

Modélisation d'un prototype cylindro-parabolique en mode once-through

Dans ce chapitre, est présenté le travail réalisé sur la modélisation de la boucle DISS (décrite dans les chapitres 2 et 3), qui est un prototype de centrale à génération directe de vapeur appartenant à la Plateforme solaire d'Almeria, en Espagne. Cette plateforme est un centre de recherche du CIEMAT dédié principalement au solaire thermodynamique à concentration.

Dans le cadre de la participation du CEA au projet Européen STAGE-STE (*Scientific and Technological Alliance for Guaranteeing the European Excellence in Concentrating Solar Thermal Energy*), les travaux de thèse de modélisation dynamique de champs solaires DSG ont été intégrés à la tâche « new working fluids » du Work Package 11 sur les systèmes CSP à concentration linéaire. C'est dans ce contexte que des tâches de modélisation communes ont été définies avec le CIEMAT (partenaire du projet), dont en premier lieu la modélisation de la boucle DISS pour la validation préalable de nos modèles respectifs. Des données expérimentales, extraites de journées d'essais datant du projet DISS (1996-2002), ont donc été communiquées par le CIEMAT dans cette optique. Ces données constituent les premières du genre disponibles au laboratoire LSHT pour une installation à génération directe de vapeur, le prototype AlsolenSup étant toujours en construction au moment de la réalisation de ces travaux. Elles permettent de franchir une étape supplémentaire dans la validation des modèles ThermoSysPro utilisés pour la modélisation des systèmes DSG, notamment les modèles de tubes diphasiques. Les modèles réalisés avec un récepteur de type Fresnel ne peuvent être qu'évalués en les comparant à des études dynamiques.

Les données expérimentales transmises par le CIEMAT consistent en deux journées différentes de fonctionnement de la boucle DISS configurée en mode once-through. La première est une journée de bel ensoleillement du mois d'avril 2002, où la régulation de la boucle est activée et où collecteurs sont focalisés de 9h à environ 16h. La deuxième est une journée d'octobre 2000 où les collecteurs sont focalisés et défocalisés alternativement et indépendamment pour simuler des perturbations nuageuses. Le but de cette journée d'essai est d'étudier la dynamique thermohydraulique de la boucle, la régulation de la température de vapeur étant désactivée. Les données pour cette journée sont de moins bonne qualité et comportent quelques erreurs de mesure, d'où une exploitation plus complexe et des simulations plus limitées.

6.1. La boucle expérimentale DISS en mode once-through

6.1.1. Caractéristiques de la boucle

La boucle DISS est l'installation expérimentale située à Almeria en Espagne, et correspondant au projet du même nom (voir chapitres 2 et 3). Sa modularité fait que deux modes d'opération ont pu être expérimentés lors de différentes phases du projet DISS, et permet toujours son utilisation dans une version modifiée et « agrandie » dans le cadre du projet DUKE. La figure ci-dessous est proposée dans de nombreuses publications du CIEMAT, et montre la configuration de l'installation. La figure suivante montre également une vue de l'installation.

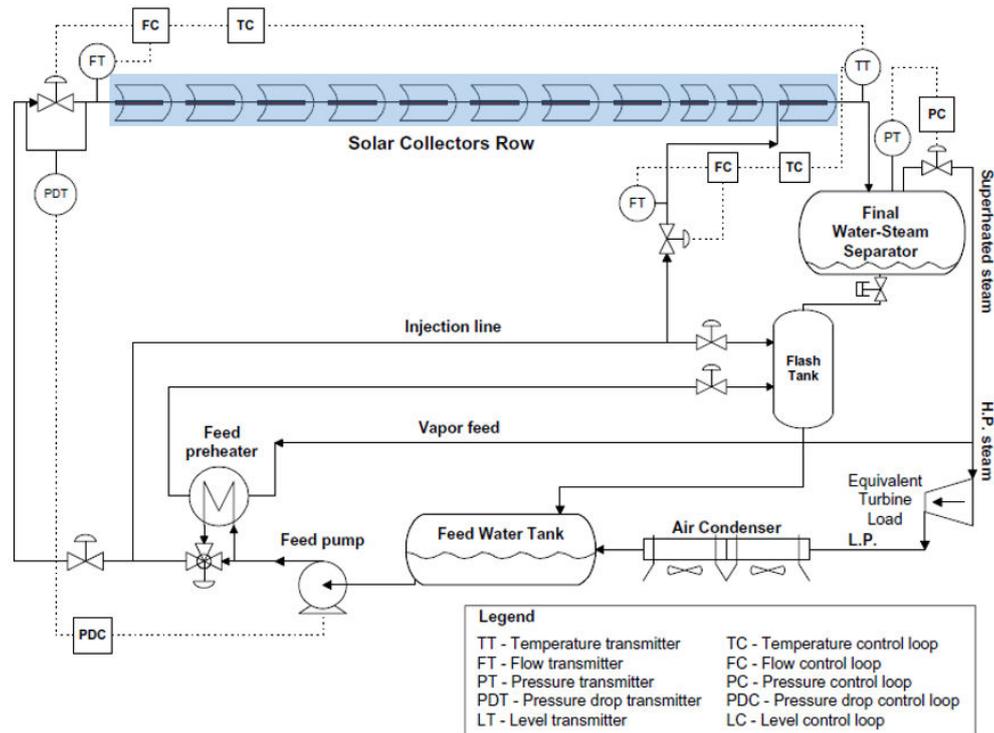


Figure 6-1 : Schéma de la configuration de la boucle DISS en once-through [1]. La partie modélisée est surlignée



Figure 6-2 : Photographie de la boucle DISS (source : www.psa.es)

La ligne est constituée de 11 collecteurs connectés en série, séparés par une tuyauterie externe intermédiaire et des joints tournants. Les collecteurs 1 à 8 et 11 mesurent 50m de long, tandis que les collecteurs 9 et 10 mesurent 25m. Le tableau ci-dessous résume les caractéristiques techniques de la boucle et des collecteurs :

<i>Paramètre</i>	<i>Valeur</i>
Longueur de collecteur	500 m au total (9*50m, 2*25m)
Orientation	Nord-sud
Ouverture de collecteur	5.76 m
Distance focale	1.76 m
Surface totale de miroirs	2760 m ²
Diamètre extérieur de tube absorbeur	70 mm
Diamètre intérieur de tube	50 mm
Pression vapeur maximale de sortie	100 bars
Température vapeur maximale de sortie	400 °C

Tableau 6-1 : Caractéristiques techniques de la boucle DISS et de ses collecteurs. Données extraites de [1], [2], [3], [4]

La vanne à l'entrée de la boucle DISS sert à réguler le débit dans la boucle, selon une méthode détaillée dans le chapitre 3. La pompe d'alimentation assure la circulation du fluide et la mise en pression de la ligne, en étant régulée pour le maintien d'un différentiel de pression de la vanne d'entrée. L'eau d'alimentation est préchauffée après la pompe par un sous-tirage de vapeur surchauffée avant la détente, et une partie de l'eau préchauffée sert à alimenter la ligne de désurchauffe pour l'injection entre les collecteurs 10 et 11. Le maintien en pression de la ligne de collecteurs est assuré par une vanne en sortie du ballon séparateur final.

6.1.2. Caractéristiques des collecteurs

Les 11 collecteurs cylindro-paraboliques sont du type LS3 (pour Luz System) dits « modifiés » car ils sont issus des collecteurs originaux de la compagnie Luz Industries, ancêtre de BrightSource Energy. Ces collecteurs mesurent à l'origine 100m de long, et sont utilisés sur les centrales XII à IX du complexe Californien SEGS [5]. Afin de visualiser l'allure d'un collecteur, la figure suivante montre une modélisation CAO 3D des deux parties principales : le concentrateur cylindro-parabolique et le tube absorbeur :

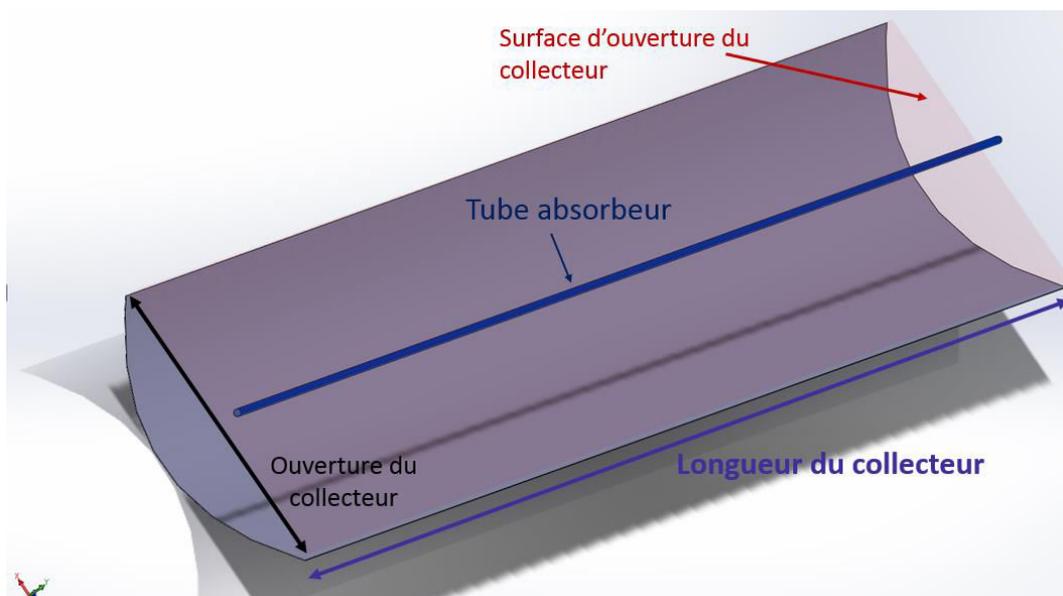


Figure 6-3 : Représentation 3D CAO (SolidWorks) d'un collecteur LS3 modifié

6.1.2.1. Les miroirs concentrateurs

Le rôle du concentrateur cylindro-parabolique est de réfléchir le rayonnement incident direct capté par la surface du miroir sur le tube absorbeur. Dans un plan transversal au miroir, celui-ci a la forme d'une parabole d'équation cartésienne :

$$y_p - y_0 = \frac{(x_p - x_0)^2}{4f} \quad (\text{VI-1})$$

Avec x_0 et y_0 les coordonnées de l'origine, et f la distance focale.

