$\lambda_t(y) = \frac{C_{p,M} \mu_t(y)}{\text{Pr}_t} \quad (4.26)$$

Pour appliquer ce modèle à la condensation en paroi, le profil du produit $\rho \mathcal{D}_t$ va être obtenu de façon analogue à la conductivité thermique turbulente par la relation :

$$(\rho \mathcal{D}_t)(y) = \frac{\mu_t(y)}{\text{Sc}_t} \quad (4.27)$$

Le profil linéaire par morceaux des propriétés turbulentes $\gamma_t = \{\mu_t, \lambda_t, \rho \mathcal{D}_t\}$ est représenté sur la figure 4.3 (b). Dans les modèles de fonctions de paroi semi-analytiques appliqués à la condensation proposés dans cette thèse, les valeurs des nombres de Prandtl turbulent et Schmidt turbulent sont fixées à $\text{Pr}_t = \text{Sc}_t = 0.9$, de façon similaire à (Vijaya Kumar et al., 2021).

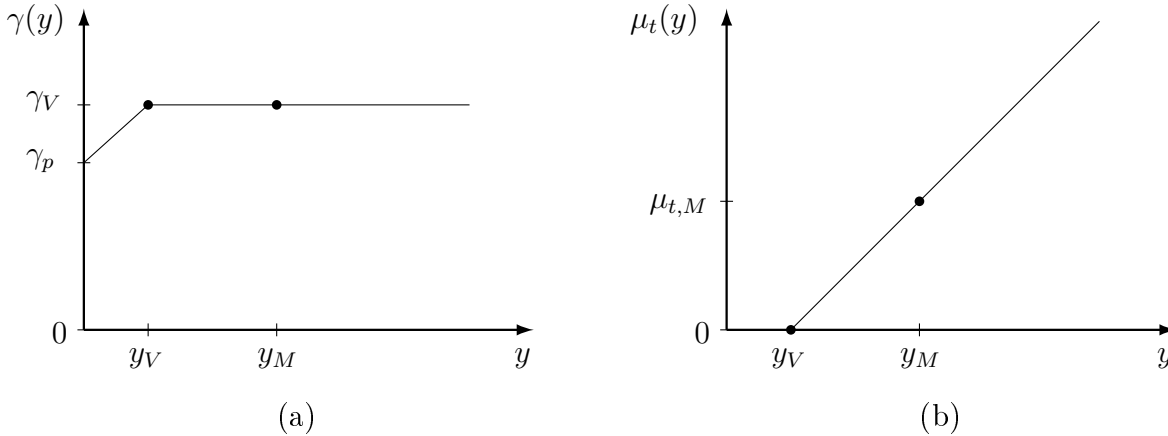


FIGURE 4.3 : Approximation linéaire par morceaux des propriétés moléculaires (a) et turbulentes (b) dans la maille proche paroi.

L'épaisseur de la sous couche laminaire y_V peut être approchée à partir de l'énergie cinétique turbulente de la maille par la relation :

$$10.8 = \frac{\rho_V y_V \sqrt{k_M}}{\mu_V} \quad (4.28)$$

Cette approximation sera utilisée dans le modèle de condensation, même si elle ne tient pas compte des variations de l'épaisseur de la sous-couche laminaire sous l'effet de la gravité ou de l'aspiration.

4.2.2 La démarche de résolution des équations de couche limite

Le système d'équations à résoudre est identique à celui présenté au paragraphe 4.1.2, puisque la gravité est prise en compte, mais que le flux thermique d'inter-diffusion et le phénomène d'aspiration sont pour le moment négligés :

$$0 = \frac{\partial}{\partial y} \left((\mu + \mu_t) \frac{\partial U}{\partial y} \right) + g(\rho - \rho_\infty) \quad (4.29)$$

$$0 = \frac{\partial}{\partial y} \left((\lambda + \lambda_t) \frac{\partial T}{\partial y} \right) \quad (4.30)$$

$$0 = \frac{\partial}{\partial y} \left(\rho(\mathcal{D} + \mathcal{D}_t) \frac{\partial Y_v}{\partial y} \right) \quad (4.31)$$

En revanche, les propriétés turbulentes μ_t , λ_t et $\rho\mathcal{D}_t$ sont maintenant modélisées par la méthode de (Craft et al., 2002), c'est-à-dire approché linéairement par morceaux en utilisant le modèle de turbulence standard $k-\epsilon$. Contrairement aux modèles de longueur de mélange, les équations de conservation des champs de température et de fraction massique ne dépendent pas directement du profil de vitesse, mais des grandeurs turbulentes k et ϵ . L'équation de conservation de la quantité de mouvement, quant-à-elle, dépend toujours des champs de température et de fraction massique de vapeur via la masse volumique qui est approchée par :

$$\rho = \frac{p}{RT} \left(\frac{Y_v Z}{M_v} + \frac{1 - Y_v}{M_{nc}} \right)^{-1} = \frac{pM}{RT} \quad (4.32)$$

où Z est le facteur de compressibilité de la vapeur qui sera supposé constant dans la couche limite.

Dans la méthode des fonctions de paroi semi-analytiques de (Craft et al., 2002), l'équation de conservation de l'énergie est résolue en premier, puisque cela permet d'estimer le profil de la masse volumique à partir du profil de température. Ensuite, l'équation de conservation de la quantité de mouvement peut être intégrée. Dans le modèle de condensation proposé, les fonctions de paroi semi-analytiques sont obtenues de façon similaire. D'abord, les équations de conservation de la température et de la fraction massique de vapeur sont résolues pour déterminer le profil de la masse volumique. Ensuite, l'équation de conservation de la quantité de mouvement est intégrée en tenant compte des variations de la masse volumique.

4.2.3 Premier modèle de fonctions de paroi pour la condensation

Fonctions de paroi de température et de fraction massique de vapeur

L'intégration des équations (4.30) et (4.31) mène aux fonctions de paroi de température et de fraction massique de vapeur :

$$T(y) = T_p - q_{\lambda,p} \int_0^y \frac{d\eta}{\lambda(\eta) + \lambda_t(\eta)} \quad (4.33)$$

$$Y_v(y) = Y_{v,p} - j_{v,p} \int_0^y \frac{d\eta}{(\rho\mathcal{D})(\eta) + (\rho\mathcal{D}_t)(\eta)} d\eta \quad (4.34)$$

où les flux thermique et massique $q_{\lambda,p}$ et $j_{v,p}$ correspondent à :

$$q_{\lambda,p} = -\lambda_p \left. \frac{\partial T}{\partial y} \right|_p \quad (4.35)$$

$$j_{v,p} = -\rho_p \mathcal{D}_p \left. \frac{\partial Y_v}{\partial y} \right|_p \quad (4.36)$$

Pour estimer ces flux, il suffit d'évaluer les fonctions de paroi au centre de la maille, c'est-à-dire en $y = y_M$:

$$q_{\lambda,p} = \frac{-(T_M - T_p)}{\int_0^{y_M} \frac{d\eta}{\lambda(\eta) + \lambda_t(\eta)}} \quad (4.37)$$

$$j_p = \frac{-(Y_{v,M} - Y_{v,p})}{\int_0^{y_M} \frac{d\eta}{(\rho\mathcal{D})(\eta) + (\rho\mathcal{D}_t)(\eta)}} \quad (4.38)$$

où T_M est la température de la maille et $Y_{v,M}$ la fraction massique de vapeur dans la maille. Dans ces formules, les intégrales sont de la forme :

$$I_\gamma(y) = \int_0^y \frac{d\eta}{\gamma(\eta) + \gamma_t(\eta)} \quad (4.39)$$

où les profils de $\gamma(y)$ et $\gamma_t(y)$ correspondent à ceux tracés sur la figure 4.3. Ainsi, ces intégrales peuvent être exprimées par :

Si $y \leq y_V$:

$$I_\gamma(y) = \frac{y_V}{\gamma_V - \gamma_p} \ln \left(1 + \frac{\gamma_V - \gamma_p}{\gamma_p} \frac{y}{y_V} \right) \quad (4.40)$$

Si $y_V < y < 2y_M$:

$$I_\gamma(y) = \frac{y_V}{\gamma_V - \gamma_p} \ln \left(1 + \frac{\gamma_V - \gamma_p}{\gamma_p} \right) + \frac{y_M - y_V}{\gamma_{t,M}} \ln \left(1 + \frac{\gamma_{t,M}}{\gamma_V} \frac{y - y_V}{y_M - y_V} \right) \quad (4.41)$$

Une fois que les flux en paroi $q_{\lambda,p}$ et $j_{v,p}$ ont été calculés, le profil en paroi de la masse volumique du fluide peut être déterminé par la formule (4.32), à l'aide des profils de température (4.33) et de fraction massique de vapeur (4.34).

Fonction de paroi de vitesse

L'intégration de l'équation de conservation de la quantité de mouvement (4.29) mène à la fonction de paroi de vitesse :

$$U(y) = U_p + \tau_p \int_0^y \frac{d\eta}{\mu_l(\eta) + \mu_t(\eta)} - \int_0^y \frac{G(\eta)}{\mu_l(\eta) + \mu_t(\eta)} d\eta \quad (4.42)$$

où $U_p = 0$ par hypothèse, et avec :

$$\tau_p = \mu_p \left. \frac{\partial U}{\partial y} \right|_p \quad (4.43)$$

$$G(y) = g \int_0^y (\rho(\eta) - \rho_\infty) d\eta \quad (4.44)$$

Le terme $G(y)$ correspond à l'intégrale du terme de gravité.

La contrainte de cisaillement à la paroi τ_p est calculée en évaluant au centre de la maille ($y = y_M$) :

$$\tau_p = \frac{U_M + \int_0^{y_M} \frac{G(\eta)}{\mu_l(\eta) + \mu_t(\eta)} d\eta}{\int_0^{y_M} \frac{d\eta}{\mu_l(\eta) + \mu_t(\eta)}} \quad (4.45)$$

où l'intégrale au dénominateur correspond à $I_\mu(y_M)$, et l'intégrale au numérateur qui est liée à l'effet de la gravité est intégrée numériquement dans le modèle proposé.

Pour les écoulements en régime de convection forcée, le terme de gravité est négligeable, ce qui signifie que :

$$U_M \gg \int_0^{y_M} \frac{G(\eta)}{\mu_l(\eta) + \mu_t(\eta)} d\eta \quad (4.46)$$

Dans ce cas de figure, la fonction de paroi de vitesse devient analogue à celles de la température et de la fraction massique de vapeur.

4.3 Prise en compte de l'effet d'aspiration et du flux thermique d'inter-diffusion dans les fonctions de paroi semi-analytiques

Dans cette section, un deuxième modèle de fonctions de paroi pour la condensation est proposé, dans lequel l'effet d'aspiration et le flux thermique d'inter-diffusion sont pris en compte simultanément. Il serait peu cohérent d'étudier ces phénomènes séparément, puisque les flux thermiques qui sont associés à ces deux phénomènes dans l'équation de conservation de l'énergie sont généralement du même ordre de grandeur :

$$\frac{\rho V C_p T}{(C_{p,v} - C_{p,nc}) j_v T} = \mathcal{O}(1) \quad (4.47)$$

En effet, au niveau de l'interface entre le liquide et le gaz, le flux massique de condensation $\rho_p V_p$ est du même ordre de grandeur que le flux de diffusion massique de la vapeur $j_{v,p}$ (voir expression (2.47)). De plus, pour un mélange gazeux air-vapeur, la capacité thermique du mélange C_p est du même ordre de grandeur que l'écart $C_{p,v} - C_{p,nc}$.

L'effet de la gravité est toujours pris en compte dans le modèle proposé ci-dessous.

4.3.1 Modifications des équations de la couche limite

Pour obtenir le système d'équations de la couche limite, les hypothèses suivantes sont faites en supplément de celles qui ont été énoncées en introduction du chapitre :

- Le flux de masse dans la direction normale à la paroi est supposé constant à l'aide de l'équation de conservation de la masse :

$$\frac{\partial \rho U}{\partial x} + \frac{\partial \rho V}{\partial y} \simeq \frac{\partial \rho V}{\partial y} = 0 \implies (\rho V)(y) \simeq \rho_p V_p = \frac{j_{v,p}}{1 - Y_{v,p}} \quad (4.48)$$

;

- Les variations des capacités thermiques des espèces en fonction de la température sont négligées dans la couche limite. Ainsi la capacité thermique du mélange gazeux dépendra uniquement des fractions massiques des espèces :

$$C_p = C_{p,v} Y_v + C_{p,nc} (1 - Y_v) \quad (4.49)$$

En appliquant ces hypothèses ainsi que celles énoncées en début de ce chapitre aux équations de conservation (2.97), (2.105) et (2.98), les équations de la couche limite à résoudre s'écrivent :

$$\frac{\partial}{\partial y} \left[\rho (\mathcal{D} + \mathcal{D}_t) \frac{\partial Y_v}{\partial y} \right] = \frac{j_{v,p}}{1 - Y_{v,p}} \frac{\partial Y_v}{\partial y} \quad (4.50)$$

$$\frac{\partial}{\partial y} \left[(\lambda + \lambda_t) \frac{\partial T}{\partial y} - (C_{p,v} - C_{p,nc}) T j_v \right] = \frac{j_{v,p}}{1 - Y_{v,p}} \frac{\partial (C_p T)}{\partial y} \quad (4.51)$$

$$\frac{\partial}{\partial y} \left[(\mu + \mu_t) \frac{\partial U}{\partial y} \right] = \frac{j_{v,p}}{1 - Y_{v,p}} \frac{\partial U}{\partial y} - g(\rho - \rho_\infty) \quad (4.52)$$

Contrairement au modèle détaillé à la section 4.2, le système d'équations ci dessus est composé d'équations différentielles. Par conséquent, la résolution des équations est différente. De plus, comme le flux de diffusion massique de la vapeur j_v intervient désormais dans les équations de la température (4.51) et de la vitesse (4.52), les équations de la couche limite doivent être résolues dans l'ordre suivant :

1. Résolution de l'équation de diffusion de la vapeur (4.50) pour déterminer le flux de diffusion massique j_v et le profil $Y_v(y)$;
2. Résolution de l'équation de l'énergie (4.51) pour déterminer le flux thermique de convection q_p et le profil $T(y)$;
3. Détermination du profil approché de la masse volumique dans la couche limite $\rho(y)$ à partir des profils $T(y)$ et $Y_v(y)$ avec la formule (4.32) ;
4. Résolution de l'équation de conservation de la quantité de mouvement (4.52) pour déterminer la contrainte de cisaillement τ_p et le profil $U(y)$.

Pour résoudre ces équations, les propriétés moléculaires et turbulentes de l'écoulement dans la couche limite sont toujours approchées linéairement par morceaux, comme détaillé au paragraphe 4.2.1.

4.3.2 Deuxième modèle de fonction de paroi pour la condensation

Fonction de paroi de fraction massique de vapeur

L'intégrale de l'équation (4.50) mène à l'équation différentielle suivante :

$$\frac{\partial Y_v}{\partial y} - \frac{\frac{j_{v,p}}{1-Y_{v,p}}}{\rho(\mathcal{D} + \mathcal{D}_t)} Y_v = - \frac{\frac{j_{v,p}}{1-Y_{v,p}} Y_{v,p} + j_{v,p}}{\rho(\mathcal{D} + \mathcal{D}_t)} \quad (4.53)$$

où $Y_{v,p}$ est la fraction massique de vapeur à la paroi ($y = 0$). La solution de cette équation correspond à la fonction de paroi de fraction massique de vapeur :

$$Y_v(y) = Y_{v,p} + (1 - Y_{v,p}) \left[1 - \exp \left(\frac{j_{v,p}}{1 - Y_{v,p}} \int_0^y \frac{d\eta}{(\rho\mathcal{D})(\eta) + (\rho\mathcal{D}_t)(\eta)} \right) \right] \quad (4.54)$$

Ensuite, le flux de diffusion massique à la paroi s'obtient en évaluant en $y = y_M$:

$$j_{v,p} = \frac{(1 - Y_{v,p}) \ln \left(\frac{1 - Y_{v,M}}{1 - Y_{v,p}} \right)}{\int_0^{y_M} \frac{d\eta}{(\rho\mathcal{D})(\eta) + (\rho\mathcal{D}_t)(\eta)}} \quad (4.55)$$

où l'intégrale au dénominateur correspond à $I_{\rho\mathcal{D}}(y_M)$ (voir (4.40) et (4.41)). Grâce à l'hypothèse de flux de masse constant dans la direction normale à la paroi, le flux de diffusion massique peut être évalué algébriquement.

Fonction de paroi de température

L'intégration de l'équation (4.51) mène à l'équation différentielle suivante :

$$\frac{\partial T}{\partial y} - \frac{(C_{p,v} - C_{p,nc})j_v + \frac{j_{v,p}}{1-Y_{v,p}}C_p}{\lambda + \lambda_t} T = - \frac{\frac{j_{v,p}}{1-Y_{v,p}}C_{p,p}T_p + q_p}{\lambda + \lambda_t} \quad (4.56)$$

où C_p est la capacité thermique du gaz dans la couche limite approchée par la formule (4.49), et $C_{p,p} = C_p(y = 0)$ est la capacité thermique du gaz à la paroi. Comme le flux thermique d'inter-diffusion q_h est pris en compte, le flux thermique en paroi q_p dans l'équation (4.56) est égal à :

$$q_p = -\lambda_p \left. \frac{\partial T}{\partial y} \right|_p + (C_{p,v} - C_{p,nc})T_p j_{v,p} = q_{\lambda,p} + q_{h,p} \quad (4.57)$$

Avec l'équation (4.53), le flux de diffusion massique s'écrit dans la couche limite par :

$$j_v = -\rho(\mathcal{D} + \mathcal{D}_t) \frac{\partial Y_v}{\partial y} = j_{v,p} \left(1 - \frac{Y_v - Y_{v,p}}{1 - Y_{v,p}} \right) \quad (4.58)$$

En exprimant les termes C_p et j_v avec les formules (4.49) et (4.58) et en simplifiant, l'équation différentielle (4.56) s'écrit :

$$\frac{\partial T}{\partial y} - \frac{C_{p,v} \frac{j_{v,p}}{1-Y_{v,p}}}{\lambda + \lambda_t} T = - \frac{\frac{j_{v,p}}{1-Y_{v,p}} C_{p,p} T_p + q_p}{\lambda + \lambda_t} \quad (4.59)$$

Les hypothèses simplificatrices ont permis de faire disparaître la fonction de paroi de fraction massique $Y_v(y)$ de l'équation différentielle de température. Ainsi, l'équation finale (4.59) est analogue à l'équation différentielle de la fraction massique (4.53). La solution s'écrit :

$$T(y) = T_p + \left[T_p \left(1 - \frac{C_{p,p}}{C_{p,v}} \right) - \frac{(1 - Y_{v,p})q_p}{C_{p,v}j_{v,p}} \right] \cdot \left[\exp \left(C_{p,v} \frac{j_{v,p}}{1 - Y_{v,p}} \int_0^y \frac{d\eta}{\lambda(\eta) + \lambda_t(\eta)} \right) - 1 \right] \quad (4.60)$$

Ensuite, le flux thermique de convection à la paroi s'obtient en évaluant en $y = y_M$:

$$q_p = \frac{j_{v,p}}{1 - Y_{v,p}} \left[C_{p,v} \cdot \left(T_p - \frac{T_M - T_p}{\exp \left(C_{p,v} \frac{j_{v,p}}{1 - Y_{v,p}} \int_0^{y_M} \frac{d\eta}{\lambda(\eta) + \lambda_t(\eta)} \right) - 1} \right) - C_{p,p}T_p \right] \quad (4.61)$$

Une fois que le flux thermique q_p a été déterminé, il suffit de lui soustraire le flux thermique d'inter-diffusion $q_{h,p}$ pour déduire le flux thermique de conduction à la paroi $q_{\lambda,p}$.

Maintenant que les fonctions de paroi de fraction massique et de température ont été obtenues, il est possible de déterminer le profil de la masse volumique ρ dans la couche limite avec la formule (4.32).

Fonction de paroi de vitesse

L'intégration de l'équation (4.52) avec la condition à la limite $U_p = 0$ mène à l'équation différentielle suivante :

$$\frac{\partial U}{\partial y} - \frac{\frac{j_{v,p}}{1 - Y_{v,p}}}{\mu + \mu_t} U = \frac{\tau_p - G(y)}{\mu + \mu_t} \quad (4.62)$$

où $G(y) = g \int_0^y (\rho(\eta) - \rho_\infty) d\eta$ est l'intégrale du terme de gravité. La solution de cette équation différentielle s'écrit :

$$U(y) = \frac{(1 - Y_{v,p})\tau_p}{j_{v,p}} (\exp[F(y)] - 1) - \exp[F(y)] \int_0^y \frac{G(\eta) \cdot \exp[-F(\eta)]}{\mu(\eta) + \mu_t(\eta)} d\eta \quad (4.63)$$

avec

$$F(y) = \frac{j_{v,p}}{1 - Y_{v,p}} \int_0^y \frac{d\eta}{\mu(\eta) + \mu_t(\eta)} \quad (4.64)$$

Ensuite, la contrainte de cisaillement à la paroi s'obtient en évaluant en $y = y_M$:

$$\tau_p = \frac{j_{v,p}}{1 - Y_{v,p}} \frac{\left[U_M + \exp[F(y_M)] \cdot \int_0^{y_M} \frac{G(\eta) \cdot \exp[-F(\eta)]}{\mu(\eta) + \mu_t(\eta)} d\eta \right]}{\exp[F(y_M)] - 1} \quad (4.65)$$

De façon similaire au premier modèle proposé, l'intégrale qui contient le terme de gravité $G(y)$ est intégrée numériquement dans le deuxième modèle.

Lorsque $j_{v,p} \rightarrow 0$, c'est-à-dire si l'effet d'aspiration et le flux thermique d'inter-diffusion sont négligeables, alors $F(y) \rightarrow 0$. Dans ce cas de figure, en utilisant le développement limité de la fonction exponentielle, l'expression (4.65) tend vers celle du premier modèle (4.45).

4.4 Modifications du modèle standard $k - \epsilon$ en proche paroi

Lorsque le modèle de turbulence standard $k - \epsilon$ est appliqué à un écoulement proche paroi, la conservation des grandeurs turbulentes k et ϵ est assurée à l'aide d'un traitement spécifique dans les mailles proches des parois.

Dans cette section, deux traitements en paroi pour les grandeurs k et ϵ sont détaillés. Le premier est le traitement en paroi usuel, qui est généralement appliqué avec les fonctions de paroi standard ou de Van Driest. Le deuxième traitement en paroi a été proposé dans (Craft et al., 2002) spécifiquement pour le modèle de fonctions de paroi semi-analytiques.

4.4.1 Traitement en paroi usuel

Pour l'équation de conservation de k , une condition aux limites de flux nul est imposée à la paroi, et l'influence de la paroi est prise en compte dans le terme de production d'énergie cinétique turbulente P_k et dans le taux de dissipation d'énergie turbulente ϵ . Comme ces termes ne sont pas constants dans la maille proche paroi, ils sont approchés par leur moyenne spatiale $\bar{P}_M$ et $\bar{\epsilon}_M$.

Dans la couche logarithmique $y > y_V$, le terme de production d'énergie cinétique turbulente s'écrit :

$$P(y) = \mu_t \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 \simeq \tau_p \frac{\partial u}{\partial y} \quad (4.66)$$

Dans la sous-couche laminaire, comme la viscosité turbulente est très faible, le terme de production d'énergie cinétique turbulente est négligeable. Lorsque les effets de la gravité sont négligeables, la dérivée de la vitesse peut être approchée dans la sous-couche logarithmique par (voir (Launder and Spalding, 1974)) :

$$\frac{\partial u}{\partial y} = \frac{\tau_p}{\kappa c_\mu^{1/4} \rho k_M^{1/2} y} \quad (4.67)$$

Ainsi, le terme de production d'énergie cinétique turbulente moyen dans la maille proche paroi peut être approché par :

$$\bar{P}_M = \frac{1}{2y_M} \int_{y_V}^{2y_M} \frac{\tau_p^2}{\kappa c_\mu^{1/4} \rho k_M^{1/2} y} dy = \frac{\tau_p^2}{\kappa c_\mu^{1/4} \rho k_M^{1/2} (2y_M)} \ln \left(\frac{2y_M}{y_V} \right) \quad (4.68)$$

où l'épaisseur de la sous couche laminaire est supposée égale à $y_V = 20\nu/\sqrt{k_M}$.

Dans la sous-couche laminaire, le taux de dissipation d'énergie cinétique turbulente peut être supposé constant $\epsilon = k_M^{3/2}/(c_l y_V)$. Dans la sous-couche logarithmique, il peut être approché par $\epsilon = k_M^{3/2}/(c_l y)$. Ainsi, le taux de dissipation d'énergie cinétique turbulente moyen dans la maille peut être approché par :

$$\bar{\epsilon}_M = \frac{1}{2y_M} \int_0^{2y_M} \epsilon(y) dy = \frac{k_M^{3/2}}{c_l (2y_M)} \left[1 + \ln \left(\frac{2y_M}{y_V} \right) \right] \quad (4.69)$$

où $c_l = 2.55$ est une constante.

L'équation de conservation de ϵ n'est pas résolue dans les mailles en contact avec une paroi. En effet, la valeur de ϵ dans ces mailles est imposée en fonction de l'énergie cinétique turbulente k_M :

$$\epsilon_M = \frac{k_M^{3/2}}{c_l y_M} \quad (4.70)$$

Ce traitement en paroi pour k et ϵ est valable en régime de convection forcée. En effet, en régime de convection naturelle ou mixte, le profil de vitesse dans les mailles proche paroi ne correspond plus la loi logarithmique standard, et la contrainte de cisaillement n'est plus constante dans la couche limite. Par conséquent, le terme de production d'énergie cinétique turbulente P et la dérivée de la vitesse ne peuvent plus être approchés par les formules (4.66) et (4.67) pour ces régimes de convection.

4.4.2 Traitement en paroi dans les modèles de condensation proposés

Dans leur modèle de fonctions de paroi semi-analytiques, (Craft et al., 2002) ont modifié le traitement en paroi de k et ϵ à partir de la fonction de paroi de la vitesse. Les modification permettent notamment de mieux tenir compte de l'influence de la gravité sur le terme de production d'énergie cinétique turbulente en régime de convection mixte et naturelle. Dans les deux modèles de condensation proposés dans cette thèse, c'est le traitement en paroi détaillé ci-dessous qui est appliqué.

Pour l'équation de conservation de k , le terme de production d'énergie cinétique turbulente moyen est estimé par :

$$\bar{P}_M = \frac{1}{2y_M} \int_{y_V}^{2y_M} \mu_t(\eta) \left(\frac{\partial U}{\partial \eta} \right)^2 d\eta \quad (4.71)$$

où μ_t est approximé linéairement par morceaux par l'expression (4.25), et la dérivée de la vitesse est obtenue avec la fonction de paroi de vitesse :

$$\frac{\partial U}{\partial y} = \frac{\tau_p + G(y)}{\mu(y) + \mu_t(y)} \quad (4.72)$$

Le taux de dissipation d'énergie turbulente moyen $\bar{\epsilon}_M$ dans la maille proche paroi est également modifié. Il est basé sur le profil approché de (Chieng and Launder, 1980) :

$$\epsilon(y) = \begin{cases} \frac{2\nu k_M}{y_V^2} & \text{si } 0 < y < y_V \\ \frac{k_M^{3/2}}{c_l y} & \text{sinon} \end{cases} \quad (4.73)$$

Afin d'éviter que le profil soit discontinu en $y = y_V$, (Craft et al., 2002) ont remplacé la distance y_V par y_D tel que :

$$\frac{k_M^{3/2}}{c_l y_D} = \frac{2\nu k_M}{y_D^2} \implies \frac{y_D \sqrt{k_M}}{\nu} = 2c_l = 5.1 \quad (4.74)$$

Ainsi, le taux de dissipation d'énergie turbulente moyen dans la maille proche paroi est approché par :

$$\bar{\epsilon}_M = \frac{k_M^{3/2}}{c_l(2y_M)} \left[1 + \ln \left(\frac{2y_M}{y_D} \right) \right] \quad (4.75)$$

Pour l'équation de conservation de ϵ , le traitement en paroi est identique au traitement en paroi usuel (voir (4.70)).

L'effet de re-laminarisation peut intervenir dans la couche limite lorsque la contrainte de cisaillement τ diminue rapidement en fonction de la distance normale à la paroi. Cet effet entraîne une modification de l'épaisseur de la sous couche laminaire y_V . Dans (Cebeci, 1973), les fonctions de paroi de vitesse et de température tiennent compte de cet effet via une modification des facteurs d'amortissement A^+ et B^+ qui interviennent dans les longueurs de mélange dynamique et thermique. (Craft et al., 2002) ont pris en compte ce phénomène en ajustant le taux de dissipation d'énergie turbulente moyen par :

$$\bar{\epsilon}_M = F_\epsilon \bar{\epsilon}_{M,0} \quad (4.76)$$

où F_ϵ est évalué par une corrélation valable pour les régimes de convection forcée et mixte dans une conduite. Lors de la condensation en paroi, l'effet de re-laminarisation intervient car la contrainte de cisaillement varie sous l'effet à la fois de la gravité et de l'aspiration. Néanmoins, dans les modèles de fonctions de paroi semi-analytiques proposés, l'effet de re-laminarisation n'a pas été pris en compte.

4.5 Implémentation des fonctions de paroi dans le code NEPTUNE_CFD

Le code NEPTUNE_CFD est un outil de simulation de mécanique des fluides utilisé dans le domaine du nucléaire, et il est développé par EDF (Électricité de France), le CEA (Commissariat de L'Énergie Atomique), l'IRSN (Institut de Radioprotection et de Sécurité Nucléaire) et Framatome. Ce code permet de simuler des écoulements multiphasiques en se basant sur l'approche eulérienne.

Dans cette section, un écoulement diphasique d'eau sous forme liquide l et de gaz g est considéré. De plus, le gaz est un mélange de vapeur et de gaz incondensables.

4.5.1 Le système d'équations diphasique de NEPTUNE_CFD

Le code est basé sur le modèle multi-phases de (Ishii, 1975), qui consiste à résoudre trois équations de conservation pour chaque phase. Dans le cas de la condensation en paroi, la phase gazeuse est continue et turbulente, et la phase liquide est dispersée dans le gaz est laminaire. L'équation de conservation de la masse de la phase a s'écrit :

$$\frac{\partial \alpha_a \rho_a}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\alpha_a \rho_a U_{a,i}) = \Gamma_a \quad (4.77)$$

où α_a est la fraction volumique de la phase a et Γ_a est le transfert de masse interfacial. La conservation de la masse à l'interface entre les phases implique :

$$\alpha_l + \alpha_g = 1 \quad (4.78)$$

$$\Gamma_l + \Gamma_g = 0 \quad (4.79)$$

L'équation de conservation de la quantité de mouvement de la phase a est donnée par :

$$\frac{\partial(\alpha_a \rho_a U_{a,i})}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i}(\alpha_a \rho_a U_{a,i} U_{a,j}) = -\alpha_a \frac{\partial p}{\partial x_i} + \alpha_a \rho_a g_i + \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\alpha_a \left[\tau_{a,ij} - \rho_a \widetilde{U_{a,i} U_{a,j}} \right] \right) + I_{a,i} \quad (4.80)$$

où $\tau_{a,ij}$ est la contrainte de cisaillement donnée par la formule (2.95), $-\rho_a \widetilde{U_{a,i} U_{a,j}}$ est le tenseur de Reynolds exprimé par (2.106), et $I_{a,i}$ est le transfert interfacial de quantité de mouvement. La conservation de la quantité de mouvement à l'interface entre les phases implique $I_{l,i} + I_{g,i} = 0$.

L'équation de conservation de l'enthalpie totale de la phase a qui est résolue s'écrit :

$$\frac{\partial(\alpha_a \rho_a h_{t,a})}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i}(\alpha_a \rho_a h_{t,a} U_{a,i}) = \alpha_a \frac{\partial p}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\alpha_a \left[q_{a,i} - \rho_a C_{p,a} \widetilde{U_{a,i} T} \right] \right) + \Pi_a \quad (4.81)$$

où $h_{t,a} = h_a + (1/2)\|\vec{U}_a\|^2$ est l'enthalpie totale spécifique, h_a est l'enthalpie spécifique, Π_a est l'échange thermique interfacial entre les phases, $q_{a,i}$ est le flux thermique de conduction et $-\rho_a C_{p,a} \widetilde{U_{a,i} T}$ est le flux thermique turbulent évalué par (2.107). Comme l'équation de conservation de l'enthalpie résolue dans NEPTUNE_CFD ne tient pas compte du flux thermique d'inter-diffusion, le flux thermique est donné par :

$$q_{a,i} = -\lambda_a \frac{\partial T}{\partial x_i} \quad (4.82)$$

La conservation de l'énergie entre les phases implique $\Pi_l + \Pi_g = 0$.

La modélisation de l'écoulement diphasique repose notamment sur l'évaluation des termes d'échange interfacial entre les phases Γ_a , $I_{a,i}$ et Π_a . Les équations sont discrétisées spatialement par la méthode des volumes finis et les variables sont définies au centre des mailles. Le système d'équations est résolu par la méthode numérique itérative " $\alpha - p - h$ cycle", qui permet d'assurer la conservation de la masse et de l'énergie de façon implicite. De plus, cet algorithme permet de résoudre les écoulements compressibles pour les faibles nombres de Mach, ce qui signifie qu'il permet de tenir compte des variations de la masse volumique dans l'écoulement.

4.5.2 Les équations de conservation des espèces pour les mélanges gazeux

Dans le code NEPTUNE_CFD, la phase gaz peut-être composée de vapeur et de $n - 1$ gaz incondensables. Dans ce cas de figure, une équation de conservation est résolue pour

chaque gaz incondensable k présent dans le mélange :

$$\frac{\partial(\alpha_g \rho_g Y_k)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i}(\alpha_g \rho_g Y_k U_{g,i}) = -\frac{\partial}{\partial x_i} \left(\alpha_g \left[j_{k,i} - \rho_g \widetilde{U_{i,g} Y_k} \right] \right) \quad (4.83)$$

où $j_{k,i}$ est le flux de diffusion massique donné par l'expression (2.96) et $-\rho_g \widetilde{U_{i,g} Y_k}$ est le flux de diffusion massique turbulent évalué par la formule (2.108). Il suffit de résoudre les $n - 1$ équations de conservation des gaz incondensables, puisque la conservation des espèces dans le mélange gazeux implique $Y_v + \sum_{k=1}^{n-1} Y_k = 1$.

4.5.3 Modélisation de la condensation en paroi

Le code NEPTUNE_CFD permet de simuler à la fois la condensation en masse et la condensation en paroi. Comme ce travail de thèse s'intéresse uniquement au phénomène de condensation en paroi, le phénomène de condensation en masse est négligé dans toute la suite. Pour que cette hypothèse soit valable, les cas d'application qui seront simulés au prochain chapitre sont des écoulements avec de la vapeur surchauffée.

Dans le code NEPTUNE_CFD, la contrainte de cisaillement du gaz $\tau_{g,p}$, le flux thermique du gaz $q_{g,p}$ et le flux de diffusion massique de la vapeur $j_{v,p}$ sont estimés en paroi par le modèle de condensation avec corrélations évoqué au paragraphe 3.4.2. Ensuite, le transfert de masse entre les phases est pris en compte dans les termes sources volumiques $\Gamma_{a,M}$, $I_{a,M,i}$ et $\Pi_{a,M}$, de façon similaire au cas monophasique détaillé à la section 3.4 (voir (3.44), (3.45) et (3.46)). Ainsi, les termes d'échange interfacial du gaz sont donnés par :

$$\Gamma_{g,M} = \frac{s_M}{v_M} \frac{j_{v,p}}{1 - Y_{v,p}} \quad (4.84)$$

$$I_{g,M,i} = \Gamma_{g,M} U_{g,M} + I'_{g,M,i} \quad (4.85)$$

$$\Pi_{g,M} = \Gamma_{g,M} h_{g,M} + \Pi'_{g,M} \quad (4.86)$$

où s_M est la surface de contact avec la paroi et v_M le volume de la maille M , $I'_{g,M,i}$ et $\Pi'_{g,M}$ sont le transfert interfacial de quantité de mouvement et le transfert interfacial de chaleur qui ne sont pas liés au phénomène de condensation. Dans les mailles qui ne sont pas en contact avec une paroi froide sur laquelle la vapeur se condense, le flux de masse interfacial $\Gamma_{g,M}$ est nul. Pour le terme de transfert de quantité de mouvement $I'_{g,M,i}$, seul l'effet de la force de traînée entre les phases sera pris en compte pour les simulations (voir (Mimouni et al., 2011)). Le terme de transfert de chaleur $\Pi'_{g,M}$ est par hypothèse nul, car la résistance thermique du liquide au niveau de la paroi est négligée, donc le flux thermique de conduction $q_{g,p}$ qui est normalement cédé par le gaz au liquide est à la place directement échangé entre le gaz et la paroi. De même, la contrainte de cisaillement à la paroi du gaz $\tau_{g,p}$ est cédée à la paroi. Les échanges entre la phase liquide et la paroi sont négligés, car cette phase est modélisée sous la forme dispersée à l'intérieur du gaz.

