

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique

ECOLE NATIONALE POLYTECHNIQUE
Département de Génie Mécanique

PROJET DE FIN D'ETUDES

En vue de l'obtention du diplôme d'ingénieur d'Etat en
Génie Mécanique

Thème

Etude et dimensionnement d'un
condenseur de fumées en vue de récupérer
l'eau injectée dans un cycle humide

Proposé et dirigé par :

M. H. BENNOUR

M. A. BILEK

Réalisé par :

M. DJATI Nabil

Promotion : Septembre 2011

ملخص :

درس التكاثف من أجل تقدير حجم مكثف من الدخان هدفه هو استعادة وإعادة تدوير المياه المحقونة في الهواء من دورة احتراق رطب. أظهرت الدراسة أنه للحصول على حوالي 11 لترا من الماء في الدقيقة، يجب أن نستعمل مكثفًا أرابيب يتدر حجمه بحوالي 1 م x 0.5 م x 0.325 م.

كلمات مفتاحيه : التكاثف، مكثف، رطوبة، نقل الحرارة ، نقل المادة ، غاز غير قابل للتكاثف.

Résumé

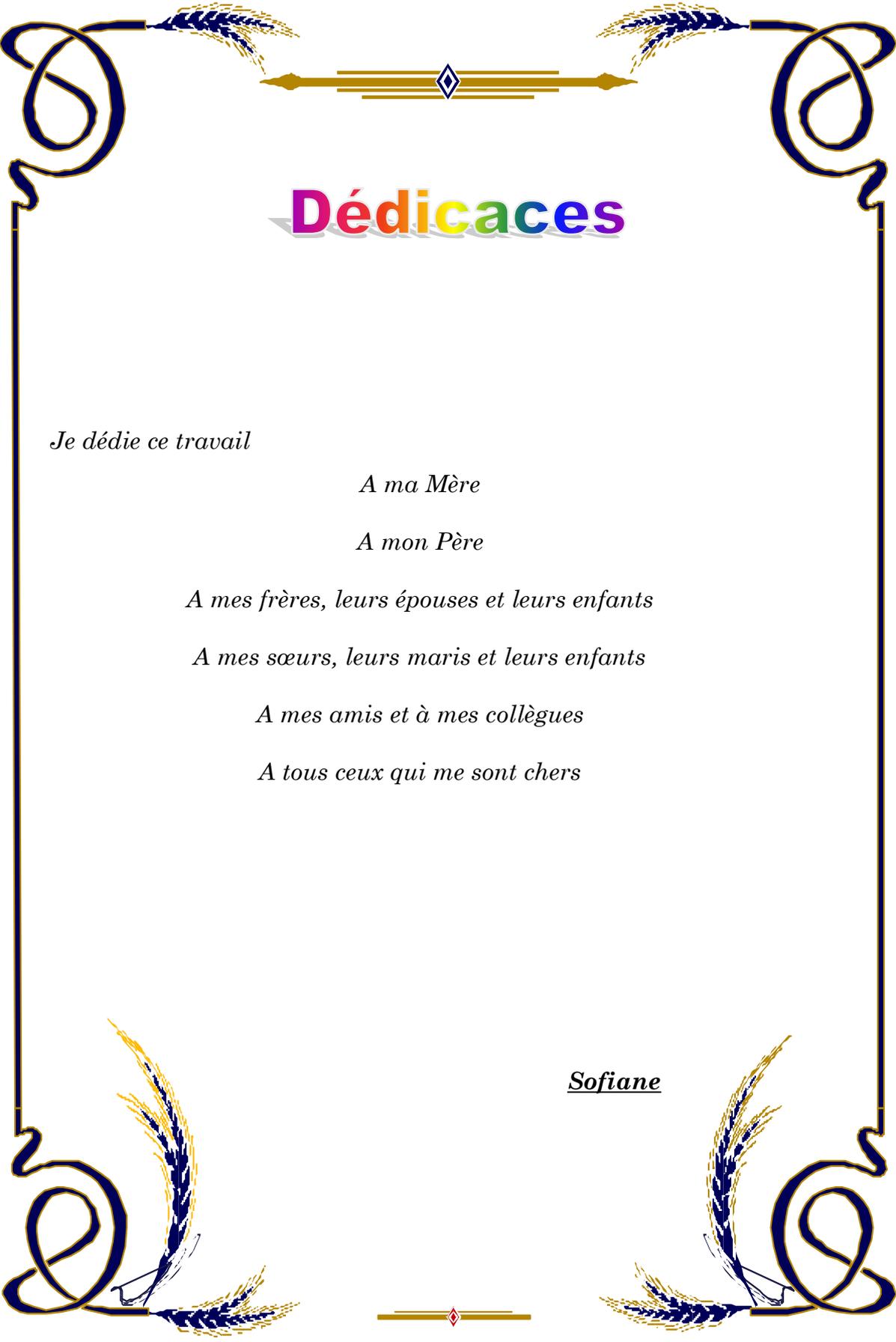
La condensation a été étudiée en vue de dimensionner un condenseur de fumées dont l'objectif est de récupérer puis de recycler l'eau injectée dans l'air de combustion d'un cycle humide. L'étude a montré que pour récupérer environ 11 litres par minute, il faut disposer d'un condenseur tubulaire occupant un espace d'environ 1 m x 0.5 m x 0.325 m.

Mots clés : Cycle Humide, Condensation, Condenseur, Humidité, Transfert de Chaleur, Transfert de Matière, Gaz Incondensable.

Abstract

Condensation has been studied in order to size a flue gas condenser used to recover and recycle water injected into the combustion air of a wet cycle. It has been showed that to recover an amount of about 11 liters of water per minute, a tube condenser having dimensions of around 1m x 0.5 m x 325 m.

Keywords: Wet cycle, Condensation, Condenser, Humidity, Heat Transfer, Mass Transfer, Non condensable gas.



Dédicaces

Je dédie ce travail

A ma Mère

A mon Père

A mes frères, leurs épouses et leurs enfants

A mes sœurs, leurs maris et leurs enfants

A mes amis et à mes collègues

A tous ceux qui me sont chers

Sofiane



Remerciements

Merci à DIEU tout puissant pour sa bonté et sa clémence de m'avoir permis de mener à bien ce modeste travail.

*J'adresse mes vifs remerciements à mon enseignant consultant **H. BENNOUR** pour m'avoir guidé tout au long de ce travail, pour sa compréhension, sa patience, sa compétence, et ses remarques qui m'ont été précieuses,*

Je remercie aussi mon Co-promoteur, Mr A. BILEK, pour ses conseils et son aide

Je tiens à remercier les membres de jury, les enseignants de département génie mécanique et tous les enseignants de l'Ecole Nationale Polytechnique qui ont participé à ma formation.

Je remercie enfin tous mes amis ainsi que tous ceux qui ont contribué de près ou de loin à la réalisation de ce travail

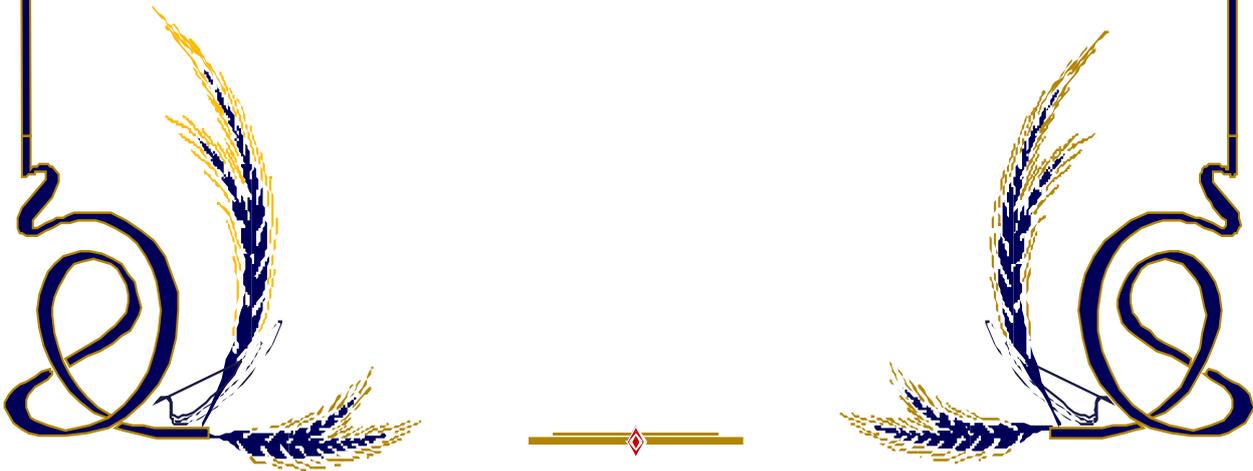


Table des matières

INTRODUCTION GENERALE	1
CHAPITRE I : GENERALITE SUR LE PHENOMENE DE CONDENSATION	3
1. Introduction	3
2. Définition de la condensation	3
3. Modes de condensation	4
4. Echange de chaleur, résistance thermique et condensation.....	6
CHAPITRE II : MODES DE CONDENSATION, APPROCHES ANALYTIQUES	9
1. Introduction	9
2. Condensation en film	9
2.1. Paroi plane verticale	10
2.1.1. Problème de Nusselt (1916)	10
2.1.2. Améliorations du modèle de Nusselt.....	15
a) Ondulations, forces d’inertie et transfert par convection	15
b) Surchauffe de la vapeur et sous-refroidissement du film	19
c) Introduction de la vitesse de la vapeur	20
2.2. Paroi inclinée	22
2.3. Cylindre isolé.....	22
2.4. Faisceaux de tubes	24
3. Condensation en gouttes.....	27
4. Transition de la condensation en gouttes en condensation en film	28
5. Condensation à contact direct.....	29
5.1. Condensation sur les gouttes (Condenseurs à pulvérisation).....	29
5.2. Condensation sur les jets liquides.....	30
6. Condensation de vapeur à partir d’un mélange vapeur-gaz	31
6.1. Méthodes supposant l’état d’équilibre	33
6.2. Méthodes supposant l’état du non-équilibre	35
CHAPITRE III : THERMODYNAMIQUE DE LA CONDENSATION A PARTIR DES GAZ D’ECHAPPEMENT	37
1. Introduction	37
2. Mécanisme réactionnel des acides à l’état gazeux.....	37

3. Equilibre vapeur-liquide dans les mélanges binaires	41
3.1. Introduction à l'équilibre Vapeur-Liquide (EVL)	41
3.2. Acide nitrique/Eau.....	41
3.3. Acide sulfurique /Eau	43
3.4. Air/Eau	44
4. Equilibre liquide-vapeur dans les mélanges à plusieurs composants	45
CHAPITRE IV : MODELE PHYSIQUE DE LA CONDENSATION A PARTIR D'UN GAZ CONTENANT DES INCONDENSABLES	46
1. Introduction	46
2. Modèle physique de la condensation en film sur une paroi verticale.....	46
2.1. Equation de continuité	47
2.2. Conservation de la quantité de mouvement	47
2.3. Conservation des espèces	48
2.4. Equation de l'énergie	48
3. Corrélations du transfert de masse et de chaleur dans la condensation sur un faisceau de tubes en écoulement croisé	48
3.1. Modélisation des transferts de chaleur et de masse	50
3.2. Transfert de chaleur dans le film de condensat	55
CHAPITRE V : SIMULATION DE LA CONDENSATION DE LA VAPEUR D'EAU DANS UNE BATTERIE DE TUBES A PARTIR DES FUMÉES ISSUES DE LA COMBUSTION DU GAZ NATUREL.....	57
1. Introduction	57
2. Choix de la configuration de la batterie de tubes et des dimensions des tubes	57
2.1. Configuration	57
2.2. Paramètres géométriques	58
2.3. Conditions limites de fonctionnement.....	58
3. Autres données préliminaires.....	59
3.1. Choix de la vitesse d'entrée du gaz	59
3.2. Etat thermodynamique des gaz à l'entrée de la batterie	59
3.3. Humidité spécifique du gaz à la sortie de la batterie.....	60
4. Hypothèses	60
5. Procédure de calcul.....	60
5.1. Description de la procédure	60
5.2. Calcul de la masse molaire apparente des gaz et de leur constante R_g	61

5.3. Evaluation de la température des gaz à la sortie de la batterie, des propriétés physiques moyennes du gaz à travers la batterie et des coefficients de transfert moyens pour un nombre de tubes N_L donné	62
5.3.1. Evaluation des propriétés physiques du gaz	63
5.3.2. Calcul du coefficient de transfert de chaleur moyen	65
5.3.3. Température des gaz à la sortie de la batterie	65
5.3.4. Calcul du coefficient de transfert de masse moyen.....	65
5.4. Etablissement des distributions des températures, de l'humidité spécifique, du débit de condensat, et détermination du nombre de tubes nécessaire pour sortir avec $\omega = \omega_{out}$	66
5.4.1. Calcul de la température du film.....	69
5.4.2. Vérification de la condition $\omega_{out}^j \leq \omega_{out}$	69
5.5. Calcul du coefficient d'échange moyen dans le film de condensat.....	69
5.6. Débit total de condensat sur la couche d'épaisseur $\Delta l = 10$ cm.....	70
5.7. Dimensionnement longitudinal de la batterie.....	70
CHAPITRE V : RESULTATS ET INTERPRETATIONS	72
1. Introduction	72
2. Evolution des paramètres thermodynamiques et du débit de condensat à travers une batterie de tubes.....	72
3. Evolution des paramètres du gaz et du condensat à la sortie de l'échangeur suivant la longueur.....	74
CONCLUSION GENERALE.....	77
Bibliographie.....	78
Annexe A	80
Annexe B.....	82
Annexe C.....	83
Annexe D	87

Liste des figures

<i>Fig. I.1</i> : Phénomène de condensation.....	3
<i>Fig. I.2</i> : Modes de condensation	4
<i>Fig. I.3.a</i> : Condensation en film.....	5
<i>Fig. I.3.b</i> : Condensation en gouttes.....	5
<i>Fig. I.4</i> : Liquide en contact avec une paroi où l'angle marginal formé est aigu.....	5
<i>Fig. I.5</i> : Liquide formant un angle marginal $\theta > 90$ avec la paroi.....	6
<i>Fig. I.6</i> : Distribution des températures lors de la condensation en film sur une plaque verticale.....	7
<i>Fig. II.1</i> : Catégories de la condensation.....	9
<i>Fig. II.2</i> : Régimes d'écoulement du film du film.....	10
<i>Fig. II.3</i> : Élément de volume du condensat dans l'approche de Nusselt.....	13
<i>Fig. II.4</i> : Comparaison des coefficients d'échange de chaleur moyens obtenus par l'équation (II.43) avec ceux de la théorie de Nusselt	19
<i>Fig. II.5</i> : Film de condensat et surfaces convexes	23
<i>Fig. II.6</i> : Condensation en film sur un tube horizontal	23
<i>Fig. II.7</i> : Condensation en film sur un faisceau de tubes.....	25
<i>Fig. II.8</i> : Condensation en film sur (a) un cylindre isolé, (b) une rangée verticale de tubes horizontaux avec écoulement continu de condensat, et (c) avec condensat dégoulinant.....	25
<i>Fig. II.9</i> : Condensation en gouttes de la vapeur d'eau sur une plaque verticale.....	27
<i>Fig. II.10</i> : Courbes caractéristiques de condensation.....	28
<i>Fig. II.11</i> : Nombre de Nusselt local en fonction du nombre de Graetz pour des jets de différentes formes.....	31
<i>Fig. II.12</i> : Courbe d'équilibre en condensation.....	33
<i>Fig. III.1</i> : Corrosion dans les échangeurs de chaleur.....	38
<i>Fig. III.2</i> : Dissociation de N_2O_4 et de NO_2 en fonction de la température.....	39
<i>Fig. III.3</i> : Conversion de SO_2 en SO_3 en fonction de l'excès d'air.....	40

<i>Fig. IV.1</i> : Condensation d'une vapeur à partir d'un mélange binaire le long d'une plaque plane verticale.....	46
<i>Fig. IV.2</i> : Modèle de la condensation en film de la vapeur à partir d'un mélange binaire en écoulement sur une paroi plane verticale et isotherme.....	47
<i>Fig. IV.3</i> : Ecoulement d'un gaz à travers un faisceau de tubes parcourus par un fluide de refroidissement	49
<i>Fig. IV.4</i> : Condensation sur un faisceau de tubes.....	49
<i>Fig. IV.5</i> : Condensation de la vapeur à partir d'un gaz en écoulement sur un tube horizontal parcouru par un fluide de refroidissement	50
<i>Fig. IV.6</i> : Dimensions caractéristiques d'un faisceau de tubes alignés.....	51
<i>Fig. IV.7</i> : Coefficient de frottement et facteur de correction pour l'équation (IV.17).....	53
<i>Fig. V.1</i> : Organigramme de calcul de la constante du gaz et des débits de gaz et de vapeur.....	62
<i>Fig. V.2</i> : Organigramme de calcul de la température $T_{g,out}$ et des coefficients \bar{h}_g et $\bar{\beta}_g$	63
<i>Fig. V.3</i> : Modèle d'échange entre le gaz et le fluide de refroidissement.....	67
<i>Fig. V.4</i> : Organigramme de détermination de l'humidité spécifique moyenne entre l'entrée et la sortie de la nappe de position « j » et du débit de condensat.....	68
<i>Fig. V.5</i> : Variation de la température du fluide de refroidissement en fonction de la position longitudinale.....	70
<i>Fig. VI.1</i> : Evolution des températures du gaz et du condensat à travers les tubes de l'échangeur pour une température de refroidissement $T_s = 15^\circ C$ et pour 100 nappes.....	72
<i>Fig. VI.2</i> : Evolution des débits de vapeur et du condensat ainsi que de l'humidité spécifique du gaz à travers les tubes de l'échangeur pour une température de refroidissement $T_s = 15^\circ C$ et pour 100 nappes.....	73
<i>Fig. VI.3</i> : Evolution des températures, des débits et de l'humidité spécifique à travers les tubes pour une température de refroidissement de $15^\circ C$ et une humidité spécifique à la sortie autour de $\omega_{out} = 0.07$	74
<i>Fig. VI.4</i> : Evolution des températures du gaz et du condensat, de l'humidité spécifique à la sortie de l'échangeur en fonction de la position longitudinale pour 10 nappes de tubes verticales.....	75

Liste des tableaux

<i>Tableau II.1</i> : Facteur tenant compte de la variation des propriétés physiques du liquide.....	16
<i>Tableau III.1</i> : Taux de conversion de SO_3 en H_2SO_4 à différentes températures.....	40
<i>Tableau III.2</i> : Mécanismes réactionnels de la formation des acides sulfurique et nitrique...12	12
<i>Tableau III.3</i> : Coefficients d'activité du système $HNO_3 - H_2O$	43
<i>Tableau III.4</i> : Coefficients d'activité du système $H_2SO_4 - H_2O$	43
<i>Tableau IV. 1</i> : Constantes de l'équation (IV.8) pour un écoulement croisé	51
<i>Tableau IV.2</i> : Facteur de correction C_2 pour l'équation (IV.9) pour $N_L < 20$ et $Re_{D,max} \geq 10^3$	51
<i>Tableau IV.3</i> : Incréments volumiques de diffusion et volumes de diffusion de quelques molécules.....	54
<i>Tableau V.1</i> : Valeurs de S_T et S_L recommandées pour les tubes standards.....	58
<i>Tableau V.2</i> : Températures maximales de fonctionnement et longueurs maximales Autorisées.....	59

Nomenclature

A_c : Section transversale à l'écoulement. [m^2]

A_t : Aire totale d'échange. [m^2]

b : Largeur. [m]

C_p : Chaleur spécifique. [J/kg.K]

C_f : Coefficient de friction.

C : Concentration molaire. [mole/ m^3]

D_{12} : Coefficient de diffusion binaire. [m^2/s]

D : Diamètre. [m]

D_h : Diamètre hydraulique. [m]

f : Coefficient de condensation.

f : Coefficient de perte de charge.

g : Accélération gravitationnelle. [m/s^2]

\bar{h}_{Nu} : Coefficient de transmission de chaleur moyen calculé d'après la formule de Nusselt.
[$W/m^2/K$]

h : Coefficient de convection. [$W/m^2.K$]

\bar{h} : Coefficient d'échange moyen. [$W/m^2.K$]

h_r : Coefficient de transmission de chaleur du côté de liquide réfrigérant. [$W/m^2.K$]

h_0 : Coefficient de transmission de chaleur pour une vapeur au repos. [$W/m^2.K$]

i_{fg} : Chaleur latente de condensation. [J/kg]

i_{fg}^* : Chaleur latente de condensation corrigée. [J/kg]

i_m : Enthalpie du mélange. [J/kg]

j_s : Intensité de la condensation. [mole/ $m^2.s$]

J^* : Flux diffusif. [mole/ $m^2.s$]

k : Conductivité thermique. [$W/m.K$]

K_v : Facteur de vitesse de l'écoulement potentiel modifié.

L : Longueur. [m]

\dot{m} : Débit massique. [kg/s]

\dot{m}'' : Flux massique diffusif. [kg/ $m^2.s$]

\tilde{M} : Masse molaire. [kg/mole]

\dot{n}'' : Flux molaire de condensation. [mole/m².s]

N : Nombre total de tubes dans un faisceau.

N_L : Nombre de rangées horizontales de tubes dans un faisceau.

N_T : Nombre de rangées de tubes dans la direction transversale d'un faisceau.

\dot{n} : Débit molaire. [mole/s]

p : Périmètre mouillé du condensat [m]; Pression. [Pa]

ΔP : Chute de pression. [N/m²]

q : Taux de chaleur. [W]

\dot{q} : Génération de chaleur volumétrique. [W/m³]

q'' : Flux de chaleur. [W/m²]

$q_{\Sigma\delta}''$: Flux d'énergie global du mélange vapeur-gaz à la surface du film. [W/m²]

R : Rayon d'une goutte sphérique. [m]

r : Rayons de courbure. [m]

R : Constante universelle des gaz (8314.4 J/kmole.K)

R_g : Constante du gaz. [kJ/kg.K]

R_f : Résistance thermique due à la conduction de la paroi et à l'encrassement. [m².K/W]

R_{ph} : Résistance thermique du changement de phase. [K/W]

S_L : Espacement longitudinal. [m]

S_T : Espacement transversal. [m]

t : Temps. [s]

T : Température. [K]

\bar{u} : Vitesse moyenne. [m/s]

U : Coefficient d'échange global. [W/m².K]

u, v : Composantes du vecteur vitesse \vec{V} suivant x et y , respectivement.

V : Vitesse. [m/s]

\check{x} : Fraction massique.

y, x : Coordonnées. [m]

y_i : Fraction molaire de l'espèce i dans la phase liquide.

\tilde{y} : Fraction molaire.

Symboles grecs

β : Coefficient de transfert de masse. [m/s]

ρ : Masse volumique. [kg/m³]

ν : Viscosité cinématique. [m²/s]

μ : Viscosité dynamique. [N.s/m²]

δ : Epaisseur du film. [m]

Γ : Débit massique par unité de largeur. [kg/m.s]

σ : Tension superficielle. [N/m]

τ_H : Temps d'effondrement.

ε_ψ : Correction tenant compte de la présence des forces d'inertie et du transfert de chaleur par convection dans le film.

ε_T : Correction qui rend compte de la dépendance des paramètres physiques de la température.

ε_v : Correction qui rend compte des ondulations à la surface du film.

φ : Angle d'inclinaison de la paroi. [rd]

θ : Angle marginal. [degré]

χ : Facteur de correction.

$\tilde{\rho}$: Densité relative.

ω : Humidité absolue. [kg de vapeur/kg d'air sec]

γ : Coefficient d'activité.

$\zeta_{Ackerman}$: Facteur de correction d'Ackerman.

ζ_{Stefan} : Facteur de correction de Stefan.

[ζ] : Matrice de correction qui rend compte de l'effet de l'écoulement net de l'espèce sur les coefficients de transfert de masse.

Indices

c : Corrigé

cond : Condensat

D : Basé sur le diamètre extérieur

f : Film

g : Gaz

gs : Gaz sec

horiz : Horizontal

i : Interface

i : Initial

in : Entrée

incl : Incliné

j : Espèce

l : Liquide.

L : Moyenne sur toute la longueur

m : moyenne

out : Sortie

p : Paroi

rel : Relative

s : Surface.

sat : Saturation

v : Vapeur.

vert : Vertical

x : Local

∞ : Ecoulement moyen (loin de la paroi)

Exposants

j : la *j*^{ème} nappe de la batterie.

Nombres adimensionnels

Nombre de changement de phase $K = \frac{1}{Ja}$

Nombre de Fourier $Fo = \frac{k t}{\rho C_p L^2}$

Nombre de Galilée $Ga = \frac{gL^3}{\nu^2}$

Nomenclature

Nombre de Graetz $Gz = Re \cdot Pr_l \frac{D_h}{x}$

Nombre de Jacob $Ja = \frac{c_p(T_{sat} - T_s)}{i_{fg}}$

Nombre de Nusselt $Nu = \frac{hL}{k}$

Nombre de Peclet $Pe = Re_L \cdot Pr$

Nombre de Prandtl $Pr = \frac{c_p \mu}{k}$

Nombre de Reynolds $Re = \frac{\rho V D}{\mu}$

Nombre de Schmidt $Sc = \frac{\nu}{D_{ab}}$

Nombre de Sherwood $Sh = \frac{\beta L}{D_{ab}}$

INTRODUCTION GENERALE

Introduction générale

La consommation de l'eau traitée humidifiant l'air entrant dans une turbine à gaz est intimement liée aux coûts de fonctionnement de cette dernière. Cette simple réalité a été utilisée comme preuve d'insuffisance des performances et d'impossibilité de commercialisation des centrales à cycles humides ; les critiques touchent deux aspects : le problème de l'approvisionnement en eau tout en respectant les coûts et, le problème lié à la qualité de l'eau nécessaire à la minimisation de la corrosion dans les composants les plus sollicités thermiquement.

Le problème de l'approvisionnement en eau est critique, vu que l'eau injectée fera partie du flux d'échappement. Si le circuit d'eau était ouvert, une abondante quantité d'eau sera nécessaire. Ceci limite les chances d'implantation de ce type d'installations. Une autre alternative est possible, elle est plus flexible. Elle consiste à condenser l'eau éjectée dans le flux d'échappement et de la recycler. Ces deux choix nécessitent un investissement onéreux en termes de traitement d'eau de façon incessante. De plus, l'eau doit être achetée, dans le premier cas, et un investissement supplémentaire est nécessaire pour installer des condenseurs dans le deuxième cas. Chacune de ces deux alternatives fait accroître les coûts d'investissement et d'exploitation à tel point que ce type d'installations a du mal à s'imposer en dépit des avantages thermodynamiques qu'il offre ; d'autant plus que la technologie des condenseurs de fumées n'a pas encore atteint une maturité suffisante.

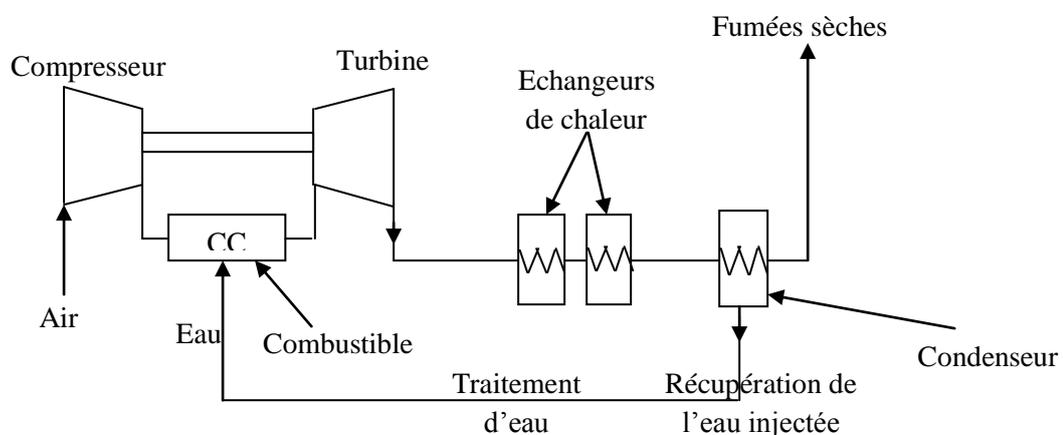


Figure : Schéma explicatif de l'emplacement d'un condenseur de fumées dans une centrale à cycle humide

Le problème lié à la qualité de l'eau traitée est directement associé aux phénomènes d'érosion et de corrosion des composants sensibles du circuit du fluide moteur, comme par exemple les aubes de la turbine. Si le taux d'impuretés dissoutes dans l'eau après

traitement n'est pas suffisamment bas, lorsque cette dernière est évaporée dans l'air, les impuretés se manifestent alors sous forme de fines particules de poussière attaquant par érosion les parties sensibles de la turbine. L'érosion est due notamment à certains produits alcalins dont la sublimation a lieu autour de 900°C, donc en général, lorsque le fluide est à l'intérieur de la turbine.

En dépit de tous ces problèmes, l'humidification de l'air dans les cycles de la turbine à gaz constitue aujourd'hui un axe de recherche très important et des résultats prometteurs sont rapportés çà et là dans la littérature sur les avancées importantes réalisées dans la maîtrise des différents aspects liés à cette technique.

Dans la présente étude, nous allons nous pencher sur le problème de la récupération de l'eau à partir des fumées d'un cycle humide. Nous allons dans un premier lieu, chapitre I et II, définir ce que c'est que la condensation puis passer en revue les différentes approches utilisées pour son étude. Le chapitre III sera consacré à la description des aspects liés à la condensation à partir de fumées de combustion. La présentation du modèle physique pour l'étude de la condensation dans le cadre de ce projet fera l'objet du chapitre IV. la procédure de calcul sera décrite en détail au chapitre V, et les résultats seront présentés et commentés au chapitre VI.

CHAPITRE I

GENERALITES SUR LE PHENOMENE DE CONDENSATION

1. Introduction

Chacun d'entre nous s'est sûrement rendu compte qu'il s'agit de la condensation s'il aperçoit la buée sur les vitres de sa chambre.

Dans la nature, ce phénomène est visible sous forme de rosée matinale, de brouillard et de nuages.

La figure (I.1) se rapporte au phénomène de la condensation de la vapeur d'eau contenue dans l'air sur une vitre (a) et sur une bouteille d'eau fraîche (b).



Fig. I.1. : Phénomène de condensation

Dans les habitations, la condensation est fortement indésirable ; elle est source de moisissure et d'auréole sur les murs. Mais, sans condensation, les pompes à chaleur utilisées dans les systèmes de froid industriel et de climatisation ne pourront plus fonctionner. Et c'est grâce à la condensation qu'on arrive à fermer le circuit du fluide moteur dans les turbines à vapeur.

Dans ce chapitre, on définit le processus de condensation et on présente ses différents modes et les facteurs influant sur ce phénomène ainsi que les situations où il s'avère dangereux ou fructueux de condenser.

2. Définition de la condensation

La condensation est le changement d'état d'une substance de sa phase vapeur à sa phase liquide. En d'autres mots, c'est le passage d'une substance de l'état gaz à l'état liquide.