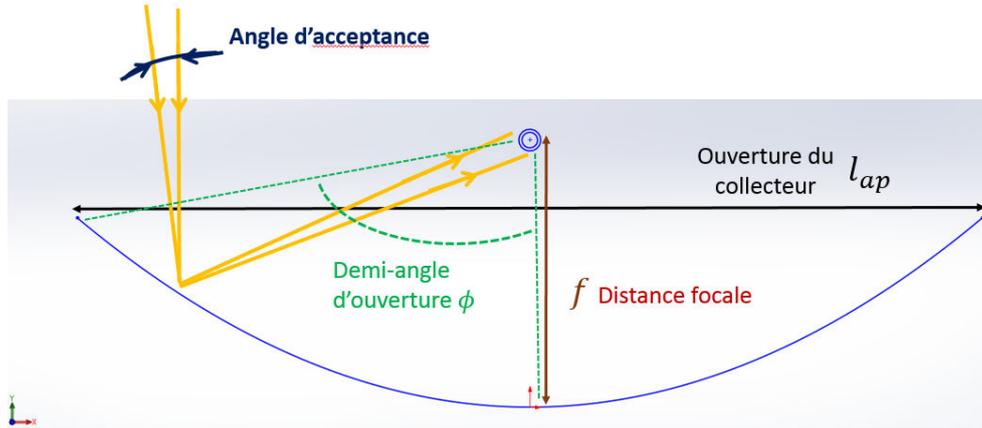


Figure 6-4 : Représentation CAO d'un profil de collecteur LS3 modifié

Du point de vue du dimensionnement, on définit généralement un concentrateur cylindro-parabolique par trois paramètres géométriques : le facteur de concentration, le demi-angle d'ouverture ϕ , et l'angle d'acceptance.

- Le facteur de concentration, ici dans le sens géométrique du terme, est défini comme le rapport de la surface captant le rayonnement, sur la surface extérieure du récepteur :

$$FC = \frac{l_{ap}l}{\pi D_{glass}l} = \frac{l_{ap}}{\pi D_{glass}} \quad (\text{VI-2})$$

Avec l_{ap} la longueur d'ouverture du concentrateur, l la longueur axiale et d_0 le diamètre extérieur du tube absorbeur. On considère avec cette équation que toute la surface extérieure du tube reçoit le rayonnement concentré.

- Le demi-angle d'ouverture est illustré sur la figure ci-dessus, on peut le relier à la distance focale et l'ouverture du collecteur par l'équation suivante :

$$\tan \frac{\phi}{2} = \frac{l_{ap}}{4f} \quad (\text{VI-3})$$

- L'angle d'acceptance, également illustré sur la figure ci-dessus, se définit dans le plan transversal comme l'angle maximal entre deux rayons du soleil, après réflexion sur le miroir, pour que les deux rayons interceptent le tube absorbeur. Un angle d'acceptance faible est nécessaire pour atteindre un facteur de concentration élevé, mais implique un système de tracking plus précis et plus coûteux.

L'efficacité optique du concentrateur dépend du facteur de réflexion du miroir, qui est la proportion du rayonnement réfléchi par celui-ci par rapport à celui incident, et du facteur d'interception qui est la proportion du rayonnement réfléchi qui intercepte effectivement le tube absorbeur.

6.1.2.2. Le tube absorbeur

Les tubes utilisés dans la boucle DISS, et plus généralement dans les centrales cylindro-paraboliques, sont des tubes dits « sous-vide » puisqu'ils sont constitués d'un tube interne en acier entouré par une enveloppe cylindrique de verre, et l'espace entre les deux est vide d'air afin de minimiser les pertes par conduction et convection. L'extérieur du tube en acier est peint avec un revêtement sélectif avec un facteur d'absorption élevé et une émissivité faible.

Ces deux notions sont définies dans le paragraphe suivant, proposant quelques éléments théoriques d'énergétique optique.

6.1.2.2.1. Eléments d'optique théorique

Lorsqu'un milieu semi-transparent reçoit de l'énergie sous forme de rayonnement depuis l'environnement extérieur, une partie de ce rayonnement est réfléchi vers l'environnement, une autre est absorbée par le milieu, et une autre partie est transmise par le milieu.

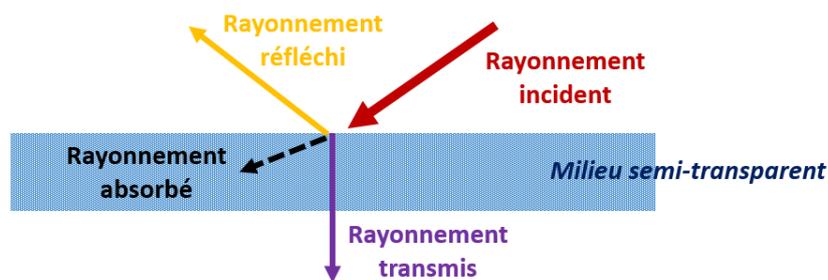


Figure 6-5 : Réflexion, absorption et transmission dans un milieu semi-transparent

Beaucoup d'applications d'ingénierie traitent de milieux opaques, c'est-à-dire qu'il n'y a pas de transmission du rayonnement dans le milieu. Il n'y a donc qu'une partie réfléchie et une partie absorbée du rayonnement, et on traite alors le phénomène comme un phénomène de surface.

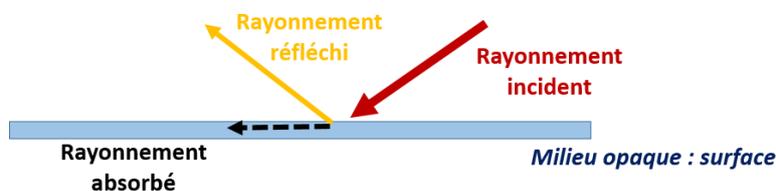


Figure 6-6 : Réflexion et absorption du rayonnement sur une surface

- On définit le **facteur d'absorption** (absorptivity ou absorptance en Anglais) du milieu comme le rapport entre l'énergie absorbée et l'énergie incidente. Dans sa définition la plus basique, c'est une grandeur directionnelle et spectrale, c'est-à-dire qu'elle prend une valeur différente selon la longueur d'onde et la direction du rayonnement reçu. Du point de vue pratique des sciences de l'ingénieur, on utilise une valeur moyenne intégrée sur tout le spectre et tout l'hémisphère contenant le rayonnement reçu.

- Le **facteur de réflexion**, ou **réflectance** (reflectivity en Anglais) est défini comme le rapport entre l'énergie réfléchi par le milieu (ou la surface si celui-ci est opaque) et l'énergie incidente. De la même façon que pour le facteur d'absorption, on utilise une valeur moyenne intégrée sur tout le spectre et toutes les directions, que ce soit la direction du rayonnement incident ou du rayonnement réfléchi.
- Enfin, la **transmittance** (transmissivity en Anglais) d'un milieu semi-transparent est le rapport entre l'énergie qu'il transmet et l'énergie incidente. C'est une grandeur spectrale, on utilise donc généralement une valeur moyenne intégrée sur tout le spectre.

Pour un milieu semi-transparent, un bilan d'énergie mène à l'équation suivante :

$$\rho_r + \alpha + \tau = 1 \quad (\text{VI-4})$$

Où ρ_r est la réflectance, α le facteur d'absorption et τ la transmittance. Dans le cas d'une surface (milieu opaque), la transmittance est nulle et on a l'équation suivante :

$$\rho_r + \alpha = 1 \quad (\text{VI-5})$$

L'**émissivité** d'une surface est une grandeur différente de celles abordées ci-dessus. Elle traduit le degré auquel la surface se comporte comme un corps noir. Un corps noir est une surface conceptuelle idéale qui émet par rayonnement la puissance thermique maximale qu'il est possible d'émettre à cette température :

$$E_{cn} = \sigma T^4 \quad (\text{VI-6})$$

E_{cn} est la puissance thermique surfacique émise, T la température de la surface, et σ la constante de Stefan-Boltzmann. Cette équation, appelée loi de Stefan-Boltzmann, résulte de l'intégration sur tout le spectre de la puissance spectrale émise avec une distribution de Planck (caractéristique d'un corps noir). La constante du même nom possède alors la valeur suivante :

$$\sigma = 5.670 \times 10^{-8} \text{ W/m}^2\text{K}^4 \quad (\text{VI-7})$$

A partir de ces deux équations, on calcule la puissance thermique surfacique émise par une surface réelle :

$$E = \varepsilon \sigma T^4 \quad (\text{VI-8})$$

Où ε est l'émissivité de la surface.

6.1.2.2.2. Echanges et pertes thermiques

La figure ci-dessous montre les principaux éléments d'un tube absorbeur :

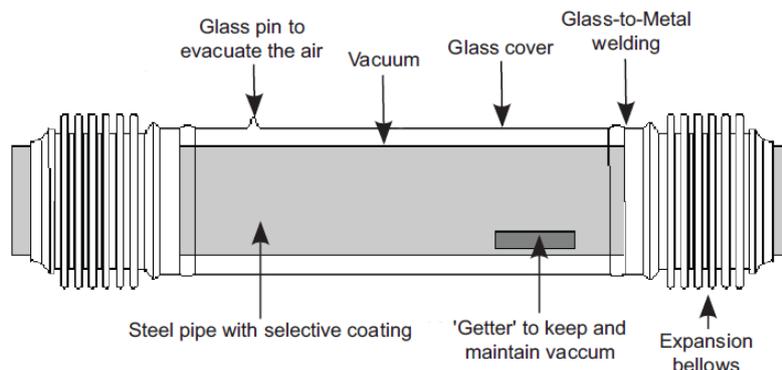


Figure 6-7 : Schéma d'un tube absorbeur sous vide [6]

L'efficacité du tube absorbeur réside dans sa capacité à absorber au maximum le rayonnement concentré, tout en limitant au maximum les pertes thermiques vers l'environnement.

Lorsque le tube est soumis à un rayonnement concentré, c'est d'abord l'enveloppe extérieure de verre qui le reçoit, et qui se comporte comme un milieu semi-transparent. Une partie du rayonnement est réfléchi, une autre partie est absorbée, mais l'essentiel est transmis à travers l'enveloppe vers la paroi du tube intérieur en acier. Un traitement anti-réflexion est appliqué à la surface de l'enveloppe afin de maximiser sa transmittance. Le rayonnement transmis à la paroi du tube intérieur est en grande partie absorbé par celle-ci (la paroi se comporte comme une surface opaque). Une partie de l'énergie absorbée par la paroi est transmise par conduction vers l'intérieur du tube, puis au fluide caloporteur par convection. Le reste de l'énergie absorbée est réémise vers l'enveloppe de verre par radiation, convection et conduction (ces deux derniers termes étant très faibles), puis la traverse par conduction. Là, elle s'ajoute à l'énergie absorbée « originellement » par l'enveloppe et cette énergie totale est perdue dans l'environnement par convection et radiation. Le traitement sélectif de la paroi du tube interne en acier lui donne un facteur d'absorption élevé et une émissivité faible afin de maximiser l'absorption de l'énergie incidente et de minimiser la réémission radiative vers l'enveloppe. Le vide entre les deux permet de rendre très faible la réémission conductive et convective. La figure ci-dessous illustre ces échanges d'énergie, et le tableau suivant les résume :