4.5.4 Implémentation des modèles de fonctions de paroi

Implémentation des fonctions de paroi

Les fonctions de paroi sont implémentées dans le code NEPTUNE_CFD à l'aide de conditions aux limites de type Robin, comme détaillé à la section 5.4 de la documentation de code_saturne. Ce type de condition aux limites correspond à une combinaison linéaire entre une variable et sa dérivée en paroi. Les deux étapes de l'implémentation sont détaillées ci-dessous.

Dans un premier temps, les termes $\tau_{g,p}$, $q_{g,p}$ et $j_{v,p}$ sont évalués dans le code à l'aide des fonctions de paroi. Pour le premier modèle proposé, ces termes sont déterminés à l'aide des expressions (4.37), (4.38) et (4.45), et pour le deuxième modèle proposé, ces termes sont évalués à l'aide des expressions (4.55), (4.61) et (4.65). Ces expressions font intervenir les vitesses, températures et fractions massiques dans la maille proche paroi U_M , T_M et $Y_{v,M}$ et à la paroi U_p , T_p et $Y_{v,p}$. La vitesse à la paroi est supposée nulle dans le modèle implémenté, et la température de la paroi est une donnée imposée par l'utilisateur pour les simulations. Pour la température de la paroi, si elle est inférieure à la température de saturation de la vapeur dans l'écoulement, alors la condensation intervient. Dans ce cas, comme la résistance thermique du film liquide est négligée, la température de saturation de la vapeur à la paroi est égale à T_p . La fraction massique de vapeur à la paroi $Y_{v,p}$ est estimée lorsque la condensation intervient à partir de T_p par :

$$X_{v,p} = \frac{p_{sat}(T_p)}{p_\infty} \quad (4.87)$$

$$Y_{v,p} = \frac{X_{v,p}}{X_{v,p} + (1 - X_{v,p}) \frac{M_{nc}Z}{M_v}} \quad (4.88)$$

où p_{sat} est la pression de saturation qui est calculée à l'aide des tables de l'eau et p_∞ est la pression totale du mélange gazeux. Lorsque la condensation n'intervient pas, la fraction massique de la vapeur à la paroi est fixée égale à celle dans la maille $Y_{v,M}$, pour que le flux de diffusion de la vapeur $j_{v,p}$ soit nul.

Dans un second temps, les flux calculés $\tau_{g,p}$, $q_{g,p}$ et $j_{v,p}$ sont imposés sur la paroi tout en conservant les valeurs en paroi U_p , T_p et $Y_{v,p}$ à l'aide des conditions aux limites de type Robin.

Autres modifications au niveau des parois

Le traitement en paroi du modèle standard $k - \epsilon$ détaillé au paragraphe 4.4.2 a été implémenté. Le terme de production d'énergie cinétique turbulente moyen est donc calculé par l'expression (4.71). Il dépend de la fonction de paroi semi-analytique de la vitesse donnée pour le premier modèle et le deuxième modèle respectivement par les expressions (4.42) et (4.63).

Le terme de transfert interfacial de chaleur $\Pi_{g,M}$ a également été modifié au niveau des parois. En effet, lorsque le flux thermique d'inter-diffusion n'est pas négligé, la somme

de ce terme et du flux thermique d'inter-diffusion dans une couche limite établie donne :

$$\Gamma_{g,M}h_g + \frac{s_M}{v_M} \left(h_v j_v + \sum_{k=1}^{n-1} h_k j_k \right) = \frac{s_M}{v_M} \left[\rho_g V_g h_g + h_v j_v + \sum_{k=1}^{n-1} h_k j_k \right] \quad (4.89)$$

$$= \frac{s_M}{v_M} \left[h_v (\rho_g V_g Y_v + j_v) + \sum_{k=1}^{n-1} h_k (\rho_g V_g Y_k + j_k) \right] \quad (4.90)$$

$$= \frac{s_M}{v_M} h_v (\rho_g V_g Y_v + j_v) \quad (4.91)$$

$$= \Gamma_{g,M} h_v \quad (4.92)$$

Dans le calcul ci-dessus, l'enthalpie du mélange gazeux a été exprimée en fonction des enthalpies spécifiques $h_g = h_v Y_v + \sum_{k=1}^{n-1} h_k Y_k$, et les enthalpies des gaz incondensables disparaissent en appliquant la relation (2.45), et le flux de masse interfacial vaut :

$$\Gamma_{g,M} = \frac{s_M}{v_M} \rho_g V_g \quad (4.93)$$

$$= \frac{s_M}{v_M} \left(\rho_v V_v + \sum_{k=1}^{n-1} \rho_k V_k \right) \quad (4.94)$$

$$= \frac{s_M}{v_M} \rho_v V_v \quad (4.95)$$

$$= \frac{s_M}{v_M} (\rho_g V_g Y_v + j_v) \quad (4.96)$$

Le résultat (4.92) correspond mieux à l'enthalpie cédée par le gaz suite à la condensation, puisqu'il n'y a que la vapeur qui se condense au niveau de l'interface. Par conséquent, le terme de transfert interfacial de chaleur a été remplacé par :

$$\Pi_{g,M} = \Gamma_{g,M} h_{v,M} \quad (4.97)$$

Cette modification est appliquée pour les deux modèles de fonctions de paroi proposés, même celui dans lequel le flux thermique d'inter-diffusion est négligé.

Le calcul de la force de gravité a été modifié dans les mailles proches paroi à l'aide des fonctions de paroi. Initialement, celle-ci était calculée dans NEPTUNE_CFD par :

$$\vec{F}_g = \rho_M \vec{g} \quad (4.98)$$

où ρ_M est la masse volumique du gaz au centre de la maille. Lors de la condensation en paroi en présence de gaz incondensables, la masse volumique du gaz dans une maille proche paroi peut varier considérablement. L'évaluation de la force de gravité a été modifiée pour intégrer l'effet des fonctions de paroi sur la masse volumique :

$$\vec{F}_g = \bar{\rho}_M \vec{g} \quad (4.99)$$

où $\bar{\rho}_M$ est la masse volumique qui est calculée à partir des fonctions de paroi de température et de fraction massique, en moyennant l'expression (4.32) dans la maille M.

Ajout du flux thermique d'inter-diffusion

Le flux thermique d'inter-diffusion est pris en compte à l'équation de conservation de l'enthalpie totale pour les simulations avec le modèle de fonctions de paroi qui tient compte de l'effet d'aspiration ainsi que du flux thermique d'inter-diffusion. Ce terme est ajouté comme un flux surfacique entrant ou sortant des mailles. Au niveau de la frontière notée ab entre deux mailles a et b , le flux entrant dans la maille b vaut :

$$\phi_{a \rightarrow b} = - \left(h_{v,ab} \rho_{g,ab} (\mathcal{D}_{v,ab} + \mathcal{D}_{t,ab}) \frac{\partial Y_v}{\partial x_i} \Big|_{ab} + \sum_{k=1}^{n-1} h_{k,ab} \rho_{g,ab} (\mathcal{D}_{k,ab} + \mathcal{D}_{t,ab}) \frac{\partial Y_k}{\partial x_i} \Big|_{ab} \right) \cdot \vec{n}_{a \rightarrow b} \quad (4.100)$$

où $\mathcal{D}_{t,ab}$ est le coefficient de diffusion turbulent à la frontière, et $\vec{n}_{a \rightarrow b}$ le vecteur normal à la surface ab .

RÉSUMÉ

La première partie de ce chapitre a porté sur la fonction de paroi de Van Driest, qui a initialement été proposée pour le champ de vitesse en régime de convection forcée. En raisonnant par analogie, des fonctions de paroi similaires peuvent être obtenues pour les champs de température et de fraction massique. En pratique, une méthode itérative permettrait d'obtenir des fonctions de paroi tout en incluant le terme de gravité dans l'équation de conservation de la vitesse. Néanmoins, comme la théorie de longueur de mélange de Prandtl ne semble pas être valable pour les régimes de convection naturelle et mixte, l'idée de développer un modèle de condensation basé sur la fonction de paroi de Van Driest a été écartée.

La seconde partie de ce chapitre a porté sur la généralisation de méthode de fonctions de paroi semi-analytiques dynamique et thermique de (Craft et al., 2002) au phénomène de condensation en paroi. Dans cette méthode, la viscosité turbulente dans la maille proche paroi est modélisée à partir du modèle de turbulence standard $k - \epsilon$, et l'effet de la gravité peut être pris en compte dans la fonction de paroi de vitesse. En supplément, les conditions aux limites du modèle standard $k - \epsilon$ sont modifiées pour mieux tenir compte de l'effet de la gravité sur la turbulence. Deux modèles de condensation basés sur la méthode de fonctions de paroi semi-analytiques ont été proposés.

Le premier modèle a été obtenu en étendant le modèle original au phénomène condensation en paroi, ce qui signifie que la fonction de paroi de fraction massique est résolue en supplément des fonctions de paroi de température et de vitesse. Ce modèle de condensation tient compte de l'effet de la gravité.

Dans le deuxième modèle de condensation proposé, les phénomènes d'aspiration et d'inter-diffusion des espèces sont pris en compte dans les fonctions de paroi en supplément de l'effet de la gravité. Les équations différentielles pour les champs de vitesse, de température et de fraction massique sont résolues numériquement dans un ordre défini.

Les modèles de fonctions de paroi proposés ont été implémentés dans le code diphasique NEPTUNE_CFD. Les spécificités liées à l'implémentation des modèles de fonctions de paroi ont été décrites.

Les modèles de fonctions de paroi proposés ont été obtenus en négligeant l'épaisseur du film liquide, c'est-à-dire dans une configuration monophasique. Ainsi, l'utilisation de ces modèles de condensation dans NEPTUNE_CFD est pertinent lorsque la fraction massique de liquide dans les mailles reste faible. Au chapitre suivant, les résultats de simulation obtenus avec le code NEPTUNE_CFD qui sont présentés ont une fraction volumique du liquide inférieure à 1 %.

Chapitre 5

Simulations du phénomène de condensation avec les modèles de fonctions de paroi

Pour simplifier les notations, les abréviations suivantes seront parfois utilisées pour désigner les modèles de condensation à partir de ce chapitre :

- Modèle Ranz-Marshall ou modèle RM : modèle RANS haut-Reynolds avec les corrélations de transfert de masse et d'énergie du code NEPTUNE_CFD (Mimouni et al., 2011). Ce modèle est basé sur la corrélation Ranz-Marshall et il a été décrit au paragraphe 3.4.2 ;
- Modèle Van Driest ou modèle VD : modèle RANS haut-Reynolds avec fonctions de paroi de Van Driest (Driest, 1956). Ce modèle est basé sur la théorie de longueur de mélange de Prandtl et il a été détaillé au paragraphe 4.1.1 ;
- Modèle SA : premier modèle RANS haut-Reynolds avec fonctions de paroi semi-analytiques développé dans cette thèse. Ce modèle qui tient compte de l'effet de la gravité a été détaillé à la section 4.2 ;
- Modèle SA+ : deuxième modèle RANS haut-Reynolds avec fonctions de paroi semi-analytiques développé dans cette thèse. Ce modèle tient compte à la fois de l'effet de la gravité, de l'effet d'aspiration et du flux thermique d'inter-diffusion. Il a été détaillé à la section 4.3 ;
- Modèle bas-Reynolds ou modèle BR : modèle RANS bas-Reynolds de (Jiang, 2021). Les modèles bas-Reynolds ont été décrit au paragraphe 3.4.1.

Dans ce chapitre, les résultats de simulation obtenus avec les modèles de fonctions de paroi semi-analytiques SA et SA+ vont être comparés avec les résultats expérimentaux des essais COPAIN (Bazin and Castelli, 1999) et des essais Huhtiniemi (Huhtiniemi and Corradini, 1993), ainsi qu'aux résultats des simulations avec les modèles bas-Reynolds, Ranz-Marshall et Van Driest.

Le modèle bas-Reynolds BR a été choisis parmi les différents modèles bas-Reynolds, puisque les résultats de simulation détaillés dans (Jiang, 2021) concernent des essais CO-PAIN en régime de convection forcée, mixte et naturelle, et que les profils de vitesse, de température et de fraction massique dans la couche limite obtenus par simulation ont été tracés.

Sur certaines figures les profils de vitesse, de température et de fraction massique sont tracés avec les grandeurs sous leurs formes adimensionnelles U^+ , T^+ et Y_v^+ définies aux expressions (3.54), (3.55), (3.56). Ces grandeurs sans dimension sont calculées en considérant comme grandeurs de référence la vitesse de frottement $U_\tau = (\tau_p/\rho)^{0.5}$, le flux thermique de conduction $q_{\lambda,p}$ et le flux de diffusion massique $j_{v,p}$ obtenus par simulation, et avec les propriétés thermophysiques ρ , C_p et μ de l'écoulement.

5.1 Simulation de la condensation dans un canal en régime de convection forcée

Ce premier cas test a pour but de comparer les modèles de fonctions de paroi semi-analytiques SA et SA+ avec les fonctions de paroi standards détaillées au paragraphe 3.4.3. Pour rappel, les fonctions de paroi standards sont valables en régime de convection forcée turbulente, puisqu'elles ne tiennent pas compte de l'effet de la gravité. A notre connaissance, les cas de validation pour les couches limites turbulentes ne résolvent pas l'équation de conservation des espèces. Par conséquent, un cas de validation simple est proposé dans cette section pour la condensation en paroi.

Le cas test représenté sur la figure 5.1 est un écoulement en régime de convection forcée dans un canal vertical bidimensionnel de largeur 0.5m et de longueur 4m. La température T_p est imposée constante sur la paroi froide, et la seconde paroi est adiabatique. Les caractéristiques de l'écoulement sont données dans le tableau 5.1, sachant que les indices e et p désignent respectivement les valeurs à l'entrée et en paroi. Les nombres sans dimension donnés dans le tableau ont été calculés à la distance $z = 3.5$ m de l'entrée qui correspond à la position à laquelle les profils sont extraits. Le nombre de Reynolds calculé vérifie $Re \gg 3000$, ce qui est caractéristique d'un écoulement en régime turbulent établi. De plus, le nombre de Richardson calculé vérifie $Ri \ll 1$, donc l'effet de la gravité est négligeable dans cet écoulement devant les forces d'inertie.

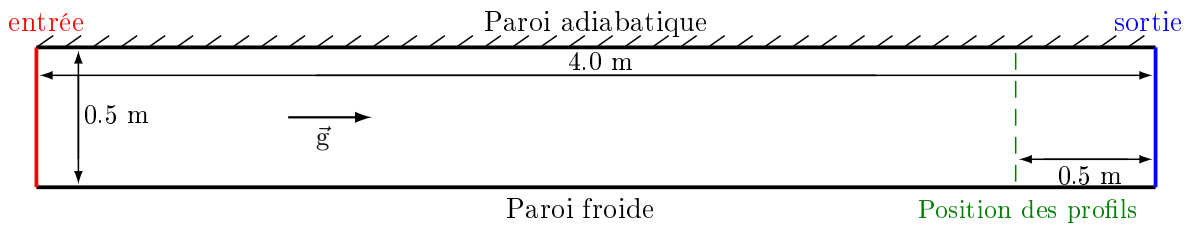


FIGURE 5.1 : Schéma de la conduite.

Ce cas test a été simulé avec les modèles de fonctions de paroi semi-analytiques SA et SA+ et avec deux maillages caractérisés par des raffinements au niveau de la paroi différents. Selon le maillage, les mailles en contact avec les parois sont à une distance

U_e	p	T_e	T_p	$Y_{v,e}$	$Y_{v,p}$	Re	Gr	Ri
m.s ⁻¹	bar	°C	°C					
10.0	1.013	347.15	343.15	0.2220	0.2203	1.8e+6	1.2e+10	3.7e-3

TABLE 5.1 : Caractéristiques de l'écoulement en régime de convection forcée dans le canal.

de 2.5 mm et 5 mm de la paroi. Les profils sans dimension de vitesse U^+ , température T^+ et fraction massique Y_v^+ obtenus par simulation extraits à la position $z = 3.5$ m sont comparés aux profils standards sur les figures 5.2, 5.3 et 5.4. Sur ces figures, les résultats de simulation obtenus avec les modèles SA et SA+ sont colorés respectivement en bleu et rouge. De plus, pour les modèles SA ou SA+, la ligne continue correspond au profil de la fonction de paroi dans la maille en contact avec la paroi, et les croix sont les valeurs dans les mailles de la couche limite obtenues par simulation. Les profils des fonctions de paroi ne sont pas prolongés puisque dans le code ces fonctions ne sont pas calculées hors de la première maille. Les courbes grises ne sont pas des résultats de simulation : elles correspondent aux fonctions de paroi standards données par les formules (3.57), (3.58) et (3.60).

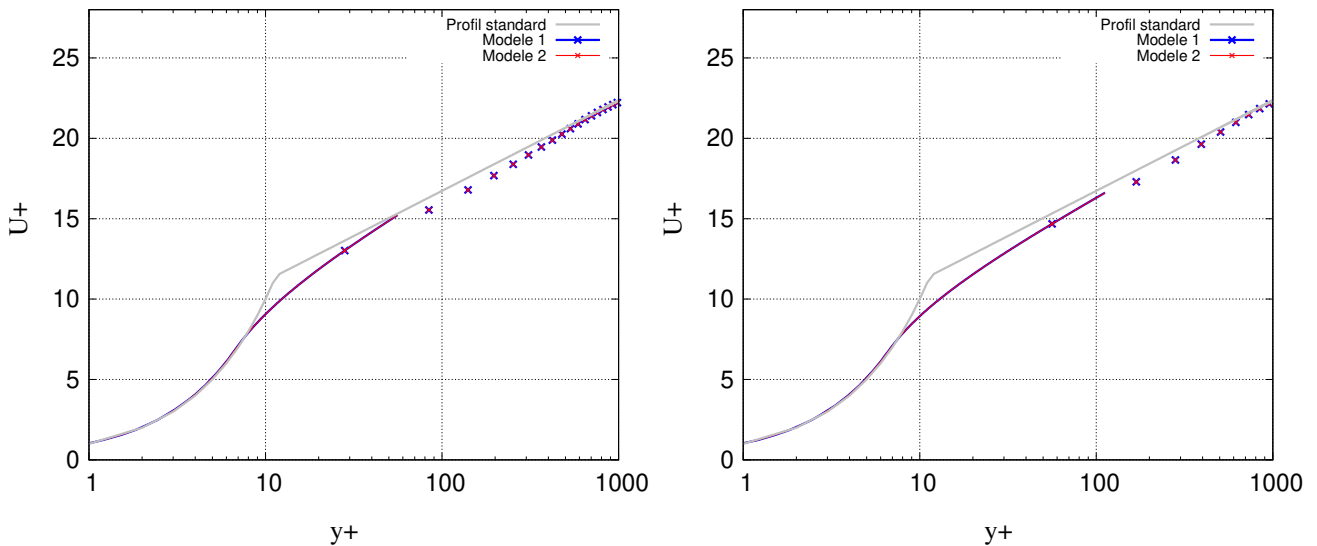


FIGURE 5.2 : Profils logarithmiques de vitesse sans dimension au niveau de la paroi obtenus avec une taille de maille de 2.5 mm (gauche) et 5 mm (droite).

Pour chaque maillage et chaque grandeur U^+ , T^+ ou Y_v^+ , les profils obtenus par simulation avec les modèles SA et SA+ sont similaires aux fonctions de paroi standards. En effet, sur chacune des figures, la différence entre les valeurs dans les mailles obtenues par simulation et la fonction de paroi standard est inférieure à 10 %. Ainsi, lorsque l'effet de la gravité est négligeable dans l'écoulement, les modèles SA et SA+ permettent de retrouver les profils de référence.

Les profils de vitesse et fraction massique obtenus avec les modèles SA et SA+ sont identiques. En revanche, sur la figure 5.3, les profils de température obtenus avec les modèles SA et SA+ diffèrent légèrement. Dans le modèle SA+, l'effet d'aspiration est pris en compte dans les fonctions de paroi de U^+ , T^+ et Y_v^+ , alors que le flux thermique

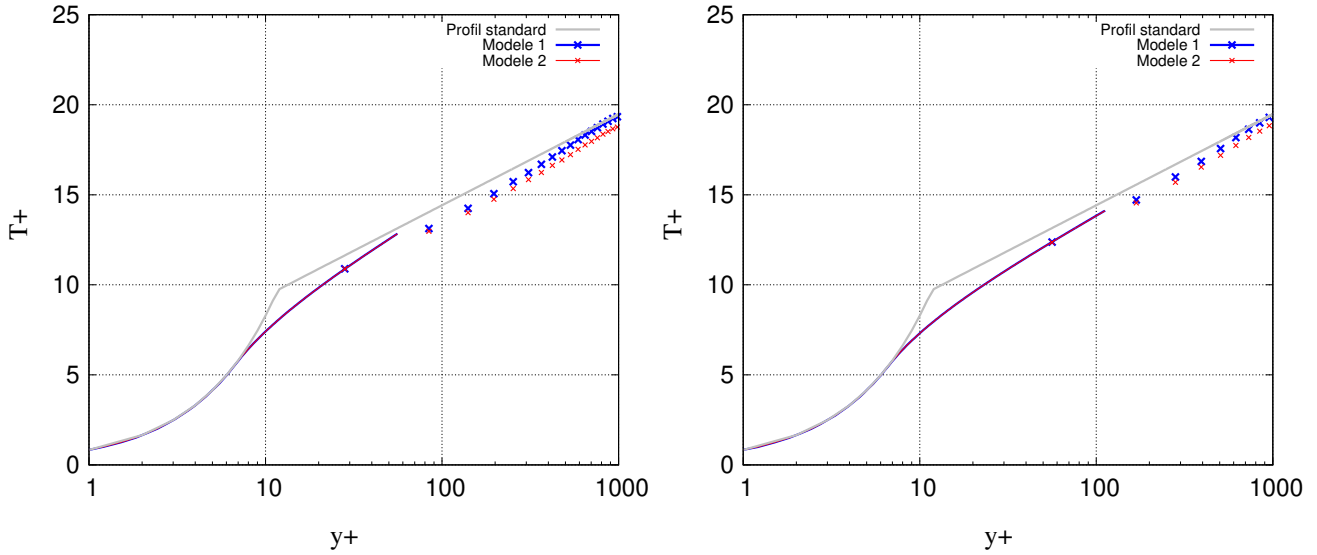


FIGURE 5.3 : Profils logarithmiques de température sans dimension au niveau de la paroi obtenus avec une taille de maille de 2.5mm (gauche) et 5mm (droite).

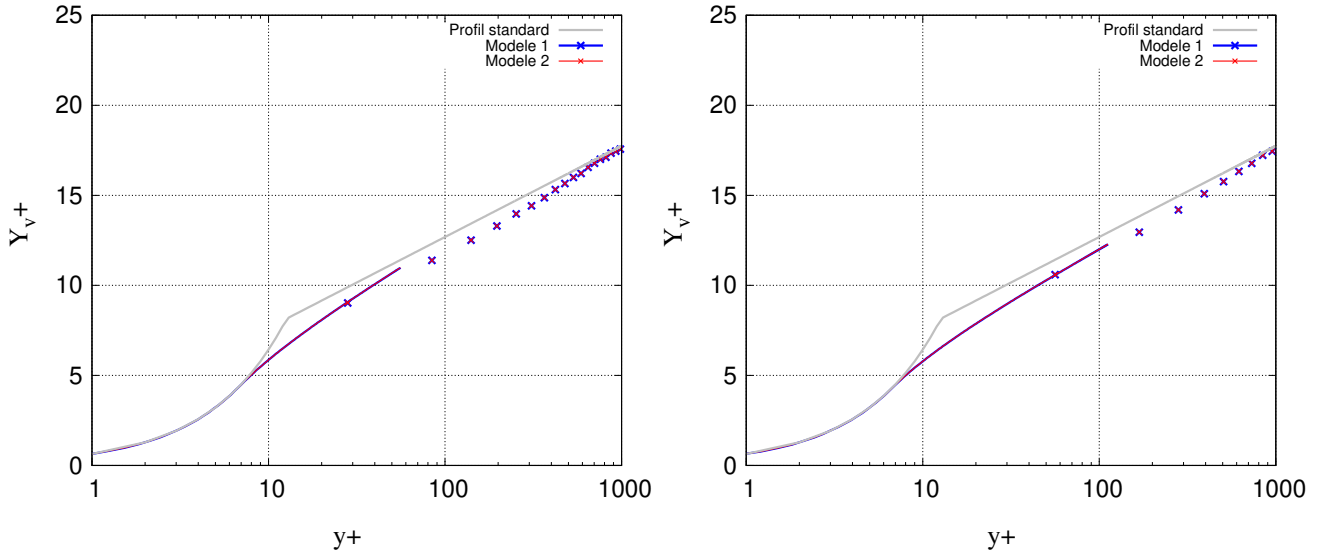


FIGURE 5.4 : Profils logarithmiques de fraction massique sans dimension au niveau de la paroi obtenus avec une taille de maille de 2.5mm (gauche) et 5mm (droite).

d'inter-diffusion intervient uniquement dans la fonction de paroi de T^+ . Par conséquent, sur ce cas test, l'effet d'aspiration est négligeable et le faible écart observé sur les profils de température est lié au flux thermique d'inter-diffusion.

Pour ces simulations en régime de convection forcée, les résultats obtenus avec les raffinements $y_M^+ = 30$ et $y_M^+ = 60$ sont similaires. Par conséquent, en régime de convection forcée les modèles SA et SA+ dépendent peu du maillage dans l'intervalle $30 < y_M^+ < 60$, ce qui correspond à l'intervalle $45 < y_M^* < 90$ pour l'autre longueur sans dimension y_M^* définie à l'expression (3.61).

5.2 Simulations des essais COPAIN de condensation en paroi : Première série

Les essais COPAIN qui sont analysés dans cette section ont également été simulés avec le modèle bas-Reynolds de (Jiang, 2021). Les modèles de fonctions de paroi semi-analytiques SA et SA+ sont comparés dans cette section au modèle de fonctions de paroi de Van Driest, au modèle bas-Reynolds ainsi qu’aux données expérimentales disponibles.

Comme évoqué à la section 3.4, le modèle bas-Reynolds est mieux résolu que les modèles de fonctions de paroi SA, SA+ et Van Driest, puisque la taille des mailles en paroi vérifie $y_M^+ < 1$ pour le modèle bas-Reynolds, et $30 < y_M^+ < 300$ pour les modèles de fonctions de paroi. Par conséquent, les résultats du modèle bas-Reynolds sont plus précis. En contrepartie, le coût de calcul du modèle bas-Reynolds est considérablement plus élevé par rapport à celui des modèles SA, SA+ et Van Driest, si bien que les modèles bas-Reynolds tels que celui de (Jiang, 2021) sont trop coûteux pour simuler des volumes de gaz importants tels qu’un écoulement à l’intérieur de l’enceinte de confinement au cours d’un accident.

La comparaison avec le modèle bas-Reynolds permet notamment d’analyser la vitesse de frottement $U_\tau = (\tau_p/\rho)^{0.5}$, le flux de diffusion massique $j_{v,p}$ et le flux thermique de conduction $q_{\lambda,p}$ obtenus avec les modèles de fonctions de paroi, alors que la comparaison avec l’expérience ne le permet pas. En effet, ces termes ont été estimés par simulation grâce au modèle bas-Reynolds, mais ils n’ont pas été mesurés expérimentalement.

5.2.1 Description de la première série d’essais COPAIN

Les essais COPAIN ont été menés au CEA Grenoble de 1998 à 1999 (voir (Bazin and Castelli, 1999) et (Bazin and Castelli, 2000)), dans le but d’étudier le phénomène de condensation de la vapeur sur une paroi verticale en présence de gaz incondensables et en régime stationnaire. Les régimes de convection naturelle, mixte et forcée ont été étudiés.

Le dispositif qui est représenté sur la figure 5.5 (a) est constitué d’une paroi froide de taille $0.6 \times 2.0 \text{ m}^2$ placée verticalement dans une conduite de section rectangulaire $0.5 \times 0.6 \text{ m}^2$. Le mélange gazeux est introduit en partie haute du dispositif, et la vapeur se condense au niveau de la paroi froide.

Dans cette thèse, deux séries d’essais COPAIN ont été simulées. Les essais de la première série sont ceux pour lesquels nous disposons des profils de température et de fraction massique mesurés dans la couche limite (Bazin and Castelli, 2000). Les essais de la deuxième série sont ceux pour lesquels seul le flux thermique a été mesuré le long de la paroi (Bazin and Castelli, 1999), aux positions représentées sur la figure 5.5 (b). Ces séries d’essais ont été nommées ainsi dans cette thèse puisque les résultats de la première série sont analysés avant ceux de la deuxième série. Cette dénomination ne respecte pas l’ordre chronologique, puisque les essais de la deuxième série ont été effectués sur le dispositif COPAIN avant ceux de la première.

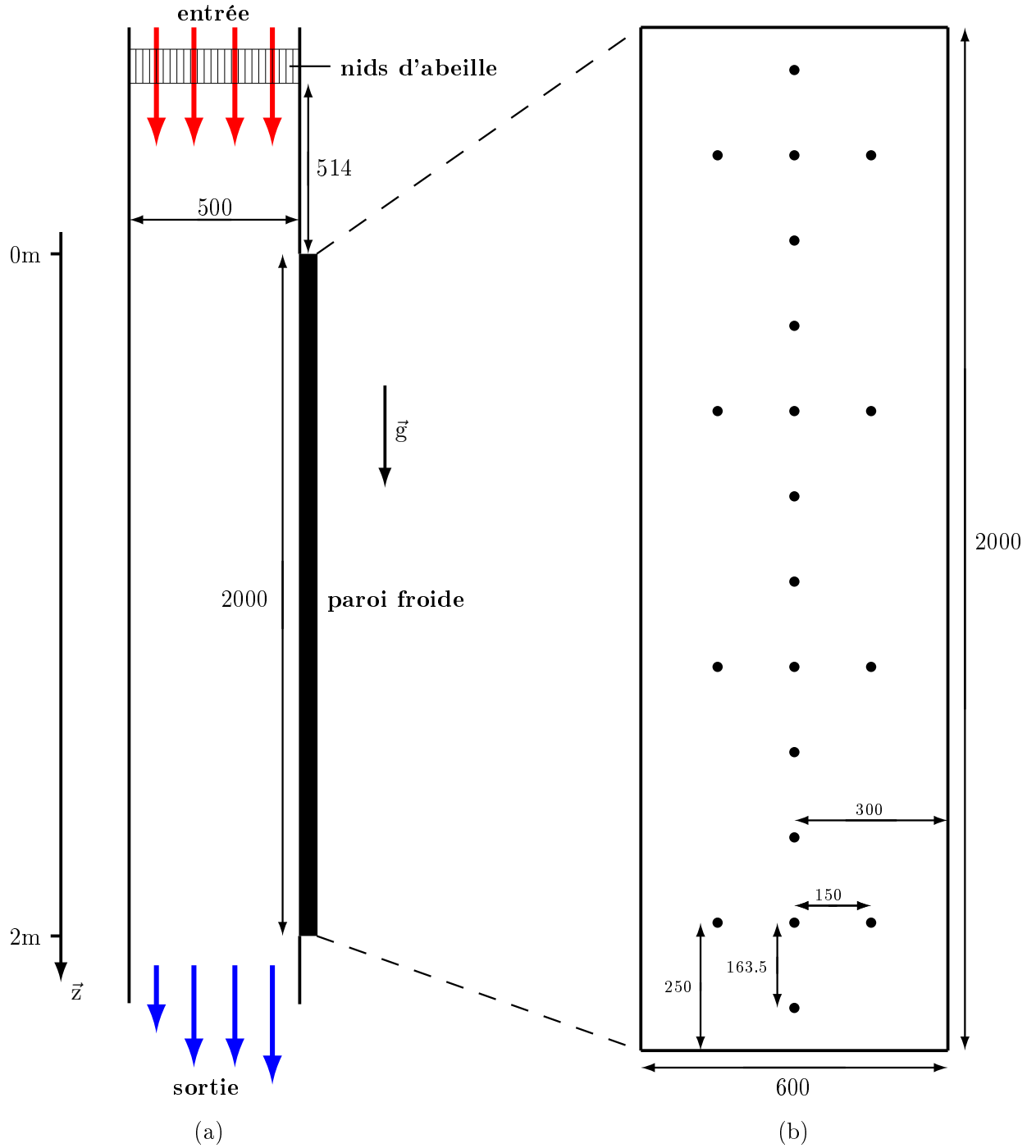


FIGURE 5.5 : Schéma du dispositif expérimental COPAIN : (a) Coupe de la section expérimentale; (b) Disposition des thermocouples sur la paroi froide (côtes en mm).

Dans toute la section 5.2, les essais COPAIN analysés sont ceux de la première série. Lors de ces essais, des mesures locales de température et de fraction massique ont été réalisées dans la couche limite à l'aide de la sonde illustrée sur la figure 5.6. Cette sonde était déplacée sur une distance de 200 mm dans la direction normale à la paroi, et les mesures ont été réalisées aux positions $z = 0.75$ m, $z = 1.25$ m et $z = 1.75$ m depuis le haut de la paroi froide (voir figure 5.5).

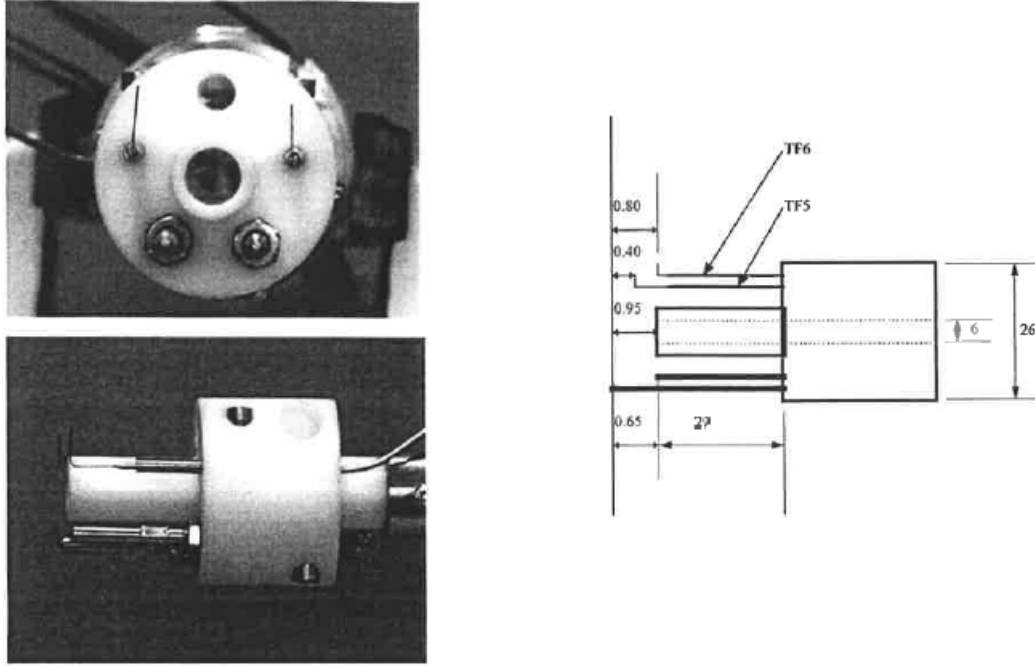


FIGURE 5.6 : Sonde mobile de mesure locale, cotes en mm, photo issue du rapport (Bazin and Castelli, 2000).

Pour le champ de température, les thermocouples nommés TF5 et TF6 sur la figure 5.6 étaient espacés de 0.4 mm, et ils ont permis de s'approcher respectivement à 0.4 mm et 0.8 mm de la paroi.

Pour le champ de fraction massique de vapeur, la mesure consistait à prélever du gaz dans l'écoulement, puis à refroidir l'échantillon de gaz jusqu'à l'état de saturation pour mesurer la température de saturation T_{sat} . Pour obtenir la fraction massique de vapeur Y_v à partir de la température de saturation, il faut d'abord calculer la fraction molaire de vapeur X_v avec l'expression :

$$X_v = \frac{p_{sat}(T_{sat})}{p_{\infty}} \quad (5.1)$$

où p_{sat} est la pression de saturation qui se calcule à l'aide des tables de l'eau et p_{∞} est la pression mesurée dans la conduite. Ensuite, la fraction massique de vapeur est obtenue par la formule suivante :

$$Y_v = \frac{X_v}{X_v + (1 - X_v) \frac{M_{nc}Z}{M_v}} \quad (5.2)$$

où M_{nc} est la masse molaire des gaz incondensables et Z est le facteur de compressibilité.

En plus des mesures dans la couche limite, le flux thermique total traversant la paroi φ_p (2.68) a été mesuré lors de ces essais à la position de la sonde z . Lorsque la

résistance thermique du film liquide est négligeable, le flux thermique φ_p est égal à la somme du flux thermique de conduction du gaz $q_{\lambda,p}$ (2.53) et du flux thermique lié à la condensation de la vapeur $q_{vap,p}$ (2.64).