Elle ne se fait que suite à un déséquilibre exoénergétique entre la vapeur et une zone ou une paroi à température inférieure à celle de saturation. Ceci n'est valable que pour des vapeurs se trouvant à l'état subcritique car au-delà du point critique, on les appelle tout simplement « un fluide » vu la difficulté de la distinction entre les états existants.

3. Modes de condensation

Dans les équipements industriels, le processus se produit souvent sur des parois froides (Fig. I.2.a, b). A l'instant initial du contact de la vapeur avec la paroi froide, cette dernière se couvre d'une couche adsorbée mono-moléculaire de condensat. Au cours de la condensation, cette couche soit croît et se stratifie, soit se rompt en formant un grand nombre de gouttes lorsqu'elle atteint une certaine épaisseur de l'ordre du micron. La croissance de gouttes se poursuit et il en forme de nouvelles. Un autre type, dit condensation homogène, apparaît lorsque la vapeur prend la forme d'un nuage de gouttelettes microscopiques suspendues dans la phase gazeuse et qui forme ainsi une sorte de brouillard (Fig. I.2, c).

De son contact direct avec un liquide refroidi, la vapeur se condense (Fig. I.2, d).

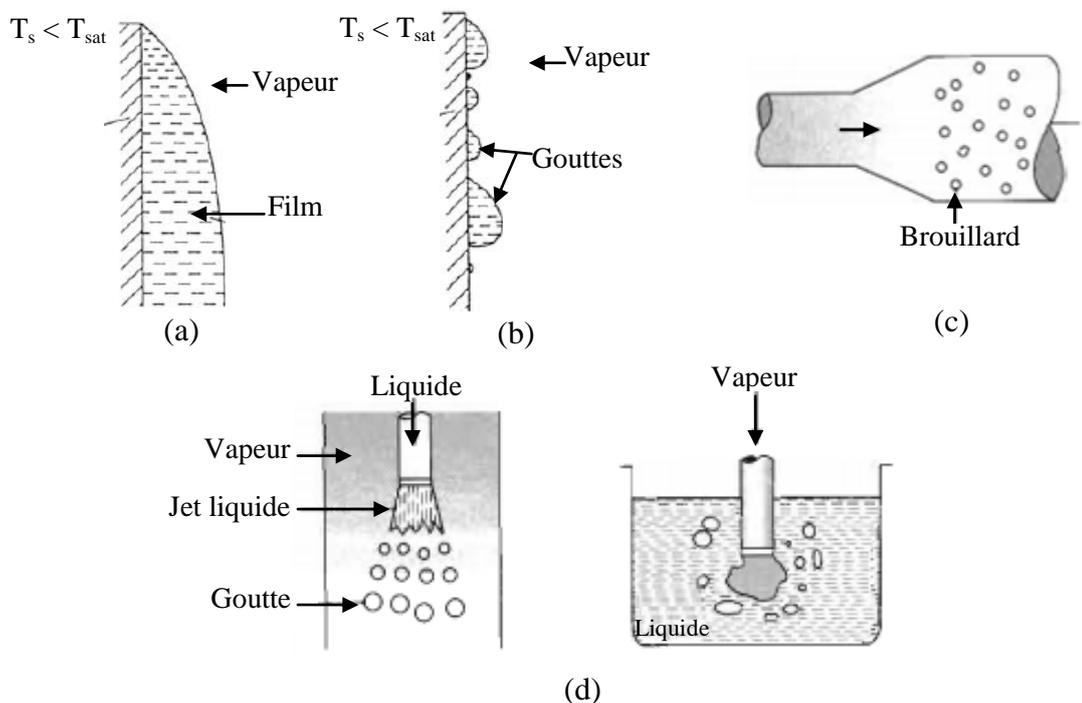


Fig. I.2 : Modes de condensation : (a) en film, (b) en gouttelettes, (c) homogène ou sous forme de brouillard, (d) à contact direct. [4]

En général, on a affaire à deux types de condensation. Le premier se caractérise par la formation d'un film continu et stable à la surface (Fig. I.3, a), s'appelle condensation en film ou pelliculaire. Le deuxième, lorsque le processus s'accompagne de la formation de gouttes, dit condensation en gouttelettes (Fig. I.3, b).

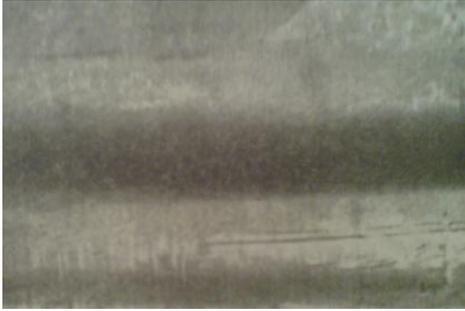


Fig. I.3.a : Condensation en film [1]

Fig. I.3.b : Condensation en gouttes [1]

La différence dans l'interaction entre la surface et le condensat est conditionnée par la différence des propriétés physico-chimiques des milieux.

Si une goutte à la surface d'un corps solide prend la forme telle que l'angle marginal θ est un angle aigu (fig. I.4), on dit que le liquide mouille le corps. Dans ce cas, on a [1] :

$$\sigma_{p,v} > \sigma_{p,l} + \sigma_{l,v} \cos \theta \quad (I.1)$$

où σ représente la tension superficielle et les indices p, l et v réfèrent la paroi, le liquide et la vapeur, respectivement.

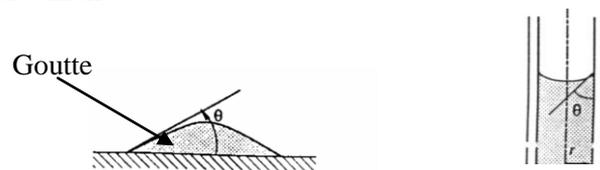


Fig. I.4 : Liquide en contact avec une paroi où l'angle marginal formé est aigu [1]

Dans le cas limite, lorsque $\theta = 0$, la goutte s'étend sur la paroi en un mince film. Ce phénomène d'extension de la goutte à la surface s'appelle mouillabilité absolue. Elle s'observe par exemple lors de l'arrosage du verre pur par l'eau, l'alcool, le benzol.

Avec $\theta > 90^\circ$ (Fig. I.5), ce sont les forces superficielles $\sigma_{p,l}$ qui dominent. On a alors [1] :

$$\sigma_{p,l} > \sigma_{p,v} + \sigma_{l,v} \cos \theta \quad (I.2)$$

Lorsque $\theta = 180^\circ$, le liquide s'accumule en gouttelettes. Ce phénomène s'appelle non mouillabilité absolue. Elle se remarque, par exemple, lors de l'arrosage du verre pur par du mercure. Ce phénomène est aussi visible lorsqu'une goutte d'eau tombe sur les plumes d'un canard enduites d'une substance grasse hydrophobe.

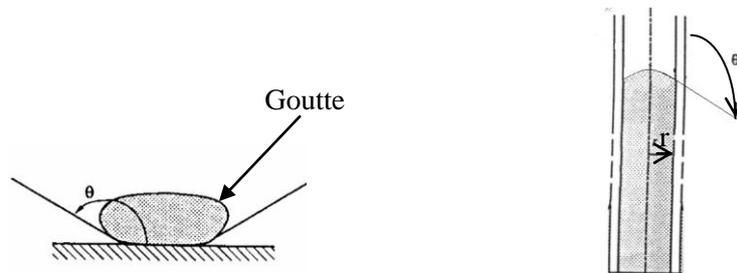


Fig. I.5 : Liquide formant un angle marginal $\theta > 90$ avec la paroi [1]

Le mouvement du film aussi bien que celui des gouttes à la surface est dû soit à l'effet gravifique, si la condensation se produit à partir d'une vapeur au repos ; soit à celui des forces supplémentaires que crée l'écoulement de la vapeur.

Si dans le cas de l'écoulement en film, l'écoulement est conditionné seulement par l'épaisseur du film et le régime, dans celui de la condensation en gouttelettes, ces dernières peuvent se rejoindre pour former des filets continus se transformant ensuite en courant continu qui couvre la paroi toute entière.

Dans les appareils réels, outre le phénomène noté, la condensation est influencée par l'état de surface, surtout dans la période initiale du fonctionnement où les parois sont encrassées par de l'huile.

4. Echange de chaleur, résistance thermique et condensation

L'échange de chaleur dans le cas de la condensation des vapeurs est un phénomène compliqué. Il est associé simultanément au transfert de chaleur et de masse et au changement de phase qui se traduit par la transformation du gaz en liquide. Lors de la condensation sur une paroi froide, il pourrait être divisé en plusieurs phénomènes simples successifs qui influent sur le résultat [1] :

- Amenée de la vapeur à la paroi ou à la surface de séparation des phases (film) par transfert moléculaire ou mono-moléculaire.
- Condensation elle-même qui se produit à la paroi ou à la surface de séparation.
- Transfert de chaleur à la paroi refroidissante avec condensation de la vapeur.

La condensation à la surface de séparation des phases est le résultat de deux processus : condensation des molécules qui frappent la surface du liquide et qui sont captées par cette dernière, et évaporation des molécules liquides. Lorsque la quantité de molécules liées en un liquide dépasse la quantité des molécules émises par la phase liquide sous forme de vapeur, la condensation est dite visible.

Le film du condensat, la vapeur et l'interface liquide-vapeur exercent des résistances thermiques s'opposant au processus de condensation. Ces résistances sont montrées schématiquement sur la figure (I.6) ci-dessous.

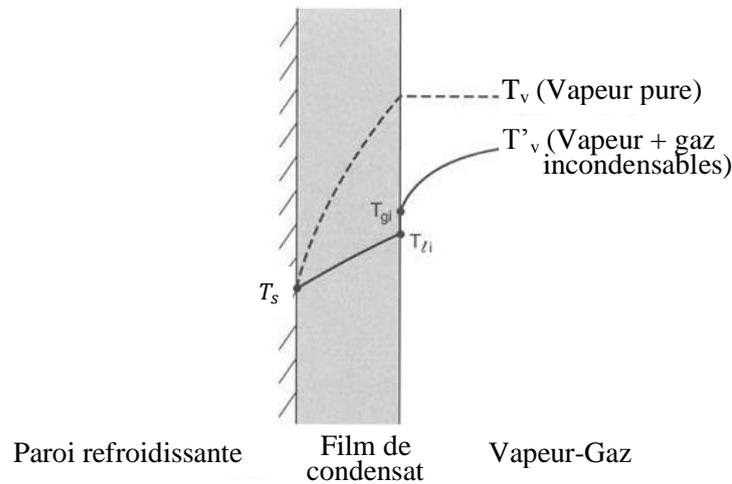


Fig. I.6 : Distribution des températures lors de la condensation en film sur une plaque verticale [2]

Sur cette figure, le profil en trait discontinu représente le cas idéal de la condensation d'une vapeur pure, sans l'existence d'une résistance thermique à l'interface liquide-vapeur (résistance du changement de phase). Or, la vapeur ne peut être parfaitement pure ; elle contient de faibles quantités de gaz incondensables. Ceci engendre une baisse de la température de saturation loin de la paroi (T_v'). De plus, puisque des molécules de gaz incondensable s'accroissent près de la paroi refroidissante, une baisse de la température des molécules de vapeur est notée. Elle est due à la baisse de pression causée par la diffusion des molécules de vapeur à travers la couche des gaz incondensables pour s'approcher de l'interface. La température de la vapeur est alors (T_{gi}). La présence d'une quantité de gaz incondensables influe sur le taux de condensation; elle le réduit. Une baisse supplémentaire de température au niveau de l'interface liquide-vapeur est due à la résistance du changement de phase. On peut l'expliquer par le non équilibre des flux de molécules à l'interface qui s'évaporent et qui se condensent de part et d'autre.

D'après la théorie cinétique élémentaire des gaz, la résistance thermique du changement de phase (R_{ph}) est donnée par : [2]

$$R_{ph} = \frac{q}{T_v - T_i} = \frac{2f}{2-f} \frac{h_{fg}^2 \rho_v}{\sqrt{2\pi R_v T_v^3}} \quad (I.3)$$

où T_v et T_i sont les températures de la vapeur et à l'interface liquide-vapeur ; p_v et p_i , la pression de la vapeur saturée à T_v et T_i ; R_v , la constante des gaz de la vapeur et f , le

coefficient de condensation (i.e. : qui détermine la part que font les molécules maintenues à la surface du condensat par rapport au nombre total des molécules amenées à la surface).

Lorsque le coefficient de condensation est faible, la résistance du changement de phase devient commensurable avec la résistance thermique du film ; avec son augmentation, la résistance du changement de phase diminue, et, à la limite, s'annule. Donc, pour évaluer correctement la résistance totale, il faut connaître la composante due au changement de phase, autrement dit les valeurs du coefficient de condensation.

Les résultats expérimentaux indiquent que le coefficient de condensation est autour de 0.4 pour la vapeur d'eau. La résistance thermique à l'interface est importante seulement à basses pressions et à taux de condensation élevés (où la vapeur est animée d'une grande vitesse). [2]

La résistance thermique du changement de phase dépend sensiblement de la pression et du coefficient de condensation. A des pressions élevées (*10 kPa*), le coefficient de condensation pourra être pris égal à l'unité, et on peut ainsi négliger la résistance thermique du changement d'état par rapport à la résistance thermique dans le film de condensat. Pour calculer cette dernière, c'est-à-dire résoudre le problème d'échange thermique lors de la condensation en film des vapeurs, on doit définir l'épaisseur du film et le régime d'écoulement du condensat dans le film avant tout.

CHAPITRE II

MODES DE CONDENSATION ET APPROCHES ANALYTIQUES

1. Introduction

La condensation d'une vapeur, rencontrée dans divers domaines de l'ingénierie, se présente sous différents modes. Elle s'obtient en refroidissant la vapeur en dessous de sa température de saturation ou lorsqu'un mélange vapeur-gaz est porté à une température inférieure à celle de rosée correspondante.

La figure (II.1) permet de distinguer les différentes catégories de condensation.

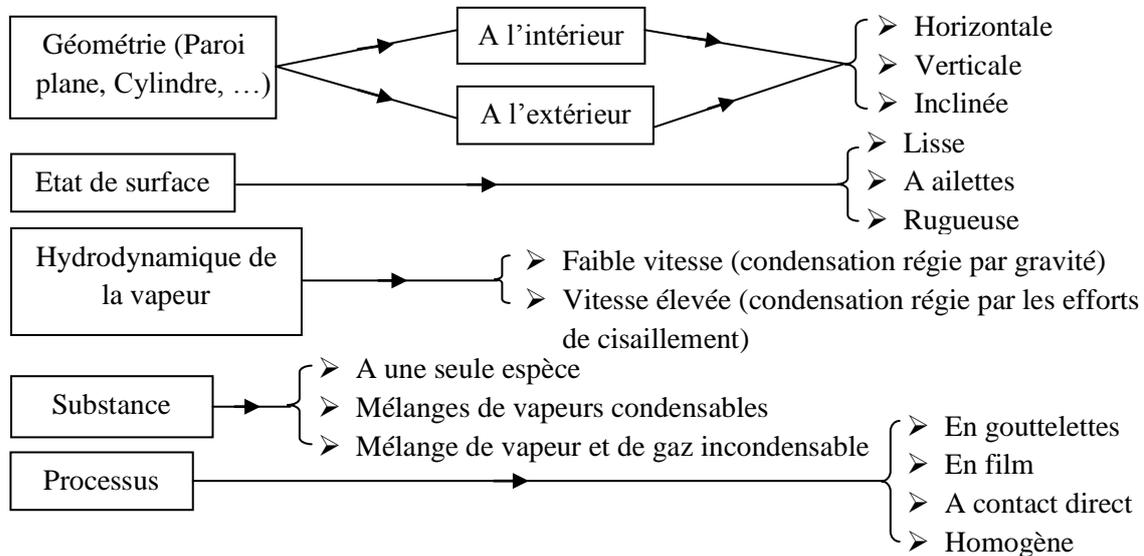


Fig. II.1 : Catégories de la condensation

2. Condensation en film

Le coefficient de transmission de chaleur dans le cas de la condensation en film dépend du régime d'écoulement du condensat. Donc, avant d'entamer les différentes approches théoriques utilisées dans la modélisation du phénomène de condensation en film, il est nécessaire de distinguer le régime d'écoulement du condensat. Ce dernier pourra être identifié par le calcul du nombre de Reynolds défini par :

$$Re = \frac{\rho_l \bar{V} D_h}{\mu_l}$$

ou en terme de débit :

$$Re = \frac{4\rho_l A_c \bar{V}}{p\mu_l} = \frac{4\dot{m}}{p\mu_l} \quad (\text{II.1})$$

où $D_h \left(= \frac{4A_c}{p} = 2\delta \right)$ est le diamètre hydraulique du flux de condensat; p , le périmètre mouillé du condensat ; μ_l , la viscosité dynamique du liquide; A_c , la section transversale au flux du condensat et \bar{V} , la vitesse moyenne à la section considérée ; \dot{m} , le débit massique du condensat ; et δ , l'épaisseur du film.

Comme l'indique la figure (II.2, a et b), le nombre de Reynolds augmente dans la direction de l'écoulement à cause de l'augmentation de l'épaisseur du film.

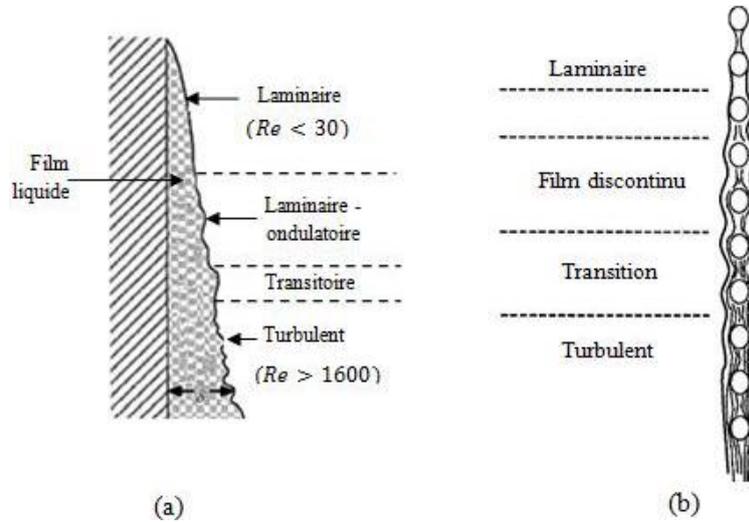


Fig. II.2 : Régimes d'écoulement du film [15] (a) sur une paroi verticale
(b) sur un faisceau de tubes

Pour des valeurs de $Re < 30$, l'écoulement est laminaire et la surface de séparation des phases reste lisse. Et comme l'épaisseur du film augmente, le film devient instable et des ondulations à la surface libre du condensat apparaissent et s'amplifient rapidement. Ce phénomène apparaît dès que $Re > 30$, et l'écoulement devient turbulent pour $Re \approx 1600$. L'écoulement est dit laminaire-ondulatoire pour des valeurs de Reynolds comprises entre 450 et 1600. Toutefois, il y a quelques désaccords sur les valeurs à partir desquelles l'écoulement devient laminaire-ondulatoire et turbulent. [2]

2.1. Paroi plane verticale

Le problème de la condensation a été abordé pour la première fois par Nusselt. Il a étudié le processus de condensation en film sur une plaque verticale en s'appuyant sur plusieurs hypothèses simplificatrices. Dans la suite de ce chapitre, on va exposer le modèle de Nusselt puis d'autres modèles qui sont venus l'améliorer.

2.1.1. Problème de Nusselt (1916)

La théorie du transfert de chaleur dans la condensation en film d'une vapeur saturée pure sur une plaque verticale a été établie par Nusselt.

La condensation est régie par l'équation de l'énergie donnée en forme bidimensionnelle par :

$$C_p \rho \left(\frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} \right) = k \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right) + \dot{q} \quad (\text{II.2})$$

où C_p est la chaleur spécifique ; ρ , la masse volumique ; \dot{q} , l'intensité des sources de chaleur internes ; k la conductivité thermique ; u , v sont les composantes du vecteur vitesse \vec{V} suivant x et y , respectivement.

Le mouvement du film est régi par les équations de Navier-Stokes :

$$\rho \frac{D\vec{V}}{Dt} = \rho \vec{g} - \overrightarrow{\text{grad}} p + \mu \nabla^2 \vec{V} \quad (\text{II.3})$$

où $\rho \frac{D\vec{V}}{Dt}$ et $\overrightarrow{\text{grad}} p$ représentent les forces d'inertie et de pression, respectivement.

Nusselt a posé les hypothèses suivantes :

- La température du liquide près de la paroi est considérée comme égale à celle de la paroi ; à la surface extérieure du film, en regard de la vapeur, la température est égale à celle de saturation.
- La température T_s de la paroi est constante sur toute sa surface et le processus est permanent (les paramètres en chaque point sont indépendants du temps).
- Le film s'écoule vers le bas sous l'effet de la force de pesanteur et son épaisseur reste suffisamment faible pour que le régime d'écoulement dans le liquide soit laminaire.
- Les forces d'inertie, très faibles par rapport à celles de frottement, ainsi que l'interaction entre la vapeur et la surface du film sont négligées.

La résolution ne tient compte de la conductivité du film que dans le sens perpendiculaire à la paroi (suivant l'épaisseur du film), le transfert par convection étant absent.

Les hypothèses de Nusselt permettent de simplifier l'équation (II.2) pour donner :

$$\frac{d^2 T}{dy^2} = 0 \quad (\text{II.4})$$

Suivant l'axe des x , l'équation II.3 s'écrit :

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x} + v \frac{\partial}{\partial y} \right) u = g - \frac{1}{\rho_l} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu_l \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) \quad (\text{II.5})$$

Le premier membre de l'équation (II.5) s'annule du fait que les forces d'inertie sont négligeables et le processus est stationnaire, c'est-à-dire que u ne change pas le long de l'axe des x , et $v = 0$. Dans le deuxième membre de l'équation, la dérivée seconde $\frac{\partial^2 u}{\partial x^2}$ est également nulle. Donc, on a :

$$\mu_l \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} = \frac{\partial p}{\partial x} - \rho_l g \quad (\text{II.6})$$

L'application de l'équation (II.5) sur un élément de vapeur tenant compte des hypothèses de Nusselt donne :

$$\frac{\partial p}{\partial x} = \rho_v g \quad (\text{II.7})$$

La combinaison des équations (II.6) et (II.7) donne :

$$\frac{\partial^2 u}{\partial y^2} = -\frac{g}{\mu_l}(\rho_l - \rho_v) \quad (\text{II.8})$$

Pour résoudre le problème de l'échange de chaleur stationnaire d'un film de condensat en mouvement avec les restrictions adoptées, on doit résoudre le système formé par les équations (II.3) et (II.8) suivant:

$$\begin{cases} \frac{d^2 T}{dy^2} = 0 \\ \text{et} \\ \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} = -\frac{g}{\mu_l}(\rho_l - \rho_v) \end{cases}$$

Les conditions aux limites sont :

- Pour $y = 0$, $T = T_s$ et $u = 0$;
- Pour $y = \delta$, $T = T_{sat}$ et $\frac{\partial u}{\partial y} = 0$.

L'intégration de l'équation (II.3), compte tenu des conditions aux limites, donne :

$$\frac{dT}{dy} = \frac{T_{sat} - T_s}{\delta}$$

En portant l'expression de $\frac{dT}{dy}$ dans la loi de Fourier donnée par $q'' = -k \frac{dT}{dy}$, on obtient :

$$q'' = k_l \frac{(T_{sat} - T_s)}{\delta} \quad (\text{II.9})$$

avec k_l est la conductivité thermique du film de condensat.

D'autre part, la chaleur évacuée à travers le film peut être calculée d'après la formule de Newton :

$$q'' = h(T_{sat} - T_s) \quad (\text{II.10})$$

où h est le coefficient de transfert de chaleur par convection dans le film de condensat.

En égalant les équations (II.9) et (II.10), on obtient :

$$h = k_l / \delta \quad (\text{II.11})$$

Pour chaque point de la surface d'échange de chaleur envisagée, le coefficient de transmission de chaleur est proportionnel à la conductivité thermique et inversement proportionnel à l'épaisseur du film de condensat.

Afin d'établir une relation entre δ et la coordonnée x , on procède à l'intégration de l'équation (II.8). On a alors :

$$u = -\frac{g}{2\mu_l}(\rho_l - \rho_v)y^2 + C_1 y + C_2$$

où C_1 et C_2 sont deux constantes d'intégration à déterminer des conditions aux limites.

On trouve :

$$C_2 = 0, \quad C_1 = \frac{g}{\mu_l} (\rho_l - \rho_v) \delta$$

Donc :

$$u = -\frac{g}{2\mu_l} (\rho_l - \rho_v) (y^2 - 2\delta y) \quad (\text{II.12})$$

La distribution des vitesses suivant cette équation ainsi que celle des températures sont schématisées sur la figure (II.3) ci-après.

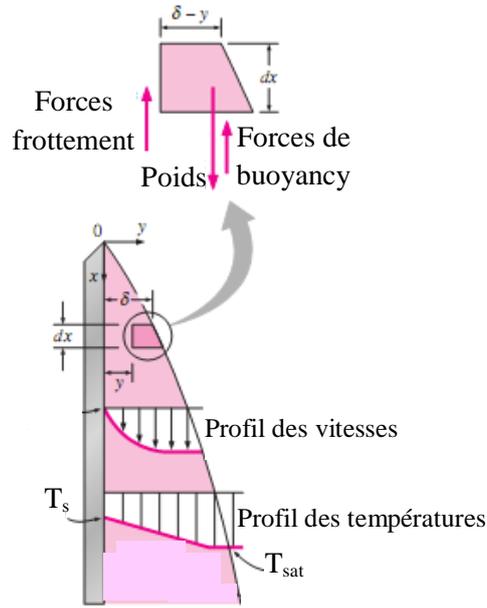


Fig. II.3 : Elément de volume du condensat dans l'approche de Nusselt [3]

Le débit massique du condensat par unité de largeur $\Gamma(x)$ est donné par :

$$\frac{\dot{m}(x)}{b} = \rho_l \bar{u} \delta = \Gamma(x) \quad (\text{II.13})$$

où \bar{u} représente la vitesse moyenne du film, δ son épaisseur et b sa largeur.

La vitesse moyenne du film se calcule de la manière suivante :

$$\bar{u} = \frac{1}{\delta} \int_{y=0}^{\delta} u \, dy \quad (\text{II.14})$$

En remplaçant u par son expression (I.12), il vient que :

$$\bar{u} = \frac{1}{\delta} \int_0^{\delta} \left[-\frac{(\rho_l - \rho_v)g}{2\mu_l} (y^2 - 2\delta y) \right] dy = \frac{g}{3\mu_l} (\rho_l - \rho_v) \delta^2$$

Il s'ensuit que :

$$\Gamma(x) = \frac{g}{3\mu_l} \rho_l (\rho_l - \rho_v) \delta^3 \quad (\text{II.15})$$

En dérivant par rapport à x , on a :

$$\frac{d\Gamma}{dx} = \frac{g\rho_l(\rho_l - \rho_v)\delta^2}{\mu_l} \frac{d\delta}{dx} \quad (\text{II.16})$$

D'autre part, l'augmentation du débit du liquide est due à la condensation de la vapeur à la surface du film. Donc :

$$\frac{d\Gamma}{dx} = \frac{k_l(T_{sat} - T_s)}{i_{fg}} \quad (\text{II.17})$$

où i_{fg} représente la chaleur latente de condensation.

En combinant les équations (II.16) et (II.17), et après simplification, on obtient :

$$dx = \frac{g\rho_l(\rho_l - \rho_v)i_{fg}}{k\mu_l(T_{sat} - T_s)} \delta^3 d\delta \quad (\text{II.18})$$

On intègre cette dernière expression et on a :

$$x = \frac{g\rho_l(\rho_l - \rho_v)i_{fg}}{4\mu_l k_l(T_{sat} - T_s)} \delta^4 + C \quad (\text{II.19})$$

où C est une constante d'intégration.

Puisque pour $x = 0$ l'épaisseur du film est nulle, $C = 0$.

Finalement, on aboutit à l'expression de l'épaisseur du film :

$$\delta = \left(\frac{4\mu_l k_l(T_{sat} - T_s)x}{g\rho_l(\rho_l - \rho_v)i_{fg}} \right)^{1/4} \quad (\text{II.20})$$

Maintenant, la formule (II.11) se ramène à la forme :

$$h = \left(\frac{g\rho_l(\rho_l - \rho_v)i_{fg}k_l^3}{4\mu_l(T_{sat} - T_s)x} \right)^{1/4} \quad (\text{II.21})$$

En moyennant les valeurs locales des coefficients de transmission de chaleur suivant la surface, on a :

$$\bar{h} = \frac{1}{L} \int_0^L h dx$$

où L est la longueur du secteur de moyennage depuis la section $x = 0$.

Après intégration, on a :

$$\bar{h} = \frac{4}{3} \left(\frac{g\rho_l(\rho_l - \rho_v)i_{fg}k_l^3}{4\mu_l(T_{sat} - T_s)L} \right)^{1/4}$$

ou encore :

$$\bar{h} = 0.943 \left(\frac{g\rho_l(\rho_l - \rho_v)k_l^3 i_{fg}}{\mu_l(T_{sat} - T_s)L} \right)^{1/4} \quad (\text{II.22})$$

Le nombre de Nusselt moyen s'écrit alors:

$$\overline{Nu} = \frac{\bar{h}L}{k_l} = 0.943 \left(\frac{\rho_l(\rho_l - \rho_v) g i_{fg} L^3}{\mu_l (T_{sat} - T_s) k_l} \right)^{1/4} \quad (II.23)$$

Soit encore en introduisant des nombres adimensionnels dans cette expression :

$$Nu = \frac{4}{3} \sqrt[4]{\frac{1}{4} \frac{Ga \cdot Pr}{Ja}}$$

où $Ga = \frac{gL^3}{\nu_l^2}$, est le nombre de Galilée ; $Pr = \nu_l / (k_l / \rho_l C_{pl})$, le nombre de Prandlt ;

$Ja = \frac{1}{K} = \frac{C_{pl}(T_{sat} - T_s)}{i_{fg}}$, le nombre de Jacob et K le nombre du changement de phase.

Remarques :

1. Avec l'augmentation de x ou L , le coefficient de transmission de chaleur moyen diminue et l'épaisseur du film augmente. Les équations (II.20), (II.21) et (II.22) entraînent que $\delta \sim x^{1/4}$, $h \sim x^{-1/4}$ et $\bar{h} \sim L^{-1/4}$.
2. A une température donnée, on a $\rho_v \ll \rho_l$ ou encore $\rho_l - \rho_v \approx \rho_l$ sauf au voisinage du point critique de la substance en question. Si on utilise cette approximation dans les équations de (II.12) et (II.15) et en substituant ces dernières dans l'équation (II.1), on obtient :

$$Re = \frac{\bar{v}\delta}{\nu_l} = \frac{4\rho_l(\rho_l - \rho_v)g\delta^3}{3\mu_l^2} \cong \frac{4g\rho_l^2}{3\mu_l^2} \left(\frac{k_l}{h}\right)^3 = \frac{4g}{3\nu_l^2} \left(\frac{k_l}{\frac{3}{4}h}\right)^3 \quad (II.24)$$

Donc, on peut exprimer le coefficient d'échange moyen en fonction du nombre de Reynolds comme suit :

$$\bar{h} \cong 1.47 k_l Re^{-1/3} \left(\frac{g}{\nu_l^2}\right)^{1/3} \quad (II.25)$$

pour $0 < Re < 30$ et $\rho_v \ll \rho_l$

3. La chaleur totale libérée lors du changement de phase se calcule d'après l'expression :

$$q = \Gamma(x) i_{fg} = \rho_l \bar{u} \delta b i_{fg} \quad (II.26)$$

où b est la largeur de la paroi.