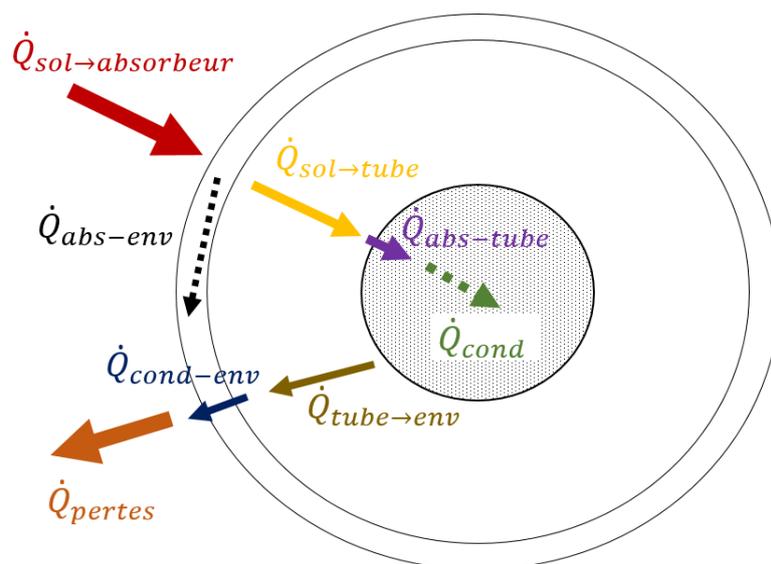


Figure 6-8 : Schématisation des échanges thermiques dans une coupe de tube absorbeur

Terme	Echange	Type de transfert thermique
$\dot{Q}_{sol \rightarrow absorbeur}$	Rayonnement solaire direct vers l'enveloppe	Radiatif
$\dot{Q}_{sol \rightarrow tube}$	Rayonnement solaire ayant traversé l'enveloppe vers le tube	Radiatif
$\dot{Q}_{abs-env}$	Rayonnement absorbé par l'enveloppe	Radiatif
$\dot{Q}_{abs-tube}$	Rayonnement solaire absorbé par le tube	Radiatif
\dot{Q}_{cond}	Flux de chaleur vers la paroi interne du tube	Conductif
$\dot{Q}_{tube \rightarrow env}$	Pertes thermique du tube vers l'enveloppe	Radiatif, convectif (faible), conductif (faible)
$\dot{Q}_{cond-env}$	Flux de chaleur vers l'extérieur de l'enveloppe	Conductif
\dot{Q}_{pertes}	Pertes thermique	Radiatif, convectif

Tableau 6-2 : Résumé des échanges thermiques dans un tube absorbeur

6.1.2.3. Efficacité d'un collecteur

En résumé, du point de vue du collecteur dans sa globalité, l'efficacité dépend principalement de deux paramètres propres au concentrateur, la réflectivité et le facteur d'interception, et de trois paramètres propres au tube absorbeurs : la transmittance de l'enveloppe, le facteur d'absorption et l'émissivité de la paroi du tube interne.

6.1.2.4. Orientation, tracking et rayonnement incident

Les collecteurs de la boucle DISS sont alignés sur un axe nord-sud, ce qui implique une variation saisonnière importante de l'énergie collectée mais une somme annuelle plus élevée. Le suivi (ou « tracking ») du soleil est donc effectué d'Est en Ouest tout au long de la journée.

La position apparente du soleil dans le ciel depuis une position donnée est généralement décrite par deux angles : la **hauteur solaire** (h_s) et l'**azimut solaire** (a_s), schématisés sur la figure suivante :

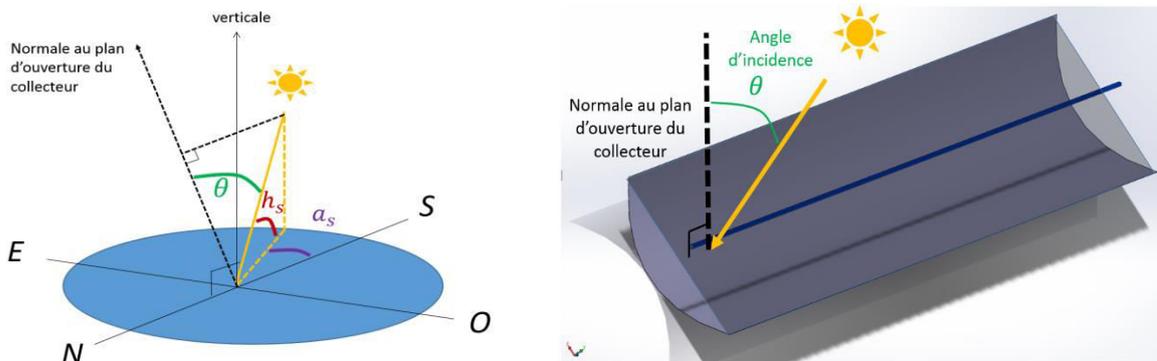


Figure 6-9 : Schématisation des angles de position du soleil (gauche) et de l'angle d'incidence sur un collecteur cylindro-parabolique (droite)

La hauteur solaire est l'angle entre la projection du vecteur de rayonnement sur le plan horizontal et la direction du rayonnement, et l'azimut solaire est l'angle entre la projection et l'axe Nord-Sud. Dans le cas d'un collecteur cylindro-parabolique, l'azimut solaire a une valeur nulle si on considère un tracking solaire Est-Ouest parfait. Pour décrire la position verticale du soleil, on utilise également la notion **d'angle incidence**, également schématisé sur la figure ci-dessus. Il s'agit de l'angle entre la projection du soleil sur le plan transversal et la direction du rayonnement incident. Les variations journalières de cet angle sont importantes et dépendent de la journée en question.

Dans le domaine du solaire thermodynamique à concentration, la quantification de la ressource solaire disponible est effectuée en terme de rayonnement direct, c'est-à-dire le rayonnement solaire qui n'est pas réfléchi ou transmis par l'atmosphère et les nuages (on parle alors de rayonnement diffus), ou bien absorbé par ceux-ci. Sa mesure est effectuée grâce à un pyrhéliomètre pointé vers le soleil, on mesure donc le rayonnement direct incident sur un plan normal à l'axe du capteur et du rayonnement. On utilise le terme DNI, pour l'acronyme Anglais *Direct Normal Irradiance*. Le flux réellement reçu dans le plan d'ouverture du collecteur est donc le DNI multiplié par le cosinus de l'angle d'incidence, on parle alors d'effet cosinus, schématisé sur la figure ci-dessous.

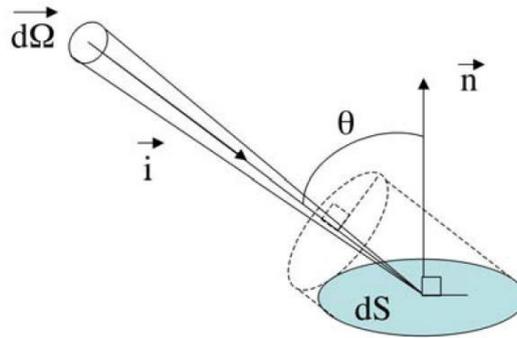


Figure 6-10 : Illustration de l'effet cosinus, extrait de [7] $d\Omega$ est l'angle solide résultant des rayons émis par le disque solaire. La surface normale au rayonnement reçoit un flux égal au DNI, tandis que la surface horizontale dS reçoit ce flux pondéré par le cosinus de l'angle d'incidence.

L'angle d'incidence a également un impact sur les paramètres d'efficacité optique du collecteur : le facteur de réflexion du miroir, le facteur d'interception du collecteur, la transmittance de l'enveloppe et le facteur d'absorption du tube ont une valeur définie pour un angle d'incidence nul. Leur valeur change légèrement avec l'augmentation de l'angle, on utilise donc un coefficient appelé IAM (pour l'anglais *Incidence Angle Modifier*) pour prendre en compte cette variation, coefficient exprimé généralement comme un polynôme de l'angle d'incidence :

$$IAM = K(\theta, \theta^2, \theta^3) \quad (VI-9)$$

6.1.3. Les connexions entre collecteurs

Chaque connexion entre deux collecteurs cylindro-paraboliques est constituée d'un jeu de coudes et d'un joint tournant pour connecter les tuyauteries solidaire de chaque collecteur. La configuration exacte dépend de la position dans la ligne, ainsi que montré sur la figure ci-dessous :

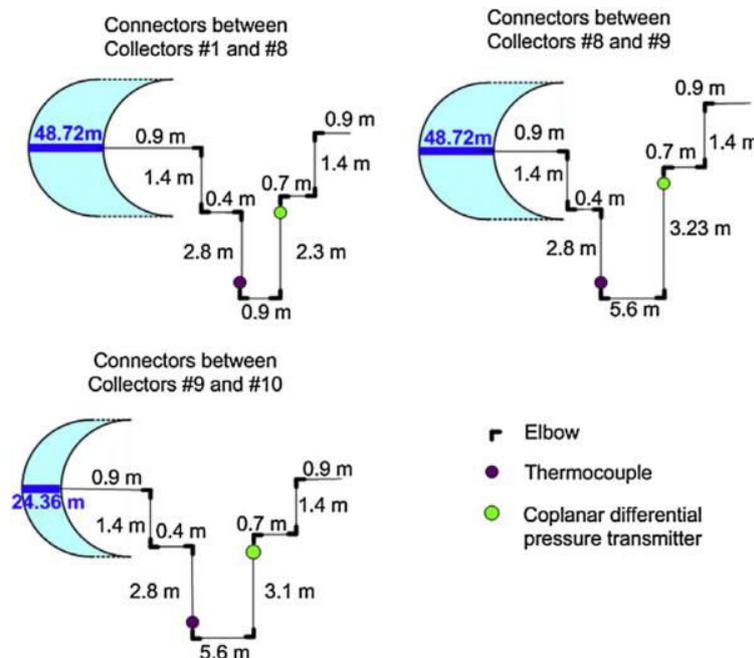


Figure 6-11 : Configuration des liaisons inter-collecteurs de la boucle DISS, extrait de [4]

6.2. Modélisation d'un collecteur cylindro-parabolique

Cette partie décrit la modélisation mathématique et en langage Modelica d'un collecteur simple LS3 modifié, d'une longueur de 50m ou 25m. La figure suivante schématise la structure du modèle :