Essai	U_e	p	T_e	T_p	$Y_{v,e}$	Ri
<i>Unité</i>	m.s ⁻¹	bar	°C	°C		
P644	3.0	1.203	75.79	56.55	0.127	0.83
P664	1.0	1.208	71.46	47.7	0.128	1.97
P714	1.0	6.608	162.56	128.42	0.702	5.34
P744	0.2	6.479	160.13	142.83	0.698	101

TABLE 5.2 : Caractéristiques des tests de la première série de mesures simulés ($z = 1.75$ m).

Les caractéristiques des essais de la première série qui ont été simulés sont données dans le tableau 5.2, où les indices e et p désignent respectivement l'entrée et la paroi. Sur les essais sélectionnés, la sonde est positionnée à $z = 1.75$ m du haut de la paroi, puisqu'à cette position les couches limites ont plus de chance d'être établies. L'essai P644 est en régime de convection forcée, les essais P664 et P714 sont en régime de convection mixte, et l'essai P744 est en régime de convection naturelle.

En négligeant la présence du film liquide, la fraction massique de vapeur en paroi $Y_{v,p}$ peut être estimée à partir de la température de paroi T_p à l'aide des formules (5.1) et (5.2). Dans le tableau 5.3, la fraction massique de vapeur en paroi est donnée pour chaque essai, ainsi que l'écart de fraction massique entre l'entrée et la sortie $\Delta Y_v = Y_{v,e} - Y_{v,p}$. L'écart de fraction massique de vapeur ΔY_v est nettement plus faible pour les essais P644 et P664 par rapport aux essais P714 et P744. Par conséquent, les essais P644 et P664 sont caractérisés par un flux massique de condensation plus faible que les essais P714 et P744. Dans la suite, les essais P644 et P664 seront qualifiés d'essais avec un flux massique de condensation faible, et les essais P714 et P744 seront qualifiés d'essais avec un flux massique de condensation élevé.

Essai	$Y_{v,e}$	$Y_{v,p}$	ΔY_v
P644	0.127	0.098	0.029
P664	0.128	0.065	0.063
P714	0.702	0.297	0.405
P744	0.698	0.349	0.349

TABLE 5.3 : Écart de fraction massique entre l'entrée et la paroi ($z = 1.75$ m).

Remarques importantes sur les essais COPAIN

Au cours de certains essais, ces thermocouples TF5 et TF6 représentés sur la figure 5.6 étaient immergés dans le film liquide lorsque la sonde était proche de la paroi. Seuls les mesures du thermocouple TF6 vont être comparées aux profils de température obtenus par simulation, puisque ce thermocouple était plus rarement immergé par rapport au thermocouple TF5.

Dans (Bazin and Castelli, 1999) et (Bazin and Castelli, 2000), l'incertitude sur la position de la sonde a été estimée à $\delta y = 5 \mu\text{m}$, et l'incertitude sur la mesure du flux thermique total traversant la paroi φ_p a été estimée à :

$$\delta\varphi_p = 0.06\varphi_p + 100 \quad (5.3)$$

En revanche, les incertitudes sur les mesures de température et de fraction massique de vapeur dans la couche limite n'ont pas été estimées. Le caractère intrusif de la mesure de fraction massique a été évoqué dans (Bucci, 2009), puisque la vitesse d'aspiration de la sonde lors du prélèvement de gaz est du même ordre de grandeur que la vitesse de condensation V_p .

Les mesures du flux thermique total traversant la paroi φ_p qui ont été réalisées lors des essais de la première série et de la deuxième série ne permettent pas de distinguer les flux thermiques $q_{\lambda,p}$ et $q_{vap,p}$.

Pour les simulations avec les modèles de fonctions de paroi SA, SA+ et Van Driest, la température imposée sur la paroi T_p est constante. En revanche, la température de la paroi mesurée expérimentalement sur les essais P714 et P744 varie respectivement de 4°C et 12°C entre les positions $z = 0.75 \text{ m}$ et $z = 1.75 \text{ m}$. Cela pourrait causer des écarts entre les mesures expérimentales et les résultats de simulation. La température de paroi a également été estimée avec le modèle bas-Reynolds pour ces deux essais, et des variations de 6°C et 4°C ont été obtenues. Pour l'essai P714 en régime de convection mixte, comme les variations et les valeurs de la température de paroi obtenues expérimentalement et avec le modèle bas-Reynolds sont relativement similaires, la température donnée dans le tableau 5.2 a été imposée sur la paroi pour les simulations. En revanche, pour les simulations de l'essai P744 en régime de convection naturelle, la température qui a été imposée sur la paroi est la température moyenne estimée par le modèle bas-Reynolds $T_p = 130.7^\circ\text{C}$, puisque la température calculée avec le modèle bas-Reynolds varie moins, et que les modèles de fonctions de paroi vont principalement être comparés au modèle bas-Reynolds sur cet essai.

5.2.2 Domaine de calcul et conditions aux limites

Les informations détaillées ci-dessous sont valables pour les essais de la première série et de la deuxième série.

Pour les simulations des essais COPAIN, le domaine de calcul et les conditions aux limites imposées sont détaillés sur la figure 5.7. Dans la direction normale à la vue en coupe représentée sur la figure, la profondeur de la conduite est de 0.6 m et les parois sont adiabatiques. La paroi froide est éloignée de l'entrée pour que le domaine de calcul corresponde au dispositif expérimental, et parce que cela permet à la couche limite dynamique de s'établir en amont de la paroi froide.

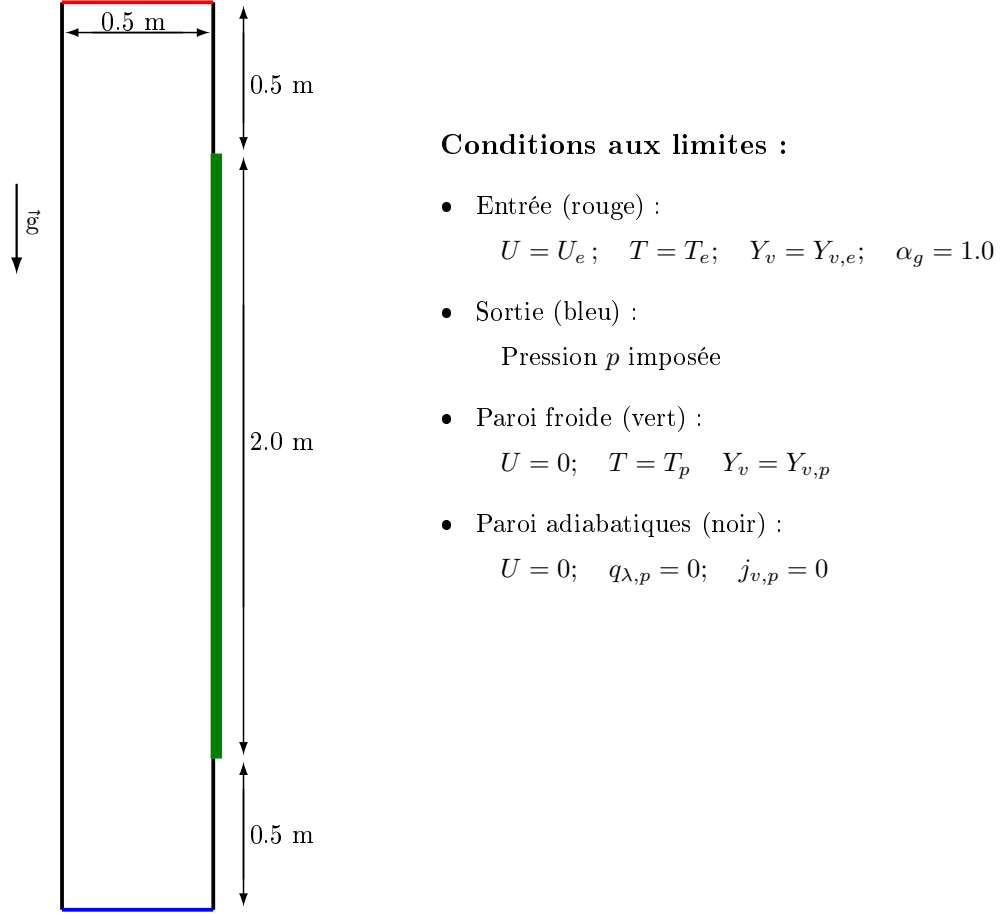


FIGURE 5.7 : Vue en coupe du domaine de calcul et conditions aux limites pour les simulations des essais COPAIN.

La fraction massique de vapeur à la paroi $Y_{v,p}$ est estimée dans le code à partir de la température de paroi T_p de l'essai simulé en supposant que la vapeur en paroi est à saturation. Le domaine fluide est initialisé avec les conditions de l'entrée.

Le domaine de calcul a été discrétisé pour les simulations RANS haut-Reynolds de façon à ce que les mailles en contact avec les parois soient situées dans la sous-couche logarithmique $30 < y_M^* < 300$, ce qui correspond approximativement à $30 < y_M^+ < 300$. Ensuite, pour la discrétisation temporelle, le pas de temps Δt imposé doit respecter dans chaque maille la condition Courant–Friedrichs–Lewy (CFL) suivante :

$$\frac{U_i \Delta t}{\Delta x_i} < 1 \quad (5.4)$$

où U_i et Δx_i sont la vitesse et l'épaisseur de la maille dans la direction $\vec{x}_i$. Pour les essais en régime de convection forcée, le pas de temps à imposer peut être estimé avec la formule (5.4) à partir de la vitesse U_e à l'entrée et des dimensions du maillage, puisque la vitesse maximale dans le domaine de calcul durant la simulation est environ égale à U_e . En revanche, en régime de convection mixte et naturelle, comme le fluide est accéléré par l'effet de la gravité, la vitesse maximale dans le domaine de calcul durant la simulation

est nettement supérieure à la vitesse à l'entrée U_e . Par conséquent, pour les régimes de convection mixte et naturelle, le pas de temps a été estimé à l'aide des résultats de simulation.

Les résultats qui sont analysés dans cette thèse correspondent à l'état stationnaire obtenu par simulation. Le temps physique à simuler pour atteindre l'état stationnaire varie en fonction des caractéristiques de l'écoulement. Sur l'ensemble des simulations COPAIN et Huhtiniemi effectuées, l'état stationnaire a été atteint en moins de 15 s de temps physique. Le temps de calcul des simulations dépend bien évidemment du nombre de processeurs utilisés. Pour les simulations les plus coûteuses, le temps de calcul sur 24 processeurs était inférieur à 2h avec les modèles RANS haut-Reynolds SA, SA+, Van Driest et Ranz-Marshall.

5.2.3 Sensibilité au maillage des modèles de fonctions de paroi

Pour les simulations RANS haut-Reynolds, le raffinement au niveau des parois peut avoir une influence significative sur les résultats. Le choix d'un maillage optimal repose principalement sur deux conditions. Premièrement, le modèle standard $k - \epsilon$ est valable si les mailles en contact avec les parois se situent dans la sous-couche logarithmique caractérisée par $30 < y_M^* < 300$. Cette première condition doit toujours être respectée. Ensuite, la précision des modèles de fonctions de paroi peut varier en fonction du raffinement en paroi. Le raffinement en paroi est décrit en fonction de la distance sans dimension y_M^* pour les modèles SA et SA+, et en fonction de y_M^+ pour le modèle Van Driest. Dans ce paragraphe, les résultats de simulation obtenus avec les modèles SA, SA+ et Van Driest et avec plusieurs maillages sont comparés, dans le but d'étudier la sensibilité au maillage et de déterminer le maillage proche paroi le plus approprié.

Les essais de la première série ont été simulés avec les modèles SA, SA+ et Van Driest et avec les maillages qui seront qualifiés de fin (A), intermédiaire (B) et grossier (C). Les tailles des mailles en paroi y_M associées aux maillages A, B et C varient selon l'essai, et elles sont données dans les tableaux 5.4, 5.5, 5.6 et 5.7. Les résultats de simulation présentés ci-dessous ont été extraits à la position $z = 1.75$ m sur la paroi (voir figure 5.5).

Pour rappel, le modèle bas-Reynolds est plus précis que les modèles de fonctions de paroi SA, SA+ et Van Driest, puisqu'il est mieux résolu au niveau des parois. Les comparaisons entre les modèles de fonctions de paroi et le modèle bas-Reynolds (BR) dans ce paragraphe visent uniquement à déterminer si un raffinement en paroi est mieux approprié. Les modèles SA, SA+ et Van Driest seront comparés au modèle bas-Reynolds plus en détail au paragraphe 5.2.4.

Effet du maillage sur les transferts thermique et massique en paroi

Les résultats ci-dessous sont analysés essai par essai, pour identifier les effets qui sont liés au régime de convection ou au flux massique de condensation. Les termes comparés sont la vitesse de frottement $U_\tau = (\tau_p/\rho)^{1/2}$ (m.s⁻¹), le flux de diffusion massique de vapeur $j_{v,p}$ (kg.m⁻².s⁻¹), le flux thermique de conduction $q_{\lambda,p}$ (W.m⁻²) et le flux thermique total traversant la paroi φ_p (W.m⁻²).

Résultats sur l'essai P644 en régime de convection forcée

Pour cet essai (voir tableau 5.2), le flux massique de condensation est qualifié de faible parce que l'écart de fraction massique entre l'entrée et la paroi donné dans le tableau 5.3 est faible. Les résultats de simulation sont détaillés dans le tableau 5.4. Pour cet essai, le choix du maillage a peu d'influence sur les résultats de simulation obtenus avec les modèles SA, SA+ et Van Driest, puisque les grandeurs U_τ , $j_{v,p}$, $q_{\lambda,p}$ et φ_p calculées en paroi varient de moins de 6 % selon les maillages.

ESSAI P644	Modèle SA			Modèle SA+			Modèle VD			Modèle BR
	A	B	C	A	B	C	A	B	C	
y_M (cm)	1	1.5	2	1	1.5	2	1	1.5	2	/
y_M^+	49.0	74.9	99.2	49.1	75.0	99.5	48.5	75.1	100.2	< 1
y_M^*	76.3	116.8	156.3	75.5	115.5	154.4	/	/	/	< 1
U_τ	0.156	0.157	0.158	0.156	0.157	0.159	0.154	0.157	0.159	0.140
$j_{v,p}$	3.30e-4	3.33e-4	3.38e-4	3.28e-4	3.31e-4	3.36e-4	3.01e-4	3.12e-4	3.21e-4	3.14e-4
$q_{\lambda,p}$	225.1	227.3	231.0	240.0	238.1	239.4	204.8	211.4	218.1	201.4
φ_p	1088.6	1099.2	1117.1	1100.7	1105.5	1119.7	994.4	1027.5	1060.1	1021.9

TABLE 5.4 : Résultats des simulations de l'essai P644 obtenus avec les modèles SA, SA et Van Driest (VD) avec différents maillages.

Résultats sur l'essai P664 en régime de convection mixte

Pour cet essai avec un flux massique de condensation faible (voir tableau 5.2), les résultats de simulations sont détaillés dans le tableau 5.5. Contrairement à l'essai P644 en régime de convection forcée, le choix du maillage a une influence notable sur les résultats des simulations pour les modèles de fonctions de paroi SA, SA+ et Van Driest. En effet, les flux thermiques φ_p et $q_{\lambda,p}$ et le flux de diffusion massique $j_{v,p}$ estimés par les modèles SA et SA+ varient d'environ 20 % entre les maillages fin (A) et grossier (C). Pour le modèle Van Driest la sensibilité au maillage des flux thermiques et du flux de diffusion massique est moins importante, puisqu'ils varient d'environ 5 % entre les maillages fin (A) et grossier (C). L'estimation de la vitesse de frottement U_τ varie en fonction du maillage d'environ 5 % pour les modèles SA et SA+, contre environ 10 % pour le modèle Van Driest.

ESSAI P664	Modèle SA			Modèle SA+			Modèle VD			Modèle BR
	A	B	C	A	B	C	A	B	C	
y_M (cm)	2	3.1	4.2	2	3.1	4.2	2	3.1	4.2	/
y_M^+	46.3	70.4	102.6	46.5	70.8	103.5	47.1	66.1	89.2	< 1
y_M^*	27.7	52.6	89.6	25.3	50.6	87.7	/	/	/	< 1
U_τ	7.11e-2	7.32e-2	7.56e-2	7.14e-2	7.36e-2	7.62e-2	7.23e-2	6.87e-2	6.57e-2	7.30e-2
$j_{v,p}$	2.16e-4	2.40e-4	2.63e-4	2.07e-4	2.34e-4	2.60e-4	3.51e-4	3.43e-4	3.30e-4	2.09e-4
$q_{\lambda,p}$	78.6	89.0	98.7	81.3	92.7	103.4	133.5	130.9	126.3	86.2
φ_p	629.0	701.4	769.8	608.7	689.7	764.9	1027.2	1005.5	967.2	627.1

TABLE 5.5 : Résultats des simulations de l'essai P664 obtenus avec les modèles SA, SA et Van Driest (VD) avec différents maillages.

Ainsi, sur cet essai, les modèles SA et SA+ qui tiennent compte de l'effet de la gravité sont moins sensibles au maillage que le modèle Van Driest pour l'évaluation de la vitesse de frottement U_τ , et ils sont plus sensibles au maillage que le modèle Van Driest

concernant les termes $q_{\lambda,p}$, φ_p et $j_{v,p}$. Sur cet essai, c'est avec le maillage grossier (C) que les modèles SA et SA+ s'approchent le mieux des résultats du modèle bas-Reynolds.

Résultats sur l'essai P714 en régime de convection mixte

Pour cet essai (voir tableau 5.2), le flux massique de condensation est qualifié d'élevé parce que l'écart de fraction massique entre l'entrée et la paroi donné dans le tableau 5.3 est élevé. Les résultats de simulation sont détaillés dans le tableau 5.6. Pour cet essai, le choix du maillage a une influence également les résultats des simulations pour les modèles de fonctions de paroi SA, SA+ et Van Driest. En effet, le flux thermique φ_p et le flux de diffusion massique $j_{v,p}$ estimés par les modèles SA, SA+ et Van Driest varient d'environ 10 % entre les maillages fin (A) et grossier (C). Pour le modèle SA+, le flux thermique $q_{\lambda,p}$ varie d'environ 15 % entre les maillages fin (A) et grossier (C), alors que ce flux varie beaucoup moins pour les modèles SA et Van Driest. De plus, pour les modèles SA+ et Van Driest, la vitesse de frottement U_τ varie d'environ 10 % entre les maillages fin (A) et grossier (C), alors que cette vitesse varie très peu pour le modèle SA.

ESSAI P714	Modèle SA			Modèle SA+			Modèle VD			Modèle BR
Maillage	A	B	C	A	B	C	A	B	C	
y_M (cm)	0.5	1	1.5	0.5	1	1.5	0.5	1	1.5	/
y_M^+	42.7	84.6	131.6	42.3	88.5	143.0	45.3	84.7	121.8	< 1
y_M^*	46.2	85.0	134.9	26.0	61.0	119.1	/	/	/	< 1
U_τ	6.96e-2	6.90e-2	7.06e-2	6.90e-2	7.21e-2	7.67e-2	7.38e-2	6.91e-2	6.53e-2	7.50e-2
$j_{v,p}$	6.68e-3	6.15e-3	6.07e-3	5.18e-3	4.98e-3	5.59e-3	7.67e-3	7.42e-3	6.98e-3	5.69e-3
$q_{\lambda,p}$	609.9	607.5	629.3	733.6	734.7	837.8	710.3	745.4	741.2	828.2
φ_p	21087	19457	19235	16610	16004	17974	24053	23315	21977	17571

TABLE 5.6 : Résultats des simulations de l'essai P714 obtenus avec les modèles SA, SA et Van Driest (VD) avec différents maillages.

Ainsi, sur cet essai, le modèle SA+ qui tient compte de l'effet d'aspiration et du flux thermique d'inter-diffusion est plus sensible au maillage que les modèles SA de Van Driest. Contrairement à l'essai P664 en régime de convection mixte avec un flux massique de condensation faible, c'est avec le maillage fin (A) que les modèles SA et SA+ s'approchent le mieux des résultats du modèle bas-Reynolds.

Résultats sur l'essai P744 en régime de convection naturelle

Pour cet essai avec un flux massique de condensation élevé (voir tableau 5.2), les résultats de simulation sont détaillés dans le tableau 5.7. Comme pour les essais P664 et P714 en régime de convection mixte, le choix du maillage a une influence non négligeable sur les résultats des simulations pour les modèles SA, SA+ et Van Driest. En effet, pour ces trois modèles de fonctions de paroi, les termes φ_p , $q_{\lambda,p}$, $j_{v,p}$ et U_τ obtenus varient de 10 % à 20 % en fonction du maillage.

Comme pour l'essai P714 en régime de convection mixte avec un flux massique de condensation élevé, c'est avec le maillage fin (A) que les modèles SA et SA+ s'approchent le mieux des résultats du modèle bas-Reynolds.

ESSAI P744	Modèle SA			Modèle SA+			Modèle VD			Modèle BR
Maillage	A	B	C	A	B	C	A	B	C	
y_M (cm)	1	1.5	2	1	1.5	2	1	1.5	2	/
y_M^+	67.6	108.3	147.8	73.4	118.6	162.8	49.0	66.6	80.9	< 1
y_M^*	86.8	127.6	190.0	65.1	123.9	186.6	/	/	/	< 1
U_τ	5.67e-2	5.98e-2	6.20e-2	6.16e-2	6.55e-2	6.83e-2	4.11e-2	3.68e-2	3.39e-2	6.09e-2
$j_{v,p}$	4.32e-3	4.71e-3	4.97e-3	4.17e-3	4.62e-3	4.92e-3	2.18e-3	1.98e-3	1.83e-3	6.07e-3
$q_{\lambda,p}$	405.9	455.7	490.8	576.9	634.4	675.5	217.0	205.3	195.3	803.0
φ_p	14656	15974	16866	14325	15862	16887	9316.8	8454.3	7825.9	20683

TABLE 5.7 : Résultats des simulations de l'essai P744 obtenus avec les modèles SA, SA et Van Driest (VD) avec différents maillages.

Résumé des résultats

Les modèles de fonctions de paroi SA, SA+ et Van Driest sont sensibles au maillage pour les essais en régime de convection mixte et naturelle, et le modèle SA+ qui tient compte de l'effet d'aspiration et du flux thermique d'inter-diffusion est plus sensible au maillage que les modèles SA et Van Driest. Pour les modèles de fonctions de paroi semi-analytiques SA et SA+, la comparaison des termes U_τ , $j_{v,p}$, $q_{\lambda,p}$ et φ_p avec le modèle bas-Reynolds ne permet pas de déterminer un maillage optimal, puisque selon l'essai considéré, le maillage qui semble être mieux adapté pour les modèles SA et SA+ peut être soit le plus fin (A), soit le plus grossier (C).

Effet du maillage sur les variables de l'écoulement dans la couche limite

Cette seconde étude de sensibilité au maillage ne concerne que l'essai en régime de convection mixte avec un flux massique de condensation élevé (P714). Cet essai a été sélectionné à partir des résultats du tableau 5.6, puisque les modèles SA et SA+ se comportent différemment et sont sensibles au maillage.

Pour les modèles SA et SA+, les profils logarithmiques sans dimension de vitesse U^+ , de température T^+ et de fraction massique de vapeur Y_v^+ obtenus avec les différents maillages sont tracés sur les figures 5.8, 5.9 et 5.10. Pour chaque maillage, la ligne continue tracée correspond aux fonctions de paroi du modèle SA ou SA+ dans la maille qui est en contact avec la paroi, et les croix sont les valeurs dans les mailles obtenues par simulation. La ligne noire correspond au profil du modèle bas-Reynolds.

Les profils logarithmiques de vitesse sans dimension U^+ obtenus avec les modèles SA et SA+ sont comparés sur la figure 5.8. Pour le modèle SA, les profils de vitesse varient peu en fonction du maillage, alors que pour le modèle SA+, le choix du maillage a une légère influence sur le profil de vitesse sans dimension. De plus, il n'est pas possible de définir quel maillage permet aux modèles SA et SA+ de mieux approcher le profil de vitesse du modèle bas-Reynolds.

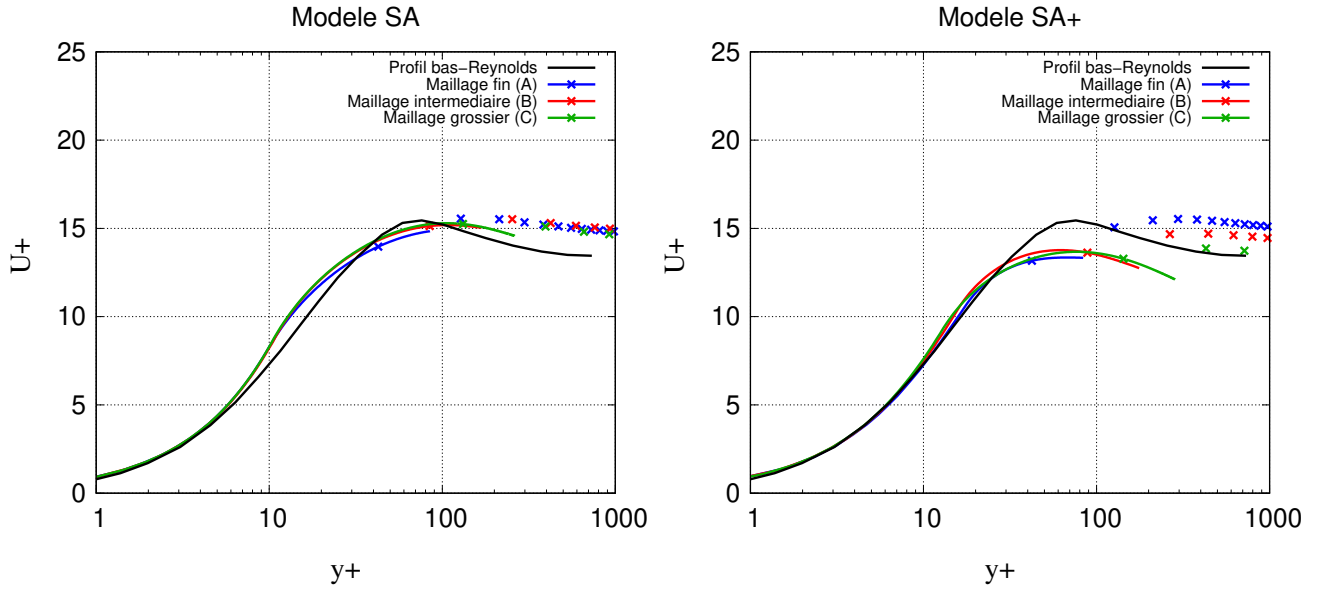


FIGURE 5.8 : Profils logarithmiques de vitesse sans dimension obtenus avec différents maillages avec le modèle SA (gauche) et le modèle SA+ (droite), pour l'essai P714 en régime de convection mixte avec un flux massique de condensation élevé.

Les profils logarithmiques de température sans dimension T^+ obtenus avec les modèles SA et SA+ sont comparés sur la figure 5.9. Comme pour le champ de vitesse, les profils de température obtenus avec le modèle SA varient peu en fonction du maillage, alors que pour le modèle SA+, le choix du maillage a une influence sur le profil de température sans dimension. Comme pour le champ de vitesse, il n'est pas possible de définir quel maillage permet aux modèles SA et SA+ de mieux approcher le profil de température du modèle bas-Reynolds

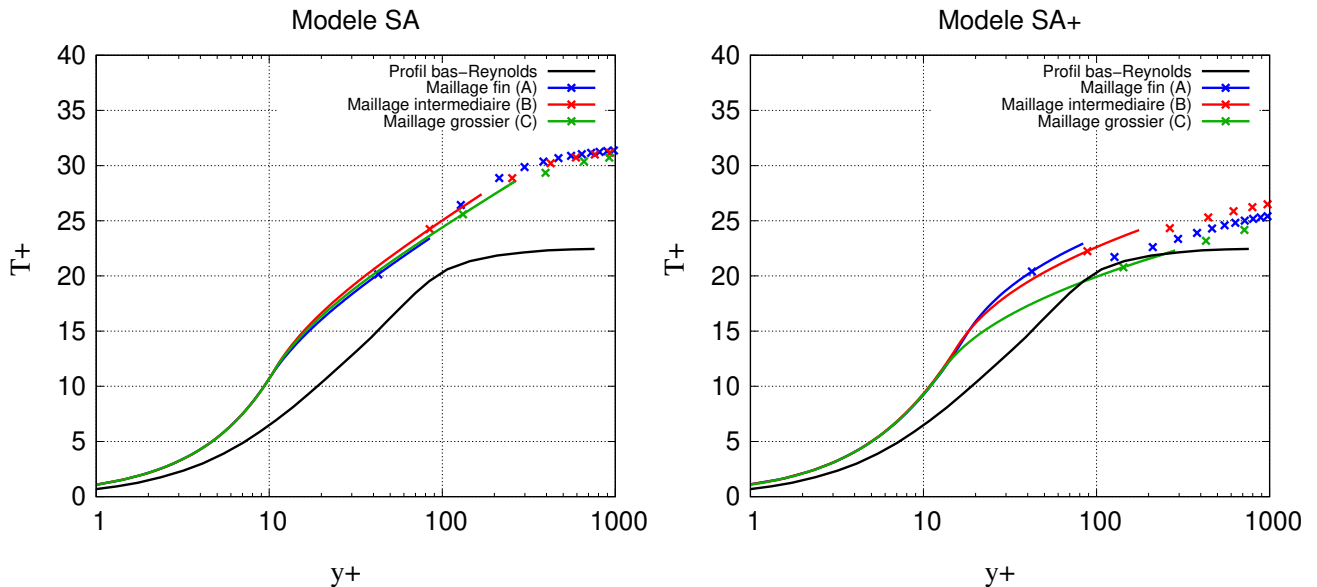


FIGURE 5.9 : Profils logarithmiques de température sans dimension obtenus avec différents maillages avec le modèle SA (gauche) et le modèle SA+ (droite), pour l'essai P714 en régime de convection mixte avec un flux massique de condensation élevé.

Les profils logarithmiques de fraction massique sans dimension Y_v^+ obtenus avec les modèles SA et SA+ sont comparés sur la figure 5.10. Les profils sans dimension obtenus avec les deux modèles varient légèrement en fonction du maillage. En revanche, les fonctions de paroi (lignes continues) du modèle SA+ varient en fonction du maillage, alors que celles du modèle SA ne varient presque pas. Pour le modèle SA+, le profil obtenu avec le maillage intermédiaire est plus proche du profil du modèle bas-Reynolds. En revanche, il n'est pas possible de définir quel maillage permet au modèle SA de mieux approcher le profil de température du modèle bas-Reynolds.

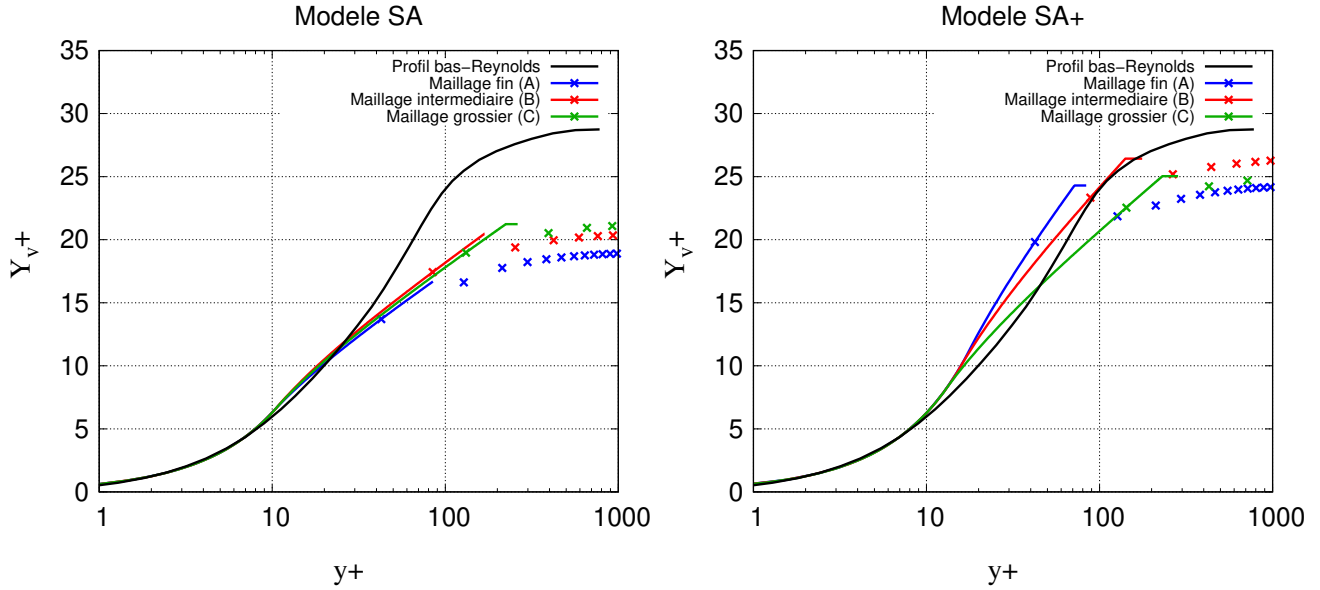


FIGURE 5.10 : Profils logarithmiques de fraction massique obtenus à l'aide de différents maillages avec le modèle SA (gauche) et le modèle SA+ (droite), pour l'essai P714 en régime de convection mixte avec un flux massique de condensation élevé.

En résumé, sur cet essai de convection mixte avec un flux massique de condensation élevé, les profils de U^+ , T^+ et Y_v^+ obtenus avec les modèles de fonctions de paroi semi-analytiques SA et SA+ varient en fonction du maillage. De plus, les profils du modèle SA+ sont plus sensibles au maillage que ceux du modèle SA, et cela est probablement dû à l'effet d'aspiration et au flux thermique d'inter-diffusion qui sont pris en compte dans le modèle SA+. Par ailleurs, aucun maillage ne semble permettre à la fois aux modèles de fonctions de paroi semi-analytiques SA et SA+ de mieux approcher les profils du modèle bas-Reynolds. Au final, sur cet essai, les conclusions sur les profils sont analogues à celles obtenues en analysant les termes en paroi du tableau 5.6.

Malheureusement, les résultats obtenus avec les différents maillages n'ont pas permis de déterminer de recommandation précise sur le raffinement en paroi. L'unique condition à respecter est que la distance adimensionnelle y_M^* doit être supérieure à 30 pour que le modèle de turbulence standard $k - \epsilon$ soit valable. Néanmoins, en s'éloignant de la paroi, certaines hypothèses sur lesquelles reposent les modèles de fonctions de paroi semi-analytiques SA et SA+ risquent de ne plus être valables, comme l'approximation linéaire de la viscosité turbulente, le fait de déterminer l'épaisseur de la sous couche laminaire y_V en fonction de l'énergie cinétique turbulente de la maille k_M , ou encore l'hypothèse de flux de masse normal à la paroi constant dans la couche limite.

Dans la suite de cette thèse, les résultats des simulations présentés pour chaque essai ont été obtenus avec un maillage en paroi compris dans l'intervalle $40 < y_M^* < 100$.

5.2.4 Analyse des flux thermique et massique en paroi

Aux paragraphes 5.2.4 et 5.2.5 qui traitent des essais de la première série, les résultats obtenus pour les essais P644 et P744 avec le maillage fin (A) sont analysés, et les résultats obtenus pour les essais P664 et P714 avec le maillage intermédiaire (B) sont analysés. Pour les autres maillages, les résultats sont données dans les tableaux en annexe A.

Comparaison entre les modèles de fonctions de paroi semi-analytiques

Ci-dessous les termes U_τ , $j_{v,p}$, $q_{\lambda,p}$ et φ_p obtenus avec les modèles de fonctions de paroi semi-analytiques SA et SA+ sont comparés dans le but d'analyser l'effet de la prise en compte du phénomène d'aspiration et du flux thermique d'inter-diffusion dans le modèle SA+.

Les résultats de simulation de l'essai P644 en régime de convection forcée avec un flux massique de condensation faible sont comparés dans le tableau 5.8. Sur cet essai, les modèles SA et SA+ donnent des résultats assez similaires, excepté pour le flux thermique $q_{\lambda,p}$ qui est supérieur d'environ 7 % avec le modèle SA+.

ESSAI P644	Modèle SA	Modèle SA+
U_τ	0.156	0.156
$j_{v,p}$	3.30e-4	3.28e-4
$q_{\lambda,p}$	225.1	240.0
φ_p	1088.6	1100.7

TABLE 5.8 : Comparaison entre les modèles de fonctions de paroi semi-analytiques SA et SA+ pour l'essai P644.

Les résultats des simulations de l'essai P644 en régime de convection mixte avec un flux massique de condensation faible sont comparés dans le tableau 5.9. Comme pour l'essai P644 en régime de convection forcée, les résultats obtenus avec les modèles SA et SA+ sont similaires, puisque pour chaque terme comparé l'écart entre les deux modèles de fonctions de paroi semi-analytiques est inférieur à 5 %.