D'autre part, lorsque le processus est stationnaire, la chaleur transmise par le condensat sur une longueur x de la paroi peut se calculer à l'aide du coefficient de transmission de chaleur moyen \bar{h} :

$$q = \bar{h} \Delta T A = \bar{h} (T_{sat} - T_s) x b \quad (II.27)$$

2.1.2. Améliorations du modèle de Nüsselt

a) Ondulations, forces d'inertie et transfert par convection

Le problème qui tient compte du transfert par convection et des forces d'inertie dans le film a été résolu par G. Kroujiline et D. Labountsov. Ils ont montré que pour $K > 5$ et

$1 \leq Pr \leq 100$, l'influence de ces effets n'a pas une grande importance et les résultats d'une résolution plus précise coïncident pratiquement avec la formule de Nusselt. [1]

Pour $K < 5$ et $1 \leq Pr \leq 100$, le coefficient de transmission de chaleur est sensiblement supérieur à la valeur calculée d'après la formule de Nusselt, surtout pour des charges thermiques élevées, ou dans la région proche des valeurs critiques où le rapport i_{fg}/C_p diminue sensiblement. [1]

Avec de petits nombres de Prandtl et dans une large marge de charge thermique, l'émission de chaleur se distingue également de celle calculée d'après la formule de Nusselt. Sa diminution peut atteindre 50% et plus [1].

A ce qui vient d'être dit, on ajoute encore des corrections qui rendent compte de la dépendance des paramètres physiques du condensat de la température, ainsi que la correction sur l'allure ondulatoire du mouvement du film, la formule de calcul se met sous la forme [1] :

$$\bar{h} = \bar{h}_{Nu} \varepsilon_\psi \varepsilon_T \varepsilon_v \quad (\text{II.28})$$

où \bar{h}_{Nu} est le coefficient de transmission de chaleur moyen calculé d'après la formule de Nusselt ; ε_ψ , la correction qui rend compte de la présence des forces d'inertie et du transfert de chaleur par convection dans le film ; ε_T , la correction qui rend compte de la variation des paramètres physiques avec la température ; ε_v , la correction qui rend compte de la formation des ondes à la surface du film.

D'après D. Labuntsov, la correction qui rend compte de la dépendance des paramètres physiques par rapport à la température est [1] :

$$\varepsilon_T = \left(\frac{k_s}{k_{sat}}\right)^{3/8} \left(\frac{\mu_{sat}}{\mu_s}\right)^{1/8} \quad (\text{II.29})$$

où l'indice « sat » signifie que les propriétés physiques du condensat sont évaluées à la température de saturation ; et « s », à la température de la paroi. La formule (II.29) est valable pour $0.5 < \frac{k_{sat}}{k_s} < 2$ et $0.1 < \frac{\mu_{sat}}{\mu_s} < 1$ [1]. Le tableau (II.1) ci après dresse quelques valeurs de ε_T en fonction de $\Delta T = T_{sat} - T_s$ et de P .

Tableau II.1 : Facteur tenant compte de la variation des propriétés physiques du liquide [1].

$\Delta T = T_{sat} - T_s$ (°C)	ε_T			
	$P = 10 Pa$	$P = 50 Pa$	$P = 100 Pa$	$P = 1 kPa$
10	0.975	0.990	0.990	1.01
20	0.965	0.985	0.985	1.01
50	0.900	0.935	0.960	1.02

La correction qui rend compte de la formation des ondes à la surface du film est donnée par [1] :

$$\varepsilon_v = Re^{0.04} \quad (\text{II.30})$$

Souvent, pour la condensation en film, on introduit dans les formules de calcul d'échange de chaleur comme critère déterminant le nombre de Reynolds.

L'égalisation des équations (II.26) et (II.27) entraîne :

$$\bar{u}\delta = \frac{\bar{h}(T_{sat} - T_s)x}{i_{fg}\rho_l} \quad (\text{II.31})$$

En portant $\bar{u}\delta$ dans l'expression du nombre de Reynolds, on a :

$$Re = \frac{\bar{u}\delta}{\nu_l} = \frac{\bar{h}(T_{sat} - T_s)x}{\rho_l \nu_l i_{fg}}$$

Substituons à \bar{h} l'expression (II.22) :

$$Re = 0.943 \left(\frac{g^{1/3} L k_l (T_{sat} - T_s)}{\rho_l i_{fg} \nu_l^{5/3}} \right)^{3/4} \quad (\text{II.32})$$

Le plus souvent, pour le cas de l'écoulement laminaire, le nombre de Reynolds s'écrit :

$$Re = 0.943Z^{0.75} \quad (\text{II.33})$$

avec

$$Z = Ga^{1/3} \frac{k_l (T_{sat} - T_s)}{i_{fg} \rho_l \nu_l};$$

Les paramètres physiques retenus appartiennent au condensat et sont déterminés à partir de la température de saturation.

Kapitza (1948) a montré que dans le cas où l'écoulement est laminaire-ondulatoire, l'épaisseur moyenne du film est inférieure à celle calculée à partir de la théorie de Nusselt et le coefficient de transmission de chaleur augmente proportionnellement. [1]

En termes du nombre de Reynolds, les équations (II.21) et (II.22) s'écrivent :

$$\frac{h_x}{k_l} \left(\frac{\mu_l^2}{\rho_l(\rho_l - \rho_g)g} \right)^{1/3} = 1.1 Re_x^{-1/3} \quad (\text{II.34})$$

$$\frac{\bar{h}}{k_l} \left(\frac{\mu_l^2}{\rho_l(\rho_l - \rho_g)g} \right)^{1/3} = 1.47 Re_L^{-1/3} \quad (\text{II.35})$$

Kutateladze (1963) a recommandé que la correction

$$\frac{h_c}{\bar{h}} \approx 0.69 Re_L^{0.11} \quad (\text{II.36})$$

où h_c est le coefficient de transmission de chaleur corrigé, soit introduite dans l'équation (II.35).

Pour $Re > 30$, Butterworth (1981) a substitué l'équation (II.36) dans l'équation (II.34) pour obtenir :

$$\frac{h_x}{k_l} \left(\frac{\mu_l^2}{\rho_l(\rho_l - \rho_g)g} \right)^{1/3} = 0.76 Re_x^{-0.22} \quad (II.37)$$

Nozhat (1995) a étudié le problème en tenant compte de l'effet de la tension superficielle et des ondulations à la surface libre dans le modèle de Nusselt. Avec ces modifications, il est arrivé à trouver un facteur de correction du coefficient d'échange selon Nusselt qui peut être approximé par :

$$\frac{h_c}{h} \approx 0.87 Re_L^{0.07} \quad (II.38)$$

La présence des ondulations pourrait expliquer les 15-20% de divergence entre la théorie de Nusselt et les données expérimentales et ce, en se rapportant aux corrections (II.36) et (II.38).

Lorsque l'épaisseur du film devient importante, des turbulences apparaissent et le mécanisme de transfert subit un changement significatif, du fait que le transfert de chaleur se fait non seulement par la voie moléculaire, mais aussi sous l'effet du brassage turbulent [1]. Il existe une variété de modèles semi-empiriques prévoyant la transition à l'écoulement turbulent. Butterworth (1981) a recommandé le résultat de Labuntsov (1957) pour le coefficient d'échange local [1]:

$$\frac{h_x}{k_l} \left(\frac{\mu_l^2}{\rho_l(\rho_l - \rho_g)g} \right)^{1/3} = 0.023 Re_x^{1/4} Pr_l^{1/2} \quad (II.39)$$

En utilisant les équations (I.34), (I.37) et (I.39), pour le calcul des coefficients d'échange locaux dans le domaine de l'écoulement laminaire ($Re < 30$), laminaire-ondulatoire ($30 < Re < 1600$) et turbulent ($Re > 1600$), Butterworth (1981) a déterminé le coefficient d'échange de chaleur moyen en recourant à l'expression suivante [2]:

$$\frac{Re_L}{\bar{h}} = \int_0^{Re_L} \frac{dRe_x}{h_x} \quad (II.40)$$

et il suggère:

- Pour $Re \leq 30$: équation (II.35)
- Pour $30 < Re \leq 1600$:

$$\frac{\bar{h}}{k_l} \left(\frac{\mu_l^2}{\rho_l(\rho_l - \rho_g)g} \right)^{1/3} = \frac{Re_L}{1.08 Re_L^{1.22} - 5.2} \quad (II.41)$$

- Pour $Re > 1600$:

$$\frac{\bar{h}}{k_l} \left(\frac{\mu_l^2}{\rho_l(\rho_l - \rho_g)g} \right)^{1/3} = \frac{Re_L}{8750 + 58 Pr_l^{-1/2} (Re_L^{3/4} - 253)} \quad (II.42)$$

Chun et Kim (1991) ont recommandé la corrélation semi-empirique du coefficient d'échange moyen (équation (II.43), validée pour une large gamme du nombre de Reynolds du film [2]. Pour $10 < Re < 3.1 \cdot 10^4$, ils ont établi que :

$$\frac{\bar{h}}{k_l} \left(\frac{\mu_l^2}{\rho_l(\rho_l - \rho_g)g} \right)^{1/3} = 1.33 Re_L^{-1/3} + 9.56 \cdot 10^{-6} Pr_l^{0.94} Re_L^{0.89} + 8.22 \cdot 10^{-2} \quad (II.43)$$

Cette corrélation est en accord avec une variété de données expérimentales pour différentes substances vérifiant la condition : $1.75 < Pr < 5.0$, et est dressée sur la figure (II.4) ci-après.

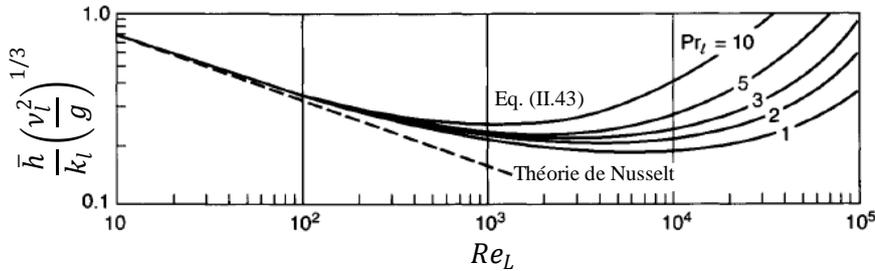


Fig. II.4 : Comparaison des coefficients d'échange de chaleur moyens obtenus par l'équation (II.42) et ceux de la théorie de Nusselt [2]

Comme il est montré sur cette figure, le nombre de Prandtl est d'une grande importance lorsqu'il s'agit d'un écoulement turbulent. Pour des fluides ayant de faibles valeurs du nombre de Prandtl, la surface verticale doit être aussi petite que possible (i.e. : faibles Reynolds) pour permettre des coefficients d'échange élevés. D'autre part, pour des fluides ayant des nombres de Prandtl élevés, de meilleurs coefficients d'échange s'obtiennent dans la zone de l'écoulement turbulent du film (i.e. nombres de Reynolds élevés), et c'est pour cela qu'il est avantageux d'utiliser des surfaces d'échange aussi grandes que possible [2].

b) Surchauffe de la vapeur et sous-refroidissement du film

Pour condenser une quantité de vapeur, il faut évacuer de la paroi une chaleur égale à celle du changement de phase. Mais, si on tient compte du fait que la température du condensat est inférieure à celle de saturation, il faut extraire en plus une partie de la chaleur du condensat. Dans de nombreux calculs pratiques, la chaleur extraite du liquide est négligée devant la chaleur latente de condensation.

Rohsenow (1956) a montré que le refroidissement du liquide en dessous de la température de saturation pourrait être introduit dans les calculs en remplaçant la chaleur latente de vaporisation (i_{fg}) par celle corrigée (i_{fg}^*) donnée par [3]:

$$i_{fg}^* = i_{fg} + 0.68 C_{pl} (T_{sat} - T_s) \quad (II.44)$$

avec C_{pl} , la chaleur spécifique du liquide évaluée à la température moyenne du film.

Si la vapeur se trouvait à l'état surchauffé à une température (T_v), une correction semblable à la précédente permet d'obtenir des résultats plus précis. La vapeur doit être refroidie jusqu'à la température de saturation avant de se condenser, et cette chaleur sera transférée à la paroi. Elle s'exprime par $C_{pv}(T_v - T_{sat})$ où c_{pv} est la chaleur spécifique de la vapeur évaluée à la température moyenne $(T_v + T_{sat})/2$.

La chaleur latente de vaporisation modifiée qui rend compte du sous-refroidissement du liquide et de la surchauffe de la vapeur est alors :

$$i_{fg}^* = i_{fg} + 0.68 C_{pl}(T_{sat} - T_s) + C_{pv}(T_v - T_{sat}) \quad (\text{II.45})$$

c) *Introduction de la vitesse de la vapeur*

Dans le cas où la vapeur est en mouvement, le processus d'échange thermique est plus compliqué par rapport à la condensation d'une vapeur au repos [1].

Sous l'effet de la différence des vitesses du mouvement des phases du condensat liquide et de la vapeur condensée, on observe l'apparition d'une force de frottement. Ce frottement peut soit contribuer au mouvement du film, soit présenter un obstacle. Lorsque la vapeur se déplace dans la même direction que le film du condensat, le frottement crée une force supplémentaire et le film s'écoule plus rapidement ; lorsque les directions du mouvement du film et de la vapeur sont dans deux sens différents, le frottement crée une force qui ralentit l'écoulement du condensat.

L'augmentation de la vitesse du film fait à la fois diminuer l'épaisseur de ce dernier et augmenter le coefficient d'échange de chaleur.

Dans le cas du ralentissement du flux du condensat, l'épaisseur du film croît et le coefficient de transmission de chaleur diminue. Dans le cas limite du freinage, la vitesse du film est nulle. Dès que la force de frottement dépasse celle de la pesanteur, le film commence à se déplacer vers le haut. Le coefficient de transmission de chaleur, en passant par un minimum à la vitesse nulle du film, recommence à croître.

L'action dynamique de la vapeur sur le film modifie les conditions aux limites par rapport au cas de la condensation d'une vapeur au repos.

Au système d'équations principal, qui décrit l'échange de chaleur dans la condensation en film d'une vapeur fixe, il convient d'ajouter l'équation qui détermine les contraintes tangentielles à la surface du condensat, dues à l'interaction avec le courant de vapeur :

$$\mu_v \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)_{fr} = \mp C_f u_{v,rel}^2 \frac{\rho_v}{2} \quad (\text{II.46})$$

où $u_{v,rel}$ est la vitesse relative de la vapeur par rapport au condensat; C_f , le coefficient de frottement de la vapeur sur le film.

Or, en négligeant la masse volumique de la vapeur devant celle du liquide et pour un écoulement laminaire du film, le gradient de la vitesse est donné par l'équation :

$$\frac{du}{dy} = -\frac{\rho_l g}{\mu} y + C_1 \quad (\text{II.47})$$

Après avoir porté les conditions aux limites pour $y = \delta$ dans l'équation (II.46), on a :

$$C_f \frac{u_{v,rel}^2 \rho_v}{2\mu} = \frac{\rho_l g}{\mu} \delta + C_1$$

D'où l'on tire : $C_1 = \frac{C_f u_{v,rel}^2 \rho_v}{2\mu} + \frac{\rho_l g}{\mu} \delta$

A $y = 0$, $u = 0$ et la constante C_2 qui apparait après l'intégration de l'équation (II.47) est également nulle. Le profil de la vitesse d'écoulement du condensat est alors donné par :

$$u = \left(\frac{C_f u_{v,rel}^2 \rho_v}{2\mu} + \frac{\rho_l g}{\mu} \delta \right) y - \frac{\rho_l g}{\mu} y^2 \quad (\text{II.48})$$

A l'abscisse x , la vitesse moyenne de l'écoulement est :

$$\bar{u} = \frac{1}{\delta} \int_0^\delta u_x dy = \frac{C_f u_{v,rel}^2 \rho_v \delta}{4\mu} + \frac{\rho_l g \delta^2}{3\mu}$$

En portant cette vitesse moyenne dans (II.18), on obtient :

$$\frac{k_l (T_{sat} - T_s)}{\rho_l i_{fg}} dx = \left(\frac{C_f u_{v,rel}^2 \rho_v \delta^2}{2\mu} + \frac{\rho_l g \delta^3}{\mu} \right) d\delta \quad (\text{II.49})$$

Si la force de frottement dépasse sensiblement la pesanteur, c'est-à-dire si $\frac{C_f u_{v,rel}^2 \rho_v}{2g\delta\rho_l} \gg 1$ (vapeur animée d'une grande vitesse), et $\Delta T = (T_{sat} - T_s) = cste$, on a en négligeant le deuxième terme du deuxième membre de (II.49) :

$$\delta = \sqrt[3]{\frac{6k_l \Delta T \mu_l x}{C_f u_{v,rel}^2 \rho_v \rho_l i_{fg}}}$$

En portant la valeur de δ dans l'expression (II.11), on obtient l'expression du coefficient de transmission de chaleur local :

$$h = \sqrt[3]{\frac{C_f k_l^2 u_{v,rel}^2 \rho_v \rho_l i_{fg}}{6\Delta T \mu_l x}} \quad (\text{II.50})$$

En le moyennant sur une longueur L , on a :

$$\bar{h} = \frac{3}{2} \sqrt[3]{\frac{C_f k_l^2 u_{v,rel}^2 \rho_v \rho_l i_{fg}}{6\Delta T \mu_l L}} \quad (\text{II.51})$$

Donc :

$$\bar{h} = \frac{3}{2} h_{x=L}$$

En comparant les coefficients de transmission de chaleur d'un écoulement laminaire du condensat pour les deux cas de la vapeur en mouvement et au repos, Koutatéladzé a obtenu les relations suivantes [1]:

- Pour $\Delta T = cste$:

$$\frac{h}{h_0} = 1.08 \left(\frac{u^*}{[g\nu_l(1-\tilde{\rho})]^{1/3}} Re^{-1/6} \right)^{2/3} \quad (II.52)$$

- Pour $q = cste$:

$$\frac{h}{h_0} = 0.96 \frac{u^*}{[g\nu_l(1-\tilde{\rho})]^{1/3}} Re^{-1/6} \quad (II.53)$$

où $u^* = u_{v,rel} \frac{\sqrt{\tilde{\rho} C_f}}{2}$; $\tilde{\rho} = \frac{\rho_v}{\rho_l}$ est la densité relative ; h_0 , le coefficient de transmission de chaleur pour une vapeur au repos.

Donc, pour calculer le coefficient de transmission de chaleur compte tenu de l'influence des forces de frottement entre la vapeur et le film, il faut connaître la valeur des coefficients de frottement C_f [1].

2.2. Paroi inclinée

Pour le cas d'une paroi inclinée à un angle fixe entre le vecteur de la pesanteur (\vec{g}) et l'axe des x (direction du déplacement du film), il faut remplacer g par $g_x = g \cos(\widehat{\vec{g}, \vec{x}})$ dans l'équation du mouvement initiale (II.8). En désignant par φ l'angle entre \vec{g} et \vec{x} , on a $g_x = g \cos \varphi$.

Il en résulte que pour les parois inclinées, le coefficient de transmission de chaleur se calcule d'après la formule :

$$h_{incl} = h_{vert} \sqrt[4]{\cos \varphi} \quad (II.54)$$

où h_{incl} et h_{vert} représentent les coefficients de transmission de chaleur d'une paroi inclinée et d'une paroi verticale, respectivement.

2.3. Cylindre isolé

Laplace (1966) a montré que si l'interface liquide-vapeur est incurvée, une différence de pression le long de l'interface doit exister pour établir l'équilibre mécanique de l'interface. La condition d'équilibre est décrite par la différence de pression entre le liquide (P_l) et la vapeur (P_v) par les deux rayons de courbure de l'interface (r_1 et r_2) et la tension superficielle (σ) entre le liquide et la vapeur.

La formulation est la suivante [3] :

$$P_l - P_v = \sigma \left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} \right) \quad (II.55)$$

Le rayon de courbure est défini comme étant positif du côté liquide de l'interface. Sur la figure (II.5) ci-dessous, r_1 est pris comme étant le rayon de courbure dans le plan Y-X et r_2 dans le plan X-Z [5].

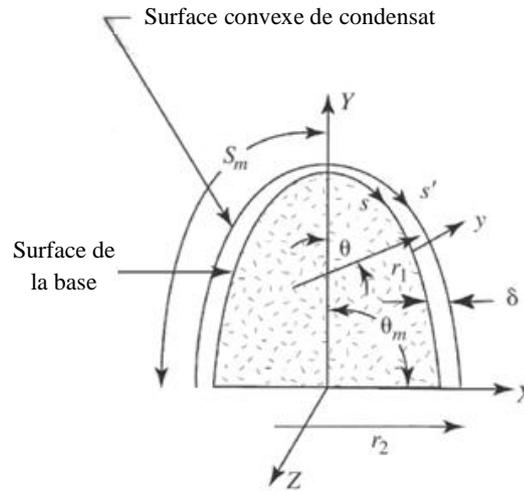


Fig. II.5 : Film de condensat et surfaces convexes. [5]

Pour une surface curviligne où l'angle φ est variable, le problème se résout soit en moyennant l'angle, soit en partitionnant la surface dans le sens de l'écoulement du film en plusieurs zones et en établissant \bar{h} pour chaque zone et calculant ensuite sa moyenne. Un tube ou un cylindre horizontal pouvant être considéré comme une surface à angle variable, dans ce cas-là aussi, il faut raisonner de la même façon. En général, on ajoute comme hypothèse que l'épaisseur du film est négligeable devant le diamètre du cylindre ($\delta \ll D$).

Nusselt a obtenu pour la condensation en film sur un tube horizontal isolé (Fig. II.6), l'expression suivante du coefficient de transmission de chaleur moyen :

$$\bar{h}_{horiz} = 0.725 \left(\frac{g \rho_l (\rho_l - \rho_v) k_l^3 i_f g}{\mu_l (T_{sat} - T_s) D} \right)^{1/4} \quad (II.56)$$

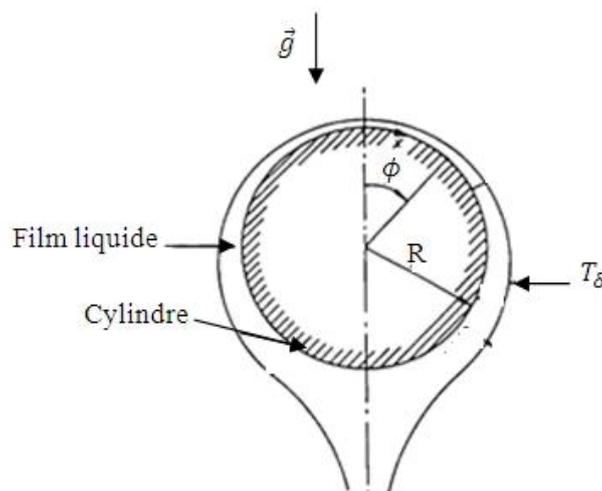


Fig. II.6 : Condensation en film sur un tube horizontal [2]

La formule (II.56) diffère de la formule (II.22) pour une paroi verticale par le fait que la dimension caractéristique retenue est le diamètre (et non pas la longueur L) et le coefficient devant la racine quatrième vaut 0.725 au lieu de 0.943. Elles sont toutes les deux déduites sous les mêmes hypothèses simplificatrices.

Si la densité du flux thermique \bar{q} est donnée et le nombre de Reynolds mis sous la forme $Re = \frac{\bar{h}\Delta TD}{i_{fg}\nu\rho} = \frac{\bar{q}D}{i_{fg}\nu\rho}$, l'équation (II.57) entraîne :

$$Nu = \frac{\bar{h}_{horiz}}{k_l} \left(\frac{\nu^2}{g}\right)^{1/3} = 0.95 Re^{-1/3} \quad (II.57)$$

Les équations déduites sont justifiées pour le mouvement continu du film de condensat (égouttement) depuis la génératrice inférieure du tube. En fait, cet égouttement (décollement) se produit à mesure que la quantité du condensat augmente et lorsque le poids devient supérieur à la tension superficielle définie par la courbe de la surface. Cette allure de l'évacuation du condensat à partir de la surface n'influe pas sensiblement sur la moyenne suivant le tube du coefficient de transmission de chaleur. S'il est nécessaire de tenir compte de la relation entre les paramètres physiques et la température, ceci peut se faire en introduisant le coefficient ε_t [1]. Dans les formules (II.56) et (II.57), les valeurs des constantes physiques doivent alors correspondre à la température de la vapeur saturée. La correction ε_ψ qui rend compte de l'influence du transfert de chaleur par convection et des forces d'inertie dans le domaine $K > 5$ et $Pr > 1$ pourra être omise [1]. On peut également négliger la correction sur l'allure ondulatoire de l'écoulement du film, du fait du petit parcours suivant la génératrice du tube (le diamètre du tube étant petit). Il convient de l'introduire lorsque :

$$\bar{h}_{horiz} > 20 \left(\frac{\sigma}{\rho_l g}\right)^{0.5}$$

Le rapport entre les deux coefficients d'échange de chaleur lors de la condensation en film sur un même tube en position horizontale et verticale est donné par :

$$\frac{h_{vert}}{h_{horiz}} = 1.29 \left(\frac{D}{L}\right)^{1/4} \quad (II.58)$$

Pour avoir une même valeur du coefficient d'échange en position horizontale et verticale, les dimensions du tube doivent satisfaire $L = 2.77D$. Ceci signifie que si on a un tube dont la longueur est 2.77 fois son diamètre, on aura les mêmes performances. Si $L > 2.77D$, le coefficient de transmission de chaleur serait plus important lorsque le tube est horizontal.

2.4. Faisceaux de tubes

Dans le calcul des faisceaux de tubes, on doit tenir compte de l'influence du condensat s'écoulant des tubes supérieurs. Les tubes horizontaux, arrangés comme c'est montré à la figure (II.7) ci-après, sont communément utilisés dans les condenseurs.

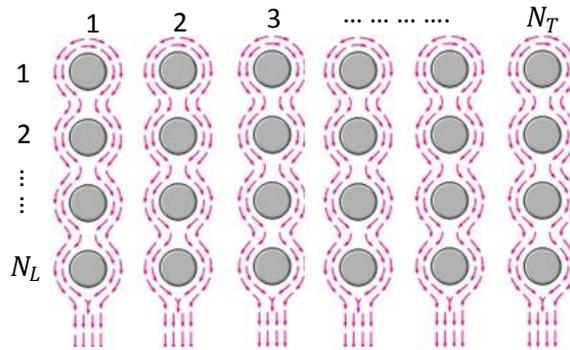


Fig. II.7 : Condensation en film sur un faisceau de tubes. [3]

L'épaisseur moyenne du film au niveau des tubes inférieurs est grande comparativement à celle des tubes supérieurs en raison de l'effet gravifique qui cause le mouvement du condensat de haut en bas et c'est la raison pour laquelle le coefficient d'échange de chaleur moyen dans les tubes inférieurs dans tels arrangements est petit. [3]

Sur la figure (II.8) sont représentés trois cas. Le premier est relatif à la condensation sur un seul tube, la figure (II.8, b) montre l'écoulement du condensat d'un tube supérieur à un tube se trouvant au dessous et ce en film continu. La figure (II.8, c) schématise l'égouttement du condensat par l'effet gravifique.

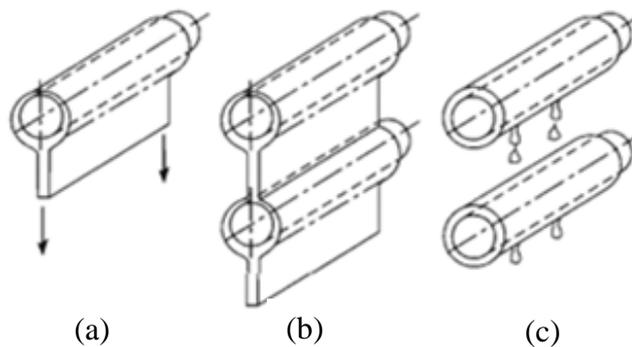


Fig. II.8 : Condensation en film sur (a) un cylindre isolé, (b) une rangée verticale de tubes horizontaux avec écoulement continu de condensat, et (c) avec condensat dégoulinant [4]

Pour une seule rangée verticale comprenant N_L tubes horizontaux (Fig II.8,b) , le coefficient de convection moyen sur les N_L tubes pourra être calculé d'après la relation [4]:

$$\bar{h}_{D,N_L} = 0.729 \left[\frac{g\rho_l(\rho_l-\rho_v)k_l^3 l_{fg}^*}{N_L\mu_l(T_{sat}-T_s)D} \right]^{1/4} = \bar{h}_1 N_L^{-1/4} \quad (II.59)$$

où \bar{h}_1 est le coefficient de transfert de chaleur moyen du premier tube (en haut) qui est égal au coefficient de convection lors de la condensation sur un tube isolé.

En ce qui concerne le coefficient de transfert de chaleur moyen sur un tube se trouvant à la position « j » dans une rangée de tubes verticale, il est relié à ce même coefficient moyen du premier tube par la relation [2] :

$$\frac{\bar{h}^j}{\bar{h}^1} = j^{3/4} - (j - 1)^{3/4} \quad (\text{II.60})$$

La forme générale des coefficients de transfert de chaleur, qui rend compte de l'effet de l'inondation du condensat est :

$$\bar{h}_{D,N_L} = \bar{h}^1 N_L^{-s} \quad (\text{II.61})$$

pour les coefficients moyens sur l'ensemble des tubes, et

$$\frac{\bar{h}^j}{\bar{h}^1} = j^{1-s} - (j - 1)^{1-s} \quad (\text{II.62})$$

pour les coefficients moyens sur un tube ayant « j » comme position dans le faisceau.

La valeur de s dépend du type d'arrangement, et de l'espacement entre les tubes. Dans l'analyse de Nusselt, la valeur de s correspond à ¼ alors que Kern a recommandé une valeur de $s = 1/6$ [2].

Afin d'empêcher l'inondation du condensat sur les tubes inférieurs, on doit incliner le faisceau de tubes par rapport à la position horizontale. À mesure que l'angle d'inclinaison augmente, une valeur critique est atteinte où le condensat ne s'égoutte plus du tube mais s'accroche au tube et coule dans sa base. Shklover et Buevich ont mené une étude expérimentale sur la condensation de vapeur dans un faisceau de tubes inclinés et ont recommandé un angle d'inclinaison de 5° [2].

Une analyse de la couche limite du problème qui inclut la condensation sur le film et le gain d'énergie cinétique du condensat, durant sa chute d'un tube à un autre a conduit Chen à des résultats du coefficient moyen dans les N_L tubes . Ses résultats peuvent être approchés à moins de 1% par [2]:

$$\frac{\bar{h}_{N_L}}{\bar{h}^1} \cdot N_L^{1/4} = [1 + 0.2(N_L - 1)Pr_l J_l] \left\{ \frac{1 + 0.68Pr_l J_l + 0.02Pr_l J_l^2}{1 + 0.95J_l - 0.15Pr_l J_l^2} \right\}^{1/4} \quad (\text{II.63})$$

avec $J_l = \frac{k_l(T_{sat} - T_s)}{\mu_l i_{fg}}$

3. Condensation en gouttes

Il s'agit de la condensation en gouttelettes si la paroi refroidissante n'est pas mouillée par le condensat (Fig. II.9).