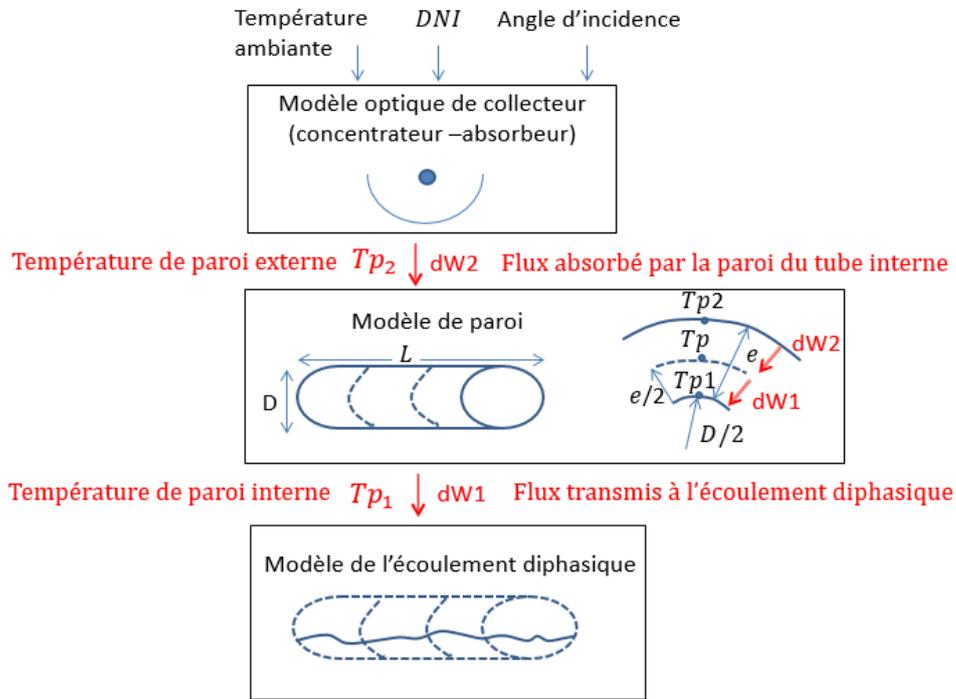


Figure 6-12 : Schématisation de la structure du modèle

Le modèle optique calcule le flux absorbé par la paroi du tube interne de l'absorbeur, ainsi que sa température. Il utilise comme données d'entrée le rayonnement normal direct (DNI), l'angle d'incidence du rayonnement et la température ambiante. Le flux calculé est transmis au modèle de paroi, qui prend en compte son inertie thermique et calcule le flux transmis à l'écoulement interne et la température de la paroi. La figure suivante montre les trois modèles connectés sous Dymola :

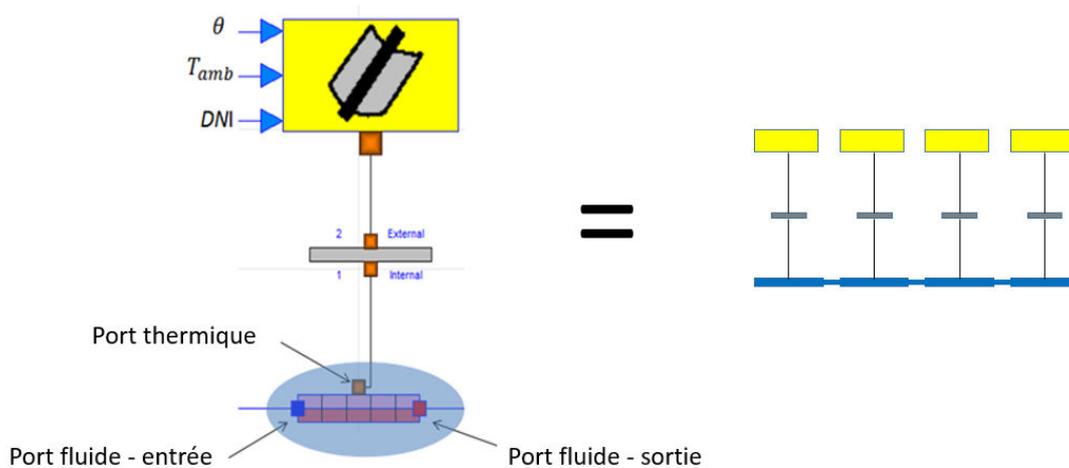


Figure 6-13 : Vue du modèle de collecteur avec ThermoSysPro

Le modèle de tube absorbeur possède une dimension spatiale : il est en effet discrétisé en un nombre N_s de mailles. Le flux calculé par le modèle optique et le modèle de paroi est divisé par le nombre de mailles

et « réparti » de manière égale entre toutes les mailles, les connecteurs thermiques des trois modèles prenant en compte cette discrétisation. Il n'y a pas de conduction thermique longitudinale entre les mailles dans les modèles de paroi et d'écoulement du fluide, la structure à gauche de la Figure 6-13 ci-dessus est donc équivalente à la structure de droite : chaque maille de la paroi reçoit le flux de la maille optique correspondante et le transmet à la maille du tube diphasique.

6.2.1. Modèle optique

Le modèle optique de collecteur cylindro-parabolique a été développé sur la base du modèle *SolarCollector* (Larrignon, El Hefni, Bride) de la version 3.1 de ThermoSysPro.

6.2.1.1. Equations du modèle

Certaines équations ont été conservées, d'autres ont été modifiées, notamment les termes d'efficacité optique et de calcul du flux absorbé par la paroi interne du tube :

$$-dW_2[i] = \eta_{Opt,over} \times IAM(\theta) \times \cos \theta \times DNI \times \frac{A_{refl}}{N_s} - W_{RadGlass}[i] - W_{ConvGlass}[i] \quad (VI-10)$$

Le flux transmis à la paroi du tube est négatif car un flux sortant est négatif par convention. L'indice i représente la maille i , et les termes de puissance et de température sont calculés maille par maille. A_{refl} est la surface d'ouverture du collecteur, produit de son ouverture et de sa longueur :

$$A_{refl} = l_{ap} l \quad (VI-11)$$

Le terme IAM a été modifié par rapport au modèle original qui ne prenait en compte que l'effet cosinus. Les polynômes sont des corrélations empiriques extraites de Valenzuela et al. (2005). [1] et Bonilla [6]. Le premier est adapté aux 9 collecteurs de 50m, le deuxième aux 2 collecteurs de 25m.

$$IAM_{50} = 1 - 0.00188 \theta - 0.000149206 \theta^2$$

$$IAM_{25} = 1 - 0.00362 \theta - 0.000132337 \theta^2 \quad (VI-12)$$

$W_{RadGlass}$ et $W_{ConvGlass}$ sont les pertes thermiques de l'enveloppe de verre vers l'environnement par radiation et convection :

$$W_{RadGlass}[i] = \frac{A_{glass}}{N_s} \times \sigma \times \varepsilon_{glass} \times (T_{glass}[i]^4 - T_{sky}^4) \quad (VI-13)$$

$$W_{ConvGlass}[i] = \frac{A_{glass}}{N_s} \times h \times (T_{glass}[i] - T_{amb}) \quad (VI-14)$$

A_{glass} est la surface extérieure de l'enveloppe de verre :

$$A_{glass} = \pi D_{glass} l \quad (VI-15)$$

Le bilan d'énergie dynamique sur l'enveloppe du tube donne l'équation suivante :

$$d_M C_{Pglass} \frac{dT_{glass}}{dt} [i] = W_{AbsGlass}[i] + W_{CondWall}[i] + W_{RadWall}[i] - W_{ConvGlass}[i] - W_{RadGlass}[i] \quad (VI-16)$$

La puissance absorbée par l'enveloppe de verre est calculée par :

$$W_{AbsGlass}[i] = DNI \times \frac{A_{refl}}{N_s} \times \alpha_{glass} \times \cos \theta \times IAM \times \eta_{Opt} \quad (VI-17)$$

La puissance reçue par conduction depuis la paroi du tube est calculée par :

$$W_{CondWall}[i] = \frac{A_{tube}}{N_s} \times \lambda \times (T_{wall}[i] - T_{glass}[i]) / \frac{D_{tube}}{2 \log \frac{D_{glass}}{D_{tube}}} \quad (VI-18)$$

La puissance reçue par radiation depuis la paroi du tube est calculée par :

$$W_{RadWall}[i] = \frac{A_{tube}}{N_s} \times \sigma \times \varepsilon_{tube} \times (T_{wall}^4[i] - T_{glass}^4[i]) \quad (VI-19)$$

Les termes des équations (VI-10) à (VI-19) sont explicités dans le tableau suivant :

<i>Terme</i>	<i>Description</i>	<i>Unité</i>
W_{tube}	Puissance thermique absorbée par la paroi du tube interne	W (/ maille)
$W_{RadGlass}$	Puissance thermique perdue par radiation de l'enveloppe de verre vers l'environnement	W (/ maille)
$W_{ConvGlass}$	Puissance thermique perdue par convection de l'enveloppe de verre vers l'environnement	W (/ maille)
$W_{AbsGlass}$	Puissance thermique incidente absorbée par l'enveloppe de verre	W (/ maille)
$W_{CondWall}$	Puissance thermique conductive entre la paroi du tube interne et l'enveloppe de verre	W (/ maille)
$W_{RadWall}$	Puissance thermique radiative entre la paroi du tube interne et l'enveloppe de verre	W (/ maille)
$\eta_{Opt,over}$	Efficacité optique globale (enveloppe – tube) du collecteur	-
IAM	Incidence angle modifier	-
θ	Angle d'incidence	°
DNI	Rayonnement normal direct	W/m^2
A_{refl}	Surface d'ouverture du collecteur	m^2
N_s	Nombre de mailles de discrétisation du collecteur	
d_M	Masse d'une maille d'enveloppe de verre	kg
C_{Pglass}	Capacité thermique spécifique de l'enveloppe de verre	$J/kg K$
T_{glass}	Température de l'enveloppe de verre	K (/ maille)
A_{tube}	Surface d'échange du tube interne	m^2
σ	Constante de Stefan-Boltzmann	$W/m^2 K^4$
ε_{tube}	Emissivité de la paroi du tube	-
T_{wall}	Température de paroi	K (/ maille)
λ	Conductivité thermique du gaz interne au tube absorbeur	W/mK
D_{tube}	Diamètre du tube interne	m
D_{glass}	Diamètre de l'enveloppe de verre	m
T_{sky}	Température de ciel	K
h	Coefficient d'échange thermique convective entre l'enveloppe de verre et l'air ambiant	$W/m^2 K$
T_{amb}	Température de l'air ambiant	K
α_{glass}	Facteur d'absorption du verre à incidence normale	-
ε_{glass}	Emissivité de l'enveloppe de verre	-

Tableau 6-3 : Description des équations et des paramètres du modèle optique de collecteur cylindro-parabolique LS3 modifié

6.2.1.2. Efficacité optique

L'efficacité optique globale est modélisée par le coefficient suivant :

$$\eta_{Opt,over} = (\tau\alpha)_n \times \eta_{Opt} \quad (VI-20)$$

L'efficacité optique « hors-tube » η_{Opt} est défini comme le produit de la réflectance R du concentrateur et du facteur d'interception γ :

$$\eta_{Opt} = R\gamma \quad (VI-21)$$

On l'écrit cependant comme un seul coefficient dans le modèle, car il est utilisé comme paramètre de calage.