ESSAI P664	Modèle SA	Modèle SA+
U_τ	7.32e-2	7.36e-2
$j_{v,p}$	2.40e-4	2.34e-4
$q_{\lambda,p}$	89.0	92.7
φ_p	701.4	689.7

TABLE 5.9 : Comparaison entre les modèles de fonctions de paroi semi-analytiques SA et SA+ pour l'essai P664.

Les résultats des simulations de l'essai P714 en régime de convection mixte avec un flux massique de condensation élevé sont comparés dans le tableau 5.10. Contrairement

aux essais P644 et P664 avec un flux massique de condensation faible, les résultats obtenus avec les modèles SA et SA+ sont différents sur cet essai. En effet, le flux thermique $q_{\lambda,p}$ estimé avec le modèle SA+ est 21 % plus élevé que celui estimé avec le modèle SA. Aussi, le flux de diffusion massique $j_{v,p}$ et le flux thermique total φ_p du modèle SA+ sont environ 18 % inférieurs par rapport à ceux du modèle SA.

ESSAI P714	Modèle SA	Modèle SA+
U_τ	6.90e-2	7.21e-2
$j_{v,p}$	6.15e-3	4.98e-3
$q_{\lambda,p}$	607.5	734.7
φ_p	19457	16004

TABLE 5.10 : Comparaison entre les modèles de fonctions de paroi semi-analytiques SA et SA+ pour l'essai P714.

Les résultats des simulations de l'essai P714 en régime de convection naturelle avec un flux massique de condensation élevé sont comparés dans le tableau 5.10. Comme pour l'essai P714 avec un flux massique de condensation élevé, les résultats obtenus avec les modèles SA et SA+ sont différents sur cet essai. En effet, le flux thermique $q_{\lambda,p}$ estimé avec le modèle SA+ est 42 % plus élevé que celui estimé avec le modèle SA, et la vitesse de frottement U_τ du modèle SA+ est 9 % inférieure à celle du modèle SA.

ESSAI P744	Modèle SA	Modèle SA+
U_τ	5.67e-2	6.16e-2
$j_{v,p}$	4.32e-3	4.17e-3
$q_{\lambda,p}$	405.9	576.9
φ_p	14656	14325

TABLE 5.11 : Comparaison entre les modèles de fonctions de paroi semi-analytiques SA et SA+ pour l'essai P744.

En résumé, pour les essais avec un flux massique de condensation faible, comme les termes U_τ et $j_{v,p}$ estimés avec les modèles SA et SA+ sont similaires, l'effet d'aspiration qui est pris en compte dans le modèle SA+ pour calculer U_τ et $j_{v,p}$ est négligeable. Par ailleurs, pour ces mêmes essais, comme les flux thermiques $q_{\lambda,p}$ estimés avec le modèle SA+ sont légèrement supérieurs à ceux estimés avec le modèle SA, le flux thermique d'inter-diffusion qui est pris en compte dans le modèle SA+ pour calculer $q_{\lambda,p}$ a une légère influence. Pour les essais avec un flux massique de condensation élevé, comme les termes U_τ , $q_{\lambda,p}$ et $j_{v,p}$ estimés avec les modèles SA et SA+ sont sensiblement différents, l'effet d'aspiration et le flux thermique d'inter-diffusion qui sont pris en compte dans le modèle SA+ ne sont pas négligeables.

Comparaison avec les mesures expérimentales

Lors des essais COPAIN, les termes U_τ , $q_{\lambda,p}$ et $j_{v,p}$ n'ont pas été mesurés expérimentalement. Ci-dessous, les flux thermiques totaux traversant la paroi φ_p obtenus par simulation sont comparés aux flux thermiques mesurés expérimentalement. L'erreur relative Σ est définie par :

$$\Sigma_{\phi,ref} = \frac{\phi - \phi_{ref}}{\phi_{ref}} \cdot 100 \quad (5.5)$$

où ϕ est la grandeur comparée, et l'indice *ref* désigne si la grandeur est comparée avec le modèle bas-Reynolds (*BR*) ou avec les mesures expérimentales (*exp*). Les erreurs relatives par rapport au modèle bas-Reynolds $\Sigma_{\varphi_p,BR}$ seront discutées au paragraphe 5.2.4. Avec cette définition, une erreur relative positive signifie que le terme ϕ est surestimé par rapport à ϕ_{ref} .

Pour chaque essai de la première série, les erreurs relatives $\Sigma_{\varphi_p,exp}$ des modèles de fonctions de paroi SA, SA+ et VD par rapport à l'expérience sont données dans le tableau 5.12. De plus, les erreurs relatives du modèle bas-Reynolds de (Jiang, 2021) par rapport aux mesures du flux thermique sont données dans le tableau à titre indicatif.

ESSAI	Modèle SA	Modèle SA+	Modèle VD	Modèle BR
P644	-7.4	-6.3	-15.4	-13.0
P664	-16.0	-17.4	20.4	-24.9
P714	2.5	-15.7	22.9	-7.4
P744	-45.2	-46.4	-65.2	-22.7

TABLE 5.12 : Erreurs relatives $\Sigma_{\varphi_p,exp}$ sur le flux thermique total traversant la paroi par rapport aux mesures expérimentales pour chaque essai.

Pour l'essai P644 en régime de convection forcée avec un flux massique de condensation faible, les flux thermiques φ_p obtenus avec les modèles SA et SA+ sont sous-estimés d'environ 7 % par rapport au flux mesuré, et celui obtenu avec le modèle Van Driest est sous-estimé de 15.4 % par rapport au flux mesuré.

Sur l'essai P664 en régime de convection mixte avec un flux massique de condensation faible, les flux thermiques φ_p obtenus avec les modèles SA et SA+ sont sous-estimés d'environ 17 % par rapport au flux mesuré, et celui obtenu avec le modèle Van Driest est surestimé de 20.4 % par rapport au flux mesuré. Le fait que le modèle Van Driest surestime le flux thermique est attendu, puisque ce modèle est établi en régime de convection forcée, et que le coefficient d'échange thermique est plus important pour ce régime de convection.

Pour l'essai P714 en régime de convection mixte qui a un flux massique de condensation élevé, le flux thermique obtenu avec le modèle SA est similaire au flux mesuré. En revanche, le flux thermique total φ_p obtenu avec le modèle SA+ est sous-estimé de 15.7 % par rapport au flux mesuré, et celui obtenu avec le modèle Van Driest est surestimé de 22.9 % par rapport au flux mesuré. Comme pour l'essai P664 en régime de convection mixte, le fait que le modèle Van Driest surestime le flux thermique est cohérent, puisque ce modèle est établi en régime de convection forcée.

Sur l'essai P744 en régime de convection naturelle avec un flux massique de condensation élevé, les flux thermiques obtenus avec les modèles SA, SA+ et Van Driest φ_p sont sous-estimés de plus de 45 % par rapport au flux mesuré.

Au final, sur ces quatre essais, les erreurs relatives des modèles SA et SA+ dans le tableau 5.12 sont inférieures en valeur absolue à celles du modèle Van Driest.

Les erreurs relatives du modèle bas-Reynolds sont parfois supérieures en valeur absolue à celles des modèles de fonctions de paroi SA, SA+ et VD, malgré le fait que le modèle bas-Reynolds est mieux résolu au niveau des parois. Il faut noter que les flux thermiques φ_p du modèle bas-Reynolds sont tous sous-estimés par rapport aux flux mesurés expérimentalement à la position $z = 1.75$ m. Sur l'essai P664 en régime de convection mixte et l'essai P744 en régime de convection naturelle, les erreurs relatives $\Sigma_{\varphi_p,exp}$ du modèle bas-Reynolds sont supérieures à 20 % en valeur absolue. Ces écarts entre le modèle bas-Reynolds et les données expérimentales peuvent être dus au film liquide qui est négligé dans le modèle bas-Reynolds, et/ou à la modélisation de la turbulence dans le modèle bas-Reynolds.

Comparaison avec le modèle bas-Reynolds

Malgré les erreurs relatives parfois importantes du modèle bas-Reynolds de (Jiang, 2021) par rapport aux mesures expérimentales évoquées au paragraphe 5.2.4, les modèles de fonctions de paroi SA, SA+ et VD sont comparés au modèle bas-Reynolds ci-dessous. L'intérêt est de pouvoir comparer la vitesse de frottement U_τ , le flux massique de diffusion $j_{v,p}$ et le flux thermique de conduction $q_{\lambda,p}$ qui ont été estimés avec le modèle bas-Reynolds mais n'ont pas été mesurés expérimentalement. L'objectif de ce paragraphe est de déterminer si un des modèles de fonctions de paroi permet de mieux approcher les résultats du modèle bas-Reynolds. Les termes U_τ , $j_{v,p}$, $q_{\lambda,p}$ et φ_p sont comparés dans les tableaux 5.13, 5.14, 5.15 et 5.16 à l'aide des erreurs relatives Σ définies à l'expression (5.5).

Résultats sur l'essai P644 en régime de convection forcée

Pour cet essai P644 avec un flux massique de condensation faible, les erreurs relatives des modèles SA, SA+ et Van Driest par rapport au modèle bas-Reynolds sont données dans le tableau 5.13. La vitesse de frottement U_τ est surestimée par les modèles SA, SA+ et Van Driest avec une erreur relative d'environ 11 % par rapport au modèle bas-Reynolds. De plus, les flux thermiques φ_p et les flux de diffusion massiques $j_{v,p}$ obtenus avec les modèles SA, SA+ et Van Driest sont similaires à ceux du modèle bas-Reynolds sur cet essai, puisque leurs erreurs relatives sont inférieures à 8 % en valeur absolue. En revanche, le flux thermique $q_{\lambda,p}$ pour les modèles SA et SA+ est surestimé de respectivement 11.8 % et 19.2 % sur cet essai, alors celui du modèle Van Driest a une erreur relative faible de 1.7 %. Par conséquent, sur cet essai, le modèle Van Driest permet d'approcher légèrement mieux les résultats du modèle bas-Reynolds que les modèles SA et SA+.

ESSAI P644	Modèle SA	Modèle SA+	Modèle VD
$\Sigma_{U_\tau, BR} (\%)$	11.4	11.4	10.0
$\Sigma_{j_{v,p}, BR} (\%)$	5.1	4.5	-4.1
$\Sigma_{q_{\lambda,p}, BR} (\%)$	11.8	19.2	1.7
$\Sigma_{\varphi_p, BR} (\%)$	6.5	7.7	-2.7

TABLE 5.13 : Erreurs relatives par rapport au modèle bas-Reynolds BR obtenues avec le maillage fin (A) pour l'essai P644.

Résultats sur l'essai P664 en régime de convection mixte

Pour cet essai P664 avec un flux massique de condensation faible, les erreurs relatives des modèles SA, SA+ et Van Driest par rapport au modèle bas-Reynolds sont données dans le tableau 5.14. Les erreurs relatives sur la vitesse de frottement U_τ sont inférieures à 6 % en valeur absolue pour les modèles SA, SA+ et Van Driest. Les flux $q_{\lambda,p}$, φ_p et $j_{v,p}$ sont tous nettement surestimés avec le modèle Van Driest, puisque leurs erreurs relatives sont supérieures de 50 %. Pour les modèles SA et SA+, les flux φ_p et $j_{v,p}$ sont légèrement surestimés puisque les erreurs relatives sont comprises entre 10 % et 15 %, et le flux thermique $q_{\lambda,p}$ a une erreur relative inférieure à 8 %. Par conséquent, sur cet essai, les modèles SA et SA+ permettent de mieux approcher les résultats du modèle bas-Reynolds que le modèle Van Driest.

ESSAI P664	Modèle SA	Modèle SA+	Modèle VD
$\Sigma_{U_\tau, BR} (\%)$	0.3	0.8	-5.9
$\Sigma_{j_{v,p}, BR} (\%)$	14.8	12.0	64.1
$\Sigma_{q_{\lambda,p}, BR} (\%)$	3.2	7.5	51.9
$\Sigma_{\varphi_p, BR} (\%)$	11.8	10.0	60.3

TABLE 5.14 : Erreurs relatives par rapport au modèle bas-Reynolds BR obtenues avec le maillage intermédiaire (B) pour l'essai P664.

Résultats sur l'essai P714 en régime de convection mixte

Pour cet essai avec un flux massique de condensation élevé, les erreurs relatives des modèles SA, SA+ et Van Driest par rapport au modèle bas-Reynolds sont données dans le tableau 5.15. Les erreurs relatives sur la vitesse de frottement U_τ sont toutes inférieures à 8 % en valeur absolue pour les modèles SA, SA+ et Van Driest. Comme pour l'essai P664 en régime de convection mixte, les flux φ_p et $j_{v,p}$ sont nettement surestimés avec le modèle Van Driest, puisque leurs erreurs relatives sont supérieures à 30 %, alors que pour les modèles SA et SA+ ces erreurs sont inférieures à 13 % en valeur absolue. Le flux thermique $q_{\lambda,p}$ est sous-estimé de 26.6 % avec le modèle SA, alors que les erreurs relatives sur ce flux des modèles SA+ et Van Driest sont inférieures à 12 % en valeur absolue. Par conséquent, sur cet essai, le modèle SA+ permet de mieux approcher les résultats du modèle bas-Reynolds que les modèles SA et Van Driest.

ESSAI P714	Modèle SA	Modèle SA+	Modèle VD
$\Sigma_{U_\tau, BR} (\%)$	-8.0	-3.9	-7.9
$\Sigma_{j_{v,p}, BR} (\%)$	8.1	-12.5	30.4
$\Sigma_{q_{\lambda,p}, BR} (\%)$	-26.6	-11.3	-10.0
$\Sigma_{\varphi_p, BR} (\%)$	10.7	-8.9	32.7

TABLE 5.15 : Erreurs relatives par rapport au modèle bas-Reynolds BR obtenues avec le maillage intermédiaire (B) pour l'essai P714.

Résultats sur l'essai P744 en régime de convection mixte

Pour cet essai P744 avec un flux massique de condensation élevé, les erreurs relatives des modèles SA, SA+ et Van Driest par rapport au modèle bas-Reynolds sont données dans le tableau 5.16. La vitesse de frottement U_τ est surestimée de 32.5 % avec le modèle Van Driest, alors qu'avec les modèles SA et SA+ cette vitesse est relativement bien estimée. Sur cet essai, les flux thermiques $q_{\lambda,p}$ et φ_p et le flux de diffusion massique $j_{v,p}$ sont sous-estimés de plus de 25 % avec chaque modèle de fonctions de paroi. Toutefois, les erreurs relatives des modèles SA et SA+ sont nettement plus faibles que celles du modèle Van Driest en valeur absolue. De plus, le flux thermique $q_{\lambda,p}$ est nettement plus sous-estimé avec le modèle SA qu'avec le modèle SA+. Ainsi, sur cet essai, le modèle SA+ permet de mieux approcher les résultats du modèle bas-Reynolds que les modèles SA et Van Driest.

ESSAI P744	Modèle SA	Modèle SA+	Modèle VD
$\Sigma_{U_\tau, BR} (\%)$	-6.9	1.1	32.5
$\Sigma_{j_{v,p}, BR} (\%)$	-28.8	-31.3	-64.1
$\Sigma_{q_{\lambda,p}, BR} (\%)$	-49.5	-28.2	-73.0
$\Sigma_{\varphi_p, BR} (\%)$	-29.1	-30.7	-55.0

TABLE 5.16 : Erreurs relatives par rapport au modèle bas-Reynolds BR obtenues avec le maillage fin (A) pour l'essai P744.

Résumé des résultats

Sur l'essai en régime de convection forcée, le modèle Van Driest permet légèrement de mieux approcher les résultats du modèle bas-Reynolds que les modèles SA et SA+. En revanche, pour les essais en régime de convection mixte et naturelle, les modèles SA et SA+ permettent de mieux approcher les résultats du modèle bas-Reynolds que le modèle Van Driest. Par conséquent, la prise en compte de l'effet de la gravité dans les modèles de fonctions de paroi semi-analytiques SA et SA+ permet d'améliorer les résultats sur les essais en régime de convection mixte et naturelle. Par ailleurs, pour l'essai en régime de convection naturelle avec un flux massique de condensation élevé, des écarts importants ont été obtenus entre les modèles de fonctions de paroi semi-analytiques SA et SA+ et le modèle bas-Reynolds.

Pour les essais avec un flux massique de condensation élevé, les erreurs relatives du modèle SA+ sur le flux thermique $q_{\lambda,p}$ sont nettement plus faibles en valeur absolue que

celles du modèle SA. Cela signifie que la prise en compte de l'effet d'aspiration et du flux thermique d'inter-diffusion dans le modèle SA+ permet d'améliorer l'estimation du flux thermique $q_{\lambda,p}$ sur ces essais avec un flux massique de condensation élevé.

5.2.5 Analyses des variables de l'écoulement U , T et Y_v dans la couche limite

Ci-dessous, les profils de vitesse U , de température T et de fraction massique de vapeur Y_v obtenus par simulation avec les modèles SA, SA+ et Van Driest sont analysés par comparaison avec les profils du modèle bas-Reynolds et les profils mesurés expérimentalement. Les essais COPAIN analysés sont toujours ceux de la première série détaillée dans le tableau 5.2.

Comparaison avec le modèle bas-Reynolds

Les profils logarithmiques des grandeurs sans dimension de vitesse U^+ , de température T^+ et de fraction massique de vapeur Y_v^+ sont tracés pour chaque essai sur les figures 5.11 à 5.22. Sur ces figures, les résultats des simulations avec les modèles SA, SA+ et Van Driest sont colorés respectivement en bleu, rouge et vert. A noter que pour les modèles SA, SA+ et Van Driest, la ligne continue correspond au profil de la fonction de paroi dans la maille en contact avec la paroi, et les croix sont les valeurs dans les mailles de la couche limite obtenues par simulation. La courbe grise correspond au modèle de fonctions de paroi standards décrit au paragraphe 3.4.3, et la courbe noire est le profil du modèle bas-Reynolds.

Pour chaque essai, les grandeurs sans dimension U^+ , T^+ et Y_v^+ définies aux expressions (3.54), (3.55), (3.56) ont été calculées à partir des termes U_τ , $q_{\lambda,p}$ et $j_{v,p}$ donnés dans les tableaux 5.4, 5.5, 5.6 et 5.7, et avec les propriétés μ , ρ et C_p données dans le tableau 5.17. Dans (Jiang, 2021), les mêmes propriétés ont été utilisées pour calculer les profils sans dimension du modèle bas-Reynolds. Les fonctions de paroi standards tracées en gris ont été calculées à partir des nombres de Prandtl et de Schmidt donnés dans le tableau 5.17.

Essai	μ	ρ	C_p	Pr	Sc
P644	1.84e-5	1.16	1238.4	0.798	0.751
P664	1.84e-5	1.20	1207.9	0.780	0.755
P714	1.81e-5	4.43	1832.1	1.047	0.693
P744	1.77e-5	4.23	1883.3	1.057	0.692

TABLE 5.17 : Propriétés du fluides utilisées pour le calcul des grandeurs sans dimension.

Résultats sur l'essai P644 en régime de convection forcée

Sur le tracé de la vitesse U^+ figure 5.11, seul le profil du modèle bas-Reynolds diffère légèrement des autres. Cette observation est en accord avec les erreurs relatives du tableau 5.13, puisque les vitesses de frottement U_τ évaluées avec les modèles SA, SA+

et Van Driest sont toutes environ 10 % supérieures par rapport à celle du modèle bas-Reynolds.

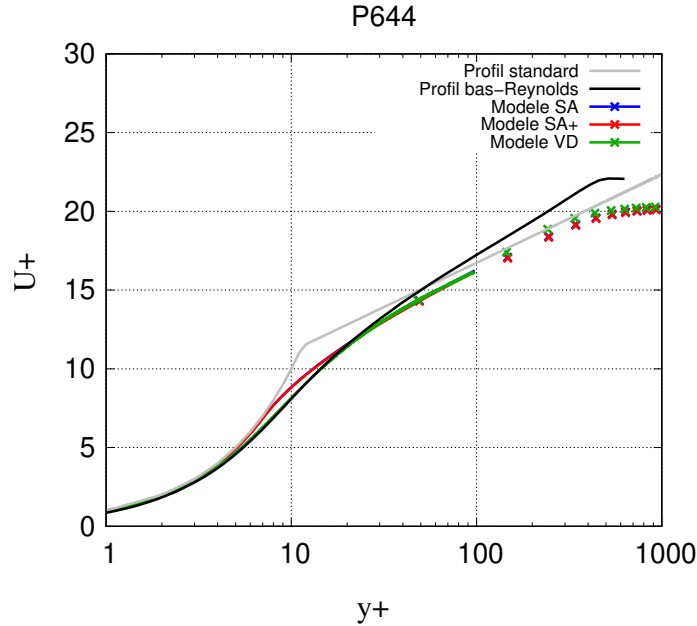


FIGURE 5.11 : Profils logarithmiques de vitesse U^+ pour l'essai P644 en régime de convection forcée.

Sur le tracé de la température T^+ figure 5.12, les profils obtenus avec les modèles SA, SA+ et Van Driest sont légèrement différents, et c'est le profil du modèle SA+ qui s'approche le plus au profil du modèle bas-Reynolds et à la fonction de paroi standard de température.

Sur le tracé de la fraction massique de vapeur Y_v^+ figure 5.13, les profils obtenus avec les modèles SA et SA+ sont légèrement au-dessous du profil du modèle bas-Reynolds, et le profil obtenu avec le modèle Van Driest est légèrement au-dessus du profil du modèle bas-Reynolds.

En résumé, sur cet essai en régime de convection forcée avec un flux massique de condensation faible, les profils de vitesse, de température et de fraction massique obtenus avec les modèles de fonctions de paroi SA, SA+ et Van Driest sont similaires aux profils du modèle bas-Reynolds et aux fonctions de paroi standards. Il est à noter que les profils obtenus sur cet essai sont similaires à ceux obtenus sur le cas de validation en régime de convection forcée à la section 5.1.

Par ailleurs, comme les profils de vitesse et de fraction massique des modèles SA et SA+ sont identiques sur cet essai, l'effet d'aspiration qui est pris en compte dans les fonctions de paroi de vitesse, de température et de fraction massique du modèle SA+ n'est pas important. En revanche, comme les profils de températures des modèles SA et SA+ diffèrent légèrement, le flux thermique d'inter-diffusion qui est pris en compte dans la fonction de paroi de température du modèle SA+ n'est pas négligeable sur cet essai.

Résultats sur l'essai P664 en régime de convection mixte

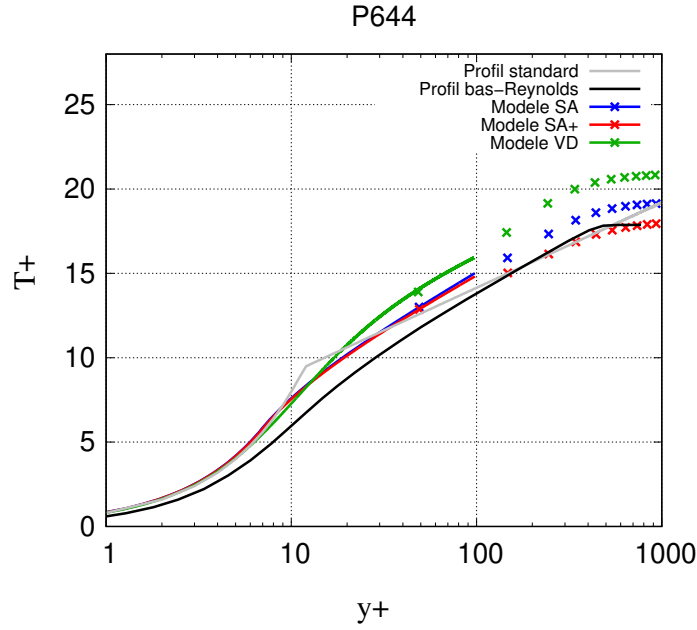


FIGURE 5.12 : Profils logarithmiques de température T^+ pour l'essai P644 en régime de convection forcée.

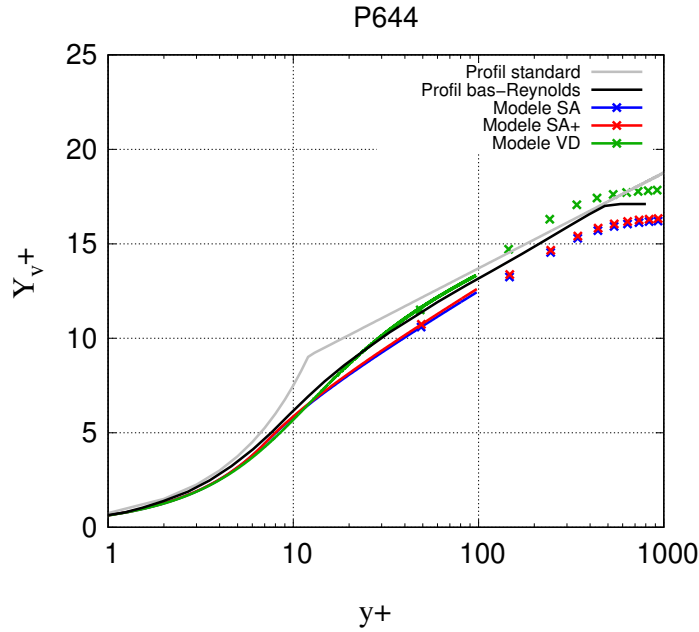


FIGURE 5.13 : Profils logarithmiques de fraction massique de vapeur Y_v^+ pour l'essai P644 en régime de convection forcée.

Sur le tracé de la vitesse U^+ figure 5.14, l'effet de la gravité peut être observé, puisque les profils des modèles SA, SA+, Van Driest et bas-Reynolds sont différents du profil de la fonction de paroi standard de vitesse. Les fonctions de paroi de vitesse des modèles SA et SA+ (ligne continue) sont modifiées sous l'effet de la gravité, puisqu'un pic de vitesse apparaît dans la maille proche paroi. En revanche, aucun pic de vitesse n'est

observé sur la fonction de paroi de vitesse du modèle Van Driest. Au final, les modèles SA et SA+ approchent mieux le profil du modèle bas-Reynolds par rapport au modèle Van Driest.

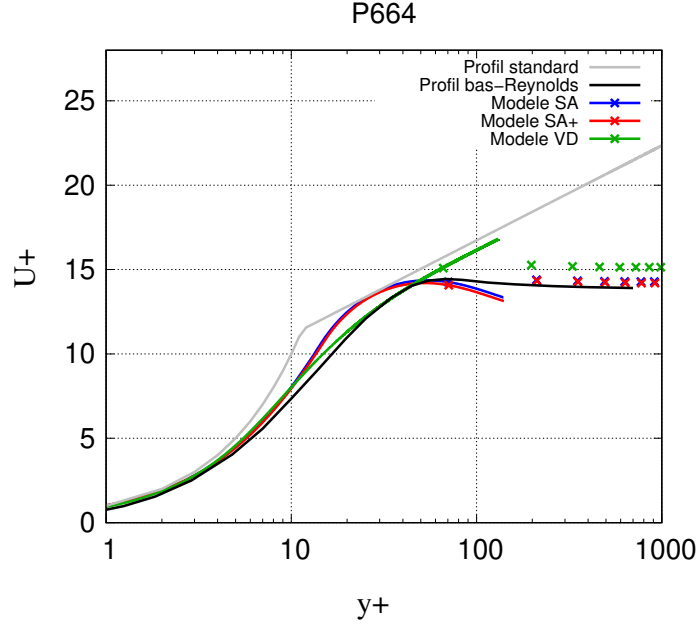


FIGURE 5.14 : Profils logarithmiques de vitesse U^+ pour l'essai P664 en régime de convection mixte.

Sur le tracé de la température T^+ figure 5.15, les modèles SA et SA+ sont plus proches du profil du modèle bas-Reynolds par rapport au modèle Van Driest. Cette observation est en accord avec les erreurs relatives du tableau 5.14, puisque le modèle Van Driest surestime considérablement le flux thermique $q_{\lambda,p}$ par rapport au modèle bas-Reynolds sur cet essai. Toutefois, les profils de température des modèles SA et SA+ s'écartent du profil du modèle bas-Reynolds dans la zone $5 < y_M^+ < 80$.

Sur le tracé de la fraction massique de vapeur Y_v^+ figure 5.16, les modèles SA et SA+ sont plus proches du profil du modèle bas-Reynolds par rapport au modèle Van Driest. Comme pour le champ de température, cette observation est en accord avec les erreurs relatives du tableau 5.14, puisque le modèle Van Driest surestime significativement le flux de diffusion massique $j_{v,p}$ par rapport au modèle bas-Reynolds sur cet essai. Toutefois, les profils de fraction massique de vapeur des modèles SA et SA+ s'écartent du profil du modèle bas-Reynolds lorsque $y_M^+ > 30$.

En résumé, sur cet essai en régime de convection mixte, les modèles SA et SA+ permettent de mieux approcher les profils sans dimension du modèle bas-Reynolds par rapport au modèle Van Driest.

Par ailleurs, comme les profils de fraction massique des modèles SA et SA+ sont légèrement différents, l'effet d'aspiration qui est pris en compte dans les fonctions de paroi de vitesse, de température et de fraction massique du modèle SA+ a une légère influence sur le profil de fraction massique. De plus, comme les profils de températures des modèles SA et SA+ diffèrent légèrement, l'effet d'aspiration et le flux thermique d'inter-diffusion

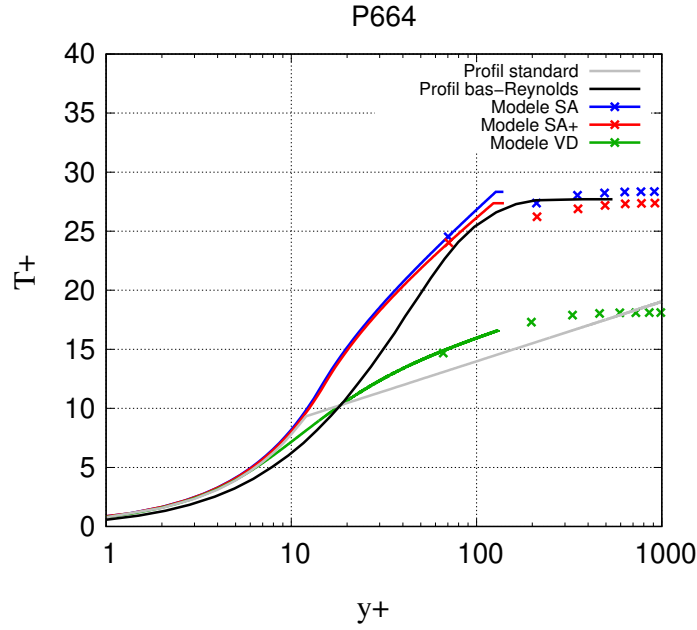


FIGURE 5.15 : Profils logarithmiques de température T^+ pour l'essai P664 en régime de convection mixte.

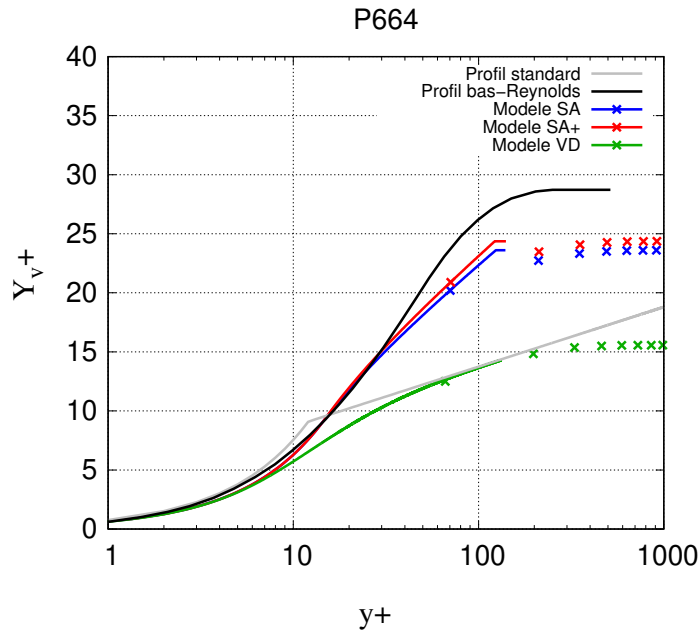


FIGURE 5.16 : Profils logarithmiques de fraction massique de vapeur Y_v^+ pour l'essai P664 en régime de convection mixte.

qui sont pris en compte dans la fonction de paroi de température du modèle SA+ ont une légère influence sur le profil de température.

Sur cet essai en régime de convection mixte, l'effet de re-laminarisation de la couche limite s'observe sur les profils de température et de fraction massique de vapeur du modèle

bas-Reynolds. En effet, sur ces profils, la sous-couche logarithmique qui est caractéristique des écoulements turbulents a été absorbée par la sous-couche laminaire, dans laquelle les profils de température et de fraction massique peuvent être approchés respectivement par $T^+ = \text{Pr } y^+$ et $Y_v^+ = \text{Sc } y^+$. Lorsqu'une sous-couche logarithmique est présente, les profils logarithmiques de vitesse, de température et de fraction massique ont une asymptote dans la zone $30 < y^+ < 300$, mais ce n'est pas le cas pour cet essai. L'effet de re-laminarisation a été étudié dans (Kim et al., 2008), et il intervient en régime de convection mixte lorsque l'effet de la gravité accélère l'écoulement (buoyancy aided flow), comme c'est le cas pour cet essai. Cet effet entraîne une diminution des transferts thermique et massique à la paroi. Les modèles de fonctions de paroi SA, SA+ et Van Driest ne permettent pas de tenir compte de l'effet de re-laminarisation sur cet essai, puisqu'une sous-couche logarithmique se distingue sur les profils des fonctions de paroi de température et de fraction massique.

Résultats sur l'essai P714 en régime de convection mixte

Comme pour l'essai P664 en régime de convection mixte, le tracé de la vitesse U^+ figure 5.17 permet d'observer que l'effet de la gravité n'est pas négligeable sur cet essai, puisque les profils des modèles SA, SA+, Van Driest et bas-Reynolds sont différents du profil de la fonction de paroi standard de vitesse. Un pic de vitesse lié à l'effet de gravité est observable sur les fonctions de paroi de vitesse des modèles SA et SA+, mais pas sur la fonction de paroi du modèle Van Driest. Dans la maille en contact avec la paroi, la fonction de paroi du modèle SA semble mieux s'approcher du profil du modèle bas-Reynolds, mais dans les mailles suivantes c'est le profil du modèle SA+ qui s'approche le mieux du profil du modèle bas-Reynolds.

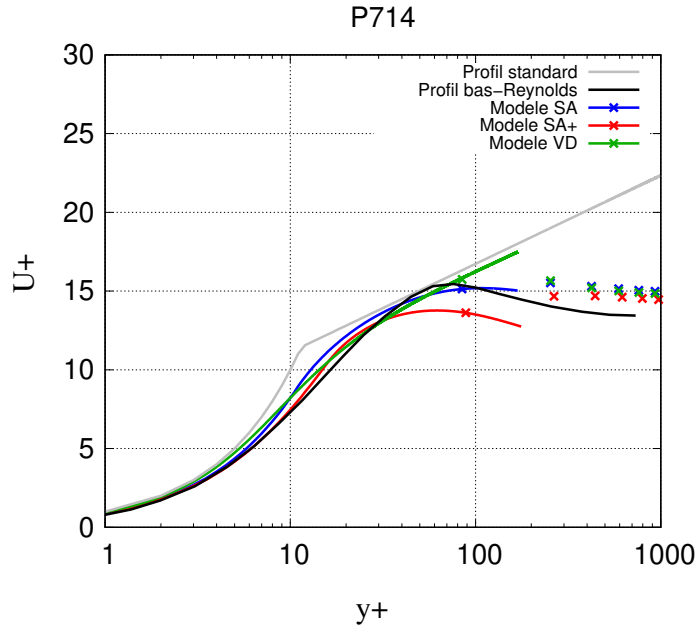


FIGURE 5.17 : Profils logarithmiques de vitesse U^+ pour l'essai P714 en régime de convection mixte.

Sur le tracé de la température T^+ figure 5.18, les profils obtenus avec les modèles de fonctions de paroi SA, SA+ et Van Driest sont tous différents du profil du modèle

bas-Reynolds. Les profils des modèles SA+ et Van Driest sont légèrement plus proches du profil du modèle bas-Reynolds par rapport au profil du modèle SA.

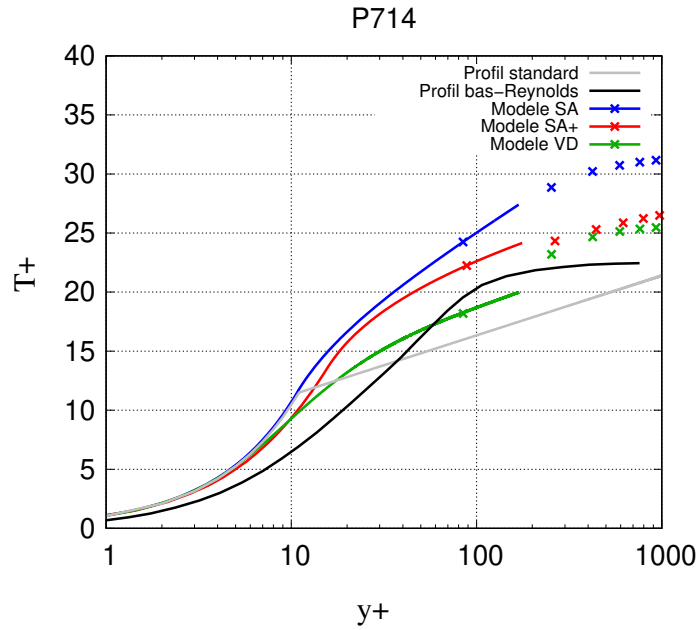


FIGURE 5.18 : Profils logarithmiques de température T^+ pour l'essai P714 en régime de convection mixte.