Fig. II.9 : Condensation en gouttes de la vapeur d'eau sur une plaque verticale. [3]

On peut aisément constater, à l'œil nu, que les gouttelettes formées s'accumulent à la surface d'échange de façon exponentielle. Sur une plaque verticale, les gouttelettes, en grossissant, fusionnent jusqu'à atteindre la dimension à laquelle la pesanteur les fait glisser sur la paroi froide et ainsi, elles entraînent toutes les gouttelettes qu'elles rencontrent. Sur la trace qui se forme, ainsi apparaissent de nouvelles gouttelettes et le processus reprend.

Ce processus est en toute rigueur un processus non stationnaire ; mais, en opérant avec des paramètres moyennés dans le temps, on peut le considérer comme quasi-stationnaire [1].

L'équation de LAPLACE (II.56) explique bien le fait que la pression de la vapeur saturée étant plus grande au-dessus de la surface de séparation des phases convexe qu'à la surface plane, la condensation de la vapeur sur une goutte sphérique de rayon R ne peut avoir lieu que si la vapeur est amenée à une température beaucoup inférieure à celle de saturation correspondante. La valeur de ce sous-refroidissement se calcule d'après l'équation de Thomson connue sous la forme :

$$T_{sat} - T_s = \frac{2\sigma T_{sat}}{i_{fg} \rho_l R} \quad (\text{II.64})$$

Cette formule montre que pour déclencher le processus de condensation, plus le rayon de la gouttelette est petit, plus la vapeur doit être sous-refroidie.

Dans le cas général, il est possible que des gouttelettes isolées et un film mince (dont l'épaisseur est sensiblement inférieure à celle du cas de la condensation en film (de l'ordre de 1μ)) existent simultanément à la paroi froide lors de la condensation en gouttes. La rupture du film contracte le condensat en gouttes, la paroi ainsi libérée se couvre à nouveau d'un microfilm de condensat. La résistance thermique dans ces conditions n'étant pas

grande et les coefficients d'échange de chaleur de la condensation en gouttelettes atteignent des grandes valeurs (jusqu'à 10^5) [1].

P. Griffith (1983) a recommandé la présente corrélation lorsqu'on a affaire à une condensation d'une vapeur d'eau pure sur des parois en cuivre [3] :

$$h = \begin{cases} 51.104 + 2044 T_{sat} & \text{pour } 22^\circ\text{C} < T_{sat} < 100^\circ\text{C} \\ 255.310 & \text{pour } T_{sat} > 100^\circ\text{C} \end{cases} \quad (\text{II.65 et II.66})$$

où T_{sat} est en $^\circ\text{C}$ et le coefficient de transmission de chaleur est exprimé en $\text{W}/\text{m}^2 \cdot ^\circ\text{C}$.

4. Transition de la condensation en gouttes en condensation en film

Les données expérimentales ont permis de tracer les courbes caractéristiques de la condensation d'une vapeur. Sur ces courbes, on distingue trois zones. Une zone où le processus se fait en gouttes, une en film et une région de transition. Quelques courbes caractéristiques de la condensation d'une vapeur d'eau à la pression atmosphérique sont dressées sur la figure (II.10) ci-dessous.

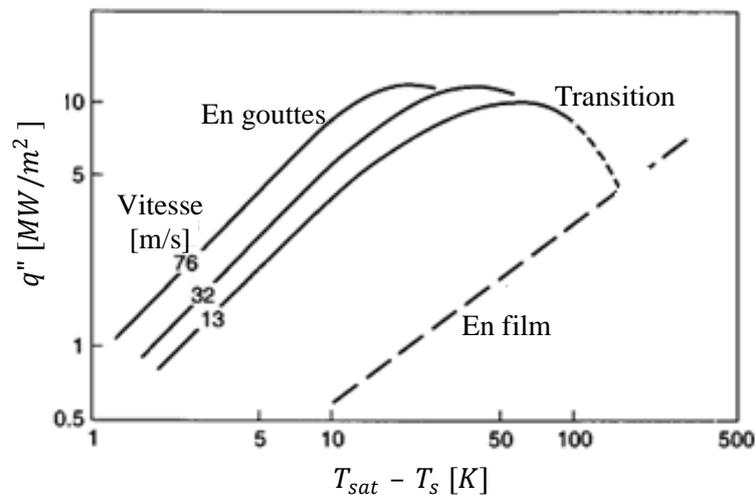


Fig. II.10 : Courbes caractéristiques de condensation [2]

A une vitesse de vapeur donnée et pour des sous-refroidissements intenses de la paroi, la condensation en gouttes apparaît et peut persister. Cependant, arrivant à une certaine température, une grande quantité de condensat se forme à un point où un film liquide épais et continu essaye de prendre forme (i.e. : le débit du condensat formé dépasse celui évacué). Lorsque le coefficient de transmission de chaleur diminue, le processus rencontre une zone de transition où la condensation devient en film en fin de cette région.

En augmentant l'écart de température entre la vapeur et la paroi, une congélation du condensat commence à apparaître sur la paroi. Ceci s'appelle condensation en pseudo-film ou encore condensation cristallisée.

D'après les expériences, le coefficient d'échange de chaleur de la condensation en film est de loin inférieur à celui de la condensation en gouttelettes. Il peut être 10 à 20 fois

moindre dans le cas de la condensation d'une vapeur d'eau à pression atmosphérique sur une plaque en cuivre [2]. Il en est ainsi du fait que la résistance thermique du film qui sépare la vapeur de la paroi est très grande. Bien que l'échange de chaleur dans le cas de la condensation en gouttes est plus avantageux que dans le cas en film, c'est à ce dernier qu'on a pratiquement le plus souvent affaire.

Malgré les tentatives de maintenir la condensation en gouttes, aucune d'entre elles n'a réussi à faire durer ce type de condensation de manière rentable. Soit par l'ajout d'additifs à la vapeur, soit par revêtement de la surface de condensation (Téflon, Or, Argent, Rhodium,), le processus de condensation se prête à être en film après peu de temps. [3]

5. Condensation à contact direct

La condensation à contact direct se produit lorsqu'une vapeur se condense directement sur un liquide sous-refroidi. Elle se produit sur des gouttes tombantes ou suspendues, sur les films de condensat tombant (ou soutenus ou non soutenus), sur les jets, et lorsque des bulles de vapeur sont injectées dans un bain de liquide sous-refroidi.

5.1. Condensation sur les gouttes (Condenseurs à pulvérisation)

Lorsqu'on pulvérise un liquide se trouvant à une température $T_i < T_{sat}$ dans un endroit où il y a de la vapeur, le processus d'atomisation crée beaucoup de petites gouttelettes, sphériques avec des rayons initiaux R_i compris entre 50 et 250 μm . Pendant que ces gouttes se déplacent à travers le condenseur, elles se développent et leur température croît en raison de la condensation sur leur surface. Le processus de condensation est donc dominé par la conduction en régime transitoire dans les gouttes. Jacobs et Cook (1978) ont résolu numériquement le problème de la conduction transitoire non-linéaire se produisant sur des gouttelettes sphériques se trouvant au repos [3].

Pour le cas limite, sans résistance thermique du film de condensat (i.e. : la température à la surface de la goutte ait soudainement changée de T_i en T), leurs résultats numériques pour des gouttelettes, de rayons fonction du temps, étaient en accord avec les résultats analytiques [2]:

$$\frac{R(t)}{R_i} = \left\{ 1 + Ja \left[1 - \frac{6}{\pi^2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\exp(-n^2 \pi^2 Fo)}{n^2} \right] \right\}^{1/3} \quad (\text{II.67})$$

où

$$Ja = \frac{\rho_l c_{pl} (T_{sat} - T_i)}{\rho_g i_{fg}} \quad (\text{II.68a})$$

et

$$Fo = \frac{h_l t}{R_i^2} \quad (\text{II.68b})$$

Ils ont trouvé que les résultats obtenus à partir des équations (II.68, a et b) et les données de Ford et de Lekic (1973) étaient proches et acceptables pour la vapeur se condensant sur des gouttelettes d'eau pour $(T_{sat} - T_i < 30)$. Pour d'autres fluides, le

problème de la conduction non-linéaire doit être résolu. Sundararajan et Ayyaswamy [2] ont analysé l'hydrodynamique et les phénomènes de transport liés à la condensation sur une goutte isolée se déplaçant dans un mélange saturé de vapeur et de gaz incondensables en incluant la circulation à l'intérieur de la goutte causée par les efforts tranchants à l'interface. Leur estimation de la température totale de la gouttelette est en excellent accord avec les résultats de Kulic et Rhodes (1977).

En connaissant la variation du rayon des gouttes en fonction du temps $R(t)$, il est possible d'estimer la période de transition d'une gouttelette, et donc la distance exigée entre le bec de pulvérisation et le bain collecteur du condensat, se trouvant au bas du condenseur afin de dimensionner ce dernier [2].

5.2. Condensation sur les jets liquides

Hasson et al. (1964) ont étudié la condensation en film laminaire sur les jets en utilisant la méthode « solution de la longueur d'entrée thermique de Graetztype ». Pour une épaisseur de 2δ , le nombre de Nusselt est :

$$Nu = \pi^2 \left\{ \frac{\sum_{n=1}^{\infty} \exp \left[-4\pi^2 \frac{(2n-1)^2}{Gz} \right]}{\sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{1}{(2n-1)^2} \right) \exp \left[-4\pi^2 \frac{(2n-1)^2}{Gz} \right]} \right\} \quad (\text{II.69})$$

où

$$Nu = \frac{4\delta h}{k_l} \quad (\text{II.70})$$

et
$$Gz = RePr_l \frac{d_h}{x} = \frac{(4\delta)^2 u}{h_l x} \quad (\text{II.71})$$

Pour des petits nombres de Graetz qui correspondent à une très grande épaisseur, ils ont proposé la corrélation :

$$Nu = \pi^2 \quad (\text{II.72})$$

et
$$\frac{T_{sat} - T_m(x)}{T_{sat} - T_i} = \frac{8}{\pi^2} \exp \left(-\frac{4\pi^2}{Gz} \right) \quad (\text{II.73})$$

Pour des nombres de Graetz élevés (i.e. : près du bec du jet) :

$$Nu \approx \left(\frac{Gz}{\pi} \right)^{1/2} \quad (\text{II.74})$$

et
$$\frac{T_{sat} - T_m(x)}{T_{sat} - T_i} = 1 - \frac{8}{(\pi Gz)^{1/2}} \quad (\text{II.75})$$

Des résultats similaires ont été obtenus pour des jets de forme cylindrique [2]. Ils sont montrés sur la figure (II.11) ci-après.

Mitrovic et Ricoeur (1995) ont analysé l'hydrodynamique et le transfert thermique ayant lieu lors de la condensation sur les jets liquides laminaires en chute libre, de diamètre

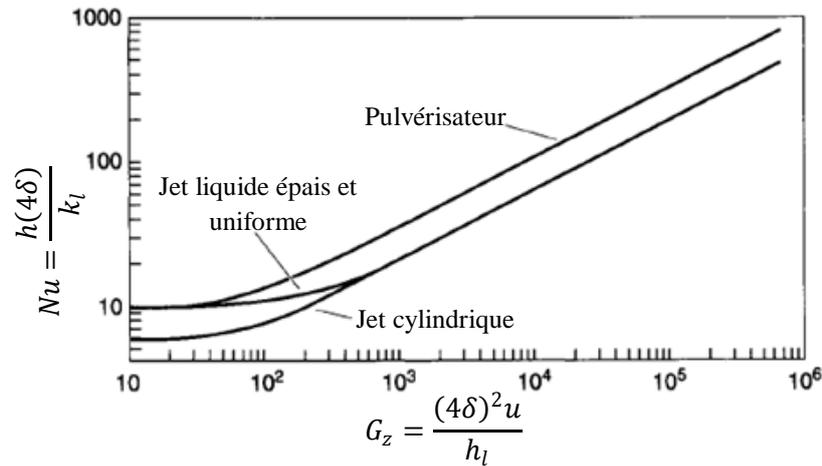


Fig. II.11 : Nombre de Nusselt local en fonction du nombre de Graetz pour des jets de différentes formes [2]

et de vitesse initiaux D_i et u_i . Selon leurs résultats, le nombre de Nusselt moyen vaut :

$$\overline{Nu} = \frac{\bar{h}d_i}{k_l} = 4.8 \left(\frac{Gz}{4}\right)^{0.3} \tag{II.76}$$

où :

$$Gz = Re Pr_l \frac{d_i}{x} \tag{II.77a}$$

et :

$$Re = u_i d_i / \nu_l \tag{II.77b}$$

En plus, la température totale du jet pourra être calculée à partir de :

$$\frac{T_m(x) - T_i}{T_{sat} - T_i} = 1 - \exp\left(-4.8 \left(\frac{4}{Gz}\right)^{0.7}\right) \tag{II.78}$$

Lorsque les résultats de l'équation (I.75) ont été comparés aux données expérimentales de Lui et al. (1989), les données ont été trouvées au-dessous de la corrélation. Ceci est dû à la présence des gaz incondensables dans la vapeur au moment où les mesures ont été effectuées [2]. Pour de petites longueurs du jet (i.e. : $x < 70$ mm), la corrélation était en accord avec les mesures de Celata et al. (1989) [2].

6. Condensation de vapeur à partir d'un mélange vapeur-gaz

Les gaz incondensables réduisent et le transfert thermique et le taux de condensation de façon drastique, même lorsqu'ils sont présents dans le mélange en faible concentration. Le processus de condensation est, dans ce cas, régi par les propriétés du mélange et les conditions dans lesquelles il se trouve [11]. En outre, la présence de différentes espèces (vapeur, gaz incondensables) implique le transfert de masse et par conséquent, les

coefficients de transmission de chaleur lors de la condensation de mélanges sont inférieurs à ceux des vapeurs pures.

Comme l'indique la figure (I.6), voir chapitre I, la présence des gaz incondensables génère une résistance thermique supplémentaire au transfert de chaleur. Ceci s'explique par l'effet que crée la diffusion des molécules de vapeur à travers la couche riche en gaz près de la surface du condensat.

Dans de nombreux cas pratiques, cette résistance thermique de la couche limite est l'élément essentiel déterminant l'intensité des processus de condensation. Ces conditions se présentent lorsqu'il faut concevoir des condenseurs de turbines à vapeur, des installations frigorifiques, des dispositifs de transmission de chaleur, ...etc.

En réalité, la présence des gaz incondensables réduit le taux de condensation de la vapeur dans le cas d'une convection naturelle aussi bien que forcée. Leurs effets ont été l'objet des études expérimentales publiées dans de nombreux ouvrages (voir, par exemple, Al-Diwani et Rose (1973); Lee et Rose (1984)) [11]. La plupart des travaux déjà réalisés traitent des mélanges binaires, et peu d'informations sont connues au sujet des mélanges à plusieurs éléments. Des travaux pertinents réalisés donnent des descriptions détaillées des processus et des calculs de mélange, on cite ceux de Tanasawa, Stephan, Fujii, Hewitt et al., et Webb. [2]

La corrélation de Hampton (1951) de la condensation sur une plaque verticale est [2] :

$$\frac{h}{h_{Nu}} = 1.2 - 20\check{x} \quad (\text{II.79})$$

Cette corrélation est valable dans le cas où la fraction massique de l'air dans le mélange \check{x} loin de la paroi verticale est dans la plage $0 < \check{x} < 0.02$.

La corrélation suivante, issue du travail de Berman et de Fuks (1958), du coefficient moyen de transfert de la condensation sur des rangées de tube (Chisholm, 1981), valide pour un écoulement du haut en bas aussi bien que pour un écoulement horizontal à travers le faisceau de tubes (Marto, 1984):

$$\bar{h} = c_1 \frac{D_{12}}{D} Re^{1/2} P^{1/3} \left(\frac{P}{P_v}\right)^{c_2} \left(\frac{\rho_g i_{fg}}{T_g}\right)^{2/3} \left(\frac{1}{T_g - T_i}\right)^{1/3} \quad (\text{II.80})$$

où P_v , la pression partielle de vapeur ; $T_g = T_{sat}(P_v)$, résultat de l'hypothèse que le mélange composé des incondensable et de vapeur est saturé ; D_{12} , le coefficient de la diffusion de masse dans le mélange binaire ; D , le diamètre extérieur du tube, et Re , le nombre de Reynolds du mélange basé sur le diamètre extérieur.

Les coefficients c_1 et c_2 dépendent de Re et de la position du tube. Pour $Re > 350$, ces coefficients sont égaux à :

$$c_2 = 0.6$$

$$c_1 = \begin{cases} 0.52 & (1^{\text{ère}} \text{ rangée de tubes}) \\ 0.67 & (2^{\text{ème}} \text{ rangée de tubes}) \\ 0.82 & (3^{\text{ème}} \text{ rangée et +}) \end{cases}$$

Et pour $Re < 350$, $c_2 = 0.7$ et $c_1 = 0.52$.

En raison des complexités supplémentaires remarquables dès le départ et du rôle important de la diffusion massique pendant la condensation de la vapeur contenue dans des mélanges, l'analyse de ces processus est plus complexe que pendant la condensation d'une vapeur pure. Cependant, les solutions données par la couche limite se limitent aux mélanges et aux géométries les plus simples [2]. Par conséquent, pour des conceptions pratiques, d'autres méthodes analytiques approximatives ont été employées. Celles-ci sont classées par catégorie dans des méthodes d'équilibre et de non-équilibre (dite de « film »).

6.1. Méthodes supposant l'état d'équilibre

Les méthodes dites d'équilibre sont à l'origine proposées par Silver et généralisées par Bell et Ghaly. Il est supposé qu'il réside un équilibre local entre la vapeur et le condensat dans tout le condenseur. Quoique la condensation soit un processus de non-équilibre, on assume que la température T_g des gaz suit une courbe d'équilibre de vapeur-liquide à T^* , et il est refroidi au-dessous point de rosée du mélange caractérisé par T_{sat} . Ces méthodes exigent donc le tracé d'une courbe de refroidissement ou de condensation (ne pas la confondre avec la courbe caractéristique de condensation décrite dans la figure (II.10)), suivant les indications de la figure (II.12), qui trace la température en fonction de l'enthalpie du mélange i_m .

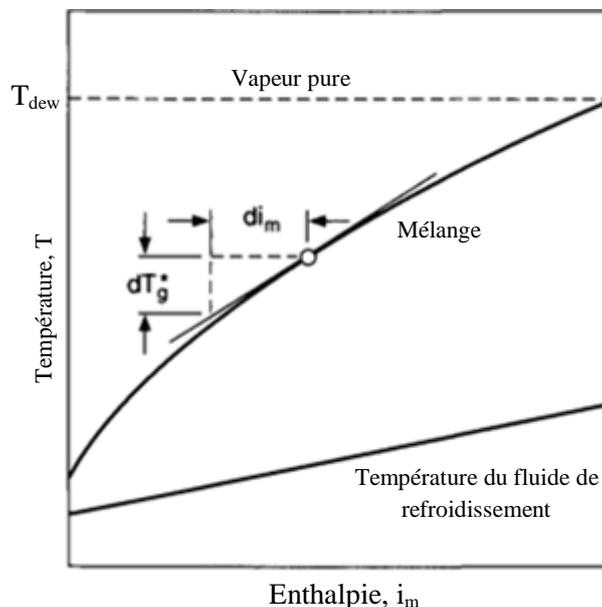


Fig. II.12 : Courbe d'équilibre en condensation [2]

Or, le taux de dégagement de chaleur $q = \dot{m}(i_{m,in} - i_{m,out})$, pour un mélange. La courbe de condensation de l'équilibre idéale rapproche le vrai chemin de condensation. Les courbes de condensation tracées à l'aide de la méthode d'équilibre peuvent être du type intégral (où la vapeur et le liquide ne sont pas séparées l'un de l'autre, par exemple, pendant la condensation à l'intérieur d'un tube vertical) ou du type différentiel (où le condensat est séparé de la vapeur, et c'est le cas des condenseurs de type tube à calandre). Webb [2] décrit comment calculer ces courbes d'équilibre.

Par les méthodes de Silver [2], le coefficient de transmission de chaleur local du mélange s'écrit comme suit :

$$\frac{1}{U} = \frac{1}{h_r} + R_f + \frac{1}{h_{ef}} \quad (\text{II.81})$$

où h_r est le coefficient de transmission de chaleur dans liquide réfrigérant, R_f est la résistance thermique due à la conduction de la paroi et à l'encrassement, et h_{ef} est le coefficient de transmission de chaleur effectif du côté où la condensation ait lieu, qui inclut la résistance thermique du film de condensat, aussi bien que le refroidissement sensible des gaz. Le coefficient effectif peut être exprimé par [2] :

$$h_{ef} = \left[\frac{1}{h_l} + \frac{s}{h_g} \right]^{-1} \quad (\text{II.82})$$

où :

$$s = \check{x} c_{pg} \frac{dT_g^*}{di_m} \quad (\text{II.83})$$

avec, \check{x} la fraction massique de gaz incondensable, c_{pg} la chaleur spécifique du gaz, et $\frac{dT_g^*}{di_m}$ la pente locale de la courbe d'équilibre en condensation (voir Fig. II.12). h_g est calculée pour la phase gazeuse et devrait être corrigée pour qu'elle puisse rendre compte des effets du transfert de masse. Ackermann [2] a proposé :

$$h_{gc} = h_g \left(\frac{a}{e^a - 1} \right) \quad (\text{II.84, a})$$

avec

$$a = \frac{\sum_{j=1}^n \dot{n}_j'' c_{pg,j}}{h_g} \quad (\text{II.84, b})$$

où \dot{n}_j'' est le flux molaire de condensation de l'espèce j et $c_{pg,j}$ est la chaleur massique à pression constante de l'espèce j .

En connaissant la courbe de condensation par la méthode d'équilibre, les conditions locales du mélange, et les valeurs représentatives pour i_l et i_g (et ainsi i_{fg}), h_{ef} pourra être aisément calculée. La surface totale d'échange se calcule par intégration par :

$$A_t = \int_{i_{m,out}}^{i_{m,in}} \frac{\dot{m} di_m}{U(T_g^* - T_r)} \quad (\text{II.85})$$

Pour des calculs pratiques, la formule précédente est souvent remplacée par :

$$A_t = \sum_{j=1}^N \frac{\dot{m} \Delta i_{m,j}}{U_j \Delta T_j} \quad (\text{II.86})$$

où U_j est le coefficient d'échange global de l'espèce j .

Cette méthode est approximative non seulement parce qu'on a supposé l'état d'équilibre entre le liquide et la vapeur mais parce que les effets du transfert de masse sont ignorés. Néanmoins, on l'accepte pour le design industriel courant [2]. Dans les cas où l'on possède plus d'informations sur la composition du mélange à l'entrée et à la sortie, des méthodes plus complexes qui supposent l'état du non-équilibre doivent être utilisées.

6.2. Méthodes supposant l'état du non-équilibre

Les méthodes supposant l'état de non-équilibre des phases lors de la condensation, dites de film, fournissent des formulations physiquement réalistes au problème. Elles permettent l'obtention des coefficients locaux plus précis dans des situations très compliquées. Colburn et Hougén ont élaboré une approche nommée test-et-erreur. Cette approche offre des solutions pour la condensation d'une vapeur simple mélangée avec un gaz incondensable. Ensuite, Colburn et Drew ont généralisé l'approche pour inclure la condensation d'une vapeur se trouvant dans des mélanges binaires (qui ne contient pas d'espèces incondensables). Price et Bell ont montré comment employer les formules de Colburn et Drew dans la conception assistée par ordinateur.

Des progrès considérables ont été accomplis dans le but d'améliorer cette méthode pour son application aux mélanges à plusieurs éléments. On cite ceux de Stephan, Hewitt et al., et Webb. La méthode de Sardesai et al., qui décrit le travail de Krishna et Standart, est brièvement décrite ci-dessous.

À n'importe quel point du condenseur, le flux thermique pourra être écrit comme :

$$q'' = h_g (T_g - T_i) + \sum_{j=1}^n \dot{n}_j'' \Delta \tilde{t}'_{f,g,j} \quad (\text{II.87})$$

avec

$$\Delta \tilde{t}'_{f,g,j} = \Delta \tilde{t}_{f,g,j} + c_{p,g,j} (T_g - T_i) \quad (\text{II.88})$$

Le flux de condensation de la $j^{\text{ième}}$ espèce est donné par :

$$\dot{n}_j'' = \dot{J}_j'' + \tilde{y}_{j,\infty} \dot{n}_t'' \quad (\text{II.89})$$

où le terme \dot{J}_j'' représente le flux diffusif et $\tilde{y}_{j,\infty}$ la fraction molaire de l'espèce j dans la phase gazeuse.

Afin de calculer le flux diffusif, un modèle approprié de transfert de masse doit être adopté. Deux catégories de modèles existent : (1) modèles interactifs (Krishna et Standart

et Toor), et (2) modèles non-interactifs, connus également comme modèles de diffusion effective. Pour les modèles interactifs, le flux de diffusion est

$$j_{j\infty}'' = [\beta][\zeta](\tilde{y}_{j\infty} - \tilde{y}_{j,interface}) \quad (\text{II.90})$$

où $[\beta]$, une matrice des coefficients de transfert de masse β_{lk} pour toutes les paires d'espèces et la composition totale, $[\zeta]$ est une matrice de correction qui rend compte de l'effet de l'écoulement net de l'espèce sur les coefficients de transfert de masse similaire à la correction d'Ackermann, utilisées dans l'équation (II.84), et $(\tilde{y}_{j\infty} - \tilde{y}_{j,interface})$ est la force d'entraînement de la $j^{ième}$ espèce. Les coefficients de transfert de masse β_{lk} sont calculés à partir de l'analogie de Chilton-Colburn [2]:

$$\beta_{lk} = \frac{h_g}{c_{pg}} \left[\frac{Pr}{Sc_{lk}} \right]^{2/3} \quad (\text{II.91})$$

Pour les modèles non-interactifs, l'équation (II.91) se simplifie à :

$$j_{jb}'' = [\beta_{ef}][\zeta_{ef}](\tilde{y}_{j\infty} - \tilde{y}_{j,interface}) \quad (\text{II.92})$$

où $[\beta_{ef}]$ et $[\zeta_{ef}]$ sont des matrices diagonales, puisqu'on assume que chaque espèce n'a aucune interaction avec les autres espèces. Sardesai et al. ont comparé chacune de ces méthodes avec données expérimentales existantes pour les systèmes ternaires et ont constaté que chaque méthode était conforme aux données expérimentales dans environ $\pm 10\%$. Puisque la méthode de diffusivité effective est moins complexe, elle a besoin de moins de temps de calcul et est, par conséquent, la méthode préférée à l'emploi. [2]

CHAPITRE III

THERMODYNAMIQUE DE LA CONDENSATION A PARTIR DES GAZ D'ECHAPPEMENT

1. Introduction

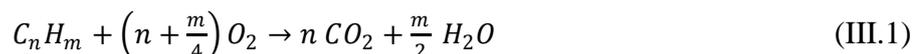
Le gaz naturel est le carburant le plus communément utilisé dans la plupart des appareils de génération d'électricité et de chauffage domestique. Les produits de combustion incluent typiquement des oxydes d'azote, des oxydes de soufre et des chlorures d'hydrogène, aussi bien que la vapeur d'eau et le dioxyde de carbone. Ces oxydes réagissent avec de la vapeur d'eau formant ainsi l'acide nitrique, NH_3 , et l'acide sulfurique H_2SO_4 .

L'objet de ce chapitre est de permettre une meilleure compréhension des mécanismes de réaction de ces gaz acides et donner les approches utilisées pour résoudre le problème de la condensation. Un autre point à adresser dans le présent chapitre est l'évaluation des points de rosée acides au moyen de l'équilibre des phases d'une substance binaire et ternaire

2. Mécanisme réactionnel des acides à l'état gazeux

La combustion est un processus chimique irréversible dans lequel une substance dite combustible réagit de façon rapide avec de l'oxygène et dégage de la chaleur. Les gaz d'échappement ne sont que des produits de combustion.

La réaction de combustion s'écrit sous la forme générale :



Les oxydes d'azote, les oxydes de soufre et le chlorure d'hydrogène qui ne figurent pas dans la réaction chimique écrite ci-dessus font, en réalité, partie des gaz d'échappement et sont des produits de combustion. Le chlorure d'hydrogène, HCl , provient de la combustion des chlorures (la poussière saline) ; les oxydes d'azote, NO_x , sont un sous-produit provenant de l'air de combustion ; et les oxydes de soufre, SO_x , résultent de l'oxydation du soufre présent à de très faibles concentrations en tant que composé odorant additif au gaz naturel.

Tandis que l'anhydride sulfurique est identifié comme polluant, il n'est pas lui-même une source d'ennui dans les cheminées. Lorsqu'il est encore oxydé pour donner le trioxyde de soufre, des problèmes matériels peuvent en résulter. Le dioxyde de soufre et les oxydes d'azote sont des gaz acides toxiques qui réagissent aisément avec de l'eau contenue dans l'atmosphère pour former un mélange d'acide sulfurique, d'acide nitrique et d'acide nitreux.

La condensation de la vapeur d'eau contenue dans ces gaz donne un condensat acide. Cette solution dont l'acidité est supérieure que la normale ($PH < 7$) peut mener à une corrosion des parois de l'échangeur (Fig. III,1). En effet, le condensat devient de plus en plus corrosif après qu'il soit davantage concentré par condensation et évaporation répétées.

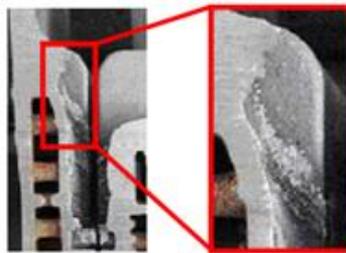
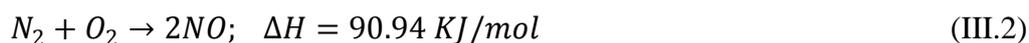


Fig. III.1 : Corrosion dans les échangeurs de chaleur [7]

Afin de mieux comprendre le phénomène de condensation de la vapeur d'eau à partir des gaz d'échappement, il est nécessaire d'identifier les mécanismes réactionnels ayant lieu dans la phase gazeuse et qui dépendent de la température des gaz, la composition du mélange, le point de rosée qui est fonction de la composition du mélange, la quantité de condensat et par conséquent la valeur du PH.

En ce qui concerne les mécanismes de réaction en phase gazeuse, un mélange composé d'acide nitrique, d'acide sulfurique et d'eau est considéré. Les réactions correspondant à la formation de ces deux acides sont décrites ci-après.