Le terme $(\tau\alpha)_n$ représente l'efficacité globale du tube pour absorber le rayonnement concentré :

$$(\tau\alpha)_n = \frac{\tau\alpha}{1 - (1 - \alpha)(1 - \tau)} \quad (\text{VI-22})$$

Cette expression provient de l'absorption principale du rayonnement traversant l'enveloppe additionnée aux absorptions successives du rayonnement provenant de la double réflexion sur la paroi du tube et de l'enveloppe. La figure suivante schématise ce procédé :

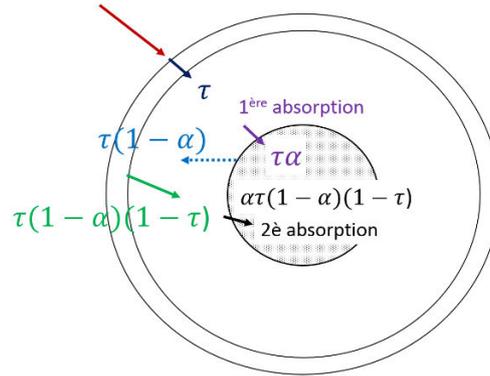


Figure 6-14 : Schématisation des différentes absorptions par le tube

Si le flux provenant de la concentration par le miroir vaut 1, le flux transmis par l'enveloppe est de τ , et la partie de ce flux qui est absorbé par la paroi du tube est de $\tau\alpha$. Le flux réfléchi est donc $\tau(1 - \alpha)$, puis celui à nouveau réfléchi par l'enveloppe de $\tau(1 - \alpha)(1 - \tau)$ (en négligeant l'absorption). Le flux absorbé une « seconde » fois par la paroi vaut alors $\alpha\tau(1 - \alpha)(1 - \tau)$, pour un flux total absorbé de $\tau\alpha + \alpha\tau(1 - \alpha)(1 - \tau)$. En poussant le raisonnement pour un nombre n d'absorptions après réflexions, on obtient un flux absorbé de la forme mathématique suivante :

$$\text{flux} = \tau\alpha[1 + (1 - \alpha)(1 - \tau) + (1 - \alpha)^2(1 - \tau)^2 + \dots + (1 - \alpha)^n(1 - \tau)^n] \quad (\text{VI-23})$$

Et pour laquelle le terme entre crochets s'apparente à une série mathématique de la forme :

$$[1 + (1 - \alpha)(1 - \tau) + (1 - \alpha)^2(1 - \tau)^2 + \dots + (1 - \alpha)^n(1 - \tau)^n] = 1 + q + q^2 + \dots + q^n$$

Puisque q est inférieur à 1 (les coefficients optiques α et τ sont inférieurs à 1), la somme d'une série mathématique de ce type vaut :

$$\lim_{n \rightarrow \infty} \sum_{i=1}^n (1 + q + q^2 + \dots + q^n) = \frac{1}{1 - q} \quad (\text{VI-24})$$

Cette dernière équation explique donc le terme d'efficacité globale donnée par l'équation (VI-22).

6.2.2. Modèle de paroi du tube interne

On considère une épaisseur e pour la paroi du tube, avec une température interne calculée au niveau de la demi-épaisseur (voir Figure 6-12). Le bilan dynamique thermique de la paroi est calculé à cet endroit :

$$dM \times Cp_w \frac{\partial T_p}{\partial t} [i] = dW_1 [i] + dW_2 [i] \quad (\text{VI-25})$$

où dM est la masse d'une maille de paroi et Cp_w sa capacité thermique spécifique. dW_1 et dW_2 sont les flux transmis respectivement vers l'intérieur du tube et reçu de l'extérieur du tube :

$$dW_1[i] = 2\pi \times dx \times \lambda \frac{T_{p_1}[i] - T_p[i]}{\log(1 + \frac{e}{D})} \quad (\text{VI-26})$$

$$dW_2[i] = 2\pi \times dx \times \lambda \frac{T_{p_2}[i] - T_p[i]}{\log(1 + \frac{e}{D})} \quad (\text{VI-27})$$

6.2.3. Modélisation de l'écoulement diphasique

Pour modéliser l'écoulement eau/vapeur et les échanges thermiques dans le tube absorbeur, le modèle *DynamicTwoPhaseFlowPipe* du package *WaterSteam/HeatExchanger* a été réutilisé et modifié légèrement.

6.2.3.1. Discrétisation spatiale du tube et des équations

La modélisation du tube utilise une méthode de discrétisation à volume finis sur un maillage à mailles décalées. Les équations expriment en effet les gradients spatiaux de type $\frac{\partial f}{\partial x}$ sous la forme de différences finies discrètes du type $\frac{f[i+1]-f[i]}{dx}$.

Le tube est discrétisé dans sa longueur par un nombre N_s de mailles dites « thermiques » et un nombre $N_s + 1$ de mailles dites « hydrauliques ». On utilise en effet un double maillage à mailles décalées (*staggered grid* en Anglais) qui consiste à décaler d'une demi-maille les bilans d'énergie et de masse et le bilan de quantité de mouvement, et donc les maillages qui les supportent. Le maillage thermique discrétise le domaine en volumes de contrôle, au centre desquels sont calculées les variables intensives. Les termes de flux comme le débit sont eux calculés aux bords des volumes de contrôles. Le maillage hydraulique est une succession d'éléments « biports » dont les bords coïncident avec les centres des volumes.

L'avantage reconnu de ce type de discrétisation est de découpler la résolution en pression (grandeur qui varie très rapidement) de la résolution du système thermique (qui varie lentement en comparaison), ce qui apporte une plus grande stabilité aux solveurs numériques. La figure suivante illustre ce principe de maillage décalé :

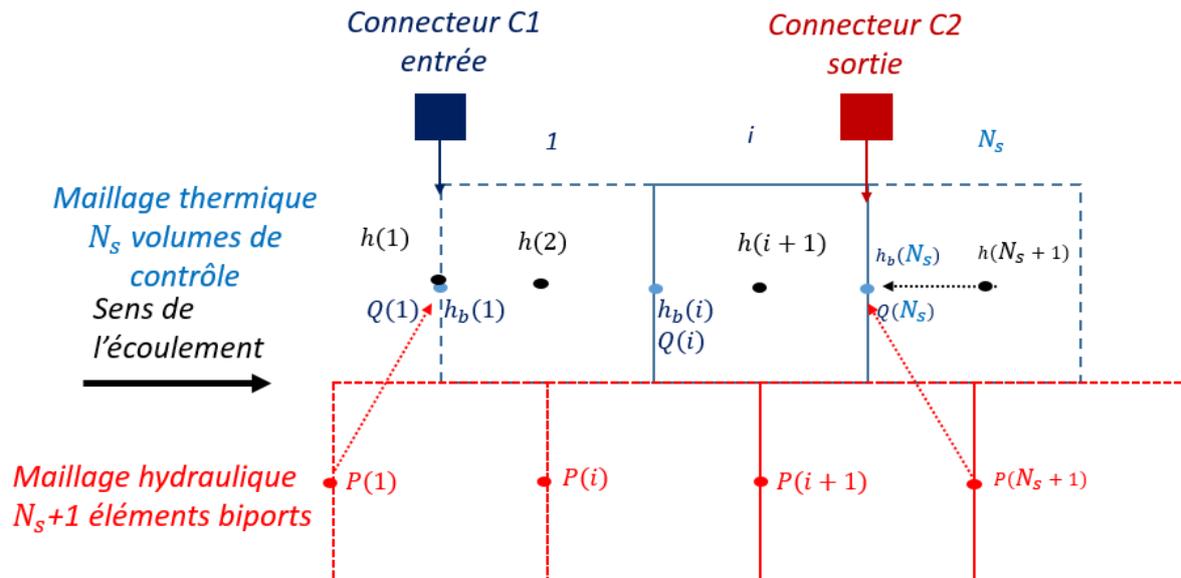


Figure 6-15: Schématisation de la discrétisation à mailles décalées

La chute de pression est calculée grâce à la résolution de l'équation de conservation de la quantité de mouvement, aux bords des éléments biports, qui correspondent donc aux centres des volumes de contrôle. Les valeurs de pression peuvent ainsi être utilisées pour le calcul des propriétés physique (notamment la densité) utilisées dans les bilans de masse et d'énergie. La pression au centre d'une maille thermique i est donc celle du bord de sortie de la maille hydraulique, soit la valeur de pression $i + 1$. L'enthalpie au centre de la maille thermique est la valeur $h(i + 1)$.

Les connecteurs du modèle de tube sont de type fluide et échangent les données de pression, enthalpie et débit.

- Le connecteur d'entrée C1 transmet les enthalpies de centre et de bord ($h(1)$ et $h_b(1)$) du volume de contrôle 1, son débit de bord d'entrée, et la pression de bord d'entrée de la première maille hydraulique ;
- Le connecteur de sortie C2 transmet les enthalpies de centre $h(N_s + 1)$ et de bord $h_b(N_s)$, la pression en bord de maille hydraulique $P(N_s + 1)$, et le débit $Q(N_s)$.

6.2.3.2. Le modèle diphasique homogène

Dans le domaine des écoulements diphasiques (dont les généralités ont été abordées au chapitre 2 de ce manuscrit), il existe deux approches principales pour une modélisation 1D.

La première approche est le **modèle à deux fluides**. On considère que l'eau liquide et la vapeur forment deux fluides distincts s'écoulant séparément dans le tube. Les deux fluides échangent de l'énergie et de la quantité de mouvement avec la paroi interne du tube, et échangent entre eux de la masse, de l'énergie, et de la quantité de mouvement. Chaque phase est décrite par trois équations de conservation, une équation de fermeture pour l'échange thermique avec la paroi et pour la perte de charge frictionnelle, et enfin par trois équations décrivant les échanges à l'interface liquide-vapeur (également des équations de fermeture). On parle également pour cette approche de modèle à 6 équations, par référence aux équations de bilan. Le logiciel de simulation thermohydraulique CATHARE utilise cette approche [8].

La seconde approche, celle utilisée dans cette thèse, est le modèle à fluide homogène, appelé souvent simplement **modèle homogène**. L'application de ce modèle aux domaines monophasiques liquide et vapeur est immédiate. Dans le domaine diphasique on applique des hypothèses simplificatrices :

- On considère que les deux phases sont mélangées dans l'écoulement de manière homogène, de sorte qu'il n'y ait qu'une seule vitesse. Le facteur de glissement est alors égal à 1 (le glissement étant défini comme le rapport de vitesses des phases) ;
- Le mélange est à l'équilibre thermodynamique et à température de saturation en tout point.