Sur le tracé de la fraction massique de vapeur Y_v^+ figure 5.19, le modèle SA+ est plus proche du profil du modèle bas-Reynolds par rapport aux modèles SA et Van Driest. Toutefois, le profil de fraction massique de vapeur du modèle SA+ s'écarte du profil du modèle bas-Reynolds lorsque $10 < y_M^+ < 90$ et lorsque $y_M^+ > 100$.

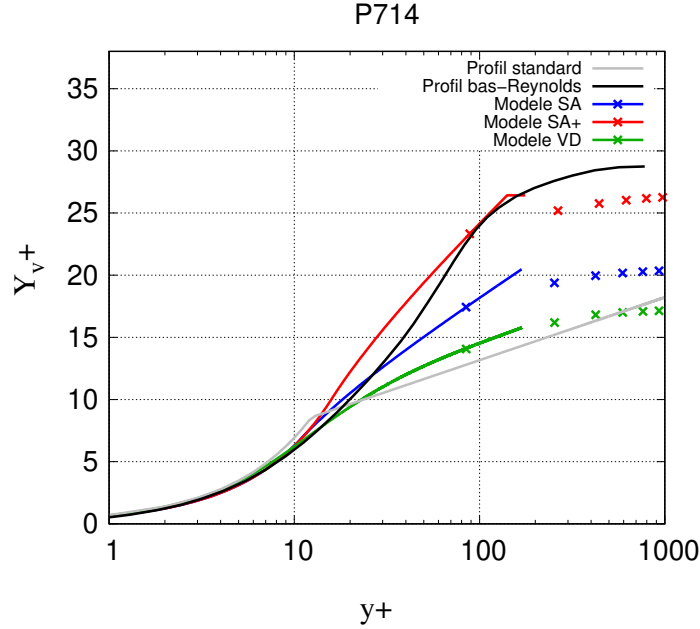


FIGURE 5.19 : Profils logarithmiques de fraction massique de vapeur Y_v^+ pour l'essai P714 en régime de convection mixte.

En résumé, sur cet essai en régime de convection mixte avec un flux massique de condensation élevé, le modèle SA+ permet de mieux approcher les profils sans dimension de vitesse et de fraction massique de vapeur du modèle bas-Reynolds par rapport aux modèles SA et Van Driest.

Par ailleurs, comme les profils de vitesse, de température et de fraction massique des modèles SA et SA+ sont très différents, l'effet d'aspiration qui est pris en compte dans les fonctions de paroi de vitesse, de température et de fraction massique du modèle SA+ est important, et le flux thermique d'inter-diffusion qui est pris en compte dans la fonction de paroi de température du modèle SA+ n'est pas négligeable non plus.

Comme pour l'essai P664 en régime de convection mixte, l'effet de re-laminarisation s'observe sur les profils de température et de fraction massique du modèle bas-Reynolds, et ces effets ne sont pas bien modélisés par les fonctions de paroi SA, SA+ et Van Driest.

Résultats sur l'essai P744 en régime de convection naturelle

Comme pour les essais P664 et P714 en régime de convection mixte, le tracé de la vitesse U^+ figure 5.20 permet d'observer que l'effet de la gravité est important pour cet essai, puisque les profils des modèles SA, SA+, Van Driest et bas-Reynolds sont très différents du profil de la fonction de paroi standard de vitesse. Un pic de vitesse lié aux effets de gravité est observable sur les fonctions de paroi de vitesse des modèles SA et SA+, mais pas sur la fonction de paroi du modèle Van Driest. Sur cet essai, les modèles

SA et SA+ sont comme attendu plus proches du profil de vitesse du modèle bas-Reynolds par rapport au modèle Van Driest.

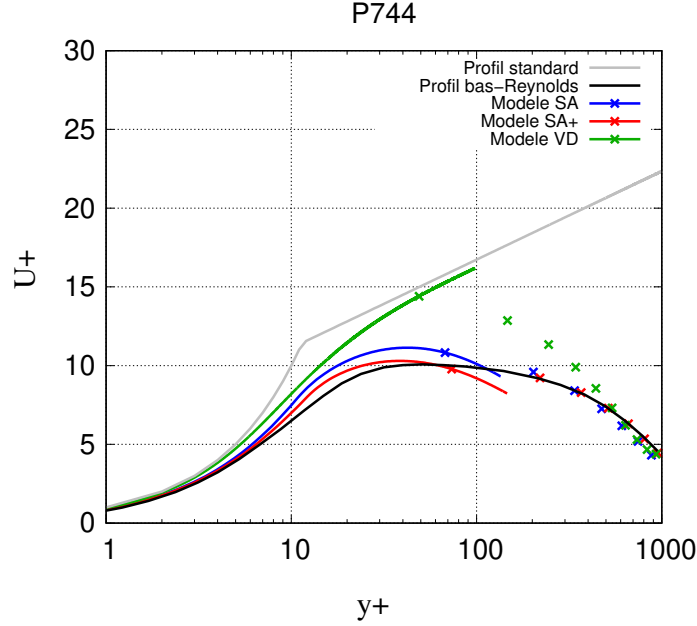


FIGURE 5.20 : Profils logarithmiques de vitesse U^+ pour l'essai P744 en régime de convection naturelle.

Sur le tracé de la température T^+ figure 5.21, les profils obtenus avec les modèles de fonctions de paroi SA, SA+ et Van Driest sont au-dessus du profil du modèle bas-Reynolds. Cette observation est liée au fait que les flux thermique $q_{\lambda,p}$ sont sous-estimés de plus de 25 % avec chaque modèle dans le tableau 5.16.

Sur le tracé de la fraction massique Y_v^+ figure 5.22, les profils sans dimension obtenus avec les modèles SA et SA+ sont nettement au-dessus du profil du modèle bas-Reynolds. En revanche le profil du modèle Van Driest est très similaire au profil du modèle bas-Reynolds, et ce malgré l'erreur relative importante du modèle Van Driest sur le flux de diffusion massique $j_{v,p}$ dans le tableau 5.16. En fait, sur cet essai, les termes U_τ et $j_{v,p}$ estimés avec le modèle Van Driest ont des erreurs relatives supérieures à 30 % par rapport au modèle bas-Reynolds, et lorsque la fraction massique sans dimension $Y_v^+(y^+)$ définie par l'expression (3.56) est tracée, ces erreurs se compensent. Ainsi, bien que les profils de fraction massique sans dimension des modèles Van Driest et bas-Reynolds semblent similaires, leur profils dimensionnels qui seront tracés plus loin dans cette thèse sont différents. Ce problème de compensation d'erreurs intervient également avec les modèles SA et SA+ dans le calcul des profils sans dimension T^+ (3.55) et Y_v^+ (3.56), mais dans une moindre mesure, puisque les erreurs relatives sur la vitesse de frottement des modèles SA et SA+ sont inférieures à 15 % pour chacun des essais.

En résumé, sur cet essai en régime de convection naturelle avec un flux massique de condensation élevé, les profils de température et de fraction massique obtenus avec les modèles SA, SA+ et Van Driest présentent des écarts non négligeables par rapport aux profils du modèle bas-Reynolds. Pour le champ de vitesse, les modèles de fonctions de paroi semi-analytiques SA et SA+ donnent de meilleurs résultats.

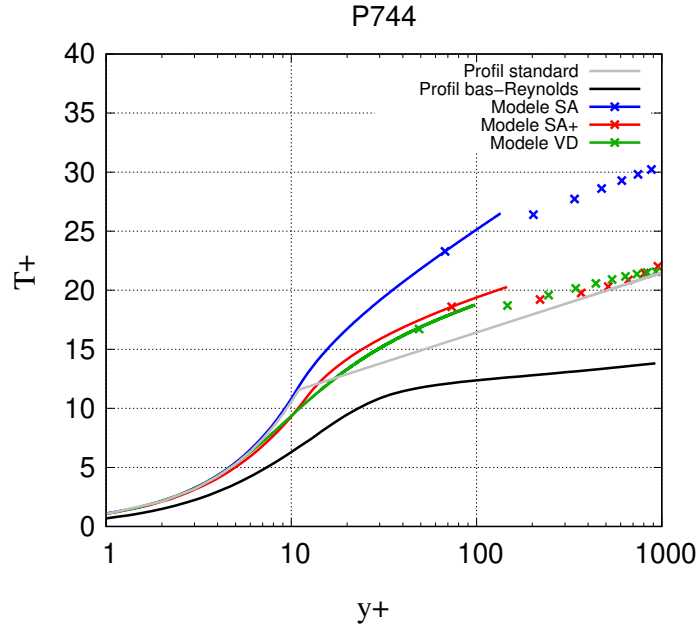


FIGURE 5.21 : Profils logarithmiques de température T^+ pour l'essai P744 en régime de convection naturelle.

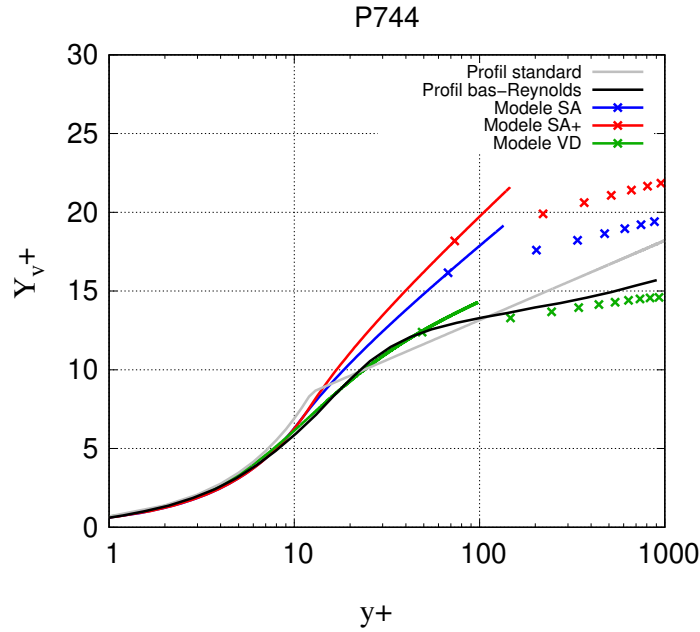


FIGURE 5.22 : Profils logarithmiques de fraction massique Y_v^+ pour l'essai P744 en régime de convection naturelle.

Par ailleurs, comme les profils de vitesse, de température et de fraction massique des modèles SA et SA+ sont très différents entre eux, l'effet d'aspiration qui est pris en compte dans les fonctions de paroi de vitesse, de température et de fraction massique du modèle SA+ n'est pas négligeable, et le flux thermique d'inter-diffusion qui est pris en

compte dans la fonction de paroi de température du modèle SA+ est important.

Aucun effet de re-laminarisation n'est observé sur les profils du modèle bas-Reynolds sur cet essai, ce qui est cohérent puisque cet effet intervient en régime de convection mixte.

Résumé sur ces quatre essais

La prise en compte de l'effet de la gravité dans les modèles de fonctions de paroi semi-analytiques SA et SA+ a pu être observée sur les profils de vitesse en régime de convection mixte et naturelle, et les résultats sont nettement améliorés. Notamment, pour l'essai en régime de convection naturelle, les modèles SA et SA+ permettent de mieux approcher le profil de vitesse du modèle bas-Reynolds que le modèle Van Driest. Dans les mailles proches des parois, les fonctions de paroi de vitesse des modèles SA et SA+ sont très différentes de la fonction de paroi du modèle Van Driest en régime de convection mixte et naturelle. Ainsi, comme le terme de production d'énergie cinétique turbulente $\bar{P}_M$ est calculé à partir de la fonction de paroi de vitesse dans les mailles proches des parois (voir section 4.4), les conditions aux limites des grandeurs turbulentes k et ϵ sont différentes entre les modèles SA et SA+ et le modèle Van Driest, et ce surtout en régime de convection mixte et naturelle.

Dans le modèle SA+, l'effet d'aspiration est pris en compte dans les fonctions de paroi de U , T et Y_v , et le flux thermique d'inter-diffusion est pris en compte dans la fonction de paroi de T . Sur les essais P644 et P664 avec un flux massique de condensation relativement faible, les profils de vitesse et de fraction massique obtenus avec les modèles SA et SA+ sont presque similaires, et les profils de température obtenus avec les modèles SA et SA+ diffèrent légèrement. Par conséquent, lorsque le flux massique de condensation est faible, le flux thermique d'inter-diffusion qui est pris en compte dans le modèle SA+ a une légère influence sur le profil de température, et l'effet d'aspiration a une influence quasi négligeable. Sur les essais P714 et P744 avec un flux massique de condensation élevé, tous les profils obtenus avec les modèles SA et SA+ sont différents. Ainsi, lorsque le flux massique de condensation est élevé, l'effet d'aspiration et le flux thermique d'inter-diffusion qui sont pris en compte dans le modèle SA+ ont une influence sur les profils de U , T et Y_v . Ce résultat est attendu, puisque le terme d'aspiration et le flux thermique d'inter-diffusion sont proportionnels au flux de diffusion massique $j_{v,p}$ dans les équations (4.50), (4.51) et (4.52), et que le flux massique de condensation $\rho_p V_p$ est exprimé en fonction du flux massique de diffusion $j_{v,p}$ par la formule (2.47).

Sur l'essai P644 en régime de convection forcée, les profils obtenus avec les modèles de fonctions de paroi SA, SA+ et Van Driest sont similaires aux profils du modèle bas-Reynolds. Sur les essais P664 et P714 en régime de convection mixte, le modèle SA+ permet de mieux approcher les profils du modèle bas-Reynolds par rapport aux modèles SA et Van Driest, mais les profils obtenus avec le modèle SA+ demeurent différents des profils du modèle bas-Reynolds. Ces écarts importants obtenus avec les modèles SA, SA+ et Van Driest sont notamment dus au fait que l'effet de re-laminarisation qui intervient en régime de convection mixte est mal pris en compte par les modèles de fonctions de paroi. Pour l'essai P744 en régime de convection naturelle avec un flux massique de condensation élevé, les profils obtenus avec les modèles de fonctions de paroi SA, SA+ et Van Driest sont différents des profils du modèle bas-Reynolds. Par ailleurs, le modèle de fonctions de paroi SA+ semble légèrement meilleur que les modèles SA et Van Driest en régime de convection mixte et naturelle, mais il n'est pas encore suffisamment précis en l'état.

Comparaison avec les mesures expérimentales

Les profils de température et de fraction massique sans dimension qui ont été tracés lors de la comparaison avec le modèle bas-Reynolds sont présentés ci-dessous en dimensionnel, dans le but d'être comparés aux mesures expérimentales de (Bazin and Castelli, 2000). Le champ de vitesse dimensionnel n'est pas tracé puisqu'il n'a pas été mesuré lors des essais COPAIN. Les valeurs des mesures de fraction massique de vapeur tracées ont été calculées à partir des données des capteurs, en appliquant les formules (5.1) et (5.2). Sur les figures qui suivent, les modèles SA, SA+ et Van Driest sont colorés respectivement en bleu, rouge et vert, les points en noir correspondent aux mesures expérimentales, et la ligne noire est le profil du modèle bas-Reynolds. Les incertitudes expérimentales sur les mesures de température et de fraction massique n'ont pas été calculées dans (Bazin and Castelli, 2000).

Les profils de température sont tracés sur les figures 5.23, 5.24, 5.25 et 5.26. Pour chacun des essais, les profils de température des modèles de fonctions de paroi SA, SA+ et Van Driest et du modèle bas-Reynolds sont différents des données expérimentales. Sur les essais P644 et P664 avec un flux massique de condensation faible, les profils de température du modèle SA+ se rapprochent des profils du modèle bas Reynolds par rapport à ceux des modèles SA et Van Driest. De plus, sur les essais P664 et P714 en régime de convection mixte, les profils de température du modèle Van Driest sont plus éloignés des données expérimentales que les profils des modèles SA, SA+ et bas-Reynolds.

Le fait que les profils dimensionnels de température des modèles SA et SA+ sont différents sur ces essais permet de confirmer que l'effet d'aspiration et le flux thermique d'inter-diffusion ont une influence non négligeable sur le profil de température obtenu par simulation.

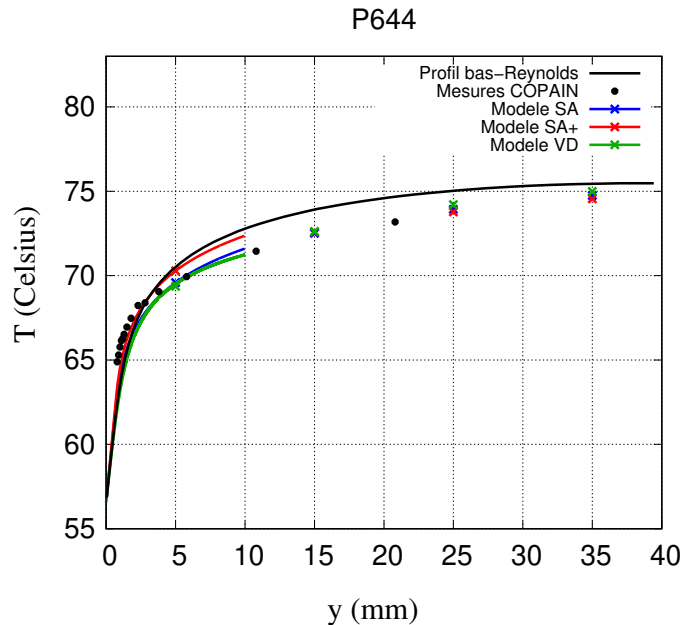


FIGURE 5.23 : Profils dimensionnels de température au niveau de la paroi pour l'essai P644 en régime de convection forcée.

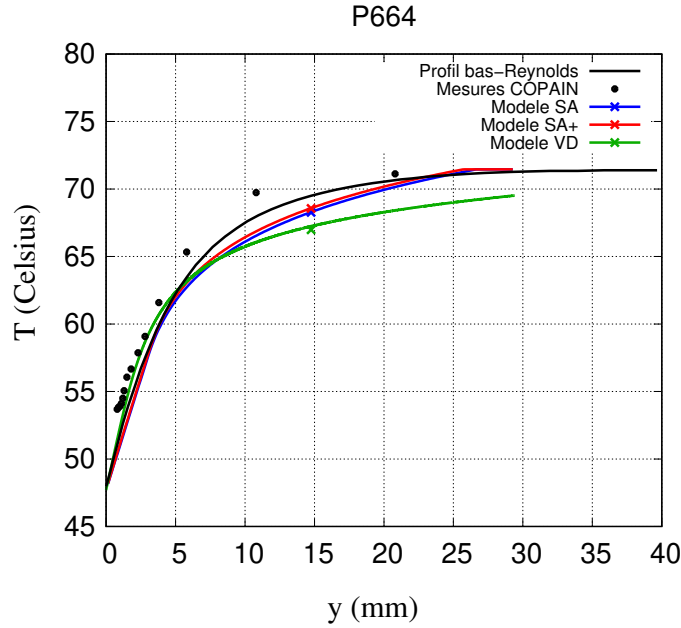


FIGURE 5.24 : Profils dimensionnels de température au niveau de la paroi pour l'essai P664 en régime de convection mixte.

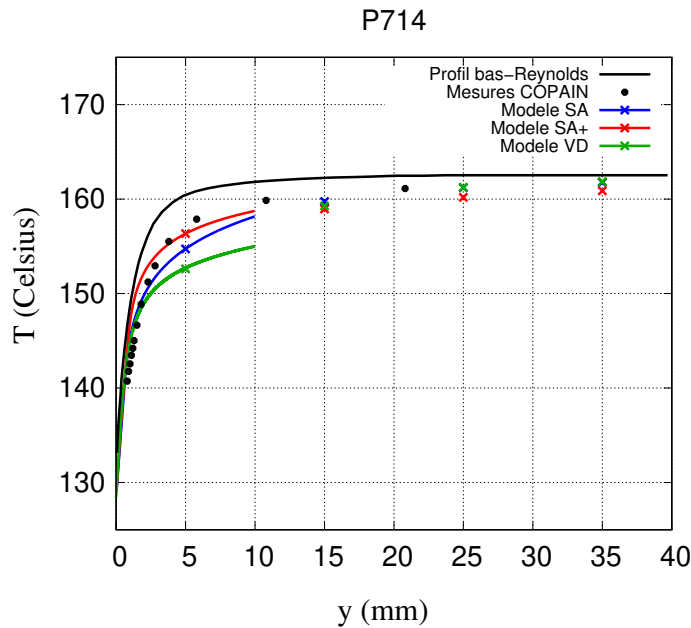


FIGURE 5.25 : Profils dimensionnels de température au niveau de la paroi pour l'essai P714 en régime de convection mixte.

Les profils de fraction massique sont tracés sur les figures 5.27, 5.28, 5.29 et 5.30. Sur les essais P664 et P744, les valeurs de fraction massique de vapeur mesurées dans la couche limite dépassent considérablement la valeur en entrée, qui est sensée être la valeur maximale dans l'écoulement. En effet, pour l'essai P664, la valeur mesurée à la distance $y = 21$ mm est $Y_{v,exp} = 0.143$, alors que la valeur en entrée est $Y_{v,e} = 0.128$. L'incertitude

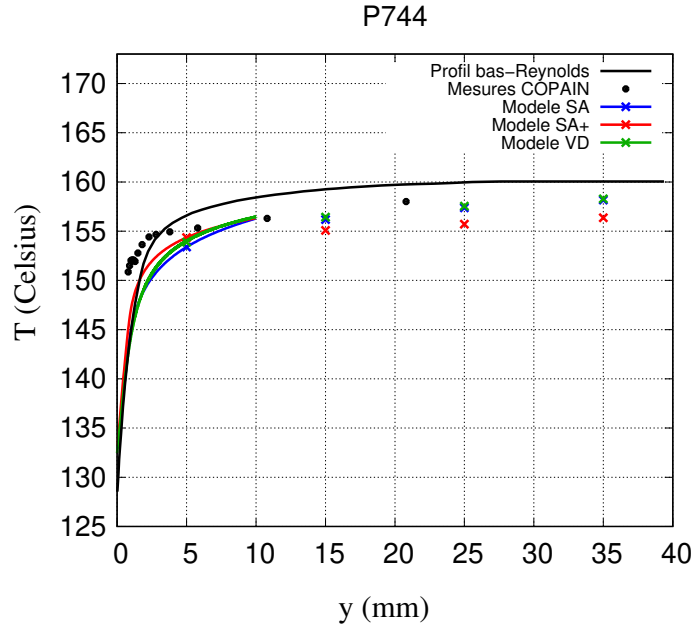


FIGURE 5.26 : Profils dimensionnels de température au niveau de la paroi pour l'essai P744 en régime de convection naturelle.

de la mesure de fraction massique pour cet essai est donc supérieure à :

$$\Sigma_{Y_v} = \left| \frac{Y_{v,exp} - Y_{v,e}}{Y_{v,e} - Y_{v,p}} \right| \cdot 100 = 31 \% \quad (5.6)$$

Par conséquent, comme les mesures de fraction massique de vapeur ne sont pas fiables, les données expérimentales peuvent difficilement être comparées aux résultats de simulation. La fiabilité de ces mesures a également été questionnée dans (Bucci, 2009) et (Jiang, 2021). Toutefois, les profils mesurés semblent similaires aux profils obtenus avec le modèle bas-Reynolds, mais avec un décalage.

Les profils dimensionnels obtenus avec les modèles SA et SA+ sont sensiblement différents pour l'essai P714 en régime de convection mixte avec un flux de condensation élevé. Comme pour le champ de température, sur les essais P664 et P714 en régime de convection mixte, les profils de fraction massique de vapeur du modèle Van Driest sont plus éloignés que ceux des modèles SA et SA+ des profils du modèle bas-Reynolds.

En résumé, les profils de température et de fraction massique de vapeur mesurés lors des essais COPAIN et ceux obtenus par simulation avec les modèles bas-Reynolds, SA, SA+ et Van Driest sont différents. Pour le champ de température, les différences entre les données expérimentales et les résultats de simulation peuvent être dues au film liquide qui est négligé dans les simulations, aux modèles de turbulence, et/ou aux incertitudes de la mesure de température. Pour le champ de fraction massique de vapeur, les différences entre les données expérimentales et les résultats de simulation sont surtout dues aux incertitudes de la mesure de fraction massique de vapeur.

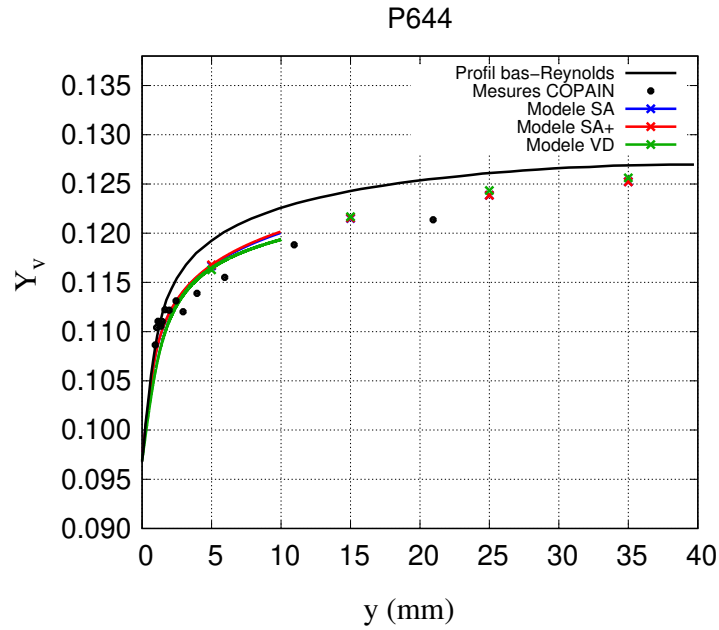


FIGURE 5.27 : Profils dimensionnels de fraction massique de vapeur au niveau de la paroi pour l'essai P644 en régime de convection forcée.

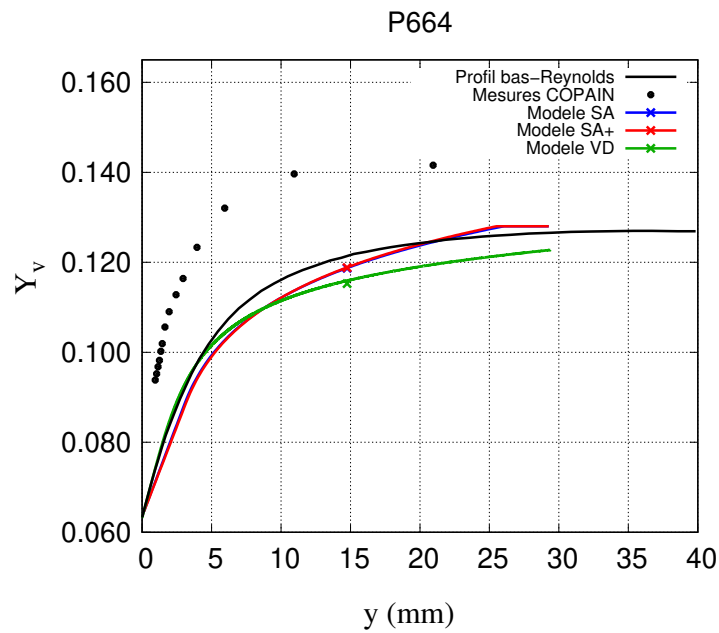


FIGURE 5.28 : Profils dimensionnels de fraction massique de vapeur au niveau de la paroi pour l'essai P664 en régime de convection mixte.

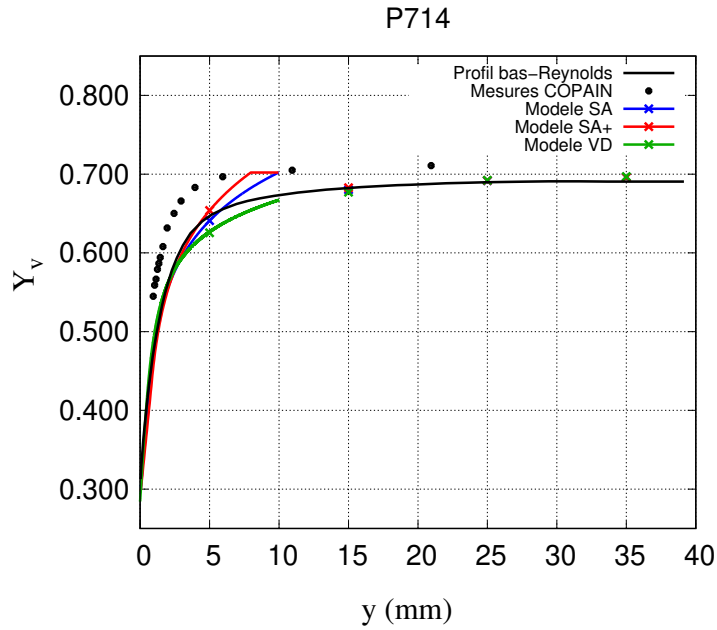


FIGURE 5.29 : Profils dimensionnels de fraction massique de vapeur au niveau de la paroi pour l'essai P714 en régime de convection mixte.

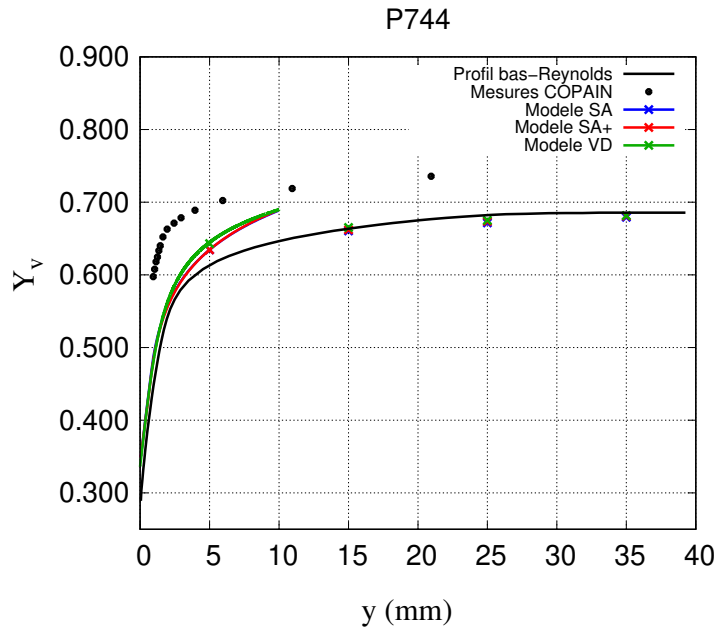


FIGURE 5.30 : Profils dimensionnels de fraction massique de vapeur au niveau de la paroi pour l'essai P744 en régime de convection naturelle.

5.3 Simulations des essais de condensation COPAIN : Deuxième série

5.3.1 Description de la deuxième série d'essais COPAIN

Dans cette section, les essais COPAIN simulés sont ceux de la deuxième série. Cette série contient à la fois des essais de transfert thermique et massique avec condensation, mais aussi des essais de transfert thermique sans condensation.

Lors de cette série d'essais, le flux thermique qui traverse la paroi φ_p a été mesuré à 20 positions représentées sur la figure 5.5 (b). Pour chaque position, la mesure du flux a consisté à effectuer deux relevés de la température dans la paroi, à des épaisseurs de 5 mm et 24 mm de la surface, comme représenté sur la figure 5.31. Ensuite, le flux thermique total traversant la paroi est obtenu par la relation :

$$\varphi_p = \frac{\lambda \Delta T}{e_p} \quad (5.7)$$

avec λ la conductivité thermique de la paroi, ΔT l'écart de température mesuré entre les deux thermocouples, et $e_p = 19\text{ mm}$ la distance entre ces thermocouples.

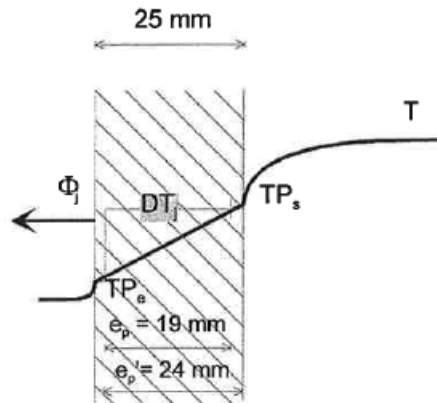


FIGURE 5.31 : Schéma de la mesure du flux dans la paroi (Bazin and Castelli, 1999).

Comme évoqué au paragraphe 5.2.1, l'incertitude sur la mesure du flux thermique total traversant la paroi φ_p a été estimée dans (Bazin and Castelli, 1999) par l'expression (5.3). De plus, ce flux thermique total (2.68) est la somme du flux thermique de conduction $q_{\lambda,p}$ (2.53) et du flux thermique de condensation $q_{vap,p}$ (2.64). Pour les essais avec condensation, la connaissance du flux thermique total φ_p ne permet pas de distinguer les flux $q_{\lambda,p}$ et $q_{vap,p}$. En revanche, pour les essais sans condensation, le flux thermique total φ_p est égal au flux thermique de conduction $q_{\lambda,p}$.

Pour les simulations de la deuxième série d'essais COPAIN, les caractéristiques des essais sans condensation sont données dans le tableau 5.18, et celles des essais avec condensation sont données dans le tableau 5.19. Pour les essais sans condensation, le mélange gazeux est presque uniquement constitué d'air puisque $Y_{v,e} < 0.01$. Au total, il y a 10 essais en régime de convection forcée ($Ri < 1$), 10 essais en régime de convection mixte ($1 < Ri < 10$), et 18 essais en régime de convection naturelle ($10 < Ri$)

Essai	U_e	p	T_e	T_p	$Y_{v,e}$	Ri
<i>Unité</i>	m.s ⁻¹	bar	°C	°C		
P241	2.99	4.49	150.1	39.9	0.010	0.79
P242	2.0	4.46	149.4	36.9	0.010	1.81
P243	1.0	4.47	148.9	33.5	0.010	7.53
P244	0.5	4.47	148.3	33.9	0.010	29.7
P245	0.33	4.46	147.7	31.2	0.010	70.5
P291	3.0	4.17	107.5	31.99	0.007	0.55
P292	2.01	4.17	108.0	29.26	0.007	1.28
P293	1.01	4.17	107.7	27.11	0.007	5.25
P294	0.51	4.17	106.4	27.07	0.007	20.4
P295	0.32	4.17	106.4	27.07	0.007	51.8
P296	0.11	4.17	99.9	7.22	0.007	400.4

TABLE 5.18 : Caractéristiques des essais sans condensation de la deuxième série simulés.

Essai	U_e	p	T_e	T_p	$Y_{v,e}$	Ri
<i>Unité</i>	m.s ⁻¹	bar	°C	°C		
P281	2.0	6.49	164.1	142.4	0.698	0.63
P282	1.0	6.64	164.5	133.7	0.704	4.54
P283	0.5	6.61	162.9	133.4	0.703	17.9
P284	0.32	6.59	163.2	136.3	0.703	37.7
P285	0.12	6.52	160.3	138.6	0.702	221.3
P296	0.11	4.17	99.9	7.22	0.007	400.4
P321	3.0	1.19	105.4	80.2	0.609	0.50
P322	1.99	1.23	103.8	74.6	0.620	1.55
P323	1.01	1.21	104.2	67.3	0.615	7.31
P324	0.5	1.23	103.2	67.0	0.620	30.7
P325	0.31	1.21	102.9	67.4	0.616	74.0
P361	2.01	1.26	83.5	57.4	0.143	0.50
P362	0.31	1.25	81.8	50.6	0.141	29.6
P363	2.01	1.39	109.0	62.6	0.157	0.82
P364	0.31	1.39	107.3	61.7	0.162	35.6
P391	2.02	4.02	99.2	70.63	0.128	0.62
P392	1.0	4.02	98.9	49.96	0.129	4.40
P393	0.51	4.03	99.1	49.53	0.130	17.0
P394	0.30	4.0	98.5	50.09	0.125	48.2
P401	2.0	6.7	114.2	92.07	0.123	0.43
P402	0.31	6.72	113.7	72.27	0.126	36.5
P403	2.0	6.7	113.9	68.32	0.124	0.95
P404	0.31	6.74	113.7	37.74	0.127	67.8
P441	3.0	1.02	80.1	34.3	0.233	0.63
P442	2.01	1.02	80.1	28.1	0.225	1.49
P443	1.0	1.02	79.2	26.9	0.228	6.14
P444	0.5	1.02	78.4	26.6	0.227	23.77

TABLE 5.19 : Caractéristiques des essais de condensation de la deuxième série simulés.