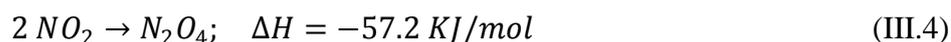
L'oxyde d'azote est très réactif et peut, comme composé fortement endothermique, être produit à partir de l'azote et de l'oxygène [7] :



Ce monoxyde de nitrogène est ensuite oxydé pour donner du NO_2 :



Le dioxyde d'azote est un gaz toxique. D'une odeur piquante, il est de couleur rouge brunâtre. Il est en équilibre avec son dimère et le tetroxide di-nitrogène également appelé peroxyde d'azote, N_2O_4 (éq. III.4). L'équilibre est fortement dépendant de la température, au-dessus de 100 °C, il est du sens de la formation du dioxyde d'azote :



Au delà de 150 °C, le dioxyde d'azote commence à se dissocier suivant la formule :



Cette dernière réaction s'achève à une température égale à 650 °C. La figure (Fig. III.2) illustre la dissociation du tetroxide de di-nitrogen et du dioxyde d'azote en fonction de la température.

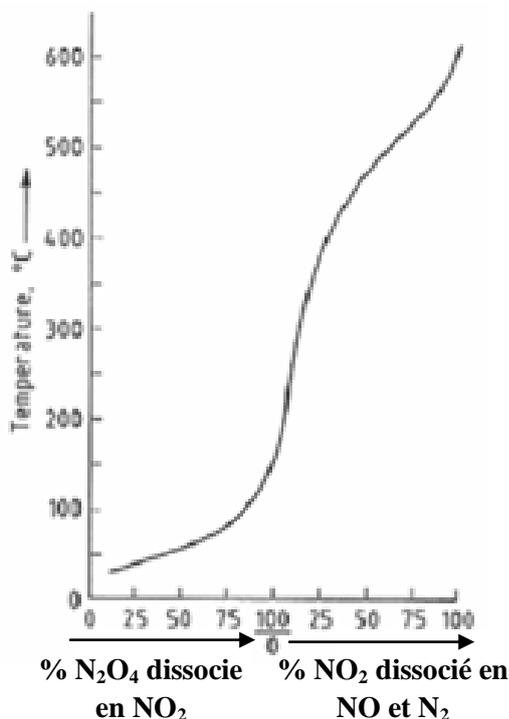
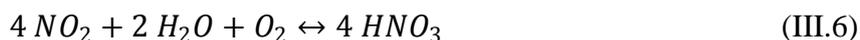


Fig. III.2 : Dissociation de N_2O_4 et de NO_2 en fonction de la température [7]

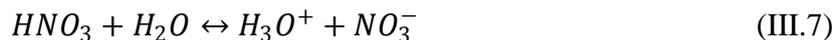
Le dioxyde d'azote réagit avec de l'eau pour donner l'acide nitreux et nitrique. L'acide nitreux se modifie légèrement en acide nitrique et en oxyde d'azote, donc l'acide nitrique apparaîtra finalement:



Il est important de mentionner que l'acide nitrique avec de l'eau forment un azéotrope d'ébullition maximale à une concentration massique d'acide de 69.2 %. Les mélanges azéotropiques bouillonnent à 1 atmosphère et à 121.8 °C. Les points d'ébullition et de condensation changent avec la pression du mélange. [7]

Lorsque la température du mélange est plus haute que le point d'ébullition, la réaction représentée dans l'équation (III.6) tend vers la gauche, en d'autres termes, vers la décomposition de l'acide nitrique.

L'acide nitrique fortement dilué est presque totalement dissocié:



Dans le processus d'obtention de l'acide sulfurique, le dioxyde de soufre se transforme en acide sulfurique en présence d'oxygène et d'eau par une réaction à deux étapes. Mais, au début, la majorité du soufre contenu dans le mélange se combine avec l'oxygène pour former le SO_2 :



A une température avoisinante 1200 °C, l'équilibre thermodynamique est du côté de la formation du SO_2 .

Ensuite, l'anhydride sulfurique réagit avec l'oxygène moléculaire pour former le trioxyde de soufre :



A une température de 400 °C, l'équilibre thermodynamique est décalé vers la formation de SO_3 et au-dessus de cette température, l'équilibre est du sens de la dissociation de SO_3 . Cependant, une petite minorité de l'anhydride sulfurique est encore oxydée en SO_3 [7]. La formation de ce dernier est un processus complexe, et dépend d'un certain nombre de facteurs tels que la teneur en soufre du carburant et l'excès d'air. Le taux de conversion est estimé pour changer de 1 à 5%. Dans la zone opérationnelle, il varie de 1 à 2%. [14]

Il est supposé que tout le trioxyde de soufre est converti en acide sulfurique. La conversion commence à partir de 400 °C, et pour des températures inférieures à 176 °C, l'équilibre est toujours vers la formation de H_2SO_4 .



Ainsi, cet équilibre dépend de la température des gaz dans une plage de température de 176 à 400 °C. [7]

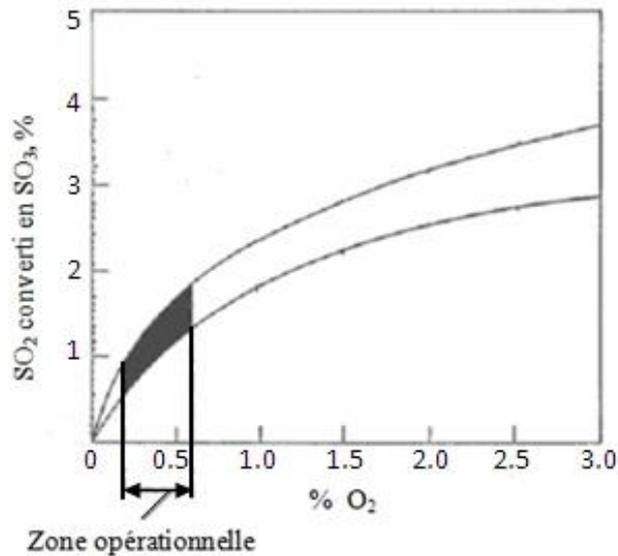


Fig. III.3 : Conversion de SO_2 en SO_3 en fonction de l'excès d'air [7]

Le tableau (III.1) ci-dessous montre la dépendance de la réaction (III.1) de la température.

Tableau III.1 : Taux de conversion de SO_3 en H_2SO_4 à différentes températures [7]

Température des gaz	400	371	315	287	360	204	176
SO_3 convertit en H_2SO_4 , %	3.85	14.30	47.50	70.54	87.50	98.56	99.84

3. Equilibre liquide-vapeur dans les mélanges binaires

Le dimensionnement des condenseurs de fumées exige l'évaluation de l'équilibre de phase du mélange afin de connaître la composition de la vapeur en équilibre avec le liquide.

Quoique les données expérimentales soient disponibles, il n'y a que peu d'informations sur les caractéristiques des mélanges, et il est nécessaire d'estimer l'équilibre de phase par le biais d'une corrélation semi-empirique appropriée parmi celles disponibles.

3.1. Introduction à l'équilibre Vapeur-Liquide (EVL)

La loi de Raoult représente le modèle le plus simple permettant le calcul de l'EVL. Ceci est obtenu lorsque l'on suppose que la phase vapeur est un gaz idéal, et la phase liquide est une solution idéale. Mathématiquement, elle est traduite par :

$$y_i P = \tilde{y}_i P_i^{sat} \quad \text{pour toute espèce } (i=1,2,\dots,N) \quad (\text{III.11})$$

où y_i est la fraction molaire de la phase liquide, \tilde{y}_i est la fraction molaire de la phase vapeur, P_i^{sat} est la pression saturante de la vapeur du $i^{\text{ième}}$ composant, et P est la pression du mélange.

Généralement, le calcul de l'EVL n'est fait que pour évaluer la température de rosée

Pour des calculs d'EVL beaucoup plus adaptés aux situations réelles, on peut utiliser la loi de Raoult modifiée donnée par :

$$y_i P = \tilde{y}_i \gamma_i P_i^{sat} \quad \text{pour toute espèce } (i=1,2,\dots,N) \quad (\text{III.12})$$

où γ_i est le coefficient d'activité des espèces i dans la solution. Il dépend généralement et de la température et de la composition de la solution liquide.

Les coefficients d'activité jouent un rôle principal dans le calcul des EVL, particulièrement lorsqu'il s'agit d'un mélange azéotropique. Le modèle de Van Laar estime ces coefficients pour les substances binaires $\text{HNO}_3/\text{H}_2\text{O}$ et $\text{H}_2\text{SO}_4/\text{H}_2\text{O}$. Le modèle UNIQUAQ (une méthode de contribution de groupes adimensionnels) est employé pour estimer ces coefficients pour des mélanges ternaires ($\text{H}_2\text{SO}_4/\text{H}_2\text{O}/\text{HNO}_3$, par exemple) car l'hétérogénéité du mélange doit être prise en considération afin d'avoir plus d'exactitude.

3.2. Acide nitrique/Eau

Plusieurs systèmes binaires manifestent un état azéotropique où la composition d'une solution liquide et sa vapeur est la même à l'équilibre. La phase liquide n'est pas une solution idéale, et donc l'évaluation des coefficients d'activité est nécessaire. L'acide nitrique (HNO₃) avec l'eau (H₂O) forment un azéotrope d'un maximum d'ébullition atteint à une concentration massique de HNO₃ de 69.2 %. L'ébullition du mélange azéotropique se fait à une température de 121.8°C à la pression atmosphérique, mais on sait bien que la température d'ébullition et celle de rosée dépendent essentiellement de la pression. Le modèle de Van Laar est employé pour estimer l'équilibre de phase pour ce système binaire à la pression voulue. [7].

L'énoncé du modèle de Van Laar est le suivant :

$$\frac{G^E}{RT} = \tilde{y}_1 \tilde{y}_2 \left[\frac{A_{21} A_{12}}{A_{12} \tilde{y}_1 + A_{21} \tilde{y}_2} \right] \quad (\text{III.13})$$

où G^E est l'excès d'énergie de Gibbs pour une solution binaire. Les constantes A_{21} et A_{12} sont spécifiques pour chaque système binaire, et \tilde{y}_1 et \tilde{y}_2 sont les fractions molaires des composants présents dans le mélange. Quant aux coefficients d'activité, ils sont déterminés par les équations suivantes :

$$\ln \gamma_1 = A_{12} \left[\frac{A_{21} \tilde{y}_2}{A_{12} \tilde{y}_1 + A_{21} \tilde{y}_2} \right]^2 \quad (\text{III.14})$$

et

$$\ln \gamma_2 = A_{21} \left[\frac{A_{12} \tilde{y}_1}{A_{12} \tilde{y}_1 + A_{21} \tilde{y}_2} \right]^2 \quad (\text{III.15})$$

Quand les conditions azéotropiques (température, pression et composition) sont connues, les coefficients d'activité γ_1 et γ_2 sont aisément trouvés par l'équation ci-dessous :

$$\gamma_i = \frac{P}{P_i^{sat}} \quad (\text{III.16})$$

avec $y_i = \tilde{y}_i$; P , la pression totale ; et P_i^{sat} , la pression de saturation de la vapeur de l'espèce i .

Avec ces coefficients d'activité et la composition azéotropique, il est possible d'évaluer les deux paramètres A_{12} et A_{21} par la résolution simultanée des équations (III.14) et (III.15). Les valeurs des coefficients d'activité sont présentées au tableau (III.2) ci-après [7].

Tableau III.2 : Coefficients d'activité du système $HNO_3 - H_2O$

\tilde{Y}_{HNO_3}	γ_{HNO_3}	γ_{H_2O}
0	0.0104	1
0.1	0.07	0.96
0.2	0.115	0.83
0.3	0.2012	0.6235
0.375	0.3056	0.5043
0.4	0.3443	0.4676
0.5	0.51	0.3396
0.6	0.6747	0.265
0.7	0.82	0.21
0.8	0.95	0.205
0.9	0.985	0.188
0.92	0.988	0.168
1	0.988	0.05807

3.3. Acide sulfurique /Eau

Ce mélange binaire a un caractère azéotrope, exactement comme celui de l'acide nitrique/eau [7]. Ainsi, en procédant de la même manière que celle décrite avant, les coefficients d'activité pour le système acide sulfurique (H_2SO_4) / eau (H_2O) peuvent être estimés. Les valeurs des coefficients d'activité sont présentées au tableau (III.3) ci-après.

Table III.3 : Coefficients d'activité du système $H_2SO_4 - H_2O$

$\tilde{Y}_{H_2SO_4}$	$\gamma_{H_2SO_4}$	γ_{H_2O}
$5.40 \cdot 10^{-9}$	$9.44 \cdot 10^{-3}$	0.95
$5.44 \cdot 10^{-8}$	$2.37 \cdot 10^{-3}$	0.95
$5.44 \cdot 10^{-7}$	$3.63 \cdot 10^{-3}$	0.95
$3.00 \cdot 10^{-6}$	$6.73 \cdot 10^{-3}$	0.95
$3.00 \cdot 10^{-5}$	$1.48 \cdot 10^{-2}$	0.88
$3.00 \cdot 10^{-4}$	0.034	0.8
$3.00 \cdot 10^{-3}$	0.076	0.53
$3.00 \cdot 10^{-2}$	0.17	0.198
0.1	0.26	0.1
0.2	0.32	0.09
0.4	0.3472	0.08
0.6	0.355	0.07
0.8	0.336	0.05

0.95	0.37	0.05
0.98	0.371	0.05

3.4. Air/Eau

Dans le cas où aucun acide n'est contenu dans le mélange et seule la vapeur d'eau est présente, le point de rosée est alors calculé pour un mélange de vapeur d'eau et d'air en fonction de la fraction massique d'eau $\tilde{x}_{v,sat}$ dans le mélange [7].

La pression de saturation de la vapeur d'eau est requise pour déterminer les propriétés de l'air humide. Les différentes valeurs de la pression de saturation peuvent être lues à partir des tables appropriées comme elles peuvent être calculées à partir des corrélations de Hyland et Wexler. La pression de saturation de la vapeur d'eau dans l'intervalle de température de 0 à 200°C est donnée par : [13]

$$\ln P_{sat} = \frac{C_1}{T} + C_2 + C_3 T + C_4 T^2 + C_5 T^3 + C_6 \ln T \quad (\text{III.17})$$

avec $C_1 = -5.8002206 \cdot 10^3$; $C_2 = 1.3914993$; $C_3 = -4.8640239 \cdot 10^{-2}$;

$C_4 = 4.1764768 \cdot 10^{-5}$; $C_5 = -1.4452093 \cdot 10^{-8}$; $C_6 = 6.5459673$ et P_{sat} , la pression de saturation en Pascal et T , la température en Kelvin.

La pression de saturation de la vapeur d'eau dans l'air diffère légèrement de la pression de saturation de la vapeur d'eau pure à une même température. Par conséquent, la pression de saturation de la vapeur d'eau pure pourra être utilisée dans les calculs avec une erreur négligeable :

$$P_{sat} = \tilde{x}_{v,sat} P \quad (\text{III.18})$$

avec $\tilde{x}_{v,sat}$, la fraction molaire de la vapeur d'eau dans l'air humide saturé à une température T et à une pression totale P .

L'humidité absolue est définie comme étant :

$$\omega = \tilde{M}_v / \tilde{M}_{air\ sec} \quad (\text{III.19})$$

et en termes des fractions molaires

$$\omega = 0.62198 \frac{\tilde{x}_v}{\tilde{x}_{air\ sec}}$$

Si on considère que la vapeur d'eau et l'air sont des gaz parfaits, la pression partielle de la vapeur d'eau dans l'air pourra alors être exprimée par : [13]

$$P_v = \frac{P\omega}{0.62198 + \omega} \quad (\text{III.20})$$

La température de rosée (en °C) correspondante à une pression partielle de vapeur P_v dans un mélange de vapeur-air est donnée par [13] :

$$T_{sat} = C_7 + C_8\alpha + C_9\alpha^2 + C_{10}\alpha^3 + C_{11}(P_v)^{0.1984} \quad (\text{III.21})$$

Avec P_v exprimée en kPa et :

$$\alpha = \ln P_v$$

$$C_7 = 6.54$$

$$C_8 = 14.526$$

$$C_9 = 0.7389$$

$$C_{10} = 0.09486$$

$$C_{11} = 0.4569$$

4. Equilibre liquide-vapeur dans les mélanges à plusieurs composants

Afin d'évaluer les coefficients d'activité, il est nécessaire de choisir quelques expressions thermodynamiques analytiques consistantes qui relient le coefficient d'activité à la fraction molaire. Pour les systèmes binaires acide nitrique/eau et acide sulfurique/eau, les calculs peuvent se baser sur l'équation de Van Laar. Mais, dans le cas d'un système composé de l'acide nitrique/acide sulfurique/eau par exemple, la non-idéalité doit être prise avec plus d'exactitude que pour les systèmes binaires. Par conséquent, la méthode dite UNIQUAD, qui est l'une des méthodes des groupes de contribution, est recommandée [7].

CHAPITRE IV

MODELE PHYSIQUE DE LA CONDENSATION A PARTIR D'UN GAZ CONTENANT DES INCONDENSABLES

1. Introduction

La présence des gaz incondensable engendre une réduction significative du transfert thermique durant la condensation. Une couche limite gaz-vapeur se forme près du film de condensat et les pressions partielles du gaz et de la vapeur changent à travers cette couche limite. La concentration élevée des gaz incondensables près du film empêche la diffusion de la vapeur du mélange au film liquide et réduit le taux de condensation et le taux de transfert d'énergie.

Sur une plaque verticale, trois couches limites se manifestent simultanément à savoir celle des concentrations, des températures, et des vitesses. En développant les équations régissantes, on comprendra mieux les effets physiques déterminants du comportement dans ces couches limites et du transport convectif. Donc, il est nécessaire de résoudre un système composé de plusieurs équations : équation de conservation de la masse, équations du mouvement, équations de conservation des espèces et équation de l'énergie.

2. Modèle physique de la condensation en film sur une paroi verticale

Le phénomène de condensation d'une vapeur contenue dans un mélange de vapeur et de gaz incondensable longeant une paroi plane verticale et isotherme est décrit ci-après (Voir figure IV.1).

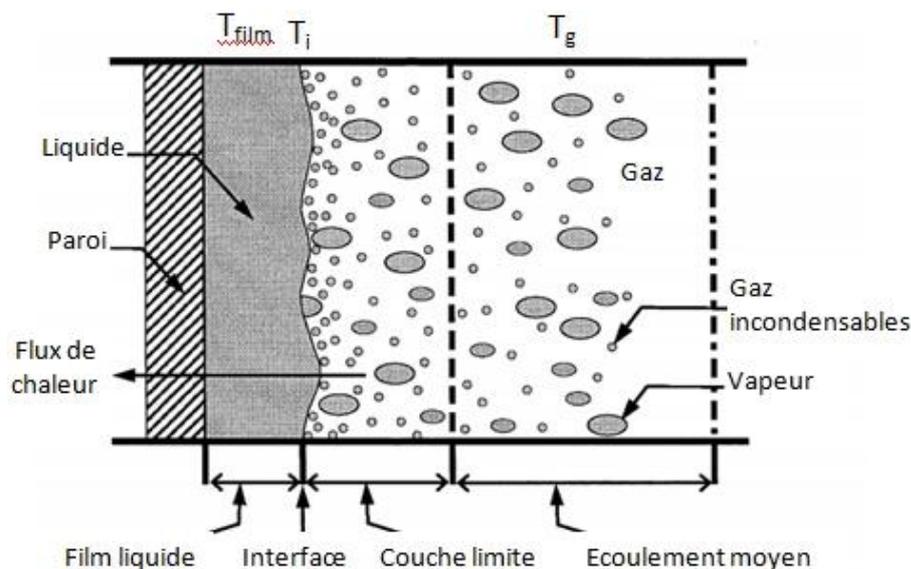


Fig. IV.1 : Condensation d'une vapeur à partir d'un mélange binaire le long d'une plaque plane verticale [11]

La représentation schématique du modèle physique et des coordonnées est exposée sur la figure (IV.2) ci-après.

Les directions longitudinale et normale à la surface sont x et y , respectivement, et les composantes de vitesse correspondantes sont u et v . Le mélange est caractérisé par une vitesse u_g suivant l'axe des x et v_g suivant l'axe des y , une température T_g , et une fraction

massique de gaz incondensable \tilde{x}_{nc} . Il est supposé que l'écoulement des phases gazeuse et liquide est laminaire et que l'écoulement du film de condensat se fait par gravité (\vec{g}). Les équations de conservation simplifiées pour un écoulement laminaire en régime permanent avec condensation sont décrites dans la section suivante.

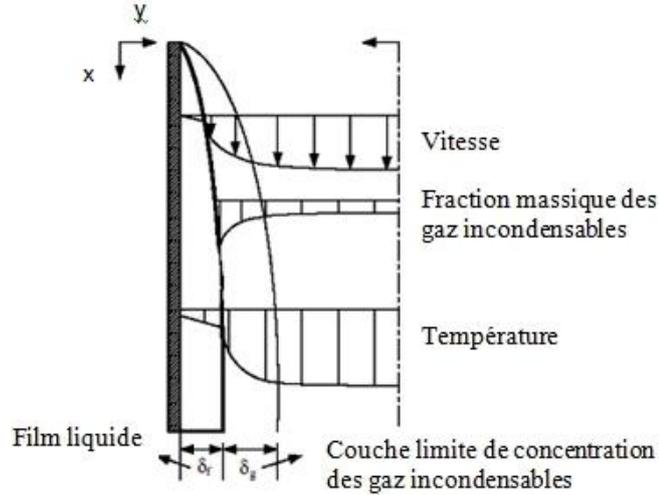


Fig. IV. 2 : Modèle de la condensation en film de la vapeur à partir d'un mélange binaire en écoulement sur une paroi plane verticale et isotherme [19]

2.1. Equation de continuité

L'équation de continuité est valide pour un fluide se composant d'une seule espèce, aussi bien que pour les mélanges dans lesquels la diffusion d'espèces peut se produire.

Pour le film de condensat ($\rho_l = \text{cste}$) s'écoulant en régime permanent, l'équation de continuité s'écrit :

$$\frac{\partial u_l}{\partial x} + \frac{\partial v_l}{\partial y} = 0 \quad (\text{IV.1})$$

Et pour le mélange gazeux, elle se met sous la forme :

$$\frac{\partial \rho_g u_g}{\partial x} + \frac{\partial \rho_g v_g}{\partial y} = 0 \quad (\text{IV.2})$$

2.2. Conservation de la quantité de mouvement

Pour le film liquide en écoulement permanent, l'équation de la quantité de mouvement est donnée par :

$$\rho_l \left(u_l \frac{\partial u_l}{\partial x} + v_l \frac{\partial u_l}{\partial y} \right) = \rho_l g + \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu_l \frac{\partial u_l}{\partial y} \right) \quad (\text{IV.3})$$

et pour la phase gazeuse et en négligeant la chute de pression :

$$\rho_g \left(u_g \frac{\partial u_g}{\partial x} + v_g \frac{\partial u_g}{\partial y} \right) = \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu_g \frac{\partial u_g}{\partial y} \right) \quad (\text{IV.4})$$

2.3. Conservation des espèces

On suppose qu'il n'y a pas de diffusion des espèces dans la phase liquide et que la diffusion des molécules de la vapeur dans le mélange gazeux ne se fait que perpendiculairement à la paroi. L'équation de conservation des espèces prend la forme :

$$\frac{\partial(\rho_g u_g C_v)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho_g v_g C_v)}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left(\rho_g D_{AB} \frac{\partial C_v}{\partial y} \right) \quad (\text{IV.5})$$

où C_v est la concentration massique des molécules de vapeur dans le mélange.

2.4. Equation de l'énergie

En régime permanent, et pour la phase liquide, l'équation de l'énergie s'écrit :

$$\rho_l \left[u_l \frac{\partial(C_{pl} T_l)}{\partial x} + v_l \frac{\partial(C_{pl} T_l)}{\partial y} \right] = \frac{\partial}{\partial y} \left(k_l \frac{\partial T_l}{\partial y} \right) \quad (\text{IV.6})$$

où C_{pl} , la chaleur spécifique du liquide.

et pour la phase gazeuse :

$$\rho_v \left[u_v \frac{\partial(C_{pg} T_g)}{\partial x} + v_g \frac{\partial(C_{pg} T_g)}{\partial y} \right] = \frac{\partial}{\partial y} \left(k_g \frac{\partial T_g}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\rho_v D_{ab} (C_{pl} - C_{pg}) \frac{\partial C_v}{\partial y} T_g \right) \quad (\text{IV.7})$$

où C_{pg} , la chaleur spécifique du mélange gazeux.

3. Corrélations du transfert de masse et de chaleur dans la condensation sur un faisceau de tubes en écoulement croisé

Le modèle physique pour la condensation de la vapeur à partir d'un mélange sur une paroi plane a été établi, mais, celui de cette condensation sur un faisceau de tubes fait encore parti des problèmes dont on continue à chercher la solution [9]. Les approches utilisées ont recours à l'introduction de facteurs de correction dans les corrélations de transfert de masse et de chaleur déjà existantes ; c'est notamment le cas de Stefan et d'Ackerman dont les facteurs tiennent compte de l'effet des gaz incondensables. [11]

Etudier le problème de la condensation à partir d'un mélange vapeur-gaz incondensables sur un faisceau de tubes à l'aide des corrélations nécessite la disponibilité de :

- a. Une corrélation qui donne le coefficient de transfert de chaleur dans la phase gazeuse ;
- b. Un facteur de correction du coefficient de transfert de chaleur ;
- c. Une corrélation qui donne le coefficient de transfert de masse dans la phase gazeuse ;
- d. Un facteur de correction du coefficient de transfert de masse
- e. Une corrélation relative au calcul du coefficient d'échange de chaleur dans le film de condensat ;

Sur la figure (IV.3) ci-dessous, nous avons représenté schématiquement la situation mettant en jeu un mélange vapeur-gaz incondensable en écoulement perpendiculaire à un faisceau de tubes parcourus à l'intérieur par un fluide de refroidissement.

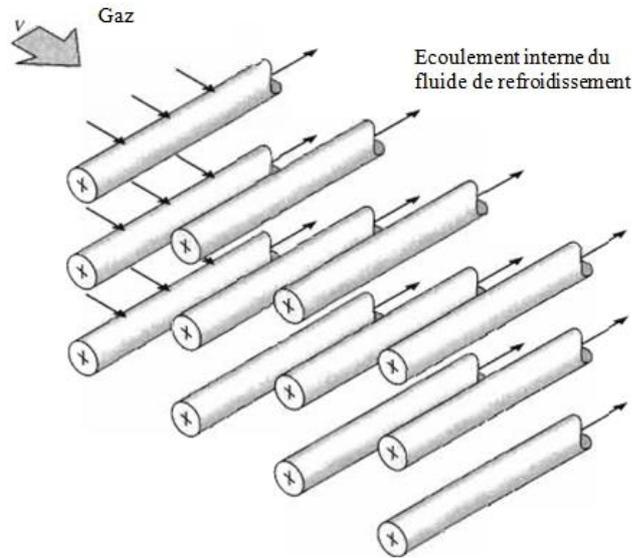


Fig. IV. 3 : Ecoulement d'un gaz à travers un faisceau de tubes parcourus par un fluide de refroidissement [4]

Lors de la condensation de la vapeur à partir d'un mélange en mouvement sur un faisceau de tubes et dans le cas où la condensation en phase gazeuse est négligée, l'écoulement du mélange et celui du condensat sont monophasiques (Fig. IV.4) ci après.

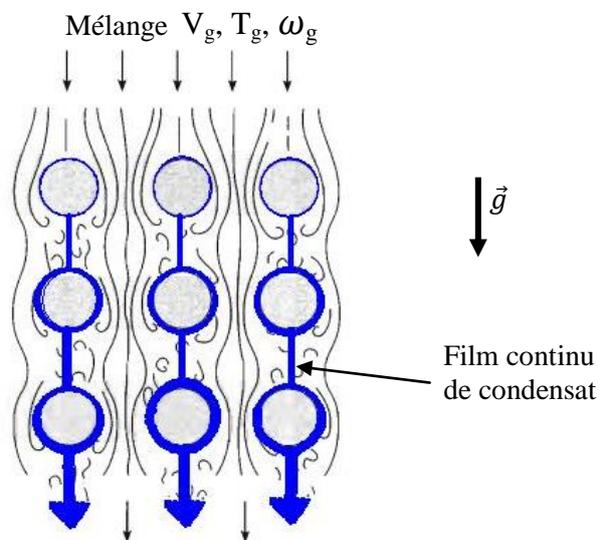


Fig. IV.4 : Condensation sur un faisceau de tubes

La figure (IV.5) illustre, à l'échelle microscopique, le phénomène de condensation sur un seul tube de la configuration.

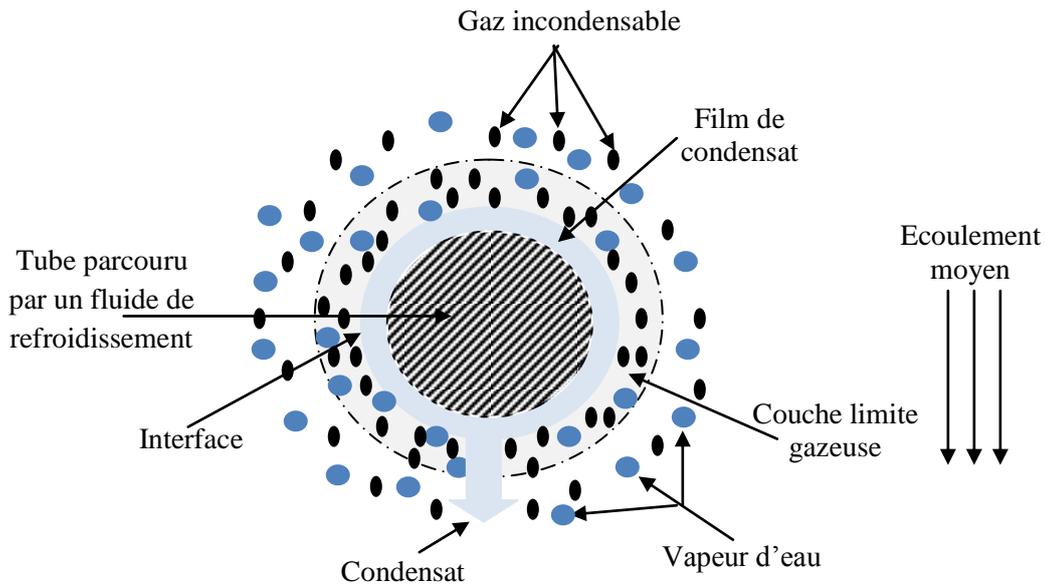


Fig. IV.5 : Condensation de la vapeur à partir d'un gaz en écoulement sur un tube horizontal parcouru par un fluide de refroidissement

3.1. Modélisation des transferts de chaleur et de masse

L'écoulement du mélange se fait à travers un faisceau de tubes. La température à la surface des tubes exposée au flux des gaz est supposée constante et égale à T_s sur tous les tubes. De cette hypothèse, Zukauskas (1978) a proposé une corrélation du nombre adimensionnel de Nusselt de la forme : [4]

$$\overline{Nu}_D = C Re_{D,max}^m Pr^{0.36} \left(\frac{Pr}{Pr_s}\right)^{\frac{1}{4}} \quad (IV.8)$$

pour
$$\left[\begin{array}{c} N_L \geq 20 \\ 0.7 \leq Pr \leq 500 \\ 1000 \leq Re_{D,max} \leq 2.10^6 \end{array} \right]$$

où N_L est le nombre de rangée de tubes dans la direction de l'écoulement des gaz et l'indice « s » se réfère à la surface. Il est à noter que toutes les propriétés du fluide à l'exception de Pr_s sont évaluées à la température moyenne arithmétique du fluide entre l'entrée et la sortie du faisceau de tubes.