Les équations bilan pour la seconde approche se réduisent donc à trois équations de conservation (masse, énergie et quantité de mouvement) et deux équations de fermeture (perte de charge frictionnelle et échange thermique avec la paroi). Les propriétés du mélange telles que la densité sont donc des moyennes entre les valeurs de la phase liquide et de la phase vapeur. Le tableau suivant résume les deux approches principales en termes d'équations :

<i>Equations</i>	Approche	Modèle à 2 fluides	Modèle homogène
<i>Conservation</i>	Masse	2	1
	Energie	2	1
	Quantité de mouvement	2	1
<i>Fermeture</i>	ΔP friction	2	1
	Echange thermique avec la paroi	2	1
<i>Interface</i>	Masse	1	0
	Energie	1	0
	Quantité de mouvement	1	0

Tableau 6-4 : Résumé des deux approches principales pour la modélisation des écoulements diphasiques

6.2.3.3. Les équations du modèle homogène

Les équations de conservation sont établies sous forme locale pour un élément de volume δV , de masse δm , de longueur dx , et d'énergie interne totale δE . L'élément de volume reçoit de la paroi une puissance thermique dW_1 . La figure suivante illustre le concept :

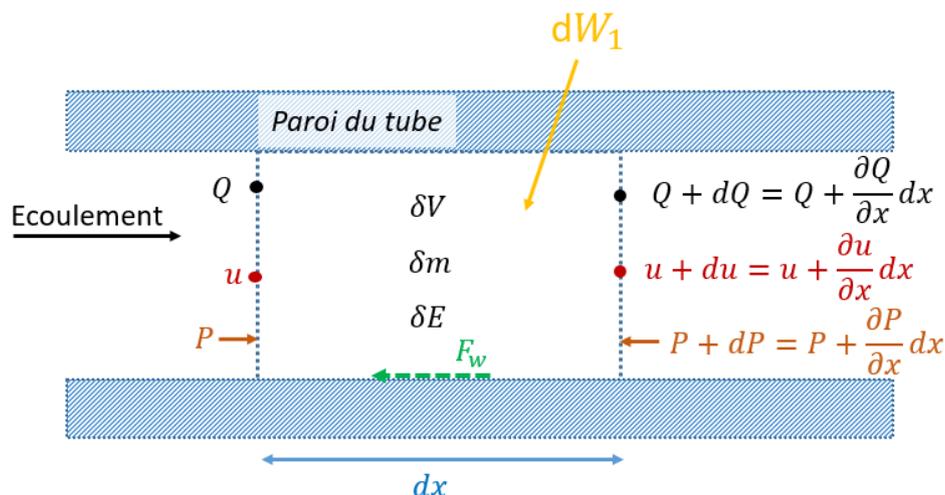


Figure 6-16 : Schéma d'un volume de contrôle et des grandeurs associées

Le fluide rentre dans le volume élémentaire avec un débit Q et une énergie interne totale massique u , et ressort en ayant subi une variation élémentaire de débit dQ et une variation élémentaire d'énergie interne massique du , que l'on peut exprimer de la façon écrite sur la figure ci-dessus. Du point de vue des forces

en présence, une force de frottement F_w du fluide sur les parois s'oppose à l'écoulement, et le volume élémentaire est soumis sur ses bords à une pression P (entrée) et $P + dP$ (sortie).

Les variables d'état du système sont la pression P et l'enthalpie spécifique h du fluide. L'enthalpie est choisie à cause de l'aspect isotherme de l'évaporation convective de l'eau lors de son écoulement. La température n'est en effet pas suffisante pour décrire complètement l'état thermodynamique du fluide dans la zone diphasique. Le couple (P, h) est en revanche suffisant pour décrire l'état thermodynamique dans la zone liquide sous-refroidie, de vaporisation et de surchauffe de la vapeur, avec l'avantage que les équations principales constitutives du modèles sont valables pour les trois zones de l'écoulement.

6.2.3.3.1. Conservation de la masse

La forme locale de la conservation de masse dans le volume élémentaire peut s'écrire :

$$Q - \left(Q + \frac{\partial Q}{\partial x} dx \right) = \frac{\partial \delta m}{\partial t} \quad (\text{VI-28})$$

En écrivant $\delta m = \rho dx A$, où ρ est la masse volumique du fluide et A la section du volume élémentaire, on obtient l'égalité suivante :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = - \frac{1}{A} \frac{\partial Q}{\partial x} \quad (\text{VI-29})$$

En utilisant les variables d'état (P, h) pour exprimer la dérivée temporelle de la masse volumique, on obtient :

$$\frac{\partial \rho}{\partial h} \frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial \rho}{\partial P} \frac{\partial P}{\partial t} = - \frac{1}{A} \frac{\partial Q}{\partial x} \quad (\text{VI-30})$$

En supposant le volume élémentaire comme étant une maille i du maillage thermique, la méthode des différences finies est utilisée pour exprimer le gradient spatial de débit :

$$\frac{\partial Q}{\partial x} = \frac{Q[i+1] - Q[i]}{dx} \quad (\text{VI-31})$$

On arrive donc à l'équation discrète de conservation de la masse du modèle Modelica :

$$A dx \left(\frac{\partial \rho}{\partial P} [i] \frac{\partial P}{\partial t} [i+1] + \frac{\partial \rho}{\partial h} [i] \frac{\partial h}{\partial t} [i+1] \right) = Q[i] - Q[i+1] \quad (\text{VI-32})$$

L'équation est appliquée sur un nombre N_s de mailles thermiques, et dx est donc la longueur d'une de ces mailles :

$$dx = \frac{l}{N_s} \quad (\text{VI-33})$$

6.2.3.3.2. Conservation de l'énergie

En écrivant l'énergie interne spécifique u comme la somme de l'enthalpie spécifique h , de l'énergie cinétique e_c et de l'énergie potentielle e_p , on peut écrire l'équation de conservation d'énergie sous la forme locale suivante :

$$dW_1 + [Q(h + e_c + e_p)]_{entrée} = [Q(h + e_c + e_p)]_{sortie} + \frac{\partial \delta E}{\partial t} \quad (\text{VI-34})$$

En négligeant les variations d'énergie cinétique et potentielle, et en écrivant $dW_1 = \frac{\partial W}{\partial x} dx$, l'équation devient :

$$\frac{\partial W}{\partial x} dx = -Qh + \left(Q + \frac{\partial Q}{\partial x} dx\right) \left(h + \frac{\partial h}{\partial x} dx\right) + \frac{\partial \delta E}{\partial t} \quad (\text{VI-35})$$

En développant l'expression et en négligeant les termes dérivés de second ordre, on obtient :

$$\frac{\partial W}{\partial x} dx = Q \frac{\partial h}{\partial x} dx + h \frac{\partial Q}{\partial x} dx + \frac{\partial \delta E}{\partial t} + o(\partial x^2) \quad (\text{VI-36})$$

En écrivant $\delta E = u \times \delta m = u \times \rho \times A \times dx$, et en posant la puissance thermique linéaire reçue par la paroi $\dot{q} = \frac{\partial W}{\partial x}$, on peut réécrire l'équation sous la forme :

$$\frac{\partial(\rho u)}{\partial t} = \frac{1}{A} \left[\dot{q} - \frac{\partial(Qh)}{\partial x} \right] \quad (\text{VI-37})$$

En utilisant la définition de la fonction enthalpie, on peut écrire $u = h - \frac{P}{\rho}$, et transformer l'équation ci-dessus en l'égalité suivante :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} h + \rho \frac{\partial h}{\partial t} - \frac{\partial P}{\partial t} = \frac{1}{A} \left[\dot{q} - \frac{\partial(Qh)}{\partial x} \right] \quad (\text{VI-38})$$

Enfin, en exprimant le gradient temporel de masse volumique en fonction des variables d'état (P, h), et en développant l'égalité ci-dessus, on obtient la forme :

$$\frac{\partial P}{\partial t} \left(h \frac{\partial \rho}{\partial P} - 1 \right) + \frac{\partial h}{\partial t} \left(h \frac{\partial \rho}{\partial h} + \rho \right) = \frac{1}{A} \left[\dot{q} - \frac{\partial(Qh)}{\partial x} \right] \quad (\text{VI-39})$$

De la même façon que pour l'équation de conservation de la masse, l'utilisation de la méthode des différences finies mène à l'équation finale du modèle Modelica :

$$A dx \left[\frac{\partial P}{\partial t} [i+1] \left(h[i+1] \frac{\partial \rho}{\partial P} [i] - 1 \right) + \frac{\partial h}{\partial t} [i+1] \left(h[i+1] \frac{\partial \rho}{\partial h} [i] + \rho[i] \right) \right] = h_b[i] Q[i] - h_b[i+1] Q[i+1] + \delta W[i] \quad (\text{VI-40})$$

On remarque que le gradient spatial d'enthalpie utilise les valeurs h_b aux bords de la maille, tandis que les termes de la partie gauche utilisent l'enthalpie calculée au centre de la maille. Les valeurs de la masse volumique et de ses dérivées partielles par rapport à P et h proviennent des tables IAPWS-IF97 intégrées dans le modèle du tube.

6.2.3.3.3. Conservation de la quantité de mouvement

Pour établir l'équation, on utilise la vitesse moyenne du fluide, reliée au débit par l'équation suivante :

$$v = \frac{Q}{\rho A} \quad (\text{VI-41})$$

Le théorème fondamental de la dynamique stipule que le taux de variation de la quantité de mouvement du volume de contrôle est égal à la somme des forces s'exerçant sur celui-ci. On a donc l'équation :

$$dx \frac{\partial Q}{\partial t} = PA - \left(P + \frac{\partial P}{\partial x} dx \right) A - \pi D dx F_w + \frac{Q^2}{\rho A} - \left[\frac{Q^2}{\rho A} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{Q^2}{\rho A} \right) dx \right] \quad (\text{VI-42})$$

En développant l'équation et en écrivant la section $A = \pi \frac{D^2}{4}$, on obtient l'équation suivante :

$$\frac{1}{A} \frac{\partial Q}{\partial t} = -\frac{\partial P}{\partial x} - \frac{4}{D} F_w - \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{Q^2}{\rho A} \right) \quad (\text{VI-43})$$

En appliquant la méthode des différences finies sur le terme de gradient de pression, et en appliquant l'équation sur le maillage hydraulique, on peut écrire l'équation de la façon suivante :

$$dx_2 \frac{1}{A} \frac{\partial Q}{\partial t} [i] = P[i] - P[i + 1] - dpf[i] - dpa[i] \quad (\text{VI-44})$$

Cette dernière équation est celle du code Modelica du modèle de tube. Elle est mise en œuvre sur le maillage hydraulique sur un nombre $N + 1$ de mailles, d'où le terme dx_2 pour désigner la longueur d'une maille hydraulique :

$$dx_2 = \frac{l}{N_s + 1} \quad (\text{VI-45})$$

Le terme dpa correspond au dernier terme de l'équation (VI-43), et représente les pertes de charges par accélération du fluide. En effet, la création de vapeur dans l'écoulement entraîne une variation de sa densité qui conduit à une variation de la vitesse et du débit du fluide, et donc une perte de charge supplémentaire. Il s'agit d'un terme d'advection, issu du développement du taux de variation de quantité de mouvement :

$$\frac{d}{dt} (\delta m v) = \frac{d}{dt} \left(\rho A dx \frac{Q}{\rho A} \right) = dx \frac{dQ}{dt} = dx \left[\frac{\partial Q}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{Q^2}{\rho A} \right) dx \right] \quad (\text{VI-46})$$

dpf est le terme de perte de charge par friction du fluide sur les parois intérieures. C'est le calcul de ce terme qui pose des difficultés pour les écoulements diphasiques, au sens où les coefficients mis en jeu peuvent provenir de différentes corrélations empiriques, rarement adaptées à toutes les conditions de fonctionnement. Les détails sur le calcul de ce terme sont abordés dans la prochaine section.