5.3.2 Comparaison les mesures expérimentales

Ci-dessous, les flux thermiques totaux φ_p obtenus avec les modèles de fonctions de paroi semi-analytiques SA et SA+ sont comparés aux données expérimentales ainsi qu'aux flux obtenus par simulation avec le modèle de fonctions de paroi de Van Driest et le modèle de corrélations Ranz-Marshall.

Flux thermique le long de la paroi

Pour les essais en régime de convection forcée P321, mixte P323 et naturelle P325, les flux thermiques φ_p et $q_{\lambda,p}$ estimés par simulation avec les modèles SA, SA+, Van Driest et Ranz-Marshall sont tracés sur les figures 5.32, 5.33 et 5.34. Pour le flux thermique total traversant la paroi φ_p , les mesures expérimentales sont également représentées avec leurs barres d'erreur. En revanche, le flux thermique de conduction $q_{\lambda,p}$ n'a pas été mesuré expérimentalement.

Sur l'essai en régime de convection forcée P321, les modèles SA, SA+ et Van Driest surestiment tous le flux φ_p par rapport aux mesures expérimentales. En revanche, pour les essais P323 et P325 en régime de convection mixte et naturelle, ce flux est sous-estimé par les modèles SA, SA+ et Van Driest. Le modèle Ranz-Marshall basé sur l'analogie entre les transferts de masse et d'énergie sous-estime fortement le flux φ_p pour chacun de ces essais. Au final, sur ces trois essais, le modèle SA+ permet de mieux approcher les mesures expérimentales par rapport au modèles SA et Van Driest, puisque les résultats du modèle SA sont moins précis en régime de convection forcée, et les résultats du modèle Van Driest sont moins précis en régime de convection naturelle.

Pour les essais P323 et P325 en régime de convection naturelle et mixte, le flux thermique φ_p obtenu avec les modèles SA, SA+ et Van Driest est très mal estimé dans l'intervalle $0m < z < 1m$, c'est-à-dire proche de l'entrée. Ce résultat est dû au fait que les couches limites thermique et de diffusion massique ne sont pas établies dans cet intervalle, alors que les fonctions de paroi de T et Y_v ont été déterminées en faisant l'hypothèse de l'établissement de la couche limite. En effet, en haut de la paroi froide, l'épaisseur des couches limites thermique et massique est inférieure à la taille caractéristique des mailles en contact avec la paroi, donc les fonctions de paroi qui sont valables à l'intérieur de la couche limite ne sont pas adaptées.

Pour les trois essais simulés, le flux thermique de conduction $q_{\lambda,p}$ estimé avec le modèle SA+ est supérieur d'environ 25 % par rapport aux flux des modèles de fonctions de paroi SA et Van Driest. Ce résultat est dû à la prise en compte de l'effet d'aspiration et du flux thermique d'inter-diffusion dans le modèle SA+. De plus, le flux $q_{\lambda,p}$ du modèle SA+ est supérieur au flux estimé par la corrélation Mc Adams dans le modèle Ranz-Marshall, ce qui est attendu étant donné que cette corrélation ne tient pas compte du flux thermique d'inter-diffusion.

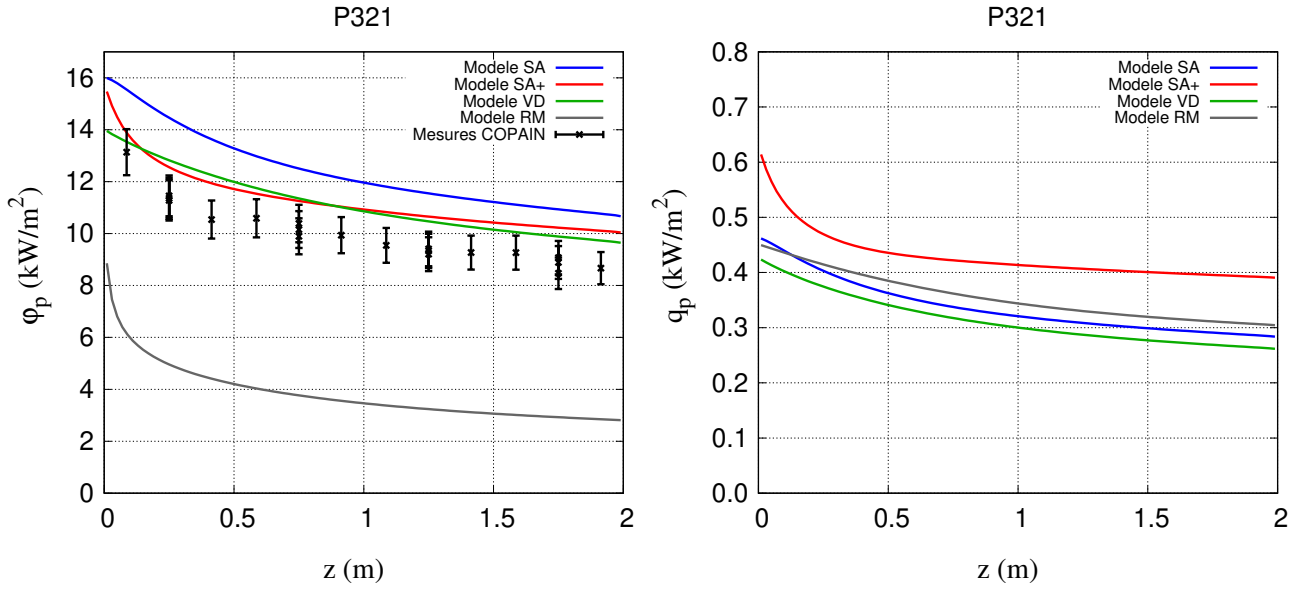


FIGURE 5.32 : Flux thermique total traversant la paroi (gauche) et flux thermique sensible (droite) le long de la paroi pour l'essai P321 en régime de convection forcée.

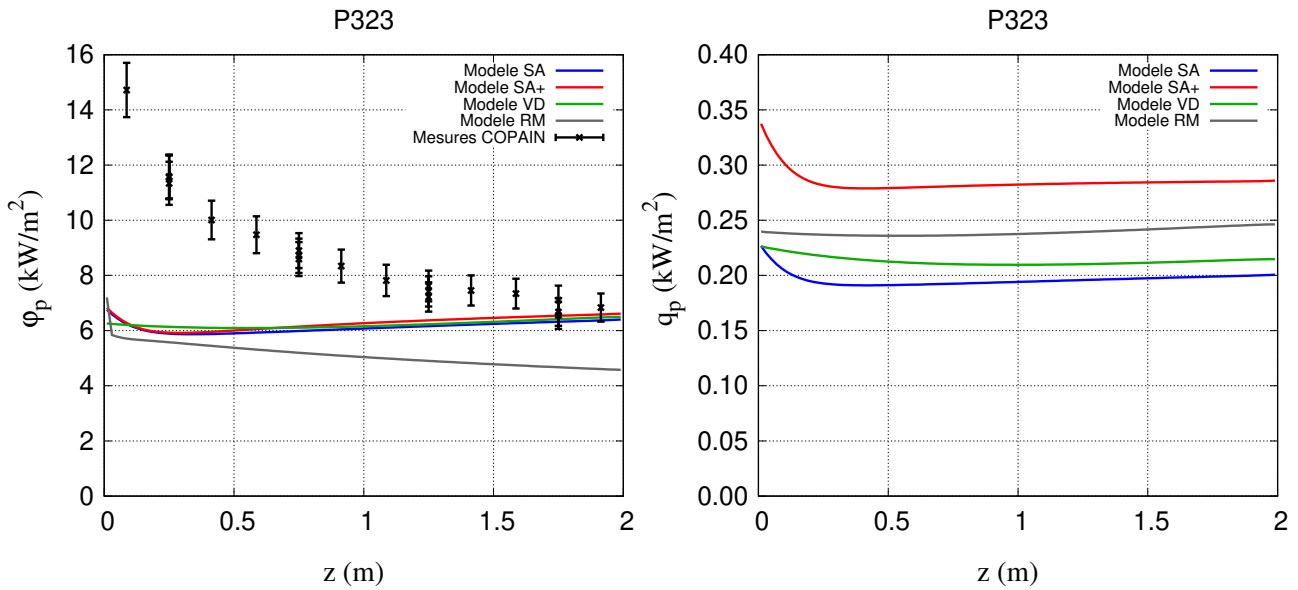


FIGURE 5.33 : Flux thermique total traversant la paroi (gauche) et flux thermique sensible (droite) le long de la paroi pour l'essai P323 en régime de convection mixte.

Sur ces trois essais, le flux thermique de conduction obtenu par simulation avec les modèles SA, SA+ ou Van Driest représente moins de 5% du flux thermique φ_p , ce qui signifie que le flux thermique qui traverse la paroi est principalement dû au flux thermique de condensation $q_{vap,p}$. Sur l'ensemble des essais COPAIN avec condensation de la deuxième série de mesures, le flux de conduction $q_{\lambda,p}$ représente au maximum 30 % du flux thermique total traversant la paroi φ_p .

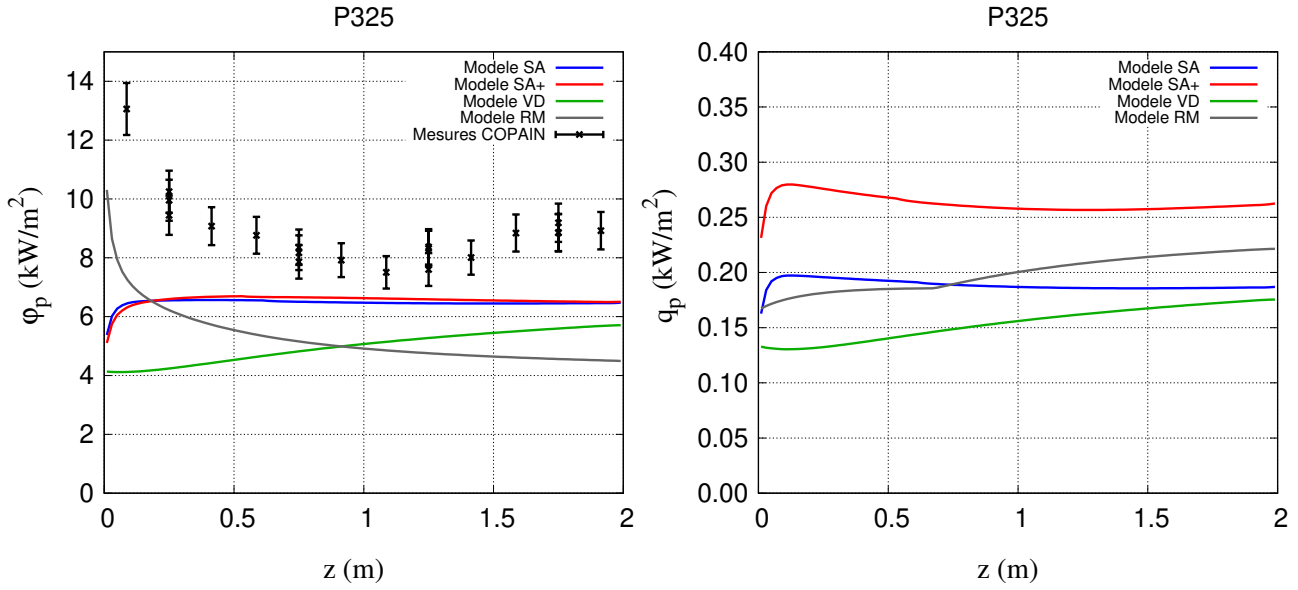


FIGURE 5.34 : Flux thermique total traversant la paroi (gauche) et flux thermique sensible (droite) le long de la paroi pour l'essai P325 en régime de convection naturelle.

Flux thermique moyen en paroi

Ci-dessous, le flux thermique total moyen traversant la paroi φ_p est comparé. Le flux thermique moyen expérimental est calculé en faisant la moyenne des 20 mesures de flux le long de la paroi.

Essais sans condensation

Les caractéristiques des essais sans condensation ont été détaillés dans le tableau 5.18. Lorsque la condensation n'intervient pas, la fonction de paroi de fraction massique n'a pas besoin d'être résolue, et l'effet d'aspiration et le flux thermique d'inter-diffusion sont nuls. Par conséquent, les modèles SA et SA+ sont identiques au modèle de (Craft et al., 2002) pour les essais sans condensation. Les flux thermiques moyens estimés par simulation avec les modèles SA, Van Driest et Ranz-Marshall sont comparés aux flux expérimentaux sur les figures 5.35, 5.36 et 5.37. Le régime de convection forcée correspond à la couleur bleu $Ri < 1$, le régime de convection mixte correspond aux couleurs verte et jaune $1 < Ri < 10$, et le régime de convection naturelle correspond à la couleur rouge $Ri > 10$. De plus, la courbe noir traduit $\varphi_{exp} = \varphi_{sim}$, et les courbes grises correspondent aux erreurs +10 % et -10 %.

Pour la majorité des essais, l'erreur sur l'estimation du flux thermique moyen obtenu avec les modèles SA, Van Driest et Ranz-Marshall est supérieure à 10 %. Les flux moyens estimés avec les modèles SA et Van Driest sont similaires, excepté pour deux essais en régime de convection mixte (jaune) où le modèle Van Driest surestime le flux alors que le modèle SA le sous-estime, et également pour un essai en régime de convection naturelle (rouge), qui est nettement plus sous-estimé avec le modèle Van Driest. La corrélation Mc Adams du modèle Ranz-Marshall surestime fortement le flux thermique pour deux essais en régime de convection mixte (jaune). Ce résultat est dû au fait que cette corrélation est valable en régime de convection naturelle turbulente, alors que l'effet

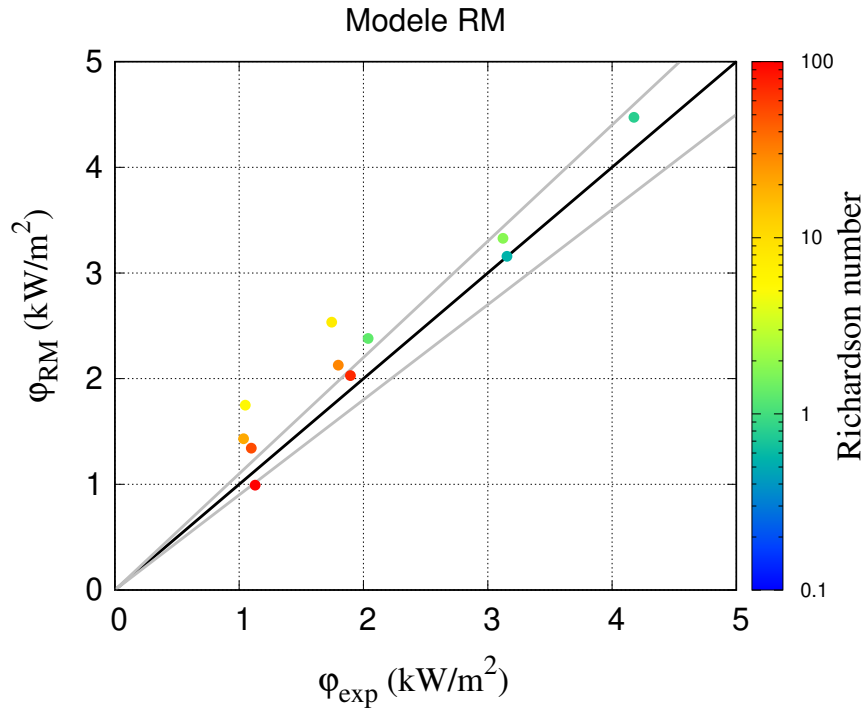


FIGURE 5.35 : Tracé du flux thermique moyen obtenu avec le modèle Ranz-Marshall en fonction du flux moyen mesuré expérimentalement pour les essais sans condensation.

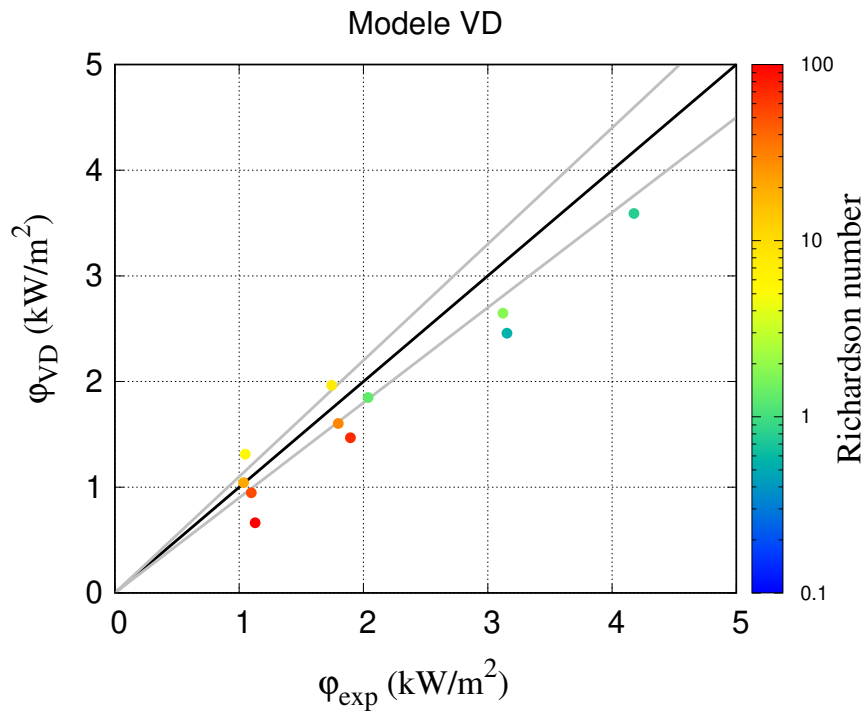


FIGURE 5.36 : Flux thermique moyen obtenu avec le modèle Van Driest en fonction du flux moyen mesuré expérimentalement pour les essais sans condensation.

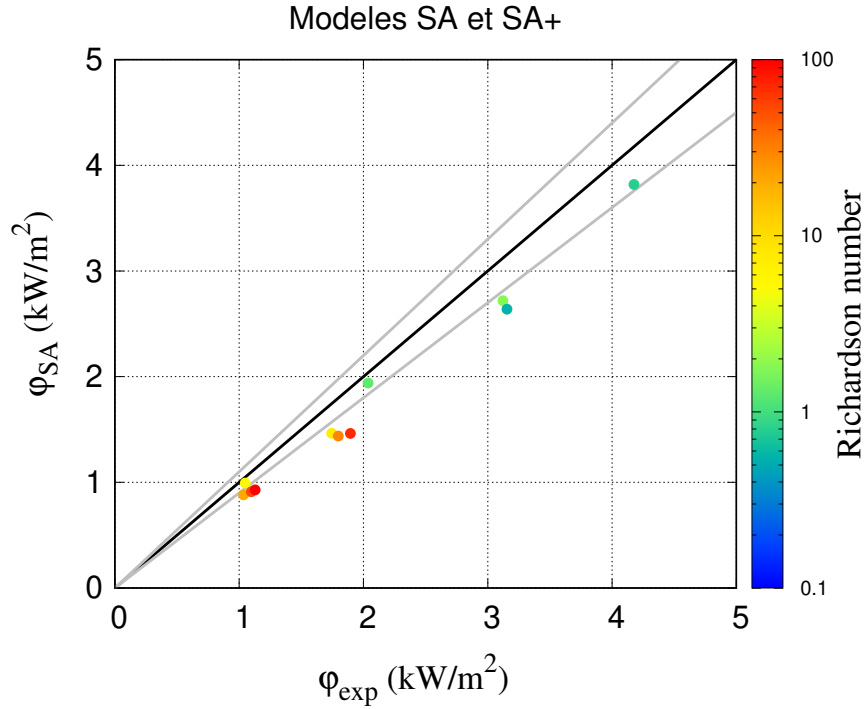


FIGURE 5.37 : Flux thermique moyen obtenu avec les modèles SA et SA+ en fonction du flux moyen mesuré expérimentalement pour les essais sans condensation.

de re-laminarisation intervient en régime de convection mixte. Les flux obtenus avec le modèle SA sont tous sous-estimés par rapport aux données expérimentales, et cela est dû en partie à la mauvaise estimation du flux thermique proche de l'entrée observée sur les figures 5.33 et 5.34.

Essais avec condensation

Les essais COPAIN de condensation détaillés dans le tableau 5.19 ont été simulés avec les modèles SA, SA+, Van Driest et Ranz-Marshall, et les flux thermiques totaux moyens le long de la paroi estimés par simulation sont comparés aux flux thermiques expérimentaux sur les figures 5.38, 5.39, 5.40 et 5.41.

Le modèle Ranz-Marshall basé sur l'analogie entre les transferts de masse et d'énergie sous-estime fortement le flux thermique moyen pour la plupart des essais. Cette sous-estimation est surtout importante pour les essais de convection forcée et lorsque l'échange thermique est élevé.

La plupart des flux thermiques moyens obtenus avec les modèles de fonctions de paroi SA, SA+ et Van Driest sont similaires, mais ces flux ne correspondent pas toujours très bien au flux mesuré expérimentalement. Par conséquent, les modèles SA et SA+ ne permettent pas d'améliorer significativement l'évaluation du flux thermique total φ_p par rapport au modèle Van Driest. Les essais dont les flux thermiques sont fortement sous-estimés avec ces trois modèles de fonctions de paroi sont ceux en régime de convection mixte et naturelle pour lesquels la fraction massique de vapeur est élevée.

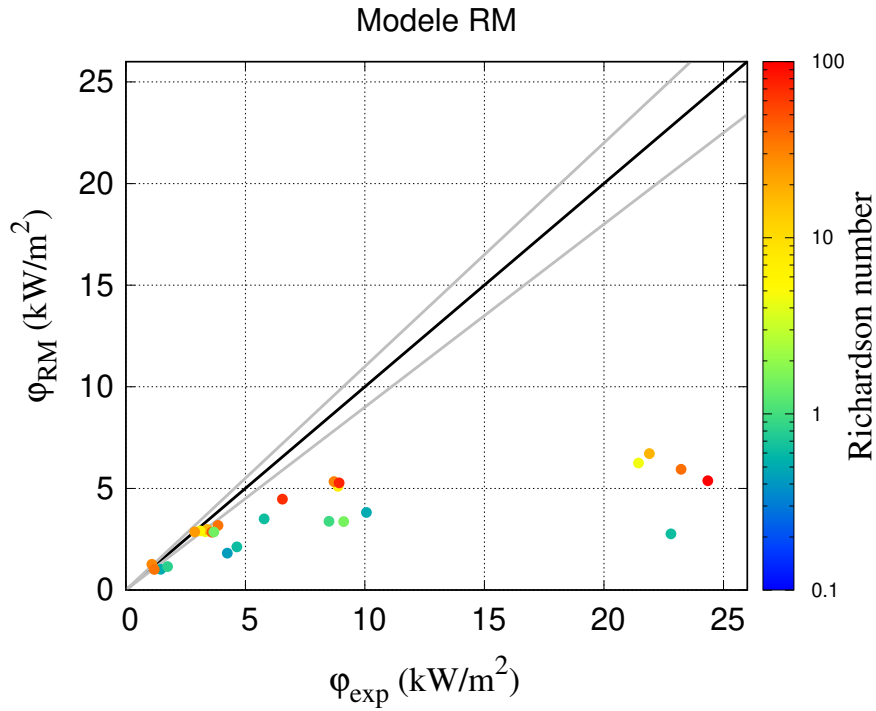


FIGURE 5.38 : Flux thermique moyen obtenu avec le modèle Ranz-Marshall en fonction du flux moyen mesuré expérimentalement pour les essais de condensation.

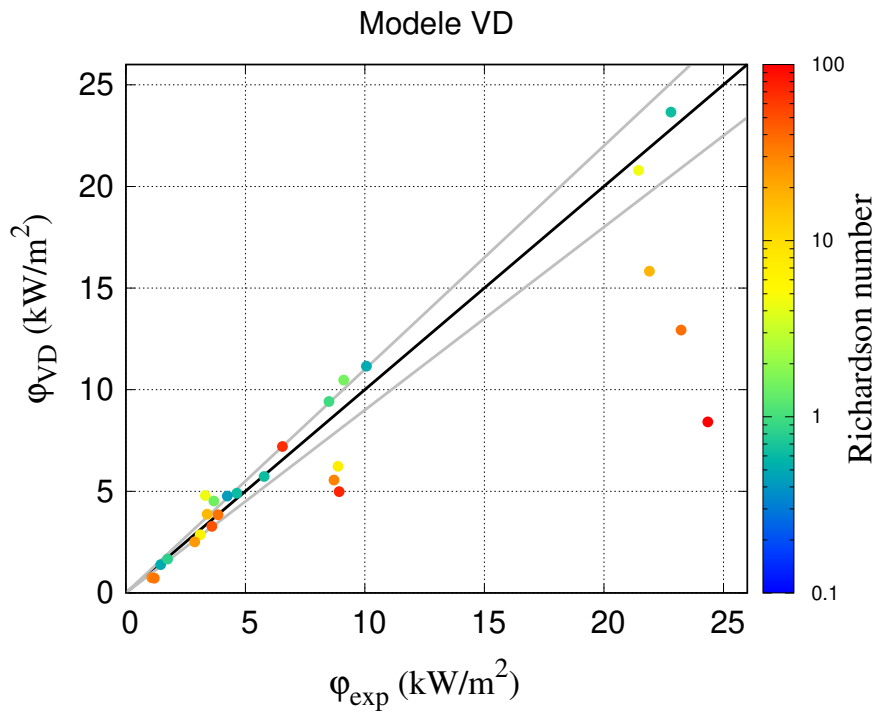


FIGURE 5.39 : Flux thermique moyen obtenu avec le modèle Van Driest en fonction du flux moyen mesuré expérimentalement pour les essais de condensation.

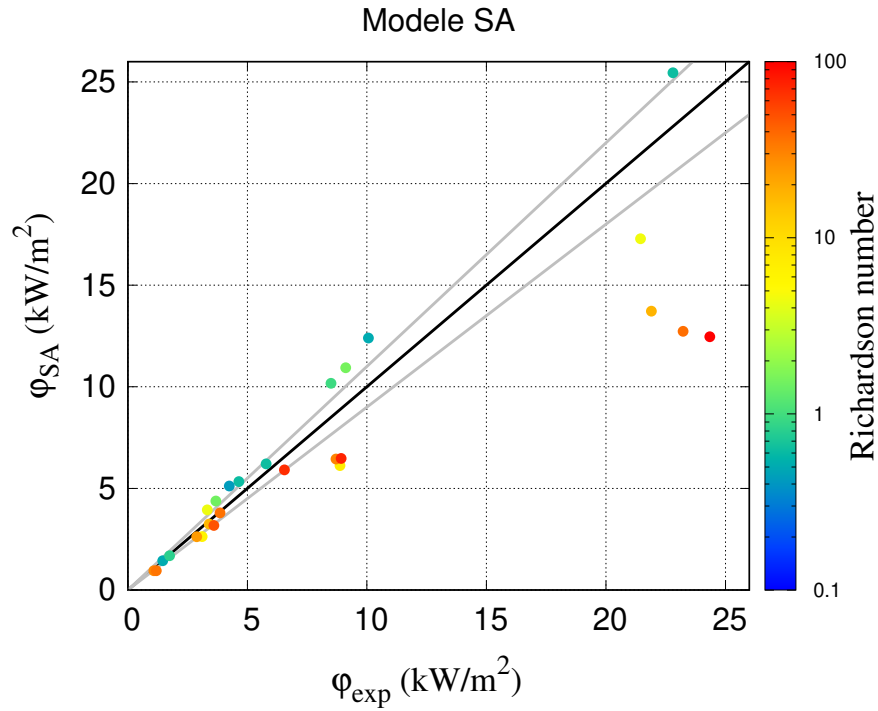


FIGURE 5.40 : Flux thermique moyen obtenu avec le modèle SA en fonction du flux moyen mesuré expérimentalement pour les essais de condensation.

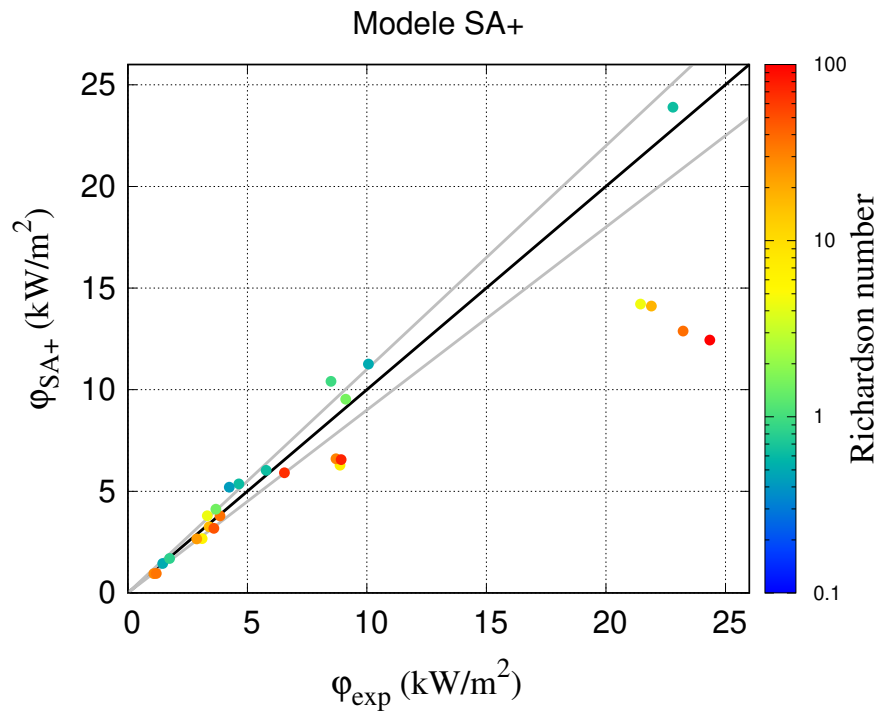


FIGURE 5.41 : Flux thermique moyen obtenu avec le modèle SA+ en fonction du flux moyen mesuré expérimentalement pour les essais de condensation.

5.4 Simulation des essais Huhtiniemi de condensation en paroi inclinée

5.4.1 Description des essais Huhtiniemi

Les expériences de (Huhtiniemi and Corradini, 1993) ont été réalisées dans le but d'étudier le phénomène de condensation de la vapeur en présence de gaz incondensables sur une paroi avec différentes inclinaisons. Les mesures ont été faites à l'état stationnaire et en régime de convection forcée et mixte. Le dispositif qui est représenté sur la figure 5.42 consiste en un canal de section carré de 152 mm de côté et de 1.9 m de long. Au niveau de l'entrée, les parois sont adiabatiques sur une longueur de 838 mm pour permettre à la couche limite dynamique de s'établir avant d'atteindre la paroi froide. La condensation intervient sur la paroi froide d'une longueur de 1066.8 mm. Les essais ont été réalisés avec des angles d'inclinaison compris entre $\theta = 0^\circ$ (plafond) et $\theta = 90^\circ$ (paroi verticale).

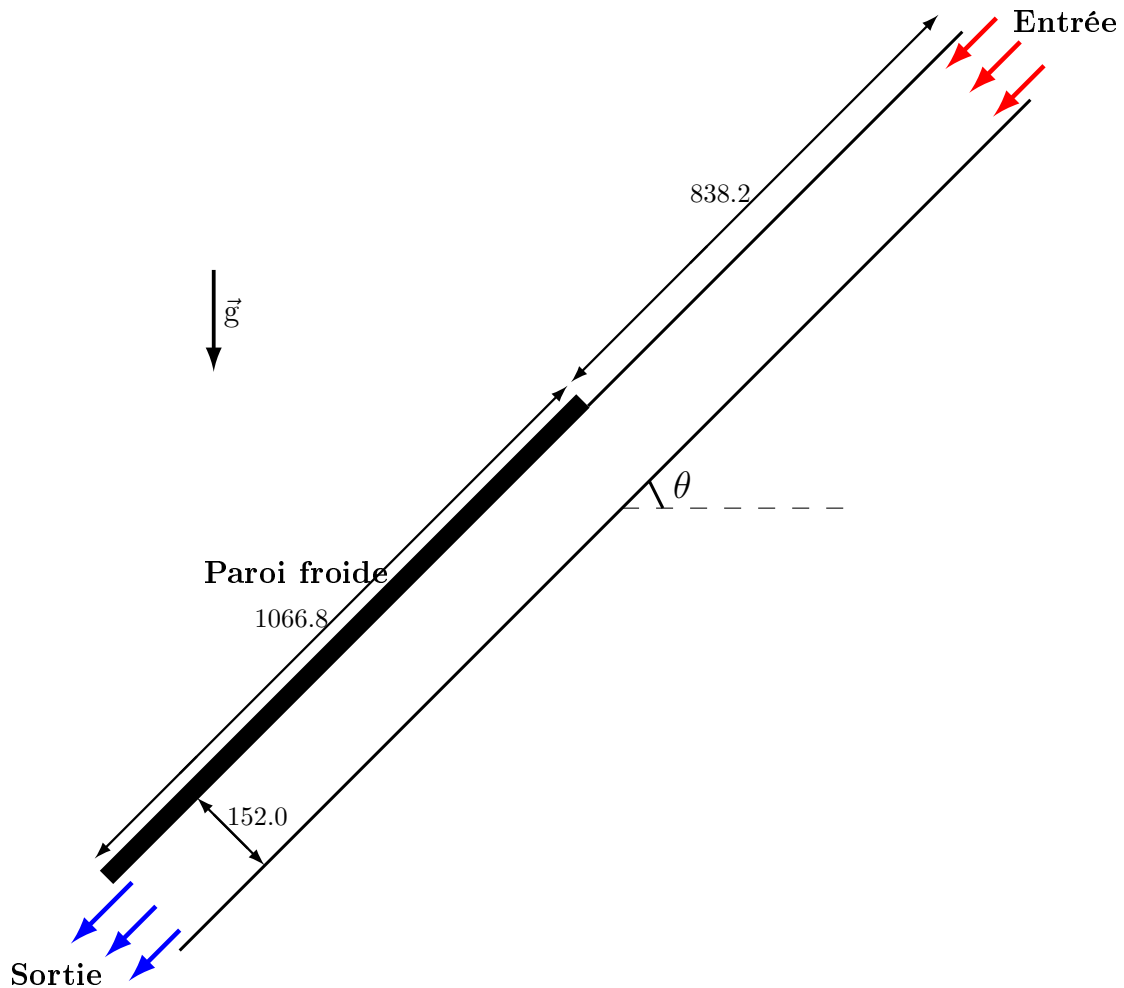


FIGURE 5.42 : Schéma du dispositif expérimental de (Huhtiniemi and Corradini, 1993) (côtes en mm).

Au cours des essais, le flux thermique total traversant la paroi φ_p a été mesuré à l'aide de deux méthodes. La première méthode a consisté à mesurer une différence de température dans la paroi pour en déduire le flux thermique, similairement aux mesures de flux effectuées lors des essais COPAIN. La deuxième méthode a consisté à faire un bilan d'énergie sur le fluide réfrigérant utilisé pour refroidir la paroi. Seuls les flux thermiques mesurés avec la première méthode seront comparés aux flux obtenus par simulation.

Essai	U_e	T_e	T_p	$Y_{v,e}$	θ	Ri
<i>Unité</i>	m.s ⁻¹	°C	°C		°	
60	3.0	69.6	30.0	0.79	0	0.90
62	3.0	69.9	29.9	0.78	45	0.90
63	3.0	69.8	29.7	0.78	90	0.90
87	1.0	70.2	30.2	0.78	0	2.71
91	1.0	70.0	29.7	0.78	45	2.73
92	1.0	70.1	29.4	0.78	90	2.75

TABLE 5.20 : Caractéristiques des essais Huhtiniemi (Huhtiniemi and Corradini, 1993) simulés.

Les essais ont été réalisés à la pression atmosphérique $p \simeq 1\text{bar}$. Les caractéristiques des essais Huhtiniemi qui ont été simulés sont données dans le tableau 5.20. Ces 6 essais ont des fractions massiques et des températures similaires. Les trois premiers essais 60, 62 et 63 sont en régime de convection forcée, et les trois suivants 87, 91 et 92 sont en régime de convection mixte. Pour chaque régime de convection, des essais avec les inclinaisons $\theta = 0^\circ$, $\theta = 45^\circ$ et $\theta = 90^\circ$ de la paroi ont été simulés.

5.4.2 Comparaison avec les mesures expérimentales de flux thermique en paroi

Pour les simulations des essais Huhtiniemi, le domaine de calcul et les conditions aux limites imposés sont presque identiques au cas COPAIN représenté sur la figure 5.7. Seuls les dimensions ont été modifiées par rapport au cas COPAIN pour correspondre aux expériences Huhtiniemi, c'est-à-dire à un canal de section carrée de 152 mm de côté avec une paroi froide d'une longueur de 1066.8 mm. L'entrée et la sortie du domaine fluide sont éloignées de la paroi froide d'une distance de 0.5 m en amont et en aval, pour éviter les effets de bord et pour que la couche limite dynamique s'établisse avant d'atteindre la paroi froide. Le vecteur gravité $\vec{g}$ est calculé à partir de l'angle d'inclinaison de la paroi θ de l'essai simulé.