Pour une configuration alignée de tubes, les constantes C et m figurant dans l'équation (IV.8) sont données au tableau (IV.1) ci-après.

Tableau. IV. 1 : Constantes de l'équation (IV.8) pour un écoulement croisé [4]

$Re_{D,max}$	$10-10^2$	10^2-10^3	$10^3-2 \cdot 10^5$ et $(S_T/S_L > 0.7)^a$	$2 \cdot 10^5 - 2 \cdot 10^6$
C	0.80	0.51	0.27	0.021
M	0.4	0.5	0.63	0.84

()^a : Le transfert de chaleur est inefficace et les tubes alignés ne doivent pas être utilisés.

Si $N_L < 20$, un facteur de correction C_2 doit être introduit et le nombre de Nusselt devient [4]:

$$\overline{Nu}_D|_{(N_L < 20)} = C_2 \overline{Nu}_D|_{(N_L \geq 20)} \quad (IV.9)$$

Les valeurs de C_2 sont portées au tableau (IV.2) ci-dessous pour différentes valeurs de N_L .

Tableau IV.2 : Facteur de correction C_2 pour l'équation (IV.9) pour $N_L < 20$ et $Re_{D,max} \geq 10^3$ [4]

N_L	1	2	3	4	5	7	10	13	16
C₂	0.70	0.80	0.86	0.90	0.92	0.95	0.97	0.98	0.99

Le nombre de Reynolds ($Re_{D,max}$) figurant dans la formule (IV.8) est calculé moyennant la vitesse maximale qu'atteint le fluide dans le faisceau de tubes. Pour un arrangement aligné, le fluide atteint sa vitesse maximale (V_{max}) sur la section A_1 du plan transversal comportant les axes des différents tubes de la nappe (Fig. IV.6) ; et par l'application du principe de la conservation de la masse, on trouve :

$$V_{max} = \frac{S_T}{S_T - D} V \quad (IV.10)$$

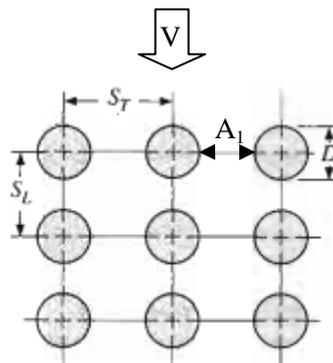


Fig. IV.6 : Dimensions caractéristiques d'un faisceau de tubes alignés [4]

Pour estimer le taux de chaleur échangé entre le gaz et le fluide de refroidissement, on utilise la différence de température moyenne logarithmique :

$$\Delta T_{lm} = \frac{(T_s - T_{in}) - (T_s - T_{out})}{\ln\left(\frac{T_s - T_{in}}{T_s - T_{out}}\right)} \quad (\text{IV.11})$$

où T_{in} et T_{out} sont les températures du gaz à l'entrée et à la sortie du faisceau, respectivement, et T_s la température de la paroi. La température à la sortie des tubes est estimée d'après la relation :

$$\frac{T_s - T_{out}}{T_s - T_{in}} = \exp\left(-\frac{\pi DN \bar{h}}{\rho V N_T S_T c_p}\right) \quad (\text{IV.12})$$

où N est le nombre total de tubes dans le faisceau ; N_T , le nombre de tubes dans le plan transversal et V la vitesse du fluide à l'entrée.

Notons que dans l'équation (IV.12), \bar{h} est dépendant de la température du gaz à la sortie du faisceau (T_{out}). Donc le calcul de T_{out} se fera en même temps que celui de \bar{h} qui est donné par l'équation (IV.8), les équations sont résolues simultanément par un schéma itératif qui doit converger vers les valeurs de \bar{h} et T_{out} .

Une fois ΔT_{lm} connue, le taux du transfert de chaleur par unité de longueur des tubes se calculera comme suit :

$$q' = N(\bar{h}\pi D \Delta T_{lm}) \quad (\text{IV.13})$$

Comme il y a présence des gaz incondensables, on calcule le coefficient de transfert de chaleur par l'introduction du facteur de correction d'Ackerman défini par [20] :

$$\zeta_{Ackerman} = \frac{-\phi}{\exp(-\phi) - 1} \text{ avec } \phi = \frac{|\dot{m}_{cond}| C_{pg}}{A \bar{h}}$$

où \dot{m}_{cond} est le débit massique du condensat ; A , la surface d'échange et C_{pg} la chaleur spécifique du gaz.

Le facteur d'Ackerman pourra être mis sous la forme :

$$\zeta_{Ackerman} = \frac{\frac{\dot{m}''_{cond} C_{pg}}{\bar{h}}}{\exp\left(\frac{\dot{m}''_{cond} C_{pg}}{\bar{h}}\right) - 1} \quad (\text{IV.14})$$

avec \dot{m}''_{cond} , flux massique de condensation, est donné par de l'expression [4] :

$$\dot{m}'' = \beta \rho_g (\tilde{x}_\infty - \tilde{x}_i) = \beta \rho_g \frac{P_{v,\infty} - P_{v,i}}{P} = \frac{\beta}{R_g T_{g,\infty}} [P_{v,\infty} - P_{v,i}] \quad (\text{IV.15})$$

avec \tilde{x} , la concentration massique des molécules de vapeur ; P , la pression du mélange, et R_g la constante du gaz. Les indices i, ∞, v et g se réfèrent à l'interface, l'écoulement moyen, la vapeur et le mélange, respectivement.

Et la chaleur transférée serait alors :

$$q' = N(\zeta_{Ackerman} \bar{h} \pi D \Delta T_{lm}) \quad (IV.16)$$

Souvent, on donne une importance majeure aux pertes de pression associées à l'écoulement à travers un faisceau de tubes. La chute de pression peut être calculée à partir de la corrélation [4]:

$$\Delta P = N_L \chi \left(\frac{\rho V_{max}^2}{2} \right) f \quad (IV.17)$$

Le coefficient de perte de charge f et le facteur de correction χ sont représentés sur la figure (IV.6) ci-après.

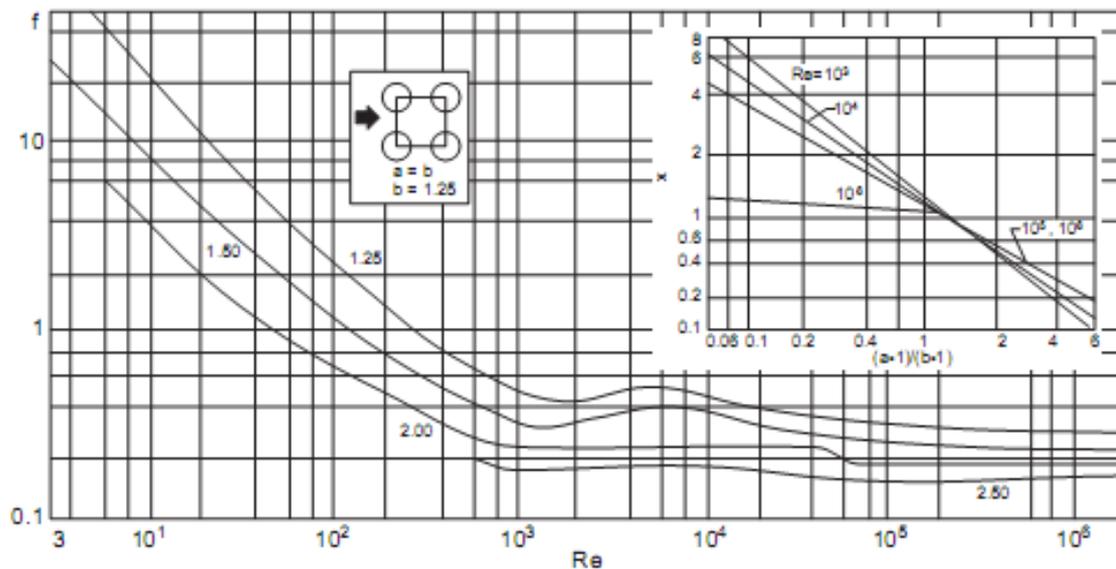


Fig. IV.7: Coefficient de frottement et facteur de correction pour l'équation (IV.17). [17]

$P_T \equiv S_T/D$ égaux. Le facteur de correction χ , représenté sur la même figure, généralise l'application de la formule (IV.17) pour des valeurs de P_L et P_T différentes.

Dans le cadre de cette étude, nous négligeons la perte de pression à travers le faisceau de tubes.

Le transfert de masse sera traité par analogie avec le transfert de chaleur ; ce qui signifie que le coefficient de transfert de masse sera évalué à l'aide d'une corrélation semblable à l'équation (IV.8) dans laquelle le nombre de Nusselt (Nu) sera remplacé par le nombre de Sherwood (Sh) et celui de Prandtl (Pr) par celui de Schmidt (Sc).

La corrélation (IV.8) deviendrait alors :

$$\frac{\bar{\beta} D}{D_{ij}} = \overline{Sh}_D = C Re_{D,max}^m Sc^{0.36} \left(\frac{Sc}{Sc_s} \right)^{\frac{1}{4}} \quad (IV.18)$$

avec

$$\left[\begin{array}{l} N_L \geq 20 \\ 0.7 \leq Sc \leq 500 \\ 1000 \leq Re_{D,max} \leq 2.10^6 \end{array} \right]$$

où $\bar{\beta}$ est le coefficient de transfert de masse moyen et D_{ij} le coefficient de diffusion binaire de l'espèce i dans l'espèce j . Toutes les propriétés du fluide à l'exception de Sc_s sont à

évaluer à la température moyenne arithmétique du fluide entre l'entrée et la sortie du faisceau de tubes. Les constantes C et m sont les mêmes que celles figurant au tableau (IV.1).

Plusieurs corrélations empiriques sont proposées dans la littérature pour estimer le coefficient de diffusion dans les mélanges gazeux binaires à des pressions pouvant aller jusqu'à environ 10 bars. Des valeurs expérimentales sont disponibles pour plusieurs paires de substances.

Dans le cadre de cette étude, nous avons utilisé celle de Fuller et al. [8] :

$$D_{ij} = \frac{0.01013 T^{1.75} \left(\frac{1}{\tilde{M}_i} + \frac{1}{\tilde{M}_j} \right)^{1/2}}{P \left[(\Sigma v_i)^{1/3} + (\Sigma v_j)^{1/3} \right]^2} \quad (\text{IV.19})$$

où T et P sont la pression (Pa) et la température (K), respectivement, et D_{ij} le coefficient de diffusion (m^2/s). \tilde{M}_i et \tilde{M}_j sont les masses molaires de l'espèce i et de l'espèce j . Les Σv donnés au tableau (IV.3) sont des groupes de contribution obtenus en additionnant des volumes de diffusion atomique de chaque constituant du mélange binaire.

Pour les mélanges air-hydrocarbure, les divergences n'excèdent pas les 9% et pour les autres mélanges, la déviation moyenne est d'environ 6%. [8]

Tableau IV.3 : Incréments volumiques de diffusion et volumes de diffusion de quelques molécules [8]

Incréments volumiques de diffusion atomique et structurale v			
C	16.5	Cl	19.5 ^a
H	1.98	S	17.0 ^a
O	5.481	Composés Aromatiques cycliques	-20.2
N	5.69 ^a		
Volumes de diffusion de quelques molécules simples (Σv)			
H ₂	7.07	CO ₂	26.9
He	2.88	N ₂ O	35.9
N ₂	17.9	NH ₃	14.9
O ₂	16.6	H ₂ O	12.7
Air	20.1	CCl ₂ F ₂	114.8 ^a
Ar	16.1	SF ₆	69.7 ^a
Kr	22.8	Cl ₂	37.7 ^a
Xe	37.9 ^a	Br ₂	67.2 ^a
CO	18.9	SO ₂	41.1 ^a

(^a) : la valeur citée est basée seulement sur quelques données expérimentales.

Le facteur de correction qui nous permet de rendre compte de l'influence des gaz inertes, connu sous le nom de facteur de correction de Stefan, est défini par [20] :

$$\zeta_{Stefan} = \frac{\dot{n}''_{cond} / C\beta}{\exp(\dot{n}''_{cond} / C\beta) - 1}$$

où \dot{n}''_{cond} est le flux molaire du condensat et C la concentration molaire.

Ce facteur pourra être écrit sous la forme :

$$\zeta_{Stefan} = \frac{\dot{m}''_{cond} / \rho\beta}{\exp(\dot{m}''_{cond} / \rho\beta) - 1} \quad (IV.20)$$

où \dot{m}''_{cond} est donné par l'équation (IV.15).

3.2. Transfert de chaleur dans le film de condensat

Pour une seule rangée verticale se composant de N_L tubes horizontaux (Fig II.7), le coefficient de transfert de chaleur moyen se calcule d'après l'expression (II.59). Voir chapitre II :

$$\bar{h}_{D,N_L} = 0.729 \left[\frac{g\rho_l(\rho_l - \rho_v)k_l^3 i_{fg}^*}{N_L \mu_l (T_{sat} - T_s) D} \right]^{1/4} = \bar{h}^1 N_L^{-1/4} \quad (II.59)$$

où \bar{h}^1 est le coefficient de transfert de chaleur moyen pour le premier tube (de la 1ère rangée) qui est égal au coefficient de convection lors de la condensation sur un tube isolé.

La température du film ou la température à laquelle on évalue les propriétés du condensat est évaluée par [2] :

$$T_f = \alpha T_s + (1 - \alpha) T_{sat} \quad (IV.21)$$

Les valeurs recommandées de α sont comprises entre 0.5 et 0.75. On prend $\alpha = 0.75$. [2]

L'enthalpie de condensation corrigée (i_{fg}^*) est évaluée par l'expression (II.44) ou (II.45) selon les conditions dans lesquels se trouve le film et sa vapeur.

La réduction de \bar{h}_{D,N_L} avec l'augmentation du nombre de tubes (N_L) est causée par l'épaississement du film en passant d'un tube au tube suivant. Pour l'ensemble des tubes, il est supposé que le condensat s'écoule continûment. Les résultats obtenus par cette corrélation sont, en général, en bon accord avec les données expérimentales. Les faibles écarts constatés pourraient être attribués aux ondulations apparaissant à la surface du film ou au fait d'avoir négligé les frottements entre la phase liquide et la phase gazeuse ainsi qu'au gain d'énergie cinétique ; en effet, ces facteurs entraînent un amincissement du film de condensat et conduisent à une amélioration du transfert de chaleur. [4]

Le coefficient de transfert de chaleur moyen sur un tube se trouvant à la position « j » dans une rangée de tubes verticale est relié à au coefficient \bar{h}^1 du premier tube par la relation (II.60) :

$$\frac{\bar{h}^j}{\bar{h}^1} = j^{3/4} - (j - 1)^{3/4} \quad (\text{II.60})$$

donnée par Nusselt et ceux donnés par Kern en remplaçant s par $1/6$ dans l'expression (II.61):

$$\frac{\bar{h}^j}{\bar{h}^1} = j^{5/6} - (j - 1)^{5/6} \quad (\text{IV.22})$$

CHAPITRE V

**SIMULATION DE LA CONDENSATION
DE LA VAPEUR D'EAU DANS UNE
BATTERIE DE TUBES A PARTIR DES
FUMÉES ISSUES DE LA COMBUSTION
DU GAZ NATUREL**

1. Introduction

Dans ce chapitre, nous allons modéliser puis résoudre les équations de la condensation de la vapeur d'eau à partir des fumées issues de la combustion du gaz naturel avec un comburant constitué à 40% de vapeur d'eau, ce qui correspond, d'après les calculs effectués par L. KOUFI [21], à une humidité spécifique des fumées $\omega = 0.565$ kg de vapeur par kg de fumées sèches. Nous nous fixons pour objectif de déterminer le nombre de rangées de tubes verticales qui permettrait de récupérer la totalité de l'eau injectée dans le comburant, en ramenant l'humidité spécifique des fumées à la sortie de la batterie à une valeur d'environ 0.07 kg de vapeur/kg de fumées sèches, valeur qui correspond à l'humidité des fumées si la combustion avait lieu sans injection de vapeur d'eau. Les distributions des températures du gaz et du film de condensat le long de la batterie seront également établies, ainsi que celles du taux d'humidité spécifique et du débit du condensat. Ces calculs pourront être utilisés pour le dimensionnement préliminaire d'un condenseur de fumées.

2. Choix de la configuration de la batterie de tubes et des dimensions des tubes

2.1. Configuration

Les pertes de pression dans les échangeurs tubulaires ne varient quasiment pas d'une configuration à une autre. Les niveaux vibratoires et les performances ne sont pas affectés non plus. Pour des fluides propres, les tubes en quinconce, qui forment un angle de 30° ou de 60° , sont généralement choisis ; mais, pour des fluides susceptibles d'encrasser les surfaces, des tubes arrangés en quinconce (angle de 45°) ou alignés (90°) sont utilisés afin de faciliter le nettoyage [17].

Les fumées ne peuvent pas être considérées comme étant un fluide propre, et ce quelque soit leur composition. Leur passage à travers un échangeur de chaleur cause l'encrassement de la surface exposée. On adopte donc un arrangement de tubes aligné (90°), représenté à la figure (IV.6) que nous reprenons ci-après.

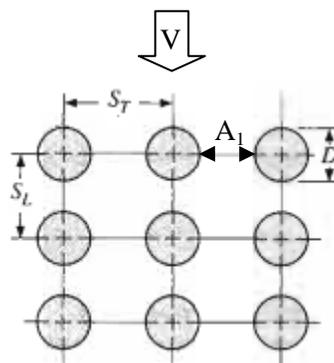


Fig. IV.6 : Dimensions caractéristiques d'un faisceau de tubes alignés [4]

2.2. Paramètres géométriques

Les tubes utilisés dans les échangeurs de chaleur sont de diamètres extérieurs normalisés. Ils peuvent être de $1/4$; $3/8$; $1/2$; $5/8$; $3/4$; 1 ; $1\ 1/4$ ou encore $1\ 1/2$ pouce ("). L'épaisseur des tubes est mesurée à l'échelle BWG (Birmingham Wire Gauge), voir annexe B. Les tubes les plus communément utilisés dans les procédés chimiques et les échangeurs où il y a changement de phase ont des diamètres extérieurs de 19 et 25 mm ($3/4$ et 1"). Quant aux longueurs standards, elles sont de : 8 ; 10 ; 12 ; 16 et 20 ft. [16]

Quelques valeurs de l'espacement longitudinal S_L et transversal S_T en fonction du diamètre extérieur des tubes sont données au tableau V.1 ci-dessous. Ces valeurs correspondent à une configuration carrée de tubes où le rapport S_T/S_L est égal à l'unité.

Tableau V.1 : Valeurs de S_T et S_L recommandées pour les tubes standards. [16]

Diamètre extérieur (")	$3/4$	1	$1\ 1/4$	$1\ 1/2$
$S_T = S_L$ (")	1	$1\ 1/4$	$1\ 9/16$	$1\ 7/8$

Un rapport S_T/D de 1.25 ou 1.33 est souvent utilisé s'il n'y a pas de restriction sur les pertes de pression. Pour d'autres cas, on utilise un rapport de 1.5. [17]

Lors de sa conception, il est plus pratique de prévoir 15% de surface d'échange supplémentaire pour le condenseur afin de garantir son fonctionnement même en présence d'encrassement [16] ; sans oublier d'effectuer un nettoyage périodique.

2.3. Conditions limites de fonctionnement

La connaissance des températures maximales que peut supporter le matériau des tubes pour garantir un bon fonctionnement est nécessaire. Quelques températures limites ainsi que les longueurs maximales autorisées pour les tubes en fonction du diamètre sont dressées au tableau (V.2) ci-après.

Tableau V.2 : Températures maximales de fonctionnement et longueurs maximales autorisées. [16]

Diamètre extérieur des tubes (mm)	Aciers fortement alliés, ($T_{\max}=400^{\circ}\text{C}$) Aciers faiblement alliés (454°C) Alliages Nickel-Cuivre (316°C) Nickel (454°C) Alliages Nickel-Chrome-Fer (538°C)	Aluminium et alliages d'aluminium, Cuivre et alliages de cuivre, Titane et Zirconium
19	$L_{\max} = 1520$	$L_{\max} = 1321$
25	1880	1626
32	2240	1930
38	2540	2210
50	3175	2794

A la lumière des considérations ci-dessus, nous avons opté dans le cas présent pour une configuration alignée carrée avec des tubes en acier inoxydable de nuance 316L (en norme AISI) ou encore Z6CND17 12 (en norme AFNOR, NFA 35573/574) et se présentant avec les dimensions caractéristiques suivantes :

- Diamètre extérieur des tubes : $D = 19 \text{ mm}$ ($3/4 \text{ ''}$)
- Espacement des tubes :

$$S_T = 25 \text{ mm (1'')}$$

$$S_L = 25 \text{ mm (1'')}$$

Nous allons également prendre un nombre de tubes égal à 20 dans la direction transversale, ce qui correspond à un encombrement transversal de 0.5 m.

3. Autres données préliminaires

3.1. Choix de la vitesse d'entrée du gaz

Lors du dimensionnement d'un condenseur, la vitesse d'approche du gaz doit avoir une valeur autour de 4ft/s (1.219m/s) qui constitue un meilleur compromis entre les pertes de charge et le transfert de chaleur [16]. Le débit du gaz sera donc calculé en conséquence.

3.2. Etat thermodynamique des gaz à l'entrée de la batterie

La condensation se fera à partir des fumées issues d'une combustion réalisée en présence d'une forte injection de vapeur d'eau, soit près de 40%. Les fumées parviennent à l'entrée de notre condenseur après avoir traversé une turbine à gaz et une succession d'échangeurs dans une chaudière de récupération d'un cycle combiné. Notre condenseur

sera situé au niveau de la cheminée. Nous avons estimé que l'état thermodynamique des fumées sera à cet endroit défini par les paramètres :

- Température : $T_{g,in} = 110^{\circ}C$
- Pression : $P = 101.325 \text{ kpa}$
- Humidité spécifique : $\omega_{in} = 0.565$

3.3. Humidité spécifique du gaz à la sortie de la batterie

Comme il a été dit plus haut en introduction, notre condenseur devra extraire des fumées toute l'eau qui a été injectée à l'air en amont de la chambre de combustion. A la sortie du condenseur, l'humidité spécifique devrait donc correspondre à celle qu'on aurait eue dans les fumées résultant d'une combustion sans injection de vapeur d'eau. Cette humidité, nous l'avons estimé à une valeur :

$$\omega_{out} = 0.07$$

4. Hypothèses

- On néglige les pertes de charge à travers la batterie
- Les fumées seront considérées comme un mélange de gaz parfaits constitué de gaz sec et de vapeur d'eau, par ailleurs les propriétés physiques du gaz sec seront assimilées à celles de l'air étant donné qu'il est constitué principalement d'azote.
- On admettra que le condensat ruissellera en film continu passant d'un tube au tube suivant sous l'effet de la gravité. On supposera également à cet effet qu'on ne sera jamais en présence du phénomène d'inondation qui bloquerait le passage du gaz et qui résulterait d'un épaissement excessif de couches de condensat appartenant à deux tubes adjacents.
- On admettra aussi que le gaz ne sera jamais absorbé par le condensat.
- Nous ne tiendrons pas compte de la condensation spontanée qui risquerait éventuellement de se produire au sein du gaz.
- Les tubes seront parcourus par un fluide de refroidissement qui va établir une température de paroi (T_s) que nous allons considérer constante le long d'une tranche de 10 cm de tube.

5. Procédure de calcul

5.1. Description de la procédure

Cette procédure va concerner en premier lieu une partie de la batterie de tubes comportant 20 rangées de tubes horizontales de 10 cm de longueur. Pour la disposition verticale, nous supposons d'abord un nombre de rangées $N_L = 100$ qui nous permettra de fixer la température du gaz à la sortie ($T_{g,out}$) puis d'évaluer, à travers la batterie, les

propriétés physiques moyennes du gaz et, à l'aide de corrélations, le coefficient de transfert de chaleur moyen (\bar{h}_g) ainsi que le coefficient de transfert de masse moyen ($\bar{\beta}_g$).

Dans une seconde étape, nous modélisons les échanges entre le gaz et les tubes en procédant au calcul des évolutions des températures du gaz (T_g), de l'interface (T_i) et de saturation (T_{sat}) supposée se produire à la surface de la couche de condensat (étant donné que nous avons admis l'absence de condensation spontanée et que donc la vapeur se déplace au sein du gaz par diffusion moléculaire), le long de la batterie en la subdivisant en petits volumes de contrôle autour des tubes et en la parcourant de haut vers le bas ; ce faisant, nous procéderons également au calcul des évolutions du débit de condensat et de l'humidité spécifique.

Le test effectué sur l'humidité spécifique nous permettra de déterminer à quel niveau la valeur ω_{out} est atteinte et le nombre de rangées verticales correspondant. Ceci permettra de corriger la valeur de N_L choisie au départ et de reprendre toute la procédure depuis le début. On procédera ainsi jusqu'à convergence des calculs.

Les différentes étapes de calcul sont décrites avec plus de détails dans les paragraphes ci-dessous, et une vue d'ensemble de l'organigramme de calcul est présentée en annexe D.

5.2. Calcul de la masse molaire apparente des gaz et de leur constante R_g

Le débit massique des fumées sera calculé à l'entrée de la batterie où les conditions thermodynamiques, la section de passage ainsi que la vitesse sont connues. Ce calcul fera intervenir :

- L'équation de continuité :

$$\dot{m}_g = \rho_g V_g S \quad (V.1)$$

- L'équation d'état pour évaluer la masse volumique:

$$\rho_g = \frac{P}{R_g T_{g,in}} \quad (V.2)$$

- L'équation qui permet le calcul de la constante du gaz à partir de la masse molaire apparente et de la constante universelle des gaz parfaits :

$$R_g = \frac{R}{\tilde{M}_g} \quad (V.3)$$

avec \tilde{M}_g donnée par :

$$\tilde{M}_g = \tilde{y}_v \tilde{M}_v + (1 - \tilde{y}_v) \tilde{M}_{gs} \quad (V.4)$$

où \tilde{M}_v est la masse molaire de la vapeur ; \tilde{M}_{gs} , la masse molaire des fumées sèches et \tilde{y}_v , la fraction molaire de la vapeur.

Les équations (V.1) à (V.4) forment un système de 4 équations où les inconnues implicites sont $\dot{m}_g, \tilde{M}_g, \rho_g$ et R_g .

La résolution d'un tel système suit la procédure itérative décrite dans l'organigramme ci-après.

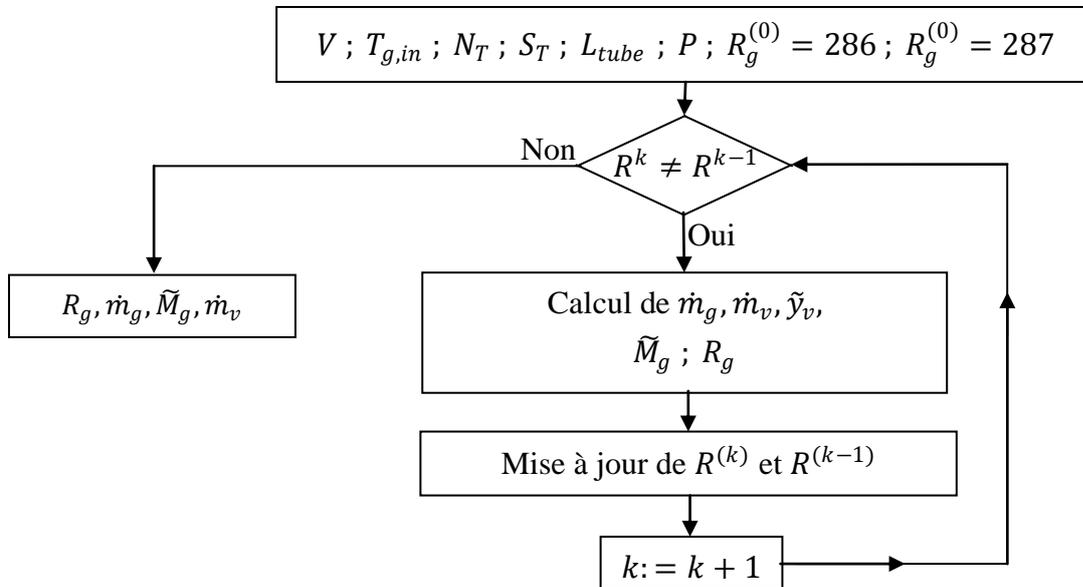


Fig. V. 1 : Organigramme de calcul de la constante de gaz et des débits de gaz et de vapeur

5.3. Evaluation de la température des gaz à la sortie de la batterie, des propriétés physiques moyennes du gaz à travers la batterie et des coefficients de transfert moyens pour un nombre de tubes N_L donné

A ce stade des calculs, la température des gaz à la sortie de la batterie ($T_{g,out}$) étant inconnue, les propriétés physiques du gaz seront d'abord évaluées à la température d'entrée ($T_{g,in}$). Ensuite, on calcule le coefficient d'échange de chaleur moyen (\bar{h}_g) entre le gaz et la paroi des tubes à travers la batterie à l'aide des corrélations (IV.8) et (IV.9) ; puis la température des gaz à la sortie ($T_{g,out}$) à l'aide de l'expression (IV.12). La température moyenne à travers la batterie pourra ainsi être évaluée et les propriétés physiques moyennes du gaz corrigées. Cette procédure est répétée jusqu'à ce que la température ($T_{g,out}$) reste inchangée pour deux itérations successives.

Cette étape des calculs nous permet d'obtenir pour un nombre de rangées verticales (N_L) donné, la température du gaz à la sortie de la batterie ($T_{g,out}$) et les coefficients de transfert de chaleur et de masse moyens (\bar{h}_g) et ($\bar{\beta}_g$).

L'organigramme de cette procédure est présenté ci-après, suivi de quelques détails pertinents sur la démarche des calculs.