Les pertes de charge par frottement sont largement prépondérantes dans les écoulements diphasiques horizontaux des tubes absorbeurs par rapport aux pertes par accélération, qui sont limitées du fait d'une création de vapeur dans l'écoulement qui est relativement lente. En effet, le flux surfacique échangé aux parois des tubes de récepteurs CSP est relativement faible au regard d'un générateur de vapeur d'un réacteur nucléaire REP par exemple (plusieurs centaines de kW/m² contre quelques dizaines de kW/m² pour le CSP).

6.2.3.4. Lois et équations de fermeture pour le modèle homogène

Dans cette section, nous détaillons les différentes équations mises en œuvre dans le modèle Modelica pour fermer les équations bilans du modèle homogène. Concernant les équations implémentées dans les modèles, et dans un souci de clarté, les indices $[i]$ qui indiquent pour les termes correspondants qu'ils sont calculés pour chaque maille, ne sont pas écrits. Les termes en questions sont toutefois écrits en gras pour les identifier dans les équations, et les termes « scalaires » sont écrits en typographie normale.

6.2.3.4.1. La perte de charge frictionnelle diphasique

Le calcul de la perte de charge induite par l'écoulement diphasique dans les tubes est, depuis la naissance de la technologie DSG, un des thèmes de recherche de ce domaine. Il est en effet important d'estimer la puissance de pompage nécessaire au fonctionnement du vaporiseur, et de prévoir son évolution avec les transitoires d'ensoleillement et de conditions d'entrée du fluide. Cette problématique est étroitement liée à la connaissance des différents régimes d'écoulement dans les tubes (voir chapitre 2).

Les chercheurs et ingénieurs ayant contribué au développement de la génération de vapeur sont remontés à des études relativement anciennes traitant des écoulements diphasiques [9]. De nombreux travaux ont été menés dans ce domaine, dont beaucoup d'études expérimentales sur des écoulements eau/air sans apport de chaleur.

L'étude de Martinelli et Nelson (1948) [10] est l'une des premières à s'intéresser à cette problématique pour un écoulement haute pression et propose d'exprimer le gradient de pression sous la forme d'un produit entre la perte de charge purement liquide et un facteur multiplicatif :

$$\left(\frac{dP}{dx}\right)_{2\phi} = \left(\frac{dP}{dx}\right)_{LO} \phi_{LO}^2 \quad (\text{VI-47})$$

Le terme $\left(\frac{dP}{dx}\right)_{LO}$ est le gradient de pression si le liquide s'écoulait seul dans la conduite mais avec le débit total, et ϕ_{LO} est le facteur multiplicatif (sans dimension). Pour la pression de fonctionnement utilisée dans l'étude (100 bars), la corrélation proposée pour calculer sa valeur en fonction du titre massique x est la suivante :

$$\phi_{LO}^2 = -585.8x^6 + 1567.6x^5 - 1608.6x^4 + 781.4x^3 - 185.4x^2 + 37.5x + 0.98 \quad (\text{VI-48})$$

L'étude de Thom (1964) [11] modifie cette corrélation pour y inclure un terme de perte de charge gravitaire pour l'appliquer aux écoulements dans les tubes verticaux. C'est cette corrélation, décrite dans [12] et reprise ci-dessous, qui est implémentée dans le modèle de tube original *DynamicTwoPhaseFlowPipe* (Bouskela, El Hefni, Larrignon) de ThermoSysPro.

$$\phi_{LO}^2 = 1 + \frac{4200x}{(P + 19e^{P/84})} \quad (\text{VI-49})$$

La corrélation est donc plus adaptée aux générateurs de vapeur verticaux tels que ceux des centrales nucléaires, bien que l'étude de Idsinga et al. (1977) [13] juge cette corrélation plus performante que beaucoup d'autres lorsque comparée à des données expérimentales. Des travaux relativement plus récents que ceux cités précédemment et plus adaptés aux vaporiseurs DSG sont ceux de Bandel (1973) [14] et Friedel (1975) [15]. Les corrélations proposées par ces travaux ont été comparées aux données expérimentales recueillies durant le projet DISS [16], [17]. La figure ci-dessous est extraite de [17] et montre les performances des corrélations de Thom, Friedel et Bandel.

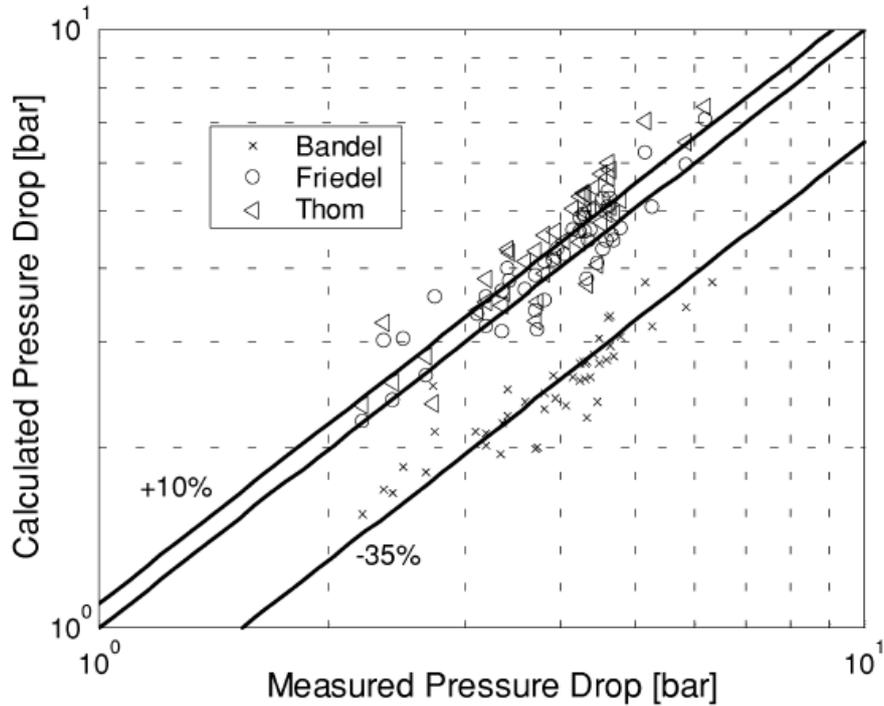


Figure 6-17 : Comparaison des différents modèles de perte de charge par rapport à l'expérimental, pour des expériences réalisées sur des tubes lisses avec la boucle DISS [17]

La corrélation de Friedel est la plus proche des résultats expérimentaux, avec une tendance à la surestimation des pertes d'environ 5% [17]. De ce fait, il s'agit de la corrélation la plus utilisée dans les études récentes des vaporiseurs DSG [18]. Il est intéressant de noter que les corrélations des travaux de Bandel [14] et Friedel [15] ne sont pas identifiées dans l'étude de Odeh et al. (2000) [9] comme intéressantes ou même simplement applicables aux vaporiseurs DSG. Il se peut que la raison soit la confidentialité des études de Bandel et de Friedel, toutes deux en Allemand.

Le coefficient multiplicateur diphasique proposé par les travaux de Friedel s'écrit ainsi :

$$\phi_{LO}^2 = E + 3.24 \times F \times H \times Fr^{-0.045} We^{-0.035} \quad (VI-50)$$

Les termes E , F , et H se calculent de la façon suivante :

$$E = (1 - x)^2 + x^2 \frac{\rho_l C_{fLO}}{\rho_v C_{fGO}} \quad (VI-51)$$

$$F = x^{0.78} (1 - x)^{0.224} \quad (VI-52)$$

$$H = \left(\frac{\rho_l}{\rho_v}\right)^{0.91} \left(\frac{\mu_v}{\mu_l}\right)^{0.19} \left(1 - \frac{\mu_v}{\mu_l}\right)^{0.7} \quad (VI-53)$$

ρ_l et ρ_v sont les masses volumiques du liquide et de la vapeur respectivement, et μ_l et μ_v les viscosités. C_{fLO} et C_{fGO} sont les facteurs de frottement de Fanning (précisons que ce facteur est égal à un quart du facteur de Darcy) calculés si le liquide et la vapeur (respectivement) s'écoulaient seuls dans la conduite avec le débit total :

$$C_{fLO} = \frac{0.079}{Re_{LO}^{0.25}} \quad (VI-54)$$

$$Cf_{GO} = \frac{0.079}{Re_{GO}^{0.25}} \quad (VI-55)$$

Les nombres de Reynolds Re_{LO} et Re_{GO} sont calculés avec les propriétés du liquide et de la vapeur (respectivement) mais avec le débit total.

Fr and We sont respectivement les nombres de Froude et de Weber :

$$Fr = \frac{Q^2}{A^2 \bar{\rho}^2 g D_{tube}} \quad (VI-56)$$

$$We = \frac{Q^2 D_{tube}}{A^2 \bar{\rho} \sigma_s} \quad (VI-57)$$

σ_s est la force de tension de surface, et $\bar{\rho}$ est la masse volumique moyenne calculée pour un modèle homogène :

$$\bar{\rho} = \left(\frac{x}{\rho_v} + \frac{1-x}{\rho_l} \right)^{-1} \quad (VI-58)$$

Cette corrélation semblant la plus adaptée à notre problématique, le choix a été fait de l'implémenter dans un modèle modifié du tube diphasique de ThermoSysPro. L'équation de conservation de quantité de mouvement originale est conservée (VI-44), ainsi que l'approche de Martinelli & Nelson (IV-47). Les pertes de charge purement liquide ou purement vapeur sont calculées par les équations suivantes :

$$dP_{LO} = 4 Cf_{LO} \frac{dx_2}{D} \frac{Q^2}{A^2 \rho_{l2}} \quad (VI-59)$$

$$dP_{GO} = 4 Cf_{GO} \frac{dx_2}{D} \frac{Q^2}{A^2 \rho_{v2}} \quad (VI-60)$$

Puis la perte de charge diphasique est calculée à partir des termes précédents :

$$dpf = \begin{cases} dP_{LO} & si & x_2 < 0.01 \\ dP_{LO} \phi_{LO}^2 & si & 0.01 \leq x_2 \leq 0.99 \\ dP_{GO} & si & x_2 > 0.99 \end{cases} \quad (VI-61)$$

6.2.3.4.2. Le coefficient d'échange thermique à la paroi

La puissance thermique échangée par convection entre la paroi interne du tube absorbeur et le fluide s'écrit par l'équation suivante :

$$dW_1 = h_i dS (T_{p1} - T_1) \quad (VI-62)$$

T_{p1} est la température de paroi interne du tube, et T_1 est la température calculée sur la maille thermique i . dS est la surface d'échange interne.