Les 6 essais détaillés dans le tableau 5.20 ont été simulés avec les modèles de fonctions de paroi SA, SA+ et Van Driest, et les flux φ_p obtenus par simulation sont comparés aux flux expérimentaux sur les figures 5.43 à 5.48.

Condensation sur une paroi horizontale (plafond)

Pour les essais en configuration plafond tracés sur les figures 5.43 et 5.44, c'est-à-dire les essais où $\theta = 0^\circ$, les flux thermiques obtenus avec les modèles SA, SA+ et Van Driest sont sous-estimés de plus de 30 % par rapport aux données expérimentales. En réalité, ce résultat était prévisible puisque c'est le régime de condensation en goutte qui intervient lorsque la vapeur se condense au plafond, et que ce régime de condensation entraîne généralement une hausse significative du transfert thermique par rapport au régime de condensation en film, puisque la surface d'échange est supérieure et que la forme des gouttes augmente l'échange convectif en régime de condensation en gouttes. Ainsi, la sous-estimation des flux thermiques obtenus avec les modèles de fonctions de paroi est probablement en partie due à l'hypothèse de condensation en film.

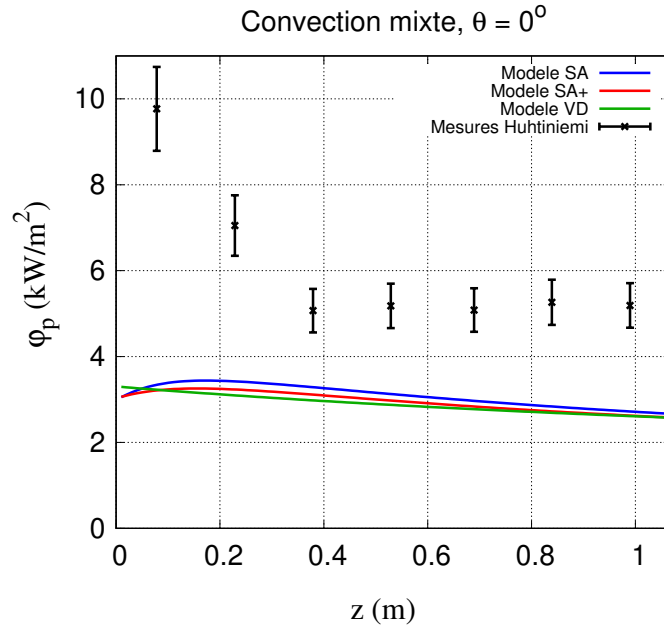


FIGURE 5.43 : Profils du flux thermique φ_p le long de la paroi en régime de convection forcée avec un angle d'inclinaison de la paroi de $\theta = 0^\circ$ C (plafond).

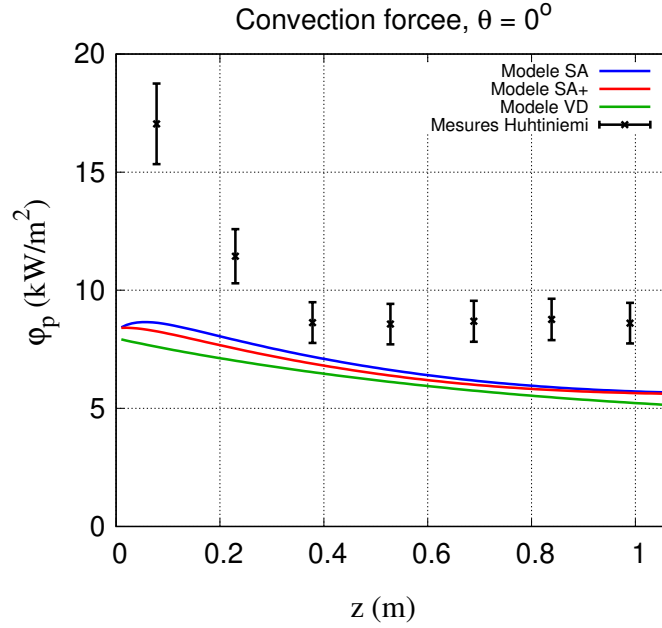


FIGURE 5.44 : Profils du flux thermique φ_p le long de la paroi en régime de convection mixte avec un angle d'inclinaison de la paroi de $\theta = 0^\circ$ C (plafond).

Condensation sur une paroi inclinée à $\theta = 45^\circ$ C

Pour les essais où la paroi est inclinée à $\theta = 45^\circ$ tracés sur les figures 5.45 et 5.46, les flux thermiques obtenus avec les modèles SA, SA+ et Van Driest sont également sous-estimés. Sur ces essais, c'est le régime de condensation en film intervient selon (Huhtiniemi and Corradini, 1993). En régime de convection forcée, les flux thermiques estimés avec les modèles SA, SA+ et Van Driest sont comparables, et il sont sous estimés d'environ 25 % par rapport aux mesures et loin de l'entrée ($z > 0.4m$). En régime de convection mixte, le flux thermique est sous-estimé d'environ 30 % par le modèle Van Driest, contre plus de 50 % pour les modèles SA et SA+.

Condensation sur une paroi verticale

Pour les essais de condensation sur une paroi verticale tracés sur les figures 5.47 et 5.48, le flux thermique est assez bien estimé avec les modèles SA, SA+ et Van Driest en régime de convection forcée loin de l'entrée, mais pas en régime de convection mixte. Le modèle Van Driest donne une meilleure estimation du flux par rapport aux modèles SA et SA+ en régime de convection mixte.

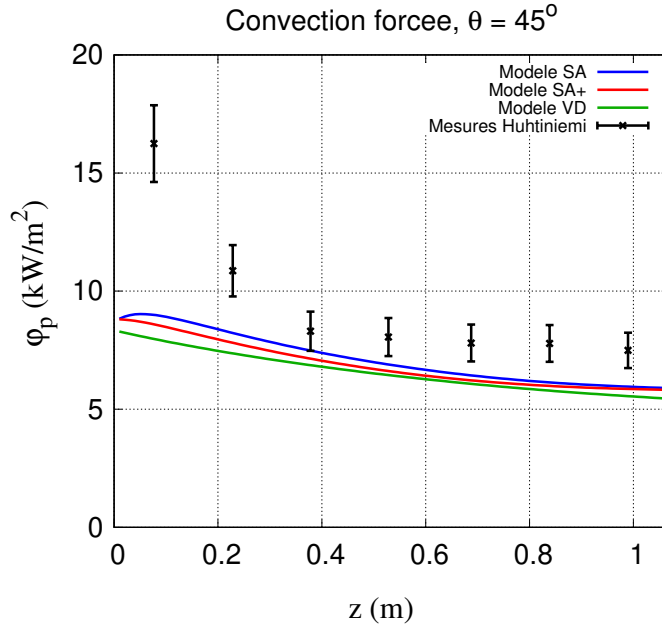


FIGURE 5.45 : Profils du flux thermique φ_p le long de la paroi en régime de convection forcée avec un angle d'inclinaison de la paroi de $\theta = 45^\circ$ C.

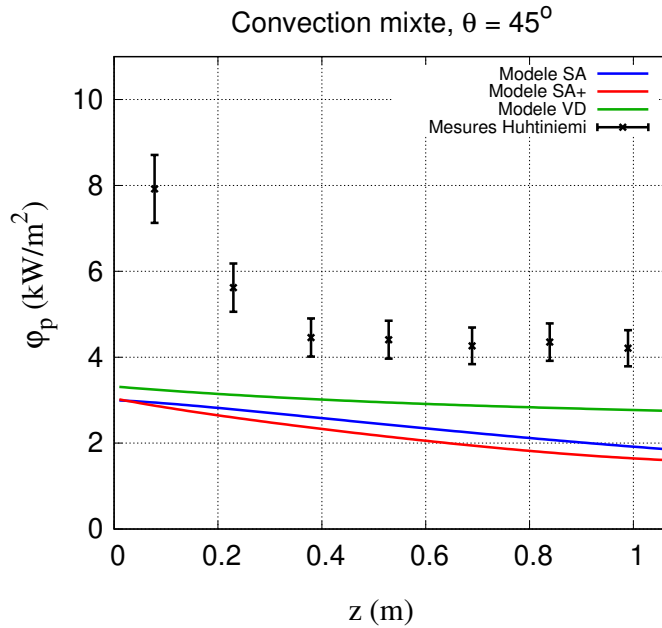


FIGURE 5.46 : Profils du flux thermique φ_p le long de la paroi en régime de convection mixte avec un angle d'inclinaison de la paroi de $\theta = 45^\circ$ C.

Pour résumer, sur les six essais Huhtiniemi simulés, le flux thermique total traversant la paroi φ_p a été sous-estimé par les modèles SA, SA+ et Van Driest, excepté sur l'essai en régime de convection forcée sur une paroi verticale. Ces sous-estimations sont probablement dues à la présence de liquide sur la paroi qui est négligée dans les simulations, mais aussi à la modélisation de l'écoulement au niveau des parois dans les

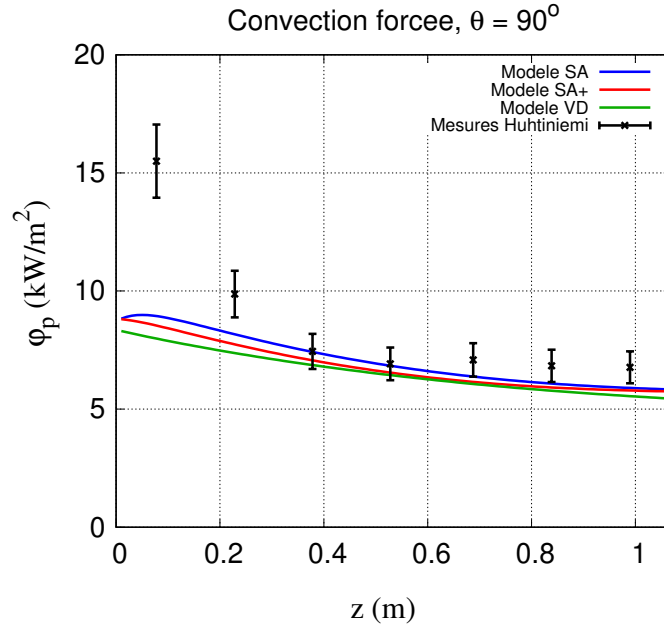


FIGURE 5.47 : Profils du flux thermique φ_p le long de la paroi en régime de convection forcée avec un angle d'inclinaison de la paroi de $\theta = 90^\circ$ C (paroi verticale).

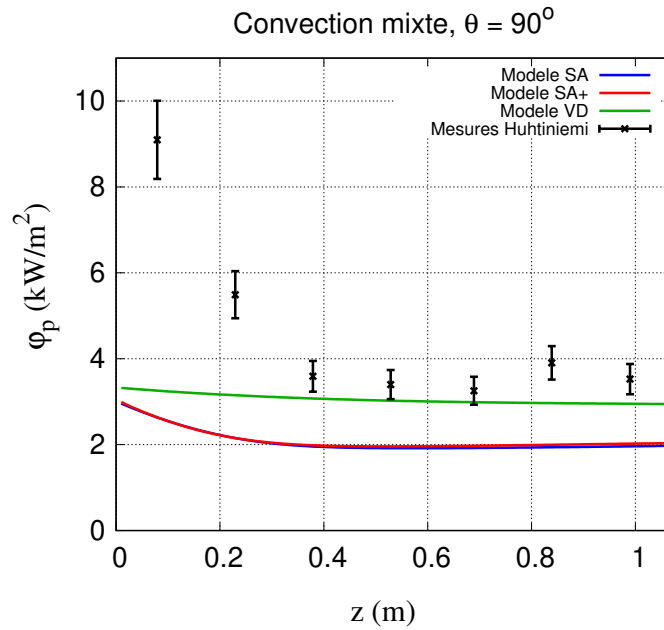


FIGURE 5.48 : Profils du flux thermique φ_p le long de la paroi en régime de convection mixte avec un angle d'inclinaison de la paroi de $\theta = 90^\circ$ C (paroi verticale).

modèles SA, SA+ et Van Driest. Par conséquent, les modèles de fonctions de paroi semi-analytiques SA et SA+ proposés ne permettent pas en l'état d'améliorer significativement l'estimation du flux thermique φ_p sur ces essais, et ce quelle que soit l'inclinaison.

RÉSUMÉ

Dans ce chapitre, les modèles de condensation en paroi proposés SA et SA+ ont été comparés aux données expérimentales COPAIN (Bazin and Castelli, 1999) et Huhtiniemi (Huhtiniemi and Corradini, 1993), aux fonctions de paroi standards détaillées au paragraphe 3.4.3, au modèle de fonctions de paroi de Van Driest détaillé au paragraphe 4.1.1, au modèle de corrélations Ranz-Marshall (Mimouni et al., 2011), ainsi qu'aux résultats du modèle bas-Reynolds de (Jiang, 2021). L'objectif de la comparaison avec le modèle de Van Driest est d'estimer l'apport des modèles SA et SA+ par rapport à un modèle de fonctions de paroi basé sur la théorie de longueur de mélange de Prandtl, dans lequel l'effet de la gravité est négligé.

La première étude a consisté à simuler un écoulement en régime de convection forcée dans un canal, dans le but de comparer les modèles de fonctions de paroi semi-analytiques SA et SA+ aux fonctions de paroi standards. Les résultats de simulation ont permis de montrer que les modèles SA et SA+ implémentés dans le code NEPTUNE_CFD se comportent similairement aux fonctions de paroi standards en régime de convection forcée.

Ensuite, quatre essais en régime de convection forcée, mixte et naturelle issus de la première série d'expériences de condensation COPAIN ont été simulés avec les modèles de fonctions de paroi SA, SA+ et de Van Driest et avec plusieurs maillages. Les résultats de simulation ont permis d'observer que les modèles SA et SA+ rendent mieux compte des effets de la gravité que le modèle de Van Driest, et que le flux thermique de conduction $q_{\lambda,p}$ estimé avec le modèle SA+ correspond mieux au flux du modèle bas-Reynolds par rapport à ceux estimés avec les modèles SA et Van Driest. De plus, il a été montré que les effets de l'aspiration et du flux thermique d'inter-diffusion sont importants lorsque le flux massique de condensation est élevé. Les modèles de fonctions de paroi SA, SA+ et de Van Driest sont tous sensibles au maillage en régime de convection mixte et naturelle.

Un certain nombre d'essais en régime de convection forcée, mixte et naturelle issus de la deuxième série d'essais COPAIN ont également été simulés avec les modèles de fonctions de paroi SA, SA+, de Van Driest et de Ranz-Marshall, dans le but de comparer les résultats de simulation obtenus avec les mesures expérimentales du flux thermique total traversant la paroi φ_p . Les résultats ont montré que les modèles de fonctions de paroi SA, SA+ et de Van Driest s'approchent mieux des données expérimentales par rapport au modèle de corrélations Ranz-Marshall, que le flux thermique φ_p est sous-estimé à l'entrée du domaine ($0 < z < 1$ m), et que les flux thermiques moyens sont surtout sous-estimés par les modèles de fonctions de paroi SA et SA+ lorsque l'écoulement est en régime de convection mixte ou naturelle et lorsque le flux massique de condensation est élevé.

Pour finir, six essais Huhtiniemi en régime de convection forcée et mixte ont été simulés avec les modèles de fonctions de paroi SA, SA+ et de Van Driest, dans le but d'étudier l'effet de l'inclinaison de la paroi sur les modèles. Le flux thermique total traversant la paroi φ_p obtenu avec les modèles de fonctions de paroi SA, SA+ et de Van Driest est sous-estimé par rapport aux données expérimentales lorsque la paroi n'est pas verticale.

Conclusions et perspectives

Conclusions

Ce travail a porté sur la modélisation avec une approche CFD du phénomène de condensation en paroi en présence de gaz incondensables, pour un écoulement turbulent en régimes de convection forcée, mixte ou naturelle. Le chapitre 1 a introduit le contexte industriel, ainsi que le phénomène de condensation et les approches de modélisation.

Au chapitre 2, les équations de conservation des mélanges gazeux ont été détaillées sous la forme générale, mais aussi sous une forme moyennée en temps appelée équations RANS compressibles. De plus, les propriétés des mélanges gazeux ont été définies, ainsi que le flux massique de condensation et le flux thermique de condensation en présence de gaz incondensables.

Une revue de la littérature des modèles de condensation en paroi a été faite au chapitre 3. Dans la première partie de ce chapitre, le modèle du film liquide laminaire, le modèle de la couche limite de diffusion laminaire et l'analogie entre le transfert de masse et le transfert d'énergie ont été détaillés. Dans la seconde partie de ce chapitre, les modèles de condensation RANS ont été décrits, à savoir les modèles RANS bas-Reynolds, les modèles RANS haut-Reynolds avec corrélations et les modèles RANS haut-Reynolds avec fonctions de paroi.

Le travail de développement d'un modèle de condensation en paroi est détaillé au chapitre 4, et il s'est déroulé en trois étapes. Initialement, la piste étudiée était d'étendre le modèle de fonctions de paroi de Van Driest dans le but de tenir compte de l'effet de la gravité. En revanche, comme la théorie de longueur de mélange de Prandtl ne semble pas adaptée en régime de convection mixte et naturelle, cette piste a été écartée. Ensuite, la seconde étape a consisté à généraliser le modèle de fonctions de paroi dynamique et thermique de (Craft et al., 2002) pour modéliser la condensation en paroi. Dans le modèle de condensation semi-analytique SA ainsi obtenu, la fonction de paroi de fraction massique a été formulée similairement aux fonctions de paroi de vitesse et de température, et le terme de gravité qui est pris en compte dans la fonction de paroi de vitesse tient compte des variations de la masse volumique en fonction de la température et de la fraction massique. Finalement, la dernière étape a consisté à proposer le modèle SA+ qui intègre dans le modèle SA de l'effet d'aspiration et du flux thermique d'inter-diffusion des espèces. A la fin du chapitre 4, l'implémentation des nouveaux modèles de fonctions de paroi semi-analytiques SA et SA+ dans le code de calcul diphasique NEPTUNE_CFD a été détaillée.

Les résultats des simulations obtenus avec les modèles de fonctions de paroi semi-analytiques SA et SA+ ont été analysés au chapitre 5. Un bilan de l'analyse des principaux

résultats est détaillé ci-dessous.

Les modèles de fonctions de paroi semi-analytiques SA et SA+ ont d'abord été validés en régime de convection forcée, en simulant un écoulement à l'intérieur d'un canal bidimensionnel. Les résultats des simulations ainsi obtenus sont quasi identiques aux fonctions de paroi standards de vitesse, de température et de fraction massique, qui sont les profils de référence en régime de convection forcée.

Ensuite, les résultats de simulation obtenus avec les modèles de fonctions de paroi semi-analytiques SA et SA+ ont été comparés d'une part aux résultats expérimentaux des essais de condensation en paroi COPAIN (Bazin and Castelli, 1999) et Huhtiniemi (Huhtiniemi and Corradini, 1993), et d'autre part aux résultats des simulations du modèle bas-Reynolds de (Jiang, 2021), d'un modèle haut-Reynolds basé sur la corrélation Ranz-Marshall et d'un modèle haut-Reynolds basé sur la fonction de paroi de Van Driest.

Lors de l'étude de sensibilité au maillage des modèles de fonctions de paroi SA, SA+ et de Van Driest, quatre essais COPAIN ont été simulés avec ces modèles à l'aide des maillages fin, intermédiaire et grossier. Les résultats de simulation bas-Reynolds de (Jiang, 2021) ont été utilisées comme solution de référence sur ces essais. Cette étude de sensibilité au maillage a permis de constater que :

- En régime de convection forcée, les modèles de fonctions de paroi SA, SA+ et de Van Driest sont très peu sensibles au maillage ;
- En régime de convection mixte et naturelle, les modèles de fonctions de paroi SA, SA+ et de Van Driest sont sensibles au maillage ;
- Le modèle SA+ est plus sensible au maillage que les modèles SA et de Van Driest, et ce à cause de termes supplémentaires correspondant à l'aspiration et au flux thermique d'inter-diffusion qui sont pris en compte dans le modèle SA+ ;
- Selon l'essai simulé, le maillage qui permet aux modèles SA et SA+ d'approcher au mieux les résultats du modèle bas-Reynolds peut être soit le plus fin, soit le plus grossier. Par conséquent, ces résultats de simulation n'ont pas permis de déterminer un raffinement optimal du maillage au niveau des parois.

Ensuite, les flux thermiques totaux traversant la paroi φ_p obtenus avec les modèles de fonctions de paroi SA, SA+ et de Van Driest et avec le modèle basé sur la corrélation de Ranz-Marshall ont été comparés avec les flux mesurés expérimentalement. Ces comparaisons avec les expériences ont permis d'établir que :

- Sur les essais COPAIN simulés, les modèles de fonctions de paroi SA, SA+ et de Van Driest permettent de mieux approcher les mesures expérimentales du flux thermique total moyen φ_p par rapport au modèle basé sur la corrélation Ranz-Marshall ;
- Sur les essais COPAIN caractérisés par un régime de convection mixte ou de convection naturelle avec un flux massique de condensation élevé, les modèles SA, SA+ et Van Driest sous-estiment le flux thermique φ_p par rapport aux mesures expérimentales ;

- Sur les essais Huhtiniemi caractérisés par une paroi non verticale, c'est-à-dire avec les inclinaisons de la paroi $\theta = 0^\circ\text{C}$ (plafond) et $\theta = 45^\circ\text{C}$, les modèles SA, SA+ et Van Driest sous-estiment le flux thermique φ_p par rapport aux mesures expérimentales ;
- Sur les essais Huhtiniemi de condensation sur une paroi verticale, les modèles de fonctions de paroi semi-analytiques SA et SA+ estiment assez correctement le flux thermique φ_p par rapport aux mesures expérimentales en régime de convection forcée, et ils sous-estiment ce flux thermique en régime de convection mixte ;
- Sur les essais COPAIN et Huhtiniemi, c'est à l'entrée du domaine que les flux sont les plus sous-estimés avec les modèles de fonctions de paroi SA, SA+ et de Van Driest, c'est-à-dire lorsque la couche limite turbulente n'est pas établie.

La comparaison avec les mesures expérimentales du flux thermique total traversant la paroi φ_p ne suffit pas à départager les modèles de fonctions de paroi SA, SA+ et Van Driest. Pour cela, sur quatre expériences COPAIN, les modèles de fonctions de paroi ont été comparés aux résultats de simulation du modèle bas-Reynolds et aux profils de température et de fraction massique mesurés expérimentalement. Les résultats ont permis de constater que :

- Sur l'essai en régime de convection forcée, les modèles de fonctions de paroi SA, SA+ et Van Driest permettent tous d'approcher assez correctement les résultats du modèle bas-Reynolds ;
- Sur les deux essais en régime de convection mixte, les modèles SA et SA+ permettent de mieux approcher les résultats du modèle bas-Reynolds par rapport au modèle Van Driest ;
- Sur l'essai en régime de convection naturelle, les écarts entre les résultats des modèles de fonctions de paroi SA, SA+ et de Van Driest et les résultats du modèle bas-Reynolds deviennent plus importants. Toutefois, les résultats des modèles SA et SA+ sont plus proches de ceux du modèle bas-Reynolds, et ce notamment sur le champ de vitesse. Cette amélioration est due à l'effet de la gravité qui est pris en compte dans la fonction de paroi de vitesse des modèles SA et SA+ ;
- Sur les essais avec un flux massique de condensation faible, les modèles SA et SA+ donnent des résultats similaires pour les champs de vitesse et de fraction massique, mais les résultats sont légèrement différents pour le champ de température. Ces différences sont dues au flux thermique d'inter-diffusion qui est pris en compte dans la fonction de paroi de température du modèle SA+ ;
- Sur les essais avec un flux massique de condensation élevé, les modèles SA et SA+ donnent des résultats différents pour les champs de vitesse, de température et de fraction massique. Ces différences sont dues à la fois à l'effet d'aspiration et au flux thermique d'inter-diffusion qui sont pris en compte dans le modèle SA+ ;
- Toujours sur les essais avec un flux massique de condensation élevé, le modèle SA+ permet de mieux approcher les résultats du modèle bas-Reynolds que le modèle SA. En effet, le flux thermique de conduction $q_{\lambda,p}$ estimé avec le modèle SA+ est plus

proche du flux du modèle bas-Reynolds. Ainsi, la prise en compte de l'effet d'aspiration et du flux thermique d'inter-diffusion dans le modèle SA+ permet d'améliorer les résultats du champ de température ;

- Sur les essais en régime de convection mixte, les profils logarithmiques de température et de fraction massique de vapeur des modèles SA et SA+ sont différents des profils du modèle bas-Reynolds. En fait, l'effet de re-laminarisation qui est observé sur les profils du modèle bas-Reynolds est mal ou pas pris en compte dans les modèles SA et SA+. L'effet de re-laminarisation est causé par les effets de gravité, qui en régime de convection mixte atténuent l'échange convectif turbulent ;
- Sur ces 4 expériences COPAIN, les profils de température et de fraction massique mesurés sont différents des profils obtenus par simulation avec les modèles bas-Reynolds, SA, SA+ et Van Driest. Ces différences peuvent être dues au film liquide qui est négligé dans les simulations, à la modélisation de la turbulence dans la couche limite, et/ou aux incertitudes des mesures. Pour la fraction massique, l'incertitude de la mesure semble importante.

Au final, le modèle de fonctions de paroi semi-analytiques SA+ qui tient compte de l'effet d'aspiration et du flux thermique d'inter-diffusion améliore les résultats par rapport aux modèles SA et Van Driest, puisque ce modèle permet de mieux estimer le flux thermique de conduction $q_{\lambda,p}$. Par ailleurs, le modèle SA+ n'est en l'état pas suffisamment précis en régime de convection mixte et naturelle, et lorsque le flux massique de condensation est élevé.

Perspectives d'amélioration du modèle de condensation en paroi

Le modèle de condensation en paroi semi-analytique SA+ tient compte de l'effet de la gravité, de l'effet d'aspiration et du flux thermique d'inter-diffusion à l'intérieur des fonctions de paroi. Par ailleurs, ce modèle est basé sur plusieurs hypothèses simplificatrices dont la validité mérite d'être étudiée plus en détail. Ci-dessous, les pistes d'amélioration possibles pour le modèle de fonctions de paroi SA+ sont abordées.

Dans les simulations avec le modèle de fonctions de paroi semi-analytiques SA+, les nombres de Prandtl turbulent et Schmidt turbulent ont été fixés à $Pr_t = Sc_t = 0.9$. Ces valeurs correspondent à celles utilisées dans (Vijaya Kumar et al., 2021) pour simuler la condensation en paroi. En revanche, d'autres valeurs sont parfois utilisées, comme dans le modèle de condensation RANS bas-Reynolds de (Jiang, 2021), où ces nombres ont été fixés à $Pr_t = 0.85$ et $Sc_t = 0.7$. A notre connaissance, ces nombres n'ont pas été déterminés précisément dans le cas de la condensation en paroi en présence de gaz incondensables. Une meilleure estimation de ces nombres sans dimension à l'aide de résultats de simulation DNS de condensation en film ou de mesures expérimentales permettrait d'améliorer la prédiction de la condensation par le nouveau modèle de fonctions de paroi SA+.

L'épaisseur de la sous-couche laminaire est fixée à $y_V^* = 10.8 = \frac{\rho_V y_V \sqrt{k_M}}{\mu_V}$ dans les simulations avec le modèle fonctions de paroi SA+. En revanche, l'effet d'aspiration qui

intervient lors de la condensation en paroi peut entraîner une modification de l'épaisseur de la sous-couche laminaire (voir (Bucci et al., 2008)). Aussi, les résultats des simulations bas-Reynolds de (Jiang, 2021) ont permis d'observer l'effet de re-laminarisation dans la couche limite en régime convection mixte, qui se traduit par une augmentation significative de l'épaisseur de la sous-couche laminaire. Pour mieux tenir compte des effets d'aspiration et de re-laminarisation, l'épaisseur y_V^* pourrait être estimée soit à l'aide de résultats de simulation DNS ou RANS bas-Reynolds, soit à l'aide de mesures expérimentales.

Pour illustrer la sensibilité du modèle de fonctions de paroi SA+ au nombre de Schmidt turbulent et à l'épaisseur de la sous-couche laminaire, les essais COPAIN en régime de convection forcée P321 et naturelle P325 ont été simulés en modifiant ces paramètres. La valeur du nombre de Schmidt turbulent a été imposée à $Sc_t = 0.7$, contre $Sc_t = 0.9$ précédemment, de façon à correspondre à la valeur imposée dans le modèle bas-Reynolds de (Jiang, 2021). La nouvelle valeur de l'épaisseur de la sous-couche laminaire a été fixée à $y_V^* = 13$. Les flux thermiques φ_p le long de la paroi obtenus par simulation en modifiant ces paramètres sont tracés sur la figure 5.49. La valeur du nombre de Prandtl turbulent n'a pas été modifiée puisque le flux thermique de conduction $q_{\lambda,p}$ représente moins de 5% du flux thermique total traversant la paroi φ_p sur ces essais. La courbe bleu correspond au modèle fonctions de paroi SA+ qui a été simulé au chapitre 5, la courbe rouge correspond au modèle SA+ dans lequel le nombre de Schmidt turbulent a été modifié, et la courbe verte correspond au modèle SA+ dans lequel l'épaisseur de la sous-couche laminaire a été modifiée. Pour ces deux essais, une baisse du nombre de Schmidt turbulent entraîne une augmentation du flux thermique total traversant la paroi, ce qui est cohérent puisque le coefficient de diffusion turbulent $\mathcal{D}_t$ augmente lorsque le nombre de Schmidt turbulent diminue. Par ailleurs, l'augmentation de l'épaisseur de la sous-couche laminaire entraîne une diminution du flux thermique φ_p sur ces deux essais, ce qui est également cohérent puisque si l'épaisseur de la sous-couche laminaire augmente, la viscosité turbulente diminuera dans la couche limite. Au final, le flux thermique total traversant la paroi φ_p est bien sensible au nombre de Schmidt turbulent et à l'épaisseur de la sous-couche laminaire.

Les conditions aux limites du modèle $k - \epsilon$ ont été détaillées au paragraphe 4.4.2 pour le modèle de fonctions de paroi semi-analytiques. Pour traiter de l'effet de re-laminarisation, (Craft et al., 2002) ont modifié le taux de dissipation moyen $\bar{\epsilon}_M$ en le multipliant par un facteur correctif plutôt que d'agir sur l'épaisseur de la sous-couche laminaire, pour des raisons de stabilité numérique. Le facteur correctif a été déterminé à partir de résultats de simulation RANS bas-Reynolds pour des écoulements en régime de convection forcée et mixte dans une conduite. Un facteur correctif similaire pourrait être déterminé de la même manière pour la condensation en paroi en régime de convection forcée, mixte et naturelle, pour tenir compte des variations de l'épaisseur de la sous-couche laminaire y_V en fonction de l'effet de re-laminarisation et de l'effet d'aspiration.

Les fonctions de paroi semi-analytiques ont été obtenues en négligeant la présence du film liquide sur la paroi. Cette hypothèse permet de simplifier grandement le problème, puisque cela revient à négliger les interactions entre le mélange gazeux et le film. Le fait de négliger la résistance thermique du film permet de supposer que la température de saturation est égale à la température de paroi, et le fait de négliger l'écoulement du film revient à imposer une vitesse nulle à la paroi. Ainsi, il suffit de modifier les conditions aux limites du modèle de fonctions de paroi pour tenir compte du film liquide, en estimant

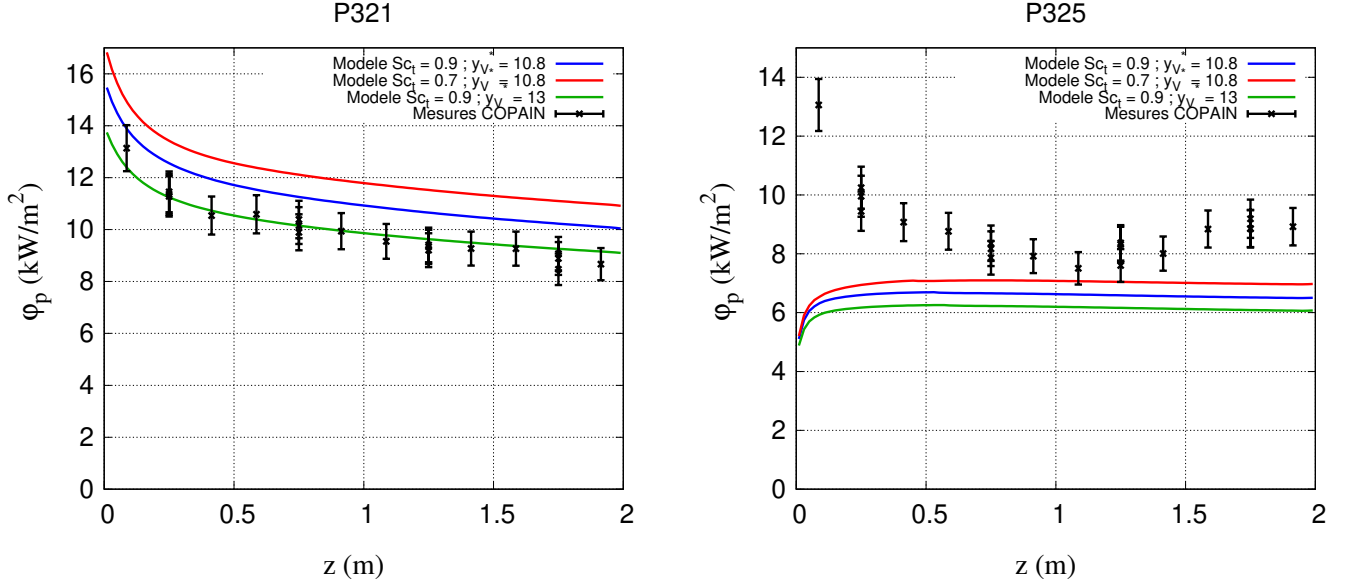


FIGURE 5.49 : Sensibilité du flux thermique total traversant la paroi en fonction du nombre de Schmidt turbulent et de l'épaisseur de la sous-couche laminaire, pour un essai en régime de convection forcée (gauche) et un essai en régime de convection naturelle (droite).

la température de saturation et la vitesse du film à l'interface entre le liquide et le gaz. Néanmoins, le film liquide a une structure complexe à modéliser, comme le montre la photographie 5.50, puisqu'il est composé de régions d'épaisseur plus ou moins fine, et que des vaguelettes peuvent apparaître à sa surface. Le modèle de fonctions de paroi SA+ pourrait être amélioré en tenant compte de la présence d'un film liquide laminaire sur la paroi similairement à (Mincowycz and Sparrow, 1966), ou à partir de mesures expérimentales du film liquide.

Les effets Soret et Dufour pourraient être pris en compte dans les modèles de fonctions de paroi, en les faisant apparaître dans les équations de couche limite. En revanche, les solutions analytiques de la couche de diffusion laminaire de (Mincowycz and Sparrow, 1966) ou encore les simulations d'écoulements laminares en CFD de (Jiang, 2021) ont montré que ces effets sont négligeables lors de la condensation en paroi laminaire.

Comme pour les modèles de condensation en paroi de la littérature, les transferts radiatifs ont été négligés dans les modèles de fonctions de paroi proposés, et ce dans le but de simplifier le problème à modéliser. En revanche, les récents travaux de (Kapulla et al., 2023) montrent que les transferts radiatifs peuvent jouer un rôle important dans l'enceinte de confinement au cours d'un accident, et ce en raison du caractère semi-transparent de la vapeur d'eau. Dans leur étude, les transferts radiatifs ont été pris en compte dans l'enceinte par une approche Monte-Carlo.

Pour le moment, le modèle de fonctions de paroi implémenté est uniquement valable pour un mélange gazeux binaire air-vapeur. En revanche, ce modèle peut facilement être étendu pour les mélanges de vapeur et de $n > 1$ gaz incondensables. Il suffirait de résoudre une équation de couche limite par gaz incondensable k , c'est-à-dire de calculer une fonction de paroi pour chaque fraction massique de gaz incondensable Y_k , de façon à déterminer



FIGURE 5.50 : Photographie du film liquide prise lors des essais COPAIN (Bazin and Castelli, 1999).

les n flux de diffusion massiques à la paroi $j_{k,p}$. Ensuite le flux de masse par condensation s'obtient par la relation :

$$\rho_p V_p = \frac{j_{v,p}}{1 - Y_{v,p}} = \frac{-\sum_{k=1}^n j_{k,p}}{1 - Y_{v,p}} \quad (5.8)$$

L'analyse et l'amélioration du modèle de fonctions de paroi SA+ sont limitées par les données de validation disponibles. Du point de vue de l'expérience, les mesures du flux thermique total traversant la paroi ne donnent pas suffisamment d'information sur les variables de l'écoulement dans la couche limite et sur le film liquide. De plus, les mesures locales qui ont été réalisées dans les essais de condensation COPAIN sont incomplètes car le champ de vitesse n'a pas été mesuré, et les mesures de fraction massique ne semblent pas très fiables. Du point de vue de la simulation numérique, les données les plus fiables qui sont disponibles proviennent de simulation RANS bas-Reynolds. Une simulation DNS de condensation en film pourrait permettre d'améliorer la compréhension du phénomène de condensation en paroi et des mécanismes les plus dominants.