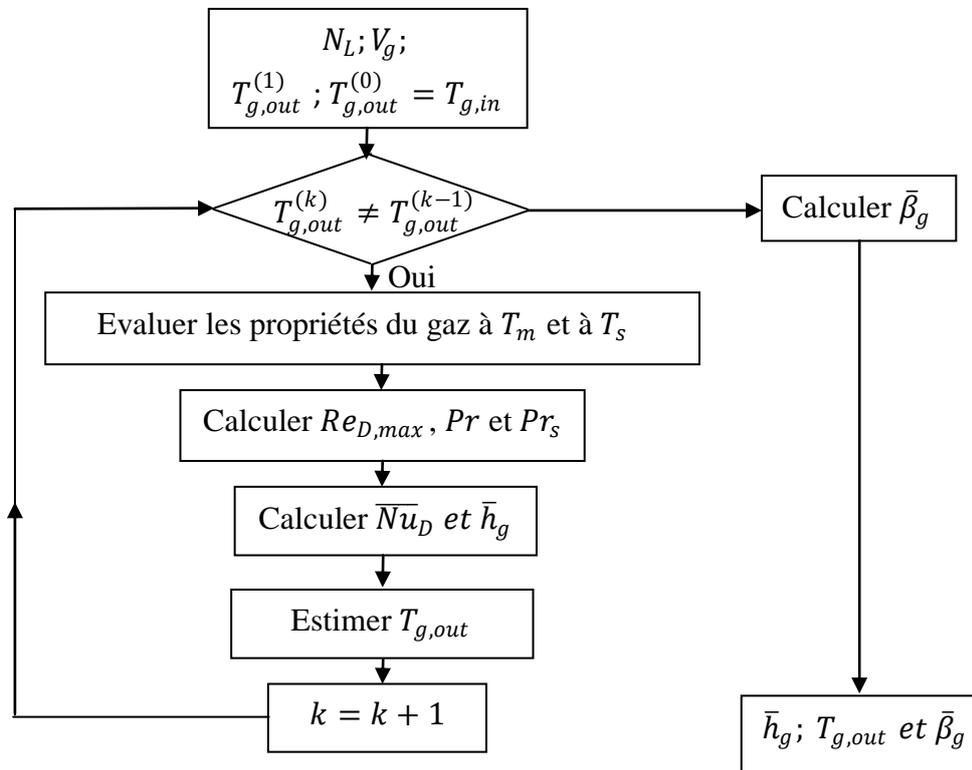


Fig. V.2 : Organigramme de calcul de la température $T_{g,out}$ et des coefficients \bar{h}_g et $\bar{\beta}_g$.

5.3.1. Evaluation des propriétés physiques du gaz

Les propriétés physiques moyennes du gaz qui interviennent dans les calculs sont la chaleur spécifique (c_{pg}), la viscosité (μ_g) et la conductivité thermique (k_g). Elles seront évaluées à la température moyenne du gaz à travers la batterie (T_m) et également à la température de la paroi (T_s).

La température moyenne du gaz (T_m) à travers la batterie est donnée par [4] :

$$T_m = \left(\frac{T_{g,out} + T_{g,in}}{2} + T_s \right) / 2 \quad (V.5)$$

Les propriétés physiques moyennes du gaz sont évaluées à cette température, comme suit :

Chaleur spécifique

$$C_{pg} = \tilde{x}_v C_{pv}(T_m) + [1 - \tilde{x}_v]C_{p,gs}(T_m) \quad (V.6)$$

où \tilde{x}_v , fraction massique de la vapeur, est calculé à partir de l'expression :

$$\tilde{x}_v = \frac{\bar{m}_v}{\bar{m}_v + \bar{m}_{gs}} \quad (V.7)$$

où \bar{m}_v est le débit moyen de la vapeur à travers la batterie, donné par :

$$\bar{m}_v = \frac{\dot{m}_{v,in} + \dot{m}_{v,out}}{2} \quad (V.8)$$

avec : $\dot{m}_{v,in} = \omega_{in} \dot{m}_{gs}$ et $\dot{m}_{v,out} = \omega_{out} \dot{m}_{gs}$ où $\dot{m}_{gs} = \dot{m}_g - \dot{m}_{v,in}$.

$C_{pv}(T_m)$ et $C_{p,gs}(T_m)$ sont évaluées à la température (T_m) à l'aide des corrélations (A.5) et (A.1) données en annexe A, respectivement.

Viscosité dynamique

Elle est donnée par les corrélations (A.14) et (A.15) figurant en annexe A :

$$\mu_g = \frac{\bar{y}_v \mu_v(T_m)}{\bar{y}_v + [1 - \bar{y}_v] \Omega_{vg}} + \frac{[1 - \bar{y}_v] \mu_{gs}(T_m)}{\bar{y}_v \Omega_{gv} + [1 - \bar{y}_v]} \quad (V.9)$$

où \bar{y}_v est la fraction molaire de la vapeur et Ω_{vg} et Ω_{gv} sont donnés par :

$$\Omega_{vg} = \frac{\left\{ 1 + \frac{[\mu_v(T_m)]^{\frac{1}{2}} [\bar{M}_v]^{\frac{1}{4}}}{[\mu_{gs}(T_m)]^{\frac{1}{2}} [\bar{M}_{gs}]^{\frac{1}{4}}} \right\}^2}{\left\{ 8 \left(1 + \frac{\bar{M}_v}{\bar{M}_{gs}} \right) \right\}^{\frac{1}{2}}} \quad \text{et} \quad \Omega_{gv} = \frac{\left\{ 1 + \frac{[\mu_{gs}(T_m)]^{\frac{1}{2}} [\bar{M}_v]^{\frac{1}{4}}}{[\mu_v(T_m)]^{\frac{1}{2}} [\bar{M}_{gs}]^{\frac{1}{4}}} \right\}^2}{\left\{ 8 \left(1 + \frac{\bar{M}_{gs}}{\bar{M}_v} \right) \right\}^{\frac{1}{2}}}$$

où \bar{M}_{gs} et \bar{M}_v sont les masses molaires des fumées sèches et de la vapeur, respectivement.

Conductivité thermique

Elle se calcule à l'aide des mêmes corrélations ci-dessus que la viscosité :

$$\text{On a dans ce cas : } \Omega_{vg} = \frac{\left\{ 1 + \frac{[k_v(T_m)]^{\frac{1}{2}} [\bar{M}_v]^{\frac{1}{4}}}{[k_{gs}(T_m)]^{\frac{1}{2}} [\bar{M}_{gs}]^{\frac{1}{4}}} \right\}^2}{\left\{ 8 \left(1 + \frac{\bar{M}_v}{\bar{M}_{gs}} \right) \right\}^{\frac{1}{2}}} \quad \text{et} \quad \Omega_{gv} = \frac{\left\{ 1 + \frac{[k_{gs}(T_m)]^{\frac{1}{2}} [\bar{M}_v]^{\frac{1}{4}}}{[k_v(T_m)]^{\frac{1}{2}} [\bar{M}_{gs}]^{\frac{1}{4}}} \right\}^2}{\left\{ 8 \left(1 + \frac{\bar{M}_{gs}}{\bar{M}_v} \right) \right\}^{\frac{1}{2}}}$$

ce qui donne la conductivité thermique :

$$k_g = \frac{\bar{y}_v k_v(T_m)}{\bar{y}_v + [1 - \bar{y}_v] \Omega_{vg}} + \frac{[1 - \bar{y}_v] k_{gs}(T_m)}{\bar{y}_v \Omega_{gv} + [1 - \bar{y}_v]} \quad (V.10)$$

Ces mêmes propriétés sont évaluées également à l'aide les mêmes corrélations à la température (T_s).

5.3.2. Calcul du coefficient de transfert de chaleur moyen \bar{h}_g

Le coefficient de transfert de chaleur moyen est obtenu à partir du nombre de Nusselt moyen sur l'ensemble des tubes, donné par les corrélations (IV.8) et (IV.9) figurant au chapitre IV :

$$\overline{Nu}_D = C C_2 Re_{max}^m Pr^{0.36} \left(\frac{Pr}{Pr_s} \right)^{0.25} \quad (V.11)$$

Dans cette corrélation, le nombre de Reynolds est basé sur la section minimale de passage du gaz où la vitesse d'écoulement est maximale, elle est obtenue à partir de la vitesse d'approche du gaz (V_g) par l'expression :

$$V_{max} = \frac{S_T}{S_T - D} V_g$$

Le nombre de Reynolds correspondant sera :

$$Re_{max} = \frac{P V_{max} D}{R_g T_m \mu_g} \quad (V.12)$$

Les constantes m et C sont choisies en fonction du nombre de Reynolds selon le tableau (IV.1) et la valeur du facteur de correction C_2 en fonction du nombre de tubes (N_L) à partir du tableau (IV.2). (Voir chapitre IV)

Le nombre de Prandtl, défini par $Pr = C_{pg} \mu_g / k_g$, sera calculé à l'aide des propriétés physiques déterminées ci-dessus.

Le nombre de Nusselt étant calculé, le coefficient de transfert de chaleur moyen s'obtient à partir de la formule de définition du nombre de Nusselt :

$$\bar{h}_g = \overline{Nu}_D k_g / D \quad (V.13)$$

5.3.3. Température des gaz à la sortie de la batterie $T_{g,out}$

La température des gaz à la sortie de la batterie de tubes sera obtenue à partir de l'expression (IV.12) comme suit :

$$T_{g,out} = T_s + (T_{g,in} - T_s) \exp\left(-\frac{\pi D N_L \bar{h}_g R_g T_m}{P V_g S_T C_{pg}}\right) \quad (V.14)$$

5.3.4. Calcul du coefficient de transfert de masse moyen $\bar{\beta}_g$

Le coefficient de transfert de masse moyen est obtenu à partir de la corrélation (IV.18) qui donne le nombre de Sherwood :

$$\overline{Sh}_D = C C_2 Re_{max}^m Sc^{0.36} \left(\frac{Sc}{Sc_s} \right)^{0.25} \quad (V.15)$$

Les constantes m , C et C_2 ont les mêmes valeurs que celles intervenant dans l'expression du nombre de Nusselt (V.9) ci-dessus, vu l'analogie entre les phénomènes de transfert de matière et de transfert de chaleur.

Pour l'évaluation du nombre de Schmidt, en plus des propriétés physiques calculées précédemment, il faut calculer également le coefficient de diffusion binaire de la vapeur dans les fumées aux températures T_m et T_s . Ce calcul se fera à l'aide de la corrélation (IV.19) et des valeurs portées au tableau (IV.3) (voir chapitre IV) comme suit :

$$D_{ab} = \frac{0.01013 T_m^{1.75} \sqrt{\frac{1}{M_{gs}} + \frac{1}{M_v}}}{P \cdot ((\Sigma v_v)^{1/3} + (\Sigma v_{gs})^{1/3})^2} \quad (V.16)$$

Le nombre de Schmidt est ensuite calculé à partir de son expression de définition :

$$Sc = \frac{v_g}{D_{ab}} = \frac{\mu_g R_g T_m}{P D_{ab}}$$

Le coefficient de transfert de masse moyen s'obtient à partir de la formule de définition du nombre de Sherwood :

$$\overline{\beta}_g = \overline{Sh}_D D_{ab} / D \quad (V.17)$$

5.4. Etablissement des distributions des températures, de l'humidité spécifique, du débit de condensat, et détermination du nombre de tubes nécessaire pour sortir avec $\omega = \omega_{out}$

La situation des échanges de chaleur et de matière entre le gaz et le fluide de refroidissement circulant à l'intérieur des tubes est bien représentée sur le schéma de la figure (V.3) ci-après.

La température du gaz à la sortie de la nappe « j », $T_{g,out}^j$, est évaluée à l'aide de l'expression (IV.12) comme pour la température moyenne à travers toute la batterie en remplaçant le nombre de nappes total (N_L) par le nombre de nappes cumulé jusqu'à la nappe « j » :

$$T_{g,out}^j = T_s + (T_{g,in} - T_s) \exp\left(-\frac{\pi D j \overline{h}_g R_g T_m}{P V_g S_T C_{pg}}\right) \quad (V.18)$$

La connaissance de cette température permet de calculer la température moyenne du gaz au niveau de la nappe « j » :

$$T_g^j = \frac{T_{g,in}^j + T_{g,out}^j}{2} \quad (V.19)$$

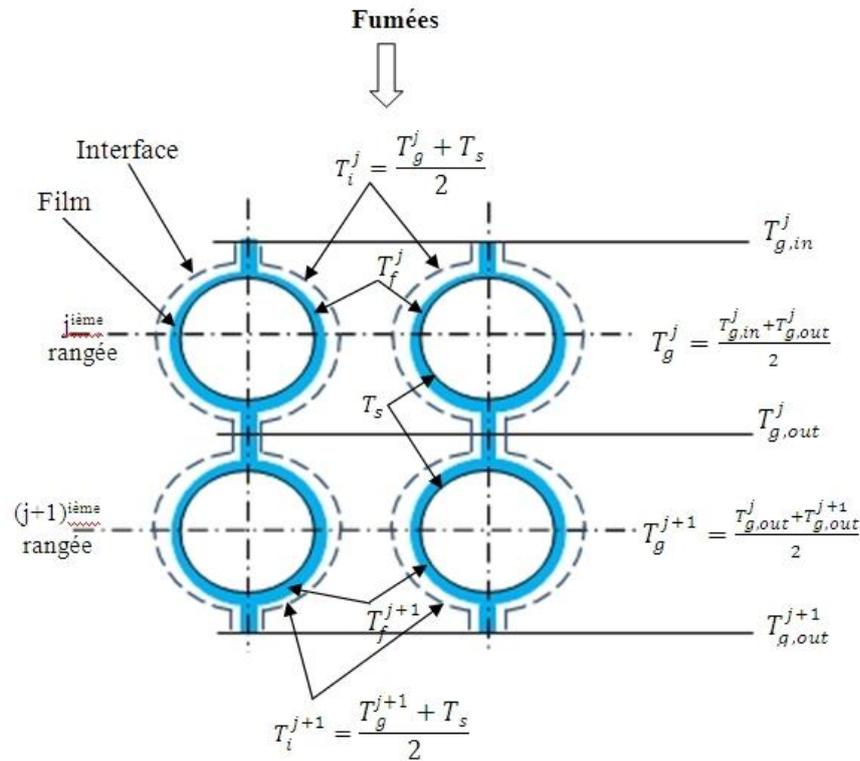


Fig. V.3 : Modèle d'échange entre le gaz et le fluide de refroidissement.

La température à l'interface du gaz et du condensat est donnée par l'expression [7] :

$$T_i^j = \frac{T_g^j + T_s}{2} \quad (\text{V.20})$$

Le calcul de l'humidité spécifique du gaz à la sortie de la nappe « j » se fera par un processus itératif combinant l'équation du transfert de masse et le bilan massique de la vapeur à travers la nappe « j ».

Pour calculer le débit de condensat sur les tubes de la nappe « j », nous avons besoin de connaître l'humidité spécifique moyenne du gaz à travers cette dernière (ω^j). On supposera donc, au départ, cette humidité spécifique moyenne égale à l'humidité spécifique à l'entrée de la nappe (ω_{in}^j).

On calcule la pression de vapeur moyenne du gaz au niveau de la nappe « j » à l'aide de l'expression :

$$P_v = \frac{0.001 P \cdot \omega^j}{0.62198 + \omega^j} \quad (\text{V.21})$$

et la pression de vapeur saturante à la température de l'interface (T_i^j) à l'aide de la corrélation (A.11) figurant à l'annexe A.

A présent, le débit de condensat au niveau de la nappe « j » peut être obtenu à l'aide de l'équation de transfert de masse (IV.15) :

$$\dot{m}_{cond}^j = \frac{\bar{\beta}_g}{R_g T_g^j} (P_v - P_{sat}(T_i^j)) N_T (\pi D + (S_L - D)) L_{tube} \quad (V.22)$$

Ensuite, par application du bilan massique sur la vapeur d'eau à travers la nappe « j », on obtient le débit de vapeur à la sortie de la nappe :

$$\dot{m}_{v,out}^j = \dot{m}_{v,in}^j - \dot{m}_{cond}^j \quad (V.23)$$

Puis, l'humidité spécifique à la sortie de la nappe :

$$\omega_{out}^j = \dot{m}_{v,out}^j / \dot{m}_{gs} \quad (V.24)$$

On calcule l'humidité spécifique moyenne à travers la nappe

$$\omega^j = \frac{\omega_{in}^j + \omega_{out}^j}{2}$$

et on reprend la procédure à partir du calcul de la pression de la vapeur jusqu'à ce que l'humidité spécifique calculée à la sortie de la nappe au cours de deux itérations successives soit la même à la précision des calculs près.

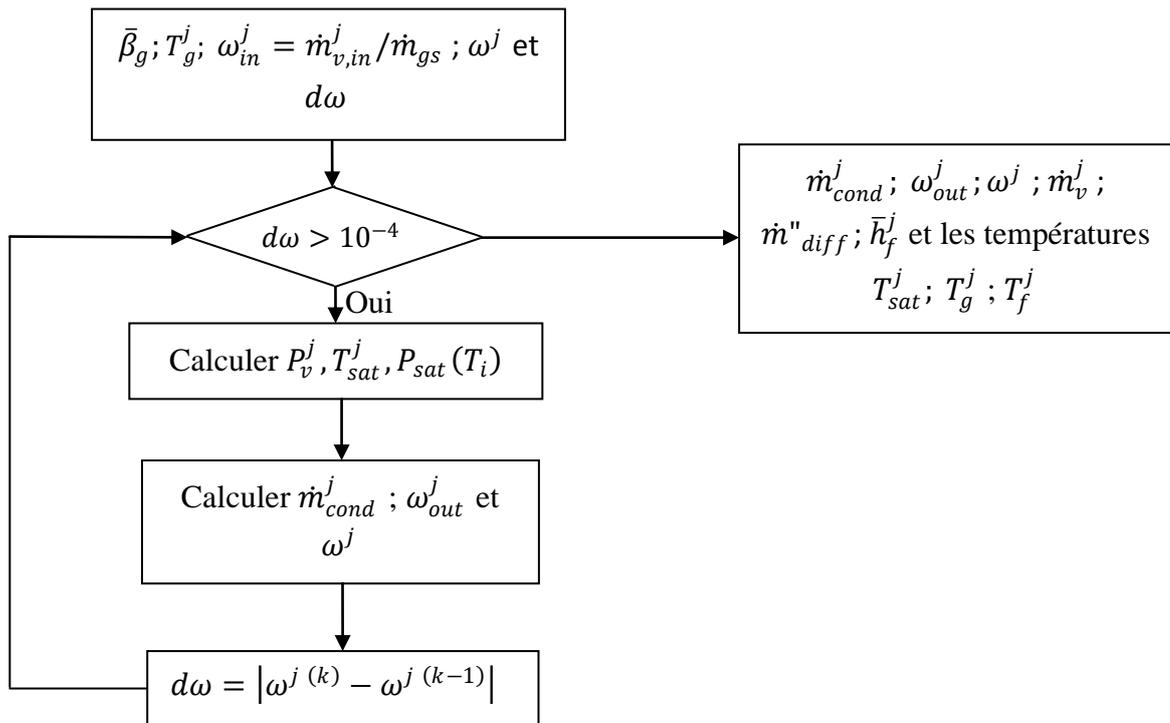


Fig. V.4 : Organigramme de détermination de l'humidité spécifique moyenne entre l'entrée et la sortie de la nappe de position « j » et du débit de condensat

5.4.1. Calcul de la température du film

La température de saturation, est donnée en fonction de la pression partielle de la vapeur dans le gaz par les manuels ASHRAE (équ. III.21) :

$$T_{sat}^j = 6.54 + 14.526 c + 0.7389 c^2 + 0.09486 c^3 + 0.4569 P_v^{0.1984} \quad (V.25)$$

avec $c = \log(P_v)$

La température du film de condensat au niveau de la nappe « j » se calcule par la formule (IV.21) :

$$T_f^j = 0.75 T_s + 0.25 T_{sat}^j \quad (V.26)$$

5.4.2. Vérification de la condition $\omega_{out}^j \leq \omega_{out}$

Après le calcul de chaque nappe « j », on vérifie si l'humidité spécifique à la sortie de la nappe (ω_{out}^j) est inférieure à l'humidité spécifique qu'on doit avoir à la sortie de la batterie (ω_{out}).

Si $\omega_{out}^j > \omega_{out}$, on passe à la nappe suivante « $j + 1$ »

Si $\omega_{out}^j \leq \omega_{out}$, on pose $N_L = j$ et on reprend les calculs à partir du paragraphe 5.3.

On procédera ainsi jusqu'à ce que le test donne $j = N_L$.

5.5. Calcul du coefficient d'échange moyen dans le film de condensat

Le coefficient de transfert de chaleur moyen du film sera calculé à l'aide la température moyenne du film

$$T_f = \frac{\sum_{j=1}^{N_L} T_f^j}{N_L}$$

L'enthalpie de condensation corrigée pour tenir compte du sous-refroidissement du film de condensat est donnée par l'équation (II.44) :

$$i_{fg}^* = i_{fg}(T_f) + 0.68 C p_l(T_f)(T_{sat} - T_s) \quad (V.27)$$

où $i_{fg}(T_f)$ est calculée en utilisant la corrélation (A.6) figurant à l'annexe A.

Le coefficient d'échange dans le film de condensat moyenné sur l'ensemble des tubes est donné par la formule de Nusselt (II.59) :

$$\bar{h}_f = 0.729 \left(\frac{9.81 \rho_l(T_f)(\rho_l(T_f) - \rho_v(T_f))(k_l(T_f))^3 i_{fg}^*}{\mu_l(T_f)(T_{sat} - T_s) D N_L} \right)^{\frac{1}{4}} \quad (V.28)$$

5.6. Débit total de condensat sur la couche d'épaisseur $\Delta l = 10 \text{ cm}$

Le débit de condensat total recueilli sur les tubes de la couche d'épaisseur $\Delta l = 10 \text{ cm}$ est obtenu en sommant les débits recueillis au niveau de toutes les nappes de 1 à N_L

$$\dot{m}_{cond} = \sum_{j=1}^{N_L} \dot{m}_{cond}^j \quad (\text{V.29})$$

5.7. Dimensionnement longitudinal de la batterie

Dans les calculs ci-dessus, nous avons considéré une couche d'épaisseur $\Delta l = 10 \text{ cm}$ dans la direction longitudinale des tubes, où nous avons admis que la température du fluide de refroidissement (qui est également celle de la paroi) était constante.

Cette hypothèse est impossible à réaliser avec des longueurs de tubes plus importantes. Pour contourner ce problème, considérons, par exemple, des tubes de 1 m de longueur dans lesquels on supposera que la température du fluide de refroidissement augmente de façon linéaire et subdivisons cette longueur totale en tranches de 10 cm chacune, dans lesquelles la température du fluide de refroidissement sera représentée par une valeur moyenne constante, comme montré sur la figure (V.5) ci-dessous.

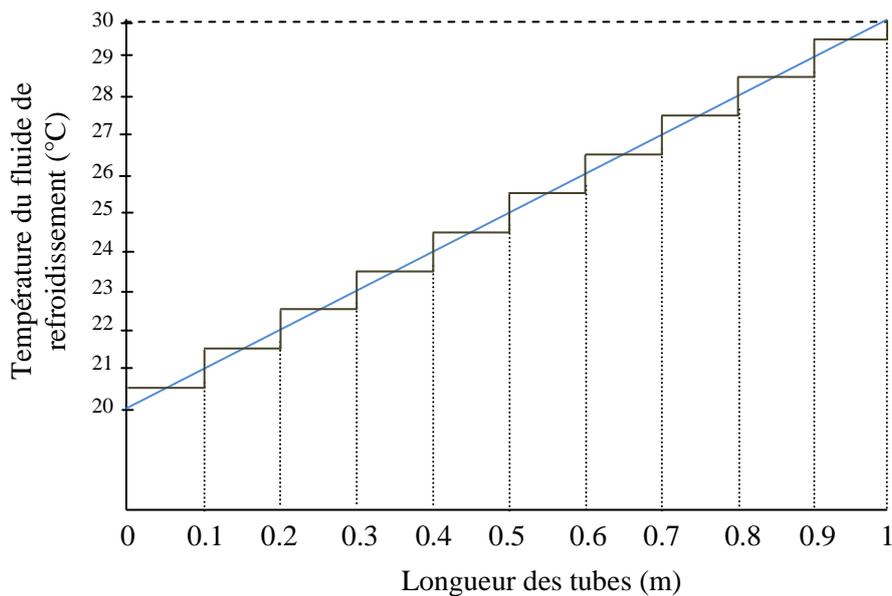


Fig. V.5 : Variation de la température du fluide de refroidissement en fonction de la position longitudinale.

De cette manière, la procédure de calcul décrite dans les paragraphes précédents pourra être appliquée sur chaque tranche en modifiant juste la température de la paroi T_s . On obtient ainsi, comme dans le cas ci-dessus, les propriétés thermodynamiques du gaz ainsi que le débit de condensat et sa température à la sortie de la batterie en fonction de la position longitudinale.

En procédant de la manière décrite tout au long de ce chapitre, il est possible de dimensionner géométriquement un échangeur tubulaire pour condenser une quantité donnée d'eau, ou bien calculer la quantité de condensat pouvant être recueillie avec un condenseur de dimensions connues.

Tous les calculs ont été exécutés sur MATLAB. Dans le chapitre suivant, nous allons présenter les principaux résultats de la présente étude.

CHAPITRE VI

RESULTATS ET INTERPRETATIONS

I. Introduction

Dans ce chapitre, nous allons présenter et interpréter les résultats de notre étude. Ces derniers sont récapitulés sous forme graphique aux figures (VI.1) à (VI.4). Nous allons également présenter quelques valeurs numériques au tableau (VI.1). Des résultats plus détaillés sont portés à l'annexe C.

II. Evolution des paramètres thermodynamiques et du débit de condensat à travers une batterie de tubes

Les résultats représentés par les courbes des figures (VI.1) et (VI.2) sont obtenus en fixant le nombre de nappes verticales à 100. Les propriétés physiques moyennes du gaz utilisées dans les calculs sont basées sur une température de gaz moyennée à travers les 100 nappes.

Sur la figure (VI.1), on retrouve les courbes de la température du gaz (T_g), de celle du condensat (T_f), de celle de l'interface des échanges gaz-film (T_i) et de celle de saturation correspondant à la pression partielle de vapeur dans le gaz (T_{sat}).

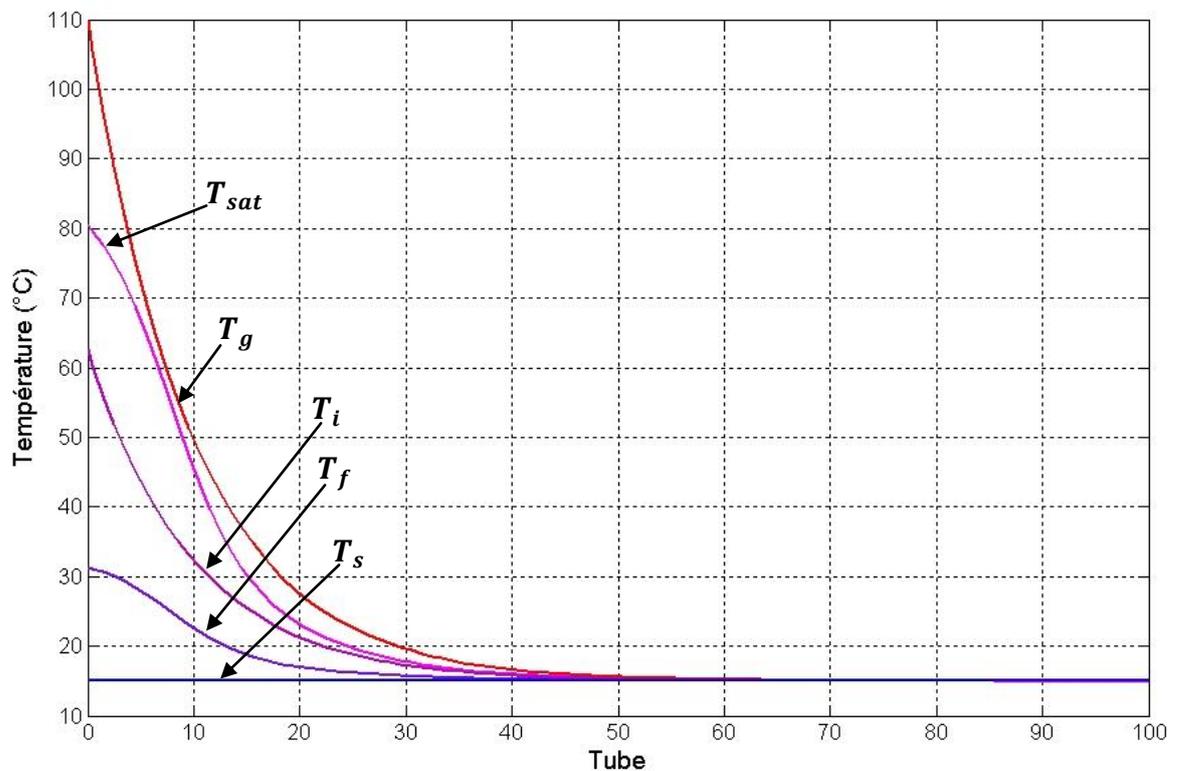


Fig. VI.1 : Evolution des températures du gaz et du condensat à travers les tubes de l'échangeur pour une température de refroidissement $T_s = 15^\circ\text{C}$ et pour 100 nappes.

Notons que la température du gaz demeure partout supérieure à la température de saturation, ce qui consolide notre hypothèse d'absence de condensation spontanée au sein du gaz. Ensuite, nous remarquons que la température de l'interface reste toujours inférieure

à celle de saturation, et supérieure à celle du film, ce qui traduit le fait que les phénomènes de condensation s'établissent au sein d'une double couche d'épaisseurs (δ_g) du côté gaz et δ_f du côté liquide autour de l'interface.

Enfin, notons qu'au-delà d'un certain nombre de nappes, autour de 50, toutes les températures s'établissent à une valeur constante correspondant à la température de la paroi (T_s).

Sur la figure (VI.2), où sont représentés le débit de condensat (\dot{m}_{cond}), le débit de vapeur (\dot{m}_v) et l'humidité spécifique du gaz (ω), nous remarquons que bien avant l'endroit où s'établit l'équilibre entre les différentes températures, la condensation devient insignifiante, soit à moins de 20 nappes.

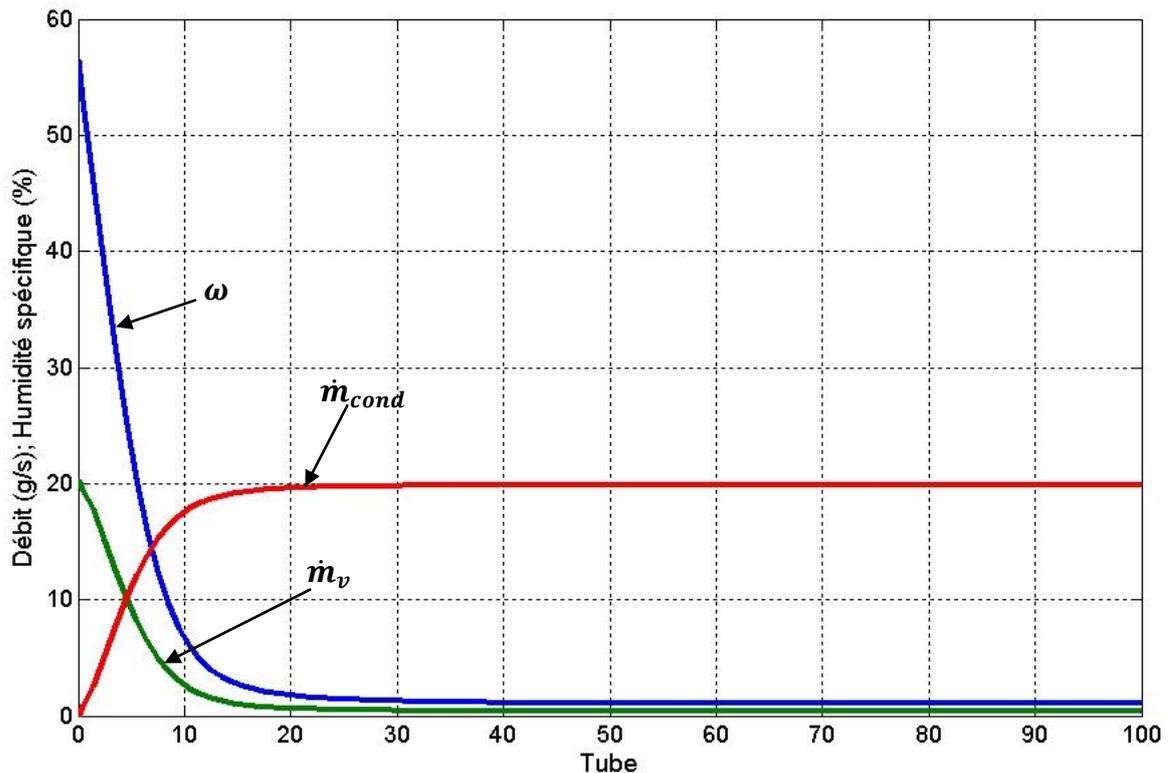


Fig. VI.2 : Evolution des débits de vapeur et du condensat ainsi que de l'humidité spécifique du gaz à travers les tubes de l'échangeur pour une température de refroidissement $T_s = 15^\circ C$ et pour 100 nappes

Le principe de conservation de la masse de vapeur à travers l'échangeur se traduit ici par la symétrie des courbes du débit de condensat et de celui de la vapeur.