Le coefficient d'échange convectif h_i est calculé en utilisant la méthode des superpositions de Chen [19] qui consiste à distinguer la contribution de l'ébullition nucléée et de l'ébullition convective monophasique :

$$h_{2\phi} = E_c h_{cl} + S_c h_{eb} \quad (\text{VI-63})$$

h_{cl} est la contribution convective qui se calcule avec la corrélation de Dittus-Boelter pour l'échange en écoulement monophasique liquide :

$$h_{cl} = 0.023 \frac{k_l}{D_{tube}} Re_l^{0.8} Pr_l^{0.4} \quad (\text{VI-64})$$

Son équivalent en zone monophasique vapeur s'écrit :

$$h_{cv} = 0.023 \frac{k_v}{D_{tube}} Re_v^{0.8} Pr_v^{0.4} \quad (\text{VI-65})$$

k est la conductivité thermique du fluide. Les nombres de Reynolds et Prandtl sont calculés pour une zone monophasique liquide ou vapeur avec les expressions suivantes :

$$Re_l = \frac{4Q(1 - x_{bs})}{2\pi\mu_l} \quad (\text{VI-66})$$

$$Re_v = \frac{4Qx_{bi}}{2\pi\mu_v} \quad (\text{VI-67})$$

$$Pr_l = \frac{\mu_l C_{pl}}{k_l} \quad (\text{VI-68})$$

$$Pr_v = \frac{\mu_v C_{pv}}{k_v} \quad (\text{VI-69})$$

Les termes x_{bs} et x_{bi} permettent de borner le calcul du nombre de Reynolds vapeur et du nombre de Reynolds liquide, et sont calculés ainsi :

$$x_{bs} = \min(x, 0.9) \quad (\text{VI-70})$$

$$x_{bi} = \max(x, 0.1) \quad (\text{VI-71})$$

Pour les zones diphasiques, les trois autres termes qui permettent le calcul de $h_{2\phi}$ sont non nuls, et sont calculés par les expressions décrites dans l'ouvrage de Stephan (1992) [20] et suggérées par l'étude de Gungor & Winterton (1986) [21]. Nous détaillons ces expressions ci-dessous.

La contribution de l'ébullition nucléée est calculée par la corrélation de Cooper (1984) [22] :

$$h_{eb} = 55 \left(\frac{dW_1}{dS} \right)^{2/3} \left(\frac{P}{P_{cr}} \right)^{0.12} \left(-\log \frac{P}{P_{cr}} \right)^{-0.55} M_{mol}^{-0.5} \quad (\text{VI-72})$$

P_{cr} est la pression critique de l'eau, M_{mol} sa masse molaire.

Le terme correctif E de la contribution monophasique convective s'écrit :

$$E_c = 1 + 24000 BO^{1.16} + 1.37 X_{tt}^{-0.86} \quad (\text{VI-73})$$

Il est exprimé en fonction du nombre d'ébullition BO et du paramètre de Martinelli X_{tt} :

$$BO = \frac{dW_1 \times D}{4 \times Q \times l_v \times dx} \quad (\text{VI-74})$$

$$X_{tt} = \left(\frac{1-x}{x}\right)^{0.9} \left(\frac{\rho_v}{\rho_l}\right)^{0.5} \left(\frac{\mu_l}{\mu_v}\right)^{0.1} \quad (\text{VI-75})$$

l_v est la chaleur latente de vaporisation de l'eau.

Le terme correctif de la contribution de l'ébullition nucléée s'écrit :

$$S_c = 1/[1 + (1.15 \times 10^{-6} \times E^2 \times Re_l^{1.17})] \quad (\text{VI-76})$$

Le terme $h_{2\phi}$ est utilisé pour le calcul du coefficient d'échange h_i , dont la méthode de calcul dépend de la valeur du titre massique dans la maille thermique :

$$h_i = \begin{cases} \left(1 - \frac{x}{xb_1}\right) h_{cl} + \frac{x}{xb_1} h_{2\phi} & \text{pour } x < xb_1 \\ h_{2\phi} & \text{pour } xb_1 \leq x \leq xb_2 \\ \left(\frac{x - xb_2}{1 - xb_2}\right) h_{cv} + \frac{x}{xb_1} h_{2\phi} & \text{pour } x > xb_2 \end{cases} \quad (\text{VI-77})$$

Cette méthode permet d'assurer la transition entre la zone diphasique et les zones monophasiques pour le calcul du coefficient d'échange, en particulier pour la transition entre la vaporisation et la surchauffe qui est délicate à traiter. La valeur de xb_2 est fixée par défaut à 0.85

6.2.3.4.3. Calcul des propriétés du fluide

Ainsi qu'expliqué dans le chapitre précédent, la formulation IF97 de l'IAPWS est intégrée à la librairie ThermoSysPro. Le modèle d'écoulement diphasique utilise donc les fonctions d'appel implémentées pour calculer les propriétés thermodynamiques du fluide.

Le tableau suivant résume les grandeurs dont les valeurs sont calculées en faisant appel aux tables IF97, en les divisant en deux catégories. Certaines sont utilisées par les équations bilan de masse et d'énergie (et équations de fermeture), et sont donc calculées sur le maillage thermique, les autres sont utilisées par l'équation bilan de quantité de mouvement et ses équations de fermeture. Dans les deux cas, un jeu de propriétés de base (masse volumique, température et titre thermodynamique) est d'abord calculé grâce aux valeurs de pression et d'enthalpie (variables d'état).

<i>Maillage</i>	<i>Variable / Grandeur</i>	<i>Propriétés appelées</i>
Thermique	Masse volumique ρ_1	P, h
	Température T_1	P, h
	Titre thermodynamique x_1	P, h
	Propriétés à saturation liquide $lsat_1$	P
	Propriétés à saturation vapeur $vsat_1$	P
	Masse volumique à saturation du liquide ρ_{l_1}	$lsat_1$
	Masse volumique à saturation du liquide ρ_{v_1}	$vsat_1$
	Capacité thermique massique du liquide c_{p_l}	(P, h) , ou $lsat_l$
	Capacité thermique massique de la vapeur c_{p_v}	(P, h) , ou $lsat_v$
	Viscosité dynamique du liquide μ_{l_1}	ρ_{l_1}, T_1
	Viscosité dynamique de la vapeur μ_{v_1}	ρ_{v_1}, T_1
	Conductivité thermique liquide k_l	ρ_{l_1}, T_1, P

	Conductivité thermique vapeur k_v	ρ_{v1}, T_1, P
Hydraulique	Masse volumique ρ_2	P (moyennée), h_b
	Température T_2	P (moyennée), h_b
	Titre thermodynamique x_2	P (moyennée), h_b
	Tension de surface σ_2	T_2
	Propriétés à saturation liquide $lsat_2$	P (moyennée)
	Propriétés à saturation vapeur $vsat_2$	P (moyennée)
	Masse volumique à saturation du liquide ρ_{l2}	$lsat_2$
	Masse volumique à saturation du liquide ρ_{v2}	$vsat_2$
	Viscosité dynamique du liquide μ_{l2}	ρ_{l2}, T_2
Viscosité dynamique de la vapeur μ_{v2}	ρ_{v2}, T_2	

Tableau 6-5 : Propriétés thermodynamique du fluide utilisées pour la fermeture du modèle homogène d'écoulement diphasique du modèle de tube

Les propriétés calculées au centre du maillage hydraulique et faisant appel à la pression sont calculées avec une valeur de pression moyennée entre les valeurs aux deux bords de la maille. Il est en de même avec le débit pour le calcul de grandeurs (pour les équations de fermeture du bilan d'énergie) au centre des mailles du maillage thermique : la valeur du débit utilisée est celle de la moyenne entre les deux bords.

6.2.3.5. Limites et critiques du modèle homogène

Bien que le modèle homogène soit une approche relativement simple et puissante pour la modélisation des écoulements diphasiques [23], son utilisation dans les évaporateurs DSG horizontaux est entachée d'un paradoxe. En effet, le modèle homogène s'applique idéalement à un écoulement où les phases sont très dispersés (écoulement à bulles), car c'est ainsi que les hypothèses du modèle sont le plus valables : égalité de vitesse des phases, équilibre thermodynamique. Plus les phases sont mélangées, plus les échanges de masse et d'énergie entre celles-ci sont négligeables dans la modélisation. Dans une installation DSG, on cherche à fonctionner en régime d'écoulement annulaire, car c'est celui qui offre le meilleur coefficient d'échange thermique et qui permet d'éviter des hétérogénéités de température trop importantes dans la paroi des tubes. Ce régime d'écoulement est pourtant caractérisé par une séparation importante des phases, et des vitesses différentes entre elles.

La figure suivante provient de l'étude de Hoffman et al. [24] et montre l'évolution de la vitesse de chaque phase à différents endroits de la ligne dans la boucle DISS. Les vitesses sont calculées par le code ATHLET [24], un code de sûreté nucléaire allemand utilisant un modèle à deux fluides (6 équations). Cette étude a pour objectif d'évaluer les performances d'un tel code, comparé à un code utilisant le modèle homogène.

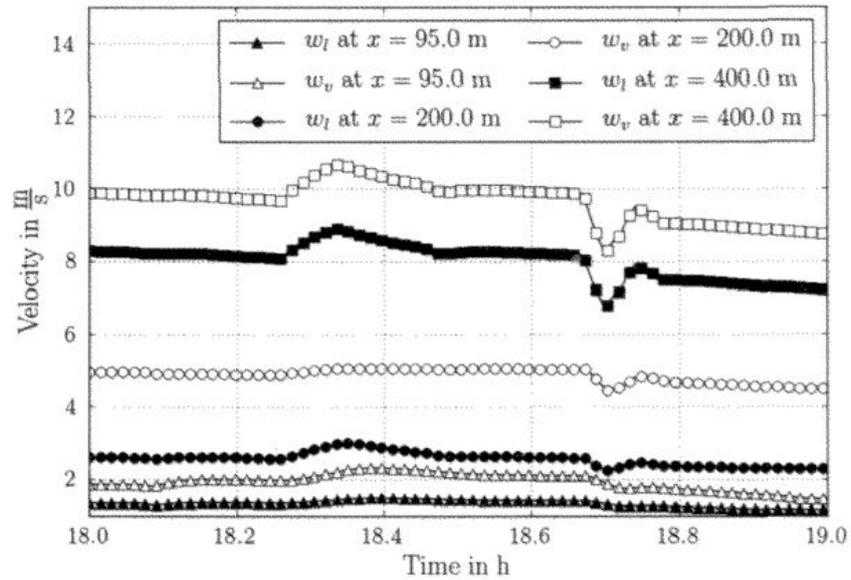


Figure 6-18 : Vitesses des phases aux cotes 95m, 200m et 400m dans la boucle DISS

On observe sur ces courbes que les phases ne s'écoulent pas à la même vitesse. La différence est plus importante (environ 2.5 m/s) à la cote 200m, soit au milieu de la zone de vaporisation dans la zone de vaporisation.

Les auteurs de l'étude indiquent qu'il est difficile de conclure sur la supériorité d'un des deux approches, car les résultats sont très différents selon le régime de fonctionnement de l'évaporateur DSG. Ils notent toutefois que l'approche homogène donne de bons résultats dans beaucoup de situations.