Annexe A

Tableau de résultats des essais COPAIN de la première série

TEST P644	Modèle SA			Modèle SA+			Modèle VD			Modèle BR	Expérience
Maillage	A	B	C	A	B	C	A	B	C		
y_M (cm)	1	1.5	2	1	1.5	2	1	1.5	2	/	/
y_M^+	49.0	74.9	99.2	49.1	75.0	99.5	48.5	75.1	100.2	< 1	/
y_M^*	76.3	116.8	156.3	75.5	115.5	154.4	/	/	/	< 1	/
U_τ (m.s ⁻¹)	0.156	0.157	0.158	0.156	0.157	0.159	0.154	0.157	0.159	0.140	/
$j_{v,p}$ (kg.m ⁻² .s ⁻¹)	3.30e-4	3.33e-4	3.38e-4	3.28e-4	3.31e-4	3.36e-4	3.01e-4	3.12e-4	3.21e-4	3.14e-4	/
$q_{\lambda,p}$ (W.m ⁻²)	225.1	227.3	231.0	240.0	238.1	239.4	204.8	211.4	218.1	201.4	/
φ_p (W.m ⁻²)	1088.6	1099.2	1117.1	1100.7	1105.5	1119.7	994.4	1027.5	1060.1	1021.9	1175
$\Sigma_{U_\tau, BR}$ (%)	11.4	12.1	12.9	11.4	12.1	13.6	10.0	12.1	13.6	/	/
$\Sigma_{j_{v,p}, BR}$ (%)	5.1	6.1	7.6	4.5	5.4	7.0	-4.1	-0.6	2.2	/	/
$\Sigma_{q_{\lambda,p}, BR}$ (%)	11.8	12.9	14.7	19.2	18.2	18.9	1.7	5.0	8.3	/	/
$\Sigma_{\varphi_p, BR}$ (%)	6.5	7.6	9.3	7.7	8.1	9.6	-2.7	0.5	3.7	/	15.0
$\Sigma_{\varphi_p, exp}$ (%)	-7.4	-6.5	-4.9	-6.3	-5.9	-4.7	-15.4	-12.6	-9.8	-13.0	/

TABLE A.1 : Résultats de simulation de l'essai P644 obtenus avec différents maillages, et comparaison avec le modèle bas-Reynolds et les mesures expérimentales.

ESSAI P664	Modèle SA			Modèle SA+			Modèle VD			Modèle BR	Expérience
Maillage	A	B	C	A	B	C	A	B	C		
y_M (cm)	2	3.1	4.2	2	3.1	4.2	2	3.1	4.2	/	/
y_M^+	46.3	70.4	102.6	46.5	70.8	103.5	47.1	66.1	89.2	< 1	/
y_M^*	27.7	52.6	89.6	25.3	50.6	87.7	/	/	/	< 1	/
U_τ (m.s ⁻¹)	7.11e-2	7.32e-2	7.56e-2	7.14e-2	7.36e-2	7.62e-2	7.23e-2	6.87e-2	6.57e-2	7.30e-2	/
$j_{v,p}$ (kg.m ⁻² .s ⁻¹)	2.16e-4	2.40e-4	2.63e-4	2.07e-4	2.34e-4	2.60e-4	3.51e-4	3.43e-4	3.30e-4	2.09e-4	/
$q_{\lambda,p}$ (W.m ⁻²)	78.6	89.0	98.7	81.3	92.7	103.4	133.5	130.9	126.3	86.2	/
φ_p (W.m ⁻²)	629.0	701.4	769.8	608.7	689.7	764.9	1027.2	1005.5	967.2	627.1	835
$\Sigma_{U_\tau, BR}$ (%)	-2.6	0.3	3.6	-2.2	0.8	4.4	-1.0	-5.9	-10.0	/	/
$\Sigma_{j_{v,p}, BR}$ (%)	3.3	14.8	25.8	-1.0	12.0	24.4	67.9	64.1	57.9	/	/
$\Sigma_{q_{\lambda,p}, BR}$ (%)	-8.8	3.2	14.5	-5.7	7.5	20.0	54.9	51.9	46.5	/	/
$\Sigma_{\varphi_p, BR}$ (%)	0.3	11.8	22.8	-2.9	10.0	22.0	63.8	60.3	54.2	/	33.2
$\Sigma_{\varphi_p, exp}$ (%)	-24.7	-16.0	-7.8	-27.1	-17.4	-8.4	23.1	20.4	15.8	-24.9	/

TABLE A.2 : Résultats de simulation de l'essai P664 obtenus avec différents maillages, et comparaison avec le modèle bas-Reynolds et les mesures expérimentales.

ESSAI P714	Modèle SA			Modèle SA+			Modèle VD			Modèle BR	Expérience
Maillage	A	B	C	A	B	C	A	B	C		
y_M (cm)	0.5	1	1.5	0.5	1	1.5	0.5	1	1.5	/	/
y_M^+	42.7	84.6	131.6	42.3	88.5	143.0	45.3	84.7	121.8	< 1	/
y_M^*	46.2	85.0	134.9	26.0	61.0	119.1	/	/	/	< 1	/
U_τ (m.s ⁻¹)	6.96e-2	6.90e-2	7.06e-2	6.90e-2	7.21e-2	7.67e-2	7.38e-2	6.91e-2	6.53e-2	7.50e-2	/
$j_{v,p}$ (kg.m ⁻² .s ⁻¹)	6.68e-3	6.15e-3	6.07e-3	5.18e-3	4.98e-3	5.59e-3	7.67e-3	7.42e-3	6.98e-3	5.69e-3	/
$q_{\lambda,p}$ (W.m ⁻²)	609.9	607.5	629.3	733.6	734.7	837.8	710.3	745.4	741.2	828.2	/
φ_p (W.m ⁻²)	21087	19457	19235	16610	16004	17974	24053	23315	21977	17571	18976
$\Sigma_{U_\tau, BR}$ (%)	-7.2	-8.0	-5.9	-8.0	-3.9	2.3	-1.6	-7.9	-12.9	/	/
$\Sigma_{j_{v,p}, BR}$ (%)	17.4	8.1	6.7	-9.0	-12.5	-1.8	34.8	30.4	22.7	/	/
$\Sigma_{q_{\lambda,p}, BR}$ (%)	-26.4	-26.6	-24.0	-11.4	-11.3	1.2	-14.2	-10.0	-10.5	/	/
$\Sigma_{\varphi_p, BR}$ (%)	20.0	10.7	9.5	-5.5	-8.9	2.3	36.9	32.7	25.1	/	8.0
$\Sigma_{\varphi_p, exp}$ (%)	11.1	2.5	1.4	-12.5	-15.7	-5.3	26.8	22.9	15.8	-7.4	/

TABLE A.3 : Résultats de simulation de l'essai P714 obtenus avec différents maillages, et comparaison avec le modèle bas-Reynolds et les mesures expérimentales.

ESSAI P744	Modèle SA			Modèle SA+			Modèle VD			Modèle BR	Expérience
Maillage	A	B	C	A	B	C	A	B	C		
y_M (cm)	1	1.5	2	1	1.5	2	1	1.5	2	/	/
y_M^+	67.6	108.3	147.8	73.4	118.6	162.8	49.0	66.6	80.9	< 1	/
y_M^*	86.8	127.6	190.0	65.1	123.9	186.6	/	/	/	< 1	/
U_τ (m.s ⁻¹)	5.67e-2	5.98e-2	6.20e-2	6.16e-2	6.55e-2	6.83e-2	4.11e-2	3.68e-2	3.39e-2	6.09e-2	/
$j_{v,p}$ (kg.m ⁻² .s ⁻¹)	4.32e-3	4.71e-3	4.97e-3	4.17e-3	4.62e-3	4.92e-3	2.18e-3	1.98e-3	1.83e-3	6.07e-3	/
$q_{\lambda,p}$ (W.m ⁻²)	405.9	455.7	490.8	576.9	634.4	675.5	217.0	205.3	195.3	803.0	/
φ_p (W.m ⁻²)	14656	15974	16866	14325	15862	16887	9316.8	8454.3	7825.9	20683	26740
$\Sigma_{U_\tau, BR}$ (%)	-6.9	-1.8	1.8	1.1	7.6	12.2	32.5	39.6	44.3	/	/
$\Sigma_{j_{v,p}, BR}$ (%)	-28.8	-22.4	-18.1	-31.3	-23.9	-18.9	-64.1	-67.4	-69.9	/	/
$\Sigma_{q_{\lambda,p}, BR}$ (%)	-49.5	-43.3	-38.9	-28.2	-21.0	-15.9	-73.0	-74.4	-75.7	/	/
$\Sigma_{\varphi_p, BR}$ (%)	-29.1	-22.8	-18.5	-30.7	-23.3	-18.4	-55.0	-59.1	-62.2	/	29.3
$\Sigma_{\varphi_p, exp}$ (%)	-45.2	-40.3	-36.9	-46.4	-40.7	-36.8	-65.2	-68.4	-70.7	-22.7	/

TABLE A.4 : Résultats de simulation de l'essai P744 obtenus avec différents maillages, et comparaison avec le modèle bas-Reynolds et les mesures expérimentales.

Table des figures

1.1	Schéma de l'Accident de Perte de Réfrigérant Primaire.	12
1.2	Aperçu du régime de condensation en goutte (gauche) et du régime de condensation en film (droite), extrait de la vidéo YouTube <i>Dropwise vs. filmwise condensation</i>	13
1.3	Schéma de la couche de diffusion lors de la condensation en film.	13
1.4	Développement de la couche limite turbulente sur une paroi (Bulliard-Sauret, 2016).	14
1.5	Profil logarithmique de vitesse dans la couche interne (grandeurs sans dimension).	15
2.1	Transfert thermique à l'interface i entre le liquide et le gaz.	29
2.2	Bilan d'énergie sur le film liquide.	31
3.1	Schéma du film liquide de Nusselt.	43
3.2	(a) Schéma de la condensation en film avant simplification, (b) Schéma de la condensation en film après simplification en un écoulement monophasique.	52
3.3	Schéma du maillage au niveau de la paroi : (a) modèles RANS bas-Reynolds vérifiant $y_M^+ < 1$; (b) modèles RANS haut-Reynolds vérifiant $y_M^+ > 30$	54
3.4	Profils logarithmiques des fonctions de paroi standards pour $Pr = Sc = 0.7$	59
3.5	Profils logarithmiques de vitesse sans dimension mesurés sur le dispositif expérimental SETCOM pour différents nombres de Richardson (Kelm et al., 2019)	61
4.1	Profils logarithmiques des fonctions de paroi standards et de Van Driest pour le champ de vitesse sans dimension.	66
4.2	Profils logarithmiques des fonctions de paroi standards et de Van Driest pour les champs de température et de fraction massique de vapeur, avec $Pr = Sc = 1.0$ et $Pr = Sc = 0.7$	68
4.3	Approximation linéaire par morceaux des propriétés moléculaires (a) et turbulentes (b) dans la maille proche paroi.	71
5.1	Schéma de la conduite.	88

5.2	Profils logarithmiques de vitesse sans dimension au niveau de la paroi obtenus avec une taille de maille de 2.5mm (gauche) et 5mm (droite).	89
5.3	Profils logarithmiques de température sans dimension au niveau de la paroi obtenus avec une taille de maille de 2.5mm (gauche) et 5mm (droite).	90
5.4	Profils logarithmiques de fraction massique sans dimension au niveau de la paroi obtenus avec une taille de maille de 2.5mm (gauche) et 5mm (droite).	90
5.5	Schéma du dispositif expérimental COPAIN : (a) Coupe de la section expérimentale ; (b) Disposition des thermocouples sur la paroi froide (côtes en mm).	92
5.6	Sonde mobile de mesure locale, cotes en mm, photo issue du rapport (Bazin and Castelli, 2000).	93
5.7	Vue en coupe du domaine de calcul et conditions aux limites pour les simulations des essais COPAIN.	96
5.8	Profils logarithmiques de vitesse sans dimension obtenus avec différents maillages avec le modèle SA (gauche) et le modèle SA+ (droite), pour l'essai P714 en régime de convection mixte avec un flux massique de condensation élevé.	101
5.9	Profils logarithmiques de température sans dimension obtenus avec différents maillages avec le modèle SA (gauche) et le modèle SA+ (droite), pour l'essai P714 en régime de convection mixte avec un flux massique de condensation élevé.	101
5.10	Profils logarithmiques de fraction massique obtenus à l'aide de différents maillages avec le modèle SA (gauche) et le modèle SA+ (droite), pour l'essai P714 en régime de convection mixte avec un flux massique de condensation élevé.	102
5.11	Profils logarithmiques de vitesse U^+ pour l'essai P644 en régime de convection forcée.	110
5.12	Profils logarithmiques de température T^+ pour l'essai P644 en régime de convection forcée.	111
5.13	Profils logarithmiques de fraction massique de vapeur Y_v^+ pour l'essai P644 en régime de convection forcée.	111
5.14	Profils logarithmiques de vitesse U^+ pour l'essai P664 en régime de convection mixte.	112
5.15	Profils logarithmiques de température T^+ pour l'essai P664 en régime de convection mixte.	113
5.16	Profils logarithmiques de fraction massique de vapeur Y_v^+ pour l'essai P664 en régime de convection mixte.	113
5.17	Profils logarithmiques de vitesse U^+ pour l'essai P714 en régime de convection mixte.	114
5.18	Profils logarithmiques de température T^+ pour l'essai P714 en régime de convection mixte.	115

5.19	Profils logarithmiques de fraction massique de vapeur Y_v^+ pour l'essai P714 en régime de convection mixte.	116
5.20	Profils logarithmiques de vitesse U^+ pour l'essai P744 en régime de convection naturelle.	117
5.21	Profils logarithmiques de température T^+ pour l'essai P744 en régime de convection naturelle.	118
5.22	Profils logarithmiques de fraction massique Y_v^+ pour l'essai P744 en régime de convection naturelle.	118
5.23	Profils dimensionnels de température au niveau de la paroi pour l'essai P644 en régime de convection forcée.	120
5.24	Profils dimensionnels de température au niveau de la paroi pour l'essai P664 en régime de convection mixte.	121
5.25	Profils dimensionnels de température au niveau de la paroi pour l'essai P714 en régime de convection mixte.	121
5.26	Profils dimensionnels de température au niveau de la paroi pour l'essai P744 en régime de convection naturelle.	122
5.27	Profils dimensionnels de fraction massique de vapeur au niveau de la paroi pour l'essai P644 en régime de convection forcée.	123
5.28	Profils dimensionnels de fraction massique de vapeur au niveau de la paroi pour l'essai P664 en régime de convection mixte.	123
5.29	Profils dimensionnels de fraction massique de vapeur au niveau de la paroi pour l'essai P714 en régime de convection mixte.	124
5.30	Profils dimensionnels de fraction massique de vapeur au niveau de la paroi pour l'essai P744 en régime de convection naturelle.	124
5.31	Schéma de la mesure du flux dans la paroi (Bazin and Castelli, 1999). . . .	125
5.32	Flux thermique total traversant la paroi (gauche) et flux thermique sensible (droite) le long de la paroi pour l'essai P321 en régime de convection forcée.	128
5.33	Flux thermique total traversant la paroi (gauche) et flux thermique sensible (droite) le long de la paroi pour l'essai P323 en régime de convection mixte.	128
5.34	Flux thermique total traversant la paroi (gauche) et flux thermique sensible (droite) le long de la paroi pour l'essai P325 en régime de convection naturelle.	129
5.35	Tracé du flux thermique moyen obtenu avec le modèle Ranz-Marshall en fonction du flux moyen mesuré expérimentalement pour les essais sans condensation.	130
5.36	Flux thermique moyen obtenu avec le modèle Van Driest en fonction du flux moyen mesuré expérimentalement pour les essais sans condensation.	130
5.37	Flux thermique moyen obtenu avec les modèles SA et SA+ en fonction du flux moyen mesuré expérimentalement pour les essais sans condensation.	131
5.38	Flux thermique moyen obtenu avec le modèle Ranz-Marshall en fonction du flux moyen mesuré expérimentalement pour les essais de condensation.	132

5.39	Flux thermique moyen obtenu avec le modèle Van Driest en fonction du flux moyen mesuré expérimentalement pour les essais de condensation. . . .	132
5.40	Flux thermique moyen obtenu avec le modèle SA en fonction du flux moyen mesuré expérimentalement pour les essais de condensation.	133
5.41	Flux thermique moyen obtenu avec le modèle SA+ en fonction du flux moyen mesuré expérimentalement pour les essais de condensation.	133
5.42	Schéma du dispositif expérimental de (Huhtiniemi and Corradini, 1993) (côtes en mm).	134
5.43	Profils du flux thermique φ_p le long de la paroi en régime de convection forcée avec un angle d'inclinaison de la paroi de $\theta = 0^\circ$ C (plafond). . . .	136
5.44	Profils du flux thermique φ_p le long de la paroi en régime de convection mixte avec un angle d'inclinaison de la paroi de $\theta = 0^\circ$ C (plafond). . . .	137
5.45	Profils du flux thermique φ_p le long de la paroi en régime de convection forcée avec un angle d'inclinaison de la paroi de $\theta = 45^\circ$ C.	138
5.46	Profils du flux thermique φ_p le long de la paroi en régime de convection mixte avec un angle d'inclinaison de la paroi de $\theta = 45^\circ$ C.	138
5.47	Profils du flux thermique φ_p le long de la paroi en régime de convection forcée avec un angle d'inclinaison de la paroi de $\theta = 90^\circ$ C (paroi verticale). . . .	139
5.48	Profils du flux thermique φ_p le long de la paroi en régime de convection mixte avec un angle d'inclinaison de la paroi de $\theta = 90^\circ$ C (paroi verticale). . . .	139
5.49	Sensibilité du flux thermique total traversant la paroi en fonction du nombre de Schmidt turbulent et de l'épaisseur de la sous-couche laminaire, pour un essai en régime de convection forcée (gauche) et un essai en régime de convection naturelle (droite).	146
5.50	Photographie du film liquide prise lors des essais COPAIN (Bazin and Castelli, 1999).	147

Bibliographie

- Abe, K., Kondoh, T., and Nagano, Y. (1994). A new turbulence model for predicting fluid flow and heat transfer in separating and reattaching flows—i. flow field calculations. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 37(1) :139–151.
- Al-Diwany, H. and Rose, J. (1973). Free convection film condensation of steam in the presence of non-condensing gases. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 13 :1359–1369.
- Ambrosini, W., Forgione, N., Oriolo, F., Dannöhl, C., and Konle, H. J. (2005). Experiments and cfd analyses on condensation heat transfer in a square cross section channel.
- Asano, K., Nakano, Y., and Inaba, M. (1979). Forced convection film condensation of vapors in the presence of noncondensable gas on a small vertical flat plate. *Journal of Chemical Engineering of Japan*, 12(3) :196–202.
- Bazin, P. and Castelli, P. (1999). COPAIN Rapport d’essais. Internal report DTP/SETEX/LETS/99-85, CEA.
- Bazin, P. and Castelli, P. (2000). Validation d’un modèle de condensation sur la base des résultats expérimentaux copain. Internal report DTP/SETEX/LETS/2000-102, CEA.
- Benteboula, S. and Dabbene, F. (2020). Modeling of wall condensation in the presence of noncondensable light gas. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 151 :119313.
- Bird, R., Stewart, W., and Lightfoot, E. (2002). *Transport phenomena, second ed.* John Wiley & Sons, Inc, New York, NY.
- Bird, R. B. and Klingenberg, D. J. (2013). Multicomponent diffusion—a brief review. *Advances in Water Resources*, 62 :238 – 242. A tribute to Stephen Whitaker.
- Bromley, L. (1952). Effect of heat capacity of condensate. *Ind. Eng. Chem*, 44 :2966–2969.
- Bucci, M. (2009). *Experimental and computational analysis on condensation phenomena for the thermal-hydraulic analysis of LWRs containment.* PhD thesis, University of Pisa.

- Bucci, M., Sharabi, M., Ambrosini, W., Forgione, N., Oriolo, F., and He, S. (2008). Prediction of transpiration effects on heat and mass transfer by different turbulence models. *Nuclear Engineering and Design*, 238(4) :958 – 974.
- Bulliard-Sauret, O. (2016). *Étude expérimentale de l'Intensification des transferts thermiques par les ultrasons en convection forcée*. PhD thesis.
- Cebeci, T. (1970). Behavior of turbulent flow near a porous wall with pressure gradient. *AIAA Journal*, 8(12) :2152–2156.
- Cebeci, T. (1973). A model for eddy conductivity and turbulent prandtl number. *Journal of Heat Transfer*, 95(2) :227–234.
- Chien, K.-Y. (1982). Predictions of channel and boundary-layer flows with a low-reynolds-number turbulence model. *AIAA Journal*, 20(1) :33–38.
- Chieng, C. and Launder, B. (1980). On the calculation of turbulent heat transport downstream from an abrupt pipe expansion. *Numerical heat transfer*, 3(2) :189–207.
- Chilton, T. and Colburn, A. P. (1934). Mass transfer absorption coefficients predictions from data on heat transfer and fluid friction. *Industrial and Engineering Chemistry*, 26(11) :1183–1187.
- Craft, T., Gerasimov, A., Iacovides, H., and Launder, B. (2002). Progress in the generalization of wall-function treatments. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 23 :148–160.
- Dehbi, A. (2013). On the adequacy of wall functions to predict condensation rates from steam-noncondensable gas mixtures. *Nuclear Engineering and Design*, 265 :25–34.
- Dehbi, A., Janasz, F., and Bell, B. (2013). Prediction of steam condensation in the presence of noncondensable gases using a cfd-based approach. *Nuclear Engineering and Design*, 258 :199–210.
- Driest, E. V. (1956). On turbulent flow near a wall. *Journal of Aeronautical Science*, 23 :1007–1011.
- Favre, A. (1965). The equations of compressible turbulent gases. Technical report, Aix-Marseille Université (FRANCE) - Institut de Mécanique Statistique de la Turbulence.
- Favre, A., Dumas, R., Verollet, E., and Coantic, M. (1966). Couche limite turbulente sur paroi poreuse avec aspiration. *J. Méc*, 5(1) :3 – 28. Cited by : 25.
- Fu, W., Li, X., Wu, X., and Corradini, M. L. (2016). Numerical investigation of convective condensation with the presence of non-condensable gases in a vertical tube. *Nuclear Engineering and Design*, 297 :197 – 207.
- Fulachier, L., Verollet, E., and Dekeyser, I. (1977). Resultats experimentaux concernant une couche limite turbulente avec aspiration et chauffage a la paroi. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 20(7) :731–739.

- Guelfi, A., Bestion, D., Boucker, M., Boudier, P., Fillion, P., Grandotto, M., Hérard, J.-M., Hervieu, E., and Péturaud, P. (2007). Neptune : A new software platform for advanced nuclear thermal hydraulics. *Nuclear Science and Engineering*, 156(3) :281–324.
- Houkema, M., Siccama, N., Nijeholt, J., and Komen, E. (2008). Validation of the cfx4 cfd code for containment thermal-hydraulics. *Nuclear Engineering and Design*, 238(3) :590 – 599. Benchmarking of CFD Codes for Application to Nuclear Reactor Safety.
- Huhtiniemi, I. K. and Corradini, M. L. (1993). Condensation in the presence of noncondensable gases. *Nuclear Engineering and Design*, 141(3) :429–446.
- Ishii, M. (1975). Thermo-fluid dynamic, theory of two phase. *Eyrolles, collection de la direction des Etudes et recherches d'Electricité de France*.
- Jakob, M. (1936). Heat transfer in evaporation and condensation. *Mechanical Engineering*, 58 :643–660.
- Jayatilleke, C. L. V. (1966). The influence of prandtl number and surface roughness on the resistance of the laminar sub-layer to momentum and heat transfer.
- Jiang, N. (2021). *Incorporation of species interdiffusion in boundary layer modelling of filmwise condensation with non-condensable gases*. Theses, Université Paris-Saclay.
- Jones, W. and Launder, B. (1972). The prediction of laminarization with a two-equation model of turbulence. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 15(2) :301–314.
- Kader, B. A. (1981). Temperature and concentration profiles in fully turbulent boundary layers. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 24 :1541–1544.
- Kapulla, R., Xionguo, L., Kelm, S., Doll, U., Paranjape, S., and Paladino, D. (2023). Importance, influence and limits of cfd radiation modeling for containment atmosphere simulations. *Nuclear Engineering and Design*, 411 :112408.
- Kasagi, N. and Nishimura, M. (1997). Direct numerical simulation of combined forced and natural turbulent convection in a vertical plane channel. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 18(1) :88–99. Selected Papers from the Engineering Foundation Turbulent Heat Transfer Conference.
- Kelm, S., Müller, H., Hundhausen, A., Druska, C., Kuhr, A., and Allelein, H.-J. (2019). Development of a multi-dimensional wall-function approach for wall condensation. *Nuclear Engineering and Design*, 353 :110239.
- Kim, M. and Corradini, M. (1990). Modeling of condensation heat transfer in a reactor containment. *Nuclear Engineering and Design*, 118(2) :193–212.
- Kim, W., He, S., and Jackson, J. (2008). Assessment by comparison with dns data of turbulence models used in simulations of mixed convection. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 51(5) :1293–1312.

- Kljenak, I., Babić, M., Mavko, B., and Bajsić, I. (2006). Modeling of containment atmosphere mixing and stratification experiment using a cfd approach. *Nuclear Engineering and Design*, 236(14) :1682–1692. 13th International Conference on Nuclear Energy.
- Koh, J. (1962). Film condensation in a forced-convection boundary-layer flow. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 5(10) :941–954.
- Koh, J., Sparrow, E., and Hartnett, J. (1961). The two phase boundary layer in laminar film condensation. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2 :69–82.
- Launder, B. and Sharma, B. (1974). Application of the energy-dissipation model of turbulence to the calculation of flow near a spinning disc. *Letters in Heat and Mass Transfer*, 1(2) :131–137.
- Launder, B. and Spalding, D. (1974). The numerical computation of turbulent flows. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 3(2) :269–289.
- Leduc, C. (1995). *Modelling of film condensation on the reactor containment walls*. PhD thesis, Université Joseph Fourier - Grenoble 1.
- Lehmkuhl, J., Kelm, S., Bucci, M., and Allelein, H.-J. (2016). Improvement of wall condensation modeling with suction wall functions for containment application. *Nuclear Engineering and Design*, 299 :105–111. CFD4NRS-5.
- Li, W., Zhang, C., Chen, T., Min, J., Sénéchal, D., and Mimouni, S. (2019). A unified wall function for wall condensation modelling in containment multi component flows. *Nuclear Engineering and Design*, 348 :24 – 36.
- Martin-Valdepeñas, J. W., Jimenez, M., Martin-Fuertes, F., and Fernandez, J. (2005). Comparison of film condensation models in presence of non-condensable gases implemented in a CFD code. *Heat Mass Transfer*, 41 :961–976.
- McAdams, W. H. (1978). *Heat transmission*. McGraw Hill Book Compagny.
- Mimouni, S., Foissac, A., and Lavieville, J. (2011). CFD modelling of wall steam condensation by a two-phase flow approach. *Nuclear Engineering and Design*, 241 :4445–4455.
- Mincowycz, W. and Sparrow, E. (1966). Condensation heat transfer in the presence of noncondensables, interfacial resistance, superheating, variable properties, and diffusion. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 9 :1125–1144.
- Minkowycz, W. and Sparrow, E. (1969). The effect of superheating on condensation heat transfer in a forced convection boundary layer flow. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 12(2) :147 – 154.
- Moffat, R. and Kays, W. (1968). The turbulent boundary layer on a porous plate :experimental heat transfer with uniform blowing and suction. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 11 :1547–1566.
- Monchick, L. and Mason, E. (1961). Transport properties of polar gases. *The Journal of Chemical Physics*, 35(5) :1676–1697.

- Muto, D., Daimon, Y., Shimizu, T., and Negishi, H. (2019). An equilibrium wall model for reacting turbulent flows with heat transfer. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 141 :1187–1195.
- Nusselt, W. (1916). The condensation of steam on cooled surfaces. *Z. d. Ver. Deut. Ing.*, 60 :541–546, (Translated into English by D. Fullarton, *Chem. Engr. Funds.*, 1(2) :6–19, 1982).
- Orazzo, A. and Tanguy, S. (2019). Direct numerical simulations of droplet condensation. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 129 :432–448.
- Pope, S. B. (2000). *Turbulent flows*. Cambridge university press.
- Ranz, W. E. and Marschall, W. R. (1952). Evaporation from drops. *Chemical engineering*, 48 :173 – 180.
- Rohsenow, W. M. (1956). Heat transfer and temperature distribution in laminar film condensation. *Trans. Am. Soc. Mech. Eng.*, 78 :1645–1648.
- Rose, J. (1969). Condensation of a vapour in the presence of a non-condensing gas. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 12(2) :233 – 237.
- Rotta, J. C. (1951). Statistische theorie nichthomogener turbulenz. *Zeitschrift für Physik*, 129 :547–572.
- Rutten, P. (1992). *Diffusion in liquids*. PhD thesis, Delft University.
- Schlichting, H. and Gersten, K. (2000). *Boundary layer theory*. Springer Verlag, 8th edition.
- Sparrow, E. and Gregg, J. (1959). A boundary-layer treatment of laminar film condensation. *Journal of Heat and Mass Transfer*, 81 :13.
- Sparrow, E. and Lin, S. (1964). Condensation heat transfer in the presence of noncondensables gas. *Journal of Heat and Mass Transfer*, C86 :430–436.
- Sparrow, E. and Mincowycz, W. (1967). Forced convection condensation in the presence of noncondensables and interfacial resistance. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 10 :1829–1845.
- Studer, E., Dabbene, F., Magnaud, j.-p., Blumenfeld, L., Quillico, J., and Paillere, H. (2003). On the use of the mistra coupled effect test facility for the validation of containment thermal-hydraulics codes, nureth-10.
- Suga, K. (2007). Computation of high prandtl number turbulent thermal fields by the analytical wall-function. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 50(25) :4967–4974.
- Suga, K., Craft, T., and Iacovides, H. (2006). An analytical wall-function for turbulent flows and heat transfer over rough walls. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 27(5) :852–866. Special issue of the 6th International Symposium on Engineering Turbulence Modelling and Measurements – ETMM6.

- Terasaka, H. and Makita, A. (1997). Numerical analysis of the phebus containment thermal hydraulics. *Journal of Nuclear Science and Technology*, 34(7) :666–678.
- Uchida, H., Oyama, A., and Togo, Y. (1965). Evaluation of post-accident cooling systems of LWR's. 93-102.
- Vijaya Kumar, G., Cammiade, L. M., Kelm, S., Arul Prakash, K., Groß, E. M., Allelein, H.-J., Kneer, R., and Rohlfs, W. (2021). Implementation of a cfd model for wall condensation in the presence of non-condensable gas mixtures. *Applied Thermal Engineering*, 187 :116546.
- Vyskocil, L., Schmid, J., and Macek, J. (2014). Cfd simulation of air–steam flow with condensation. *Nuclear Engineering and Design*, 279 :147–157. SI : CFD4NRS-4.
- Wang, X., Chen, J., Craft, T., and Iacovides, H. (2023). Extension of analytical wall functions to supersonic and hypersonic flows. *Flow, Turbulence and Combustion*, pages 1–34.
- Wang, X., Craft, T., and Iacovides, H. (2017). An analytical wall function for 2-d shock wave/turbulent boundary layer interactions. *World Academy of Science, Engineering and Technology, International Journal of Aerospace and Mechanical Engineering*, 4.
- Wilcox, D. (2006). *Turbulence Modeling for CFD (Third Edition) (Hardcover)*.
- Wilke, C. (1950). A viscosity equation for gas mixtures. *The Journal of Chemical Physics*, 18 :517–519.
- Yakhot, V., Orszag, S. A., Thangam, S., Gatski, T. B., and Speziale, C. G. (1992). Development of turbulence models for shear flows by a double expansion technique. *Physics of Fluids*, 4 :1510–1520.
- Yang, Z. and Shih, T. H. (1993). New time scale based k-epsilon model for near-wall turbulence. *AIAA Journal*, 31(7) :1191–1198.
- Yoon, D. S., Jo, H., and Corradini, M. L. (2018). Cfd modeling of filmwise steam condensation with noncondensable gas with modified boundary condition. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 125 :485 – 493.

Titre : Modélisation multi-échelle du phénomène de condensation en paroi en présence de gaz incondensables avec une approche CFD

Mots clés : RANS, condensation, fonctions de paroi, gaz incondensable

Résumé : Cette thèse porte sur la modélisation en CFD du phénomène de condensation en paroi d'un mélange de vapeur et de gaz non-condensables en régime turbulent. Nous nous intéressons au régime de condensation en film. En présence de gaz non-condensables tels que l'air ou l'hydrogène, l'échange thermique lié au phénomène de condensation de la vapeur diminue fortement suite à la formation d'une couche limite de diffusion. Dans la phase gazeuse, les régimes de convection forcée, naturelle ou mixte peuvent intervenir, puisque les gradients de température et de fraction massique des espèces peuvent entraîner des variations considérables de la masse volumique du mélange dans la couche limite.

En CFD, la condensation en paroi peut être simulée à des échelles plus ou moins fines. A l'échelle la plus fine, les modèles bas-Reynolds consistent à utiliser un maillage très fin en paroi ($y^+ < 1$), pour que les échanges pariétaux puissent être évalués par différence finie. La turbulence peut être modélisée par les approches DNS, LES ou encore avec l'approche RANS. Plusieurs modèles RANS bas-Reynolds ont déjà été proposés pour simuler la condensation en paroi. Ces modèles ont l'avantage d'être assez précis grâce à leur bonne résolution spatiale, mais ils ont

en contrepartie un coût de calcul relativement important. A une échelle moins fine, les modèles RANS haut-Reynolds consistent à mailler au niveau des parois à l'intérieur de la sous-couche turbulente ($30 < y^+ < 300$), et à estimer les échanges pariétaux à l'aide soit de fonctions de paroi, soit de corrélations. Une fonction de paroi haut-Reynolds est une modélisation du profil de la vitesse, de la température et/ou de la fraction massique dans la couche limite. Les fonctions de paroi dites standard qui sont couramment utilisées sont valables en régime de convection forcée. Dans l'industrie, les modèles RANS haut-Reynolds sont beaucoup utilisés en raison de leur faible coût de calcul.

Le travail de thèse consiste au développement de deux modèles de fonctions de paroi pour la condensation valables pour tout régime de convection. Le premier modèle proposé tient compte de l'effet de la force de gravité, et le second modèle tient compte en supplément de l'effet d'aspiration ainsi que du flux thermique d'inter-diffusion. Les modèles de fonctions de paroi proposés ont été validés par comparaison avec un modèle RANS bas-Reynolds, un modèle RANS haut-Reynolds basé sur des corrélations de transfert de masse et d'énergie et des résultats expérimentaux d'essais de condensation.

Title : Multi-scale modelling of wall condensation in presence of noncondensable gases with a CFD approach

Keywords : RANS, condensation, wall functions, non-condensable gases

Abstract : This thesis deals with the CFD modeling of the turbulent wall condensation phenomenon for a steam and noncondensable gases mixture. We are interested in the film condensation regime. In the presence of noncondensable gases such as air or hydrogen, the heat exchange related to the steam condensation phenomenon decreases strongly due to the formation of a diffusion boundary layer. In the gas phase, forced, natural or mixed convection regimes may be involved, since temperature and species mass fraction gradients may lead to significant variations of the density gas mixture in the boundary layer.

In CFD, wall condensation can be simulated at different scales. At the finest scale, low-Reynolds models use a very fine mesh in the wall ($y^+ < 1$), so that the momentum, heat and mass transfer at the wall can be evaluated by finite difference. Turbulence can be modeled using DNS, LES or RANS approaches. Several low-Reynolds RANS models have already been proposed to simulate wall condensation. These models have the advantage of being quite accurate thanks to their higher spatial resolution, but they have a relatively high computational cost. The high-Reynolds RANS

models are applied with relatively coarser meshes within the turbulent sublayer ($30 < y^+ < 300$), and the estimation of the wall momentum, heat and mass transfer is provided by either wall functions or correlations. A high-Reynolds wall function is an approximation of the velocity, temperature and/or mass fraction profiles in the boundary layer. The so-called standard wall functions that are widely used are valid in the forced convection regime. In industry, high-Reynolds RANS models are commonly used because of their low computational cost.

The work of this thesis consists in developing two wall functions models for condensation valid for any convection regime. Thus, the first model proposed takes into account the effect of the gravity force, and the second model takes into account in addition the suction effect as well as the inter-diffusion heat flux. The proposed wall function models have been validated by comparison with a low-Reynolds RANS model, a high-Reynolds RANS model based on mass and heat transfer correlations and also on experimental results of condensation tests.