Ces calculs nous ont emmené à introduire dans la procédure un test qui permet de maintenir l'humidité spécifique du gaz au-dessus de la valeur limite correspondant à des fumées issues d'une combustion sans injection de vapeur d'eau, soit à une valeur autour de 0.07. De cette façon, le nombre de nappes sera limité au strict nécessaire et la mise à jour des propriétés physiques du gaz visant à les baser sur une température moyenne calculée à

partir d'une température de sortie correspondant à un nombre de nappes plus réduit, conduit à des résultats plus précis. Ceci est illustré sur la figure (VI.3) qui reprend les mêmes courbes d'évolution que sur les figures (VI.1) et (VI.2), mais avec la contrainte ($\omega_{out}^{N_L} < 0.07$) qui réduit le nombre de nappes à 10.

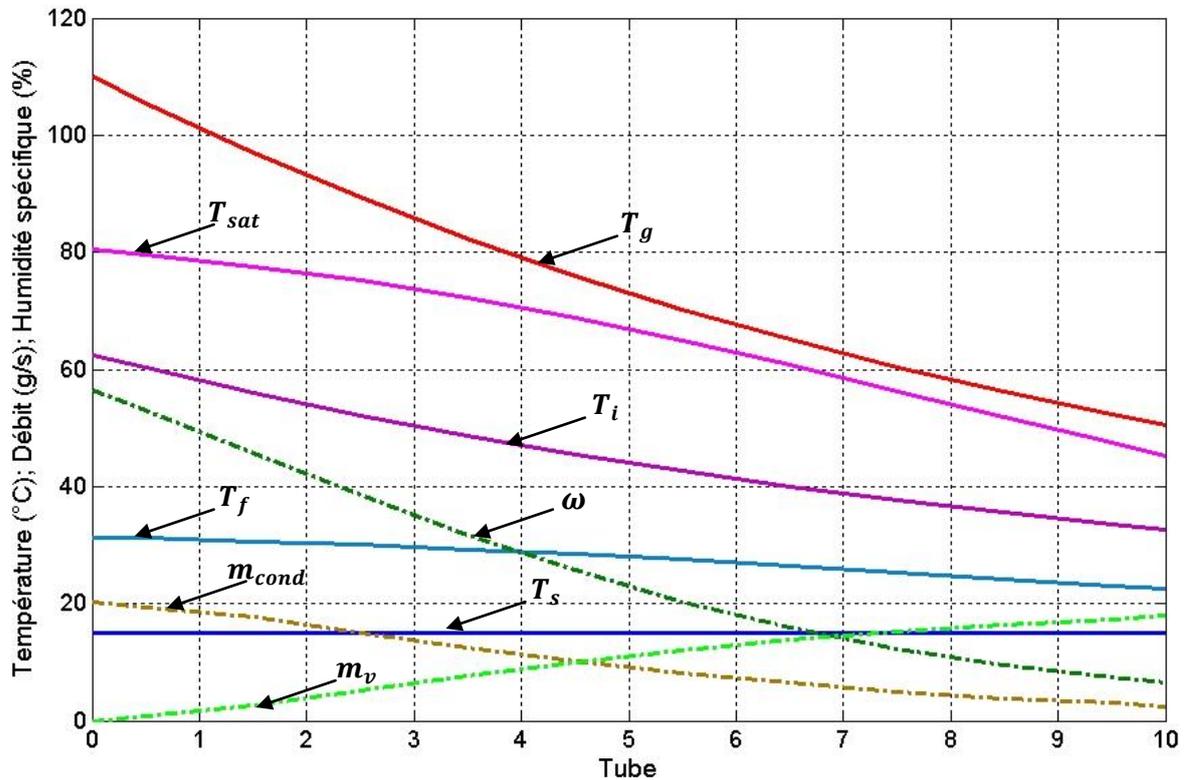


Fig. VI.3 : Evolution des températures, des débits et de l'humidité spécifique à travers les tubes pour une température de refroidissement de 15°C et une humidité spécifique à la sortie autour de $\omega_{out} = 0.07$.

Cette façon de procéder permettra de récupérer la totalité de l'eau injectée avec un condenseur de dimensions aussi réduites que possible.

III. Evolution des paramètres du gaz et du condensat à la sortie de l'échangeur suivant la longueur

La figure (VI.4) représente, suivant la longueur, l'évolution des températures du gaz et du condensat ainsi que celle de l'humidité spécifique et du débit du condensat à la sortie de l'échangeur.

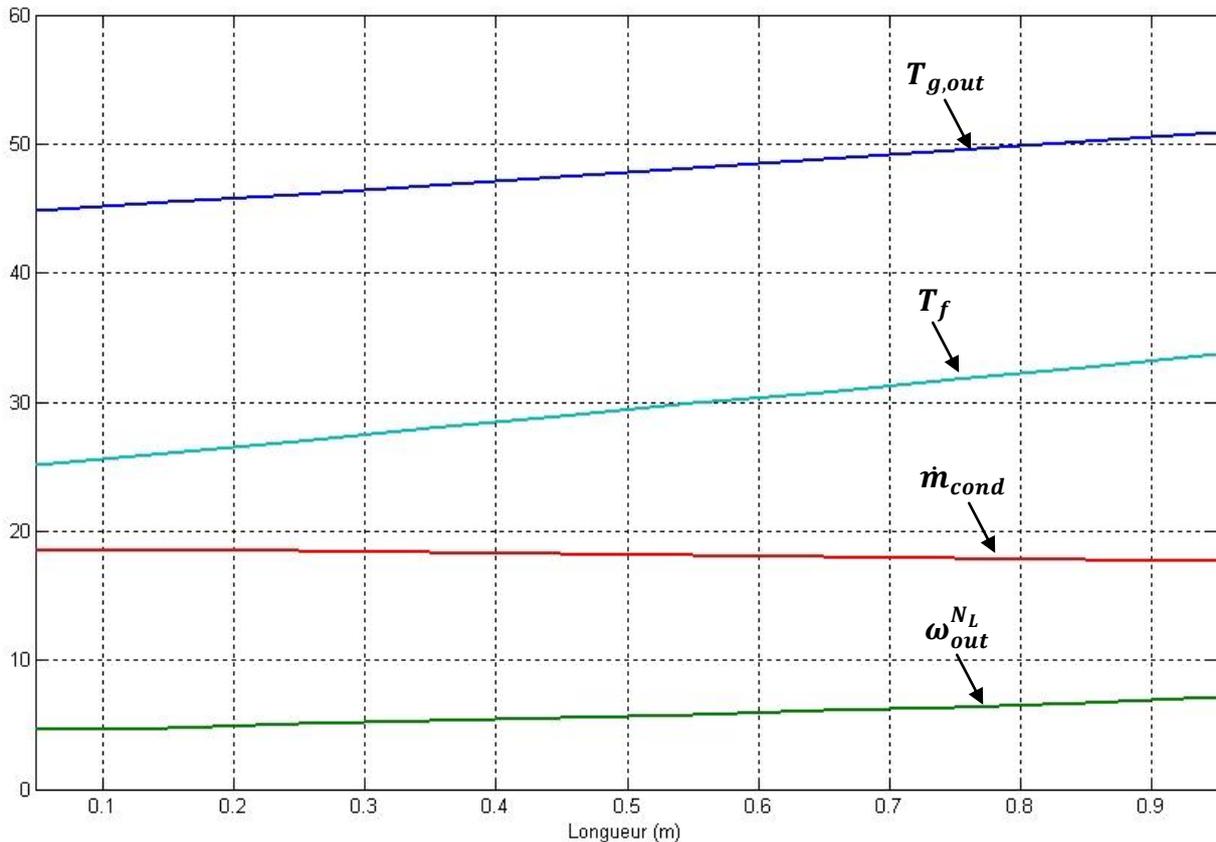


Fig. VI.4 : Evolution des températures du gaz et du condensat, de l'humidité spécifique à la sortie de l'échangeur en fonction de la position longitudinale pour 10 nappes de tubes verticales.

La température du fluide de refroidissement augmentant le long de l'échangeur, il est naturel que les températures du gaz et du condensat suivent cette augmentation, de même que l'humidité spécifique, tandis que le débit de condensat lui décroît à mesure que la température du fluide de refroidissement augmente le long de l'échangeur. Cette situation suggère le recours à un condenseur constitué d'un empilement de plusieurs modules en longueur dont les tubes recevraient parallèlement et indépendamment le fluide de refroidissement à la même température et rejetteraient ce fluide à une température pas trop élevée. Ainsi, le fonctionnement du condenseur n'en sera que plus efficace.

A titre d'illustration, le module que nous venons de considérer dans cette étude aura les caractéristiques suivantes :

- Largeur : 20 tubes, soit 50 cm
- Hauteur : 13 nappes, soit 32.5 cm
- Longueur : 100 cm
- Débit de condensat recueilli : 0.182 kg/s \approx 11 litres/minute.

CONCLUSION GENERALE

Conclusion générale

Dans le cadre de ce projet, nous avons essayé d'apporter une modeste contribution à la recherche de solutions au problème que pose l'utilisation de l'eau dans les cycles humides de la turbine à gaz. Les quantités d'eau nécessaires dans ce type de cycles étant importantes, l'implantation d'un tel cycle ne pourra se faire que là où l'eau est abondante et bon marché, à moins de trouver un moyen de la récupérer puis la recycler. Ce fut l'objet de notre étude qui nous a tout d'abord, donné l'occasion de faire le tour de la question de la condensation, puis d'étudier la possibilité de concevoir un condenseur de fumées, constitué simplement de batteries de tubes parcourus par un fluide de refroidissement. Nous avons dimensionné un module pour le traitement de 34 kg de fumées par minute dont on récupère environ 11 litres d'eau par minute. Le condenseur ainsi obtenu présente un volume de 1 m x 0.5 m x 0.325 m et comporte 260 tubes en acier de 19 mm de diamètre et 1m de longueur.

Une telle solution pourrait être avantageusement appliquée en multipliant le nombre de modules en vue de satisfaire une demande donnée, dans le domaine des micro et mini-turbines à gaz. Pour des installations plus grandes, d'autres techniques de condensation, comme la condensation par contact direct, pourraient être envisagées afin d'améliorer les performances des condenseurs.

Bibliographie

- [1] : A. LEONTIEV, VALENTIN POLONSKI (1976) Théorie des échanges de chaleur et de masse. Edition MIR MOSCOU.
- [2] : Warren M. Rohsenow ; James P. Hartnett ; Young I.Cho (1998) Handbook of Heat Transfer. 3rd Edition ,Mc Graw Hill.
- [3] : Yunus A. Çengel (2002) Thermodynamics and Heat Transfer. 2nd Edition, Mc Graw Hill.
- [4] : Incropera Frank, David. P (2004) Fundamentals of Heat and Mass Transfer, 6th Edition, WILEY.
- [5] : Adrian Bejan; Allan D. Kraus (2003) Heat Transfer Handbook. JOHN WILEY & SONS, INC.
- [6] : Wuyin Wang ; Jörgen Grubbström ; Stefan Ahman (August 2009) Flue Gas Cleaning in Oxyfuel Combustion, ALSTOM
- [7] : Maria Pla Perujo aus Valencia (2004) Condensation of Water Vapor and Acid Mixtures From Exhaust Gases. Institut für Energietechnik ; Fachgebiet Energie-, Impuls- und Stofftransport ; zur Erlangung des akademischen Grades ; Berlin.
- [8] : Robert H. PERRY ; DON W. GREEN ; James O. Maloney (1997) Perry's Chemical Engineers' handbook. 7th Edition, Mc Graw Hill.
- [9] : Satish G. Kandlikar ; Masahiro Shoji ; Vijay K. Dhir (1999) Handbook of Phase Change: Boiling and Condensation. TAYLOR & FRANCIS.
- [10]: Robert W. SERTH (2007) Process Heat Transfer: Principles and Applications. ELSEVIER SCIENCE & TECHNOLOGY BOOKS.
- [11]: S. Mostafa Ghiaasiaan (2008) Two-Phase Flow, Boiling and Condensation: In Conventional and Miniature Systems. CAMBRIDGE UNIVERSITY PRESS.
- [12]: R. S. Miller ; K. Harstad ; J. Bellan (1998) Evaluation of Equilibrium and non-equilibrium Evaporation Models for many-droplet gas-liquid flow simulations. International Journal of Multiphase Flow.
- [13]: ASHRAE Handbook—Fundamentals (SI) ; 2005
- [14]: Singer, J. P (1991) Combustion : Fossil Power. 4th Edition, Combustion Engineering, Inc. Windsor, Conn.
- [15]: Design manual. Heat Transfer Research. USA. 2006.

- [16]: John E. Edwards (August 2008) Design and Rating Shell and Tube Heat Exchangers. Prepared by J.E.Edwards of P & I Design Ltd, Teesside, UK.
- [17]: Myer Kutz (2006) Mechanical Engineers' Handbook; Energy and Power. 3rd Edition, JOHN WILEY & SONS, INC.
- [18]: Stefan Ahman ; Wuyin Wang ; Jörgen Grubbström (September 2009) Flue Gas Condensers for Oxyfuel, 1st Oxyfuel Combustion Conference, Cottbus, ALSTOM.
- [19]: Krzysztof Karkoszka (2007) Mechanistic Modelling of Water Vapour Condensation in Presence of Noncondensable Gases, School of Engineering Sciences, Department of Physics, Div. of Nuclear Reactor Technology, Stockholm.
- [20] : Hans Dieter Baehr ; Karl Stephan (2011) Heat and Mass Transfer. 3rd Edition, Springer-Verlag Berlin Heidelberg.
- [21] : L. KOUFI (Juin 2011), Etude de l'impact de l'injection de l'eau sur les produits de combustion et son effet sur la stabilité de la flamme. Mémoire d'ingénieur, Ecole Nationale Polytechnique d'Alger.

ANNEXES

Annexe A

Propriétés physiques des fluides intervenant dans l'étude

La chaleur spécifique (C_p) est exprimée en $J.kg^{-1}.K^{-1}$; la conductivité thermique (k) en $J.m^{-1}s^{-1}K^{-1}$; la viscosité dynamique (μ) en $kg.m^{-1}s^{-1}$; l'enthalpie de condensation (i_{fg}) en $J.kg^{-1}$; et la masse volumique (ρ) en $kg.m^{-3}$.

Air

$$C_{p_{air}} = -1.3333 \cdot 10^{-6} T^3 + 0.002 T^2 - 0.836667 T + 1114 ; [8] \quad (A.1)$$

$$k_{air} = -2.2765 \cdot 10^{-3} + 1.25985 \cdot 10^{-4} T - 1.48152 \cdot 10^{-7} T^2 + 1.73551 \cdot 10^{-10} T^3 - 1.06666 \cdot 10^{-13} T^4 + 2.47663 \cdot 10^{-17} T^5 ; [8] \quad (A.2)$$

$$\mu_{air} = -9.86 \cdot 10^{-7} + 9.08013 \cdot 10^{-8} T - 1.17636 \cdot 10^{-10} T^2 + 1.23497 \cdot 10^{-13} T^3 - 5.79713 \cdot 10^{-17} T^4 ; [8] \quad (A.3)$$

$$\rho_{air} = 0.72 \cdot 10^{-10} T^4 - 11.76 \cdot 10^{-8} T^3 + 82.38 \cdot 10^{-6} T^2 - 0.0290199 T + 5.0655 ; [8] \quad (A.4)$$

Vapeur d'eau

$$C_{p_v} = 8137 - 37.34 T + 0.07482 T^2 - 4.956 \cdot 10^{-5} T^3 ; [12] \quad (A.5)$$

$$i_{fg} = 2.257 \cdot 10^6 + 2.595 \cdot 10^3 (373.15 - T) ; [12] \quad (A.6)$$

$$k_v = 1.024 \cdot 10^{-2} - 8.21 \cdot 10^{-6} T + 1.41 \cdot 10^{-7} T^2 - 4.51 \cdot 10^{-11} T^3 ; [12] \quad (A.7)$$

$$\mu_v = 4.07 \cdot 10^{-8} T - 3.077 \cdot 10^{-6} ; [12] \quad (A.8)$$

$$\rho_v = 5.17 \cdot 10^{-9} T^4 - 58.8664 \cdot 10^{-7} T^3 + 254.262 \cdot 10^{-5} T^2 - 0.49316 T + 36.202 ; [12] \quad (A.9)$$

$$P_{sat} = \exp\left\{-5800.2206/T + 1.3914993 \pm 4.8640239 \cdot 10^{-2} T + 4.1764768 \cdot 10^{-5} T^2 - 1.4452093 \cdot 10^{-8} T^3 + 6.5459673 \ln T\right\} ; [13] \quad (A.10)$$

$$T_{sat} = 6.54 + 14.526\alpha + 0.7389\alpha^2 + 0.09486\alpha^3 + 0.4569(P_v)^{0.1984} \text{ °C} \\ \text{où } P_v \text{ en kPa et } \alpha = \ln P_v ; [13] \quad (A.11)$$

Eau liquide

$$\mu_l = 2 \cdot 10^{-9} T^6 - 4 \cdot 10^{-6} T^5 + 0.003 T^4 - 1.518 T^3 + 402 T^2 - 56846 T + 3 \cdot 10^6 ; [12] \quad (A.12)$$

$$\rho_l = 997$$

$$Cp_l = 4184$$

$$k_l = -27.9 \cdot 10^{-6} T^3 + 19.6572 \cdot 10^{-3} T^2 - 2.807 T + 439.423; \text{ [Corrélation des données tabulées de } k_l \text{ (voir réf. 4) avec Microsoft Excel]} \quad (\text{A.13})$$

Mélange air-vapeur d'eau

Les **propriétés du mélange** air-vapeur sont déterminées comme suit :

Pour une substance binaire, la corrélation semi-empirique de Wilke a comme énoncé [12] :

$$\bar{\phi} = \frac{\bar{y}_R \phi_v}{\bar{y}_R + (1 - \bar{y}_R) \Omega_{vg}} + \frac{(1 - \bar{y}_R) \phi_g}{\bar{y}_R \Omega_{gv} + (1 - \bar{y}_R)} \quad (\text{A.14})$$

avec :

$$\Omega_{ab} = \frac{\left\{ 1 + (\phi_a / \phi_b)^{\frac{1}{2}} (M_b / M_a)^{\frac{1}{2}} \right\}^2}{\{8(1 + M_a / M_b)\}^{\frac{1}{2}}} \quad (\text{A.15})$$

où ϕ dénote μ ou λ , et la fraction molaire de référence, \bar{y}_R , est calculée d'après l'équation donnant la fraction massique \bar{x}_R [12] :

$$\bar{x}_R = \bar{x}_v + A(\bar{x}_g - \bar{x}_v)$$

où la coefficient $0 \leq A \leq 1$ détermine la contribution relatives des conditions à la surface et loin de la paroi. Initialement, Law et Williams (1972) ont proposé la valeur $A = 1/2$, tandis que Yuen et Chen (1976) ont recommandé la valeur $A = 1/3$ qui correspond à la loi connue sous le nom de la loi du 1/3.

De même, pour une substance binaire, une interpolation linéaire de la chaleur spécifique à pression constante nous permet d'écrire :

$$\bar{C}_p = \bar{x}_v C_{p,v} + (1 - \bar{x}_v) C_{p,g} \quad (\text{A.16})$$

Annexe B

Choix des tubes standards

Tableau B.1 : Tubes standards d'après l'échelle BWG (Birmingham Wire Gauge) [16]

Tube OD (pouce «)	$\frac{1}{2}$				
BWG	12	14	16	18	20
Epaisseur (pouce ")	0.109	0.083	0.065	0.049	0.035
Tube ID (pouce ")	0.282	0.334	0.370	0.402	0.430

$\frac{3}{4}$								
10	11	12	13	14	15	16	17	18
0.134	0.120	0.109	0.095	0.083	0.072	0.065	0.058	0.049
0.482	0.510	0.532	0.560	0.584	0.606	0.620	0.634	0.652

1										
8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18
0.165	0.148	0.134	0.120	0.109	0.095	0.083	0.072	0.065	0.058	0.049
0.670	0.704	0.732	0.760	0.782	0.810	0.834	0.856	0.870	0.884	0.902

$1 \frac{1}{4}$										
8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18
0.165	0.148	0.134	0.120	0.109	0.095	0.083	0.072	0.065	0.058	0.049
0.920	0.954	0.982	1.010	1.032	1.060	1.084	1.106	1.120	1.134	1.152

Annexe C

Résultats

Dans cette annexe, les résultats détaillés de notre étude sont présentés sous forme de tableaux où les températures sont en (°C) et les débits en (g/s)

Tableau C.1 : Variation des différents paramètres suivant la position verticale à travers l'échangeur pour une température de refroidissement de 20 °C

Tube	T_g	T_i	T_{sat}	T_f	\dot{m}_v	ω	\dot{m}_{cond}
Entrée	110.0	65.0	80.5	35.1	20.276	56.5	0.000
1	105.7	62.9	79.7	34.9	19.500	53.3	0.776
2	97.6	58.8	77.9	34.5	17.948	46.6	2.327
3	90.2	55.1	75.6	33.9	15.515	39.9	4.761
4	83.6	51.8	73.0	33.3	13.113	33.4	7.162
5	77.5	48.8	69.9	32.5	10.856	27.4	9.420
6	72.1	46.0	66.4	31.6	8.824	22.1	11.452
7	67.1	43.6	62.6	30.6	7.069	17.7	13.207
8	62.7	41.3	58.5	29.6	5.610	14.0	14.665
9	58.6	39.3	54.4	28.6	4.440	11.1	15.836
10	54.9	37.5	50.5	27.6	3.528	8.9	16.748
11	51.6	35.8	46.7	26.7	2.834	7.2	17.442
Sortie	50.0	35.0	44.8	26.2	2.315	6.4	17.961

Tableau C.2 : Variation des différents paramètres suivant la position verticale à travers l'échangeur pour une température de refroidissement de 30°C

Tube	T_g	T_i	T_{sat}	T_f	\dot{m}_v	ω	\dot{m}_{cond}
Entrée	110.0	70.0	80.5	42.6	20.276	56.5	0
1	106.1	68.1	79.9	42.5	19.676	54.0	0.599
2	98.7	64.4	78.5	42.1	18.478	48.7	1.798
3	92.1	61.0	76.7	41.7	16.471	43.0	3.805
4	86.0	58.0	74.6	41.2	14.392	37.3	5.883
5	80.6	55.3	72.2	40.6	12.353	31.8	7.922
6	75.7	52.8	69.5	39.9	10.442	26.7	9.834
7	71.2	50.6	66.4	39.1	8.719	22.2	11.557
8	67.2	48.6	63.2	38.3	7.222	18.4	13.054
9	63.6	46.8	59.9	37.5	5.963	15.2	14.313
10	60.4	45.2	56.7	36.7	4.934	12.6	15.341
11	57.4	43.7	53.6	35.9	4.114	10.6	16.162
12	54.8	42.4	50.7	35.2	3.470	9.0	16.805
13	52.3	41.2	48.1	34.5	2.973	7.7	17.303
14	50.2	40.1	45.8	33.9	2.590	6.8	17.686
Sortie	49.1	39.6	44.7	33.7	2.295	6.4	17.981

Tableau C.3 : Variation du débit de condensat suivant la position dans l'échangeur

<i>l</i> (m)	0.05	0.15	0.25	0.35	0.45	0.55	0.65	0.75	0.85	0.95
Entrée	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
1	0.766	0.750	0.734	0.717	0.700	0.683	0.665	0.647	0.628	0.609
2	2.298	2.251	2.202	2.152	2.101	2.049	1.995	1.941	1.885	1.828
3	4.709	4.624	4.536	4.446	4.354	4.259	4.163	4.064	3.962	3.859
4	7.095	6.981	6.8641	6.744	6.621	6.494	6.365	6.232	6.096	5.956
5	9.342	9.210	9.073	8.933	8.789	8.641	8.489	8.333	8.172	8.007
6	11.370	11.228	11.081	10.931	10.775	10.615	10.451	10.281	10.106	9.927
7	13.125	12.982	12.834	12.680	12.522	12.359	12.191	12.017	11.837	11.652
8	14.588	14.449	14.306	14.157	14.003	13.843	13.678	13.507	13.330	13.147
9	15.766	15.636	15.501	15.361	15.216	15.065	14.908	14.746	14.577	14.402
10	16.685	16.566	16.443	16.314	16.180	16.041	15.896	15.745	15.588	15.424
11	17.387	17.280	17.168	17.051	16.930	16.803	16.671	16.532	16.388	16.238
12	17.913	17.817	17.717	17.612	17.502	17.387	17.268	17.142	17.011	16.874
13	18.305	18.219	18.128	18.034	17.935	17.831	17.723	17.609	17.490	17.365
Sortie	18.596	18.518	18.436	18.351	18.261	18.168	18.068	17.965	17.856	17.742

Tableau C.4 : Variation de la température du gaz suivant la position dans l'échangeur

<i>l</i> (m)	0.05	0.15	0.25	0.35	0.45	0.55	0.65	0.75	0.85	0.95
Entrée	110.0	110.0	110.0	110.0	110.0	110.0	110.0	110.0	110.0	110.0
1	105.7	105.7	105.8	105.8	105.8	105.9	105.9	106.0	106.0	106.1
2	97.6	97.7	97.8	97.9	98.0	98.2	98.3	98.4	98.5	98.6
3	90.2	90.4	90.6	90.8	91.0	91.2	91.4	91.5	91.7	91.9
4	83.6	83.8	84.1	84.3	84.6	84.8	85.1	85.4	85.6	85.9
5	77.5	77.9	78.2	78.5	78.8	79.1	79.5	79.8	80.1	80.4
6	72.1	72.5	72.9	73.2	73.6	74.0	74.3	74.7	75.1	75.5
7	67.2	67.6	68.0	68.5	68.9	69.3	69.7	70.2	70.6	71.0
8	62.7	63.2	63.7	64.1	64.6	65.1	65.6	66.0	66.5	67.0
9	58.7	59.2	59.7	60.2	60.8	61.3	61.8	62.3	62.8	63.4
10	55.1	55.6	56.2	56.7	57.3	57.8	58.4	59.0	59.5	60.1
11	51.8	52.3	52.9	53.5	54.1	54.7	55.3	55.9	56.5	57.1
12	48.8	49.4	50.0	50.6	51.3	51.9	52.5	53.2	53.8	54.4
13	46.1	46.7	47.4	48.0	48.7	49.4	50.0	50.7	51.4	52.0
Sortie	44.8	45.5	46.1	46.8	47.5	48.2	48.8	49.5	50.2	50.9

Tableau C.5 : Variation de l'humidité spécifique des fumées suivant la position dans l'échangeur

<i>l</i> (m)	0.05	0.15	0.25	0.35	0.45	0.55	0.65	0.75	0.85	0.95
Entrée	56.5	56.5	56.5	56.5	56.5	56.5	56.5	56.5	56.5	56.5
1	53.2	53.3	53.4	53.5	53.5	53.6	53.7	53.7	53.8	53.9
2	46.7	46.9	47.1	47.3	47.5	47.7	47.9	48.1	48.3	48.5
3	40.0	40.3	40.6	40.9	41.2	41.5	41.8	42.1	42.4	42.8
4	33.5	33.9	34.2	34.6	35.0	35.4	35.8	36.2	36.6	37.0
5	27.6	28.0	28.4	28.8	29.2	29.6	30.1	30.5	31.0	31.5
6	22.3	22.7	23.1	23.6	24.0	24.4	24.9	25.4	25.9	26.4
7	17.8	18.2	18.6	19.1	19.5	19.9	20.4	20.9	21.4	21.9
8	14.2	14.5	14.9	15.3	15.7	16.2	16.6	17.13	17.6	18.1
9	11.2	11.6	11.9	12.3	12.7	13.1	13.5	14.0	14.4	14.9
10	9.0	9.3	9.6	10.0	10.3	10.7	11.1	11.5	11.9	12.3
11	7.3	7.5	7.8	8.2	8.5	8.8	9.2	9.5	9.9	10.3
12	6.0	6.2	6.5	6.8	7.1	7.4	7.7	8.0	8.4	8.7
13	5.0	5.3	5.5	5.8	6.0	6.3	6.6	6.9	7.2	7.5
Sortie	4.6	4.8	5.1	5.3	5.6	5.8	6.1	6.4	6.7	7.1

Tableau C.6 : Variation de la température du film suivant la position dans l'échangeur

<i>l</i> (m)	0.05	0.15	0.25	0.35	0.45	0.55	0.65	0.75	0.85	0.95
Entrée	35.4	36.2	36.9	37.7	38.4	39.2	39.9	40.7	41.4	42.2
1	35.2	36.0	36.8	37.5	38.3	39.0	39.8	40.5	41.3	42.0
2	34.8	35.6	36.3	37.1	37.9	38.6	39.4	40.2	40.9	41.7
3	34.3	35.0	35.8	36.6	37.4	38.1	38.9	39.7	40.5	41.2
4	33.6	34.4	35.2	36.0	36.8	37.5	38.3	39.1	39.9	40.7
5	32.8	33.6	34.4	35.2	36.1	36.9	37.7	38.5	39.3	40.1
6	32.0	32.8	33.6	34.4	35.3	36.1	36.9	37.7	38.6	39.4
7	31.0	31.9	32.7	33.5	34.4	35.2	36.1	36.9	37.8	38.6
8	30.0	30.9	31.7	32.6	33.5	34.3	35.2	36.1	37.0	37.8
9	29.0	29.9	30.8	31.7	32.5	33.4	34.3	35.2	36.1	37.0
10	28.0	28.9	29.8	30.7	31.6	32.5	33.4	34.4	35.3	36.2
11	27.1	28.0	28.9	29.8	30.8	31.7	32.6	33.5	34.5	35.4
12	26.2	27.2	28.1	29.0	30.0	30.9	31.8	32.8	33.7	34.7
13	25.5	26.4	27.4	28.3	29.3	30.2	31.2	32.1	33.0	34.0
Sortie	25.1	26.1	27.0	28.0	28.9	29.9	30.8	31.8	32.7	33.7

Annexe D : Organigramme de calcul

